

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1      INJECTIONS MULTIPLES POUR UN CONTRÔLE ACCRU SUR LES PERFORMANCES DE MOTEURS .....	5
1.1      Moteurs diesel à injection directe, principes de fonctionnement général et principaux composants.....	5
1.2      Liens entre la combustion, les émissions, le bruit et l'injection de carburant .....	6
1.3      Système d'injection à rampe commune .....	7
1.4      Injecteurs de carburant et jets d'injection .....	9
1.4.1      Principe de fonctionnement des injecteurs de carburant.....	9
1.4.2      Morphologie d'un jet de carburant .....	15
1.4.3      Débits d'injection et masse injectée.....	18
1.4.4      Longueur de pénétration du jet de carburant .....	22
1.4.5      Comportement en régime transitoire .....	25
1.4.6      Chocs émis en bout de jets de carburant.....	27
1.5      Influence de l'usage d'injections multiples sur les jets de carburant.....	32
1.6      Problématique de recherche.....	37
CHAPITRE 2      ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ONDES DE CHOC ÉMISES PAR DES JETS DE CARBURANT DIESEL .....	41
2.1      Objectifs de la section.....	41
2.2      Description expérimentale en visualisations Schlieren.....	41
2.3      Description expérimentale du système de mesure de pression dynamique .....	46
2.4      Analyse de l'incertitude expérimentale des visualisations Schlieren .....	47
2.5      Analyse de l'incertitude expérimentale des mesures de pression dynamique .....	49
2.6      Conditions expérimentales.....	49
2.7      Résultats et discussion .....	50
2.8      Synthèse de chapitre .....	59
CHAPITRE 3      ÉTUDE NUMÉRIQUE DES ONDES DE CHOC ÉMISES PAR UNE INJECTION ET LEUR INFLUENCE SUR UN NUAGE DE GOUTTELETTES .....	61
3.1      Objectifs de la section.....	61
3.2      Choix du modèle d'écoulement multiphasé.....	61
3.2.1      Description détaillée du modèle physique de fluide.....	61
3.2.2      Description du schéma numérique.....	67
3.2.3      Validation du modèle numérique.....	74
3.3      Définition des conditions initiales et aux frontières pour un problème de jet de carburant diesel .....	79
3.4      Étude de l'entraînement d'un jet de carburant à l'aide d'ondes de choc .....	82

3.4.1	Effet des propriétés du nuage de gouttelettes .....	83
3.4.2	Simulation d'une injection double .....	88
3.5	Synthèse de chapitre .....	92
<b>CHAPITRE 4 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COUPLAGE HYDRAULIQUE</b>		
<b>ENTRE DEUX INJECTIONS DE CARBURANT .....</b>		
<b>93</b>		
4.1	Objectifs du chapitre .....	93
4.2	Description expérimentale pour la mesure de débits d'injections .....	93
4.3	Description de la méthode de post-traitement des résultats bruts .....	97
4.4	Conditions expérimentales .....	100
4.5	Résultats et discussion .....	102
4.5.1	Injections simples .....	103
4.5.2	Injections doubles .....	113
4.6	Synthèse de chapitre .....	124
<b>CHAPITRE 5 MODÉLISATION DU PHÉNOMÈNE DE COUPLAGE</b>		
<b>HYDRAULIQUE AVEC UN MODÈLE PHÉNOMÉNOLOGIQUE</b>		
<b>SIMPLE .....</b>		
<b>127</b>		
5.1.1	Objectifs du chapitre .....	127
5.1.2	Formulation du modèle empirique simple .....	127
5.1.3	Validation du modèle avec les données expérimentales .....	134
5.1.4	Étude du couplage via les délais d'ouverture et de fermeture entre les injections .....	141
5.2	Synthèse de chapitre .....	143
<b>CHAPITRE 6 ÉTUDE DU COUPLAGE AÉRODYNAMIQUE ENTRE DEUX</b>		
<b>JETS DE CARBURANT .....</b>		
<b>145</b>		
6.1	Objectifs du chapitre .....	145
6.2	Description expérimentale pour la visualisation de jets de carburant .....	146
6.3	Description de la méthode de post-traitement des résultats de visualisation .....	150
6.4	Analyse de l'incertitude expérimentale en visualisation de jets de carburant .....	152
Conditions expérimentales .....		154
6.5	Résultats et discussions .....	154
6.5.1	Présentation des modèles de pénétration de jets de carburants étudiés ..	155
6.5.2	Étude du comportement de jets lors d'injections simples .....	159
6.5.3	Étude du comportement de jets lors d'injections doubles .....	164
6.6	Synthèse de chapitre .....	174
<b>CONCLUSION .....</b>		<b>177</b>
<b>RECOMMANDATIONS .....</b>		<b>181</b>
<b>ANNEXE I PROGRESSION HISTORIQUE DES MODÈLES DE JETS</b>		
<b>DE CARBURANT .....</b>		
<b>183</b>		

ANNEXE II	ÉQUATIONS DE CONSERVATION POUR UN ÉCOULEMENT BIPHASÉ .....	195
ANNEXE III	ANALYSE DE L'INCERTITUDE EXPÉRIMENTALE DE MESURES DE DÉBITS D'INJECTIONS .....	201
BIBLIOGRAPHIE .....		207



## TABLE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1.1	Gains en émissions polluantes lors d'injections multiples .....32
Tableau 3.1	Conditions de simulations.....83
Tableau 3.2	Temps de réponse de Stokes des tailles de gouttelettes étudiées.....88
Tableau 4.1	Quantité injectée en fonction du type de filtre pour une injection de 1 ms, $P_{inj}$ de 900 bar et contrepression de 30 bar.....98



## TABLE DES FIGURES ET ILLUSTRATIONS

	Page
Figure 1.1	Schéma d'un système d'injection à rampe commune adapté de (Reif, 2014).....8
Figure 1.2	Schéma d'un injecteur à action indirecte adapté de (Reif, 2014).....11
Figure 1.3	Schéma d'une buse d'injecteur à plusieurs orifices (type sac).....12
Figure 1.4	Mesures par rayon X de la levée d'aiguille durant un événement d'injection tiré de (Kastengren et al., 2009).....13
Figure 1.5	Levée de l'aiguille lors d'injections coupées par différents délais (Kastengren et al., 2011).....14
Figure 1.6	Morphologie simplifiée d'un jet de carburant.....16
Figure 1.7	Caractérisation hydraulique d'une injection.....17
Figure 1.8	Effet de la levée de l'aiguille sur le coefficient d'écoulement durant un événement d'injection adapté de (Chouak et al., 2015) .....21
Figure 1.9	Changement de pente après fermeture de l'injecteur tiré de (Tétrault et al., 2015) .....27
Figure 1.10	Densité de SF6 à travers le choc tiré de MacPhee et al, (2002).....29
Figure 1.11	Caractérisation hydraulique d'une injection double.....33
Figure 1.12	Phénomène de rattrapage tiré de (Arai et Amagai, 1994).....34
Figure 1.13	Phénomène de réaccélération tiré de (Arai et Amagai, 1994) .....35
Figure 1.14	Phénomène d'interaction entre les jets adapté de (Tétrault et al., 2015)...36
Figure 2.1	Schéma de principe de l'expérience Schlieren .....43
Figure 2.2	Domaine de visualisations Schlieren .....45
Figure 2.3	Mesures de pression dynamique .....47
Figure 2.4	Séquence d'image provenant de visualisations Schlieren à haute vitesse d'une injection double .....50

## XVIII

Figure 2.5	Séquence d'image provenant de visualisations Schlieren à haute vitesse d'une injection double .....	52
Figure 2.6	Longueur de pénétration du jet de carburant et de l'onde de choc pour 3 essais avec un $\Delta P = 1600$ bar, dans l'air à 295K.....	54
Figure 2.7	Mesures de pression dynamique d'injections de différentes durées .....	55
Figure 2.8	Amplitude du choc en fonction de la durée d'injection .....	57
Figure 2.9	Saut de pression du choc à relatif la pression ambiante.....	58
Figure 3.1	Configurations d'ondes du problème de Riemann de la phase dispersée.....	71
Figure 3.2	Schéma de processus de simulation.....	73
Figure 3.3	Résultats du test synthétique (test de Sod).....	75
Figure 3.4	Conditions initiales et frontières du problème de tube de choc avec gouttelettes .....	76
Figure 3.5	Résultats problème de tube de choc à diamètre unique .....	78
Figure 3.6	Domaine discrétisé.....	79
Figure 3.7	Conditions initiales pour un problème 1D avec deux phases .....	80
Figure 3.8	Injection segmentée 315us avec délais de 1 et 2 ms adaptée de (Tetrault et al.,2015) .....	81
Figure 3.9	Distributions de vitesse au moment où le choc quitte le nuage de gouttelettes pour différentes densités de nuages à 293 K et 20 bar .....	84
Figure 3.10	Distributions de vitesse au moment où le choc quitte le nuage de gouttelettes pour différentes épaisseurs de nuages à 293 K et 20 bar et densité de nuage de $6 \text{ kg/m}^3$ .....	85
Figure 3.11	Effet de la taille des gouttelettes sur la réponse impulsionnelle au choc ( $M=1,04$ ) qui traverse le nuage de gouttelettes, à 293 K et 20 bar, densité de nuage de $6 \text{ kg/m}^3$ et épaisseur du nuage de 30 mm .....	87
Figure 3.12	Réaccélérations du jet expérimentales et simulées .....	90

Figure 3.13	Régimes d'atomisations pour les ondes de choc simulées adapté de (Hsiang et Faeth, 1995).....	92
Figure 4.1	Appareil de mesure de débit par méthode de bosch (Bosch, 1966).....	94
Figure 4.2	Appareil de mesure par méthode de Bosch de l'ETS.....	95
Figure 4.3	Comparaison qualitative des algorithmes de filtrage sur une injection simple (injection de 0,5ms, Delta P de 160 MPa) .....	98
Figure 4.4	Boîte du plan d'expérience .....	101
Figure 4.5	Stratégies d'injection doubles étudiées .....	101
Figure 4.6	Débit injecté en fonction de la pression d'injection. Injections de 500 et 1000 $\mu$ s.....	104
Figure 4.7	Débit injecté en fonction de la pression d'injection (adimensionnalisé sous forme de coefficient d'écoulement en fonction du temps adimensionnel).....	105
Figure 4.8	Effet de la pression sur les paramètres d'injection.....	106
Figure 4.9	Décroissance du coefficient d'écoulement en fonction du temps par rapport à la fin effective de l'injection .....	107
Figure 4.10	Pression dans la conduite en amont de l'injecteur en fonction de la pression et la durée d'injection .....	109
Figure 4.11	Coefficient d'écoulement en fonction du temps adimensionnel pour des injections de différentes durées à 900bar et 15 bar de contre-pression ...	111
Figure 4.12	Délais entre EEOI et début de phase de décroissance du débit .....	112
Figure 4.13	Coefficient-d'écoulement en fonction du temps adimensionnalisé et décalé par rapport à HEOI .....	113
Figure 4.14	Coefficient d'écoulement pour des injections coupées d'un temps d'énergisation de 200 $\mu$ s à une pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar .....	114
Figure 4.15	Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 500 $\mu$ s à une pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar .....	116

Figure 4.16	Masses relatives injectées lors d'injections doubles par rapport à une injection simple de même durée d'énergisation.....	118
Figure 4.17	Effet du ratio DT/ET1 sur le délai d'ouverture de la seconde injection.....	120
Figure 4.18	Effet du ratio DT/ET1 sur le délai de fermeture de la seconde injection.....	121
Figure 5.1	Modèle empirique du délai d'ouverture d'une seconde injection couplée à l'injection précédente .....	131
Figure 5.2	Modèle empirique du délai de fermeture d'une seconde injection couplée à l'injection précédente .....	132
Figure 5.3	Simulations des débits injectés en fonction de la durée d'énergisation pour une pression d'injection de 900 bar et une contrepression de 15 bar .....	135
Figure 5.4	Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 200 $\mu$ s à une pression d'injection de 900 bar .....	136
Figure 5.5	Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 500 $\mu$ s à une pression d'injection de 900 bar .....	137
Figure 5.6	Comparaison des résultats expérimentaux et simulés pour les cas à couplage maximal .....	138
Figure 5.7	Surinjection de masse en fonction de la durée d'injection et du délai entre les injections pour une pression d'injection de 900 bars (haut) et 1600 bars (bas).....	139
Figure 5.8	Couplage par fusion maximal en fonction de la pression d'injection .....	142
Figure 6.1	Schéma de l'enceinte et du système d'injection .....	147
Figure 6.2	Configuration du système de mesure.....	149
Figure 6.3	Comparaison des résultats expérimentaux au modèle d' (Hiroyasu et Arai, 1990) et de Desantes et al. Pour différentes pressions d'injection et contrepression et ce pour une injection de 1 ms .....	160
Figure 6.4	Courbes de pénétration de jets pour différents temps d'énergisation. Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar.....	161

Figure 6.5	Courbes de pénétration de jet pour $ET=250\mu s$ à différentes pressions d'injection .....162
Figure 6.6	Injection Simple (gauche) comparée .....165
Figure 6.7	Injection double 200/1250/200 à 900bar/15bar. Colonne de gauche : 1 <sup>ère</sup> injection, colonne de droite : 2 <sup>e</sup> injection .....166
Figure 6.8	Injection double 200/2500/200 à 900bar/15bar. Colonne de gauche : 1 <sup>ère</sup> injection, colonne de droite : 2 <sup>e</sup> injection .....167
Figure 6.9	Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 417 $\mu s$ de la première (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar).....170
Figure 6.10	Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 625 $\mu s$ de la première (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar).....171
Figure 6.11	Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 1250 $\mu s$ (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar).....172
Figure 6.12	Débit instantané d'une première injection de 260 $\mu s$ suivie d'une seconde injection de 390 $\mu s$ séparée par un délai de 625 $\mu s$ . Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar .....173
Figure 6.13	Comparaison des résultats expérimentaux de l'injection optimisée basée sur (Plamondon, 2015) avec le modèle intégré.....174



## LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CFL	Courant-Friedrich-Levy
DT	Temps d'arrêt «Dwell Time»
ECN	Engine Combustion Network
EID	Durée effective d'une injection
ET	Durée d'énergisation
IFT	Seuil de fusion entre les injections
IUSTI	Institut universitaire des systèmes thermiques industriels
LDPA	« Laser Diffraction Partille Analysis»
MUSCL	«Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws»
NCD	Délai de fermeture de l'injecteur
NOD	Délai d'ouverture de l'injecteur
NOx	Oxydes d'azote
SF6	Hexafluorure de soufre
TVD	« Total Variation Diminishing»
URANS	«Unsteady Reynold's Averaged Navier Stokes Equations»



## LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

### Unités de mesure

A	Ampère
Bar	Bar
C	Coulomb
°C	degré Celsius
dB	décibel
g	gramme
Hz	Hertz
J	Joule
K	Kelvin
l	litre
m	mètre
N	Newton
o	octet
Pa	Pascal
ppm	Parties par million
s	g
V	Volt
°	degré
Rad	radians
W	Watt

### Symboles

$A$	Section, Ampère
$a$	Vitesse du son
$B_x$	Incertitude de biais
$C$	Nombre de cavitation
$C_A$	Coefficient de contraction
$C_D$	Coefficient d'écoulement
$C_V$	Coefficient de vitesse
$c_p$	Chaleur spécifique à pression constante
$c_v$	Chaleur spécifique à volume constant
$c_f$	Chaleur spécifique du carburant sous forme liquide
$\overline{CS}$	Variables conservées de l'écoulement
$D_d$	Diamètre de goutte
$d_{32}$	Diamètre de Sauter
$d_0$	Diamètre d'orifice de l'injecteur
$EID_i$	Durée effective de l'injection i
$ET_i$	Durée d'énergisation de l'injection i
$\vec{F}$	Vecteur flux de l'écoulement
$\overrightarrow{F_{drag}}$	Force de traînée entre les gouttes et la phase gazeuse

$\vec{H}$	Vecteur de termes sources
$IFT_i$	Seuil de fusion entre injection i et i-1
$I_1$	Intensité lumineuse sur image t1
$I_2$	Intensité lumineuse sur image t2
$k_u$	Constante empirique du modèle de Desantes
$M$	Nombre de Mach
$\dot{M}_o$	Flux de quantité de mouvement du jet
$M_{shock}$	Nombre de Mach de l'onde de choc
$N$	Révolutions par minutes
$NCD_i$	Délai de fermeture de l'injection i
$NOD_i$	Délai d'ouverture de l'injection i
$Nu$	Nombre de Nusselt
$n_r$	Nombre de révolutions par course de puissance
$Oh$	Nombre de Ohnesorge
$P$	Pression
$P_x$	Incertitude aléatoire
$P_i$	Pression d'injection
$P_b$	Contre pression
$P_{ref}$	Pression de référence du seuil d'audition humaine
$Pr$	Nombre de Prandtl
$\vec{Q}$	Transfert de chaleur entre les gouttes et le gaz
$q$	Débit volumique
$R(\mathbf{s})$	Fonction de corrélation croisée
$Re$	Nombre de Reynolds
$R_g$	Constante de gaz
$RP()$	Solution du problème de Riemann
$S$	Longueur de pénétration de jet
$SPL$	Amplitude de l'onde sonore
$t$	Temps
$t^*$	Temps adimensionnalisé
$t_b$	Temps de bris de jet
$U_x$	Incertitude totale
$V_d$	Volume balayé
$We$	Nombre de Weber
$z_0$	Coordonnée z du plan laser
$\alpha$	Constante de profil gaussien du modèle de Desantes
$\Delta P$	Différentiel de pression à l'injecteur
$\Delta X_p$	Déplacement x sur le plan image
$\Delta Y_p$	Déplacement y sur le plan image
$\Delta x_p$	Déplacement x réel
$\Delta y_p$	Déplacement y réel
$\Delta z_p$	Déplacement z réel
$\rho$	Densité

$\rho_g$	Densité du gaz
$\rho_f$	Densité du carburant
$\theta$	Angle du jet de carburant
$\gamma$	Ratio des chaleurs spécifiques $\frac{c_p}{c_v}$
$\tau_{st}$	Temps de réponse de Stokes
$\tau_{ouv}$	Constante de temps d'ouverture
$\tau_{ferm}$	Constante de temps de fermeture

ClicCours.com



## INTRODUCTION

Parmi les solutions techniques accessibles afin de réduire l'intensité de carbone des véhicules de promenade figurent l'utilisation de motorisations électriques ou hybrides ainsi que de potentiels gains d'efficacité au niveau des moteurs à combustion interne actuellement utilisés en majorité. L'usage d'une motorisation à allumage par compression permet quant à elle un gain possible d'environ 20 % d'émissions de GES par rapport à une motorisation à allumage commandé (Sullivan et al, 2004). Cette technologie peut également être combinée à d'autres approches de réduction de l'intensité de carbone telles que l'usage de carburants alternatifs dont l'empreinte de carbone est moindre (Shonnard et al, 2015) ainsi que la réduction de la taille du moteur via l'usage d'une motorisation hybride (Axsen et al., 2010). Le moteur à allumage par compression a cependant pour inconvénient d'émettre davantage d'oxydes d'azote et de particules fines par rapport au moteur à allumage commandé, et ce particulièrement à forte charge où la puissance maximale peut être limitée par le taux d'émission de suies. Différentes technologies ont été développées afin d'amoindrir cet écart et permettre aux véhicules diesel d'atteindre les cibles d'émissions par véhicule fixées sur des objectifs de réductions de concentrations dans des milieux urbains et des prédictions de croissance de tailles de flottes de véhicules. Parmi ces technologies permettant d'aider le moteur à allumage par compression figurent la recirculation des gaz brûlés, les trappes à particules, les systèmes de réduction catalytique sélective (réduction des NOx à l'aide d'Urée) et l'introduction de systèmes d'injections à commande électronique permettant un contrôle accru sur l'injection de carburant. Les présents travaux s'intéresseront à une réduction des émissions à la source, ce qui n'exclut pas un post-traitement mais permet potentiellement d'en combiner les gains sur les émissions.

L'introduction d'un système plus flexible sur l'introduction du carburant dans le moteur introduit cependant de nouvelles possibilités dont l'usage de plusieurs injections de carburant dans un cycle moteur, ce qui entraîne l'apparition de nouveaux paramètres de contrôle sur la combustion dont l'influence est encore mal documentée. Les bénéfices de telles stratégies, observés à différents degrés dans la littérature sont entre autres une réduction de l'émission de

NOx, une réduction des émissions de suies et une réduction du bruit de fonctionnement (Mohan, Yang et Chou, 2013). Cependant l'usage d'une stratégie mal calibrée peut avoir un effet contraire sur les émissions polluantes et a pour effet de complexifier la calibration des moteurs. Le présent projet visera donc à augmenter la compréhension générale sur le processus d'injection lorsque l'injection de carburant est fragmentée en plusieurs injections par cycle moteur.

Le premier chapitre permettra de revoir l'état de l'art au niveau du fonctionnement général du moteur à allumage par compression, sur les jets de carburant issus des systèmes d'injection de dernière génération et sur les spécificités des jets lors d'injections multiples. Les objectifs de recherche seront détaillés à la fin de ce chapitre.

Les chapitres 2 et 3 s'intéresseront à un premier mécanisme d'interaction potentiel entre deux jets de carburant faisant intervenir un couplage via l'émission d'ondes de choc. Une approche expérimentale est utilisée dans le chapitre 2 afin de confirmer la présence de chocs et d'en obtenir les caractéristiques principales. Une approche numérique 1D sera utilisée dans le chapitre 3 afin d'isoler l'influence du passage d'un choc du reste de l'écoulement.

Les chapitres 4 et 5 s'intéresseront au couplage entre deux injections de carburant au niveau de l'hydraulique de l'injecteur. L'influence des durées d'injections ainsi que du délai séparant les injections seront étudiés. Une approche expérimentale est abordée au chapitre 4 alors qu'une méthode de modélisation empirique ne nécessitant pas un modèle physique complet de l'injecteur est proposée au chapitre 5.

Le chapitre 6 s'intéressera finalement au comportement aérodynamique des jets de carburants et de l'influence des mécanismes étudiés précédemment sur la longueur de pénétration de jets. Plusieurs approches seront également abordées afin d'adapter un modèle existant aux comportements de jets lors d'injections doubles.

Enfin, une conclusion générale des présents travaux de recherche est effectuée pour discuter des objectifs de recherches et des principales contributions. Une discussion est également effectuée sur les expériences non concluantes et sur les pistes de recherche futures.

Il est attendu que les travaux de cette thèse permettront d'augmenter la compréhension de la physique derrière les stratégies d'injections multiples, ce qui devrait permettre de réduire la quantité d'essais et les coûts associés lors de la phase de calibration du développement d'un nouveau moteur.



## CHAPITRE 1

### INJECTIONS MULTIPLES POUR UN CONTRÔLE ACCRU SUR LES PERFORMANCES DE MOTEURS

Ce chapitre présente une revue de littérature scientifique portant sur l'influence de l'usage de stratégies d'injections multiples sur les performances de moteurs les employant ainsi que sur les caractéristiques des jets de carburants résultants de l'usage de ces stratégies. Tout d'abord, une brève revue générale sur les moteurs diesel à rampes communes et sur les jets de carburants en injections simples est effectuée pour en décrire les principes de fonctionnement généraux et pour établir le vocabulaire utilisé pour traiter du sujet principal de cette thèse. Ensuite, une revue de l'effet de l'usage de stratégies d'injections multiples en moteur diesel sur les émissions et performances moteur est effectuée. Cette brève revue en survol amène au sujet principal de cette revue critique de littérature, soit l'effet de l'usage de stratégies d'injections multiples sur le comportement des jets de carburant. À la suite de cette revue critique de littérature, les objectifs de recherche des présents travaux seront détaillés avec la méthodologie employée afin de tenter d'y répondre.

#### **1.1 Moteurs diesel à injection directe, principes de fonctionnement général et principaux composants**

Dans cette section, le principe d'une machine thermique à combustion interne utilisant un cycle diesel à quatre temps fonctionnant avec un système d'injection à rampe commune est brièvement expliqué. Bien qu'il existe des moteurs diesel utilisant un cycle en deux temps, l'usage du terme moteur diesel sous-entend un cycle en quatre temps dans les présents travaux. Le moteur diesel est un moteur alternatif à combustion interne. Le terme alternatif provient du mouvement de va-et-vient d'un piston qui exerce un travail de frontière sur le volume de gaz duquel on extrait un travail. Le mouvement de va-et-vient de ce piston est converti en mouvement circulaire par un système bielle-manivelle. Les moteurs alternatifs à combustion interne les plus couramment utilisés sont les moteurs à allumage commandé et les moteurs à allumage par compression. Les deux cycles reposent sur les mêmes quatre temps, soit :

l'admission, la course de compression, la course de puissance et l'échappement. Les deux machines thermiques diffèrent principalement par la façon dont le mélange air-carburant est admis dans le moteur et la méthode employée pour enflammer le mélange. Dans un moteur à allumage par compression, le jet de carburant est injecté dans de l'air chaud et pressurisé. La flamme s'auto-enflammera dans des régions du jet où la richesse le permet après un certain délai d'inflammation. Le cycle Diesel modélise l'ajout de chaleur à pression constante, ce qui est plus représentatif d'une combustion plus lente dominée par un régime de combustion par flammes de diffusion. La combustion dans un moteur à allumage par compression ne se déroule cependant pas à pression constante tel que modélisé par le cycle théorique mais à un taux contrôlé par le processus d'injection de carburant et de mélange avec l'air dans le moteur.

## **1.2 Liens entre la combustion, les émissions, le bruit et l'injection de carburant**

L'injection de carburant est typiquement réalisée soit directement dans la chambre principale ou dans une chambre secondaire dans le cas de moteurs à injections indirecte dont l'usage est aujourd'hui restreint aux petits moteurs utilitaires. Dans le cas de systèmes à injection directe, l'injection est réalisée à l'aide d'un injecteur doté de plusieurs orifices circulaires permettant de bien répartir le carburant dans la chambre de combustion (Reif, 2014). Malgré un effort de bien mélanger le carburant et l'air, le délai d'inflammation implique que la flamme se forme dans un milieu fortement hétérogène composé d'un mélange non uniforme d'air, de carburant liquide et vaporisé ainsi que de gaz brûlés résiduels (Taylor, 1985). La combustion dans ces conditions est donc fortement dépendante des conditions locales instantanées. Les conditions locales de richesse, de température, de pression peuvent donc affecter le développement de la flamme (Taylor, 1985). La combustion dans un moteur diesel est typiquement divisée en trois (Taylor, 1985) ou quatre (Heywood, 1988) phases distinctes énumérées ci-dessous :

- Délai d'initiation ;
- Phase de combustion prémélangée ;
- Phase de combustion par diffusion ;
- Phase de combustion tardive (Heywood, 1988).

Le délai d'inflammation correspond au temps se déroulant entre le début effectif de l'injection de carburant et l'inflammation ou première apparition d'une flamme. Ce délai est principalement fonction de la température, la pression et la capacité du carburant à s'enflammer rapidement et caractérisé à l'aide de l'indice de cétane (Heywood, 1988). La qualité d'atomisation est considérée comme ayant un effet négligeable à cette étape (Heywood, 1988) mais peut avoir un impact dans le cas de très mauvaise atomisation (Taylor, 1985).

La phase de combustion prémélangée ou combustion rapide se déroule directement après l'inflammation du carburant. Cette phase de combustion est caractérisée par un taux d'augmentation élevé de la pression de la chambre causé par une combustion rapide (Taylor, 1985), (Heywood, 1988). Le carburant brûlé dans cette phase correspond principalement au carburant s'étant préalablement évaporé et mélangé à l'air durant la phase de délai d'inflammation (Taylor, 1985), (Heywood, 1988). La combustion prémélangée est suivie par la phase de combustion par flamme de diffusion est quant à elle contrôlée par le taux de mélange entre le carburant et l'air dans la région du jet de carburant (Taylor, 1985), (Heywood, 1988). La technique d'injection joue donc un rôle clé au niveau des émissions polluantes, de la performance et du bruit émis par le moteur (Heywood, 1988).

### **1.3 Système d'injection à rampe commune**

Comme le carburant s'enflamme de lui-même peu de temps après être introduit dans la chambre de combustion dans un moteur d'allumage par compression, il est nécessaire de délivrer le carburant au bon moment avec le bon débit et de le disperser adéquatement dans l'air pour obtenir une bonne efficacité de combustion, de faibles émissions et un faible bruit de fonctionnement. Pour répondre à ce besoin, le système d'alimentation en carburant des moteurs diesel a évolué au fil des ans. Le contrôle mécanique du cadencement et de la quantité injectée a progressivement été remplacé par un contrôle électrique pour obtenir un contrôle accru sur le processus d'injection. Les moteurs diesel modernes sont équipés d'un système d'injection de carburant qui permet une commande électronique de la pression, du calage et de

la durée d'une injection. Le système est principalement composé des éléments suivants représentés sur la Figure 1.1:

1. Pompe haute pression;
2. Rampe(s) d'injection;
3. Injecteurs électroniques;
4. Capteur de pression rampe;
5. Valve de régulation de pression;
6. Calculateur du moteur.

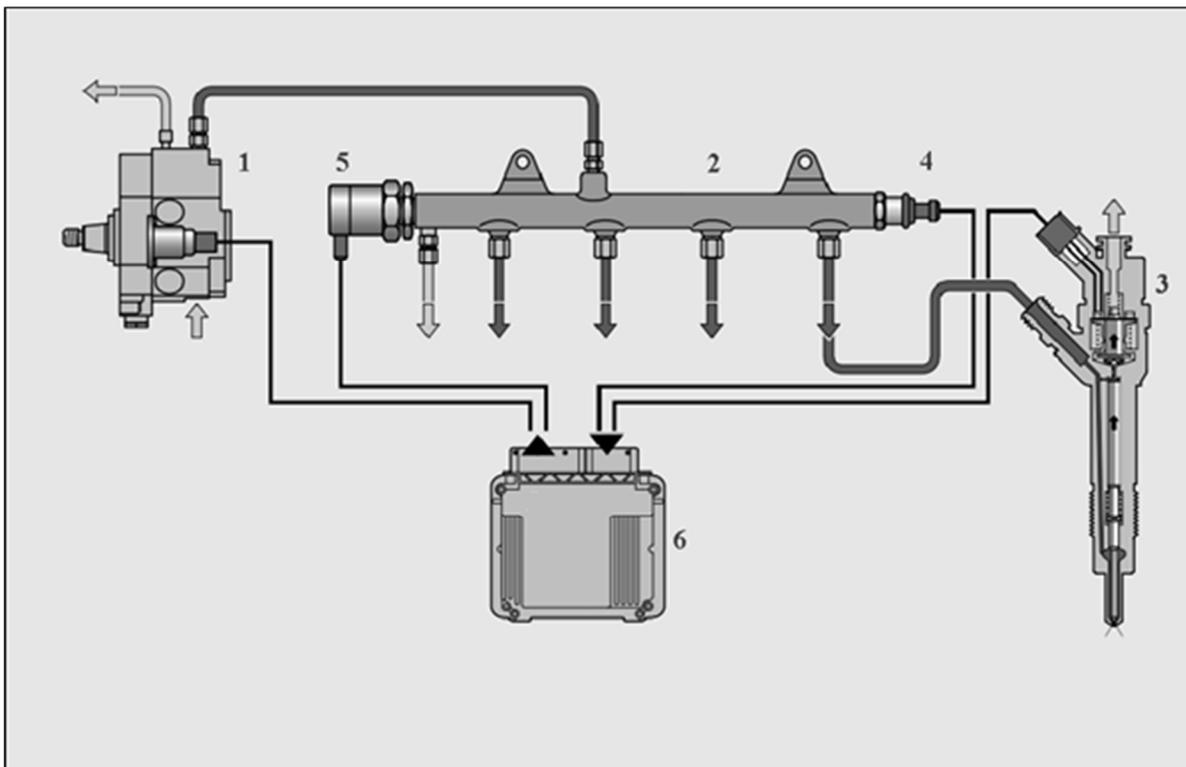


Figure 1.1 Schéma d'un système d'injection à rampe commune adapté de (Reif, 2014)

La pompe à haute pression est en général couplée mécaniquement au moteur. Celle-ci pressurise le carburant dans la rampe d'injection qui agit comme un réservoir ou un accumulateur près des injecteurs tout en permettant de dissiper les ondes de pressions émises par la pompe, la valve de régulation et les injecteurs. La pression d'injection est régulée à l'aide d'un capteur de pression et d'une valve de régulation de pression tous deux installés sur la

rampe d'injection (Boudy, 2008). La valve permet de réguler la pression à l'aide d'une fuite contrôlée de carburant retournant en amont de la pompe haute pression. L'injection du carburant de la rampe dans le moteur est contrôlée à l'aide d'injecteurs électroniques. Le système d'injection à rampe commune permet donc de contrôler de façon indépendante la pression d'injection et le phasage de l'injection contrairement aux systèmes d'injecteurs mécanique. Toutefois, l'injecteur électronique et mécanique utilisent une valve pointe-aiguille qui permet de délivrer le carburant dans le cylindre moteur grâce à un ou des orifices circulaires. Cette information est digne de mention puisque les résultats d'un bon nombre d'études citées dans ces travaux utilisent des injecteurs mécanique et leurs résultats sont applicables aux systèmes à rampe commune, car le principe de base d'opération de l'injecteur reste le même. L'avantage du système à rampe commune est qu'il permet également d'effectuer plusieurs injections par cycle moteur ou de contrôler le courant électrique fourni à l'injecteur de façon à contrôler le débit sortant. Afin de maximiser le potentiel de cette flexibilité accrue sur le contrôle de l'injection, il est nécessaire de bien maîtriser la réponse des jets de carburant face à ces paramètres de contrôle additionnels. Comme l'injecteur est l'appareil électromécanique qui permet la conversion d'une commande électrique de l'ordinateur en jet de carburant utilisable par le moteur, la sous-section suivante lui est dédiée.

## **1.4 Injecteurs de carburant et jets d'injection**

### **1.4.1 Principe de fonctionnement des injecteurs de carburant**

Dans les injecteurs diesel récents, la commande électrique permet l'entrée du carburant dans l'injecteur et la pression d'injection du carburant soulève l'aiguille permettant ainsi l'injection du carburant. Lorsque le carburant sort de l'orifice de l'injecteur, l'interaction entre le jet de carburant à haute vitesse (due à la forte pression d'injection) et l'air amène un éclatement spontané et donc à l'atomisation en fines gouttelettes du jet (Lefebvre & McDonell, 2017). Les injecteurs électroniques peuvent reposer sur le principe d'action directe ou indirecte, ce qui définit le lien entre l'actionneur électrique et la valve pointe-aiguille qui permet

l'introduction du carburant dans la chambre de combustion. Une valve à action directe permet de contrôler la levée de l'aiguille directement via l'actionneur électrique.

Les injecteurs à action indirecte diffèrent des injecteurs à action directe par leur système de couplage hydraulique entre l'actionneur électrique et la valve principale. Le système à action indirecte nécessite moins de force de la part de l'actionneur électrique pour activer la levée de l'aiguille mais entraîne un délai plus important entre le début de la commande électrique et le début effectif de l'injection. Dans le cas d'un injecteur à action indirecte, la valve pointeau-aiguille est maintenue fermée par une force résultante de la pression exercée par le carburant sur deux épaulements d'une tige ainsi que d'un ressort en compression. Afin d'actionner l'injecteur, l'une des deux surfaces de l'épaulement est reliée directement à une chambre remplie de carburant pressurisé tandis que la seconde surface est reliée à une chambre de modulation pressurisée via un canal offrant une restriction à l'écoulement. L'actionneur électrique permet de créer un débit de fuite de la chambre de modulation via l'ouverture d'une valve pilote vers la conduite de drain de l'injecteur, causant une chute de pression sur la seconde surface de piston de l'aiguille. Cette chute de pression permettra une levée de l'aiguille de la valve principale de l'injecteur via un débalancement de la pression entre les deux surfaces de pression de l'aiguille. Un schéma de principe d'un injecteur à action indirecte par solénoïde est illustré sur la Figure 1.2. Sur cette figure, on peut voir l'action de la valve pilote sur l'aiguille en comparant les deux états de l'injecteurs, soit injecteur ouvert avec le débit de fuite vers le drain (à gauche) et l'injecteur fermé à droite avec la pression équilibrée. L'actionneur électrique utilisé pour actionner la valve pilote est typiquement un actionneur fonctionnant à l'aide d'un solénoïde ou à l'aide d'un empilement de cellules piézoélectriques pour les injecteurs plus récents.

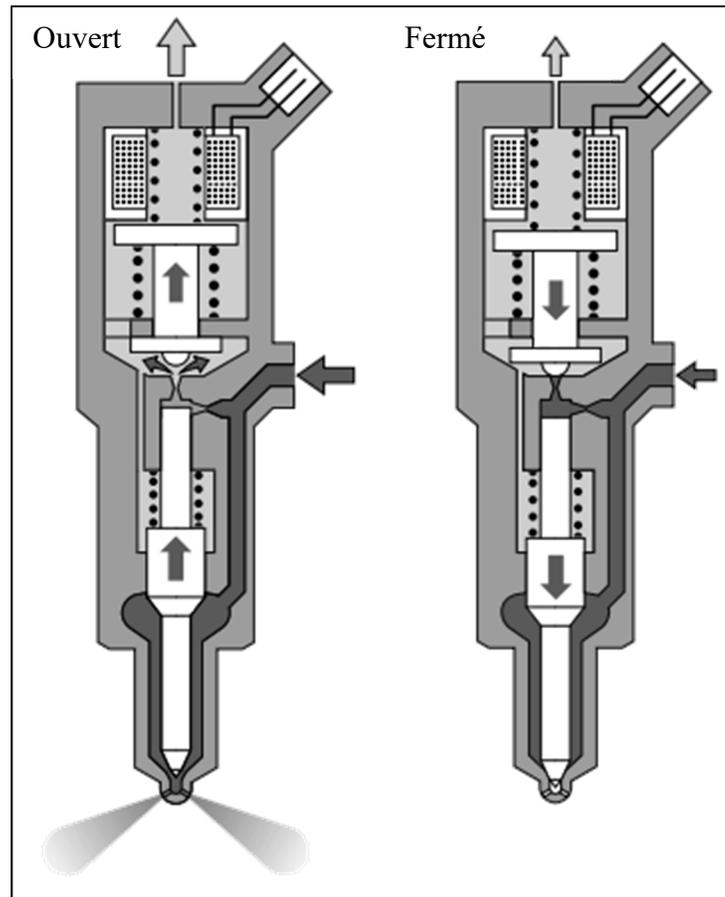


Figure 1.2 Schéma d'un injecteur à action indirecte adapté de (Reif, 2014)

Les injecteurs à action piézoélectrique se distinguent des injecteurs à action par solénoïde par un délais d'ouverture plus court, un taux d'augmentation plus important du débit massique et de la vitesse de jet en phase d'ouverture (Payri et al., 2011). Le principe de fonctionnement des injecteurs à action piézoélectrique est légèrement différent aux injecteurs à action par solénoïde puisqu'il fait intervenir un amplificateur hydraulique entre l'actionneur piézoélectrique et la valve pilote qui permet d'amplifier le faible déplacement de l'actionneur piézoélectrique. Ces technologies d'injecteurs ont cependant toutes en commun une valve principale ou buse similaire représentée à la Figure 1.3 composée d'une aiguille (a), de son siège (b), d'un sac (c) et des orifices d'injection (d) qui permettent de délivrer le carburant dans la chambre de combustion. Chacun de ces éléments pouvant affecter les jets d'injection de carburant.

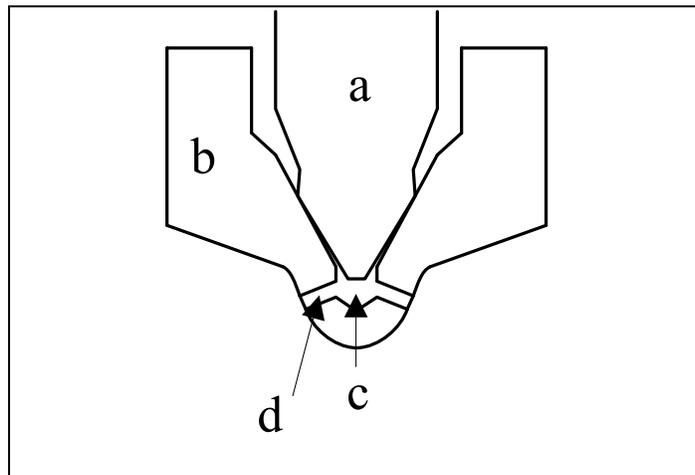


Figure 1.3 Schéma d'une buse d'injecteur à plusieurs orifices (type sac)

Comme mentionné précédemment, une commande électrique d'injection entraîne la levée de l'aiguille de la valve principale via l'action d'une valve pilote après un certain délai. La réponse temporelle de l'aiguille à une commande d'injection a été étudiée expérimentalement par (Kastengren et al. 2009) à l'aide d'une technique de visualisation par rayon X permettant de visualiser l'aiguille à l'intérieur de l'injecteur sans besoin de modifier celui-ci. La Figure 1.4 tirée de (Kastengren et al., 2009) illustre la levée de l'aiguille d'un injecteur monotrou pour différentes pressions d'injections et différentes durées d'injection.

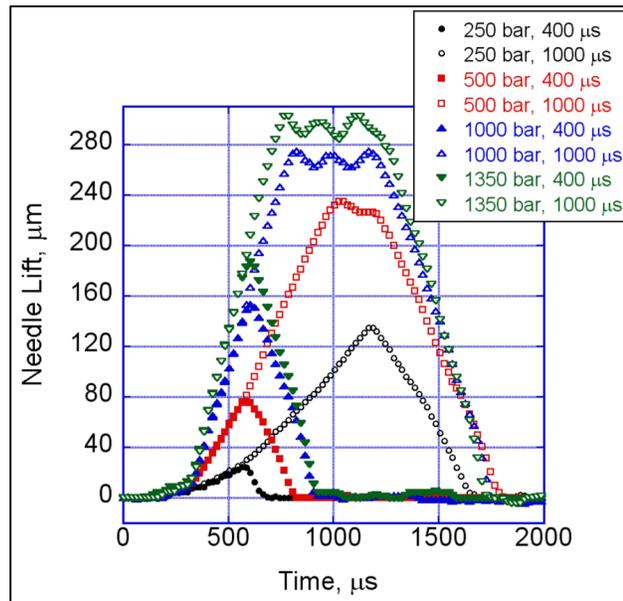


Figure 1.4 Mesures par rayon X de la levée d'aiguille durant un événement d'injection tiré de (Kastengren et al., 2009).

Dans leur étude expérimentale (Kastengren et al., 2009) étudient l'effet de la durée d'injection, de la pression d'injection et de la géométrie de l'injecteur sur les déplacements de l'aiguille par rapport à son siège en trois dimensions. Parmi les géométries d'injecteurs étudiées, ils étudient des injecteurs monotrou à sac ainsi que des injecteurs à orifices bloqués par l'aiguille (sans sac) de différents diamètres d'orifices. Cette étude expérimentale leur permet d'observer les phénomènes suivants :

- La levée de l'aiguille se fait à vitesse relativement constante jusqu'à l'atteinte de la levée maximale.
- La descente de l'aiguille se fait également à vitesse relativement constante jusqu'à l'atteinte de la fermeture complète.
- La position à levée maximale de l'aiguille croît linéairement avec la pression d'injection.
- La vitesse de levée d'aiguille et la vitesse de descente de l'aiguille croissent avec la pression d'injection, cependant la vitesse de levée croît à un taux plus élevé.
- Ils observent également un mouvement latéral d'oscillations de l'aiguille.

(Kastengren et al, 2011) étudient dans une autre étude l'effet de l'usage d'injections coupées rapprochées sur la levée de l'aiguille de l'injecteur. Les auteurs observent une dynamique de l'aiguille similaire pour la première et la seconde injection lors de l'usage d'injections coupées ou doubles exemptes de fusion entre les injections avec des délais de levée d'aiguille similaires tel qu'illustré à la Figure 1.5.

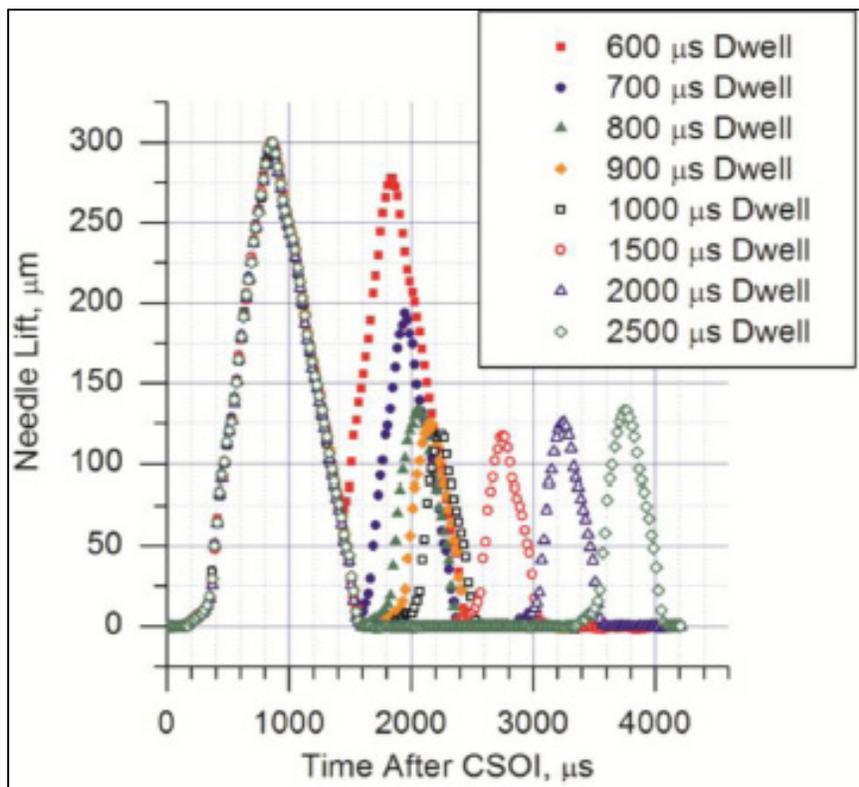


Figure 1.5 Levée de l'aiguille lors d'injections coupées par différents délais (Kastengren et al,2011)

Lors de sa levée, l'aiguille se déloge de son siège afin de permettre au carburant d'entrer dans le sac et les orifices de l'injecteur composant la buse de l'injecteur. De nombreuses caractéristiques dimensionnelles dans la buse peuvent affecter le comportement de l'injecteur. Cependant l'étude de l'écoulement interne de l'injecteur est extrêmement complexe puisqu'il implique la prise de mesure dans un environnement extrêmement restreint vu la petite taille d'une buse d'injection de l'ordre de 100 μm ou la simulation d'un écoulement turbulent.

### 1.4.2 Morphologie d'un jet de carburant

Plusieurs auteurs se sont intéressés à la morphologie des jets de carburant issus d'un injecteur diesel à orifice circulaire. Puisqu'un jet est composé de milliers de gouttelettes de diamètres différents entourées d'un gaz porteur accéléré par les gouttelettes et de vapeur de carburant, obtenir une formulation exacte du jet demeure un problème complexe. Afin de bien décrire un jet de carburant avec une quantité restreinte d'informations, il est courant de lui définir une frontière géométrique dans un plan généralement définie par observation directe par photographie ou par d'autres méthodes optiques telles que la visualisation « Schlieren » permettant de visualiser des gradients d'indices de réfraction. Cette enveloppe géométrique est couramment décrite en faisant intervenir des propriétés géométriques approximatives telles que la longueur de pénétration (Lefebvre & McDonell, 2017), l'angle du cône (Lefebvre & McDonell, 2017) et la surface occupée. Le jet peut par la suite être caractérisé davantage de différentes façons en le découpant en plusieurs régions ayant des caractéristiques particulières et en introduisant des propriétés microscopiques telles que des distributions de tailles de gouttes. L'une de ces régions caractéristiques est la longueur du jet liquide non-atomisé observé à la sortie de l'injecteur. Cette région domine le jet durant les premières microsecondes d'une injection puis atteint une longueur relativement constante couramment caractérisée comme longueur liquide du jet. Une diminution de cette longueur de noyau liquide est observée expérimentalement par (Kook, Pickett & Musculus., 2009) après la fin de la commande de l'injection avec une tête qui remonte vers l'injecteur. Cette région dans un spray est schématisée sur la Figure 1.6 tirée de (Dos Santos et Le Moyne , 2011).

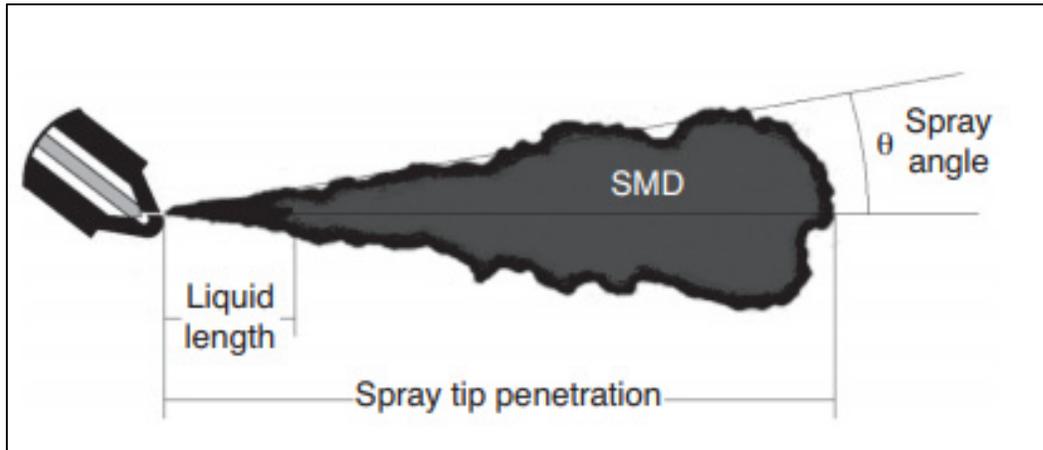


Figure 1.6 Morphologie simplifiée d'un jet de carburant  
tiré de Dos Santos et Le Moyne (2011).

La morphologie du jet peut être subdivisée davantage en sous-régions quasi-stationnaires et en région transitoire comme observé par (Desantes et al., 2006). La transition de la région quasi-stationnaire vers la zone transitoire est estimée à environ 70 % de la longueur de pénétration du jet et les différences se situent dans la nature hautement transitoire de la tête du jet qui est affecté par des structures tourbillonnaires présentes en bout de spray (Desantes et al., 2006).

Les jets de carburants peuvent également être décrits localement à l'aide de propriétés ponctuelles. Des fonctions de densités de tailles de gouttelettes peuvent être mesurées localement et un diamètre moyen de Sauter peut également être mesuré expérimentalement. Le diamètre moyen de Sauter ( $d_{32}$ ) diffère du diamètre moyen arithmétique tel qu'on peut observer via sa définition présentée à la relation (1.1) mettant en relation le ratio entre la somme des cubes des diamètres ( $D_g$ ) et la somme des carrés des diamètres. Le diamètre de Sauter ( $d_{32}$ ) est obtenu à l'aide d'un ratio entre le volume de liquide total et la surface totale des gouttes dans la région mesurée. Le  $d_{32}$  à lui seul ne donne cependant pas d'information sur l'étalement de la distribution de tailles de gouttelettes (Lefebvre & McDonell, 2017).

$$d_{32} = \frac{\sum D_g^3}{\sum D_g^2} \quad (1.1)$$

Un jet de carburant peut également être caractérisé hydrauliquement par son débit en fonction du temps lors d'une injection. Une injection de carburant peut être caractérisée hydrauliquement en trois phases, soit une période transitoire d'ouverture, une période transitoire de fermeture et une période quasi-stationnaire durant laquelle le débit injecté est relativement constant. La période transitoire est qualifiée dans quelques ouvrages comme étant une période balistique due à la montée progressive de l'aiguille principale actionnée par la pression de carburant durant cette phase de l'injection.

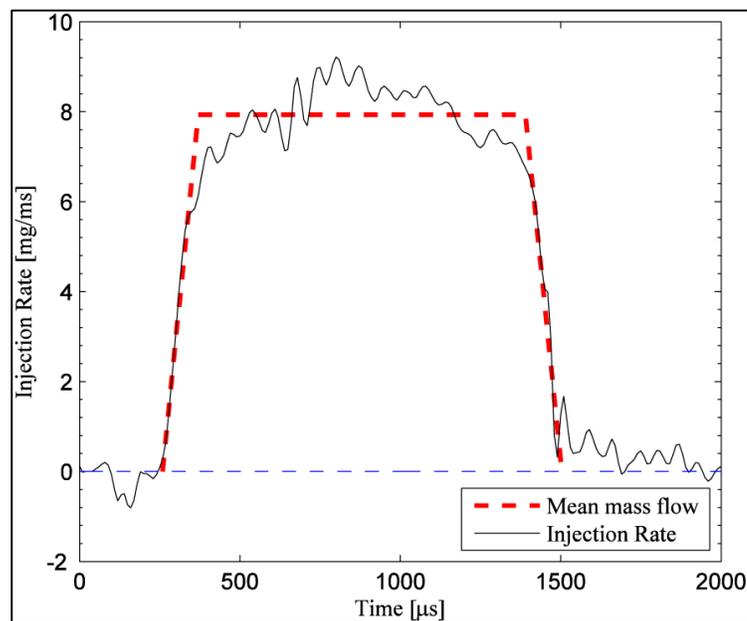


Figure 1.7 Caractérisation hydraulique d'une injection

Une autre caractéristique morphologique d'un jet de carburant est l'apparition d'ondes de pressions en tête et périphérie de spray lors d'injections à haute pression. Ces ondes de pressions évoluent en chocs lorsque des conditions supersoniques sont atteintes dans l'air ambiant. L'étude de la formation de chocs en bout de spray et de son influence sur les jets de carburant sera couvert en détail dans la section 1.4.6.

### 1.4.3 Débits d'injection et masse injectée

La fonction d'un injecteur de carburant est de contrôler la quantité de carburant délivrée au moteur. La masse injectée est donc la principale caractéristique contrôlée par le système d'injection. Typiquement, un injecteur est conceptualisé comme un canal qui sépare deux réservoirs de différentes pressions. En supposant un écoulement incompressible et non visqueux en régime permanent, il est possible d'estimer un débit massique théorique à l'aide de l'équation de Bernoulli. La formulation d'un débit massique injecté à partir de l'équation de Bernoulli est défini à l'équation (1.2). Cette équation fait intervenir l'aire du canal ( $A$ ), la densité du carburant ( $\rho_f$ ) et le différentiel de pression entre les deux réservoirs ( $\Delta P$ ) qui correspondent à la pression d'injection et la pression dans la chambre ou contrepression.

$$\dot{m}_{theo} = A \sqrt{2\rho_f \Delta P} \quad (1.2)$$

Cette formulation théorique, bien qu'elle permette d'isoler les paramètres dominants les débits d'injections, fait intervenir des hypothèses qui en limitent la validité. Pour obtenir une masse injectée plus représentative d'un système réel, il est pratique courante de la corriger à l'aide d'un coefficient d'écoulement empirique ( $C_D$ ) qui est fonction des caractéristiques de l'injecteur et du carburant (Lefebvre & McDonell, 2017) qui met en relation le débit réel ( $\dot{m}_{réel}$ ) et le débit calculé à l'aide de l'équation de Bernoulli ( $\dot{m}_{theo}$ ).

$$C_D = \frac{\dot{m}_{réel}}{\dot{m}_{theo}} \quad (1.3)$$

De nombreux travaux de recherche ont porté sur une diminution de l'empirisme de ce coefficient d'écoulement en proposant différentes formulations permettant de le quantifier théoriquement. L'une des premières est une décomposition du coefficient d'écoulement en coefficient de vitesse ( $C_V$ ) et coefficient de contraction ( $C_A$ ).

$$C_D = C_V C_A \quad (1.4)$$

Différents phénomènes physiques ayant été simplifiés par le modèle de Bernoulli peuvent entraîner des variations de ces coefficients. Par exemple, il a été observé expérimentalement et simulé numériquement que bien que la pression d'injection soit très élevée, des conditions menant à la cavitation du carburant pouvaient être atteintes localement à l'entrée des orifices de l'injecteur. Cet effet de la cavitation, d'abord reporté par (Spikes et Pennington, 1959) a pour effet d'étrangler le débit en faisant chuter le coefficient d'écoulement de l'injecteur lorsque le nombre de cavitation de l'écoulement croît. Le nombre de cavitation ( $C$ ) défini à la relation (1.5) est défini par le rapport entre deux différences de pression. Au numérateur, la différence entre la pression d'injection ( $P_i$ ) et la pression ambiante ( $P_b$ ) et au dénominateur, la différence entre la pression ambiante ( $P_b$ ) et la pression de vapeur du carburant ( $P_v$ ). Physiquement dans l'injecteur, la cavitation a pour effet la formation d'une poche annulaire de vapeur à l'entrée de l'orifice de l'injecteur. La surface effective de l'orifice étant réduite par cette poche de vapeur restreignant le débit (Accourmanis et al, 2000). De plus, il a été observé par (Payri et al, 2002) que l'usage d'orifices coniques convergents a pour effet d'inhiber la cavitation.

$$C = \frac{P_i - P_b}{P_b - P_v} \quad (1.5)$$

Il est également observé expérimentalement par (Dernotte et al., 2012) que la viscosité du carburant a un impact important sur le coefficient d'écoulement à des pressions d'injections inférieures à 55 MPa. Au-dessus de ce seuil, ni la viscosité ni la densité du carburant n'ont un impact significatif sur le coefficient d'écoulement, ce qui implique que la masse injectée croît avec la densité du carburant. Cette dépendance du coefficient d'écoulement envers les propriétés du liquide était connue depuis longtemps puisque mentionnée dans (Gellales et March, 1931) mais peu d'études expérimentales s'y intéressent avant la croissance soudaine de l'intérêt envers les biocarburants au début des années 2000.

La plupart des études sur la quantité injectée et le coefficient d'écoulement de l'injecteur concernent le comportement en régime permanent lors d'injections de longue durée. Afin de comprendre le comportement lors d'injections multiples, il est nécessaire de bien comprendre le comportement en régime transitoire. Une étude numérique s'intéressant au comportement de l'injecteur lors de la levée et la descente d'aiguille est conduite par (Chouak et al., 2015). Dans cette étude, les auteurs effectuent une simulation transitoire par méthode URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) effectuée sur un secteur de l'injecteur de l'ECN (Engine Combustion Network, 2019a). Dans cette étude, il est observé que le coefficient d'écoulement devient vite indépendant de la levée de l'aiguille. Cet effet est observé sur la Figure 1.8 adaptée de (Chouak et al. 2015). Sur cette figure, une indépendance du coefficient d'écoulement jusqu'à une levée autour de 40 % de la levée maximale de l'injecteur est observable sur la courbe noire du coefficient d'écoulement. La courbe rouge, ajoutée à la figure originale correspond à une image miroir du coefficient d'écoulement lors de la course de levée de l'aiguille. L'ajout de cette courbe permet d'observer que les simulations admettent une certaine asymétrie sur le coefficient d'écoulement lors de la course de descente de l'aiguille malgré le fait que la vitesse de montée et de descente de l'aiguille soient identiques. Le coefficient d'écoulement lors de la course de descente semble chuter moins abruptement que lors de la course de levée de l'aiguille.

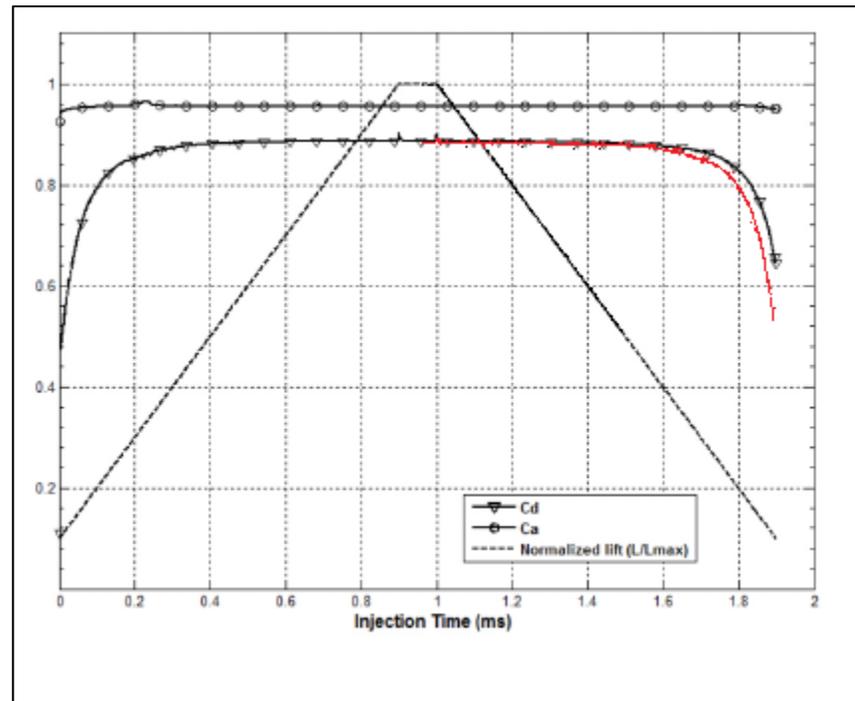


Figure 1.8 Effet de la levée de l'aiguille sur le coefficient d'écoulement durant un événement d'injection adapté de (Chouak et al., 2015)

Comme la réponse mécanique de l'injecteur à une commande électrique n'est pas immédiate, il est courant de parler de durée d'énergisation (ET) lorsqu'on traite de la durée de la commande électrique soumise à l'injecteur et de durée effective d'injection (EID) pour la durée réelle hydraulique d'une injection. La durée effective d'injection peut être exprimée simplement via un bilan temporel tel qu'exprimé à l'équation (1.6) (Catania, Ferrari et Spessa, 2009). La durée effective d'une injection  $i$  ( $EID_i$ ) correspond simplement au temps d'énergisation ( $ET_i$ ) auquel on soustrait le délai d'ouverture ( $NOD_i$ ) et on additionne le délai de fermeture de cette même injection ( $NCD_i$ ).

$$EID_i = ET_i + NCD_i - NOD_i \quad (1.6)$$

Les délais hydrauliques d'ouverture et de fermeture de l'injecteur sont observés expérimentalement comme étant similaires au délai de levée de l'aiguille décrit précédemment.

Une certaine quantité de gouttes provenant du sac et des orifices émergent toutefois après la fermeture de l'injecteur (Swantek et al., 2014).

Lors d'injections multiples, d'autres phénomènes propres à ce type de stratégie se produisent à cause de la dynamique de l'aiguille entre autres. Ainsi deux différents types d'interactions entre des injections subséquentes sont reportées sur la quantité injectée et le débit d'injection dans la littérature. Un premier type d'interactions, observé par (Catania et al, 2008) consiste en un couplage entre les injections lorsque le temps d'arrêt entre les injections est insuffisant pour une descente complète de l'aiguille de l'injecteur. Un seuil de fusion est proposé dans (Catania et al., 2008). Ce seuil de fusion dénoté « Injector Fusion Threshold» (IFT) défini à l'équation (1.7) est défini comme le temps mort minimal entre les deux injections afin d'éviter la fusion entre les injections. Ce seuil, basé sur un bilan de temps fait intervenir la durée de fermeture de l'injection précédente ( $NCD_{i-1}$ ) et la durée d'ouverture de l'injection analysée ( $NOD_i$ ). Une réduction du délai d'ouverture entre les injections est observée pour la seconde injection par (Ferrari et Mittica, 2016).

$$IFT_i = NCD_{i-1} - NOD_i \quad (1.7)$$

Un autre mécanisme de couplage est observé par (Herfatmanesh et Zhao, 2014) et consiste en une variabilité d'environ 10 % sur la masse injectée en fonction du temps d'arrêt entre les injections. Cette interaction est considérée par les auteurs comme une lacune des technologies d'injecteurs et se produit à des délais entre les injections supérieures au seuil de fusion. Cette interaction serait causée par les ondes de pression se propageant dans l'injecteur et sa conduite d'alimentation par un effet de coup de bélier (Herfatmanesh et Zhao, 2014).

#### 1.4.4 Longueur de pénétration du jet de carburant

La longueur de pénétration de jet est certainement la caractéristique d'un jet de carburant ayant été la plus étudiée (Dent, 1971), (Roisman, et al. 2007), (Payri et al.,2017). La longueur de pénétration est mesurée en relevant la distance axiale maximale atteinte par le jet apparent à

un instant donné. Physiquement, la longueur de pénétration du jet est affectée par la vitesse de sortie du jet de carburant et par la traînée aérodynamique que l'air ambiant exerce sur les gouttes (Lefebvre & McDonell, 2017).

Au fil des ans, de nombreuses études faisant intervenir différents paramètres de contrôle ont permis de découvrir que la longueur de pénétration d'un jet dépend d'une multitude de paramètres et de proposer de nombreux modèles prédictifs. L'intérêt scientifique d'une bonne prédiction de la longueur de pénétration du jet de carburant provient du fait que pour une combustion efficace, les jets de carburants doivent bien utiliser l'espace, et donc l'air, disponible dans la chambre de combustion tout en ne touchant pas la paroi du piston, condition pouvant entraîner une augmentation significative des émissions polluantes (Heywood, 1988). De nombreuses études expérimentales sur les jets de carburants ont mené à la proposition de modèles empiriques permettant de prédire le comportement des jets de carburants. La plupart de ces modèles sont proposés sous la forme de lois de puissances explicitant la longueur de pénétration ( $S$ ) en fonction de puissances des paramètres expérimentaux étudiés tel qu'illustré à l'équation (1.8). Les paramètres dominants dans ces corrélations expérimentales sont typiquement le différentiel de pression ( $\Delta P$ ), le diamètre de l'orifice de l'injecteur ( $d_0$ ), la densité du gaz ( $\rho_g$ ) et le temps ( $t$ ).

$$S(t) = (a^\alpha b^\beta c^\gamma \dots w^\varpi) t^\tau \quad (1.8)$$

Une revue historique des principaux développements au niveau des modèles de jets de carburants est présentée en Annexe A. Parmi la plupart des modèles de jets de carburants, deux modèles couramment utilisés ont été retenus dans le cadre de ces travaux. Le premier, un modèle empirique développé par (Hiroyasu et Arai, 1990) est présenté à la relation (1.9). Ce modèle prédit une pénétration de carburant linéaire en fonction du temps jusqu'à l'atteinte d'un temps de bris de jet « breakup time » ( $t_b$ ) au-delà duquel le jet se propage proportionnellement à la racine carrée du temps depuis le début de l'injection. Le modèle fait intervenir le différentiel de pression, le temps, la densité de l'air, le diamètre de l'orifice de l'injecteur, la densité du carburant ( $\rho_f$ ) et le temps. Ce modèle bien que purement empirique et d'un certain

âge a pour avantage d'être utilisé comme modèle de référence dans un bon nombres d'études (Dos Santos et Le Moyne, 2011), (Delacourt, Desmet et Besson, 2005), (Payri et al., 2016), ce qui facilite la comparaison des résultats avec la littérature. De plus, lors d'une étude comparative entre les modèles paramétriques 0D, (Dos Santos et Le Moyne, 2011) observent que le modèle d'(Hiroyasu et Arai,1990) offre une erreur de prédiction similaire aux autres modèles plus récents auxquels il est comparé.

$$S(t) = \begin{cases} 0,39 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_f}} \cdot t & \text{si } 0 \leq t < t_b \\ 2,95 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{d_0 \cdot t} & \text{si } t \geq t_b \end{cases} \quad (1.9)$$

où

$$t_b = 28,65 \rho_f \frac{d_0}{\sqrt{\rho_a \Delta P}}$$

Un modèle semi-empirique basé sur l'approche théorique d'un jet autosimilaire a été développé par (Desantes et al., 2006) en utilisant comme intrant le taux d'introduction de quantité de mouvement mesuré expérimentalement. Cette relation, représentée par l'équation (1.10), bien que provenant d'un développement théorique à partir d'un modèle physique simplifié dépend d'un certain nombre de constantes empiriques à calibrer. La constante  $\alpha$  est fixée à 4,605 et provient de l'hypothèse de profil autosimilaire Gaussien. La constante  $K_u$  est purement empirique et est calibrée expérimentalement à partir de mesures de pénétration de jet et de mesures du taux d'introduction de la quantité de mouvement.

$$S(t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{2}{K_u} (1 - \exp(-2\alpha))^{-\frac{1}{4}} M_0^{1/4} \rho_a^{-\frac{1}{4}} t^{1/2} \tan^{-1/2}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.10)$$

Dans le cas du modèle d'(Hiroyasu et Arai,1990), l'absence de constante de calibration empirique ne permet pas de prendre en compte des paramètres non considérés dans leurs travaux ayant un impact sur la longueur de pénétration de jet tel que la viscosité du carburant.

Ces deux modèles permettent de bonnes prédictions pour des injections de longue durée mais ne permettent pas la prédiction de la pénétration du nuage de gouttelettes lorsque l'injecteur se referme comme dans le cas d'injections courtes. Cette limitation ne s'applique pas qu'aux deux modèles couverts dans ce chapitre mais également aux autres modèles décrits en Annexe A. Ceci est d'ailleurs une lacune en ce qui a trait à la prédiction de la pénétration de jets lors d'injections de courte durée.

#### **1.4.5 Comportement en régime transitoire**

Lors de l'étude de stratégies d'injection multiples, le comportement en régime transitoire des injecteurs prend une grande importance puisqu'une plus grande proportion de la masse injectée provient des périodes transitoires d'ouverture et de fermeture de l'injecteur. L'amélioration des délais d'ouverture et des vitesses d'ouverture fait d'ailleurs partie des principaux objectifs de développement des nouvelles générations d'injecteurs. D'ailleurs la dernière génération d'injecteur chez Bosch peut atteindre jusqu'à 9 injections par cycle moteur (Robert Bosch GmbH, 2015). Les études présentées jusqu'à maintenant sont restreintes aux comportements en régime permanent lorsque le débit d'injection est stabilisé. Tel que discuté précédemment, il a été observé numériquement que le débit nominal de l'injecteur est atteint avant d'atteindre la pleine levée d'aiguille de l'injecteur. Une augmentation de la levée de l'aiguille passé ce seuil aura également pour effet d'augmenter le délai de fermeture de l'injecteur puisque qu'elle nécessitera plus de temps afin de retourner à sa position initiale (Plamondon, 2015). Ceci aura pour effet d'introduire un délai variable de fermeture d'injecteur en fonction de la durée de l'injection.

Un deuxième phénomène observé expérimentalement sur des injecteurs diesel lors de la phase de fermeture de l'injecteur consiste à l'émission de grosses gouttes à la toute fin de l'injection de carburant. Ce phénomène est communément appelé «spitting» ou «dribble» dans la littérature. (Moon et al., 2016) ont étudié le phénomène d'émission de gouttes durant la période de fermeture de l'injecteur à l'aide de radiographies à rayon-X sur des injecteurs multi-orifices lors de la période de fermeture. Ainsi, ils ont observé expérimentalement que l'émission de

gouttes pouvait se faire avec ou sans ingestion d'air de la part de l'injecteur. Les gouttes émises lors de ce phénomène sont beaucoup plus grosses que les gouttelettes émises lorsque le jet est pleinement développé et ont été expérimentalement observées comme étant du même ordre de grandeur que le diamètre de l'orifice de l'injecteur par (Kastengren et Powell,2010). L'émission de ces gouttes de forte taille à la fin du processus d'injection cause la formation de poches localement riches en carburant pouvant amener la formation de suies et une combustion incomplète pouvant contribuer aux émissions de carburant imbrûlé à l'échappement (Moon et al., 2016).

Finalement, un dernier phénomène transitoire décrit dans la littérature consiste en une augmentation du taux de mélange lors de la période transitoire de fermeture de l'injecteur causant l'apparition d'une zone localement pauvre qui se propage de la pointe de l'injecteur vers le bout du jet. Ce phénomène est typiquement identifié comme étant un sur-mélange lors de la phase transitoire de fermeture de l'injecteur. Un premier modèle analytique basé sur la solution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un jet incompressible pulsé est proposé par (Musculus, 2009). Dans ces travaux, Musculus introduit le concept d'une onde d'entraînement émise à la pointe de l'injecteur et se propagent vers le bout de jet à une vitesse correspondant au double de la vitesse initiale de propagation de jet. (Kastengren et Powell,2010) ont comparé des résultats obtenus à l'aide de ce modèle à des résultats expérimentaux obtenus par radiographie à rayon X et observent que la vitesse de propagation du modèle de (Musculus, 2009) semble fidèle aux résultats expérimentaux. Ce phénomène de sur-mélange pourrait avoir comme impact potentiel une contribution l'émission de carburant imbrûlé causé par l'atteinte de conditions locales pouvant causer une extinction de flamme (Musculus et al., 2007). L'entraînement des gaz frais par une onde d'entraînement pourrait potentiellement servir de mécanisme de couplage entre les injections dans un cadre de stratégies d'injections multiples.

L'effet de la période transitoire de fermeture sur le bout du jet de carburant est observé comme étant moins marqué que la zone pauvre se formant près de l'injecteur et se propageant vers le bout du jet. Au niveau du bout de jet, l'interruption de l'injection de quantité de mouvement

dans le jet a pour effet un changement de pente au niveau de la vitesse de propagation du jet causé par une augmentation du taux de décélération des gouttes. Cet effet est observé via un changement de pente suivant la fermeture effective de l'injecteur tel qu'observé dans (Tetrault et al.,2015).

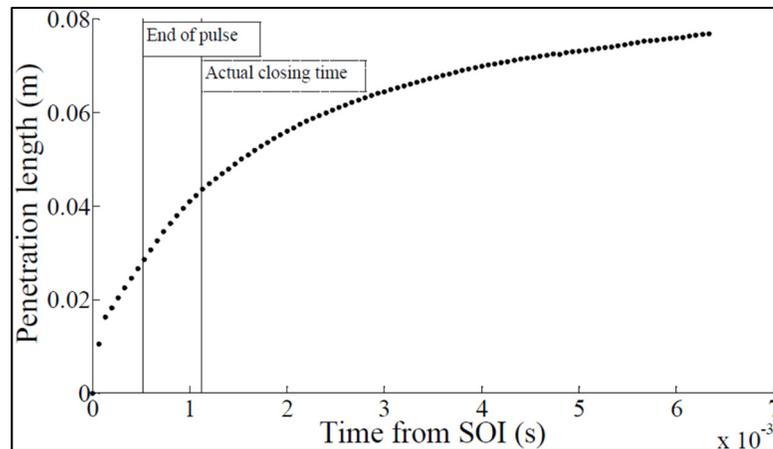


Figure 1.9 Changement de pente après fermeture de l'injecteur tiré de (Tetrault et al.,2015)

#### 1.4.6 Chocs émis en bout de jets de carburant

La formation d'une onde de choc précédant la tête d'un jet de carburant a d'abord été reportée expérimentalement par (Nakahira et al., 1992). Leurs expériences étaient réalisées à l'aide d'un injecteur alimenté par un accumulateur hydraulique dont l'aiguille est actionnée par un piston hydraulique ressemblant à un système d'injection à rampe commune. Des séquences vidéo sont filmées à l'aide d'un système optique Schlieren. Ces séquences permettent d'observer la géométrie et la vitesse de propagation des chocs émis par l'injection de carburant et des mesures de pression dynamique sont réalisées pour caractériser l'amplitude en pression des ondes de chocs observées en Schlieren. Ces études permettent à (Nakahira et al., 1992) de poser les conclusions suivantes: Une structure de chocs comprenant une onde de choc principale et des choc secondaires sont émis lorsque la vitesse d'injection dépasse la vitesse du son dans le gaz ambiant. Le choc principal se détache rapidement du jet qui est décéléré par l'air ambiant. De plus, le choc se déplace à la vitesse du son dans le gaz ambiant et le saut de

pression est d'environ 10 % de la pression ambiante pour une pression d'injection de 150 MPa. Ils font des essais à différentes pressions d'injection et pression ambiante et le saut de pression semble croître linéairement avec ces deux paramètres dans les plages étudiées par les auteurs. Une structure de chocs comprenant un choc principal et plusieurs chocs secondaires est observée par les auteurs.

L'étude des ondes de choc générées par des jets de carburant à haute vitesse a également été étudié par (MacPhee et al, 2002) qui étudient la formation de chocs en bout de spray expérimentalement à l'aide de trois techniques de mesure différentes. Ils utilisent une technique schlieren afin d'observer le choc émis par le jet. Ils utilisent également une technique d'imagerie à rayon-x pour obtenir les concentrations massiques de carburant et mesurer la densité des chocs émis ainsi que des mesures ponctuelles par rayon-x ayant une meilleure résolution temporelle. Ils injectent le carburant dans du SF<sub>6</sub> pour obtenir une densité de gaz élevée à température et pression ambiante. L'usage du SF<sub>6</sub> entraîne cependant des nombres de Mach de jets plus élevés vu la vitesse du son de 136 m/s dans le gaz. Le nombre de Mach des jets de carburant est donc d'environ Mach 2,5. Ce Mach plus élevé les amène à observer un choc conique attaché au jet plutôt qu'un choc en arc détaché tel qu'observé par (Nakahira et al., 1992). La technique de mesure leur permet de déduire la densité du gaz compressé par le choc et leur permet d'observer que la zone de décompression suit de très près le front de choc comme présenté dans la Figure 1.10. Une seconde étude est réalisée afin de reproduire numériquement les résultats expérimentaux dans (Im, Lai et Wang, 2004) avec un code Eulerien-Lagrangien. La phase gazeuse est approximée comme étant un gaz parfait non-visqueux en utilisant l'équation d'Euler. L'hypothèse de phase Lagrangienne diluée est également utilisée, négligeant la fraction de vide dans les équations de conservation de la phase Eulerienne due à l'espace occupé par les gouttelettes. Une approche probabilistique utilisant une méthode de Monte-Carlo est utilisée pour l'ensemencement de gouttelettes et le calcul des collisions. Les simulations reproduisent bien les résultats expérimentaux de (MacPhee et al, 2002). Cette étude permet d'observer que la structure du choc est très sensible au profil de débit de l'injecteur, une atteinte instantanée du débit nominal de l'injecteur à l'aide d'une fonction échelon entraînant une vitesse pointe du choc plus élevé suivi d'une décélération

graduelle. Les chocs sont également observés comme étant affectés par le coefficient d'écoulement, un coefficient d'écoulement plus élevé entraînant une plus grande vitesse de choc.

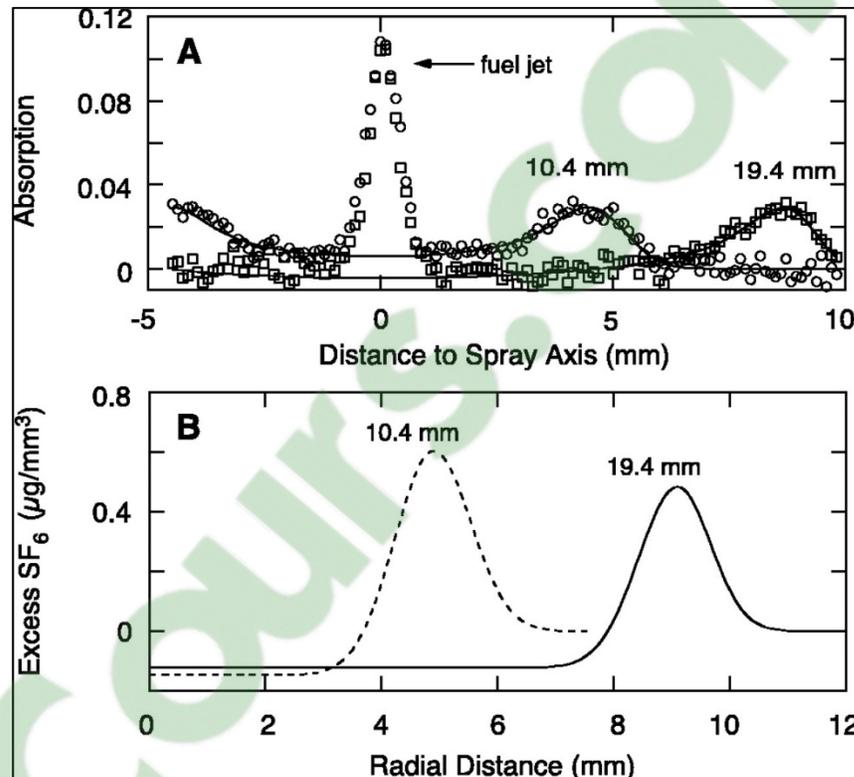


Figure 1.10 Densité de SF<sub>6</sub> à travers le choc tiré de MacPhee et al, (2002)

Des travaux sur la formation de chocs en bout de jets de carburant diesel ont également été conduits par (Kook & Pickett, 2008). Les auteurs étudient l'impact de la température et de la pression ambiante sur les ondes de choc induites par des jets de carburant diesel. Pour ce faire, ils effectuent des mesures en utilisant de la visualisation Schlieren à haute vitesse. Un système d'injection Bosch à rampe commune de 2<sup>e</sup> génération est utilisé avec un injecteur doté d'un seul orifice axial et la pression d'injection est fixée à 150 MPa lors de cette étude. Les auteurs observent, comme Nakahira et al., (1992), l'apparition d'un choc en bout de jet suivi de chocs secondaires apparaissant en périphérie du jet. Dans cette étude, Il est observé qu'une augmentation de la température à faible densité ambiante ( $3,56 \text{ kg/m}^3$ ) a pour effet d'inhiber

le choc principal émis par le jet de carburant par augmentation de la vitesse du son. Cette influence se traduit par une onde de choc moins intense se propageant plus rapidement dans l'enceinte malgré un nombre de Mach réduit. L'augmentation de la densité du gaz dans l'enceinte à basse température (455 K) a pour effet de décélérer plus rapidement le jet de carburant, ce qui entraîne une transition de choc oblique attaché (basse densité de  $0,81 \text{ kg/m}^3$ ) vers un choc en arc détaché à haute densité (densité de  $2,55 \text{ kg/m}^3$ ). L'augmentation de la pression a également pour effet d'accélérer le détachement du choc. L'effet d'une augmentation combinée de la pression et la température ambiante a pour effet d'inhiber le choc via l'augmentation de la vitesse du son attribuée à l'augmentation de la température ainsi que par la décélération du jet de carburant attribuée à l'augmentation de la densité du gaz. Ces effets ont pour impact une transition des ondes de choc vers des ondes acoustiques. Cette conclusion est confirmée par une étude numérique effectuée par (Quan et al., 2014)–et expérimentalement par (Sittiwong et al., 2012) pour de plus grandes vitesses de jets.

Plusieurs auteurs ont étudié l'interaction entre un jet de carburant et le choc qu'il génère en utilisant un système d'injection utilisant un projectile propulsé par un canon pour générer la pression d'injection. Cette technique leur permet d'obtenir des pressions moyennes d'injection supérieures aux systèmes à rampe commune diesel actuels. Par exemple, (Milton et Pianthong., 2005) utilise cette méthode pour générer des jets de carburant diesel dont la vitesse varie de 600 à 2400 m/s, soit de Mach 1,75 à Mach 7. Leur objectif principal de recherche est d'étudier le potentiel de l'onde de compression à fournir la pression et la température nécessaire afin d'obtenir une auto-inflammation du mélange air-carburant en bout de spray. Ainsi, (Pianthong et al., 2001) étudient l'influence de la géométrie de la buse et observent que certaines morphologies de buses favorisent la formation de chocs secondaires alors qu'un seul choc principal est formé avec une buse exponentielle ou hyperbolique. Ils suggèrent que la formation d'ondes secondaires peut être causées par des réflexions de l'onde émise lors de l'impact du projectile avec le fluide. Cette hypothèse a été confirmée par (Seehanam, et al., 2012) qui ont simulé l'écoulement interne et externe de l'injecteur de (Pianthong et al., 2001) en utilisant modèle biphasé utilisant un liquide compressible et de l'air. Un rapprochement peut être fait

entre les ondes de choc secondaires obtenues avec l'injecteur simple de (Pianthong et al, 2001) et la structure complexe d'ondes de choc observée par (Nakahira et al., 1992).

(Jia, Yu-Song et Guo Xiu, 2017) ont également étudié le comportement de jets de carburant diesel dans des conditions supersoniques. Pour se faire, ils ont utilisé un injecteur à rupture de diaphragme pressurisé par une pompe à ultra haute pression permettant une pression statique maximale de 300 MPa et ont fait varier la pression d'injection de 100 à 300 MPa. Des visualisation Schlieren à haute vitesse permettent d'observer que le bout de jet est comprimé en pointe lorsque la vitesse de jet est suffisante pour causer la formation d'un choc conique.

(Huang et al, 2015) ont effectué une étude expérimentale en faisant varier le nombre de Mach tout en gardant la température et la densité du gaz ambiant constante en comparant des jets d'injections dans de l'azote et dans du SF<sub>6</sub>, un gaz beaucoup plus dense. Cette approche leur permet d'obtenir des conditions supersoniques dans du SF<sub>6</sub> dans des conditions ambiantes alors que le jet est subsonique dans de l'azote pressurisé aux mêmes conditions de densité et température. Cette étude montre la formation de chocs en arcs alors que la vitesse de bout de jet est 10 % inférieure à la vitesse du son. Ils effectuent des mesures de débits massiques afin d'estimer la vitesse du jet en sortie d'injecteur et concluent que la vitesse en sortie d'injecteur est un meilleur indicateur de formation de chocs que la vitesse de bout de jet. Ils observent également que la pénétration de jet du cas supersonique est inférieure de 8-20 % dans certaines conditions au jet subsonique équivalent. Ce résultat est cohérent avec (Jia, Yu-Song et Guo Xiu, 2017) qui observent une compression du bout de jet qui lui donne une forme en pointe en présence d'un choc conique.

Cette revue de l'étude de chocs émis dans des conditions d'injections a permis de déterminer que les jets de carburants peuvent émettre différents types de chocs en fonction des conditions dans la chambre, de la pression d'injection et le profil de débit injecté. Il est également observé que le choc peut influencer le nuage de gouttelettes le suivant en le comprimant. Cependant, aucune étude ne s'intéresse directement à l'impact du choc sur le comportement de jets en conditions d'injections multiples.

### 1.5 Influence de l'usage d'injections multiples sur les jets de carburant

L'usage d'injections multiples afin d'obtenir davantage de contrôle sur le processus de combustion dans les moteurs à injection directe a été largement étudié expérimentalement sur des moteurs. Plusieurs études dont celles revues par (Mohan, Yang, W et Kiang Chou.,2013) relatent la possibilité d'utiliser des stratégies d'injections multiples et de profilage du débit d'injection «injection rate shaping» afin de réduire à la fois les émissions d'oxydes d'azote et de suies de moteurs diesel. La formation de polluants est cependant sensible aux paramètres de la stratégie d'injection puisque bien qu'il soit possible de baisser significativement les émissions, il est également possible de les augmenter en utilisant une stratégie non optimisée. Par exemple, (Plamondon, 2015) a observé que dans les conditions étudiées, une injection pilote au phasage optimal permettait de réduire les NO et les PM de 27 et 22 % respectivement. Cependant, une injection pilote hâtive a pour effet d'augmenter les PM, HC et CO alors qu'une injection pilote tardive a pour effet d'augmenter les NO. Dans leur travaux, (Plamondon, 2015) et (Mohan, Yang et Chou, 2013) relatent les résultats de nombreuses études sur des moteurs mais font état de très peu de travaux réalisés directement sur l'étude de jets en injections multiples et en profilage du débit d'injections. Les gains potentiels tirés de plusieurs de ces études sont regroupés dans le Tableau 1 ci-dessous et sont de l'ordre de 30 % pour les NOx et 20 % pour les PM. La sensibilité sur la calibration limite cependant l'étendue des conditions étudiées dans la littérature.

Tableau 1.1 Gains en émissions polluantes lors d'injections multiples

Réduction Nox	Réduction PM	Conditions	Source
27 %	22 %	Biodiesel, injection double, faible charge	(Plamondon, 2015)
34 %	Luminosité de flamme réduite	Biodiesel, injection double, faible charge	(Fang et Chia-Fon, 2009)
50 %	40 % (suie)	Injection triple, charge moyenne	(Chen, 2000)

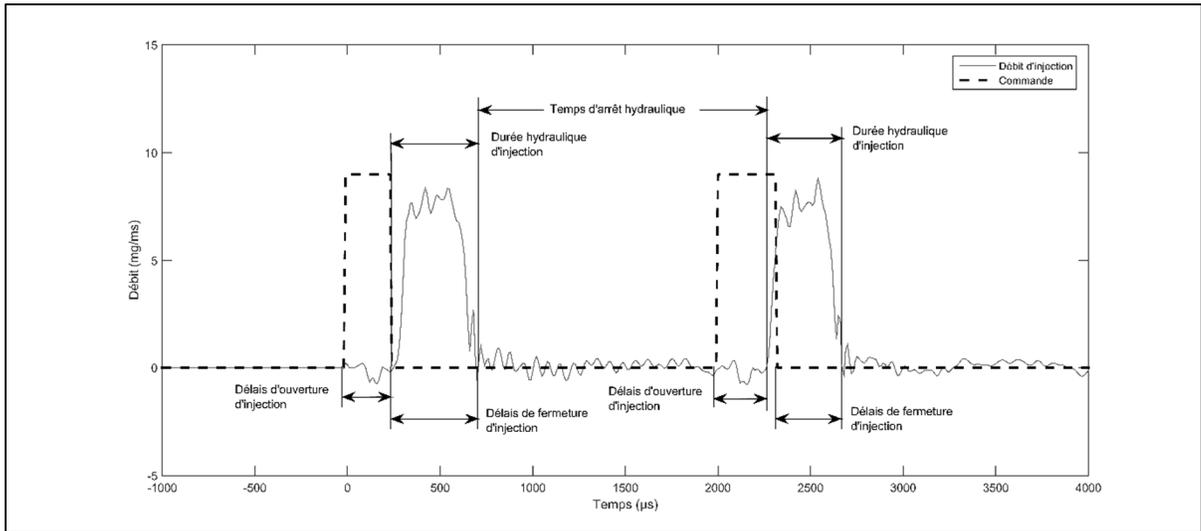


Figure 1.11 Caractérisation hydraulique d'une injection double

(Arai et al, 1994) sont parmi les premiers auteurs à s'intéresser à l'effet d'injections multiples sur la dynamique des jets de carburants. Lors de leurs travaux précédents l'usage répandu de systèmes à rampe commune simplifiant l'usage de telles stratégies, ils étudient l'effet d'injections groupées sur la dynamique des jets de carburant. Leur étude s'intéresse à deux types d'injections triples. Un premier motif est composé de trois injections identiques au niveau de la masse injectée et un deuxième motif est composé de trois injections dont le débit croît d'une injection à l'autre avec une première injection qui correspond à la moitié de la seconde et du tiers de la troisième. De plus ils varient à l'intérieur de ces motifs la masse injectée et le délai séparant les injections. Ils observent deux comportements distincts qui varient en fonction des conditions expérimentales qui causent une déviation du comportement par rapport à des jets en injections simples. Le premier phénomène dit « catch-up » ou de rattrapage pour lequel le second jet rattrape rapidement le premier jet. Un exemple de l'effet de ce phénomène sur la longueur de pénétration des jets composant l'injection est illustré sur la Figure 1.13. Sur cette figure, il est possible de voir que l'injection 1 et 2 se rencontrent environ 3,2 ms après le début de la première injection et sont ensuite confondus. Ce phénomène sous-entend que le second jet se propage plus rapidement que le premier puisque deux jets au comportement identique ne devraient jamais se rencontrer jusqu'à dilution complète.

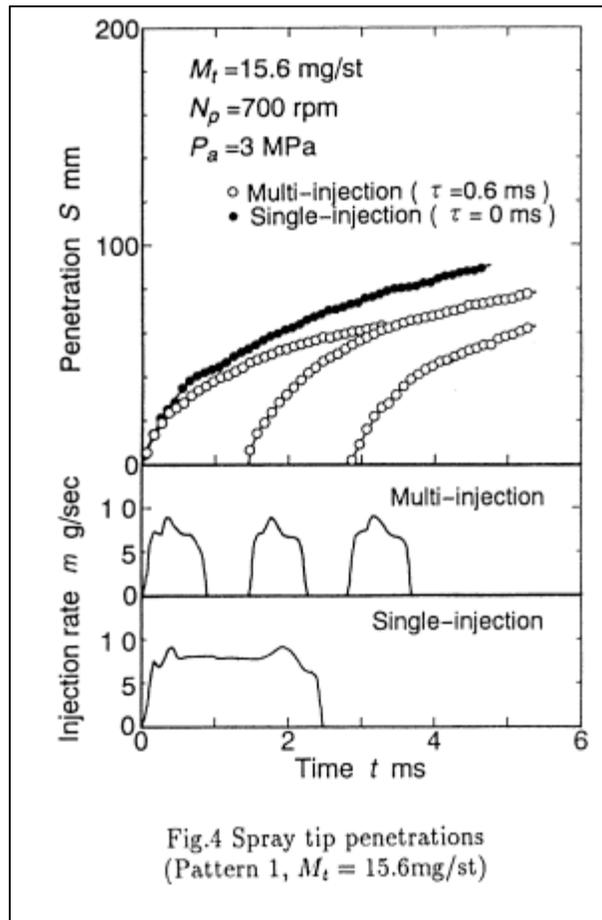


Figure 1.12 Phénomène de rattrapage  
tiré de (Arai et Amagai, 1994)

Le second phénomène identifié par (Arai et Amagai, 1994) nommé « push-away » consiste en une réaccélération de la première injection induite par la seconde injection. Un exemple de ce phénomène est observable sur la Figure 1.13.

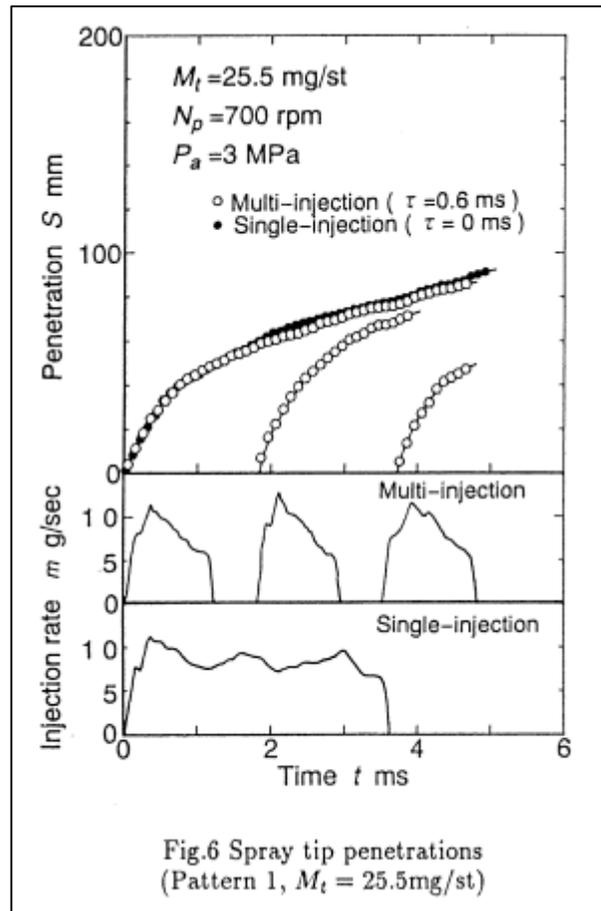


Figure 1.13 Phénomène de réaccélération  
tiré de (Arai et Amagai, 1994)

(Arai et Amagai, 1994) rapportent que les phénomènes de rattrapages sont observés lorsque la quantité injectée est relativement faible mais n'ont pas proposé de mécanisme d'interaction pouvant causer ces phénomènes ou fait d'étude approfondie du sujet par la suite.

Ce phénomène d'interaction a également été observé dans (Tetrault et al., 2015) avec un système d'injection à rampe commune. Les auteurs posent qu'une onde de choc pourrait servir de mécanisme d'interaction entre les jets. Les résultats tirés de (Tetrault et al., 2015) présentant ce phénomène pour lequel le premier jet est repoussé vers l'avant est illustré sur la Figure 1.14. Le point d'inflexion pour lequel le 1<sup>er</sup> jet réaccélère est indiqué par une flèche.

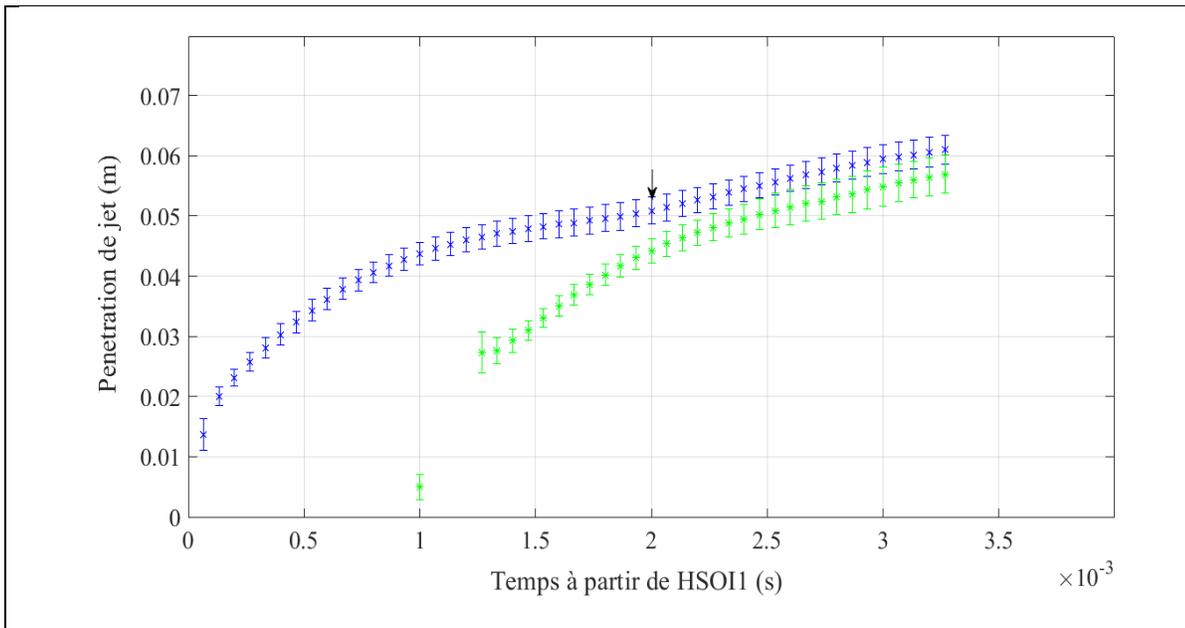


Figure 1.14 Phénomène d'interaction entre les jets  
adapté de (Tétrault et al., 2015)

Un autre phénomène d'interaction lié à l'acoustique de la conduite d'alimentation de l'injecteur et de la rampe d'injection est observé expérimentalement par (Catania et al. 2008). Ils étudient expérimentalement le comportement hydraulique d'injecteurs à action indirecte par solénoïde en mesurant le débit sortant ainsi que la pression dynamique à l'entrée de l'injecteur et dans la rampe de carburant. Ils observent lors d'injections simples, l'émission de plusieurs ondes de décompression et de compression dans le système de carburant lors de l'activation et désactivation de l'injecteur. Ils observent toutefois lors d'injections multiples que certaines valeurs de délais entre les injections peuvent amener la présence de surinjection ou de sous-injections qu'ils considèrent dépendantes de la dynamique du système de carburant. Finalement, Un autre phénomène peut mener à une surinjection de carburant en présence d'injections multiples lorsque celles-ci sont suffisamment collées pour qu'une fusion des débits se produise par rapport à deux injections séparées (Catania et al, 2006), (Wang et al,2015), (Herfatmanesh et Zhao, 2013).

## 1.6 Problématique de recherche

À la suite de cette revue de littérature, il appert qu'un bon contrôle sur l'injection du carburant dans le moteur joue un rôle clé pour l'atteinte de critères de performances moteur au niveau du contrôle du bruit et des émissions ainsi que de la densité de puissance des moteurs.

D'abord, la progression constante des technologies d'injection a généralisé l'utilisation du système d'injection à rampe commune qui est un système électromécanique complexe faisant intervenir de nombreux éléments ayant chacun un impact sur le comportement dynamique global du système d'injection. Ce type de systèmes d'injection à contrôle électronique a permis l'introduction de stratégies composées de plusieurs injections par cycle moteur afin de répondre au besoin grandissant de réduire les émissions polluantes ainsi que le bruit de fonctionnement des moteurs à allumage par compression.

L'usage de telles stratégies accroît la proportion de la masse totale injectée durant les phases transitoires d'ouverture et de fermeture de l'injecteur et a également pour effet de réduire les durées des injections de carburant. Ceci a pour effet d'augmenter l'importance d'une bonne compréhension du comportement des jets de carburants lors des phases transitoires et lors d'injections de courte durée, conditions dans lesquelles peu d'études ont été réalisées. L'usage d'injections multiples a également pour effet d'introduire une potentielle interaction entre plusieurs injections successives.

Cependant la grande majorité des études et des modèles portant sur les jets de carburants se basent sur des injections longues durées afin d'atteindre un régime quasi-permanent pour lequel le débit est constant. Or de nombreux phénomènes de nature transitoire tels que l'émission d'ondes de chocs et la dynamique de l'aiguille pourraient servir de mécanismes de couplage entre les injections.

À la lumière des potentielles complications qu'entraînent l'usage d'injections multiples et des études précédentes sur le sujet, l'objectif principal de cette thèse est donc de caractériser le

comportement d'injections de carburant lorsqu'elles sont regroupées sous formes de stratégies d'injections multiples. Cet objectif sera décomposé en trois sous-objectifs distincts, soit :

1. Étudier le potentiel des ondes de choc émis par la seconde injection à influencer la longueur de pénétration de la première injection;
2. Caractériser le comportement d'injections simples en réponse à de courtes commandes d'injections typiquement retrouvées lors de l'usage d'injections multiples;
3. Quantifier l'impact de stratégies d'injections doubles de courtes durées sur les caractéristiques des jets.

Dans cette thèse, les chapitres 2 et 3 permettront de répondre au premier sous-objectif s'intéressant à la formation d'ondes de choc en bout de jets. Dans le chapitre 2, une approche expérimentale est abordée afin d'étudier les ondes de choc émises en bout de jet. Dans le chapitre 3, un modèle numérique simplifié d'une onde de choc traversant un nuage de gouttelettes est utilisé afin d'isoler la contribution de l'onde de choc sur un nuage de gouttelettes qu'elle traverse. Les résultats de l'étude expérimentale sont utilisés afin d'obtenir des conditions initiales et de frontière représentative d'un jet de carburant diesel.

Le second et troisième sous-objectif sont traités conjointement dans les chapitres 4 à 6. Dans chacun de ces chapitres des injections simples de courtes durées seront d'abord comparées à des injections de longues durées. Comme très peu d'études sont effectuées avec des injections courtes dont les phases transitoires ont une plus grande incidence, l'effet d'une réduction de la durée d'énergisation en injections simples sera d'abord effectuée avant d'aborder l'impact d'injections multiples. L'effet d'injections multiples sera par la suite étudié en utilisant les résultats d'injections courtes à titre de référence comparative. Pour ces deux sous-objectifs, chaque chapitre correspond à une approche différente dans l'étude des jets. Le chapitre 4 porte sur des mesures de débits instantanées afin d'étudier l'effet d'injections courtes et d'injections doubles sur le taux d'accroissement du débit, le taux de décroissance de débit et sur la masse totale injectée. L'appellation couplage hydraulique sera utilisée afin de décrire toute interaction entre deux injections au niveau des débits massiques. Dans le chapitre 5, un modèle phénoménologique simple est proposé afin de vérifier sa capacité à prédire le comportement

hydraulique d'injections de carburant en injections simples et doubles. La formulation de ce modèle est effectuée de façon à introduire une méthode de modélisation permettant un étalonnage expérimental sans connaître la dynamique détaillée de l'injecteur. Dans le chapitre 6, le comportement aérodynamique des jets de carburant est étudié à l'aide de la longueur de pénétration de jet. L'appellation couplage aérodynamique sera utilisée afin de décrire toute interaction entre deux jets principalement sur la longueur de pénétration lors d'injections double. L'impact des phénomènes de couplage étudiés précédemment est discuté. Une modification à un modèle existant est proposée afin de modéliser le comportement de jets en injections courtes et doubles



## CHAPITRE 2

### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ONDES DE CHOC ÉMISES PAR DES JETS DE CARBURANT DIESEL

#### 2.1 Objectifs de la section

L'objectif de cette section est d'étudier un mécanisme potentiel d'interaction entre les injections de carburant via l'émission d'ondes de choc par la sortie en régime supersonique du jet de carburant de l'injecteur. Le phénomène d'intérêt dans ce chapitre consiste en la réaccélération du premier jet dans le cadre d'injections multiples observée expérimentalement par (Arai et al., 1994) et (Tétrault et al., 2015).

La présence d'ondes de choc est vérifiée par visualisations Schlieren. Ces mesures permettent d'observer leur position, leur géométrie et leur vitesse de propagation. Ensuite, un capteur de pression dynamique est introduit dans l'enceinte de l'injecteur afin de mesurer expérimentalement l'amplitude des ondes de choc observées. Ces résultats serviront de base afin d'établir les conditions initiales d'un modèle numérique utilisé dans le prochain chapitre et qui permettra de répondre au premier sous-objectif de cette thèse.

#### 2.2 Description expérimentale en visualisations Schlieren

Le système expérimental utilisé dans le cadre de cette étude est composé d'un système d'injection commercial auquel sont reliés différents appareils de mesure. Le système d'injection utilisé est composé d'un injecteur diesel Delphi à action indirecte par solénoïde piloté par un système de commande National Instruments Compact Rio basé sur un châssis CRIO-9074 fonctionnant à une fréquence d'horloge de 40 MHz. Le châssis est équipé d'une carte de commande d'injecteurs NI-9751 également cadencée à 40 MHz et d'une carte d'acquisition de signaux analogiques 16 bit NI-9222 dont la fréquence d'acquisition est fixée à 125 kHz et dont la lecture des quatre canaux se fait en simultané. Cette carte est utilisée pour

l'acquisition des signaux des capteurs utilisés lors de la prise de mesures. L'injecteur permet l'utilisation de pressions d'injection jusqu'à 160 MPa et est doté de cinq orifices d'un diamètre des 140  $\mu\text{m}$  mesuré optiquement. L'injecteur est alimenté en carburant par une rampe commune de carburant commerciale de marque Bosch comportant quatre orifices pour des injecteurs dont trois sont bouchées pour fin expérimentale. Le système est maintenu sous pression par une pompe Haskel DSHF-300. La pression d'injection et la température du carburant à l'entrée de l'injecteur sont mesurées à l'aide d'un capteur piezorésistif Kistler 4067A2000A2 calibré en pression et en température. Ce capteur est installé sur la conduite d'alimentation en carburant de l'injecteur, située entre la rampe d'injection et l'injecteur. La longueur de cette conduite est de 40cm et le capteur de pression est installé à 10 cm de la rampe d'injection. La position du capteur de pression est contrainte par la présence de nombreux coudes dans la conduite d'alimentation de l'injecteur.

Les expériences en Schlieren sont réalisées à l'intérieur d'une enceinte pressurisée cubique équipée de six (6) capots interchangeable permettant de varier les accès optiques et instruments utilisés. Pour cette expérience, les capots sont retirés afin d'accroître la taille du domaine de mesure, ce qui restreint l'étude aux conditions ambiantes à l'intérieur de l'enceinte. Un montage Schlieren utilisant des miroirs sphériques concaves avec une configuration en Z a été utilisé dans le cadre de cette étude. Ce montage Schlieren est schématisé à la Figure 2.1 et est similaire à celui utilisé par (Kook & Pickett, 2010).

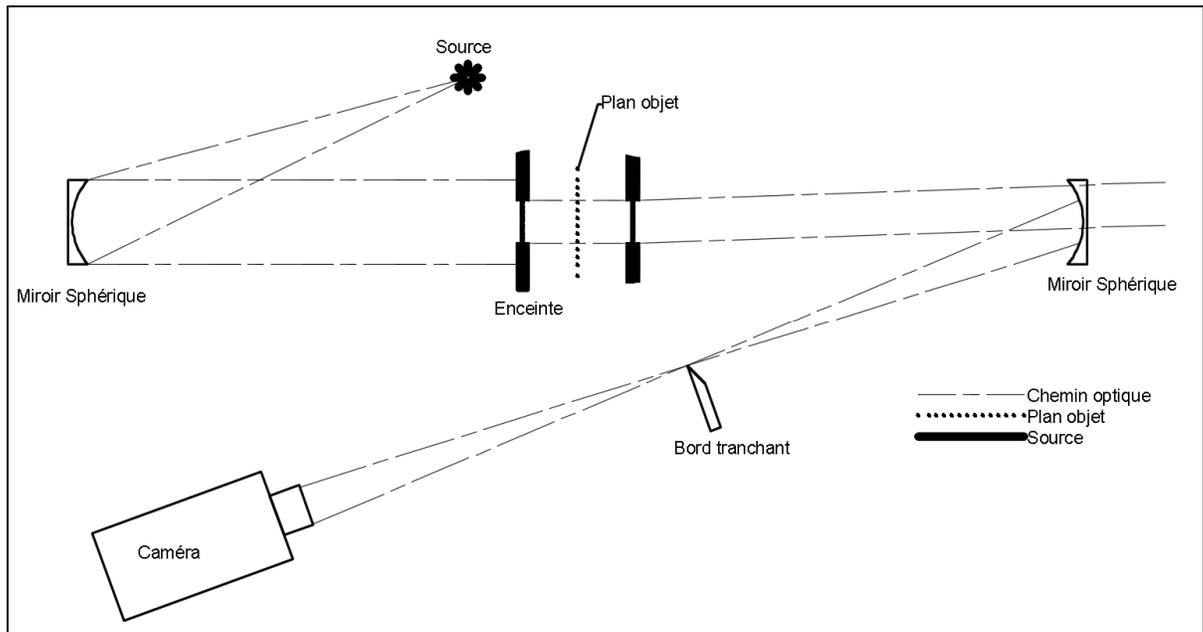


Figure 2.1 Schéma de principe de l'expérience Schlieren

Les miroirs sphériques ont un diamètre de 107mm, une longueur focale de 1143 mm et une surface réfléchissante en aluminium plaquée d'oxyde de silicium dont la qualité de surface de  $\lambda/8$  (basé sur longueur d'onde de d'un laser Helium-Neon, soit 632,8 nm). Les miroirs sont installés sur les extrémités de la table optique, permettant une distance d'environ 4 mètres. Ceux-ci sont fixés sur la table optique à l'aide de supports rigides afin que l'amplitude des vibrations transmises par la pompe à carburant n'affecte l'ajustement du système optique sensible. Toujours afin d'éviter la transmission de vibrations, la pompe est installée sur une plateforme découplée du montage optique sur une table dédiée à cet usage.

Afin de fournir l'intensité lumineuse nécessaire pour l'imagerie à haute vitesse, un boîtier d'illumination Fiber Lite Modèle 180 de Dolan-Jenner basé sur une lampe halogène de 150 W alimenté en courant alternatif à 60 Hz est utilisé. La source lumineuse incohérente d'une température de 3250K est utilisée avec un guide optique en verre. Cette source émet un faisceau divergent d'un diamètre initial de 6mm et demi-angle de 35 degrés. Une lentille hémisphérique de  $\frac{3}{4}$  pouce et d'une longueur focale de  $\frac{3}{4}$  po est utilisée afin de concentrer la

source en réduisant le demi-angle de divergence. La position de la lentille hémisphérique est ajustée de façon à ramener le demi-angle de divergence à 15 degrés.

Une fente optique composée de deux lames de couteaux espacées à l'aide d'une cale d'épaisseur de 0,4 mm est installée afin d'obtenir un faisceau ponctuel positionné à la longueur focale du premier miroir afin que la lumière réfléchi par le premier miroir vers le deuxième miroir soit parfaitement collimatée. Un critère de divergence acceptable de 3mm sur le rayon de faisceau dans le volume de mesure est fixé tel que suggéré par (Vasil'ev, 1971). Cette configuration est utilisée de façon à réduire les pertes lumineuses du système puisque l'expérience demande une grande intensité lumineuse en raison de la cadence élevée d'acquisition.

Le domaine de mesure sans hublots est fixé par la surface utilisable des miroirs fixée à 101,6 mm. Lorsque les hublots sont installés afin de permettre la pressurisation du volume de mesure, la longueur maximale observable des jets est d'environ 40 mm. Les résultats seront donc restreints aux conditions ambiantes avec de l'air, sans hublots pour élargir le domaine de mesure. La résolution maximale du domaine de mesure est également fixée par la vitesse d'écriture de la caméra en giga-octets par secondes. Une plus grande vitesse d'acquisition nécessite donc de réduire la résolution spatiale. Le domaine de mesure est illustré sur la Figure 2.2. Sur cette figure, la portion illuminée circulaire correspond à la surface des miroirs et le cadre rouge correspond à la fenêtre d'enregistrement à la vitesse nécessaire afin de capter les ondes de choc.

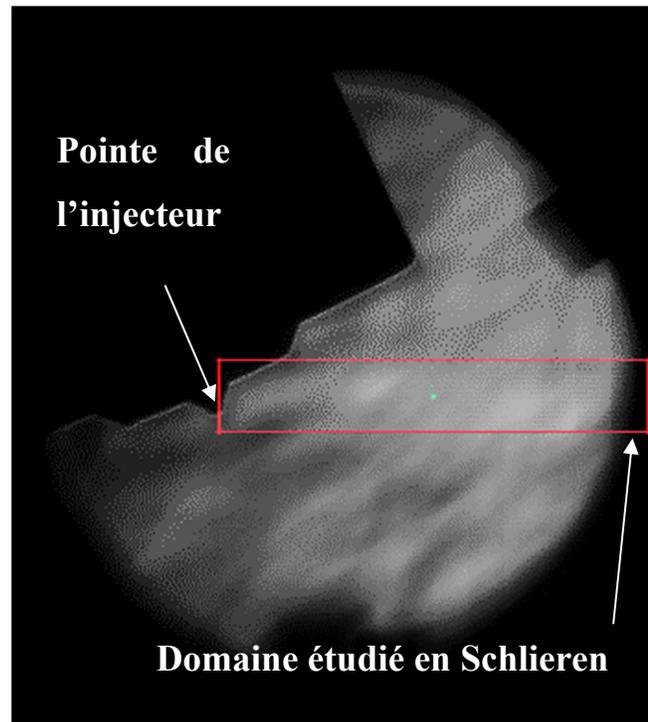


Figure 2.2 Domaine de visualisations Schlieren

Les résultats Schlieren sont capturés à l'aide d'une caméra à haute vitesse Vision Research Phantom V9.1. La caméra est équipée d'une lentille Nikkor AFS-50G d'une longueur focale de 50 mm avec une iris à 9 lames permettant une ouverture maximale de  $f/1.4$  et une ouverture minimale de  $f/16$ . Le temps d'exposition de la caméra est configuré au seuil permettant suffisamment de luminosité afin de minimiser l'effet d'intégration ou flou cinétique causé par le passage rapide de l'onde de choc. Ce seuil est défini à  $4 \mu\text{s}$  dans les conditions finales de l'expérience. Une source plus performante permettrait d'abaisser ce seuil à  $2 \mu\text{s}$ , soit le seuil minimal supporté par la caméra. Ce flou cinétique introduit une diminution de la netteté des ondes de pression, ce qui nuit à leur détectabilité en atténuant l'intensité apparente et le gradient d'intensité lumineuse captée par la caméra avec un épaissement apparent.

Une onde de choc se propage à une vitesse avoisinant la vitesse du son. Il est donc attendu qu'une onde de choc traverse le domaine d'analyse en environ  $0,288 \text{ ms}$ , ce qui correspond à une vitesse d'acquisition minimale de 3500 images par secondes afin de s'assurer que l'acquisition soit suffisamment rapide pour capturer le passage de l'onde de choc. Cependant,

un minimum de deux images sont nécessaires afin de permettre l'estimation de la vitesse de propagation de l'onde de choc, ce qui impose une fréquence d'acquisition minimale à 7 000 images par seconde. Des expériences préliminaires ont permis d'ajuster les conditions expérimentales à partir de ce seuil minimal pour déterminer les conditions optimales et ont mené aux résolutions spatiales et temporelles retenues pour l'expérience finale, soit une fréquence d'acquisition de 60 606 images par secondes avec une résolution spatiale de 288x48 pixels. Cette résolution spatiale permet d'obtenir une taille de pixel de 250  $\mu\text{m}$ .

### **2.3 Description expérimentale du système de mesure de pression dynamique**

Afin d'obtenir des données quantitatives sur l'intensité des ondes de choc observées lors des visualisations par méthode de Schlieren, une expérience permettant l'acquisition des ondes de pressions issues des ondes de choc en un point précis est conçue. L'enceinte est maintenue sous pression à l'aide d'azote de grade industriel (99,998 %  $\text{N}_2$ , moins de 8-PPM  $\text{O}_2$  et moins de 5-PPM  $\text{H}_2\text{O}$ ) afin d'obtenir des propriétés similaires à l'air ambiant tout en évitant que le mélange ne puisse s'enflammer. Pour cette expérience, un capteur de pression dynamique Kistler 6052b permettant l'acquisition de pression à haute fréquence est introduit dans l'enceinte pressurisée dans laquelle le carburant est injecté. Sa distance par rapport à la pointe de l'injecteur est ajustée à l'aide des résultats de Schlieren de façon qu'il soit suffisamment loin de celle-ci pour que l'onde de choc soit formée. Le positionnement de ce capteur par rapport à la pointe de l'injecteur et les jets de carburant est illustré sur la Figure 2.3. Sur cette figure, le schéma global du montage expérimental est représenté sur l'image du haut. L'image, du bas à gauche, illustre une vue latérale de la position du capteur de pression dynamique par rapport à l'injecteur et aux jets de carburant tandis que l'image, du bas à droite, illustre une vue de face de l'injecteur par rapport à l'injecteur et aux cinq jets de carburant. Le capteur de pression est positionné de façon à capter le saut de pression causé par la présence d'ondes de choc tout en n'obstruant pas les jets de carburant. Afin de satisfaire ces exigences, le capteur est installé à 30 mm de la pointe de l'injecteur entre deux jets de carburants tel qu'illustré sur l'image du bas à droite sur la Figure 2.3.

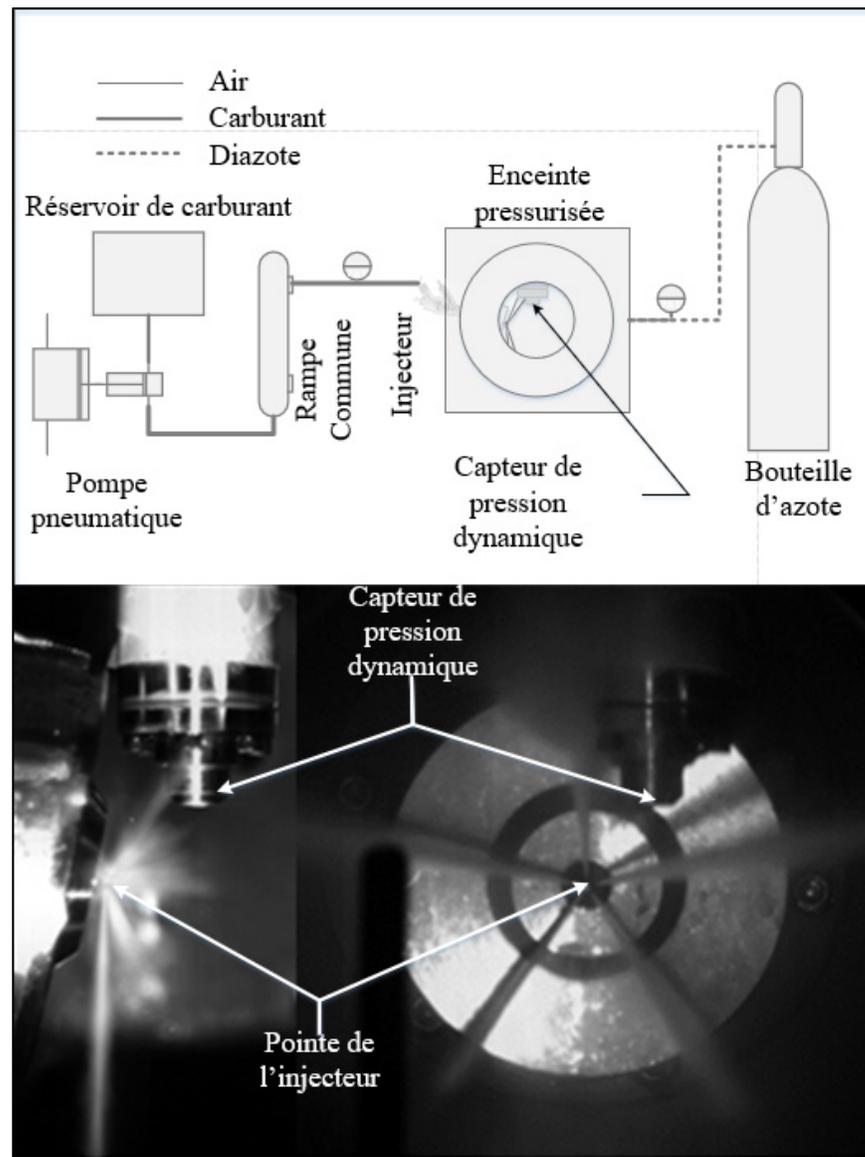


Figure 2.3 Mesures de pression dynamique

## 2.4 Analyse de l'incertitude expérimentale des visualisations Schlieren

Bien que les résultats de Schlieren dans la présente étude ne soient que de nature qualitative, certains paramètres expérimentaux ont un impact potentiel sur la qualité de résultats. La source majeure d'incertitude sur les données brutes provient de la source lumineuse fonctionnant avec un courant alternatif à 60 Hz. Le courant alternatif traversant le filament variant en fonctions du temps a pour impact d'introduire une variabilité dans l'intensité lumineuse perçue lors d'un

événement d'injection. Comme la fréquence de 60 Hz est plusieurs ordres de grandeur inférieure à la fréquence d'acquisition d'images de 60 606 images par secondes, l'impact sur les résultats est d'obtenir une luminosité moyenne d'image qui varie d'un essai à l'autre.

Au niveau de la résolution spatiale, la taille des pixels est estimée à l'aide d'une règle transparente dont les tolérances du manufacturier sont inconnues. Les graduations de cette règle transparente dont les graduations concordent avec celles de la règle Mitutoyo 182-105 servant de référence et dont la tolérance dimensionnelle est de 0,1 % de la longueur totale de la règle selon le manufacturier.

Le temps d'exposition a également un effet sur l'épaisseur observée d'une onde de pression en introduisant un flou cinétique (motion blur) ou effet d'intégration. L'épaisseur de ce flou cinétique dépend à la fois de l'épaisseur réelle de l'onde et du temps d'exposition. L'épaisseur d'onde minimale perçue est estimée en considérant une onde discontinue d'une épaisseur infinitésimale se propageant à la vitesse du son dans les conditions ambiantes. Pour le temps d'exposition retenu de 4  $\mu$ s, un front d'onde d'une épaisseur infinitésimale a le temps de parcourir 5,7 mm durant l'acquisition de l'image.

Lors de l'analyse de la vitesse de propagation de l'onde de choc, une incertitude de  $\pm 1$  pixel sur la position de l'onde de choc entre deux images successive séparées de 16,5  $\mu$ s entraîne une incertitude de  $\pm 30$  m/s sur la vitesse de propagation d'un objet se déplaçant dans l'image. Cette incertitude touche à la fois la vitesse de propagation de l'onde de choc et la vitesse de propagation du bout du jet de carburant.

Le post-traitement des résultats en strioscopie est effectué à l'aide d'un programme MATLAB. Plusieurs techniques différentes ont été implémentées afin de traiter les images brutes. Ces méthodes sont dérivées des techniques utilisées par (Kook & Pickett, 2010) afin de réduire les détails de l'arrière-plan la soustraction d'un arrière-plan moyen, libellé méthode A et la soustraction de l'image précédente, méthode libellée méthode B. (Kook & Pickett, 2010) ont noté que la méthode A donnait des meilleurs résultats, cette méthode sera donc retenue pour le

traitement des images. Les résultats numériques tirés de l'analyse d'images d'ondes de chocs ont été traitées directement sans altérer le contraste des images utilisées cependant les images présentées dans ce document ont été retouchées à l'aide des opérateurs linéaires *imcontrast* et *imajust* des boîtes à outils de traitement d'image du logiciel Matlab afin d'améliorer la visibilité à l'impression.

## **2.5 Analyse de l'incertitude expérimentale des mesures de pression dynamique**

L'acquisition des ondes de pression est réalisée avec un capteur Kistler 6052b couplé à un amplificateur de charge Kistler 5010b qui est relié à un module d'entrées analogiques NI 9222 permettant l'acquisition simultanées des quatre entrées. Le capteur Kistler 6052b est calibré sur une plage de 0-50 bar avec une tolérance sur la linéarité de  $\pm 0,2$  % de l'amplitude de 50 bar. La fréquence naturelle du capteur de pression dynamique est d'environ 130 kHz. L'amplificateur de charge est doté d'un filtre passe-bas analogique dont la fréquence de coupure est de 180 kHz avec une pente de 12 dB par octave. L'amplificateur de charge introduit un décalage possible du zéro volt de 0,5mV et un niveau de bruit de  $300\mu V_{RMS}$ . Ces valeurs lorsqu'exprimées en unités de pression se traduisent par un décalage possible du zéro à une valeur de 25 Pa et un bruit électrique de l'ordre de 0,002 Pa. La source d'incertitude principale dans cette expérience provient donc de la linéarité du capteur pour de faibles signaux.

## **2.6 Conditions expérimentales**

Les conditions expérimentales étudiées lors de l'étude par visualisations Schlieren et lors de mesures de pression dynamique diffèrent légèrement puisque l'étude par visualisations Schlieren est limitée à une pression d'injection de 1600 bar à la pression ambiante tandis que les mesures de pression dynamique sont réalisées en faisant varier à la contre pression. Des injections simples dont les durées d'énergisation varient entre 200 et 2000  $\mu s$  sont d'abord étudiées puis des injections doubles symétriques sont étudiées. Pour confirmer la plausibilité de la présence d'onde de chocs, la vitesse de sortie du jet de l'injecteur est estimée à 600 m/s à l'aide de l'équation de Bernoulli pour une injection de 1600 bar. La vitesse de sortie du jet a

été observée comme étant plus fidèle à prédire la formation de chocs que la vitesse de propagation du jet par (Huang et al. ,2015).

## 2.7 Résultats et discussion

Comme les expériences en visualisations Schlieren et en mesures de pressions dynamiques visent à répondre au même sous-objectif, ceux-ci sont analysés ensemble dans cette section. Les résultats des visualisations Schlieren à 1600 bar ont révélé la présence d'ondes de choc en arc pour toutes les stratégies d'injections étudiées. Une image en présence de chocs est illustrée à la Figure 2.4. Sur cette figure, l'image du haut correspond à une image brute alors que l'image du bas surligne la géométrie et la position d'un choc principal et d'un choc secondaire. Ces résultats sont cohérents avec les résultats de (Jia et al., 2017) qui ont observé des ondes de choc en arc pour une pression de 1500 bar. De plus, (Jia et al., 2017) rapportent qu'un accroissement de la pression d'injection au-dessus de 1500 bar amène une transition de chocs en arc vers des chocs coniques lorsque la pression d'injection croît vers la pression maximale qu'ils ont étudiée, soit 3000 bar. La limite inférieure à laquelle des ondes de choc sont observées dans la littérature varie peu entre les auteurs et est en général autour de 900 bars (Jia et al, 2017), (Kook & Pickett, 2010).



Figure 2.4 Séquence d'image provenant de visualisations Schlieren à haute vitesse d'une injection double

Pour les conditions d'injection étudiées dans cette thèse, la formation de chocs a été observée qualitativement à une distance légèrement inférieure de 30 mm de la pointe de l'injecteur qui est représentée à la Figure 2.5a. L'échelle temporelle verticale est illustrée à la gauche de la

figure et l'échelle dimensionnelle dans l'axe du jet est illustrée au bas de la figure (Figure 2.5b). Les images de la première injection d'une stratégie d'injections double sont représentées dans la colonne de gauche de la Figure 2.5 avec un pas de temps de  $1,65 \times 10^{-5}$  seconde entre chaque ligne alors que les résultats de la colonne de droite de cette même figure correspondent à la seconde injection d'une stratégie d'injection double avec un délai de  $600 \mu\text{s}$  entre les commandes d'injections. La séquence vidéo est coupée afin d'aligner les deux débuts hydrauliques d'injections sur la même ligne avec le début hydraulique de la première injection illustré à la Figure 2.5c et le début hydraulique de la seconde injection à la Figure 2.5g.

La formation de l'onde de choc principale de la première injection est observée à la 8<sup>e</sup> image de la séquence sur la Figure 2.5d. Cette onde de choc atteint une distance de 30 mm de la pointe de l'injecteur à l'image 9, correspondant à un délai de  $148 \mu\text{s}$  après le début hydraulique de l'injection. On peut également observer sur la Figure 2.5f la formation d'une série d'ondes de choc secondaires émises après l'émission de l'onde principale. Bien que la bande vidéo soit étroite, on observe bien que l'onde de choc forme un arc évasé, ce qui est cohérent avec les résultats de (Jia et al., 2017).

L'onde de choc principale émise lors de la seconde injection est à peine perceptible sur les images 11 à 13 (Figure 2.5h, voir flèches). Cette mauvaise visibilité de l'onde de choc peut être attribuable à plusieurs facteurs. Il y a d'abord la présence d'un nuage de gouttelettes qui nuit à la visibilité de l'onde de choc. Il est cependant également possible que l'onde de choc émise lors de la seconde injection soit de plus faible amplitude ou se dissipe plus rapidement dans le milieu biphasé qu'elle traverse. Cette hypothèse sera davantage étudiée lors de l'étude des mesures de pression dynamique. Le délai d'apparition à partir du début hydraulique de l'injection, la position à laquelle le choc se forme ainsi que la vitesse de propagation sont similaires entre la première et la seconde injection lorsqu'on compare la position des chocs de la colonne de gauche et la colonne de droite de la Figure 2.5. Il est également observable que l'onde de choc émise par la première injection se détache du jet de carburant et s'en éloigne progressivement à partir de cet instant alors que la vitesse du jet diminue. Cet effet n'est cependant pas visible pour la seconde injection puisque le second jet de carburant est

imperceptible à cause de la présence de gouttelettes provenant de la première injection et d'obstruction cause par les gouttelettes provenant des quatre autres orifices de l'injecteur.

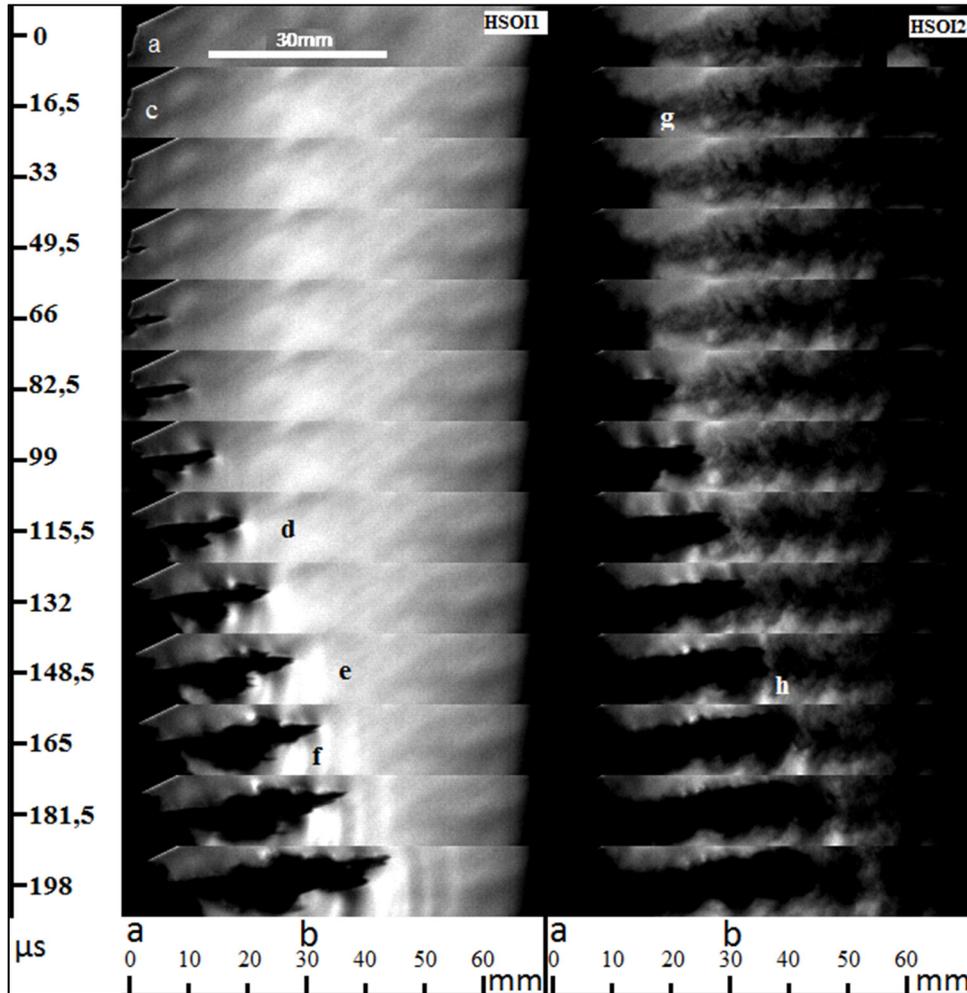


Figure 2.5 Séquence d'image provenant de visualisations Schlieren à haute vitesse d'une injection double

Les positions des ondes de chocs principales ainsi que le bout de jet ont été mesurées à partir des images de visualisations Schlieren. Ces résultats sont représentés en fonction du temps pour trois essais distincts sur la Figure 2.6. La vitesse de propagation du choc et du jet de carburant sont tous deux approximativement constantes avec une courbe de pénétration approximativement linéaire pour les quelques instants enregistrés correspondant au tout début d'une injection de carburant. Pour ces séquences, la vitesse de propagation de choc sont

estimées à  $350 \pm 30$  m/s, correspondant approximativement à la vitesse du son dans de l'air ambiant calculée à 344 m/s à température et pression ambiante en utilisant l'hypothèse de gaz parfait. La distance entre le choc et le jet de carburant croît avec le temps. Cette distance croissante peut être convertie en délai temporel à une position fixe dans l'espace en divisant par la vitesse de propagation du jet de carburant. Ce délai correspond physiquement en un délai local de passage entre l'onde de choc et le jet de carburant. Ce délai entre le passage de l'onde de choc et le passage du jet de carburant sera estimé ultérieurement afin d'estimer la fenêtre de temps disponible afin que la trainée de l'onde de choc ne puisse affecter des gouttelettes en amont avant que le jet de carburant qui la succède ne la rattrape et n'entre en collision avec le nuage de gouttelettes en amont. Ce délai croît avec la distance relative à l'orifice de l'injecteur alors que le jet de carburant décélère et que l'onde de choc maintient sa vitesse approximativement sonique. Ce délai est estimé dans les présentes conditions d'injection à 115  $\mu$ s à une distance de 40 mm de la pointe de l'injecteur. Dans le cadre d'injections multiples, cette augmentation du délai d'occurrence entre l'onde de choc et le jet de carburant avec la distance a pour impact d'augmenter le potentiel d'interaction entre deux injections lorsque les gouttelettes issues de la première injection sont plus éloignées de la pointe de l'injecteur en permettant plus de temps aux gouttelettes pour atteindre la vitesse des gaz derrière le choc. Cet effet peut toutefois être inhibé par une atténuation de l'intensité de l'onde de choc qui traverse le nuage de gouttelettes. Cette possibilité sera étudiée numériquement au chapitre 4. De plus, l'étude de différentes durées d'injections allant de 200 à 1000  $\mu$ s ne permet pas d'observer de différences perceptibles au niveau des visualisations d'ondes de chocs.

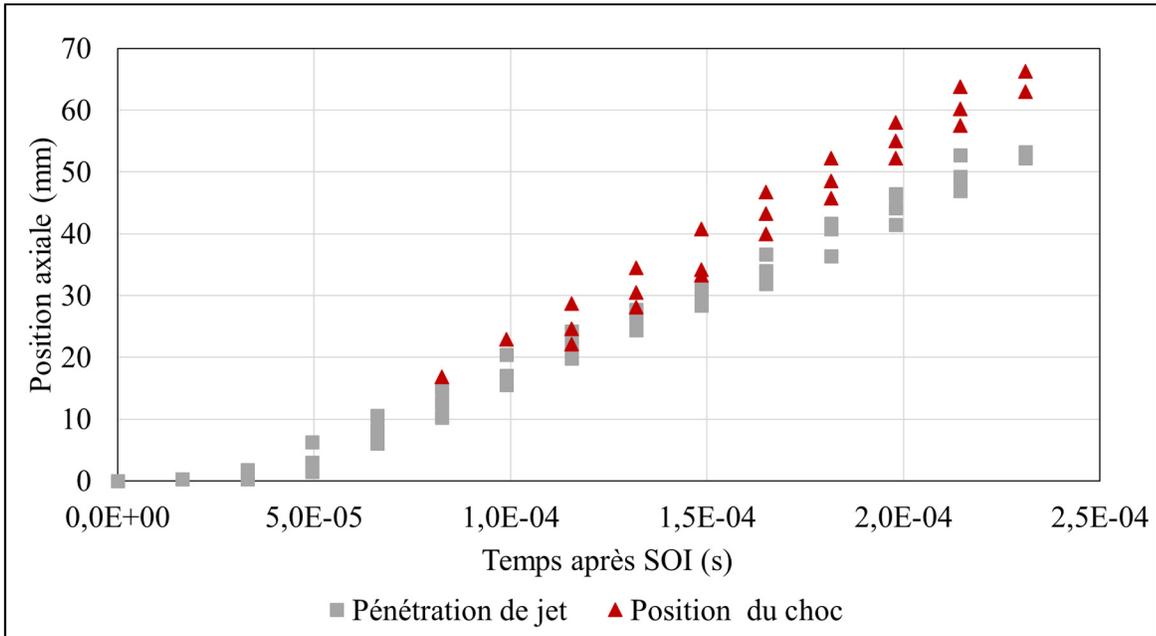


Figure 2.6 Longueur de pénétration du jet de carburant et de l'onde de choc pour 3 essais avec un  $\Delta P = 1600$  bar, dans l'air à 295K

Afin de caractériser les ondes de choc observées précédemment, le saut de pression est quantifié à l'aide du capteur de pression dynamique et ce, en fonction du temps à 30 mm de l'injecteur. Les résultats moyennés sur 25 injections pour une pression d'injection de 1600 bar et une enceinte à pression atmosphérique sont représentés en fonction du temps sur la Figure 2.7 pour trois durées d'énergisation distinctes, soit 200  $\mu\text{s}$  (haut), 500  $\mu\text{s}$  (milieu) et 2000  $\mu\text{s}$  bas. Les deux premières durées ont été choisies puisqu'elles sont similaires aux conditions optimisées sur moteur à l'aide du même injecteur par (Plamondon, 2015).

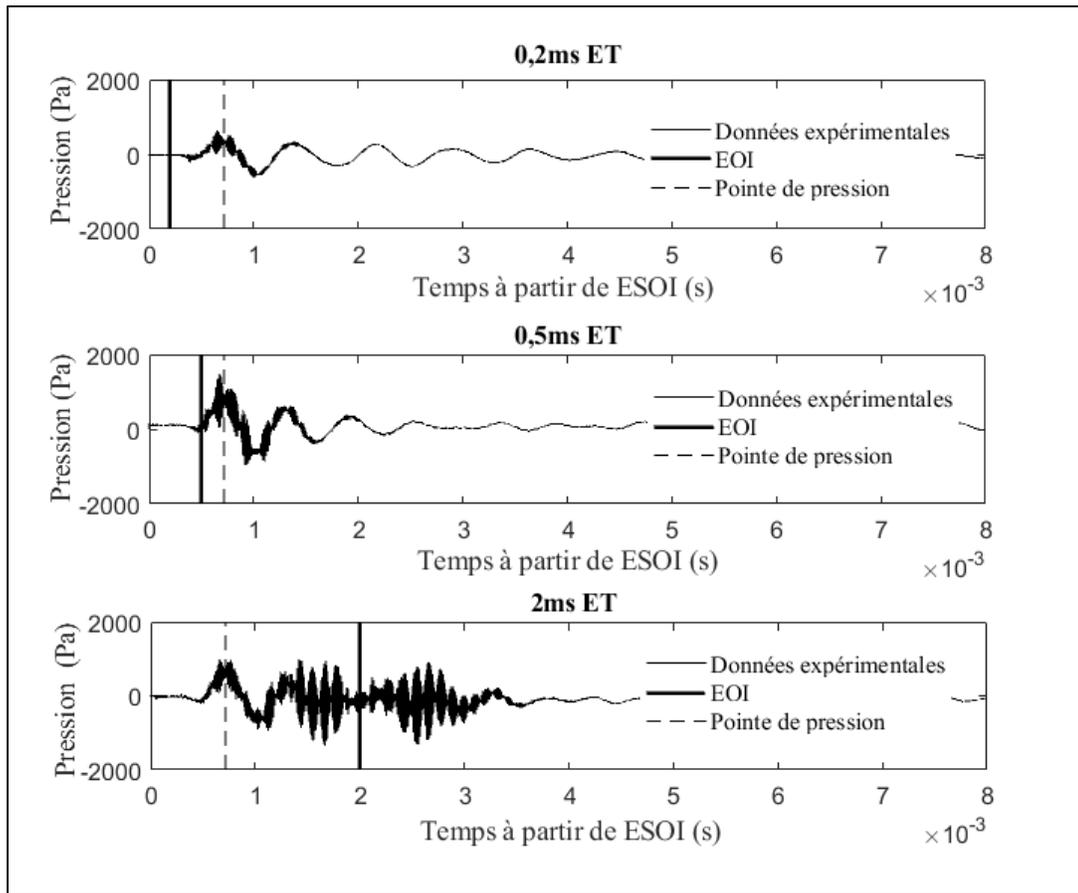


Figure 2.7 Mesures de pression dynamique d'injections de différentes durées

À l'aide des traces de pression en fonction du temps relatif à la commande électrique de l'injecteur, l'amplitude de l'onde de choc a été observée comme étant indépendante de la durée d'injection pour des temps d'énergisation supérieurs à 500  $\mu$ s. Sur la Figure 2.7, les droites verticales en tirets discontinus correspondent au maxima de pression observé en début d'injection correspondant à l'occurrence de l'onde de choc alors que les lignes verticales continues représentent la fin de la commande d'injection. On peut observer que pour les conditions de pressions étudiées, le délai d'occurrence du maxima de pression est observé comme étant indépendant de la durée d'énergisation de l'injecteur. De plus, après le premier front similaire entre les courbes, des oscillations de pression sont observées tout au long de l'injection de carburant. Ces deux comportements sont considérés comme cohérents avec les résultats de visualisations discutés précédemment puisqu'aucune différence n'a été observée

par visualisations Schlieren au niveau du calage temporel et des positions des ondes de chocs entre les différentes durées d'injections. De plus, ces oscillations de pression constantes durant toute la durée effective d'injection sont également cohérentes avec l'observation d'ondes secondaires en périphérie de jet durant la totalité de la durée effective d'injection. Il est également observé que bien que la position temporelle du maxima de pression soit indépendante de la durée d'énergisation, l'amplitude maximale de l'onde de pression semble légèrement affectée par la durée d'énergisation. Cet effet est illustré sur la Figure 2.7 (haut) pour laquelle l'injection de 200  $\mu\text{s}$  démontre une pression maximale inférieure aux injections de 500  $\mu\text{s}$  et 2000  $\mu\text{s}$  pour lesquelles la pression maximale demeure inchangée à 1000 Pa jusqu'à la durée maximale d'injection étudiée de 6000  $\mu\text{s}$  non représentée ici afin d'alléger le texte.

Lorsque l'amplitude de l'onde de pression est étudiée en fonction de la densité de l'air (à température constante) à l'intérieur de l'enceinte pressurisée, l'écart de l'amplitude de l'onde de pression entre l'injection courte de 200  $\mu\text{s}$  et l'amplitude pour une injection longue de 2000  $\mu\text{s}$  est réduit. Un écart significatif est également observé entre les résultats ci-dessus et ceux de (Nakahira et al, 1992) ainsi que ceux de (Wang et al.,2002). Pour illustrer cette différence, les résultats de l'effet de la densité de l'air sur l'amplitude de l'onde de choc sont reportés sur la Figure 2.8. L'axe vertical de gauche est gradué en pression et correspond au maxima de pression obtenu lors du passage de l'onde de choc tel que décrit précédemment. L'axe vertical de droite correspond au saut de pression mesuré expérimentalement sur un injecteur monotrou par (Nakahira et al, 1992) également à l'aide d'un capteur de pression dynamique. En regardant d'abord les résultats expérimentaux des présents travaux, on peut observer que l'amplitude absolue en pression du choc croît avec la densité de l'air ambiant. De plus, l'écart entre les injections courtes décroît avec un accroissement de la densité de l'air. Si l'on s'intéresse maintenant aux résultats reportés par (Nakahira et al, 1992), une tendance similaire est observée pour laquelle l'amplitude de pression en absolu croît avec la densité de l'air dans l'enceinte pressurisée. Un facteur 100 est cependant constaté sur le saut de pression observé entre les résultats des présents travaux et ceux reportés par (Nakahira et al, 1992). Des ondes de choc plus intenses sont également rapportés expérimentalement et par simulations à l'aide

de l'injecteur du Engine Combustion Network (Quan et al, 2014). La divergence entre les résultats obtenus et ceux reportés dans la littérature peut être attribuable à l'utilisation d'un injecteur multi-trous contrairement à un injecteur monotrou utilisé par (Nakahira et al, 1992) et (Quan et al, 2014). L'un des paramètres reconnus comme permettant de lier la présence de choc à l'injecteur est la vitesse de sortie de jet en sortie d'injecteur (Huang et al, 2015). L'influence potentielle de l'usage d'un injecteur multi-trous est une vitesse axiale en sortie d'injecteur réduite lors de la phase initiale de l'injection tel qu'observé expérimentalement par (Moon et al. 2015). Il est donc attendu que l'usage d'un injecteur multi-trous introduise une réduction de l'intensité des chocs émis bien que la différence entre les résultats expérimentaux et la littérature soient importants. Pour pallier cette divergence importante les résultats de la présente étude ainsi que des résultats provenant de la littérature seront traités lors des simulations de l'impact potentiel d'un choc sur un nuage de gouttelettes de carburant.

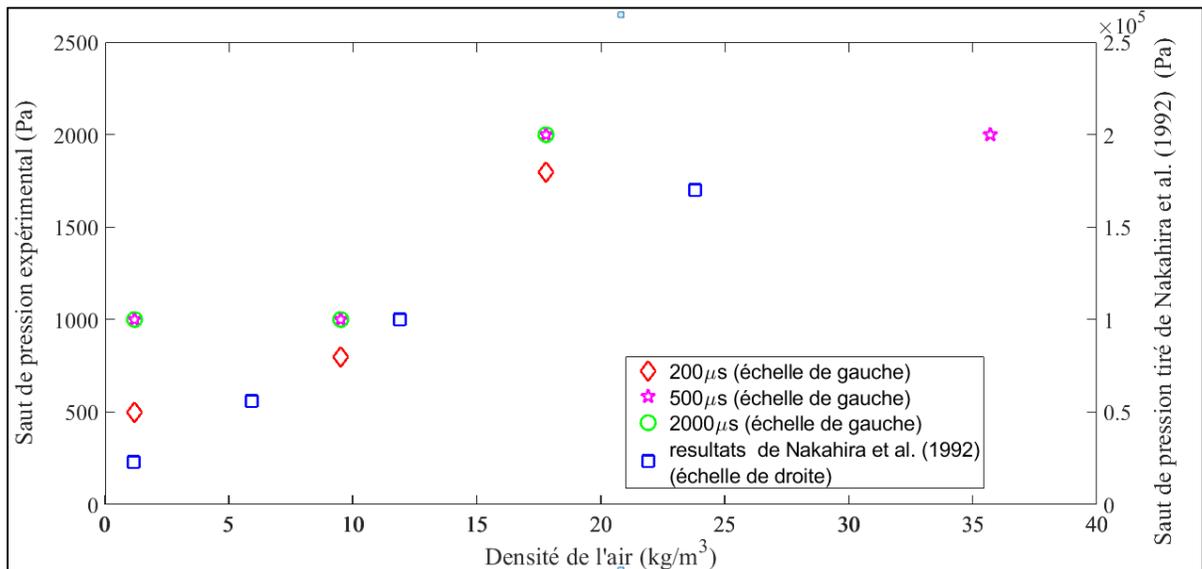


Figure 2.8 Amplitude du choc en fonction de la durée d'injection

Lorsqu'on reprend les données de la Figure 2.8 et qu'on les représente sous la forme de ratio entre le saut de pression et la pression ambiante, on peut constater que bien que l'amplitude du saut de pression croît avec la densité de l'air, l'amplitude relative à la pression ambiante décroît, ce qui implique un affaiblissement de l'onde de choc. Ceci est illustré à la Figure 2.9

qui montre que les résultats expérimentaux pour lesquels une réduction du saut de pression par rapport à la pression initiale sont à la fois cohérents avec les résultats de (Nakahira et al, 1992), également représentés sur la figure (axe de droite), et aux observations qualitatives relevées expérimentalement par (Kook et Pickett, 2010) et numériquement par (Quan et al., 2014). Ces derniers observent une transition d'un régime de choc oblique vers le choc en arc et finalement vers l'onde acoustique avec un accroissement graduel de la pression ambiante.

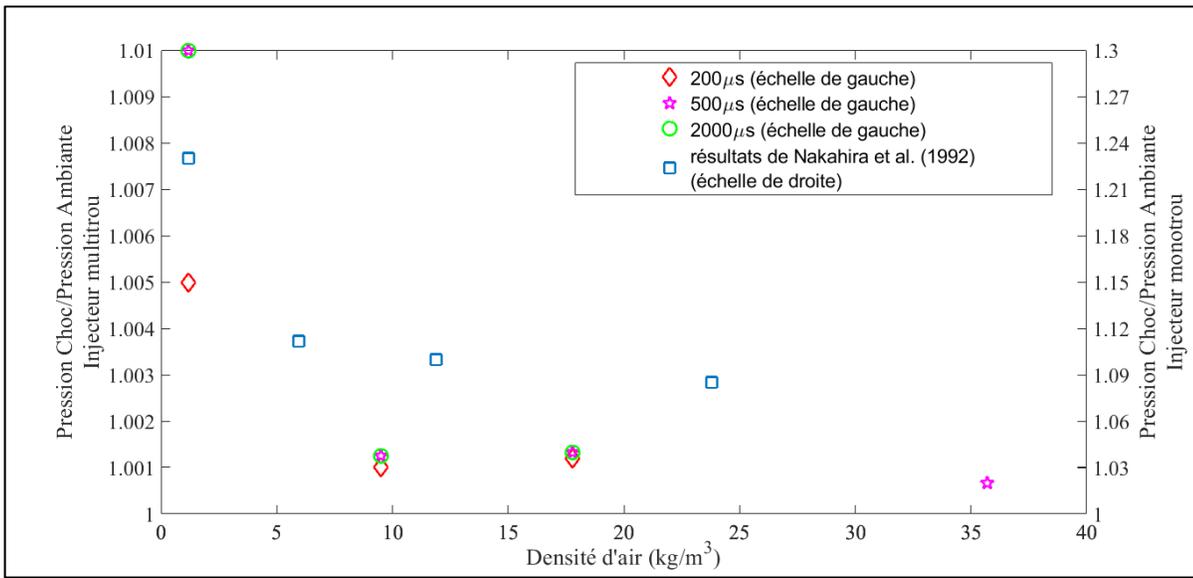


Figure 2.9 Saut de pression du choc à relatif la pression ambiante

Il est possible à l'aide du saut de pression relatif à la pression ambiante de calculer la vitesse de propagation de l'onde de choc à l'aide d'une des relations de Rankine-Hugoniot tirée de (Anderson, 2004) et présentée à l'équation (2.1) dont les paramètres sont le ratio entre les chaleurs spécifiques ( $\gamma = c_p/c_v$ ), la pression post-choc ( $P_{shock}$ ) et la pression ambiante ( $P_b$ ).

$$M_{shock} = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma} \left( \frac{P_{shock}}{P_b} - 1 \right) + 1} \quad (2.1)$$

Les vitesses de propagations d'ondes de choc provenant des données recueillies expérimentalement varient de Mach 1,0005 à Mach 1,004 pour l'ensemble des conditions

expérimentales étudiées. La vitesse de propagation quasi-sonique observée lors des visualisations par Schlieren est donc cohérente avec l'amplitude des ondes de choc mesurée. Le niveau sonore exprimé en décibel (dB) est également calculé à l'aide de l'équation (2.2) (Crocker, 1998) pour les cas à pression atmosphérique afin de d'évaluer si les sauts de pression enregistrés sont en régime d'onde acoustique ou d'onde de choc.

$$SPL = 20 \log_{10} \left( \frac{P_{shock}}{P_{ref}} \right) \text{ où } P_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2), les paramètres sont l'amplitude en pression de l'onde qui dans le cas présent équivalent à la pression post-choc ( $P_{shock}$ ) et une pression de référence  $P_{ref}$  correspondant au seuil d'audition de l'oreille humaine, défini à  $20\mu Pa$ .

Un niveau sonore de 148 décibels est calculé pour l'injection de  $200 \mu s$  correspondant au saut de pression le plus faible. Un seuil de 135 dB peut typiquement être considéré comme la limite inférieure pour les chocs faibles (Hargather, Settles et Madalis, 2010). Dans le cas des conditions observées par (Nakahira et al, 1992), des nombres de Mach allant jusqu'à 1,1 sont calculés pour les ondes de chocs à partir des sauts de pressions reportés dans leurs travaux, correspondant à une vitesse de propagation de l'onde de choc de 377 m/s.

## 2.8 Synthèse de chapitre

Dans ce chapitre, une étude expérimentale a été réalisée dans le but de caractériser les ondes de choc émises par un injecteur multi-trous et permettra de répondre au premier sous-objectif de cette thèse à l'aide du prochain chapitre. Des ondes de choc en arc sont émises en bout de jets de carburants à la fois pour la première et la seconde injection de carburant. Une vitesse de propagation approximativement sonique est observée par visualisations Schlieren et confirmée par la suite par les mesures de pression dynamique. Ainsi, un nombre de Mach maximal de 1,004 a été calculé pour l'ensemble des conditions étudiées. Les amplitudes d'ondes de choc relevées sont nettement moins élevées que celles provenant de la littérature,

cet effet est toutefois potentiellement attribuable à la géométrie multi-trous de l'injecteur utilisé qui peut avoir pour effet de réduire la vitesse de sortie de jet dans la phase initiale de l'injection de carburant, phase critique pour la formation de chocs. Les résultats expérimentaux permettront d'établir des conditions initiales réalistes à un modèle numérique 1D afin d'étudier l'effet d'une onde de choc émise par un injecteur sur un nuage de gouttelettes de carburant, sujet du prochain chapitre qui permettra de répondre au premier sous-objectif de cette thèse.

## CHAPITRE 3

### ÉTUDE NUMÉRIQUE DES ONDES DE CHOC ÉMISES PAR UNE INJECTION ET LEUR INFLUENCE SUR UN NUAGE DE GOUTTELETTES

#### 3.1 Objectifs de la section

Dans ce chapitre, les données expérimentales provenant de l'étude du chapitre précédent sont utilisées afin de modéliser une onde de choc traversant un nuage de gouttelettes. Ceci permettra de répondre au premier sous-objectif de la thèse qui est d'évaluer la capacité d'un choc émis par un injecteur à affecter un nuage de gouttelettes en aval. L'approche 1D utilisée permet d'initialiser le domaine de simulation avec un choc basé sur des mesures expérimentales et de profiter de la condition symétrique de l'écoulement moyen du nuage de gouttelettes autour de l'axe de l'orifice de l'injecteur.

Le présent chapitre présente donc une description détaillée du modèle physique, du schéma numérique et une validation du solveur à l'aide de problèmes synthétiques. De plus, des conditions initiales et aux frontières représentatives des jets de carburants à haute vitesse sont ensuite définies à l'aide des données expérimentales. Finalement, le modèle numérique est utilisé afin de vérifier la capacité d'un choc émis par un jet de carburant à haute vitesse d'influencer un nuage de gouttelettes en aval en le repoussant vers l'avant ou en causant une atomisation secondaire.

#### 3.2 Choix du modèle d'écoulement multiphasé

##### 3.2.1 Description détaillée du modèle physique de fluide

Le problème 1D est formulé à l'aide de deux phases distinctes superposées interagissant via l'intermédiaire de termes sources. Le modèle décrit dans cette section est tiré des travaux de (Jourdan, 2010) et (Saurel et Daniel, 1994) et repose sur les formulations de valeurs moyennes des phases liquides dont le développement à partir des équations de conservation est présenté

en Annexe B. Ces équations reposent sur l'hypothèse de fraction volumique négligeable de la phase liquide, ce qui permet de découpler la solution et de résoudre séparément les équations de conservation pour la phase gazeuse et liquide. Le système d'équations de conservation est exprimé de façon vectorielle tel que présenté par l'équation (3.1). Dans cette équation différentielle, le vecteur  $\overline{CS}$  réfère au vecteur de variables conservées,  $\vec{F}$  réfère au vecteur des flux et  $\vec{H}$  réfère au vecteur de termes sources permettant les échanges entre les phases.

$$\frac{\partial \overline{CS}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{F}) = \vec{H}(U) \quad (3.1)$$

Les vecteurs  $\overline{CS}$ ,  $\vec{F}$  et  $\vec{H}$  peuvent être subdivisés en  $\overline{CS}_g$ ,  $\vec{F}_g$  et  $\vec{H}_g$  pour la phase gazeuse  $\overline{CS}_d$ ,  $\vec{F}_d$  et  $\vec{H}_d$  pour les phases dispersées. La première équation de conservation du système (3.1) correspond à la conservation de la masse de la phase gazeuse, identifiée par l'indice g, telle qu'exprimée dans l'équation (3.2) où  $\rho$  est la densité du gaz et  $\vec{u}_g$  est le vecteur vitesse de la phase gazeuse.

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{u}_g) = 0 \quad (3.2)$$

La deuxième équation du système (3.1) correspond à l'équation de conservation de la quantité de mouvement de la phase gazeuse telle qu'exprimée dans l'équation (3.3). À noter dans cette équation le terme source  $-\vec{F}_{drag}$  qui permet l'échange de quantité de mouvement entre la phase gazeuse et la phase dispersée et représente la trainée des gouttes définie plus loin (équation 3.11). Dans cette équation,  $\rho$  est la densité du gaz,  $\vec{u}_g$  est le vecteur vitesse de la phase gazeuse,  $P$  est la pression et  $N$  est le nombre de phases discrètes dans le cas où plusieurs catégories de tailles de gouttelettes sont modélisées.

$$\frac{\partial \rho_g \vec{u}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{u}_g \vec{u}_g + P) = \sum_{i=1}^{N_{phases}} -\vec{F}_{drag_i} \quad (3.3)$$

La troisième équation du système (3.1) correspond à l'équation de conservation d'énergie de la phase gazeuse telle qu'exprimée dans l'équation (3.4). Cette équation nécessite une relation pour l'énergie interne de la phase gazeuse. La loi des gaz parfaits est utilisée afin de lier l'énergie interne à la densité et la pression. De plus, deux termes sources sont ajoutés  $\overrightarrow{F_{drag_i}} \cdot \overrightarrow{u_{d_i}}$  et  $-\overrightarrow{Q_{(g-d)_i}}$  afin de modéliser le transfert d'énergie cinétique et le transfert de chaleur entre les phases respectivement.

$$\frac{\partial \rho_g \epsilon_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \overrightarrow{u_g} \epsilon_g + P) = \sum_{i=1}^{N_{phases}} -Q_{(g-d)_i} - \overrightarrow{F_{drag_i}} \cdot \overrightarrow{u_{d_i}} \quad (3.4)$$

Ces trois premières équations représentent les équations de conservation pour la phase gazeuse et les vecteurs  $\overrightarrow{CS_G}$ ,  $\overrightarrow{F_G}$  et  $\overrightarrow{H_G}$  sont donc construits à l'aide des équations (3.2) à (3.4). L'énergie interne du gaz ( $\epsilon_g$ ) est modélisée comme étant la somme de l'énergie interne estimée à l'aide d'une chaleur spécifique constante et l'énergie cinétique du gaz à l'aide de la relation (3.5) (Toro, 2013).

$$\epsilon_g = \frac{P}{\rho_g (\gamma - 1)} \quad (3.5)$$

La première des quatre équations de conservation utilisées pour la phase est représentée par l'équation (3.6) où l'indice d indique la phase dispersée associée à la présence des gouttelettes. Dans cette équation, la densité ( $\rho_d$ ) correspond à la densité moyenne de la phase dispersée dans la cellule et peut être nulle advenant l'absence de phase dispersée dans cette cellule et  $\overrightarrow{u_d}$  correspond à la vitesse de la phase dispersée dans la cellule.

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \overrightarrow{u_d}) = 0 \quad (3.6)$$

La cinquième équation du système (3.1) correspond à l'équation de conservation de la quantité de mouvement de la phase dispersée ou liquide. Cette équation est représentée par l'équation

(3.7). Cette équation est obtenue en supposant une phase liquide composée de  $n_d$  particules sphériques. La géométrie de la phase discrète n'a pas d'influence sur le comportement de l'équation de transport mis à part le terme d'échange utilisant un coefficient de trainée propre à la morphologie de la phase dispersée. À noter dans cette équation (3.6), le terme d'échange qui est inversé par rapport à l'équation (3.3) de la phase gazeuse.

$$\frac{\partial \rho_d \vec{u}_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \vec{u}_d \vec{u}_d) = \vec{F}_{drag} \quad (3.7)$$

La sixième équation du système (3.1) correspond à l'équation de conservation d'énergie de la phase liquide exprimée à la relation (3.9). L'usage de cette équation nécessite une formulation de l'énergie interne de la phase dispersée à l'intérieur du volume de contrôle. Cette formulation est donnée à l'équation (3.9). L'énergie de la phase dispersée est donc considérée comme étant la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie interne estimée à l'aide la chaleur spécifique ( $c$ ) à température ambiante et la température absolue des gouttelettes ( $T_d$ ).

$$\frac{\partial \rho_d \epsilon_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \vec{u}_d \epsilon_d) = Q_{g-d} + \vec{F}_{drag} \cdot \vec{u}_d \quad (3.8)$$

$$\epsilon_d = \rho_d \left( c_f T_d + \frac{\vec{u}_d \cdot \vec{u}_d}{2} \right) \quad (3.9)$$

La dernière équation de conservation du système (3.1) est l'équation de conservation du nombre de gouttelettes représentée par l'équation (3.10). Cette équation permet d'établir le taux de variation du nombre de gouttelettes ( $n_d$ ) dans un contour matériel en fonction d'un taux de gouttelettes traversant les frontières et du taux de fractionnement/coalescence des gouttelettes net  $\dot{n}_d$  dans la cellule. Cette dernière équation de conservation permet la modélisation du fractionnement et la coalescence de gouttelettes via un taux moyen de fractionnement des gouttes dans une cellule. Ce taux sera gardé nul dans cette étude mais une discussion sur la stabilité des gouttelettes au passage de l'onde de choc sera effectuée à la fin du chapitre.

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot (n_d \vec{u}_d) = \dot{n}_d \quad (3.10)$$

$$D_d = \sqrt[3]{\frac{\rho_d}{\rho_f} \frac{6}{\pi} \frac{1}{n_d}} \quad (3.11)$$

La relation entre la densité de la phase dispersée ( $\rho_d$ ), le nombre de gouttelettes ( $n_d$ ) et le diamètre des gouttelettes ( $D_d$ ) est donnée par l'équation (3.11) où  $\rho^*$  est la densité du liquide. Cette équation suppose un diamètre unique pour l'ensemble des gouttelettes occupant la position  $x$  dans l'écoulement. Le système (3.1) consiste donc en un système de 7 équations lorsqu'on traite une seule phase dispersée. Dans le cas où la distribution discrète de diamètres de gouttelettes serait traitée, il suffit de résoudre pour chaque catégorie de tailles de gouttes, les 4 équations.

Tel qu'énoncé précédemment, le transfert de quantité de mouvement et d'énergie cinétique entre les phases s'effectue via un terme source  $\vec{F}_{drag}$  correspondant à la traînée aérodynamique nette du nuage de gouttelettes. Le modèle de traînée utilisé est tiré de (Jourdan et al., 2007) et est présenté aux équations (3.12) à (3.14). L'équation (3.12) correspond à la formulation de la traînée nette du nuage de gouttelettes où  $C_{d,g}$  est le coefficient de traînée tel que défini par l'équation (3.13). Ce coefficient de traînée est fonction du nombre de Reynolds basé sur le saut de vitesse entre le gaz et la gouttelette. Ce modèle empirique fut développé à partir de données expérimentales en tube de chocs (Jourdan et al., 2007). Le coefficient de traînée est déduit du déplacement de gouttelettes exposées à un choc en fonction du temps et est moyenné sur la durée du passage du choc.

$$\vec{F}_{drag} = n_d \rho_g C_{d,g} \frac{\pi D_d^2}{8} (\vec{u}_g - \vec{u}_d) \|\vec{u}_g - \vec{u}_d\| \quad (3.12)$$

$$\log_{10}(C_{d,g}) = -0.696 + 1.259 \log_{10}(Re) - 0.464(\log_{10}(Re))^2 + 0.045(\log_{10}(Re))^3 \quad (3.13)$$

$$Re = \frac{\rho_g D_d}{\mu_g} \|\vec{u}_g - \vec{u}_d\| \quad (3.14)$$

Une possible limitation de ce modèle de traînée est l'absence de variation temporelle du coefficient de traînée lors de la collision entre le front de choc et une gouttelette puisque la traînée de pression est maximale lorsque le front de choc est situé à l'équateur d'une gouttelette (Sun et al. 2005). L'indépendance envers ce phénomène est vérifiée en normalisant-le temps physique par le temps caractéristique d'une gouttelette défini à l'aide de l'équation (3.15) (Sun et al. 2005) où  $r$  correspond au rayon de la gouttelette tandis que  $R$  et  $T_g$  correspondent respectivement à la constante de gaz parfait et la température de la phase gazeuse. Ce temps caractéristique pour les plus grosses gouttes considérées dans cette thèse est de l'ordre de  $10^{-7}$  secondes. (Sun et al., 2005) observent un coefficient de traînée plus élevé que la valeur moyenne jusqu'à environ 5 temps adimensionnels, correspondant ainsi à un temps physique de  $5\tau_p$ . À partir de ce résultat et considérant que le temps total des simulations est de l'ordre de  $10^{-3}$  seconde, cet extremum de traînée est donc négligé et un coefficient de traînée moyenné dans le temps est utilisé.

$$\tau_p = \frac{r}{\sqrt{RT_g}} \quad (3.15)$$

Le transfert de chaleur ( $Q_{g-d}$ ) est calculé à l'aide de l'équation (3.15) et repose sur la corrélation empirique de (Ranz & Marshall, 1952) afin d'estimer le nombre de Nusselt ( $Nu$ ) (Équation (3.16)). Dans ces équations,  $\lambda_g$  est la conductivité thermique du gaz,  $Pr$  est le nombre de Prandtl,  $T_g$  est la température du gaz,  $T_d$  est la température moyenne des gouttes dans la cellule,  $\mu_g$  est la viscosité dynamique du gaz et  $C_{p,g}$  est la chaleur spécifique à pression constante du gaz.

$$Q_{g-d} = n_d \pi D_d Nu \lambda_g (T_g - T_d) \quad (3.16)$$

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (3.17)$$

$$Pr = \frac{\mu_g C_{p,g}}{\lambda_g} \quad (3.18)$$

### 3.2.2 Description du schéma numérique

Le système d'équations de conservation (3.1) est résolu en utilisant un schéma numérique en deux temps permettant de séparer le problème convectif du problème de termes sources. À chaque incrément temporel, un problème convectif homogène tel que défini en (3.19) est d'abord résolu.

$$\frac{\partial CS}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{F}) = 0 \quad (3.19)$$

La solution du problème (3.19) est ensuite évoluée dans le temps en construisant le système d'équations différentielles ordinaires présenté en (3.20). La solution du problème (3.20) est utilisée comme conditions initiales pour l'incrément temporel suivant.

$$\frac{dCS}{dt} = H(U) \quad (3.20)$$

De plus, l'absence de la fraction volumique de la phase liquide dans les équations de conservation de la phase gazeuse permet de découpler la solution des deux phases. Les problèmes convectifs sur les variables  $\overrightarrow{CS_g}$  et  $\overrightarrow{CS_f}$  sont traités séparément.

Un schéma en volumes finis de type MUSCL (« Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws ») est utilisé afin de résoudre le problème de convection présenté par l'équation (3.19). Ce schéma est choisi pour sa robustesse en présence de gradients élevés et de chocs (Leveque, 2004). Le modèle numérique utilisé est inspiré de la méthode de solution développée au laboratoire de l'Institut universitaire de systèmes thermiques industriels (IUSTI) et sur les bibliothèques NUMERICA détaillées dans (Toro,1999). Ce modèle numérique est basé sur la solution locale aux frontières des cellules d'un problème de Riemann. Un problème de Riemann consiste en un problème aux conditions initiales pour lequel les conditions sont constantes de part et d'autre d'une discontinuité, La solution de ce problème pour l'équation d'Euler dans un gaz parfait fait intervenir la propagation de différentes ondes séparées par des

régions où les variables conservées sont constantes. Comme les différentes ondes dans un gaz parfait se déplacent à une vitesse constante, la solution du problème de Riemann pour un problème 1D est constante pour un ratio  $x/t$  donnée. Dans le cas du schéma MUSCL, la solution d'un problème de Riemann n'a pas à être calculée sur l'ensemble des réels mais sur la caractéristique  $x/t=0$ . Le schéma MUSCL peut être subdivisé en plusieurs étapes de la façon suivante :

- i. Reconstruction;
- ii. Évolution;
- iii. Solution du problème de Riemann;
- iv. Mise à jour.

Dans ce schéma par volumes finis, les variables conservées à l'intérieur des cellules sont définies aux centroïdes de ces cellules. L'étape de reconstruction consiste à interpoler les variables conservées aux interfaces à l'aide des variables conservées définies aux centres des cellules adjacentes. L'équation (3.21) est utilisée pour calculer le gradient de la variable conservée ( $\Delta_i$ ) à l'intérieur du volume de contrôle à partir des valeurs de part et d'autre de l'interface ( $\Delta u_{i-1/2}$  et  $\Delta u_{i+1/2}$ ). Le paramètre  $\omega$  dans l'équation (3.21) permet de déterminer si le schéma est montant, descendant ou centré. Ce paramètre peut être défini entre -1 et 1. Une valeur de  $\omega$  de 0 telle qu'utilisée dans ces travaux correspond à un schéma centré.

$$\Delta_i = \frac{1}{2}(1 + \omega)\Delta u_{i-1/2} + \frac{1}{2}(1 - \omega)\Delta u_{i+1/2} \quad (3.21)$$

Un limiteur de pente est également appliqué au résultat de (3.21) afin de s'assurer que le schéma maintienne la condition TVD (Total variation diminishing) et demeure monotone.

Les résultats de simulations de la présente étude ont été obtenus avec le limiteur de pente Van Leer décrit en détail dans (Toro, 2013) et vient corriger la valeur de la pente  $\Delta_i$  obtenue précédemment en limitant la pente de façon que le schéma soit monotone et respecte la condition TVD permettant une bonne modélisation d'ondes de choc sans oscillations aux discontinuités. Les équations (3.22) et (3.23) sont ensuite utilisées avec la valeur de pente

corrigée pour calculer les variables conservées aux interfaces gauche ( $u_i^L$ ) et droite ( $u_i^R$ ) respectivement.

$$u_i^L = u_i^n - \frac{1}{2} \Delta_i \quad (3.22)$$

$$u_i^R = u_i^n + \frac{1}{2} \Delta_i \quad (3.23)$$

Ces valeurs aux interfaces entre les volumes de contrôle sont utilisées pour calculer les flux traversant d'un volume à l'autre pour l'étape d'évolution. Cette étape consiste à évaluer les variables conservées aux interfaces d'un demi pas de temps à l'aide des flux aux interfaces.

$$\overline{u}_i^L = u_i^L + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} [f(u_i^L) - f(u_i^R)] \quad (3.24)$$

$$\overline{u}_i^R = u_i^R + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} [f(u_i^L) - f(u_i^R)] \quad (3.25)$$

Ces variables de conservation évoluées d'un demi pas de temps sont ensuite utilisées pour définir un problème de Riemann aux interfaces afin de calculer les flux entre les volumes de contrôles à l'aide des équations (3.26) et (3.27). Dans cette équation, RP ( $U_1, U_2$ ) correspond à la solution du problème de Riemann avec une discontinuité entre  $U_1$  et  $U_2$ .

$$f_{i+1/2} = f \left( RP(\overline{u}_i^R, \overline{u}_{i+1}^L) \text{ à } \frac{x}{t} = 0 \right) \quad (3.26)$$

$$f_{i-1/2} = f \left( RP(\overline{u}_{i-1}^R, \overline{u}_i^L) \text{ à } \frac{x}{t} = 0 \right) \quad (3.27)$$

La solution du problème de convection homogène pour le pas de temps  $t+1$  du volume de contrôle est obtenue en calculant le champs  $\tilde{U}$  tel que défini dans l'équation (3.28).

$$\tilde{U} = u_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} [f_{i-1/2} - f_{i+1/2}] \quad (3.28)$$

Le résultat de (3.28). est utilisé comme intrant dans le problème de terme sources défini en (3.20) .Le solveur ODE45 de Matlab utilisant la méthode de Dormand-Prince est utilisé pour résoudre (3.20).

Le respect de la condition Courant Friedrichs Lewy (CFL) est vérifié en s'assurant qu'une onde sonique ne puisse traverser qu'une cellule entière en un seul pas de temps. Un facteur supplémentaire ajustable est appliqué sur la condition. La condition CFL est également vérifiée sur la phase dispersée en s'assurant que la vitesse d'une caractéristique ne permette pas un déplacement de la phase liquide supérieur à une largeur de cellule par pas de temps. Dans le cas étudié, bien que cette condition soit vérifiée, elle implique un pas de temps plus grossier que la condition sur la phase gazeuse due à la faible vitesse de propagation des gouttes comparées aux ondes de choc dans la phase gazeuse.

L'étape de solution du problème de Riemann est traitée différemment pour les phases gazeuses et dispersées. Le solveur de Riemann utilisé pour la phase gazeuse est un solveur exact itératif décrit en détails dans (Toro, 2013). Ce solveur itératif utilise la méthode de Newton pour tendre vers la solution exacte du problème de Riemann pour un gaz parfait. Un critère de convergence de  $10^{-15}$  est utilisé dans cette étude pour cette étape de calcul. Un critère de convergence moins strict permettrait de réduire le temps de simulation.

La solution du problème de Riemann pour la phase dispersée nécessite la formulation des configurations d'ondes possibles pour cette phase. Les configurations d'ondes possibles sont reprises de (Saurel et Daniel,1994) et sont regroupées dans les équations (3.29) à (3.32). Ces configurations sont représentées graphiquement sur la Figure 3.1 pour davantage de clarté. Les configurations d'ondes A, B, C correspondent à une expansion du nuage de gouttelettes tandis que les configurations D, E et F correspondent à une compression du nuage. Dans le cas de l'algorithme MUSCL, les solutions de similarité à la position  $x/t=0$  sont utilisées pour calculer les flux entre les volumes de contrôles. Les cas les plus d'intérêts dans ces relations sont les configurations d'ondes E et B. Une loi de mélange est utilisée pour la configuration E alors

que le nuage de gauche rattrape le nuage de droite. Un vide de gouttelettes est créé avec la configuration B alors que les deux nuages s'éloignent l'un de l'autre.

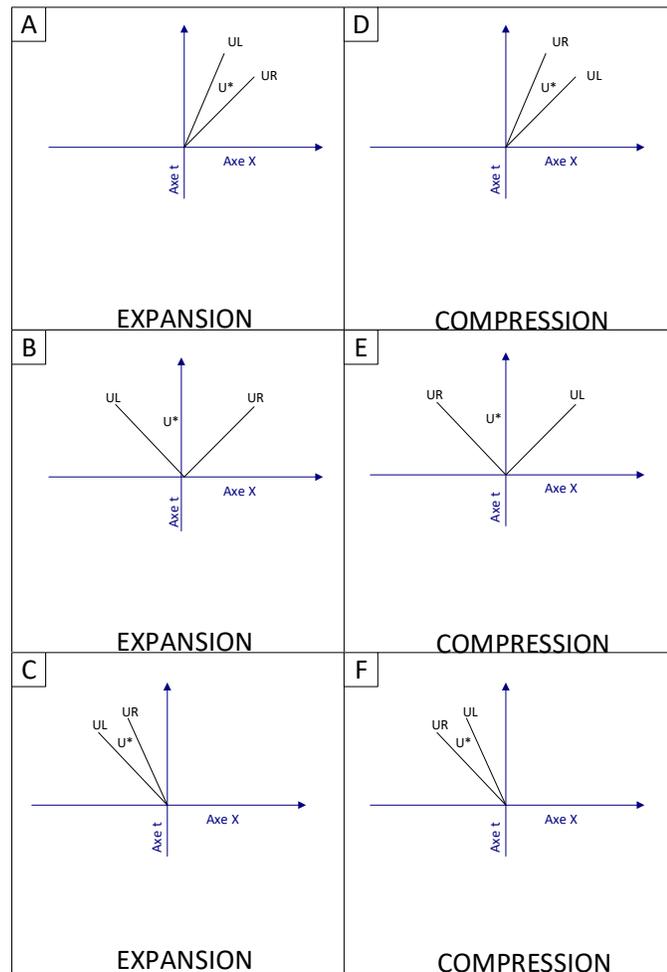


Figure 3.1 Configurations d'ondes du problème de Riemann de la phase dispersée

$$\rho\left(\frac{x}{t} = 0\right) = \begin{cases} \rho_L & \text{si cas A} \\ 0 & \text{si cas B} \\ \rho_R & \text{si cas C} \\ \rho_L & \text{si cas D} \\ \rho_L + \rho_R & \text{si cas E} \\ \rho_R & \text{si cas F} \end{cases} \quad (3.29)$$

$$U\left(\frac{x}{t} = 0\right) = \begin{cases} U_L & \text{if case A} \\ 0 & \text{if case B} \\ U_R & \text{if case C} \\ U_L & \text{if case D} \\ \frac{(\rho_L U_L + \rho_R U_R)}{\rho_L + \rho_R} & \text{if case E} \\ U_R & \text{if case F} \end{cases} \quad (3.30)$$

$$n_d\left(\frac{x}{t} = 0\right) = \begin{cases} n_{dL} & \text{if case A} \\ 0 & \text{if case B} \\ n_{dR} & \text{if case C} \\ n_{dL} & \text{if case D} \\ \frac{(\rho_L n_{dL} + \rho_R n_{dR})}{\rho_L + \rho_R} & \text{if case E} \\ n_{dR} & \text{if case F} \end{cases} \quad (3.31)$$

$$\epsilon\left(\frac{x}{t} = 0\right) = \begin{cases} \epsilon_L & \text{if case A} \\ 0 & \text{if case B} \\ \epsilon_R & \text{if case C} \\ \epsilon_L & \text{if case D} \\ \frac{(\rho_L \epsilon_L + \rho_R \epsilon_R)}{\rho_L + \rho_R} & \text{if case E} \\ \epsilon_R & \text{if case F} \end{cases} \quad (3.32)$$

Le processus de résolution des équations présentées dans cette section est schématisé à plus haut niveau sur la Figure 3.2. La simulation est lancée en fournissant le nombre de nœuds et les propriétés constantes du gaz et du liquide. Les conditions initiales sont ensuite fournies au solveur sous forme de tableaux de valeurs. Pour la première itération, les conditions initiales sont utilisées. Le pas de temps est calculé à l'aide de la condition CFL puis les équations 3.19 sont résolues séparément pour les deux phases à l'aide du pas de temps calculé. Les solutions avancées en temps sont indépendantes l'une de l'autre à cette étape et permettent de calculer les termes d'échanges entre les phases. Le problème avance dans le temps à l'aide de l'Équation 3.20 qui permet d'obtenir la solution combinée des 2 phases au pas de temps

suisant. Finalement, cette solution est insérée comme condition initiale pour l'itération suivante et le processus se répète jusqu'au temps final de la simulation.

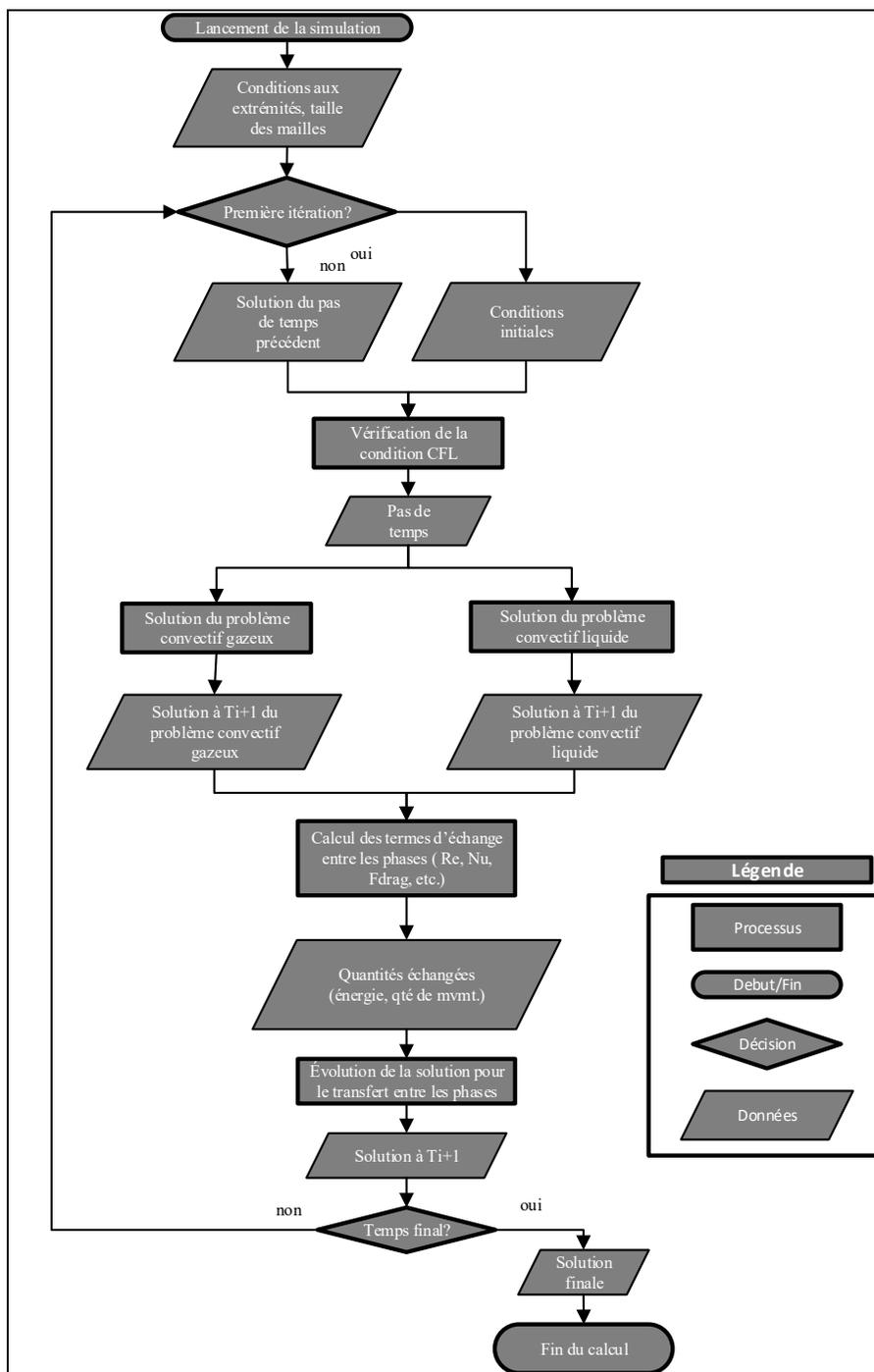


Figure 3.2 Schéma de processus de simulation

### 3.2.3 Validation du modèle numérique

La validation du modèle numérique est effectuée à plusieurs niveaux. Le bon fonctionnement des schémas numériques des deux phases sont évalués séparément avec l'usage de problèmes synthétiques. Cette étape ne se veut pas une validation sur la fiabilité et la stabilité des schémas numériques mais plutôt une étape de validation permettant de vérifier une bonne implémentation de ces schémas validés dans la littérature. Pour davantage d'information sur les problèmes synthétiques ayant servi à la validation des schémas, le lecteur est invité à consulter (Toro, 2013) et (Saurel, Daniel et Loraud, 1994). La validation est effectuée avec un domaine de 1000 cellules dont l'indépendance de la solution par rapport au nombre de cellules a été vérifiée. Pour la résolution de la phase gazeuse, la solution de problèmes synthétiques admettant des solutions analytiques provenant de (Toro, 2013) sont utilisés pour vérifier le bon fonctionnement du solveur. Ces problèmes synthétiques permettent de valider la capacité du modèle à répondre à des problèmes hyperboliques faisant intervenir différentes combinaisons de chocs, ondes de décompression et ondes de contact. La première simulation à l'aide du solveur pour la phase gazeuse consiste à une onde de décompression vers la gauche, une onde de contact et un choc se propageant vers la droite, soit des conditions similaires au problème à étudier par la suite. Ce type de problème est appelé problème de Sod dans (Toro, 2013). Les résultats de la simulation et de la solution analytique sont illustrés sur la Figure 3.3 sur laquelle on remarque que la solution numérique suit assez fidèlement la solution analytique du problème.

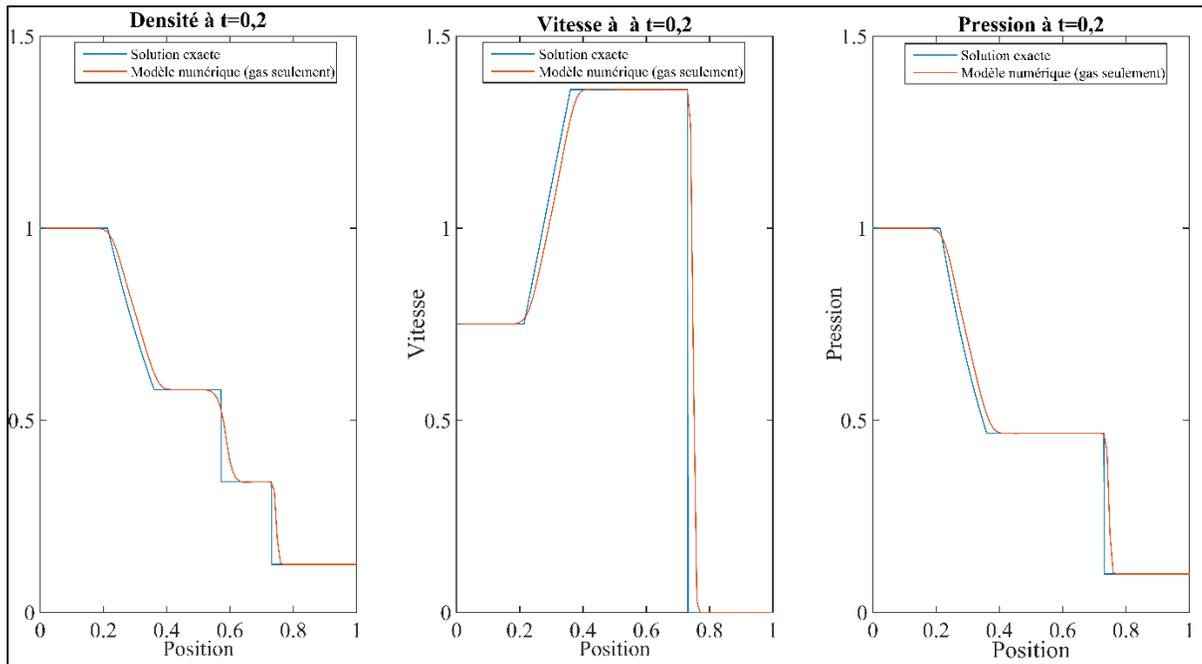


Figure 3.3 Résultats du test synthétique (test de Sod)

Une deuxième validation est effectuée sur le schéma global faisant intervenir les termes d'échanges entre les deux phases. Pour cette étape, les résultats expérimentaux de (Jourdan et al., 2010) sont utilisés à titre de référence. Cette étape de validation permet à la fois de comparer les résultats de simulations à ceux de (Jourdan et al., 2010) mais permet également de comparer aux résultats expérimentaux de la même étude.

L'expérience de (Jourdan et al., 2010) est effectuée dans un tube de choc vertical pressurisé avec de l'air tel qu'illustré à la Figure 3.4. La section haute pression du tube de choc est située à gauche sur la figure—alors qu'un atomiseur est installé à l'autre extrémité. Un nuage de gouttelettes d'un diamètre moyen de  $500 \mu\text{m}$  d'une densité moyenne de  $12 \text{ kg/m}^3$ , d'une vitesse approximative de  $2 \text{ m/s}$  et d'une épaisseur de  $0,30 \text{ m}$  est généré par l'atomiseur avant la collision entre le nuage et le choc. Une vitesse de gouttelettes nulles est utilisée pour les simulations tel qu'utilisé dans (Jourdan et al, 2010). Des conditions frontières réfléchissantes sont utilisées aux deux extrémités du tube de choc. Les conditions initiales pour simuler les conditions expérimentales de (Jourdan et al, 2010) sont illustrées sur la Figure 3.4. Sur cette figure, la zone étiquetée zone H-P correspond à la zone haute pression et la zone étiquetée zone

B-P correspond à la zone basse pression du tube avant rupture du diaphragme. Ces deux zones sont séparées par un diaphragme qui lors de sa rupture entraîne la propagation d'une onde de choc se propageant en direction des X positifs et une onde de décompression se propageant en direction des X négatifs puis est réfléchiée par le capot du tube à  $x=0$ . Les différents emplacements des capteurs de pressions utilisés lors de l'expérience numérotés P1 à P6 sont également indiqués sur la Figure 3.4.

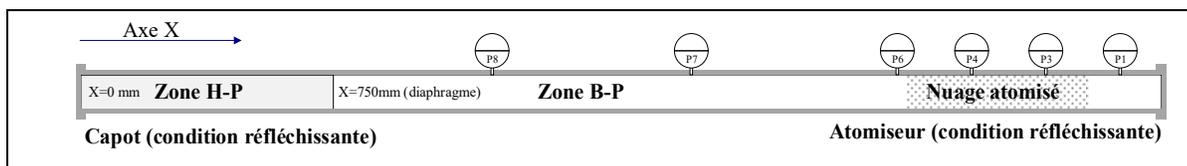


Figure 3.4 Conditions initiales et frontières du problème de tube de choc avec gouttelettes

Les résultats de simulation en utilisant un spray à diamètre unique sont superposés aux mesures expérimentales de (Jourdan et al, 2010) à la Figure 3.5. Sur cette figure l'image du haut correspond à l'enregistrement de la pression en fonction du temps d'un capteur de pression installé en amont du nuage de gouttelettes (P8 sur Figure 3.4), l'image du centre correspond à l'enregistrement dans le temps d'un capteur de pression installé légèrement en amont du nuage de gouttelettes (P6 sur Figure 3.4) et l'image de droite correspond à un capteur de pression installé en aval du nuage de gouttelettes (P3 sur Figure 3.4).

En observant la courbe du haut, correspondant au capteur en amont des gouttelettes, on observe un premier saut de pression débutant au temps  $t=0$  jusqu'à environ  $t \approx 5$  ms. Ce premier saut correspond au passage de l'onde de choc suivi de la réflexion de l'onde de décompression initiale. Cette onde de décompression ramène le gaz aux conditions initiales jusqu'au passage d'une première réflexion partielle du choc principal lors de l'atteinte du nuage de gouttes. L'onde réfléchiée par le nuage de gouttes atteint le capteur de pression P8 à environ  $t \approx 8,5$  ms et est observable via un faible saut de pression sur la courbe du haut de la Figure 3.5. La réflexion principale de l'onde de choc frappe le capteur P8 à environ  $t \approx 11$  ms.

Sur la courbe du centre de la Figure 3.5, une succession d'événements similaire est observable à la position du capteur P6. Cependant comme le capteur P6 se retrouve plus près de l'injecteur que le capteur P8, le passage du choc principal est retardé et la réflexion du choc principal atteint le capteur P8 avant que l'onde de décompression provenant de l'autre extrémité n'atteigne le capteur. Cette succession d'événements est observable d'abord par le passage du choc initial à  $t \approx 2,6$  ms caractérisé par un saut de pression puis par l'atteinte du choc réfléchi à  $t \approx 5$  ms par le nuage de gouttelettes et la réflexion principale du choc à  $t \approx 7,5$  ms. L'occurrence du passage de l'onde de décompression n'est pas aussi aisément visible sur les traces temporelles de pression puisque son effet est plus graduel.

L'analyse de la courbe du bas qui représente l'acquisition de pression très près de l'injecteur permet d'observer un saut de pression plus intense en pression et plus restreint en temps provenant d'une superposition du choc initiale et de sa réflexion. Cette superposition des deux ondes de choc a pour effet d'en accroître l'intensité lorsque celles-ci se croisent.

Les simulations permettent d'obtenir qualitativement un comportement similaire à l'expérience avec des calages temporels et des allures de courbes similaires. Cependant, les amplitudes des ondes réfléchies simulées sont plus élevées que les amplitudes obtenues expérimentalement. Cette différence peut en partie être attribuable au modèle physique simplifié ainsi qu'à la pression inférieure à la pression initiale suivant l'onde de décompression obtenue expérimentalement. De plus, l'atténuation de l'intensité de la réflexion du choc en milieu monophasé observée expérimentalement est attribuable en partie à la diffusivité introduite par la présence d'un nuage de gouttelettes. Le modèle physique utilisé et décrit précédemment utilise un modèle de fluide non visqueux conservant l'énergie cinétique. Ni le modèle de la phase gazeuse ni le modèle de la phase dispersée ne permettent la conversion d'énergie cinétique en énergie thermique. Il est possible de transférer de l'énergie entre les phases cependant ce transfert entre les phases est réversible puisque de l'énergie cinétique cédée par le gaz vers les gouttelettes lors du passage du choc peut être retransféré des gouttelettes vers le gaz lors du passage de l'onde de décompression. Les conclusions de la comparaison des résultats de simulations à diamètre unique permettent d'observer une

représentation adéquate de la physique du problème par le modèle avec une surévaluation de l'amplitude de l'onde réfléchie.

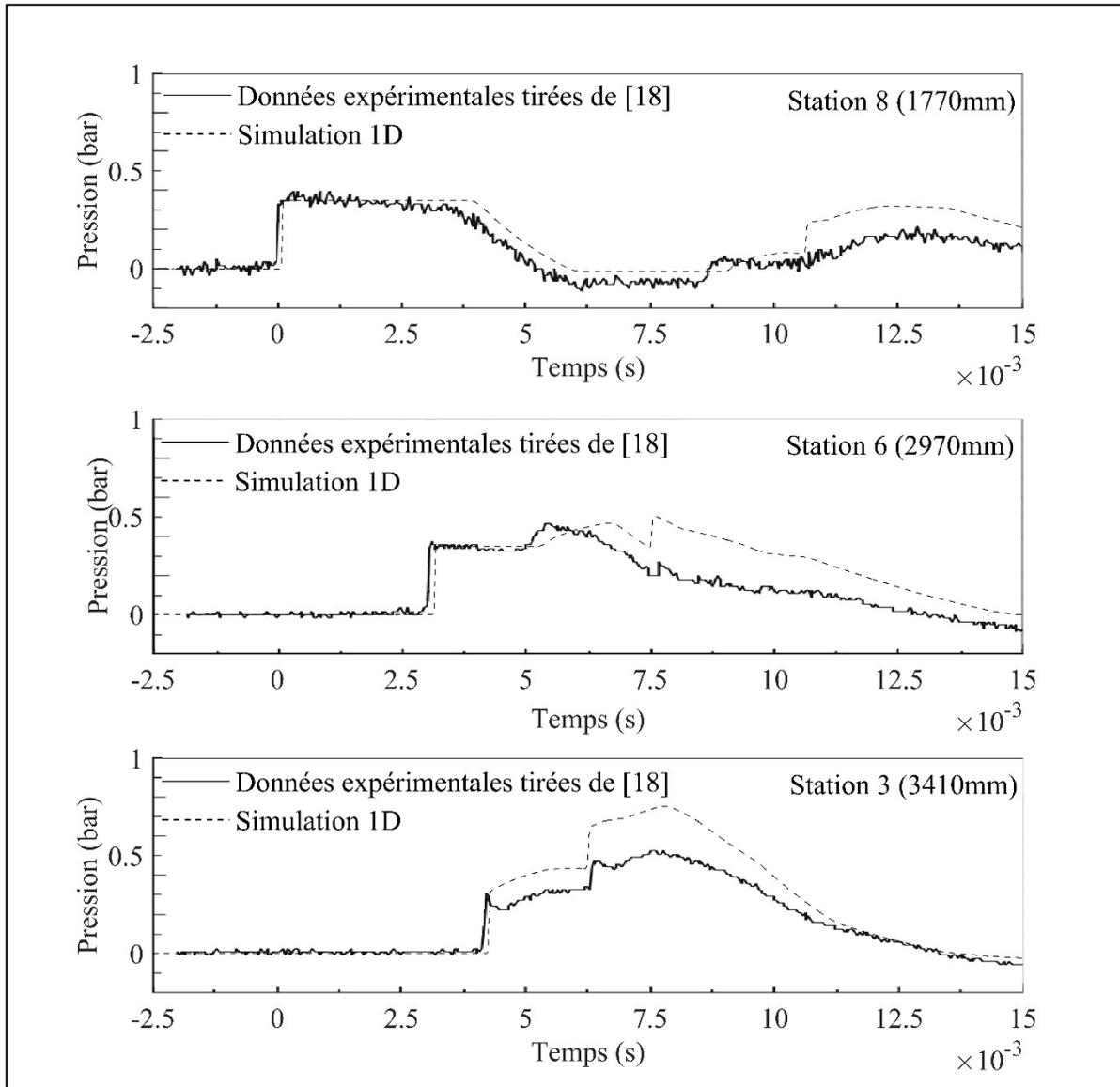


Figure 3.5 Résultats problème de tube de choc à diamètre unique

### 3.3 Définition des conditions initiales et aux frontières pour un problème de jet de carburant diesel

Dans cette sous-section, les conditions aux frontières et les conditions initiales implémentées pour simuler l'effet d'un choc sur un nuage de gouttelettes provenant d'une première injection sont détaillées. Le problème de jet atomisé est schématisé sur la Figure 3.6. Le problème de jet de carburant est défini comme se propageant selon l'axe  $z$ . La frontière de gauche du domaine est définie à la pointe de l'injecteur tandis que la frontière de droite est modélisée suffisamment loin pour éviter que les gouttelettes n'atteignent la frontière avec une valeur fixée à 30cm de distance de la pointe de l'injecteur. Sur la Figure 3.6, on peut observer trois composants distincts, soit le nuage de gouttelettes résultant de la première injection en gris, l'onde de choc en bleu et la seconde injection en trait hachuré. Comme le problème de propagation d'une onde de choc dans un gaz non visqueux est hyperbolique de nature et que le choc se déplace plus rapidement que le nuage de gouttelettes qui le précède, le problème est considéré comme indépendant du second nuage de gouttelettes derrière l'onde de choc et représenté en trait hachuré, ce qui permet de ne pas modéliser ce nuage tout en n'affectant pas la solution. De plus, l'écoulement moyen axisymétrique du jet de carburant est approximé en tant qu'écoulement 1D suivant l'axe  $z$  en coordonnées cylindriques  $R, \theta, z$ .

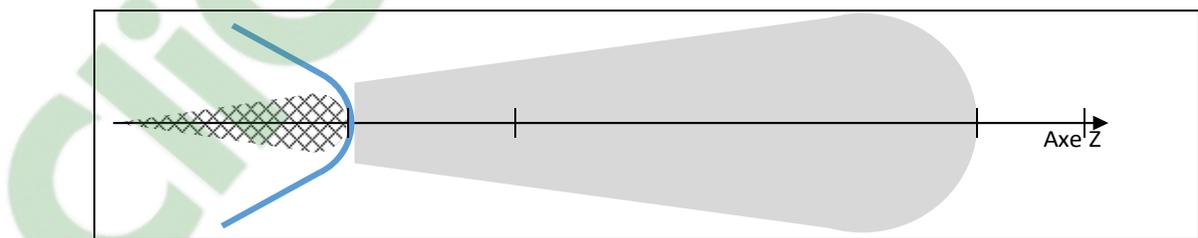


Figure 3.6 Domaine discrétisé

L'allure des conditions initiales imposées au domaine sont illustrées sur la Figure 3.7 pour un écoulement composé d'une phase gazeuse et d'une seule phase discrète. Sur cette figure, on peut observer que les paramètres de conservation (densité, vitesse, température et nombre de gouttelettes) du nuage sont imposés comme étant constants lorsqu'il est défini et nuls ailleurs dans l'écoulement. La résolution d'un problème avec plusieurs tailles de gouttelettes implique

l'ajout de conditions initiales pour les variables de conservation de cette phase additionnelle. Les distributions de densités, vitesse et pression de la phase gazeuse sont obtenues en simulant un problème en tube de choc permettant d'obtenir un choc dont l'amplitude de pression et l'épaisseur sont représentatives de chocs obtenus à l'aide de mesures expérimentales avec des jets de carburant diesel du chapitre 2.

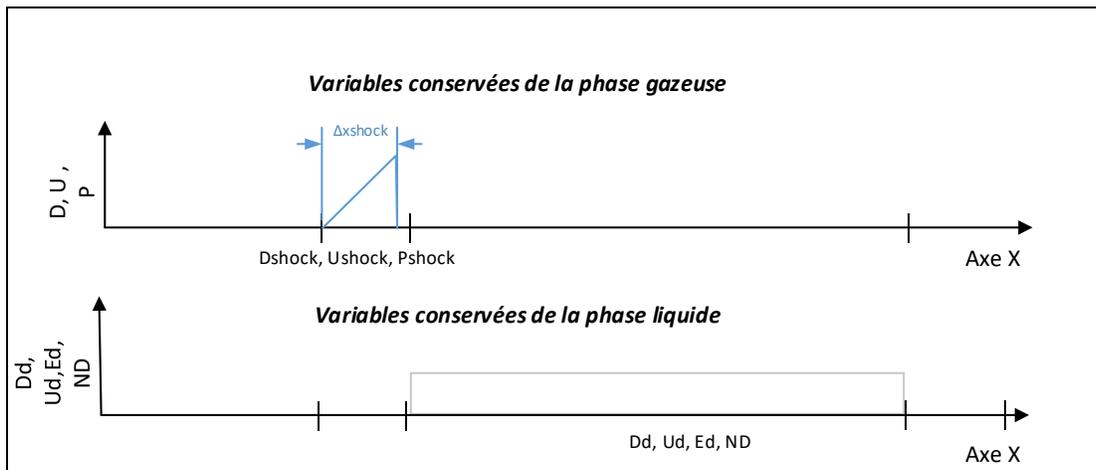


Figure 3.7 Conditions initiales pour un problème 1D avec deux phases

Ainsi, les données de pression dynamiques ont permis d'obtenir l'intensité des ondes de choc allant de Mach 1,0005 à 1,004. Un retour rapide à la pression ambiante a également été observé après le passage de l'onde de pression. L'air a donc un court laps de temps afin de pousser un nuage de gouttelettes. L'écart qui sépare l'onde de choc de l'onde de décompression qui ramène les conditions de pression ambiantes est estimé à l'aide des résultats expérimentaux obtenus par les mesures de pression dynamique. Cette configuration d'onde diffère des configurations d'ondes typiquement obtenues en tubes de choc par la proximité entre l'onde de choc qui amène un saut de pression et l'onde de décompression qui permet un retour à la pression ambiante. Comme les ondes de choc mesurées expérimentalement à l'aide de l'injecteur étudié sont plusieurs ordres de grandeur plus faibles que les résultats de la littérature et que l'étude du potentiel d'une onde de choc à servir de mécanisme de couplage n'est pas restreinte à cet injecteur précis, des intensités de chocs provenant de (Nakahira et al, 1992) sont également étudiés par simulations. Comme l'espacement entre le choc et l'onde de

décompression qui la suit n'est pas mesuré dans (Nakahira et al, 1992), la même épaisseur de choc sera utilisée qu'avec l'injecteur étudié. Cette hypothèse bien qu'ayant un impact potentiel important sur les résultats est nécessaire afin de clore le problème et permettra d'établir un ordre de grandeur approximatif sur l'amplitude attendue d'un couplage via onde de choc entre deux jets.

Les conditions initiales des phases discrètes sont estimées à partir de résultats expérimentaux tirés de (Tétrault et al.,2015). La densité du nuage de gouttelettes est estimée en estimant l'enveloppe volumique du spray à l'aide d'un cône tronqué allant du front de choc jusqu'à la longueur de pénétration du jet en supposant un angle de cône de 20 degrés. La quantité injectée est tirée des mesures de débits provenant de la même étude. Le cas de la stratégie composée de deux injections de 315  $\mu\text{s}$  séparées par un délai de 2000  $\mu\text{s}$  est d'un intérêt marqué puisque le premier nuage est observé comme ayant une vitesse approximativement nulle avant d'être réaccélééré avant la fusion des fronts de jets tel qu'observé sur la Figure 3.8.

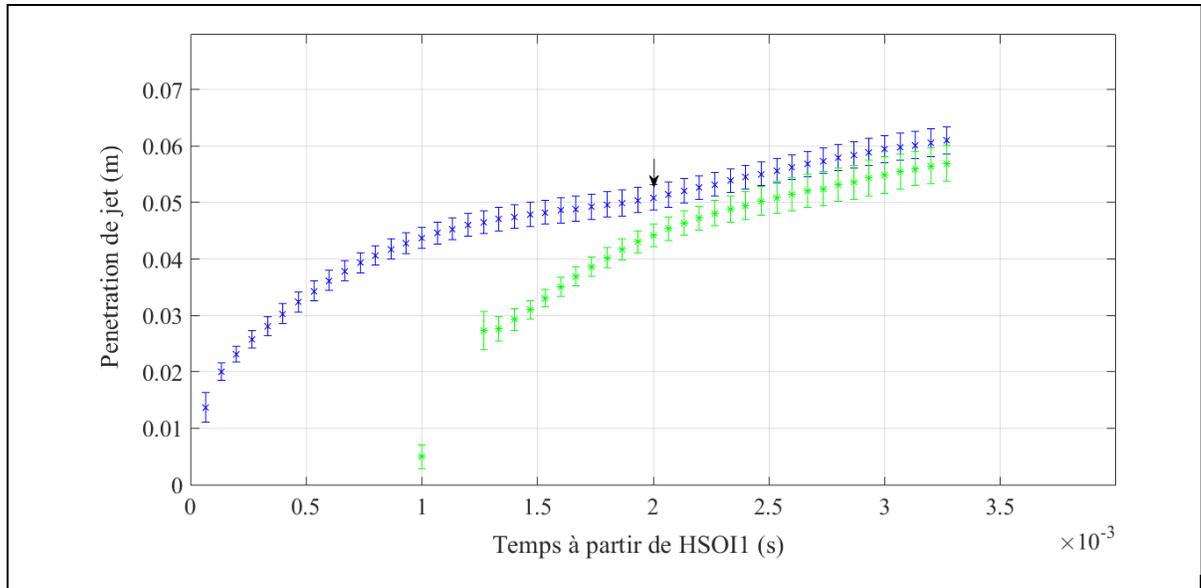


Figure 3.8 Injection segmentée 315 $\mu\text{s}$  avec délais de 1 et 2 ms adaptée de (Tétrault et al.,2015)

Le cas de la Figure 3.8 est initialisé avec une longueur de pénétration de jet de 49mm, une longueur de queue de jet de 30 mm et une masse injectée de 5,3 mg pour une densité de gouttelettes de 6  $\text{kg}/\text{m}^3$ . La vitesse du nuage est approximée comme nulle et l'impact du

diamètre des gouttelettes non mesuré dans (Tetrault et al.,2015) sur les résultats de simulations est étudié à l'aide avec deux cas limites faisant intervenir des diamètres de gouttes de 5 et 50  $\mu\text{m}$ . Ces diamètres de gouttes sont inspirés des résultats expérimentaux obtenus par LDPA (« Laser Diffraction Particle Analysis») sur un injecteur monotrou par (Chen et al. 2013). Il est donc supposé que la majorité des tailles de gouttelettes composant les jets de carburant se retrouvent dans cet intervalle. De plus, les deux tailles de diamètre peuvent donc servir de cas limites considérant que la distribution de gouttelettes des jets présentant un phénomène de couplage sont inconnues. Les temps physiques de gouttelettes pour des gouttelettes de ces diamètres aux conditions étudiées sont de l'ordre de  $1000\tau_p$ , ce qui permet l'usage d'un coefficient de traînée moyen. Ce cas servira de cas de référence lors de l'analyse de sensibilité de paramètres qui suit et sera utilisé par la suite afin d'étudier le potentiel de couplage entre les injections.

### 3.4 Étude de l'entraînement d'un jet de carburant à l'aide d'ondes de choc

Dans cette sous-section, l'effet des propriétés du nuage de gouttelettes ainsi que de l'air ambiant est étudié. Pour ce faire, une étude factorielle à 3 paramètres et 3 niveaux est effectuée sur les propriétés du nuage de gouttelettes. Le plan d'expérience de cette étude est construit autour de conditions se rapprochant de conditions de jets de carburants réels. Les résultats de ce plan factoriel permettront d'étudier la sensibilité de la vitesse induite au jet par une onde de choc par rapport différents paramètres de contrôle étudiés. Les plages à l'étude pour les différents paramètres sont présentées dans le Tableau 3.1 ci-dessous. Les densités de nuages de gouttelettes sont estimées à l'aide des masses injectées et des angles reportés dans (Tetrault et al, 2015) pour une densité approximative de  $15\text{kg/m}^3$ . Le jet est cependant plus dense au centre du jet tel que mesuré autour  $96\text{kg/m}^3$  par (Kastengren et al, 2010b) pour une injection de  $700\ \mu\text{s}$ , une pression d'injection de 1100 bar et une densité de gaz de  $5,6\text{kg/m}^3$ . Les conditions de la phase continue sont établies de façon à inclure les conditions expérimentales des chapitres précédents ainsi que les conditions étudiées par (Nakahira et al, 1992), (Kook et Pickett, 2010) et (Tetrault et al.,2015). Les simulations avancent dans le temps avec un algorithme à pas variable et le pas de simulation est compris entre 500 et 1000 ns.

Tableau 3.1 Conditions de simulations

	<b>Paramètre</b>	<b>Plage</b>	<b>Unités</b>
Phase dispersée	Densité du nuage de gouttelettes	0.003 à 96	kg/m <sup>3</sup>
	Épaisseur du nuage de gouttelettes	2 à 90	mm
	Diamètre des gouttelettes	0.05 à 50	µm
Phase continue	Pression du gaz	1 à 40	bar
	Densité du gaz	1.18 à 48.14	kg/m <sup>3</sup>
	Température du gaz	293 à 800	K
	Intensité du choc	1.001 à 1.25	Mach
	Épaisseur du choc	10 à 20	mm

### 3.4.1 Effet des propriétés du nuage de gouttelettes

L'impact des propriétés du nuage de gouttelettes est étudié afin d'évaluer l'impact potentiel des conditions approximatives utilisées sur la solution. Les paramètres du nuage de gouttelettes étudiés sont la densité du nuage, l'épaisseur du nuage dans la direction de propagation de l'onde de choc (gauche vers droite) ainsi que le diamètre des gouttelettes. Pour ces trois paramètres étudiés, le choc a une épaisseur de 10 mm, l'intensité du choc est égale à un nombre de Mach de 1,04 alors que la pression et température ambiante sont de 100 kPa et 293 K respectivement. Premièrement, l'effet de l'augmentation de la densité du nuage de gouttelettes de 0,03 à 96 kg/m<sup>3</sup> est d'atténuer l'onde de choc traversant le nuage de gouttelettes et de réduire la vitesse finale d'entraînement en bout de jet de carburant comme il peut être observé à la Figure 3.10. Pour des nuages de gouttelettes très denses (voir les courbes de densité de gouttelette égales à 18 kg/m<sup>3</sup> et plus), la queue du nuage de gouttelettes est plus fortement accélérée que la tête, ce qui pourrait favoriser le taux collisions entre des gouttelettes adjacentes. Pour le cas limite simulé de 96 kg/m<sup>3</sup>, les vitesses de queue de jet et de tête de jets sont respectivement de 2,4 et de 1,3 m/s. Les résultats de la Figure 3.9 représentent le champ de vitesse des gouttes et le champ de vitesse du gaz à l'instant précis où la pression retourne à la pression ambiante après le passage du choc au travers le nuage de gouttelettes. Le second mode de vitesse des gaz observé à une position d'environ 0,05 m de la pointe de l'injecteur correspond à une réflexion partielle de l'onde émise lorsqu'elle frappe le nuage de gouttelettes.

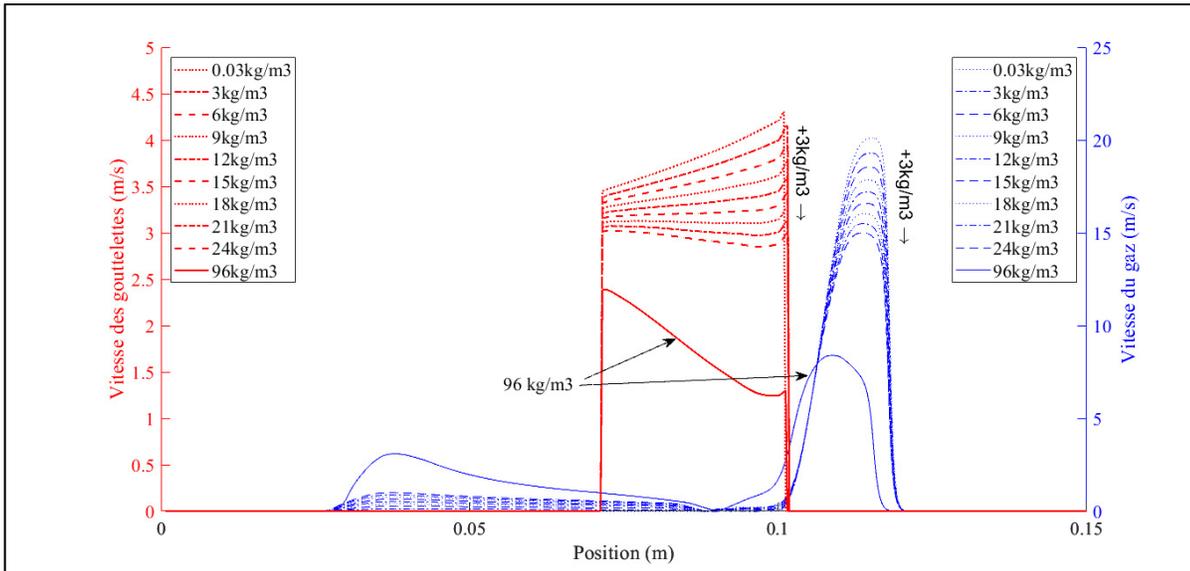


Figure 3.9 Distributions de vitesse au moment où le choc quitte le nuage de gouttelettes pour différentes densités de nuages à 293 K et 20 bar

Deuxièmement, l'impact de l'épaisseur du nuage de gouttelettes sur la vitesse en bout du nuage de gouttelette est étudié en utilisant un diamètre des gouttes de  $5 \mu\text{m}$  et une densité du nuage de  $6 \text{ kg/m}^3$ . De plus, l'épaisseur du nuage de gouttelettes varient de 2 à 90 mm ce qui représente respectivement une absence d'atténuation de l'onde de choc et la longueur approximative d'un jet émis par une première injection de longue durée. Les résultats obtenus sont présentés à la Figure 3.10 qui correspond au moment où l'onde de choc vient de quitter le nuage de gouttelettes. La Figure 3.10 permet d'observer que la vitesse induite est supérieure au moment où l'onde de choc quitte le nuage de gouttelettes (pour rappel, l'onde se déplace de gauche à droite). Il est également observé que cette décroissance de la vitesse induite avec l'augmentation de l'épaisseur du nuage de gouttes, à cet instant précis, est approximativement linéaire. L'amplitude de l'onde au moment où elle sort du nuage de carburant décroît également de façon approximativement linéaire avec l'épaisseur du nuage de gouttelettes. De plus, la Figure 3.10 (bas) montre également que la vitesse de l'air après le passage de l'onde de choc diminue également de façon approximativement linéaire avec l'augmentation de l'épaisseur du nuage de goutte.

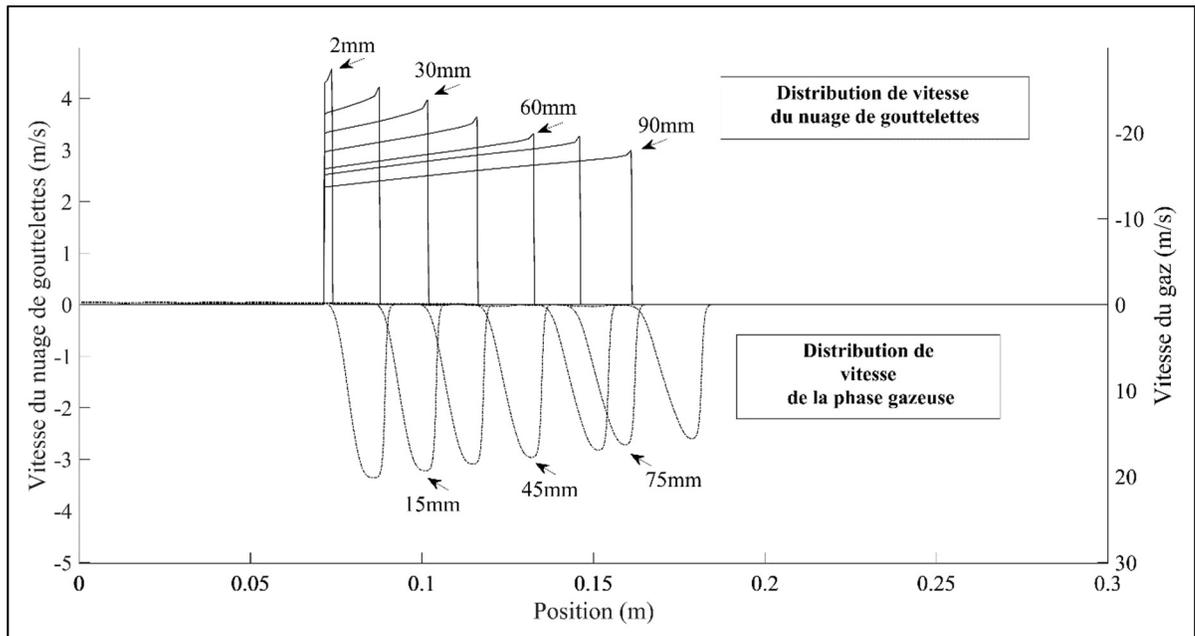


Figure 3.10 Distributions de vitesse au moment où le choc quitte le nuage de gouttelettes pour différentes épaisseurs de nuages à 293 K et 20 bar et densité de nuage de  $6 \text{ kg/m}^3$

Troisièmement, l'effet de la taille des gouttes sur le comportement du nuage gouttelettes face à une onde de choc de Mach de 1,04 qui le traverse est étudié à l'aide d'une densité de nuage de  $6 \text{ kg/m}^3$ , d'un nuage de gouttes d'une longueur de 30 mm. Au niveau de l'instant précis où l'onde quitte le nuage de gouttelettes, une diminution de la taille des gouttelettes de 50 à  $5 \mu\text{m}$  atténue l'onde de choc qui le traverse similairement à ce qui a été observé lors d'une augmentation de la densité du nuage de carburant étudié précédemment. La présence de gouttelettes plus fines a cependant pour effet de réduire le temps de réponse impulsionnelle du nuage de gouttelettes en réponse au passage rapide de l'onde de choc. Cet effet est présenté à l'aide de la Figure 3.11, qui illustre la vitesse des gouttelettes au bout du jet de carburant en fonction du temps ainsi que le déplacement du bout du jet en fonction du temps intégré numériquement à l'aide de l'équation (3.33). Dans l'équation 3.33,  $V_{\text{tip}}$  est de la tête du nuage de gouttelettes,  $t'$  est le temps d'intégration de la vitesse de bout de jet est le paramètre temps de la longueur de pénétration de jet.

$$S(t) = \int_0^t V_{tip}(t') dt' \quad (3.33)$$

Sur la Figure 3.11, quatre différents diamètres de gouttelettes sont investigués. Le diamètre le plus fin de  $0,05 \mu\text{m}$  est plusieurs ordres de grandeurs plus fin que les tailles de gouttelettes typiquement mesurées dans des jets de carburant diesel. Ce diamètre est tout de même étudié puisqu'à cette taille, les gouttelettes suivent parfaitement la vitesse des gaz avec un temps de réponse négligeable et un glissement entre la vitesse des gouttes et la vitesse du gaz inférieur à 2 %. Les gouttelettes de plus grosses tailles plus représentatives des jets de carburants diesel suivent l'impulsion avec moins de précision puisque leur masse supérieure. En observant les résultats de la Figure 3.11 en termes de vitesse en fonction du temps, on observe que l'augmentation de la taille de gouttelettes a pour impact à la fois de réduire la vitesse maximale atteinte par les gouttelettes lors du passage de l'onde de choc et de réduire également les taux d'accélération et de décélération. Cet effet est relativement bien connu et le temps de réponse de Stokes est une grandeur caractéristique couramment utilisée afin de quantifier cet effet. La relation tirée de (Chang et Kailasanath, 2003) exprimant cette échelle temporelle caractéristique est exprimée à la relation (3.34). Le temps caractéristique de Stokes est basé sur un écoulement de Stokes autour d'une sphère et consiste au temps nécessaire en réponse à un saut de vitesse en échelon pour qu'une particule sphérique atteigne 63 % de la vitesse de l'échelon. Les paramètres de la relation (3.34) sont la densité de la sphère ( $\rho_d$ ), le diamètre de la sphère ( $d_d$ ), et la viscosité dynamique de l'air ( $\mu_{air}$ ). Le résultat des temps caractéristiques de Stokes pour les tailles de gouttelettes simulées sont présentés dans le Tableau 3.3.

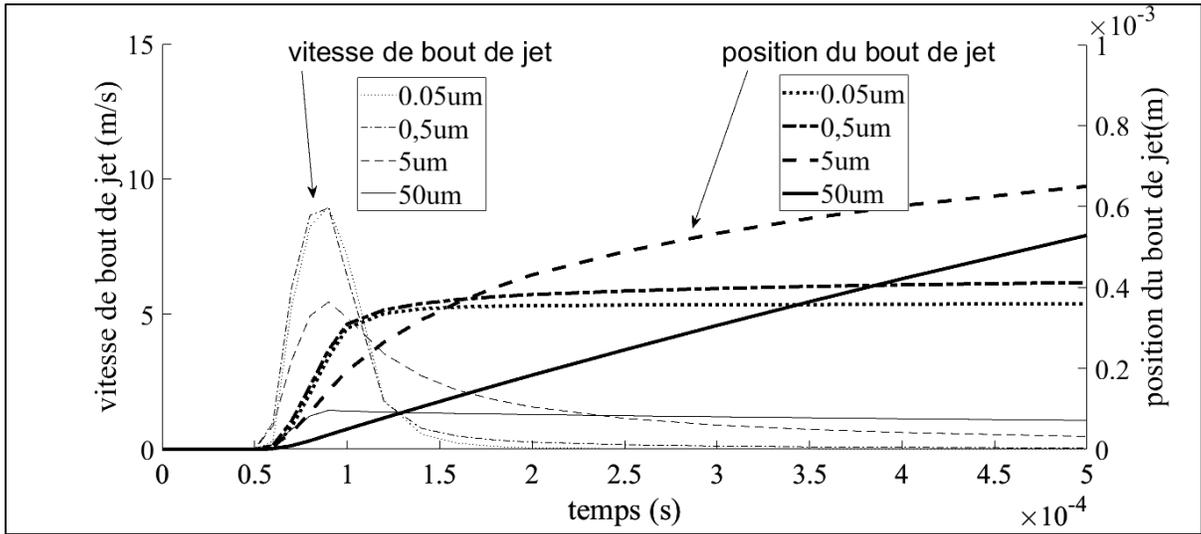


Figure 3.11 Effet de la taille des gouttelettes sur la réponse impulsionnelle au choc ( $M=1,04$ ) qui traverse le nuage de gouttelettes, à 293 K et 20 bar, densité de nuage de  $6 \text{ kg/m}^3$  et épaisseur du nuage de 30 mm

$$\tau_{st} = \frac{\rho_d D_d^2}{18\mu_{air}} \quad (3.34)$$

Le temps de réponse de Stokes croît avec le carré du diamètre, le temps de réponse croît donc rapidement avec la taille des gouttelettes. Les temps de réponses des gouttelettes de  $0,05 \mu\text{m}$  sont d'un ordre de grandeur comparable au pas de temps de simulations utilisé variant entre 500 et 1000 nanosecondes avec un temps de réponse des gouttelettes de l'ordre des nanosecondes. Cet effet est observé par simulations via une vitesse de gouttelettes qui suit très fidèlement la vitesse des gaz suivant le passage de l'onde de choc. Les temps caractéristiques de Stokes et temps de réponses à l'onde de choc des gouttelettes de  $5 \mu\text{m}$  sont respectivement de  $75 \mu\text{s}$  et  $40 \mu\text{s}$ . Pour les gouttelettes de  $50 \mu\text{m}$ , la durée de l'échelon de vitesse simulé n'est pas suffisante pour atteindre de critère de 63 % de la vitesse du gaz, ce qui ne permet pas de calculer de temps de réponse équivalent. Le temps de réponse de Stokes calculé quant à lui dépasse la durée de l'échelon de vitesse généré par l'onde de choc. Il est donc possible de conclure que les résultats de simulations sont cohérents avec les ordres de grandeurs attendus en termes de temps de réponse. Le délai entre le passage du front de pression et la vitesse

maximale des gouttelettes d'environ  $30 \mu\text{s}$  est également cohérent avec les résultats de (Kobiera et al., 2009) qui observent un délai d'environ  $300 \mu\text{s}$  pour des gouttelettes plus grosses de l'ordre du mm soumises à des chocs de plus grande intensité variant entre Mach 2 et Mach 2,9.

Tableau 3.2 Temps de réponse de Stokes des tailles de gouttelettes étudiées

Diamètre	Temps de Stokes	Temps de réponse simulé
0,05 $\mu\text{m}$	7,5 ns	Inférieur au pas de temps <sup>1</sup>
0,5 $\mu\text{m}$	750 ns	Inférieur au pas de temps
5 $\mu\text{m}$	75 $\mu\text{s}$	40 $\mu\text{s}$
50 $\mu\text{m}$	7500 $\mu\text{s}$	Supérieur au temps nécessaire pour que l'onde quitte le nuage de gouttelettes

Au niveau de la position intégrée à partir de la vitesse, il est observé que les particules de diamètre de  $50 \mu\text{m}$  franchissent une plus grande distance lors des simulations que les particules plus fines qui suivent plus fidèlement l'écoulement. Ces résultats sont cependant dépendants de la corrélation utilisée pour calculer le coefficient de traînée, principalement le coefficient de frottement à très faible Reynolds.

### 3.4.2 Simulation d'une injection double

Le modèle numérique est finalement utilisé pour étudier le potentiel d'une onde de choc à influencer un nuage de carburant injecté précédemment comme il est possible de voir lors d'une stratégie d'injection double par exemple. Pour ce faire, des conditions initiales s'inspirant des résultats de (Tétrault et al., 2015) pour lesquels une réaccélération du premier jet est observée sont utilisées. L'onde de choc est initialisée avec l'épaisseur séparant le choc

<sup>1</sup> Variable entre 500 et 1000ns

de l'onde de décompression décrite précédemment. Le saut de pression est initialisé à 30 mm de l'orifice de l'injecteur tel qu'observé avec les résultats Schlieren à pression ambiante. Le nuage de gouttelettes provenant de la première injection est initialisé à partir du saut de pression de l'onde de choc jusqu'à la longueur de pénétration de 48 mm provenant de (Tétrault et al., 2015). La densité du nuage de gouttelettes est estimée à  $6 \text{ kg/m}^3$  à l'aide de la masse injectée et l'angle de jet provenant de (Tétrault et al., 2015) en supposant un jet conique de densité constante. Comme ni les ondes de choc ni la taille des gouttelettes n'ont été abordées dans (Tétrault et al., 2015), les propriétés des ondes de choc sont basées sur les résultats obtenus expérimentalement dans le cadre de cette thèse ainsi que dans les travaux de (Nakahira et al., 1992). Les résultats de simulations ont permis de constater que les amplitudes d'ondes de choc variant de Mach 1,0005 à 1,004 ont démontré un saut de vitesse négligeable non perceptible sur l'échelle des jets de carburants étudiés. Les résultats de simulations utilisant les amplitudes d'ondes de choc observées par (Nakahira et al., 1992) permettent cependant un certain degré d'interaction entre les jets de carburants. Les résultats des simulations traversant un nuage de gouttelettes dans les conditions de (Tétrault et al., 2015) sont représentés pour des tailles de gouttelettes de 5 et de  $50 \mu\text{m}$  en fonction du temps sur la Figure 3.12. Sur cette figure, les courbes de pénétrations de jets provenant de (Tétrault et al., 2015) sont également représentées pour des fins de comparaisons. Sur cette figure, les barres d'erreur correspondant à l'écart-type sur 100 essais ont été retirés pour plus de clarté par rapport à la Figure 3.8 illustrant les mêmes résultats expérimentaux. La Figure 3.12 représente un point triangulaire qui correspond au point d'inflexion pour lequel une réaccélération du jet est observée expérimentalement. Les résultats de simulations pour des diamètres de gouttelettes de 5 et de  $50 \mu\text{m}$  sont superposés à la courbe expérimentale au temps correspondant à la position du second jet de carburant lors de l'apparition de l'onde de choc. Un délai très court est observé entre le temps initial et l'accélération du nuage de gouttelettes de l'ordre des temps de réponses de gouttelettes illustrés en détail à la Figure 3.11. Un délai d'accélération des gouttelettes simulées légèrement plus élevé que le délai de réaccélération expérimental est observé. Toutefois, l'amplitude du saut de position introduit par le passage de l'onde de choc modélisée avec un nombre de Mach de 1,04 est similaire au saut observé expérimentalement. Il est donc

plausible qu'une onde de choc d'une intensité similaire à celle reportée par (Nakahira et al, 1992) puisse être responsable de la ré-accélération du premier jet lors d'une injection double.

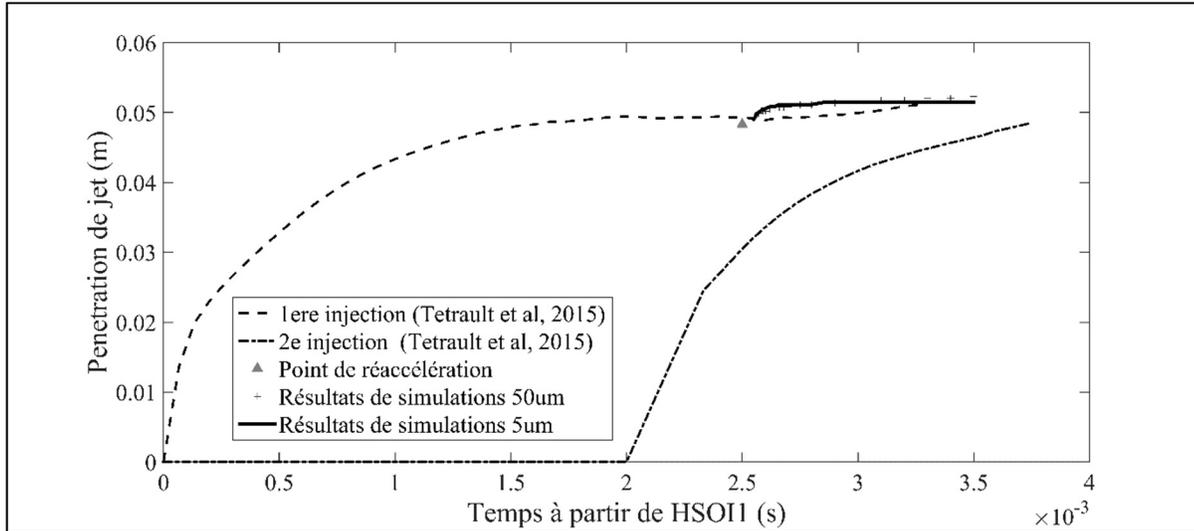


Figure 3.12 Réaccélérations du jet expérimentales et simulées

Pour terminer, une petite étude exploratoire est effectuée sur l'atomisation provoquée par une onde de choc traversant un nuage de gouttelettes dans le cadre d'injections de carburant diesel. Pour ce faire les vitesses de glissement entre les gouttelettes et l'onde de choc traversant le nuage de gouttelettes sont utilisées afin d'évaluer si l'onde de choc d'un Mach de 1,04 a le potentiel de fragmenter les gouttelettes du nuage qu'elle traverse. Un nombre de Weber et un nombre de Ohnesorge sont calculés afin d'évaluer le potentiel d'atomisation des gouttelettes lors du passage du choc.

Le nombre de Weber est calculé à l'aide de la relation (3.35) dans laquelle  $\sigma$  correspond à la tension de surface du liquide et  $(\|\vec{u}_g - \vec{u}_d\|)$  correspond à la vitesse de glissement entre les gouttes et le gaz. Le nombre de Ohnesorge est calculé à l'aide de la relation (3.36).

$$We = \frac{\rho^* D_g}{\sigma} \|\vec{u}_g - \vec{u}_d\| \quad (3.35)$$

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho^* \sigma D_g}} \quad (3.36)$$

L'usage de ces deux groupes adimensionnels permettent de comparer les conditions rencontrées par les gouttelettes simulées à des diamètres de 5, 50 et 500  $\mu\text{m}$  aux différents régimes d'atomisations observés par (Hsiang et Faeth, 1995) à l'aide d'essais sur des gouttes de différentes tailles et de différentes substances dans un tube de choc. La Figure 3.13 adaptée de (Hsiang et Faeth, 1995) reprend les frontières séparant les différents régimes d'atomisation décrits par les auteurs tout en omettant les résultats expérimentaux ayant permis d'établir ces frontières en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge basés sur la vitesse de glissement entre la goutte et le gaz. Sur cette figure, seulement les résultats de simulations à un Mach de 1,04 soit le nombre de Mach le plus élevé étudié sont représentés. La gouttelette de 500  $\mu\text{m}$  correspond au point de donnée ayant le nombre de Weber le plus élevé et le potentiel d'atomisation le plus élevé bien que son potentiel d'atomisation soit faible puisqu'elle se retrouve à la frontière entre une simple déformation et un régime d'atomisation en sac. De plus, la taille de 500  $\mu\text{m}$  est un ordre de grandeur plus élevée que mesuré dans un jet de carburant diesel (Chen et al. 2013). Il est donc peu probable que le passage d'une onde de choc émise par l'injecteur n'atomise un nuage de carburant se trouvant sur sa trajectoire puisque les gouttes plus petites possèdent des nombres de Weber plus faibles.

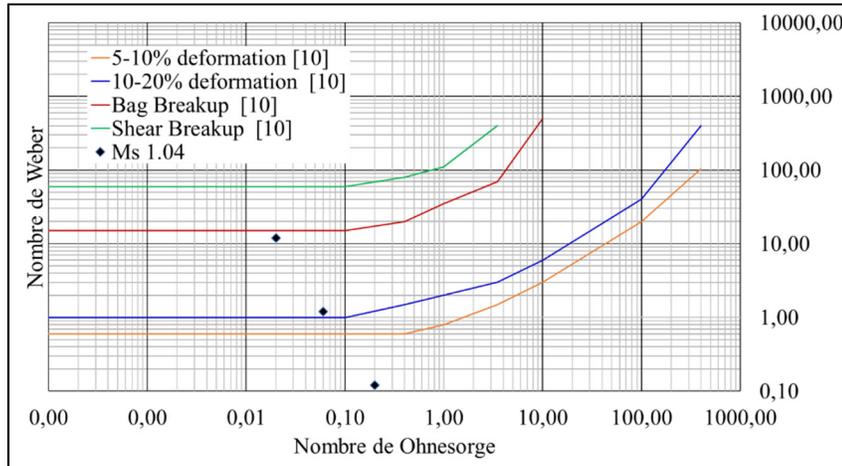


Figure 3.13 Régimes d'atomisations pour les ondes de choc simulées adapté de (Hsiang et Faeth, 1995)

### 3.5 Synthèse de chapitre

Un modèle numérique 1D permettant de simuler l'interaction entre une onde de choc dans un gaz parfait et un nuage de gouttelettes a été développé. Le modèle a été validé à l'aide de problèmes synthétiques et de résultats expérimentaux provenant de littérature. Le modèle a par la suite été utilisé afin de modéliser l'impact isolé d'une onde de choc traversant un jet de carburant dans un contexte de moteur diesel. Une analyse de sensibilité de paramètres a été effectuée sur les conditions ambiantes et sur la composition du nuage de gouttelettes afin d'isoler les paramètres dominants. La comparaison des résultats expérimentaux de (Tétrault et al., 2015) aux résultats de simulations de la présente étude permettent donc de poser les conclusions suivantes : Les ondes de choc observées expérimentalement dans le cadre de cette thèse, à l'aide d'un injecteur multi-trous, ne sont pas suffisamment intenses pour servir de mécanisme d'interaction entre les jets de carburants. Afin d'étudier la plausibilité des ondes de choc comme potentiel mécanisme d'interaction dans des conditions plus étendues, des intensités d'ondes de choc reportées, avec un injecteur monotrou, par (Nakahira et al, 1992) ont également été simulées. Les résultats du modèle ont démontré qu'une onde de choc de l'intensité mesurée par (Nakahira et al, 1992) a le potentiel de servir de mécanisme de couplage entre les injections, répondant ainsi au premier sous-objectif de cette thèse.

## **CHAPITRE 4**

### **ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COUPLAGE HYDRAULIQUE ENTRE DEUX INJECTIONS DE CARBURANT**

#### **4.1 Objectifs du chapitre**

Dans ce chapitre, l'objectif principal est d'étudier les phénomènes de couplages entre deux injections au niveau de la masse injectée de carburant et du débit. Pour ce faire, une expérience factorielle à deux niveaux est construite sur les pressions d'injection, sur les temps d'énergisation et sur le délai d'ouverture de l'injecteur. Des points additionnels sont ajoutés au plan d'expérience sur les paramètres propres à une injection double, soit le délai entre les injections et la durée de commande d'injection afin d'avoir davantage de résolution sur ces paramètres. L'emphase est mise sur la stratégie d'injection coupée composée de deux sous-injections identiques. Cette restriction dans les conditions étudiées vise à isoler l'effet de la durée d'injection et du délai entre les injections sur l'interaction entre les jets de carburant tout en conservant un plan d'expérience d'une taille raisonnable. La stratégie injection de type pré injection-principale minimisant les émissions polluantes utilisée dans (Plamondon, 2015) sera également étudiée dans ce chapitre, car elle représente un point d'opération près des conditions réelles d'autoroute pour un moteur commercial fonctionnant avec le même modèle d'injecteur que celui utilisé dans cette thèse. Ce chapitre permettra de répondre partiellement au sous-objectifs 2 et 3.

#### **4.2 Description expérimentale pour la mesure de débits d'injections**

Les débits instantanés d'injection sont mesurés en utilisant un appareil fonctionnant avec la méthode de mesure du tube de Bosch. Cette technique de mesure permet de caractériser le débit d'injection à l'aide de l'onde de pression émise dans un tube de mesure rempli du carburant injecté lors de l'injection de carburant (Bosch, 1966). Un écart d'environ 5 % est observé sur la mesure de masse injectée obtenue avec un tube de mesure de Bosch et un banc

d'essai d'injecteurs où l'on injecte dans de l'air (Bosch, 1966). Un banc traditionnel ne permet cependant pas d'obtenir les profils de débits en fonction du temps pour des injections individuelles puisque le principe de fonctionnement repose sur la mesure de la masse totale de carburant injectée.

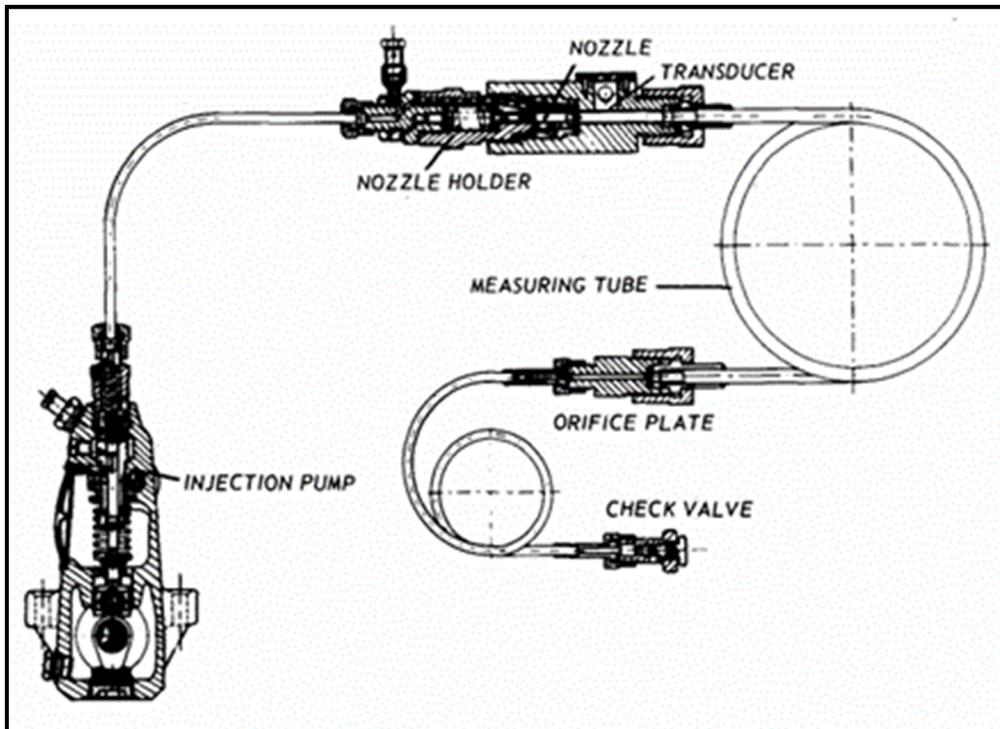


Figure 4.1 Appareil de mesure de débit par méthode de Bosch (Bosch, 1966)

Le débit d'injection est obtenu via la mesure de l'onde de pression émise par l'injection de carburant. Cette mesure est obtenue à l'aide d'un capteur de pression dynamique piezorésistif Kistler 6061 relié à un amplificateur de charge Kistler 5010a. La fréquence d'échantillonnage est limitée par la fréquence naturelle du capteur de 250 kHz et la fréquence de coupure de l'amplificateur de charge de 125 kHz. Le capteur de pression mesure une variation de pression instantanée par rapport à une pression statique moyenne d'une façon similaire à un microphone mais ne permet cependant pas d'obtenir la pression statique directement. La pression statique est mesurée à l'aide d'un capteur Sensotec TJE-1035-26. La température du fluide dans le tube de mesure est relevée à l'aide d'une thermocouple type K installée dans le tube de mesure près

de l'injecteur et reliée à un multimètre Amprobe 37XR-A. L'implémentation du laboratoire TFT de l'appareil schématisé en Figure 4.1 est représenté en Figure 4.2. L'injecteur est installé sur le dessus de l'appareil de mesure de débits. Le système d'alimentation en carburant non représenté sur la figure reste inchangé par rapport à la description détaillée effectuée dans le chapitre 2. Comme cet appareil a été conçu et fabriqué à l'ETS, une analyse détaillée de l'incertitude de mesures est réalisée dans l'Annexe C. Un écart-type de 1,4 % est calculé sur l'incertitude sur le débit pour un débit massique de 0,012 kg/s, ce qui correspond à un débit typique des mesures expérimentales présentées dans le cadre de cette étude. Il est donc possible pour intervalle de confiance de 95 % de définir la précision sur la mesure à une valeur d'environ 2,8 % du débit de 0,012 kg/s.



Figure 4.2 Appareil de mesure par méthode de Bosch de l'ETS

Le principe de fonctionnement du tube de mesure de Bosch repose sur le lien entre l'amplitude de l'onde de pression émise lors de l'ouverture d'une valve dans une conduite, phénomène communément appelé coup de bélier. Le débit injecté peut être déduit de la pression dynamique

à l'aide de la relation (4.1) liant la vitesse de l'écoulement ( $u$ ), la vitesse de propagation d'une onde de pression unique (vitesse du son  $a$ ) et le saut de pression ( $P$ ) dans un écoulement instationnaire (Bower, 1991).

$$P = a\rho u \quad (4.1)$$

En combinant cette équation à l'équation de continuité tel qu'effectué dans (Bower, 1991), on obtient la relation (4.2) utilisée afin de déduire la quantité injectée à partir du saut de pression mesuré en sortie d'injecteur ( $P$ ), de la section du tube de mesure ( $A$ ), le débit massique  $\left(\frac{dm}{dt}\right)$ .

$$\frac{dm}{dt} = \frac{A}{a}P \quad (4.2)$$

La vitesse du son est mesurée directement à chaque essai en mesurant le délai entre l'occurrence de l'onde de pression émise par l'injecteur à la position du capteur de pression dynamique et l'occurrence de sa première réflexion à cette même position. La fenêtre temporelle de prise de mesure de l'appareil est limitée par la longueur du tube de mesure puisque le temps d'un essai doit être inférieur au délai nécessaire pour que la première réflexion d'onde revienne au capteur de pression dynamique. Dans l'implémentation de L'ETS, le tube de mesure a une longueur totale de 6088 mm (16 176mm aller-retour), ce qui permet d'étudier des stratégies d'injection allant jusqu'à 8 ms pour une vitesse du son d'environ 1360 m/s dans du diesel (Tat et al., 2000), (Tinprabath et al. 2015).

À l'extrémité du tube de mesure et opposée à l'injecteur, une valve pointeau aiguille permet de relier le tube de mesure à un accumulateur permettant de maintenir la pression constante. Le degré d'ouverture de la valve permet d'ajuster l'impédance de l'interface entre les deux tubes, ce qui permet d'ajuster l'amplitude des ondes transmises vers l'accumulateur et réfléchies vers l'injecteur. L'ouverture de la valve est ajustée de façon à s'assurer que toutes les ondes réfléchies soient d'amplitude positives et que les réflexions l'onde de pression soient dissipées au bout de quatre réflexions tel que suggéré dans (Bosch, 1966). La première

réflexion d'onde est utilisée afin de calculer la vitesse du son à l'intérieur du tube de mesure. Un délai entre chaque test d'environ 1 seconde est utilisé. Ce délai entre les essais permet de s'assurer que toute onde stationnaire dans la conduite d'alimentation de l'injecteur et dans le tube de mesure soit complètement dissipée au moment d'injecter.

### **4.3 Description de la méthode de post-traitement des résultats bruts**

La mesure de certaines caractéristiques d'une injection repose sur la détection de fronts montants et de fronts descendants sur des signaux électriques. Comme un certain bruit de mesure est inhérent à la technique du tube de mesure de Bosch (Manin, Kastengren et Payri, 2012), une réduction du bruit est nécessaire afin d'éviter la fausse détection de fronts montants et descendants. Les caractéristiques hydrauliques sensibles d'une injection à ces fausses détections sont les temps d'ouverture et de fermeture des injections et la mesure de la vitesse du son. La détection du front descendant est particulièrement sujette au bruit et aux fausses détections puisque la descente est graduelle telle qu'illustrée sur la Figure 4.3, qui illustre le signal brut obtenu ainsi que le signal traité à l'aide de différentes techniques d'atténuation du bruit et ce, pour une injection de 0,5 ms.

Le traitement du bruit est effectué en deux étapes : d'abord, le signal brut est filtré puis des seuils de détection supérieurs au bruit de fond résiduel sont utilisés afin de réduire le nombre de fausses détections. Les paramètres de filtrage sont choisis de façon à avoir peu d'impact sur l'aire sous la courbe du signal de tension entre le début et la fin de l'injection. Ce critère est choisi afin d'assurer que l'effet du filtrage sur la masse injectée soit négligeable. Afin de s'assurer que le filtrage n'a que peu d'effet sur les caractéristiques d'une injection, plusieurs techniques de filtrages seront comparées à l'aide d'un signal type. L'effet du filtre est évalué sur les résultats d'une injection simple de 1ms à une pression d'injection de 900 bar et une contrepression de 30 bar. Le début ainsi que la fin de l'injection sont déterminés manuellement sur le signal brut afin d'étudier l'effet des différents filtres avec les mêmes balises d'intégration. Trois types de filtres sont étudiés, soit une moyenne mobile centrée à une passe, une moyenne mobile centrée à deux passes ainsi qu'un filtre Butterworth du 2<sup>e</sup> ordre. Les

différents filtres sont comparés quantitativement sur l'intégrale d'une injection de carburant dans le Tableau 4.1 et qualitativement à la Figure 4.3. Les données dans le Tableau 4.1 sont basées sur 10 injections. Les décalages sont calculés à l'aide du sommet de corrélation croisée entre le signal brut et le signal pour lequel un décalage est calculé.

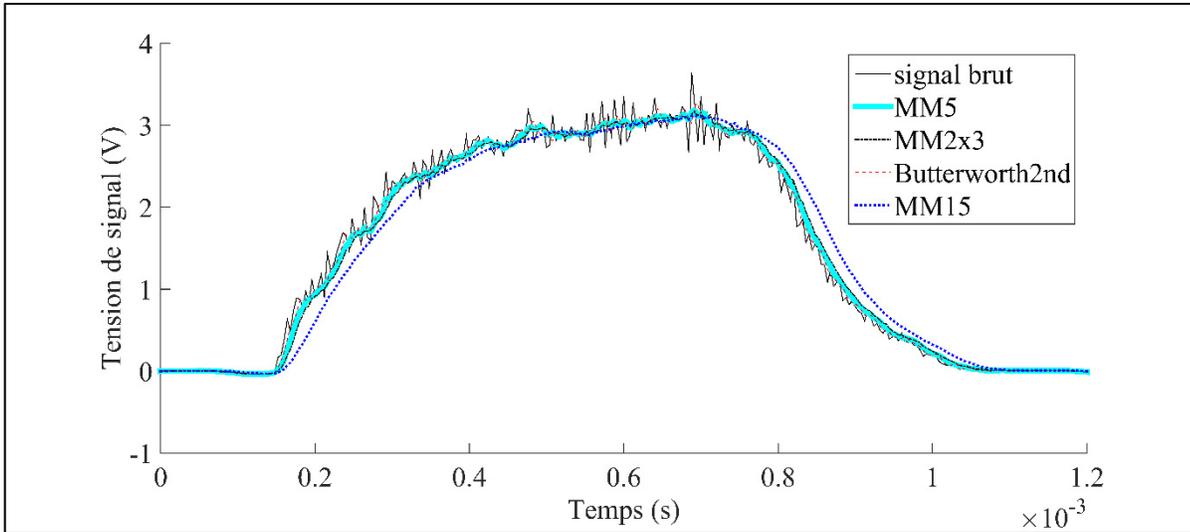


Figure 4.3 Comparaison qualitative des algorithmes de filtrage sur une injection simple (injection de 0,5ms, Delta P de 160 MPa)

Tableau 4.1 Quantité injectée en fonction du type de filtre pour une injection de 1 ms, Pinj de 900 bar et contrepression de 30 bar.

Type de filtre	Signal brut de quantité injectée avec balise fixes	Décalage du signal filtré
Signal brut	1,8296	0 $\mu$ s (référence)
<b>Moyenne mobile non pondérée (5 valeurs)</b>	<b>1,8295 (-0,01% écart)</b>	<b>-8<math>\mu</math>s (retard)</b>
Moyenne mobile non pondérée (15 valeurs)	1,8272 (-0,13% écart)	-28 $\mu$ s (retard)
Moyenne mobile multipasse (2x 3 valeurs)	1,8292 (-0,02% écart)	-12 $\mu$ s (retard)
Butterworth 2 <sup>e</sup> ordre F=0.04	1,8297 (0,01% écart)	-4 $\mu$ s (retard)

On peut observer quantitativement que le choix de la méthode de filtrage n'a que peu d'influence sur la quantité injectée, cependant qualitativement un filtrage trop prononcé a pour inconvénient d'introduire un retard du signal filtré par rapport au signal brut tel qu'observé avec la moyenne mobile non-pondéré utilisant 15 valeurs (Tableau 4.1). Un filtrage par moyenne mobile avec une fenêtre centrée de 5 valeurs est choisi pour sa rapidité d'exécution, sa simplicité et du faible décalage qu'il introduit sur le signal filtré. Peu d'études font part de leur méthode de filtrage des résultats, cependant un filtrage par moyenne mobile centrée à 9 valeurs est utilisé dans (Bowers et Foster, 1991). La courbe correspondant à cette technique de filtrage est tracée en trait gras cyan sur la Figure 4.3.

À l'aide du signal filtré, l'analyse de la courbe obtenue consiste à déterminer le début et la fin de l'injection. Ainsi, le début hydraulique d'injection est détecté en trouvant le premier point où trois valeurs consécutives dépassent un certain seuil. Ce seuil est fixé à 0,0006 kg/s de façon à être supérieur au bruit mesuré sur le signal de pression dynamique du tube de mesure. Pour éviter un décalage temporel de la valeur mesurée par rapport à la valeur réelle, la première des trois valeurs consécutives est fixée comme début de l'injection.

La fin d'une injection est détectée de façon similaire avec une série de trois valeurs consécutives dépassant un seuil de 0,0006 kg/s et en utilisant la dernière de ces 3 valeurs comme représentative de la fin de l'injection. De plus, la recherche de la fin de l'injection est initialisée après le début hydraulique de l'injection plutôt que la fin de la commande de l'injection. Cette condition particulière est fixée afin d'éviter les fausses détections lorsque la fin de la commande électrique d'injection a lieu avant le début hydraulique de l'injection ainsi que pour réduire le temps de recherche.

La recherche de la première réflexion d'onde utilisée pour mesurer la vitesse du son est initialisée à 8 ms du début électrique de l'injection. Ce décalage permet de réduire le temps de recherche tout en s'assurant que la réflexion ne soit pas déjà passée. Le premier sommet significatif est choisi à partir d'une liste de maxima locaux obtenue à l'aide de la fonction « findpeaks () » de l'environnement Matlab. Les maxima locaux non significatifs sont rejetés en

appliquant un seuil sur la « proéminence » des sommets fournie par la fonction dans Matlab. La mesure de proéminence ne considère pas seulement la valeur absolue du sommet mais également son étalement en l'inscrivant à l'intérieur d'une courbe cosinus en forme de cloche. La proéminence a été sélectionnée comme critère de détection automatique plutôt qu'un maxima local puisqu'elle s'est avérée plus robuste face au bruit de mesure.

#### 4.4 Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales étudiées lors de cette étude sont obtenues en construisant un plan d'expérience factoriel à deux paramètres, soit la pression d'injection et la contre-pression, et à deux niveaux. À ce plan de base, deux autres points de pression sont réalisés et un autre point de contre-pression afin d'ajouter une étude paramétrique à quatre niveaux sur la pression d'injection et une étude paramétrique à trois niveaux sur la contre-pression au plan de base. Ce plan d'expérience en fonction de la pression d'injection et de la contre-pression est illustré sur la Figure 4.4. Les valeurs limites en contre-pression sont respectivement la pression ambiante et une pression de 3 MPa, permettant d'obtenir un différentiel de pression similaire aux études de visualisations du prochain chapitre. La température est maintenue constante avec une température ambiante de 22°C et une température de carburant de 30°C(±2°C) durant l'ensemble de la prise de mesure. Comme l'usage de stratégies d'injections multiples implique plusieurs injections courtes plutôt qu'une injection longue, l'emphase sera mise sur l'étude d'injections de courte durée. Des injections longues sont toutefois étudiées pour valider la procédure et le montage puisque la grande majorité des études publiées dans la littérature sont réalisées avec des injections de longue durée.

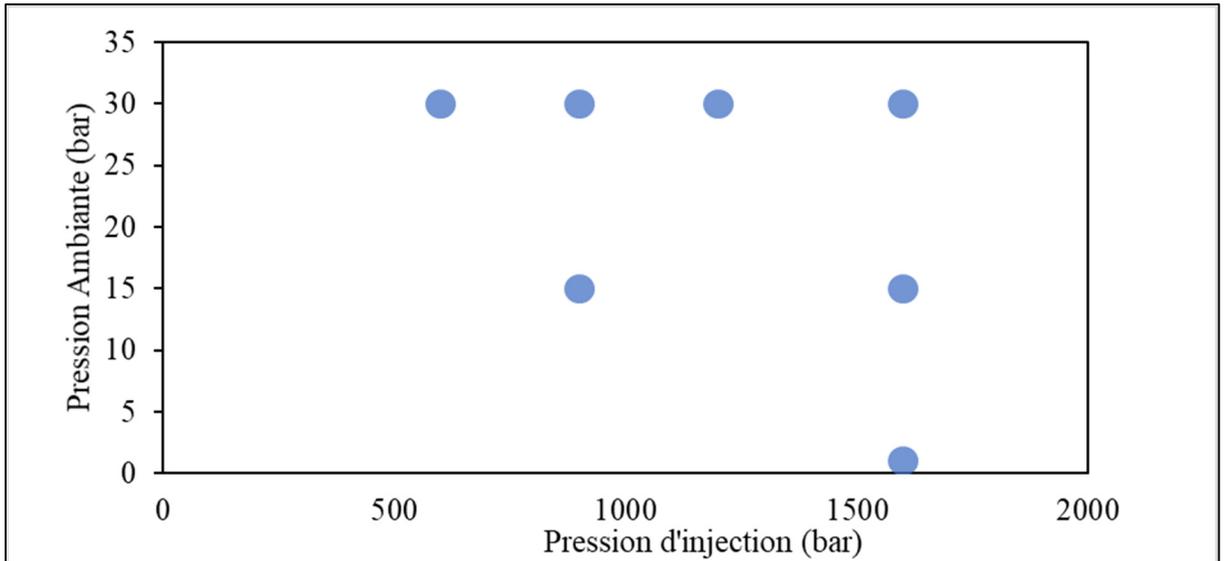


Figure 4.4 Boîte du plan d'expérience

À ces conditions d'opérations de la Figure 4.4 sont ajoutées les stratégies d'injections étudiées qui sont illustrées à la Figure 4.5. Sur cette figure, les stratégies d'injection doubles sont représentées en orange et les stratégies d'injection simple sont représentées en bleu.

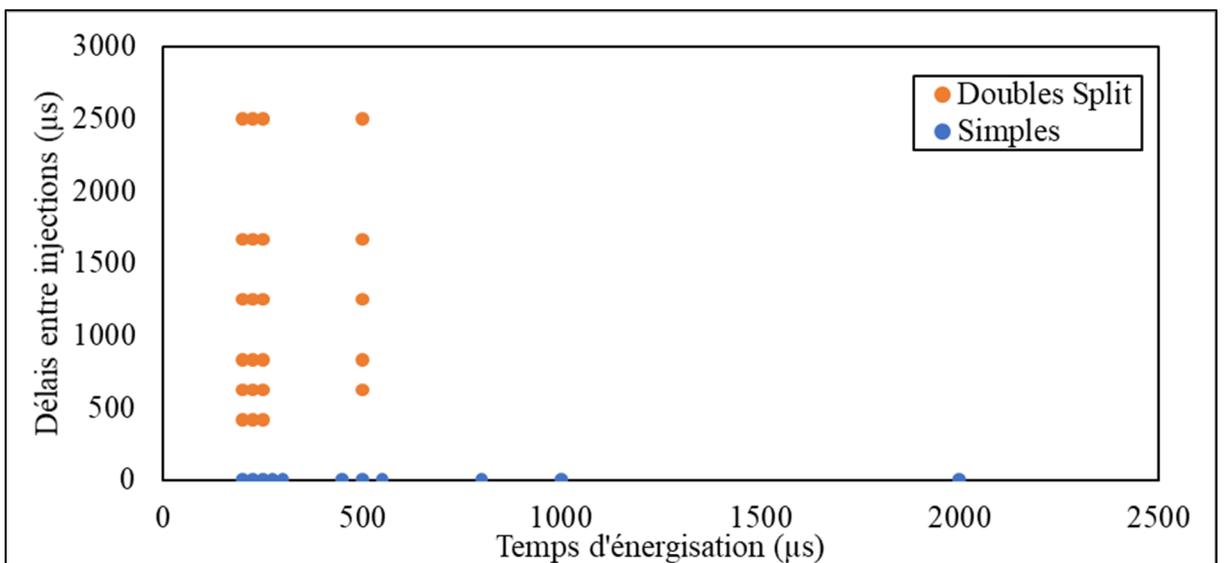


Figure 4.5 Stratégies d'injection doubles étudiées

Les Figure 4.4 et Figure 4.5 forment ensemble un plan d'expérience factoriel complet à deux niveaux et quatre paramètres de contrôle en plus d'ajouter de la résolution sur l'effet du délai entre les injections et la durée des injections. Au total 33 configurations expérimentales sont ainsi étudiées et pour chacune d'elle, 10 répétitions ont été effectuées alors que les valeurs moyennes seront présentées dans la section suivante.

#### 4.5 Résultats et discussion

Dans cette section, les résultats des mesures de débits d'injections sont présentés et discutés. En premier lieu, des résultats bien établis sont reproduits afin de vérifier la validité externe des résultats obtenus expérimentalement durant la prise de mesure. Ensuite, l'effet de la durée de l'injection lors d'injections simples de courte durée est étudié au niveau de la masse injectée. Ces données serviront de références lors de la caractérisation du couplage entre les injections constituant une stratégie d'injection double. La plupart des résultats dans cette section sont adimensionnalisés de façon à faciliter la comparaison directe entre les résultats obtenus à différentes conditions expérimentales. Une échelle de temps adimensionnelle  $t^*$  est définie à l'aide du ratio entre le temps réel  $t$  et le délai d'ouverture de l'injecteur  $t_{ouverture}$ . Cette échelle de temps est choisie de façon à ramener le temps sur une base adimensionnelle représentative de la vitesse d'ouverture de l'injecteur. Une translation de l'échelle temporelle est effectuée, pour tous les cas, afin de fixer le temps 0 au début hydraulique de l'injection.

$$t^* = \frac{t - t_{ouverture}}{t_{ouverture}} \quad (4.3)$$

Les débits sont quant à eux exprimés sous forme de coefficient d'écoulement obtenu avec l'aide de l'équation (1.3) et du débit théorique obtenu avec l'équation (1.2) ( $\dot{m}_{theo} = A\sqrt{2\rho_f\Delta P}$ ,  $C_D = \frac{\dot{m}_{réel}}{\dot{m}_{theo}}$ ), les débits adimensionnalisés correspondent donc à des coefficients d'écoulement instantanés. Cette démarche est effectuée afin de faciliter la détection de comportements partagés entre les différentes conditions d'injections tout en facilitant la comparaison directe des résultats présentés dans cette section.

## **4.5.1 Injections simples**

### **4.5.1.1 Étude de l'effet de la contre-pression**

L'effet de la contre-pression sur le débit injecté est extrêmement faible comme l'équation (1.2) le prédit. De 1 à 30 bar de contre-pression, le différentiel de pression aux extrémités de l'injecteur ne varie que de 1,8% puisqu'elle est plusieurs ordres de grandeur plus faibles que la pression d'injection. Le débit étant proportionnel à la puissance  $\frac{1}{2}$  du différentiel de pression, la variation de débit est donc inférieure à cet écart de 1,8 %. L'écart observé expérimentalement est donc nettement inférieur à l'incertitude de l'instrument de mesure et ne permet pas d'observer de tendance entre les quantités injectées. Un très léger écart est toutefois noté entre l'injection à une contre-pression de 1 bar et l'injection à une contre-pression de 30 bar. De plus, aucun écart n'est observé qualitativement au niveau des vitesses d'ouverture et de fermeture de l'injecteur. Cette dépendance négligeable du débit instantané en fonction de la contre-pression s'applique à l'ensemble des mesures de débits de cette section.

### **4.5.1.2 Étude de l'effet de la pression d'injection**

Contrairement à la contre-pression qui a un effet négligeable sur le comportement hydraulique de l'injecteur, une augmentation de la pression d'injection a pour effet direct d'augmenter les débits d'injection. Ce premier impact de la pression d'injection est illustré à la Figure 4.6 qui représente le débit instantané en fonction du temps pour deux durées d'injection. La deuxième influence de cette pression d'injection est de faire varier les temps d'ouverture et de fermeture.

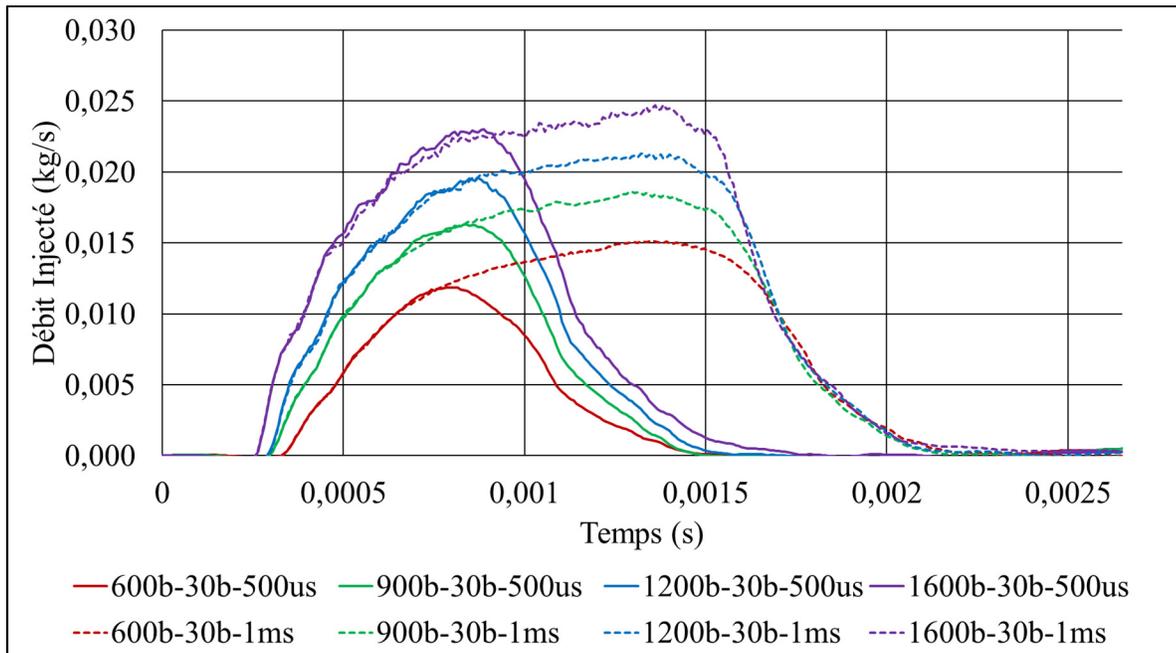


Figure 4.6 Débit injecté en fonction de la pression d'injection. Injections de 500 et 1000 $\mu$ s

Ainsi le temps d'ouverture correspond, sur la Figure 4.6, à la durée entre le temps zéro, qui correspond au début de la commande électrique de l'injection et l'apparition d'un débit non nul. Ce lien entre la pression d'injection et le délai d'ouverture a également été observé par (Skowron et Pielecha, 2016). Il est également observable sur la Figure 4.6 que pour une injection de 1 ms, les phases de décroissance du débit semblent parfaitement confondues alors qu'elles ne le sont pas pour une injection plus courte de 500  $\mu$ s. Cette observation sera traitée en détail lors de l'analyse de l'effet de la durée d'injection sur le comportement de l'injecteur dans la section 4.5.1.4.

À partir des données de la Figure 4.6, l'impact de la pression d'injection sur le coefficient d'écoulement est illustré à la Figure 4.7, en utilisant l'échelle de temps adimensionnel telle que définie à l'équation (4.3). Cette façon de présenter les résultats permet de mettre en évidence un phénomène lors de l'ouverture de l'injecteur. Le coefficient d'écoulement maximal légèrement supérieur à 60 % est comparable à celui reporté par (Arcourmanis et al, 2000). Les délais d'ouverture et de fermeture sont comparables à ceux observés par (Catania et al., 2008). La pression d'injection n'a pas une influence significative sur le taux d'augmentation du

coefficient d'écoulement lors de la période transitoire d'ouverture de l'injecteur, ce qui implique que le délai d'ouverture et le taux d'accroissement du débit sont liés pour cet injecteur. Par contre, l'usage de cette échelle de temps adimensionnelle a pour impact d'amplifier l'accroissement des durées d'injections effectives avec l'augmentation de la pression d'injection puisque le délai d'ouverture servant de base temporelle diminue avec la pression d'injection alors que le délai de fermeture croît avec la pression d'injection. Cette Figure ne peut donc pas être utilisée pour étudier les délais de fermeture.

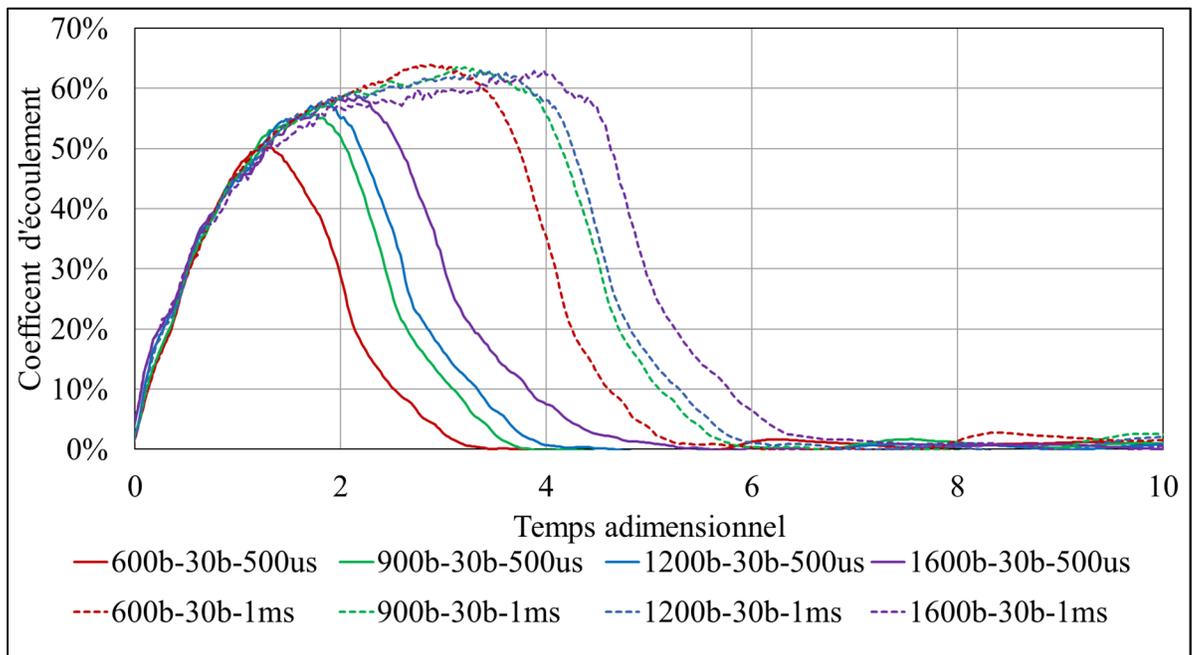


Figure 4.7 Débit injecté en fonction de la pression d'injection (adimensionnalisé sous forme de coefficient d'écoulement en fonction du temps adimensionnel)

L'effet de la pression d'injection sur le délai d'ouverture, le délai de fermeture et la durée effective d'injection sont regroupés sur la Figure 4.8. Sur cette figure, le délai d'ouverture de l'injecteur est représenté en fonction de la pression d'injection pour l'ensemble des stratégies d'injection simples étudiées sur la Figure 4.7. On peut observer une légère tendance à la baisse du délai d'ouverture tel qu'observé qualitativement précédemment. De plus, le faible étalement des valeurs dans le temps suggère que les autres paramètres contrôlés n'ont pas un impact significatif sur le délai d'ouverture. Il est également observé une légère tendance à la hausse

du délai de fermeture avec l'augmentation de la pression d'injection. Cependant, un grand étalement existe dans les résultats. Cet étalement est dû à une dépendance du délai de fermeture de l'injecteur envers la durée d'énergisation de l'injecteur. Les résultats pour un point de mesure précis démontrent quant à eux une grande répétabilité avec moins de 1 % entre les valeurs par rapport à la valeur moyenne. Ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus par (Ferrari et al, 2016) qui observent également une diminution du délai d'ouverture et une augmentation du délai de fermeture avec une augmentation de la pression d'injection lors de simulations, ce qui entraîne une augmentation de la durée effective d'injection. Cette augmentation du délai de fermeture avec la durée d'injection n'est cependant valable que pour de courtes injections ne permettant pas à l'aiguille de l'injecteur d'atteindre sa levée maximale (Ferrari et al, 2016).

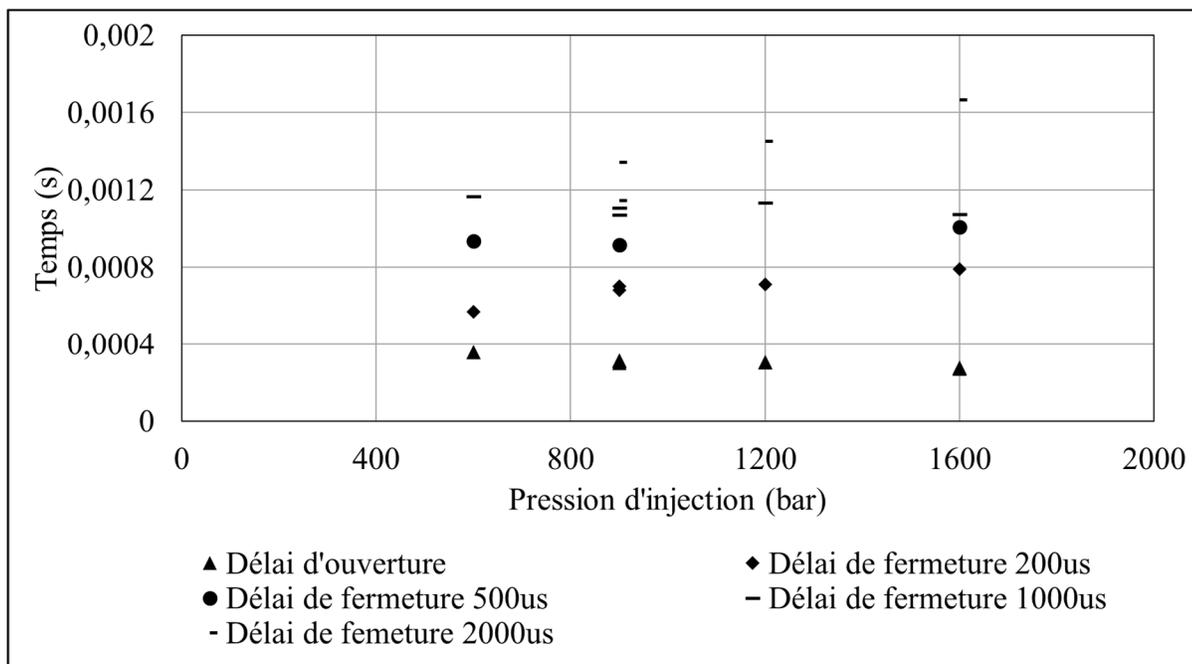


Figure 4.8 Effet de la pression sur les paramètres d'injection

De plus, il est observé en reprenant les profils de débits de la Figure 4.7 et en les alignant à partir de la fin effective d'injection ( $t^* = \frac{t - t_{fermeture}}{t_{ouverture}}$ ) que le taux de décroissance du coefficient d'écoulement n'est peu ou pas affecté par la pression d'injection avec des pentes

qui se superposent jusqu'à la fermeture complète. Cependant la durée totale d'injection croît avec la pression d'injection, cet effet est particulièrement observable avec les injections de 1ms (courbe pointillée) où le débit maximal de l'injecteur est maintenu plus longtemps. Cet effet est illustré sur la Figure 4.9. Comme la vitesse de descente de l'aiguille est observée comme étant légèrement dépendante de la pression d'injection par (Kastengren et al., 2009), il est possible que cette similitude observée soit en fait une dépendance faible du taux de décroissance du coefficient d'écoulement envers la pression d'injection.

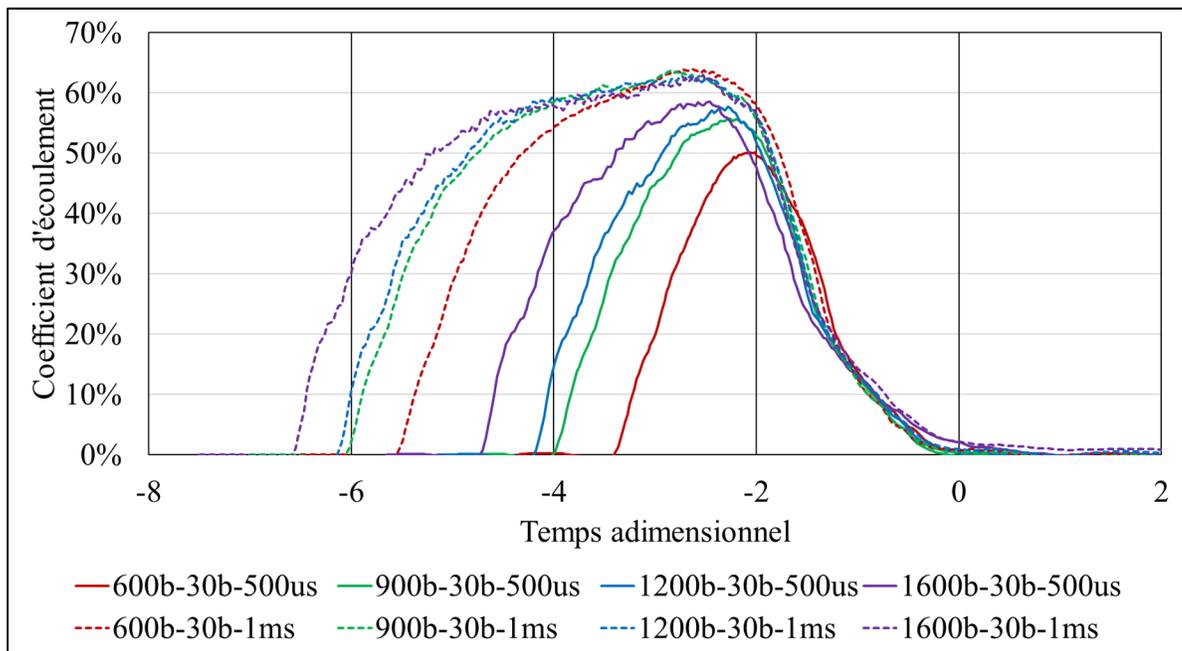


Figure 4.9 Décroissance du coefficient d'écoulement en fonction du temps par rapport à la fin effective de l'injection

#### 4.5.1.3 Effet de la pression d'injection sur les fluctuations de pression de la conduite d'alimentation de l'injecteur

L'effet de la pression d'injection sur les fluctuations de pression mesurées sur la conduite d'amenée de carburant entre l'injecteur et la rampe d'injection est également étudié. Les données expérimentales d'injections de différentes durées et de différentes pressions d'injections sont présentées à l'aide de courbes moyennées sur plusieurs essais à la Figure 4.10.

Sur cette figure, le temps zéro correspond au début de la commande électrique d'injection. Les courbes de pression sur cette figure sont exprimées en pourcentage de la valeur de pression au moment du début de la commande électrique. Cette normalisation permet de comparer l'amplitude des fluctuations de pression entre elles pour l'ensemble des pressions d'injections. Les courbes de même couleur partagent la même pression d'injection (exemple rouge pour 600 bar). Il est observable sur cette figure que l'amplitude relative de la chute de pression induite par l'injection est indépendante de la pression d'injection puisque pour chaque durée d'énergisation, des courbes de quatre couleurs (correspondant à quatre pressions d'injections) se suivent très fidèlement. Cette chute de pression croît avec la durée de la commande d'injection. Des fluctuations périodiques de pression sont également observées à partir du début de l'injection et sont progressivement atténuées. L'effet apparent d'une augmentation de la pression d'injection sur ces fluctuations de pression semble être un déphasage des fluctuations avec une avance de phase des fluctuations lorsque la pression d'injection décroît (la courbe rouge à 600 bar semble toujours en avance de phase sur les autres pressions d'injections) ainsi qu'un amortissement plus rapide de ces fluctuations de pression. Basé sur la vitesse du son dans le carburant mesurée dans l'Annexe C, il faut environ  $220 \mu\text{s}$  à une onde de pression afin de parcourir le trajet allant de l'injecteur vers le capteur de pression puis environ  $150 \mu\text{s}$  pour qu'une onde de pression parcourant de l'injecteur vers la rampe ne soit réfléchi de la rampe vers le capteur de pression. Expérimentalement, une fréquence d'environ 1200 kHz est observée sur la conduite d'alimentation de l'injecteur après le début de l'injection pour les injections de  $200 \mu\text{s}$ . Cette fréquence d'oscillation obtenue par transformée de Fourier discrète sur la pression moyennée sur plusieurs essais est cohérente avec celle obtenue à l'aide de simulations d'un système d'injection à rampe commune à l'aide du logiciel AMESIM par (Boudy, 2008).

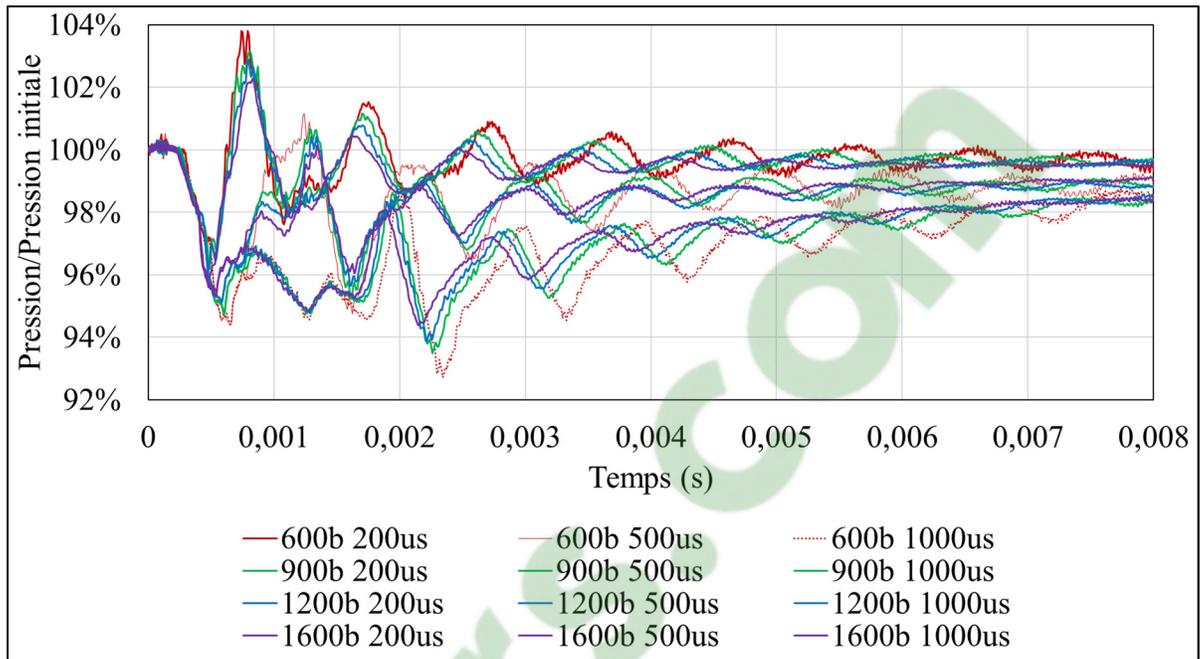


Figure 4.10 Pression dans la conduite en amont de l'injecteur en fonction de la pression et la durée d'injection

#### 4.5.1.4 Étude de l'effet de la durée d'injection

Dans cette section, l'effet de la durée d'injection sur le comportement d'une injection simple est étudié. L'effet de la durée d'énergisation sur le coefficient d'écoulement instantané de l'injecteur en fonction du temps est illustré sur la Figure 4.11 pour des injections dont la durée d'énergisation varie entre 200 et 2000  $\mu$ s et dont les pressions d'injection et contre-pression sont respectivement de 900 bar et de 15 bar.

Afin d'étudier en détail l'effet de l'usage d'injections de courte durée sur le comportement de l'injecteur, une injection sera décortiquée lui associant les différents temps caractéristiques suivants:

- Début de la commande électrique d'injection,
- Délai d'ouverture de l'injecteur,
- Fin de la commande électrique d'injection,
- Délai de réduction du débit après commande de fermeture,

- Temps de fermeture de l'injecteur.

L'événement de fermeture de l'injecteur sera segmenté en différents événements car un certain délai est observé entre la fin de la commande électrique d'injection et l'occurrence d'une diminution observable du débit. Ce délai sera nommé délai de décroissance du débit ci-après. La période de fermeture de l'injecteur sera donc balisée par un début de fermeture apparente caractérisé par ce délai et une fermeture effective caractérisée par l'atteinte d'un débit nul. En plus de ces différents temps caractéristiques d'une injection simple, la quantité injectée sera également analysée. Ces données serviront à la fois à définir le comportement de l'injecteur lors d'une injection de faible durée ainsi que de base comparative lors de l'analyse d'injections en injections multiples.

Dans un premier lieu, une durée d'énergisation de moins de 1000  $\mu\text{s}$  ne permet pas d'atteindre le coefficient d'écoulement nominal de l'injecteur, ce qui implique que la totalité de l'injection se produit durant les périodes transitoires d'ouverture et de fermeture de l'injecteur pour des injections dont la durée est inférieure à ce seuil. Le coefficient d'écoulement nominal de l'injecteur quant à lui est comparable à celui obtenu expérimentalement par (Zhou et al, 2016) en mesurant la quantité de mouvement de chacun des jets et inférieur au coefficient d'écoulement de 86 % de l'injecteur ECN spray B à trois trous (Engine Combustion Network, 2019b). Cet effet est observable sur la Figure 4.11 à une pression de 900 bars. Il est également observé expérimentalement mais non représenté que le temps d'atteinte du coefficient d'écoulement-nominal (débit constant) de l'injecteur décroît avec l'augmentation de la pression d'injection. Cet effet est également observé dans les résultats de (Payri et al., 2004).

La durée effective d'injection sera donc découpée en deux phases distinctes, soit la phase d'accroissement du débit incluant le plateau à débit constant (pour les injections de grande durée) et la phase de décroissance du débit (illustrée par un triangle). La Figure 4.11 montre que les taux d'augmentation du coefficient d'écoulement ne sont pas affectés par la durée d'énergisation. Cette indépendance est observable qualitativement via une superposition des courbes durant la phase d'accroissement du coefficient d'écoulement et ce à toutes les pressions d'injection.

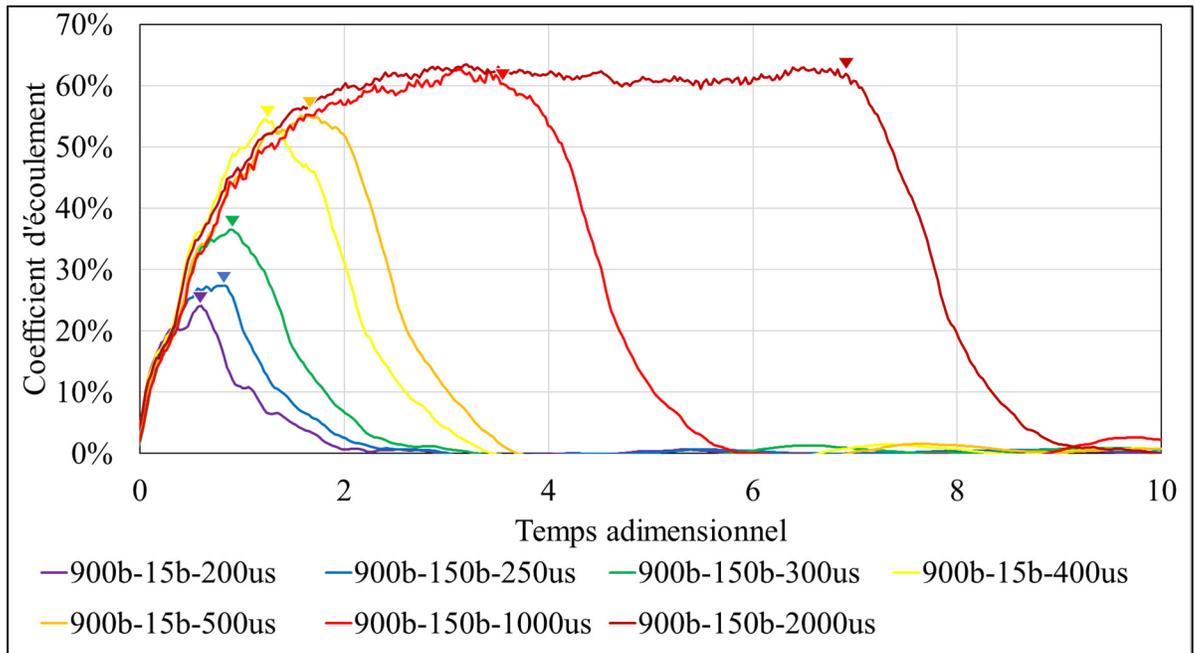


Figure 4.11 Coefficient d'écoulement en fonction du temps adimensionnel pour des injections de différentes durées à 900bar et 15 bar de contre-pression

Dans le cas de la phase de décroissance du débit, son délai d'occurrence varie en fonction de la pression d'injection ainsi qu'en fonction de la durée d'énergisation tout comme le délai de fermeture complète de l'injecteur. Le délai entre le début de la phase de décroissance du débit et la fin de la commande d'injection est tracé sur la Figure 4.12. Sur cette figure, l'écart entre la fin de la commande électrique de l'injection (EEOI) et le début de la phase de décroissance du débit est exprimé en fonction du temps d'énergisation. On remarque que ce délai croît avec la durée d'injection et croît également avec la pression d'injection. Un changement de pente est également observable au-dessus d'un temps d'énergisation de 1000  $\mu$ s, durée au-dessus de laquelle l'influence du temps d'énergisation devient négligeable pour les conditions expérimentales étudiées. Cette indépendance du délai peut être attribuable à l'atteinte d'une durée d'énergisation permettant d'atteindre la levée maximale de l'aiguille de l'injecteur. Il est noté que la détection du taux de décroissance s'avère difficile car il est lié à la dérivée de la quantité mesurée, ce qui a tend à amplifier le bruit que l'opération de dérivation numérique introduit.

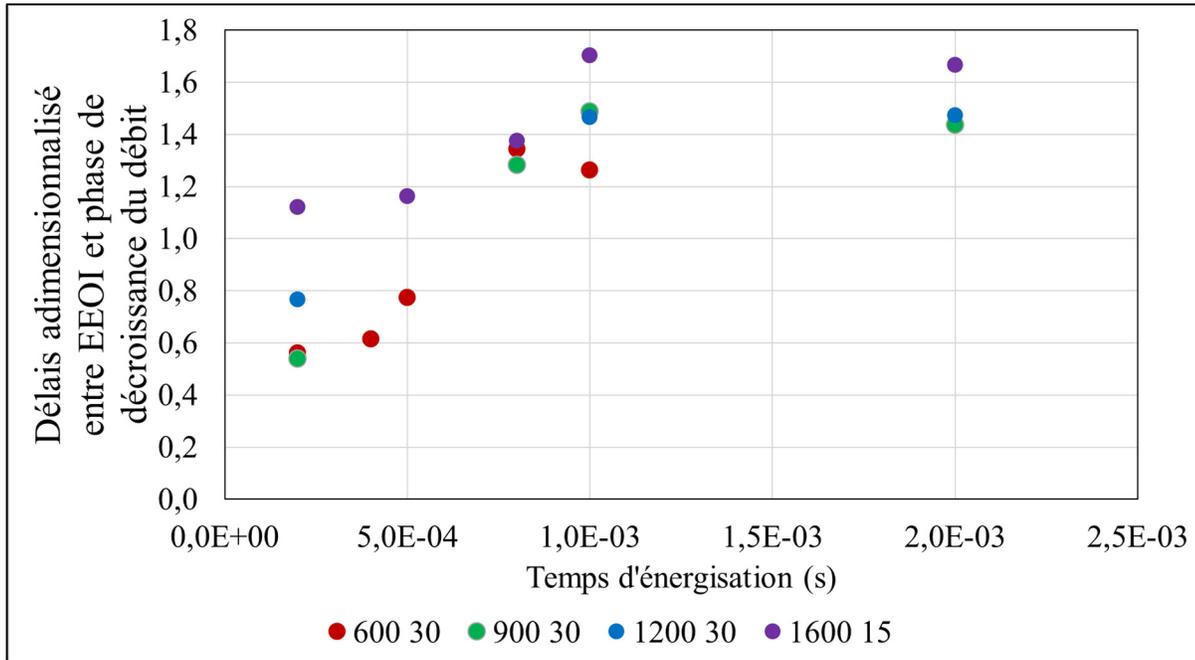


Figure 4.12 Délais entre EEOI et début de phase de décroissance du débit

Afin d'étudier qualitativement l'effet de la durée d'injection sur le taux de décroissance du débit, une translation des courbes adimensionnalisés de la Figure 4.11 est réalisée afin d'aligner les fins effectives d'injections tel que présenté à la Figure 4.13 toujours pour une pression d'injection de 900 bar et une contrepression de 30 bar. Superposé ainsi, il est observé que les taux de décroissance du coefficient d'écoulement sont également indépendants de la durée de l'injection. En supposant une dépendance du coefficient d'écoulement envers la levée de l'aiguille, ces résultats sont cohérents avec les observations de (Kastengren et al., 2009), qui observent une vitesse de descente de l'aiguille indépendante de la durée d'énergisation.

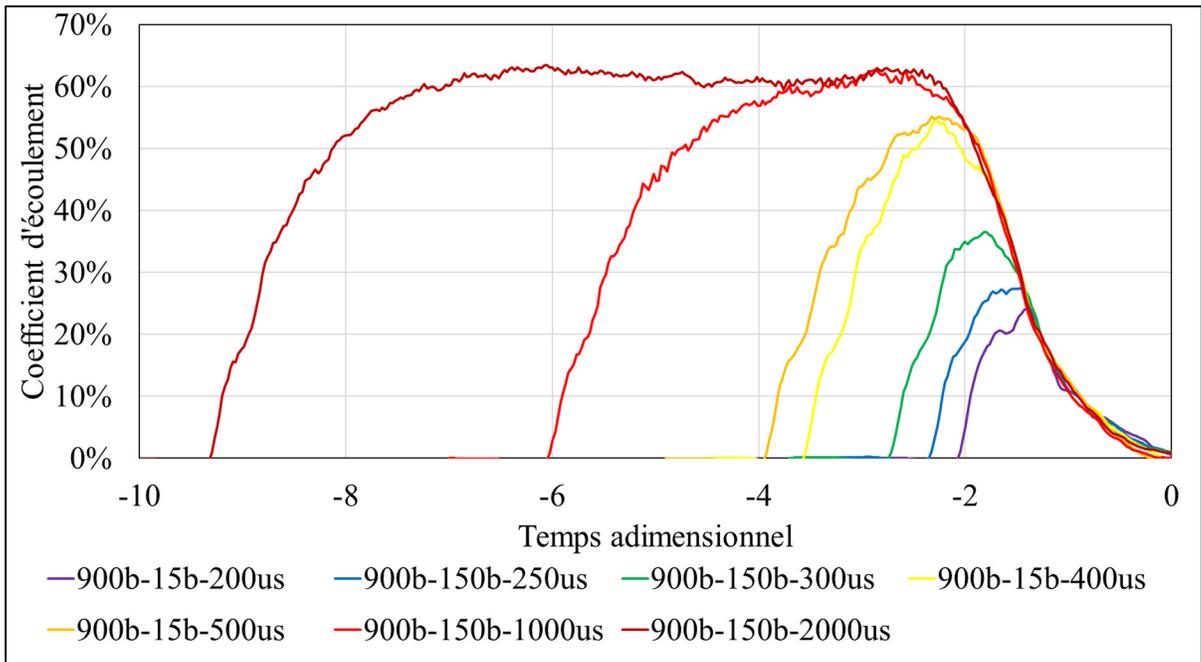


Figure 4.13 Coefficient d'écoulement en fonction du temps adimensionnel et décalé par rapport à HEOI

#### 4.5.2 Injections doubles

Dans cette section, l'effet d'injections multiples sur le comportement hydraulique d'un injecteur est étudié. Pour ce faire, des stratégies d'injections doubles composées de deux sous-injections identiques séparées par un délai  $DT$  sont utilisées. Une telle stratégie est communément appelée une « split-injection » dans la littérature. Les masses injectées, délai d'ouverture et délai de fermeture seront comparées aux injections simples de durée équivalente présentées dans la section précédente afin de déterminer s'il y a présence de couplage entre les sous-injections. Afin de considérer la présence de couplage hydraulique entre les injections constituant une stratégie d'injection double, au moins l'un des facteurs suivants devra être observé :

- Une différence de masse injectée statistiquement significative ET supérieure à la marge d'incertitude de l'appareil de mesure entre la masse injectée d'au moins une des deux sous-injections constituant la double injection et la masse injectée lors d'une injection simple de durée équivalente;

- Un délai d'ouverture statistiquement différent au délai d'ouverture observé d'une stratégie d'injection simple équivalente pour l'une des deux injections constituant l'injection double;
- Un délai de fermeture statistiquement différent au délai de fermeture observé d'une stratégie d'injection simple équivalente pour l'une des deux injections constituant l'injection double;
- Un profil de débit en fonction du temps qualitativement différent à une injection simple équivalente pour l'une des deux injections constituant l'injection double.

Les profils de débits d'une injection split dont les temps d'énergisation sont de  $200 \mu\text{s}$  et dont les pressions d'injection et contre-pression sont respectivement de 900 bars et 30 bars sont représentés pour un délai entre les injections allant de 200 à  $2500 \mu\text{s}$  sur la Figure 4.14.

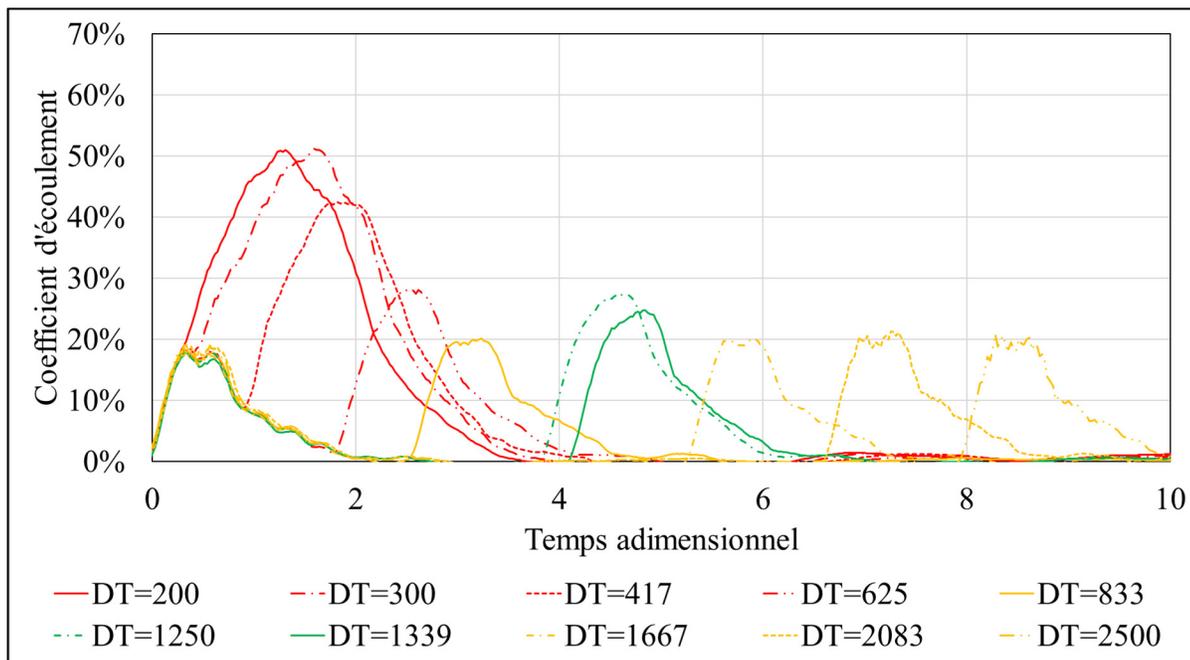


Figure 4.14 Coefficient d'écoulement pour des injections coupées d'un temps d'énergisation de  $200 \mu\text{s}$  à une pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar

Sur cette figure, différents types de couplages entre les sous-injections sont observables qualitativement en comparant l'allure, l'amplitude et l'étalement des profils de débits. Un

premier mode de couplage décrit comme fusion entre les injections par (Ferrari et Mittica,2016) est observé pour les injections dont le délai entre les injections est inférieur à  $833 \mu\text{s}$  (courbes en rouge). La fusion entre les injections est caractérisée par une injection continue causée par un délai de fermeture de l'injecteur supérieur au délai entre les injections. Dans cette thèse, une fusion entre les injections sera caractérisée de complète lorsque le coefficient d'écoulement instantané ne présente qu'un seul sommet pour les deux commandes d'injections (voir Figure 4.14 DT=200) et de partielle lorsque le coefficient d'écoulement instantané en fonction du temps présente deux sommets, soit un pour chacune des deux sous-injections (voir Figure 4.14 DT=417). De plus, par la définition du délai entre les injections utilisé dans cette thèse, deux injections de  $200 \mu\text{s}$  séparées d'un délai de  $200 \mu\text{s}$  entre les injections correspondent à une injection simple de  $400 \mu\text{s}$ .

Ainsi, en analysant les résultats de la figure 4.14, il est observé qualitativement pour un temps d'énergisation de  $200 \mu\text{s}$  et de la présence de fusion totale (DT = 200 et  $300 \mu\text{s}$ ) entre les injections que le débit maximal de la seconde injection est nettement plus élevé que pour la première injection. De plus, lors d'une fusion partielle des injections (Figure 4.14, DT = 417 et  $625 \mu\text{s}$ ), la fin de la première injection et le début de la seconde injection sont confondus et sont définis dans cette thèse comme correspondant au minima local de la courbe de débit en fonction du temps lors de la décroissance du débit entre les deux commandes d'injections (voir Figure 4.14 DT=417). Cette frontière entre les deux injections fusionnées sera utilisée lors des calculs de répartition de la masse injectée entre les deux injections.

Une autre forme de couplage peut qualitativement être observée en absence de fusion lorsque le profil de coefficient d'écoulement en fonction du temps des injections constituant une injection multiple diffère de leurs équivalents pour une injection simple. Dans le cas des stratégies « split-injection » étudiées dont les injections constitutives ont la même durée d'énergisation, une seconde injection qui diffère de la première dénote la présence de couplage entre les injections. Sur la Figure 4.14, un tel comportement est qualitativement observable pour les stratégies dont le délai entre les injections est de  $1250$  et de  $1339 \mu\text{s}$  (courbes en vert) pour lesquelles le coefficient d'écoulement maximal de la seconde injection est nettement plus

élevé que celui de la première injection. Ce couplage sera revisité lors de l'étude quantitative des masses injectées et des délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur. D'autres stratégies d'injection n'ont démontré qualitativement aucun couplage (Figure 4.14, courbes en jaune) au niveau des profils de coefficient d'écoulement en fonction du temps.

En gardant les autres conditions identiques, soit une pression d'injection de 900 bar et une contre-pression de 30 bar, les profils de coefficient d'écoulement en fonction du temps sont représentés sur la Figure 4.15 pour des injections dont la durée d'énergisation est de 500  $\mu$ s.

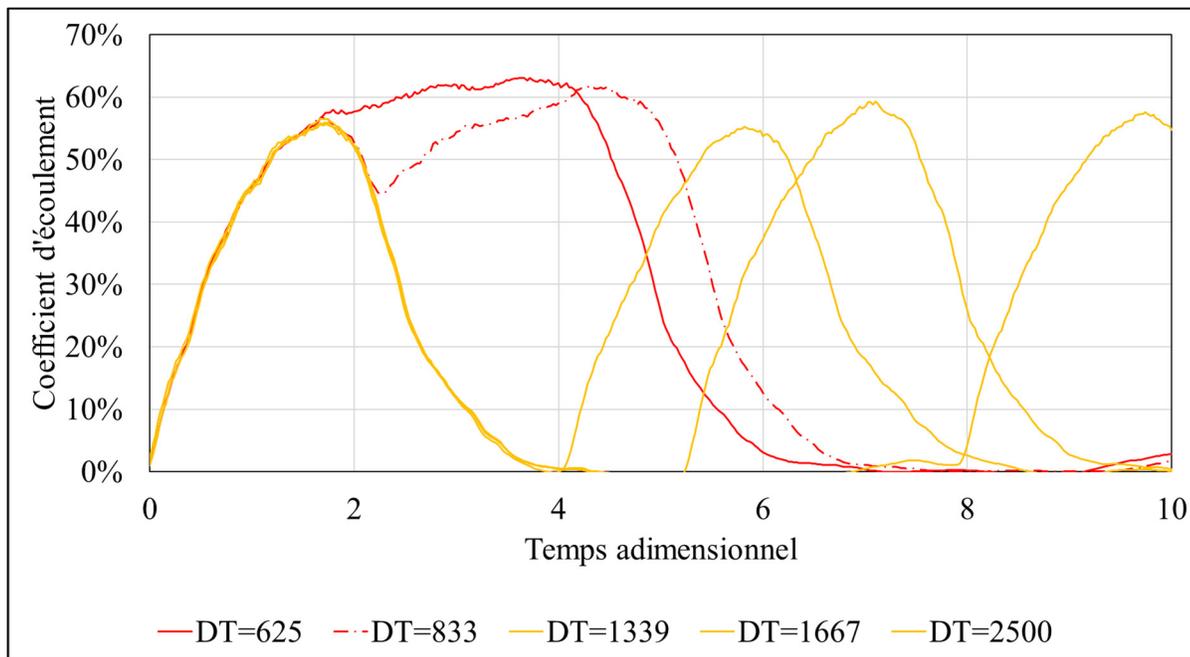


Figure 4.15 Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 500  $\mu$ s à une pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar

Sur la Figure 4.15, les profils de débits d'injections fusionnées sont représentés en rouge et les profils de débits ne suggérant qualitativement pas de couplage sont en jaune. Aucun couplage n'a été observé qualitativement en absence de fusion lors d'injections de 500  $\mu$ s. Noter qu'en comparant la Figure 4.14 à la Figure 4.15, que le comportement des injections fusionnées diffère grandement entre les injections de courte durée de 200  $\mu$ s et celles de plus longue durée de 500  $\mu$ s. Lorsqu'il y a fusion entre les injections, le coefficient d'écoulement maximal atteint par l'injection fusionnée est limité par le coefficient d'écoulement nominal de l'injecteur qui

est atteint. Le degré de couplage entre deux injections fusionnées est donc qualitativement plus important pour des injections de courte durée puisque le débit moyen lors de l'événement d'injection est davantage affecté par le degré de couplage.

Afin de vérifier quantitativement le couplage entre les injections, les masses injectées des injections constituant une injection double sont calculées puis comparées à l'injection simple de durée équivalente. Ces données sont représentées sur la Figure 4.16 pour une pression d'injection de 900 bars. Sur cette figure, la masse injectée est représentée en pourcentage par rapport à la masse qui serait injectée lors d'une injection simple de durée équivalente en temps. Une masse totale injectée relative de 200 % représente donc une stratégie d'injection ne présentant pas de couplage sur la masse totale injectée puisque la masse injectée correspond à la masse injectée lors de deux injections simples indépendantes. La masse injectée relative est représentée en fonction d'un ratio entre le délai entre les injections et le temps d'énergisation de la première injection ( $DT/ET1$ ). Le cas  $DT/ET1=1$  correspond à une injection simple dont la durée est doublée puisque la seconde injection débute immédiatement après la première injection. En comparant le comportement des injections de 200 et de 500  $\mu\text{s}$ , on observe que les plus courtes sont nettement plus influencées par la présence d'une seconde injection avec des masses injectées dépassant cinq (5) fois la masse d'une injection simple lors d'une injection double en présence de couplage contrairement à environ 250 % lorsque la durée d'injection est de 500  $\mu\text{s}$ . Le degré de couplage diminue graduellement de façon que les masses injectées des injections 1 et 2 tendent vers la masse injectée d'une injection simple lorsque  $DT/ET1$  croît, à l'exception d'une légère augmentation à  $DT/ET1$  approximativement égal à 6 pour l'Injection de 200  $\mu\text{s}$ . De plus, la masse injectée est maximale pour des valeurs de  $DT/ET1$  légèrement supérieures à 1.

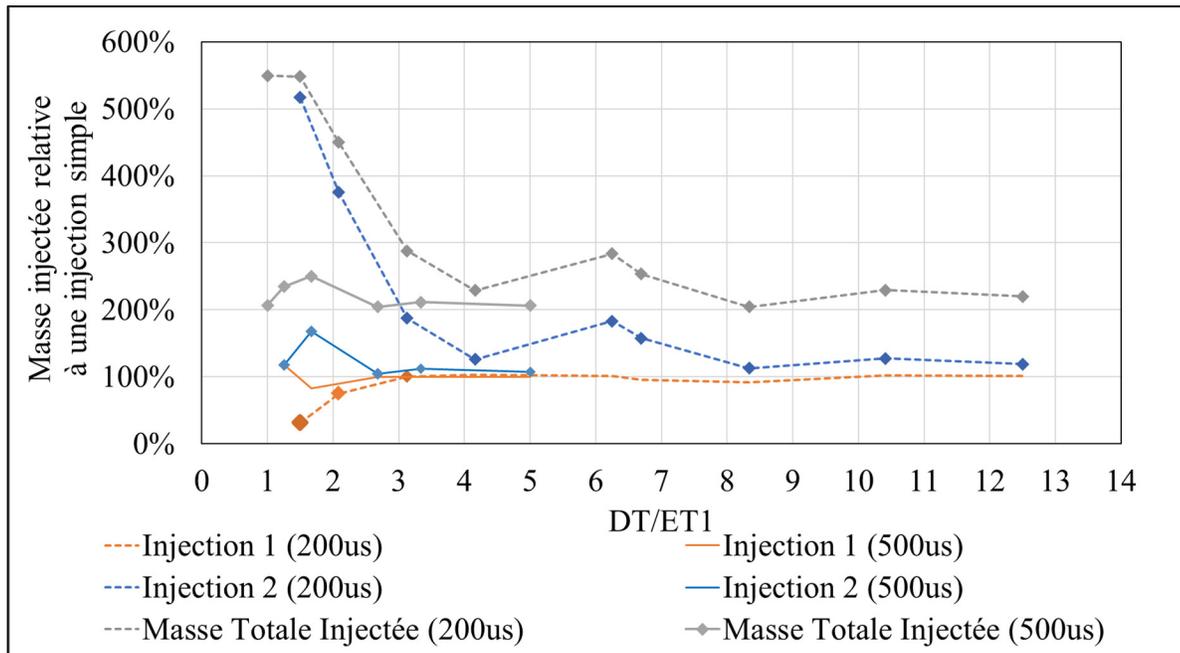


Figure 4.16 Masses relatives injectées lors d'injections doubles par rapport à une injection simple de même durée d'énergisation

Afin de comparer statistiquement les injections doubles à l'injection simple de durée d'énergisation équivalente, un test d'hypothèse de Student supposant un comportement suivant la loi normale et dont les deux variances sont inconnues mais différentes est effectué sur la quantité injectée moyenne (Montgomery, 2010). Ce test est appliqué entre la masse injectée lors d'une injection simple et les deux sous-injections d'une injection double. Un seuil de 95 % est fixé pour renverser l'hypothèse nulle qui suppose l'équivalence des moyennes entre les injections comparées. L'usage de ce test d'hypothèse statistique permet de constater que toutes les stratégies d'injection double présentent statistiquement un certain degré de couplage entre les injections puisqu'un écart statistiquement représentatif est observé entre les masses totales injectées en comparant les stratégies doubles au double de la masse injectée lors d'une injection simple.

Cependant, il est observé que la première injection est statistiquement équivalente à l'injection simple correspondante si l'on dépasse un certain seuil temporel entre les injections. Ce seuil correspond approximativement à une valeur de  $DT/ET1$  égale ou supérieure à 2 pour les

résultats représentés sur la Figure 4.16. Les points de mesure pour lesquels l'hypothèse nulle du test de Student est invalidée sont indiqués sur la Figure 4.16 par des marqueurs en losanges. La seconde injection présente cependant un degré de couplage variant grandement en fonction de la durée d'énergisation et du délai entre les injections en ayant une masse injectée pouvant atteindre près de cinq fois la masse injectée de l'injection simple équivalente pour de très faibles durées d'énergisation et en présence de fusion entre les injections. Certaines stratégies d'injections faisant intervenir une plus grande durée d'énergisation présentent cependant un degré de couplage très faible qui bien que statistiquement représentatif reste inférieur à la marge d'incertitude de l'appareil de mesure calculée dans l'Annexe C. Il est également observé que les injections de plus longues durées sont moins sensibles au couplage puisque la masse totale injectée varie beaucoup moins que les injections de courte durée, car la dynamique transitoire de l'aiguille ne joue plus un rôle prépondérant pour les injections plus longues.

Cette augmentation de la masse injectée via un couplage entre plusieurs injections a été observé expérimentalement par (Ferrari et al.2015) et par (Herfatmanesh et al,2013a). L'usage de stratégies d'injections multiples à de faibles valeurs de  $DT/ET1$  amène une surinjection de carburant par rapport à deux injections simples découplées. Ceci peut avoir pour impact de décaler un point d'opération lorsqu'utilisée dans un moteur à allumage par compression sans ajustement pour compenser la surinjection de carburant. Le couplage maximal sur la masse injectée est observé pour les injections pour lesquelles on observe une fusion partielle avec un rapport  $DT/ET1$  d'environ 1,5.

Le délai d'ouverture en injection double est maintenant caractérisé pour la seconde injection seulement, car le délai d'ouverture de la première injection est identique au délai observé dans le cas d'injections simples. La Figure 4.17 présente donc l'influence du délai  $DT/ET1$  sur le délai d'ouverture de l'injecteur pour lequel on observe peu de variation en fonction de la pression d'injection et la durée d'énergisation, sur la plage étudiée. Sur cette figure, le délai d'ouverture de la seconde injection est exprimé en pourcentage du délai d'ouverture de la première injection. Les différents points de données correspondent aux stratégies d'injection doubles présentées dans la section 4.4 dont les plages de paramètres étudiés sont rappelées ci-dessous :

- Pression d'injection variant de 60 MPa à 1600 MPa,
- Contre-Pression variant de 1,5 à 3 MPa,
- Temps d'énergisation entre 200 et 500  $\mu$ s,
- Délai entre les injections variant entre 300  $\mu$ s et 2500  $\mu$ s.

Le délai d'ouverture de l'injecteur varie beaucoup pour des valeurs de DT/ET1 inférieures à 2, valeur pour laquelle une fusion partielle ou complète des injections est observée. Une certaine indépendance du délai d'ouverture en fonction du délai DT/ET1 est observée à partir d'un seuil d'environ 4. De plus, on observe que le délai d'ouverture tend vers le délai d'ouverture d'une injection simple pour de grandes valeurs de DT/ET1, valeurs pour lesquelles les injections deviennent indépendantes et peuvent être traitées comme deux injections simples distinctes. Noter également que certaines fluctuations du délai d'ouverture de l'injecteur sont observées au-dessus de ce seuil approximatif de 4. Une légère diminution du délai d'ouverture est observée pour des injections correspondant à un délai DT/ET1 de 6,25 pour des injections de 200  $\mu$ s. Une surinjection de masse est également reportée dans ces conditions sur la Figure 4.16.

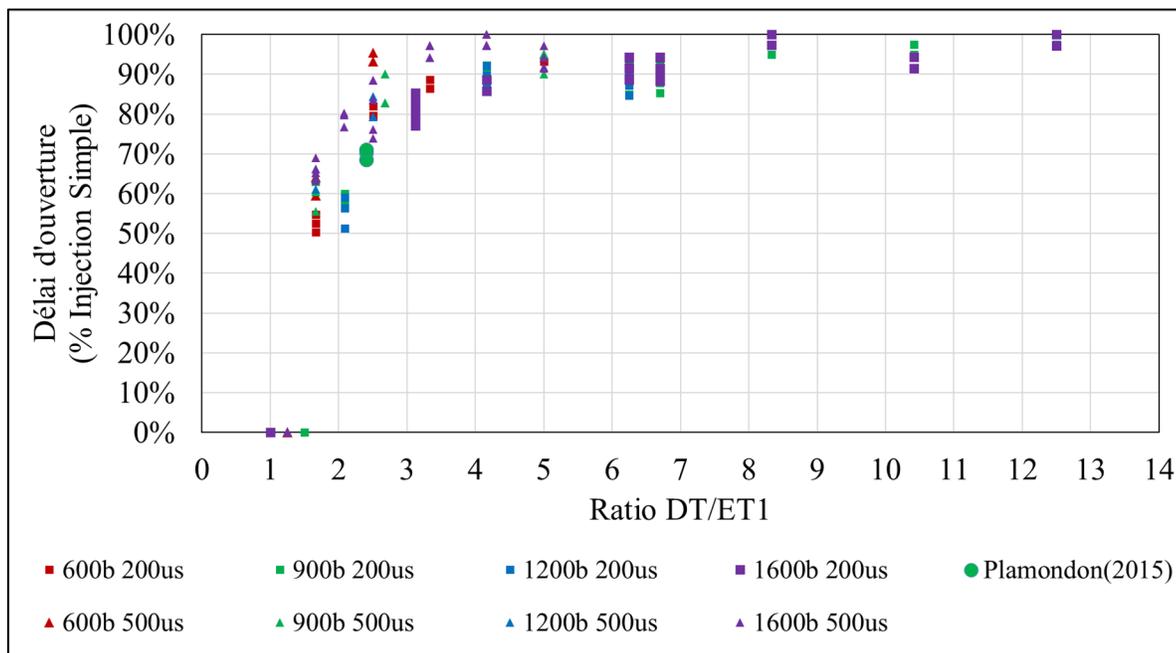


Figure 4.17 Effet du ratio DT/ET1 sur le délai d'ouverture de la seconde injection

Dans le cas du délai de fermeture de la seconde injection, comme celui-ci varie avec la durée d'injection, une certaine tendance similaire à celle de l'ouverture peut être observée, cependant les données expérimentales présentent une plus grande variabilité. Ainsi, le délai de fermeture d'une injection est principalement affecté par  $DT/ET1$ . L'effet du ratio  $DT/ET1$  sur le délai de fermeture de la seconde injection est illustré sur la Figure 4.18. De la même façon que pour le délai d'ouverture de l'injection, un temps d'énergisation plus long a pour effet de réduire l'écart entre une le délai de fermeture de la seconde injection couplée par rapport à une injection simple du même temps d'énergisation. On peut également observer que le délai de fermeture de la seconde injection augmente lorsque les injections se rapprochent. La combinaison d'un délai d'ouverture de l'injection plus court à un délai de fermeture plus long a pour effet d'augmenter la durée effective d'injection pour des injections rapprochées.

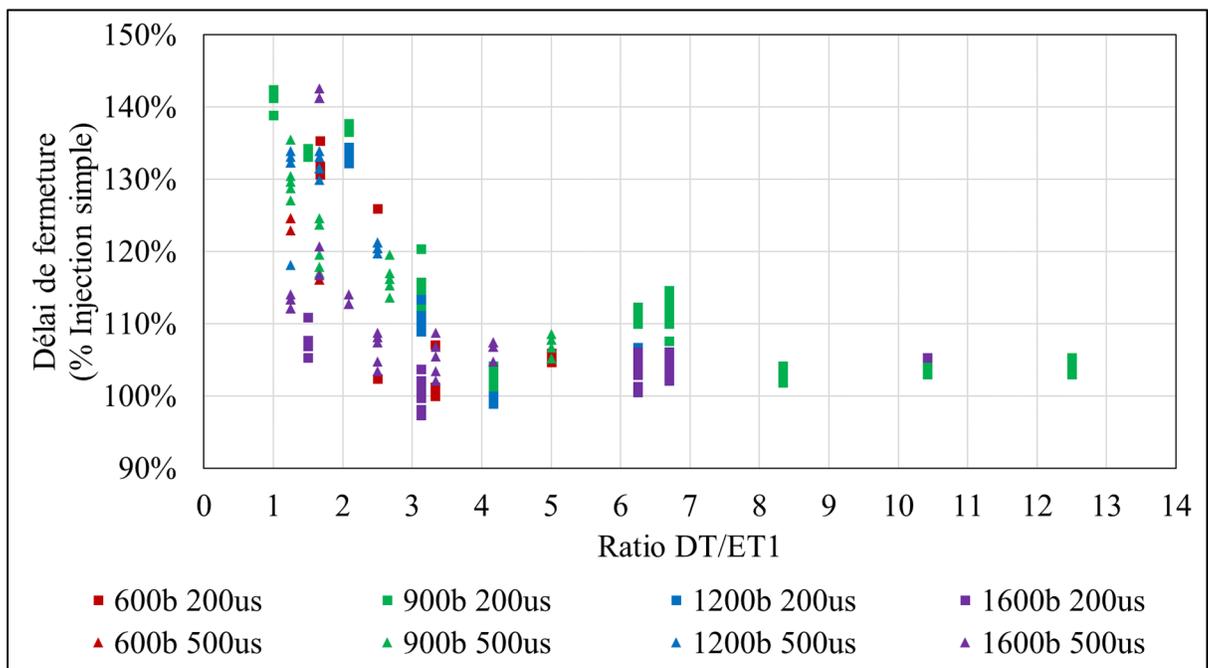


Figure 4.18 Effet du ratio  $DT/ET1$  sur le délai de fermeture de la seconde injection

La relation entre l'effet de couplage sur la seconde injection et le ratio  $DT/ET1$  peut être attribuable à la dynamique interne de l'injecteur et à l'historique des déplacements de l'aiguille de l'injecteur. Lors d'une injection de carburant, la vitesse de levée de l'aiguille est approximativement constante du délai d'ouverture jusqu'à l'atteinte de la levée maximale

(Kastengren et al., 2009) et qui a été observé dans cette thèse par la superposition des courbes de coefficient d'écoulement (Figure 4.7). De façon similaire, la vitesse de descente de l'aiguille est approximativement constante à partir du délai de réponse de l'aiguille à la fermeture jusqu'à la fermeture complète de l'injecteur (Kastengren et al., 2009). Il est donc possible de considérer le ratio  $DT/ET1$  comme un indice simple de la levée actuelle de l'aiguille au moment de la seconde commande d'injection. Un ratio  $DT/ET1$  trop faible implique donc une course de descente incomplète lorsque la seconde injection débute, amenant à la fusion entre les injections. Un ratio  $DT/ET1 \gg ET1$  implique que les injections sont suffisamment éloignées en temps pour qu'aucun couplage par fusion n'intervienne. Cependant, comme les stratégies d'injection étudiées dans cette étude sont symétriques, il n'est pas possible d'identifier expérimentalement si le délai d'ouverture dépend du temps d'énergisation de la première injection, de la seconde injection ou d'une combinaison des deux. Cependant, comme le début effectif de la seconde injection se produit avant la fin de la commande électrique de la seconde injection, il est logique de conclure que la durée de la première injection doit être retenue. L'étude d'injections triples permettrait d'établir s'il est possible d'obtenir un indice global de couplage.

Sur les Figure 4.17 et 4.18, on peut également observer une diminution du délai d'ouverture et une augmentation du délai de fermeture pour un ratio  $DT/ET1$  de 6,5 pour une injection de  $200\mu s$ . Ce ratio  $DT/ET1$  de 6,5 correspond aux stratégies dont les délais entre les injections sont de 1200 et 1339  $\mu s$  présentant un fort degré de couplage représentées en vert sur la Figure 4.14. Cette diminution du délai d'ouverture combinée à une augmentation du délai de fermeture mène à une augmentation de la durée effective de l'injection. De plus, comme le coefficient d'écoulement nominal n'est pas atteint, une augmentation de la durée effective de l'injection permet d'atteindre un débit maximal plus élevé qu'en absence de couplage. Il est donc probable que la cause principale de la surinjection de carburant soit attribuable à cette augmentation de la durée effective de l'injection bien qu'aucune cause à cette augmentation de la durée effective ne soit identifiée.

En bref, les résultats expérimentaux ont permis de faire les observations suivantes : Dans le cas d'injections simples, le délai d'ouverture de l'injection ne dépend que de la pression

d'injection parmi les paramètres de contrôle étudiés. De plus, une similitude est observée entre les taux de croissance du coefficient d'écoulement à différentes pressions d'injections lorsqu'exprimés dans une échelle de temps relative au délai d'ouverture de l'injecteur. Le délai de fermeture de l'injecteur dans le cas d'injections simples est affecté par la durée d'énergisation de l'injection et par la pression d'injection. Cependant bien que le délai de fermeture varie avec le temps d'énergisation, une similitude est observée au niveau du taux de décroissance du coefficient d'écoulement pour différentes durées d'énergisation et pressions d'injections.

En injection double, lorsqu'un couplage entre les deux injections se produit, une dépendance est observée entre les délais d'ouverture et de fermeture de la seconde injection et l'injection qui la précède. Une corrélation forte est observée entre le temps d'ouverture de la seconde injection par rapport au ratio entre la durée de l'injection ( $ET1$ ) qui la précède et l'écart en temps entre les deux injections ( $DT$ ). Une dépendance similaire est observée entre l'effet du couplage entre les injections sur le délai de fermeture de la seconde injection et ce ratio  $ET1/DT$ . Cependant une plus grande variabilité est observée, signifiant la probable dépendance envers un autre paramètre de contrôle. Ce ratio peut être considéré comme un indice simple de la levée d'aiguille au début de la seconde commande d'injection et peut servir pour prédire la présence de fusion entre les injections.

Aucune tendance particulière n'est observée permettant d'expliquer la cause de couplage en absence de fusion (fort  $DT$ ). Cependant, une augmentation de la durée effective d'injection est observée pour les injections présentant du couplage en absence de fusion, suggérant que l'ouverture prématurée et la fermeture retardée de l'injection peuvent être responsables d'augmentation de la masse injectée. Cette hypothèse sera étudiée dans le prochain chapitre à l'aide d'un modèle phénoménologique simple calibré sur les résultats expérimentaux.

Tout d'abord, les fluctuations de pression présentes dans la conduite d'amenée de carburant peuvent entraîner une fluctuation du débit injecté. L'étude analytique d'une fluctuation de pression en entrée de canal de l'injecteur sur le débit d'injection est en soit un sujet d'étude difficile. Cependant, l'usage de solutions analytiques en régime permanent permettent

d'estimer un impact approximatif d'une fluctuation de longue durée sur un écoulement quasi-stationnaire. Les fluctuations de pressions mesurées dans la conduite d'amenée de carburant sont de l'ordre de 5 % de la pression de carburant nominale, ce qui entrainerait un accroissement du débit d'environ  $\sqrt{5}$  %, accroissement nettement inférieur à l'écart observé expérimentalement. Il est également observé expérimentalement que la durée effective de l'injection croît avec une augmentation de la pression via une réduction du délai d'ouverture de l'injecteur et une augmentation du délai de fermeture de l'injecteur. Bien que la cause de ces variations de délais ne soit pas identifiée par l'expérience, cette augmentation de la durée effective d'ouverture peut avoir un impact significatif sur la quantité injectée. Il serait également possible que les fluctuations de pression mesurées dans la conduite d'amenée puissent jouer un rôle dans le comportement transitoire d'ouverture et de fermeture de l'injecteur et contribuer à la modification des délais.

#### **4.6 Synthèse de chapitre**

Dans ce chapitre, l'étude expérimentale du comportement hydraulique d'un injecteur commercial à action indirecte par solénoïde lors d'injections doubles symétriques a été réalisée afin d'étudier les phénomènes d'interaction entre les injections de carburant rapprochées dans le temps. Les résultats lors d'injections simples ont permis de valider la méthode de mesure à l'aide de résultats provenant de la littérature scientifique. Les données en injections simples adimensionnalisées ont également été utilisées comme base comparative afin de d'étudier les injections multiples.

Il a d'abord été observé que l'ensemble des injections doubles mesurées présentaient un degré de couplage statistiquement représentatif bien que le couplage observé décroisse rapidement avec le délai entre les injections. Les résultats expérimentaux lors d'injections multiples ont permis d'observer que les délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur lors de la seconde injection varient avec le délai entre les injections. Lors de l'adimensionnalisation des résultats en injections doubles, il a également été observé qu'un paramètre d'éloignement défini comme le ratio entre le délai séparant les débuts de commandes d'injection et la durée d'énergisation

permettait d'observer une similitude au niveau des délais d'ouverture et de fermeture de la seconde injection. Deux types de comportements sont observés au niveau des délais d'ouverture et de fermeture de la seconde injection. Un premier comportement mène à un délai d'ouverture plus court et un délai de fermeture plus long lorsque les injections sont fusionnées ou près du seuil d'un seuil de fusion défini avec un paramètre d'éloignement défini par le ratio  $DT/ET$ . Un second comportement, est également observé sous la forme d'une augmentation ponctuelle du délai de fermeture ainsi qu'une diminution locale du délai d'ouverture lorsque les injections sont approximativement séparées par un délai de 1250  $\mu s$ , menant à une surinjection de carburant pour deux injections non fusionnées. Les résultats recueillis dans ce chapitre ont permis l'observation de plusieurs phénomènes de couplage hydrauliques entre les injections et de caractériser le comportement de l'injecteur lors d'injections de courte durée, permettant l'atteinte partielle des objectifs 2 et 3 de cette thèse. Les prochains chapitres combineront les résultats de ce chapitre à d'autres approches d'analyse afin d'atteindre l'atteinte complète des objectifs 2 et 3.



## CHAPITRE 5

### MODÉLISATION DU PHÉNOMÈNE DE COUPLAGE HYDRAULIQUE AVEC UN MODÈLE PHÉNOMÉNOLOGIQUE SIMPLE

#### 5.1.1 Objectifs du chapitre

Dans cette section, un modèle dynamique simple calibré à l'aide des résultats expérimentaux est utilisé afin de vérifier s'il est plausible que l'augmentation de la durée effective d'injection soit la cause principale de la surinjection de masse observée en présence de couplage lors d'injections doubles. Cette section est subdivisée de la façon suivante : une présentation du modèle dynamique est effectuée suivi d'une validation de celui-ci à l'aide des données expérimentales en comparant le comportement du modèle aux résultats expérimentaux. Le modèle est par la suite utilisé pour étudier l'impact de l'augmentation de la durée effective d'injection sur la masse injectée. Ce chapitre permettra donc l'atteinte partielle des sous-objectifs 2 et 3 de cette thèse.

#### 5.1.2 Formulation du modèle empirique simple

Comme l'objectif principal de cette section est d'étudier l'impact d'une augmentation de la durée effective de l'injection sur la masse injectée, le modèle dynamique proposé repose sur l'hypothèse que le taux de croissance et de décroissance du coefficient d'écoulement par rapport à une échelle de temps corrigée par le délai d'ouverture ne varient pas en fonction de la pression d'injection ou de la durée d'énergisation tel qu'illustré à l'aide des résultats expérimentaux aux Figure 4.7, Figure 4.9, Figure 4.11 et Figure 4.13.

Ce modèle repose sur la solution analytique de la réponse impulsionnelle d'un système dynamique linéaire du 1<sup>er</sup> ordre (Nise, 2007). Le modèle utilisé consiste en une fonction découpée en trois phases distinctes, soit la phase de délai d'ouverture pour laquelle aucun débit n'est mesuré à la sortie de l'injecteur, la phase de débit croissant se poursuivant jusqu'à un

certain temps après la fin de la commande d'injection tel qu'observé précédemment et la phase de débit décroissant se poursuivant jusqu'à la fin effective de l'injection.

Une constante de temps de montée pour l'ensemble des conditions d'injections étudiées est calibrée statistiquement à l'aide des résultats expérimentaux en injections simples. Cette constante de temps constante assure un taux de croissance du débit fixe tel qu'observé expérimentalement. Le délai d'ouverture de l'injecteur est modélisé via un décalage de la réponse du système à la commande. Le délai d'ouverture est observé expérimentalement comme étant un multiple de la constante de temps de croissance du coefficient d'écoulement. Lors de la phase de montée, le débit massique est défini avec une équation de la forme présentée à l'équation (5.1). Cette forme d'équation correspond à la réponse à un échelon d'un système linéaire du 1<sup>er</sup> ordre ayant une condition initiale non nulle. La condition initiale non nulle est nécessaire afin de permettre la simulation d'une seconde injection en présence de fusion entre les deux injections. Lors de la première injection d'une séquence,  $C_{D_{initial}}$ , c'est-à-dire le coefficient d'écoulement initial, est nul. Dans l'équation 5.1,  $t$  est le temps les indices «ss» et «ouv» indiquent le régime permanent (steady-state) et l'ouverture de l'aiguille respectivement.

$$C_D(t) = C_{D_{ss}} + (C_{D_{initial}} - C_{D_{ss}}) e^{-\left(\frac{t-t_{ouv}}{\tau_{levee}}\right)} \quad (5.1)$$

De la même façon, une constante de temps de descente,  $\tau_{descente}$ , est déduite des résultats expérimentaux en injections simples pour simuler le taux de décroissance du débit après fermeture de l'injecteur. Lors de la phase de décroissance du débit, une exponentielle décroissante partant du coefficient d'écoulement en régime permanent de la forme suivante est utilisée tel qu'exprimé par l'équation 5.2.

$$C_D(t) = C_{D_{ss}} e^{-\left(\frac{t-t'}{\tau_{descente}}\right)} \quad (5.2)$$

Le paramètre  $t'$  est obtenu en assurant la continuité entre (5.1) et (5.2) au moment où le coefficient d'écoulement commence à décroître.

Les temps de réponse étant donné la nature non-linéaire d'un injecteur réel sont introduits via des délais d'ouverture et délais de fermeture dérivés des résultats expérimentaux. Ainsi, une équation empirique (Équation 5.3) pour le délai d'ouverture déduite des résultats expérimentaux ne faisant intervenir que la pression d'injection malgré qu'il soit établi dans la littérature que ce délai varie également en fonction de la viscosité du carburant (Plamondon, 2015). Dans l'équation (5.3) la pression est exprimée en Pascals et le temps en secondes.

$$NOD = 0,0004 - (6 \times 10^{-13} * P_{inj}) \quad (5.3)$$

Dans le cas du délai de fermeture, celui-ci est observé comme étant fonction de la durée d'injection et de la pression d'injection. Une fonction à deux variables est utilisée pour modéliser empiriquement le comportement de l'injecteur. De plus, il a été observé expérimentalement que le délai de fermeture de l'injecteur devient invariant de la durée d'énergisation pour des injections supérieures à 1 ms. Cet effet est modélisé à l'aide d'une sigmoïde en fonction de la durée d'injection. Il est également observé que le délai d'ouverture croît avec la pression maximale, cependant le délai maximal est observé comme étant invariant par rapport à la pression d'injection. Ce comportement est modélisé en utilisant une surface sigmoïde de la forme présentée à l'équation (5.4). Un coefficient de corrélation de 95 % est obtenu avec les résultats en injections simples en utilisant cette relation avec les coefficients empiriques suivants :  $A = 0.0011$ ,  $B = 4990$ ,  $C = 7,5 \times 10^{-9}$  et  $D = 1,28$ . Comme pour les corrélations suivantes, le temps d'énergisation et le délai de fermeture sont exprimés en secondes et la pression est exprimée en Pascal. Ces coefficients sont obtenus à l'aide des résultats collectés lors d'injections simples pour une durée d'injection variant entre 200 et 2000  $\mu$ s et une contre-pression entre 60 et 160 MPa.

$$NCD(P_{inj}, ET) = \frac{A}{1 + \exp(-B * ET - C * P_{inj} + D)} \quad (5.4)$$

Le temps caractéristique de levée de l'injecteur (Équation (5.5)) est obtenu empiriquement à l'aide des résultats en injections simples. Le temps caractéristique de levée est modélisé comme étant directement proportionnel au délai d'ouverture. Cette relation simple est utilisée puisqu'une superposition des courbes de coefficients d'écoulement en fonction du temps adimensionnalisés a été observée dans les résultats expérimentaux. De la même façon, la constante de temps de descente est considérée comme proportionnelle au délai d'ouverture lors d'une injection simple. Pour les deux équations, la constante (A) est prise comme étant égale à 0,5 imposant ainsi une symétrie entre l'ouverture et la fermeture afin de permettre l'obtention d'une solution analytique pour la formulation de la masse totale injectée.

$$\tau_{levée} = 0,5 * NOD \quad (5.5)$$

$$\tau_{descente} = 0,5 * NOD \quad (5.6)$$

Lors d'injections multiples, il a été observé expérimentalement que le délai d'ouverture et de fermeture varient dans le cas de la seconde injection. Il a également été observé expérimentalement que le délai DT/ET1 pouvait être utilisé afin de prédire la présence de fusion entre les injections. La contribution du phénomène de fusion sur le délai d'ouverture de l'injecteur est donc modélisée empiriquement à l'aide d'un facteur de correction faisant intervenir DT/ET1. Cette relation empirique est présentée à l'équation (5.6) et repose sur les deux principes suivants: Une injection double dont DT/ET est unitaire doit se comporter comme une injection simple dont la durée d'énergisation est la somme de durées d'énergisation ET1 et ET2 et doit donc avoir un délai d'ouverture nul. Le comportement d'une injection dont le délai DT/ET tend vers l'infini doit tendre vers le comportement d'une injection simple. Une relation exponentielle avec un facteur permettant d'ajuster la courbure est utilisée pour modéliser ce comportement.

L'équation empirique utilisée est présentée ci-dessous à la relation (5.7). Cette relation est valide pour des valeurs de DT/ET allant de 1 jusqu'à l'infini et ne couvre que l'influence de la fusion entre les injections sur le délai d'ouverture. Le modèle proposé est superposé aux résultats expérimentaux de la section précédente à la Figure 5.1. Sur cette figure, il est

observable que la diminution ponctuelle du délai d'ouverture en absence de couplage à un DT/ET de 6,5 ne peut être représentée par ce modèle empirique.

$$NOD_{couplage\ fusion} = \left[ 1 - \exp\left(\frac{1}{1,25} \left(1 - \frac{DT}{ET1}\right)\right) \right] NOD(Pinj) \quad (5.7)$$

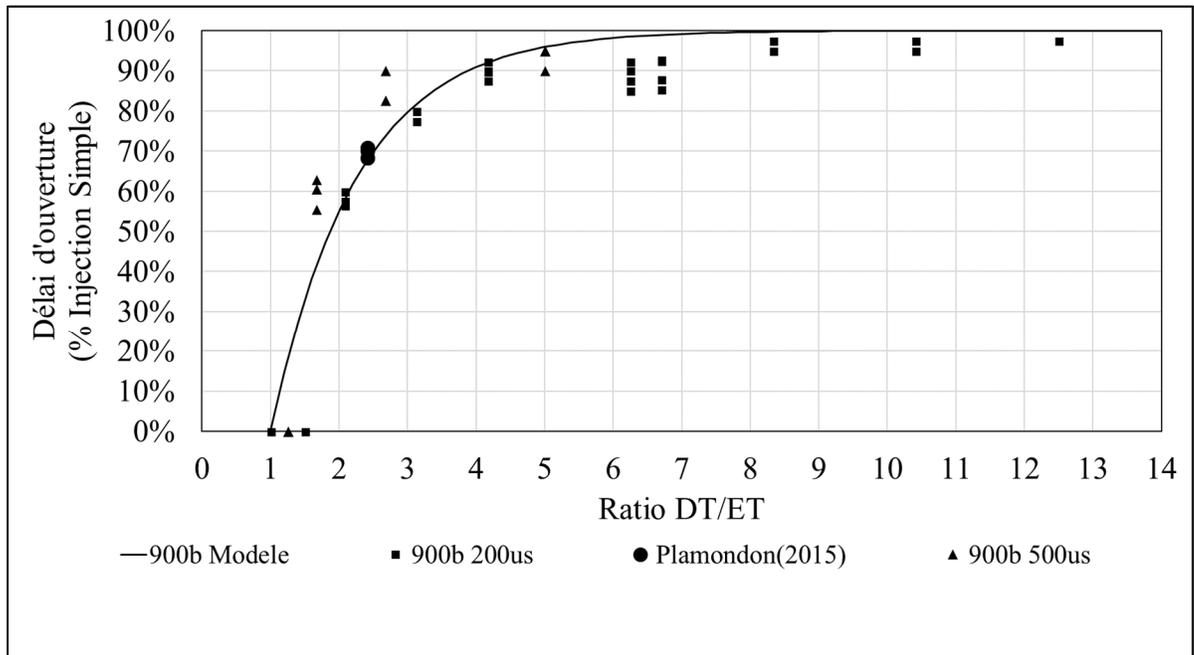


Figure 5.1 Modèle empirique du délai d'ouverture d'une seconde injection couplée à l'injection précédente

De la même façon, l'effet du couplage observé expérimentalement sur le délai de fermeture de l'injecteur est modélisé avec une exponentielle décroissante dont la valeur tend vers le comportement d'une injection simple pour de très longues durées d'injections. Comme pour le délai d'ouverture, un rapport DT/ET unitaire a pour effet de prolonger l'injection précédente qui se comportera comme une injection simple de plus longue durée dont la durée d'énergisation est la somme des durées d'énergisation individuelles des sous-injections. Le modèle empirique utilisé pour représenter l'effet d'une plus grande durée d'injection lors de couplage est présenté à la relation (5.8). Cette équation comprend le délai entre les injections DT et les durées d'énergisation de la première et seconde injection (ET1 et ET2) ainsi que le délai de fermeture en absence couplage qu'elle corrige et qui permet d'inclure l'effet de la

pression d'injection. Les délais de fermeture exprimés en pourcentage du délai d'ouverture d'une injection simple des données expérimentales de la section précédente sont comparés aux résultats de obtenus à l'aide du modèle à la Figure 5.2.

Le modèle démontre un comportement similaire au délai observé expérimentalement mais sous-estime le couplage modélisé par rapport aux résultats expérimentaux. Cette sous-estimation est introduite par la condition fixée par le modèle à  $DT/ET=1$  pour laquelle une injection double correspond à une longue injection longue dont le délai de fermeture est attendu comme équivalent à celui d'une injection simple longue de durée  $ET1+ET2$ .

$$\begin{aligned}
 & NCD_{couplagefusion} \\
 &= \left[ \left( \frac{NCD(ET1 + ET2)}{NCD(ET2)} - 1 \right) * \exp\left(1/2 * \left(1 - \frac{DT}{ET1}\right)\right) \right. \\
 & \quad \left. + 1 \right] NCD(ET2, P_{inj}) \quad (5.8)
 \end{aligned}$$

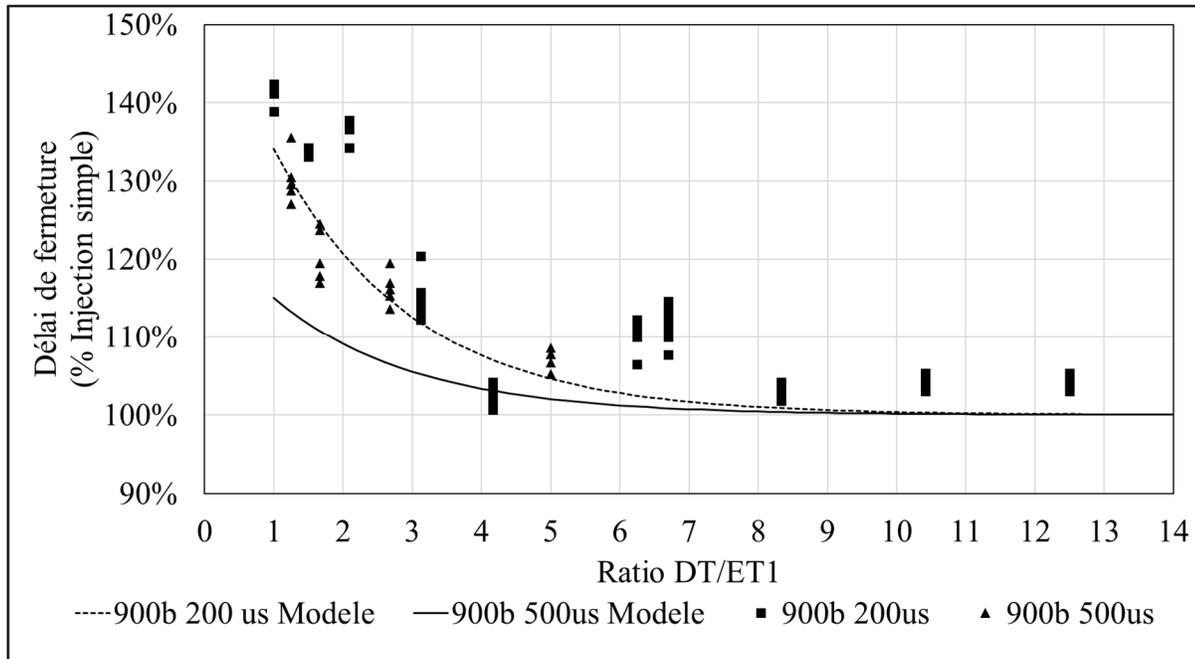


Figure 5.2 Modèle empirique du délai de fermeture d'une seconde injection couplée à l'injection précédente

La masse totale injectée est la somme des masses injectées des phases de croissances et de décroissances des injections constituantes. La masse injectée Équation (5.9) peut être intégrée directement à partir du modèle dynamique linéaire construit autour des équations (5.1) à (5.8). L'équation résultant, correspondant à une somme de différentes exponentielles nécessite le calcul de différentes constantes de temps correspondant aux positions temporelles où les différentes courbes du modèle par morceaux se rejoignent. Les expressions permettant de calculer les différentes constantes nécessaires pour estimer analytiquement la masse injectée sont regroupées à l'équation (5.10). Les constantes  $t_{11}$  et  $t_{12}$  correspondent aux débuts hydrauliques de la première et de la seconde injection.  $t_{21}$  et  $t_{22}$  correspondent aux temps où le débit commence à chuter à la suite de la fin de la commande d'injection.  $t_{31}$  et  $t_{32}$  correspondent à la fin effective de la première et la fin de la seconde injection.  $t'$  et  $t''$  sont des constantes de temps calculées de façon à définir un coefficient d'écoulement de 0,1% au délai de fermeture mesuré.  $C_{Dini,2}$  correspond à la valeur du coefficient d'écoulement au moment du début hydraulique de la seconde injection.

$$\begin{aligned}
m_f = A \sqrt{2\rho_f \Delta P} & \left[ C_{Dss} (t_{21} - t_{11} + t_{22} - t_{12}) \right. \\
& + \tau C_{Dss} \left( e^{-\frac{(t_{21}-t_{11})}{\tau}} + e^{-\frac{(t_{21}-t')}{\tau}} - e^{-\frac{(t_{12}-t')}{\tau}} \right. \\
& \left. \left. + e^{-\frac{(t_{22}-t'')}{\tau}} - e^{-\frac{(t_{32}-t'')}{\tau}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{5.9}$$

$$\begin{aligned}
& + \tau (C_{Dini,2} - C_{Dss}) \left( e^{-\frac{(t_{12}-t_{ouv2})}{\tau}} - e^{-\frac{(t_{22}-t_{ouv2})}{\tau}} \right) \Big] \\
t_{11} & = 0,0004 - (6 \times 10^{-13} * P_{inj}) \\
t_{21} = t_{22} & = \frac{1}{C_{Dss}} \left[ e^{\frac{t'}{\tau}} + (C_{Dss}) e^{\frac{t_{11}}{\tau}} \right] \\
t_{31} & = ET1 + \frac{A}{1 + \exp(-B * ET - C * P_{inj} + D))} \\
t' & = \tau \ln(0,001) + t_{31}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned}
t_{12} &= ET1 + DT + [0,0004 - (6 \times 10^{-13} * P_{inj})] \\
&\cdot \left[ 1 - \exp\left(\frac{1}{1,25} \left(1 - \frac{DT}{ET1}\right)\right) \right] \\
t_{22} &= \frac{1}{C_{DSS}} \left[ e^{\frac{t''}{\tau}} + (C_{DSS} - C_{Dini,2}) e^{\frac{t_{12}}{\tau}} \right] \\
t_{32} &= ET1 + DT + ET2 + \left[ \frac{A}{1 + \exp(-B * ET - C * P_{inj} + D)} \right] \\
&\cdot \left[ \left( \frac{NCD(ET1 + ET2)}{NCD(ET2)} - 1 \right) * \exp\left(1/2 * \left(1 - \frac{DT}{ET1}\right) + 1 \right) \right] \\
t'' &= \tau \ln(0,001) + t_{32} \\
C_{Dini,2} &= C_{DSS} e^{-\left(\frac{t_{12}-t'}{\tau}\right)}
\end{aligned}$$

### 5.1.3 Validation du modèle avec les données expérimentales

Afin de valider la capacité du modèle à prédire les courbes de débits injectés afin d'éventuellement étudier le phénomène de surinjection due à la fusion des injections, les résultats de simulations sont d'abord comparés aux résultats en injections simples sur lesquels le modèle est calibré. Il est observé que le modèle permet une bonne approximation des débits injectés tel qu'illustré sur la Figure 5.3 qui reproduit les résultats expérimentaux de la Figure 4.11. Sur les résultats traités en injections simples, l'erreur de prédiction du modèle est de l'ordre de 15 % et est maximale pour les injections de plus courte durée. Sur la Figure 5.3, l'erreur maximale de prédiction correspond à une sur-prédiction de 12 % est obtenue sur la masse injectée.

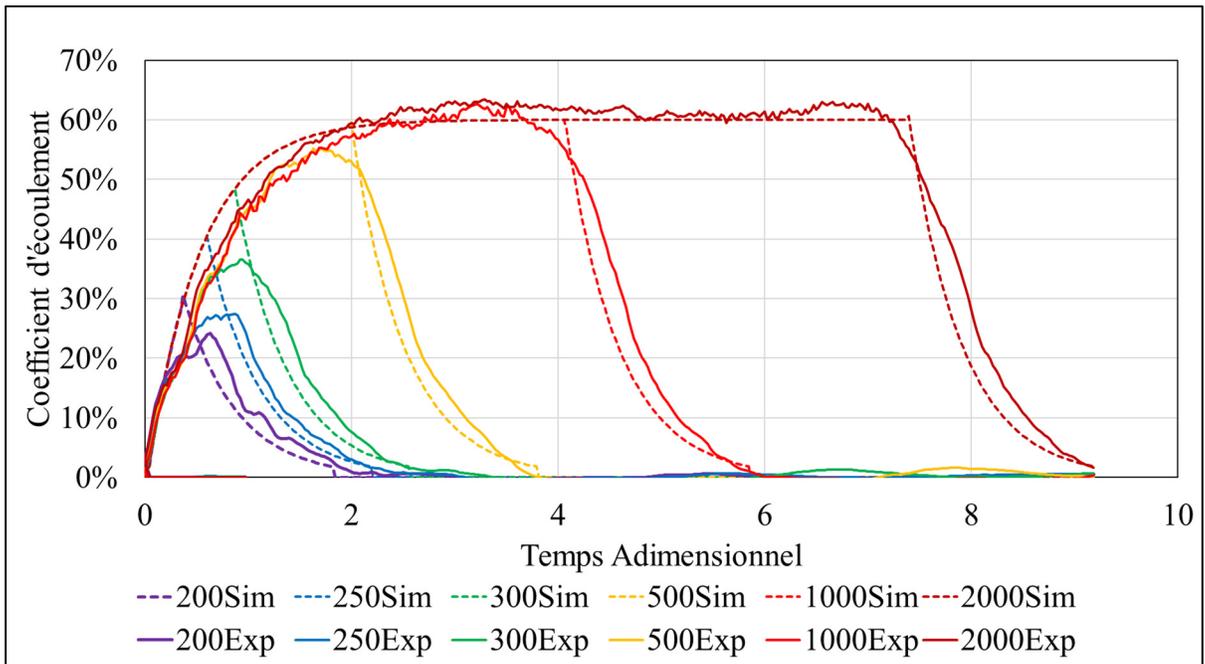


Figure 5.3 Simulations des débits injectés en fonction de la durée d'énergisation pour une pression d'injection de 900 bar et une contrepression de 15 bar

La capacité du modèle simple à reproduire les débits d'injections lors d'injections doubles en présence de couplage est également vérifiée à l'aide des résultats expérimentaux présentés dans la section 4.5.2. La Figure 5.4 reproduit les résultats expérimentaux de la Figure 4.14 faisant intervenir des injections doubles d'une durée d'énergisation de 200  $\mu\text{s}$  et dont le délai entre les injections est varié de 200  $\mu\text{s}$  à 2500  $\mu\text{s}$ . On remarque que l'augmentation du débit maximal des injections lors d'une fusion partielle des injections est qualitativement bien restitué par le modèle. De plus, lorsque le délai entre les injections croît, les deux injections deviennent indépendantes l'une de l'autre. Cependant, le modèle simplifié ne tente pas de modéliser la surinjection observée pour la stratégie exempte de fusion dont le délai d'énergisation est de 1250  $\mu\text{s}$  présentée en vert sur la Figure 5.4. De plus, une certaine surprédiction du coefficient d'écoulement maximal de la première injection ainsi qu'une certaine surinjection assez stable autour de 17 % de la masse injectée lors de la première injection est observé sur les courbes modélisées pour des injections de 200  $\mu\text{s}$ . Une plus grande variabilité est observée sur la part de masse injectée de la seconde injection. L'erreur de prédiction varie de  $\pm 30\%$  sur la masse injectée durant la seconde injection. L'erreur de prédiction maximale du modèle sur la masse

totale injectée est de 24 % pour la masse totale injectée pour un délai entre les injections de 833  $\mu\text{s}$  (courbe en jaune). Il s'agit du cas faisant intervenir une plus grande erreur de prédiction avec une surestimation de 17 % pour la première injection et de 30 % sur la seconde injection.

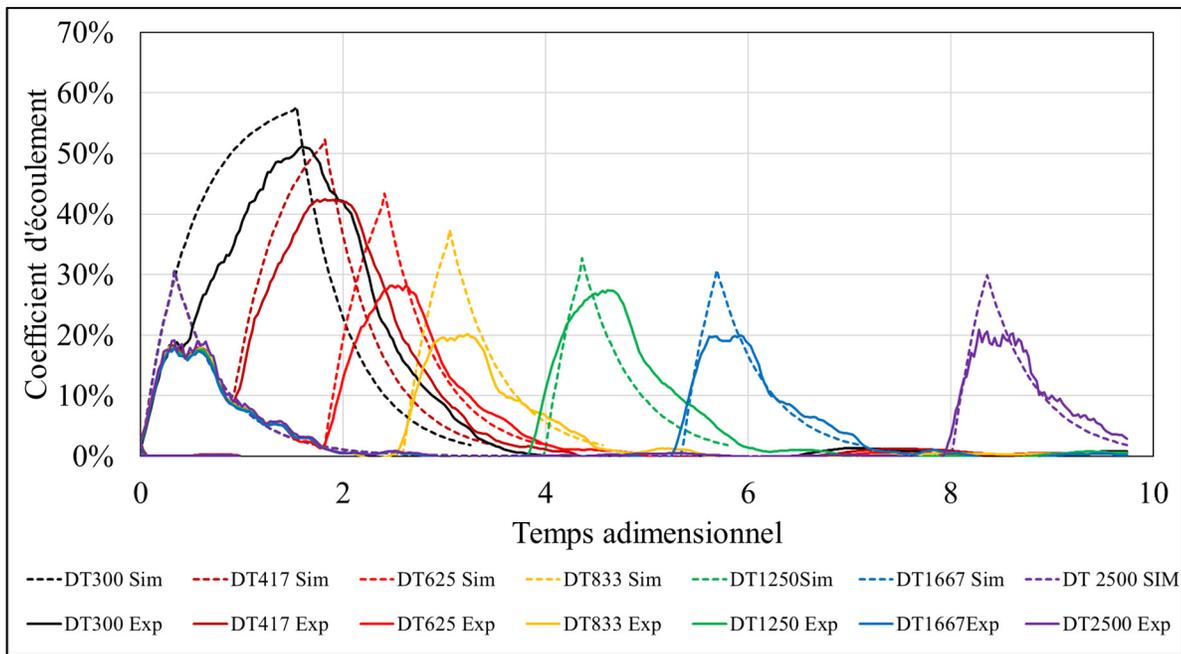


Figure 5.4 Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 200  $\mu\text{s}$  à une pression d'injection de 900 bar

Dans le cas d'injections de 500  $\mu\text{s}$  les résultats expérimentaux présentés à la Figure 4.15 sont simulés puis présentés à la Figure 5.5. On observe que les résultats de simulations respectent bien l'augmentation du débit d'injection et que ce débit est bien limité par le débit nominal de l'injecteur tel qu'observé expérimentalement. Sur cette figure, Comme pour les injections de 200  $\mu\text{s}$ , les injections tendent vers deux injections indépendantes lorsque le délai entre les injections croît. L'écart sur la masse totale injectée pour ces injections plus longues de 500  $\mu\text{s}$  est significativement plus faible pour les injections courtes de 200  $\mu\text{s}$ . L'écart maximal sur la Figure 5.5 correspond à la stratégie avec un délai entre les injections de 625  $\mu\text{s}$  avec une surestimation de 3 %.

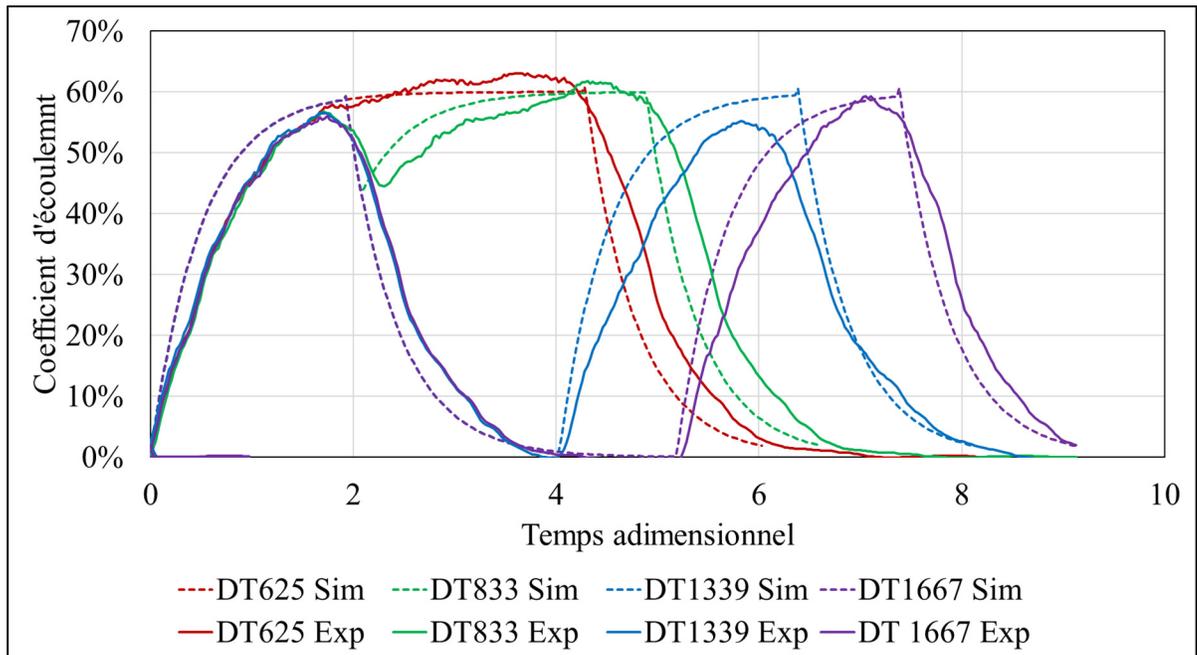


Figure 5.5 Profils de débits d'injections coupées d'un temps d'énergisation de 500  $\mu\text{s}$  à une pression d'injection de 900 bar

Comme l'intérêt de ce modèle est de tenter de quantifier l'effet du couplage par fusion sur la quantité injectée, des résultats expérimentaux et simulés sont comparés pour les cas où le couplage est maximal. Ces conditions correspondent à un rapport entre le temps séparant les injections DT et le temps d'énergisation autour de 1,5, soit un délai entre les injections de 300  $\mu\text{s}$  pour un temps d'énergisation de 200  $\mu\text{s}$  et un délai entre les injections de 833  $\mu\text{s}$  pour un temps d'énergisation de 500  $\mu\text{s}$ . Cette superposition des courbes de débits expérimentaux et simulés pour les deux stratégies maximisant le couplage est représenté à la Figure 5.6 qui montre que les résultats de simulation permettent d'effectuer une approximation satisfaisante des résultats expérimentaux en présence d'un fort couplage entre les injections. Bien que des divergences soient observables sur l'allure des courbes, un écart de moins de 1 % est observé sur la masse intégrée entre les résultats simulés et expérimentaux. La répartition de l'écart est représenté sur la sous-figure du bas qui représente la différence entre le débit mesuré et le débit prédit par le modèle en fonction du temps adimensionnel. Il est observable à l'aide de la différence entre les valeurs simulées et les valeurs expérimentale (sous-figure du bas) que le modèle a tendance à surévaluer durant la phase de croissance et à sous-évaluer durant la phase

de décroissance. Ces écarts sont toutefois jugés suffisamment faibles pour justifier d'utiliser le modèle pour étudier l'effet de couplage lors de fusion entre les injections. Il serait possible d'affiner le modèle en utilisant des taux de croissance et de décroissance distincts pour les phases de croissances et décroissances du débit et de remplacer ces taux empiriques par des taux obtenus par la linéarisation de modèles physiques plus détaillés comme celui proposé par (Plamondon, 2015). L'ajout de taux de croissance et de décroissance distincts ne permettent cependant pas d'obtenir une expression analytique explicite de la masse injectée telle que présenté à l'équation (5.9).

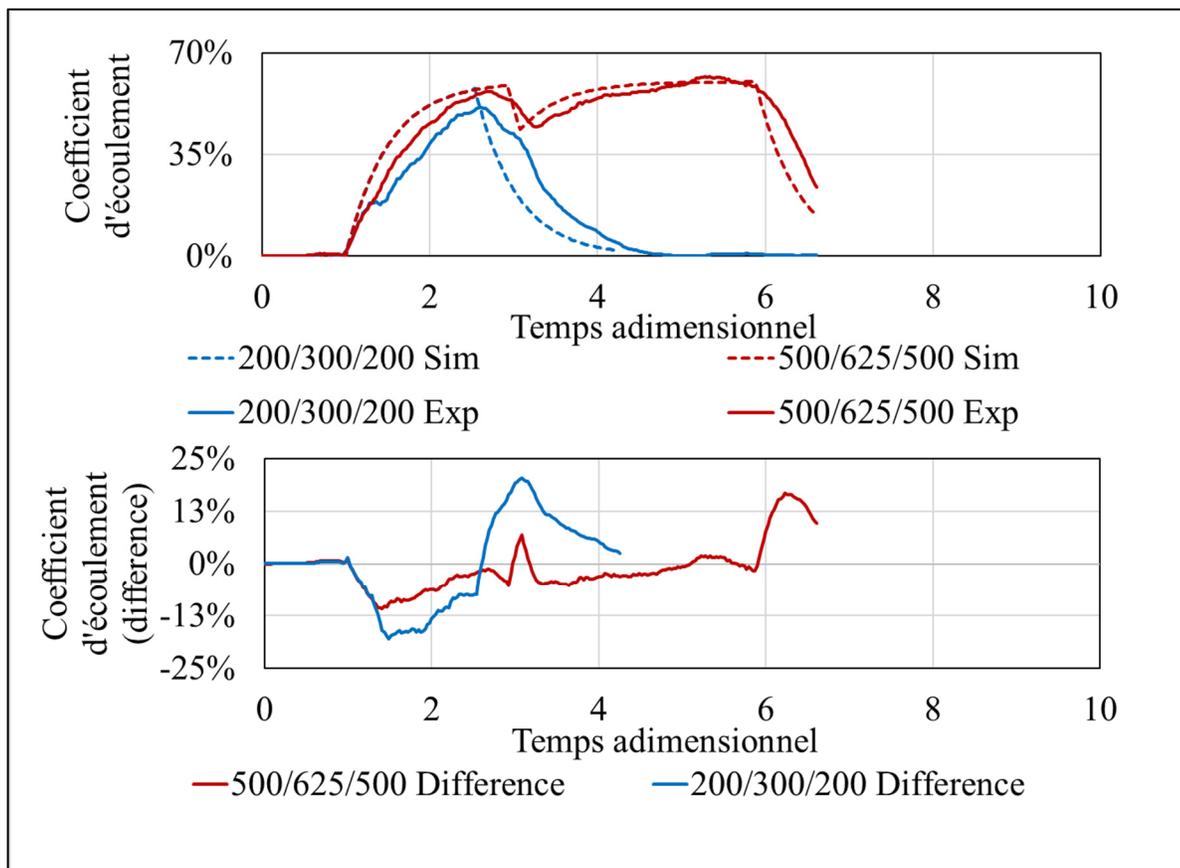


Figure 5.6 Comparaison des résultats expérimentaux et simulés pour les cas à couplage maximal

Comme les résultats de simulations démontrent une bonne concordance avec les résultats expérimentaux sur les points de mesure, le modèle est utilisé comme outil d'interpolation afin

d'étudier le couplage sur des points d'opérations n'ayant pas été couverts par le plan expérimental. Pour ce faire, les résultats de la Figure 4.16 sont reproduits à l'aide d'isocourbes obtenus en fonction de la durée d'énergisation et du ratio DT/ET à l'aide du modèle dynamique simple sur la Figure 5.7.

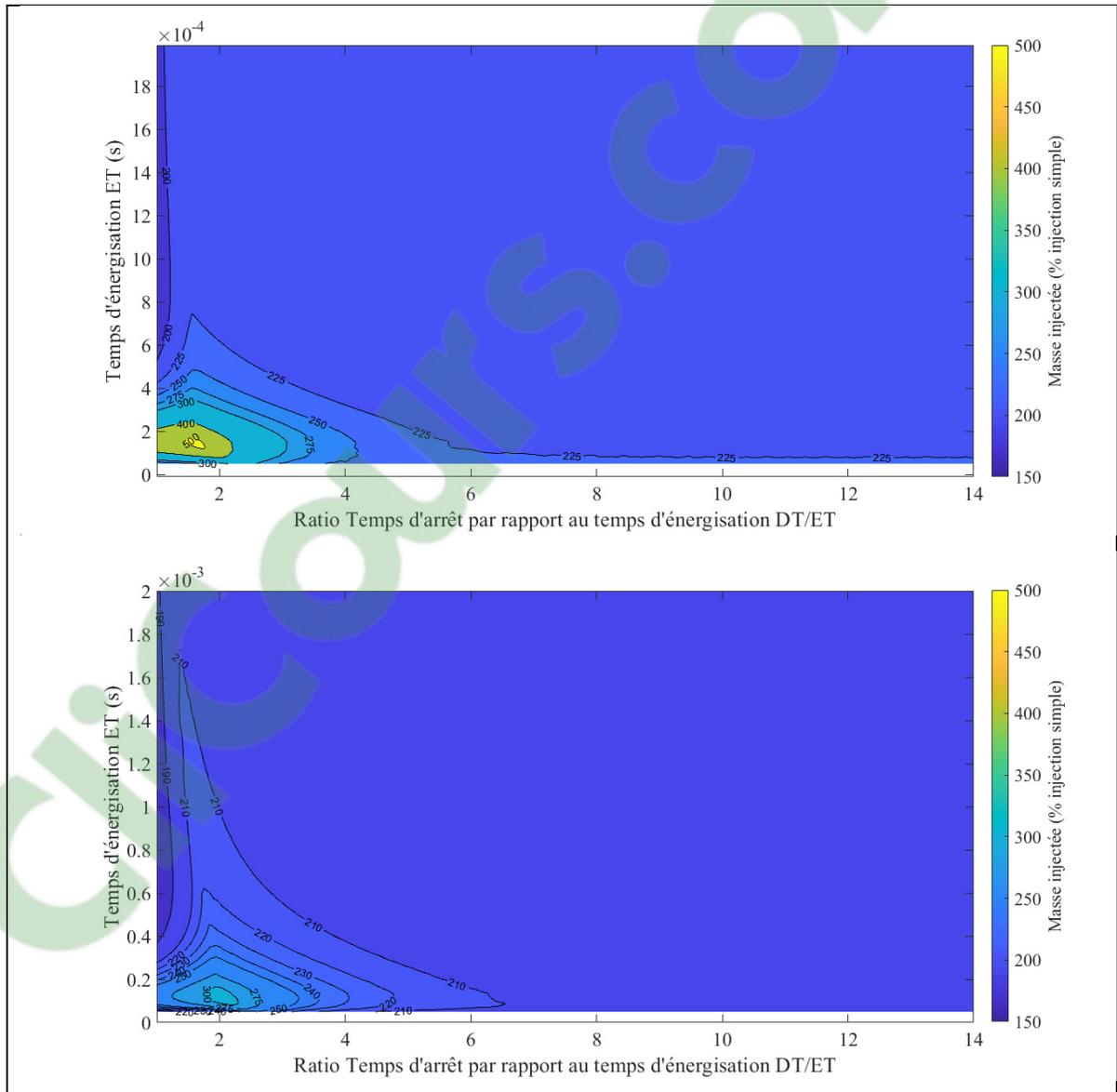


Figure 5.7 Surinjection de masse en fonction de la durée d'injection et du délai entre les injections pour une pression d'injection de 900 bars (haut) et 1600 bars (bas)

Cette surface de réponse représente le degré de surinjection en fonction du ratio  $DT/ET$  et du temps d'énergisation  $ET$  obtenu à l'aide de simulations pour une pression d'injection de 900 bars. Sur cette figure, le degré de surinjection d'une stratégie d'injection double est exprimé en pourcentage par rapport à une injection simple. Une valeur de 200 % est donc attendu pour deux injections indépendantes en absence de couplage. Une sous-injection de carburant pour laquelle la masse injectée est inférieure à 200% d'une injection simple est prédite pour des injections doubles ayant un très faibles  $DT/ET$  ( $DT/ET < 1,5$ ) et une durée d'injection relativement longue durée ( $ET > 500 \mu s$ ). Cette région correspond principalement au cas où la masse injectée pour une injection simple d'une durée doublée est plus faible que pour deux injections simples indépendantes. Un maxima absolu est également prédit lorsque  $ET$  est légèrement inférieur à  $200 \mu s$  et  $DT/ET$  est approximativement égal à 1,5. Cet extremum correspond à une masse injectée maximale correspondant à 514% d'une injection simple pour une durée d'énergisation de  $150 \mu s$  et un ratio  $DT/ET$  de 1,57. Cet extremum calculé est cohérent avec l'extremum de couplage expérimental de 550% reporté à la Figure 4.16 correspondant une durée d'énergisation de  $200 \mu s$  et un  $DT/ET$  de 1,5. Une valeur simulée de 245 % très similaire à la valeur expérimentale de 250 % est obtenue dans le cas d'une injection dont le temps d'énergisation est de  $500 \mu s$  et dont le ratio  $DT/ET$  est de 1,66. Toujours sur la Figure 4.16, on remarque que le ratio  $DT/ET$  simulé délimitant l'absence de couplage par fusion entre les injections varie en fonction de la durée d'énergisation. Ainsi pour admettre moins de 10 % de surinjection par fusion des injections, il est, par exemple, nécessaire d'avoir un  $DT/ET$  supérieur à 6 pour une injection de  $200 \mu s$  contrairement à un  $DT/ET$  supérieur à 3 pour une injection de  $500 \mu s$ . Il est également prédit qu'une augmentation de la pression d'injection a pour effet d'atténuer le degré de couplage entre les injections.

Une diminution du degré de couplage maximal est également observée avec une augmentation de la pression d'injection. Cette observation est cohérente avec les résultats expérimentaux qui démontrent une diminution du couplage aux points expérimentaux traités, biens qu'ils ne soient pas nécessairement situés à la stratégie maximisant le couplage par fusion. Afin d'illustrer la concordance du modèle avec les données expérimentales, le degré de couplage maximal simulé exprimé en pourcentage de la masse injectée d'une injection simple est comparé aux résultats

expérimentaux obtenus pour une injection maximisant le couplage par fusion dans la section qui suit.

#### **5.1.4 Étude du couplage via les délais d'ouverture et de fermeture entre les injections**

Maintenant que les résultats de simulations ont été validés avec les données expérimentales et ont démontré à la fois un niveau de précision ainsi qu'un comportement similaire aux résultats expérimentaux, le modèle phénoménologique est utilisé afin d'estimer la part de responsabilité qu'ont les délais d'ouverture et de fermeture corrigés afin de tenir compte de la fusion entre la première et la seconde injection sur la masse totale injectée. Le modèle développé sera donc utilisé afin d'isoler l'impact des délais d'ouverture et fermeture de l'injecteur sur la masse injectée lors d'injections doubles. Pour ce faire, la comparaison implique que le modèle comprendra ou non les facteurs de corrections appliqués sur les délais d'ouverture et de fermeture de la seconde injection présentés aux équations (5.7) et (5.8). Ainsi en absence de cette correction, les délais d'ouverture et de fermeture sont les mêmes que lors d'injections simples.

Quatre cas seront étudiés à cette étape, soit : les résultats du modèle avec le couplage entre les injections, le modèle sans couplage au niveau de l'ouverture, le modèle sans couplage au niveau de la fermeture ainsi que l'absence totale de couplage. Ces résultats de simulations sont comparés aux points de données expérimentaux maximisant le couplage au niveau de la masse injectée sur l'ensemble des pressions d'injection étudiées expérimentalement. Ces points expérimentaux correspondent à des stratégies d'injections dont les durées d'énergisation sont de 200 microsecondes et le délai entre les injections est de 350 microsecondes à l'exception des résultats à une pression d'injection de 600 bars dont les conditions d'injection sont respectivement de 250 microsecondes et de 417 microsecondes pour le temps d'énergisation et le délai entre les injections. Les résultats de cette étude sont représentés en fonction de la pression d'injection sur la Figure 5.8.

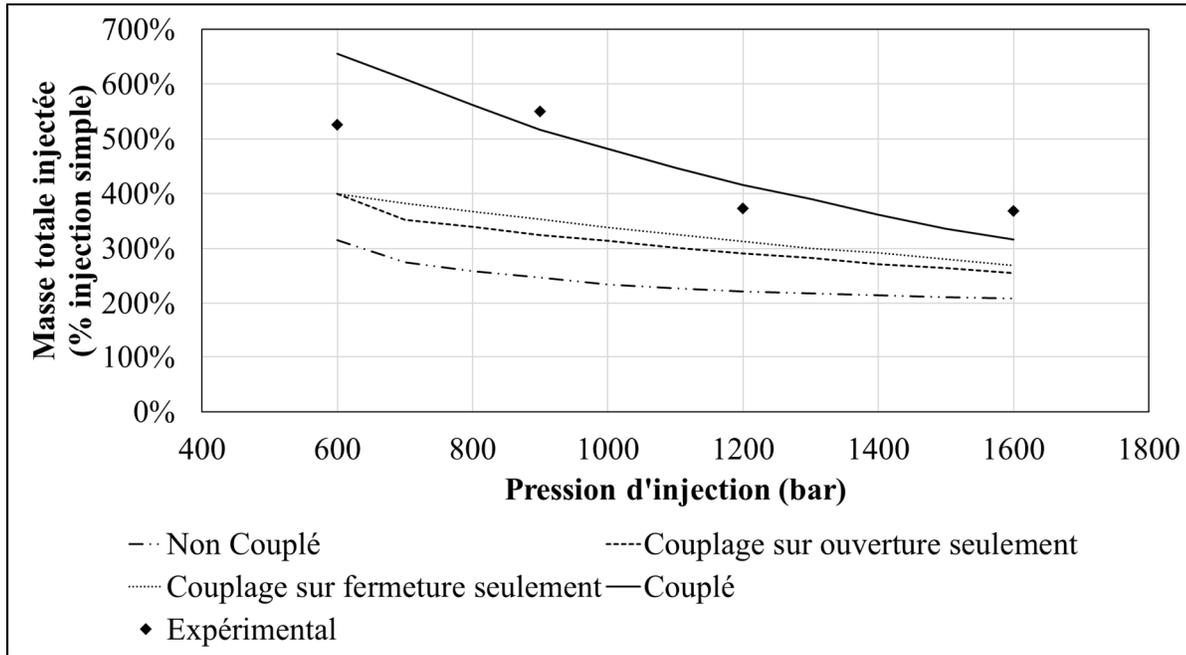


Figure 5.8 Couplage par fusion maximal en fonction de la pression d'injection

Il est possible de voir sur cette figure qu'en fixant le taux d'augmentation du coefficient d'écoulement tel qu'observé expérimentalement sans appliquer les facteurs de couplage entre les injections sur les délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur entraîne une sous-estimation importante de la masse injectée par rapport aux résultats expérimentaux. De plus, lorsque les délais d'ouverture et de fermeture sont corrigés, le modèle permet d'obtenir des résultats et une tendance similaire aux résultats expérimentaux. La similitude entre les ordres de grandeurs observés expérimentalement et par simulations permettent donc de considérer que la principale cause de surinjection en cas de couplage par fusion des injections provient de l'effet de la première injection sur la durée des délais d'ouverture et de fermeture des injections. De plus, l'usage d'un modèle dynamique simple du 1<sup>er</sup> ordre permet de reproduire ces résultats avec une précision de l'ordre d'environ 25 %. L'usage d'un modèle phénoménologique a pour avantage de permettre la simulation du comportement de l'injecteur sans en connaître la dynamique interne détaillée. Cependant, cette approche ne permet pas d'étudier l'influence des caractéristiques internes de l'injecteur sur le comportement observé expérimentalement. Il serait donc possible de lier la surinjection de masse aux caractéristiques de l'injecteur en procédant à la linéarisation d'un modèle dynamique plus complexe tel que celui proposé par

(Plamondon ,2015), permettant d'exprimer les constantes empiriques utilisées dans cette étude aux dimensions interne de l'injecteur. Même s'il serait probablement possible de réécrire ces corrélations empiriques en termes de dimensions internes d'un injecteur à l'aide d'un modèle plus détaillé, une approche empirique avec un modèle linéaire du 1<sup>er</sup> ordre demeure intéressant puisqu'il ne suffit que quelques de quelques injections simples et quelques injections doubles afin de déterminer les constantes empiriques nécessaires à l'usage modèle sans avoir à procéder au démontage complet d'un injecteur afin d'en mesurer les caractéristiques internes.

## **5.2 Synthèse de chapitre**

Pour conclure, un modèle phénoménologique simple construit en supposant que le système d'injecteur peut être représenté avec une précision satisfaisante comme un système dynamique du 1<sup>er</sup> ordre est introduit afin de modéliser empiriquement le processus d'injection et étudier l'effet séparé de différents paramètres relevés expérimentalement sur la masse injectée. Des modèles de comportement propres à l'injecteur étudié sont proposés afin de simuler les non-linéarités introduites par les délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur. Les résultats obtenus à l'aide de ce modèle sont comparés aux résultats expérimentaux et démontrent des ordres de grandeurs et des tendances comparables aux données expérimentales. Le modèle simple est ensuite utilisé afin d'isoler la part de la variation des délais d'ouverture et de fermeture de la seconde injection par rapport à une injection simple sur la masse totale injectée. Les résultats de cette étude permettent d'affirmer que la variation du délai d'ouverture et du délai de fermeture de la seconde injection jouent un rôle significatif sur la masse totale injectée. Basé sur cette observation, il est pris pour conclusion que la variation des délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur sont les causes principales de la surinjection de carburant lors d'injections multiples. Il est cependant impossible à l'aide des données expérimentales ou du modèle phénoménologique d'isoler une cause à cette variation du délai entre les injections, principalement en absence de fusion entre les injections. Ce comportement pourrait être lié à la dynamique interne de l'injecteur et pourrait être étudié en utilisant un modèle dynamique basé sur une physique détaillée de l'injecteur. Les résultats de ce chapitre ont toutefois permis d'isoler le rôle de l'augmentation de la durée effective de l'injection sur la masse injectée,

permettant l'atteinte partielle des objectifs 2 et 3 de cette thèse sur le comportement hydraulique lors d'injections double.

## CHAPITRE 6

### ÉTUDE DU COUPLAGE AÉRODYNAMIQUE ENTRE DEUX JETS DE CARBURANT

#### 6.1 Objectifs du chapitre

Dans les chapitres précédents, le comportement hydraulique de l'injecteur a été mesuré expérimentalement afin d'étudier l'effet d'un couplage entre deux injections consécutives sur la masse et le débit injecté. Il a été observé que les ondes de choc pouvaient servir de mécanisme de couplage dans certains cas mais que les ondes de choc émises par le présent système d'injection sont trop faibles pour jouer un rôle significatif. Il a également été observé expérimentalement que certaines conditions pouvaient mener à une surinjection de carburant via un changement des délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur. L'usage d'un modèle empirique simple du comportement hydraulique de l'injecteur a ensuite permis d'isoler ces changements de délais comme un paramètre clé de la surinjection de masse en présence de couplage.

Dans ce chapitre, l'aérodynamique des jets de carburant en enceinte pressurisée est étudiée. Contrairement au chapitre 2 pour lequel le sujet principal d'étude était les chocs émis par les injections, cette étude porte sur la morphologie des jets d'injection de carburants. Le comportement des jets en sortie d'injecteur est mesuré à l'aide de séquences vidéo prélevées à l'aide d'une caméra à haute vitesse et d'une source laser pulsée comme source lumineuse. Une description détaillée du système de mesure est présentée dans la section 6.2. Les données recueillies permettront d'extraire la longueur de pénétration des jets de carburants. Comme dans le cas des mesures de débits injectés, les données prélevées lors d'injections simples permettront de vérifier la validité externe des résultats avec des données provenant de la littérature. L'étude des jets de carburant lors d'injections simples de courte durée sera ensuite effectuée. Ces résultats permettront à la fois d'étudier le comportement de jets lors d'injections de courte durée qui sont peu documentées dans la littérature et de servir de référence comparative pour les injections multiples. Les résultats en injections simples seront ensuite

comparés aux résultats en injections multiples afin d'étudier l'effet du couplage observé précédemment sur le comportement aérodynamique des jets de carburant et possiblement identifier d'autres phénomènes de couplage. Ce chapitre permettra l'atteinte du troisième et dernier objectif de recherche de cette thèse.

## **6.2 Description expérimentale pour la visualisation de jets de carburant**

La prise de mesure dans cette étude est réalisée avec le même système d'injection composé d'un injecteur à action indirecte par solénoïde, d'une rampe commune et d'une pompe d'alimentation en carburant pneumatique tel que décrit dans le chapitre 2. L'injection de carburant est réalisée à l'intérieur de l'enceinte pressurisée décrite dans le chapitre 2. L'injecteur est installé sur l'une des faces verticales du cube tel qu'illustré sur la Figure 6.1. L'enceinte est maintenue sous pression à l'aide d'azote de grade industriel. La pression maximale du système à température ambiante est restreinte à 50 bar par les hublots dont le diamètre effectif est de 80 mm. La pointe de l'injecteur est localisée au centre d'un hublot, ce qui limite la longueur de jet mesurable à environ 40mm. La pression de l'enceinte est mesurée à l'aide d'un manomètre anéroïde dont la plus petite graduation est de 1 bar et est contrôlée par un manodétendeur installé entre la bouteille d'azote et l'enceinte. La température de l'enceinte est mesurée à l'aide d'une thermocouple type K installée sur la paroi intérieure d'une des faces de l'enceinte. La pression et la température en amont de l'injecteur sont mesurées avec le capteur de pression dynamique installé sur la conduite d'alimentation de l'injecteur décrit dans le chapitre 2.

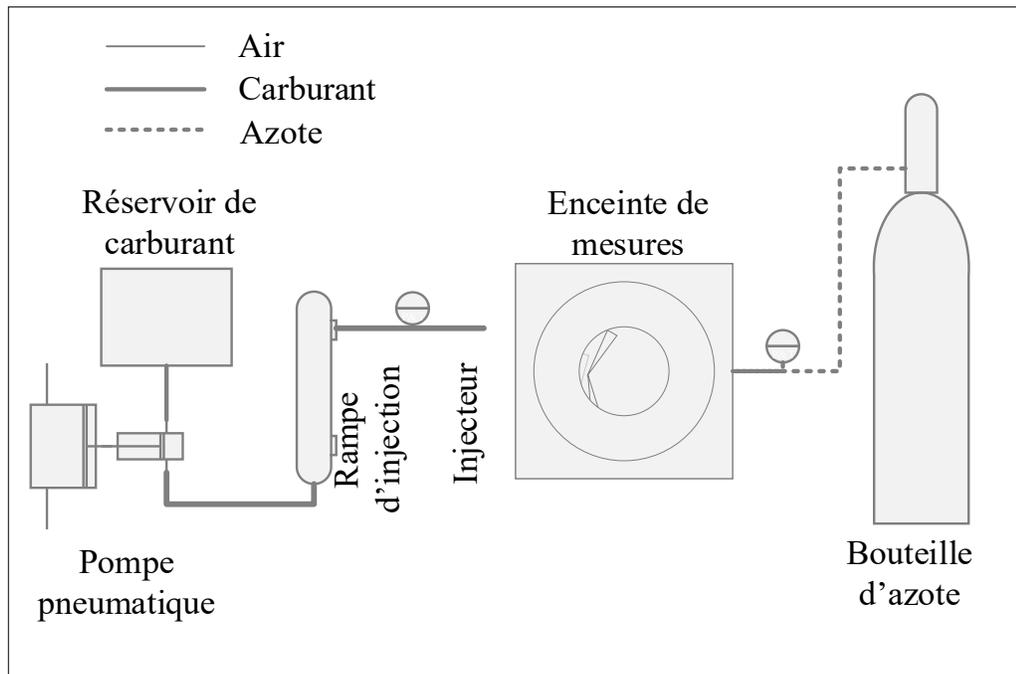


Figure 6.1 Schéma de l'enceinte et du système d'injection

Au système de commande servant à actionner l'injecteur décrit précédemment s'ajoute une carte d'entrées sorties à sorties logiques TTL NI-9401. Cette carte permet d'assurer la synchronisation entre tous les éléments du système de mesure, soit le système d'injection, la caméra à haute vitesse et le laser. Afin d'assurer un synchronisme parfait entre l'acquisition d'image et la commande d'injection, le programme assurant la commande du système d'injection est modifié afin que l'horloge interne de la caméra serve de référence temporelle à l'injecteur. Le délai introduit par la fréquence d'actualisation de la carte d'acquisition est de l'ordre de 100ns, ce qui peut être considéré négligeable dans la présente application. Ce signal est capté puis transmis au système de commande de l'injecteur qui est reprogrammé de façon à se servir de ce signal comme signal maître pour le système d'injection. La séquence de commande lors d'une séquence de mesure s'effectue dans l'ordre suivant :

1. Le système laser-caméra est placé en mode enregistrement. Il filme en continu, rafraîchissant continuellement sa mémoire jusqu'à la réception d'un signal de déclenchement qui signifie que l'événement à filmer vient de se produire. Lorsque le

mode enregistrement est actif, l'horloge de la caméra émet un front descendant à chaque début d'acquisition d'image.

2. Le signal émanant de l'horloge de la caméra est capté par le système d'injection. Un signal d'encodeur moteur est simulé à partir de ce signal. Lorsque l'encodeur simulé atteint la position de début d'injection, un signal de déclenchement est transmis à la caméra et à la carte d'acquisition de signaux analogiques NI9222 et à l'injecteur afin de signaler le début de l'expérience.

Les signaux analogiques ainsi que la commande d'injection sont acquis à 125 kHz puis stockés dans une mémoire tampon pour ensuite être téléchargés par réseau dans l'ordinateur hôte du système, une fois la prise de mesure terminée.

La prise d'images de jets est assurée par une caméra à haute vitesse Vision Research Phantom V9.1 utilisée conjointement à un laser Nd : YAG à double cavités LDY304-PIV comme source lumineuse. La longueur d'onde du faisceau est de 527 nm, soit dans le vert visible. Le faisceau laser est dirigé vers l'enceinte à l'aide d'un bras articulé muni de miroirs. Une lentille cylindrique est utilisée à l'extrémité du bras afin de convertir le faisceau collimaté en une nappe laser plane traversant le jet de carburant par son centre. Un objectif macro d'une puissance optique de 105 mm et d'une ouverture maximale de f2.8 est installé sur la caméra.

Un schéma de principe du système de mesure ainsi qu'une photographie de l'implémentation physique du laboratoire (avec les dispositifs de sécurité retirés pour plus de clarté) sont représentés sur la Figure 6.2. L'injecteur est installé sur la face du cube du côté opposé au boîtier du laser. Le positionnement angulaire de l'injecteur est ajusté de façon que l'un des cinq orifices de l'injecteur soit orienté vers le haut de l'enceinte. Le domaine de mesure est illuminé à l'aide d'une nappe laser plane pénétrant l'enceinte par la face du dessus de l'enceinte et traverse le jet de carburant orienté vers le haut par son centre. L'épaisseur de la nappe laser est de l'ordre du millimètre dans le domaine traversé par le jet.

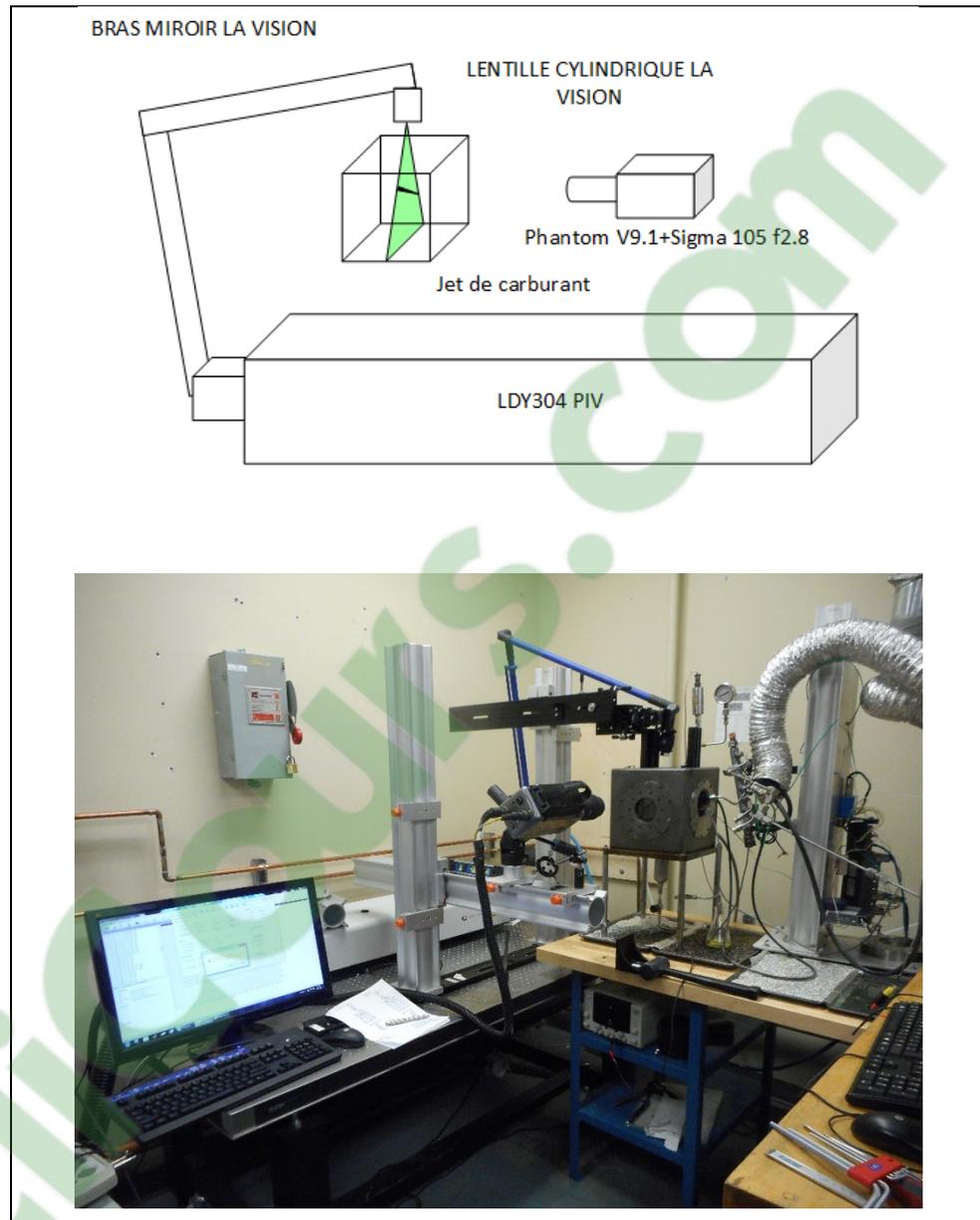


Figure 6.2 Configuration du système de mesure

L'usage d'une source lumineuse laser plane perpendiculaire au plan image plutôt qu'une source conventionnelle permet d'observer directement le jet de carburant dans le plan image en réduisant l'obstruction de la source lumineuse par les autres jets de carburant. La lumière captée par la caméra lors de ce type de montage utilisant une source laser plane installée de façon perpendiculaire à la caméra provient de la réflexion diffuse de la lumière lorsqu'elle frappe les gouttes de carburant. Le faisceau du laser étant d'une longueur d'onde de 527 nm et

la taille moyenne de sauter des gouttes étant du même ordre de grandeur (Hiroyasu et Kadora, 1974), la majeure partie de la lumière provenant du laser est diffusée par le mode de diffusion de Mie (Lee, 2008) et est ensuite captée par la caméra. La caméra ne capte donc aucune lumière provenant du laser lorsque la nappe ne frappe aucun obstacle. La caméra est placée sur un support incliné afin qu'une ligne horizontale de pixels soit parallèle à l'axe du jet étudié. Cette orientation de la caméra permet d'optimiser le nombre de pixels utilisables à la fréquence d'échantillonnage désirée en fonction des limitations logicielles de la caméra. Les résolutions spatiales et temporelles utilisées sont respectivement 944x256 pixels et une fréquence d'acquisition de 7005 images par seconde. Ces paramètres sont sélectionnés afin de maximiser à la fois la résolution spatiale et temporelle de la caméra. Le laser est ajusté pour utiliser 40 % de la puissance d'une de ses cavités. Cet ajustement de puissance est obtenu de façon à maximiser le contraste tout en évitant une saturation d'image dans la région dense du jet où d'avantage de lumière est diffusée par celui-ci vers la caméra.

### **6.3 Description de la méthode de post-traitement des résultats de visualisation**

L'analyse de la longueur de pénétration de jet nécessite d'isoler la région appartenant aux différents jets de carburant du reste de l'image, technique référée comme étant une segmentation de l'image. Cette séparation du jet de son environnement peut être effectuée à l'aide de différentes méthodes. Dans sa thèse, (Seneschal, 2005) sépare les algorithmes de segmentation en deux approches distinctes, soit l'approche de régions où l'image est découpée en différentes régions et l'approche contour où l'on tente de détecter les contours des objets inclus dans l'image. Les algorithmes de détection de contours ne permettent cependant pas de garantir la détection de contours fermés ne permettant pas de délimiter des régions. Il est nécessaire de les coupler à un algorithme de fermeture de contour afin de délimiter le jet de carburant (Seneschal, 2005). Dans ses travaux, (Seneschal, 2005) compare deux méthodes de régions et deux méthodes de contours. Les méthodes de régions sont les méthodes de seuillage par maximisation de la variance interclasse et la méthode de seuillage de la maximisation de l'entropie tandis que les méthodes de contours sont la méthode de Canny et la méthode de Jensen Shannon. L'efficacité de ces méthodes dans le cadre de détection de jet de carburants

est comparée en utilisant des images synthétiques de jets ainsi que des images de jets réelles. Cette analyse permet à l'auteur de conclure que la méthode de seuillage par maximisation de la variance interclasse et la méthode de Jensen Shannon donnent des résultats similaires de pénétration de jet et d'angle du jet. Cependant la méthode de Jensen Shannon nécessite des réglages de la part de l'utilisateur, ce qui amène (Seneschal, 2005) à proposer la méthode par maximisation de la variance interclasse ou méthode d'Otsu (Otsu,1979). Une approche de segmentation par régions sera donc utilisée pour binariser l'image afin d'extraire la région occupée par le jet des images brutes. L'effet du choix du seuil de binarisation est observé comme ayant peu d'influence entre 20 et 30 % sur la longueur de pénétration du jet dans (Dernotte, 2012) lors d'une étude sur l'influence du seuil et de la méthode de seuillage sur les propriétés du jet. Un seuil fixe de 5% du niveau d'intensité maximal est fixé pour la segmentation d'image entre l'arrière-plan et le jet de carburant. Ce seuil, nettement inférieur aux valeurs utilisées par (Dernotte, 2012) est attribuable à l'usage de diffusion de Mie qui donne un contraste plus élevé que l'ombroscopie utilisée dans (Dernotte, 2012). Ce contraste plus élevé est attribuable à l'arrière-plan presque entièrement noir obtenu par diffusion de Mie contrairement à l'ombroscopie où l'arrière-plan est plus lumineux que le jet de carburant. L'approche du seuil fixe est retenue plutôt que d'utiliser la méthode d'Otsu tel que dans (Dernotte, 2012). Ce choix repose sur le contraste élevé obtenu avec les résultats de Mie ainsi que sur des difficultés supplémentaires provenant de l'analyse d'injections doubles non couvertes dans les travaux de (Dernotte, 2012). L'usage de la méthode d'Otsu sans modification lors d'injections doubles amène un changement brutal du seuil de binarisation calculé par la méthode d'Otsu au début de la seconde injection. Ce changement de seuil est attribuable à l'apparition d'une 3<sup>e</sup> région dans l'image lorsqu'un 2<sup>e</sup> jet est introduit, faisant décaler le seuil de segmentation calculé supposant deux régions dans l'image.

À cette méthode s'ajoutent les étapes nécessaires à l'extraction du second jet circonscrit par le premier jet lors d'injections doubles. Pour cette étape, une seconde étape de binarisation est utilisée dans une région délimitée par le premier jet dans (Tétrault et al.,2015) afin d'isoler le second jet du premier. Cependant cette méthode ne disposait pas de la robustesse nécessaire lorsque le délai entre les injections est très faible. Comme la plupart des injections dans les

travaux de cette thèse sont des cas d'injections doubles faisant intervenir de faibles délais, la longueur de pénétration de la seconde injection est donc prélevée manuellement jusqu'à ce que la seconde injection ne rattrape complètement la première pour par la suite utiliser le seuil fixe de 5 % défini pour la détection du premier jet de carburant.

#### **6.4 Analyse de l'incertitude expérimentale en visualisation de jets de carburant**

Il est difficile d'obtenir l'incertitude expérimentale cumulée sur l'ensemble de la chaîne de mesures. La calibration dimensionnelle du plan image avec l'objectif grossissant est effectuée avec l'usage d'une règle Mitutoyo 182-105 de 150 mm dont la tolérance dimensionnelle est de 0,1 % de la longueur totale de la règle selon le fabricant. Une incertitude additionnelle est introduite par une erreur de perpendicularité entre l'échelle graduée de la règle ainsi que par l'échelle de discrétisation du capteur CMOS de la caméra. Ainsi une incertitude de 5° sur la perpendicularité de la règle introduit un biais pouvant augmenter la longueur perçue de 0,4 % par rapport à la longueur réelle. Cette incertitude de 5° est jugée conservatrice puisque supérieure à la profondeur de champs estimée à  $\pm 5$  mm de l'objectif utilisé sur un domaine d'une longueur d'environ 40 mm. De façon similaire, une incertitude angulaire entre l'axe du jet de l'injecteur et le plan image caméra aura pour effet d'altérer la distance perçue par la caméra.

La résolution du capteur CMOS introduit quant à elle une incertitude dimensionnelle absolue de  $\pm 1$  pixel, soit 0,04 mm pour la présente expérience (0,4 % sur longueur de 10 mm et 0,1 % sur jet de 40mm). Une déviation de la nappe laser par rapport à l'axe central du jet aura comme effet potentiel de réduire la longueur de pénétration mesurée par rapport à la longueur de pénétration réelle du jet de carburant. Il est cependant difficile de chiffrer cet impact potentiel puisque la nature hautement turbulente d'un jet de carburant a pour effet d'altérer grandement la configuration de la tête du jet d'un essai à l'autre. L'incertitude dimensionnelle cumulée est donc estimée à environ 5 % en absolu. Une erreur de mesure relative d'un essai à l'autre inférieure à ce seuil est cependant attendue lors d'une comparaison entre les essais puisque les différentes incertitudes dimensionnelles dues aux positionnements de la nappe laser et sur la

perpendicularité de la règle ne varient pas d'un essai à l'autre. De plus, l'acquisition d'images d'une grille rectangulaire régulière n'a pas dévoilé la présence de distorsion optique introduite par l'objectif de la caméra.

Au niveau temporel, une incertitude d'environ  $140 \mu\text{s}$  est introduite par la discrétisation temporelle au niveau du délai d'ouverture de l'injecteur exact puisqu'il est estimé à l'aide de la première image permettant d'observer une longueur de pénétration de jet non nulle. Cependant, en absolu un délai de synchronisation de la carte d'acquisition de l'ordre de  $100 \text{ ns}$  est introduit. L'incertitude temporelle sur la fréquence d'horloge de la caméra n'est pas communiquée par le manufacturier mais une incertitude de  $\pm 10 \text{ ppm}$  est reportée par (Robbe et al., 2014) pour une caméra à haute vitesse Photron Fastcam SA5 similaire à la caméra utilisée. L'incertitude introduite par l'horloge de la caméra est donc considérée comme négligeable pour cette expérience. L'incertitude de mesure sur la contre-pression est de  $\pm 1 \text{ bar}$  et l'incertitude sur la pression moyenne d'injection est de  $\pm 50 \text{ bars}$ . Ces deux valeurs ne correspondent pas aux plages de sensibilités des appareils mais plutôt à des seuils pour lesquels les données sont rejetées lorsqu'elles dépassent ces seuils.

Une autre incertitude expérimentale touche l'usage de la technique d'illumination utilisée. L'usage de diffusion de Mie est typiquement réservé à l'observation de la longueur liquide de jet dans des conditions évaporatives. Cependant, il est observé expérimentalement que la longueur liquide de jet et la longueur de pénétration de jet (incluant une phase vapeur) sont confondues jusqu'à l'atteinte d'une longueur liquide maximale alors que la phase vapeur continue de se propager (Pickett, Kook et William, 2009a). La diffusion de Mie sera donc utilisée pour caractériser la longueur de pénétration de jet dans ces travaux restreints à l'étude des premiers instants d'injections de courte durée dans des conditions non-évaporatives, conditions pour lesquelles il est attendu que la longueur liquide et la longueur de jet soient confondues. Il est cependant important de spécifier que l'usage de visualisation Schlieren tel que suggéré par le « Engine Combustion Network » (Engine Combustion Network, 2019c) serait préférable pour l'étude sur des injections longues durées de plusieurs millisecondes.

### **Conditions expérimentales**

Les conditions expérimentales reposent sur un plan factoriel à deux niveaux appliqués sur la pression d'injection et sur la contrepression pour un total de quatre couples de pression d'injection contrepression étudiés. Les deux niveaux de pression d'injection du plan factoriel sont de 900 bars et de 1600 bar. Les deux niveaux de contre pression sont de 15 bars et de 30 bar. Un total de 5 essais sont effectués pour chacun des points de mesures. À l'intérieur de ce plan factoriel, une première série de mesures est réalisée sur des injection simples en faisant varier la durée d'énergisation de l'injecteur. Des injections simples dont les durées de commandes électriques vont de 200  $\mu\text{s}$  jusqu'à 2000  $\mu\text{s}$  sont étudiées. Comme dans le cas du chapitre 2, ces données serviront de référence afin de déterminer la présence de couplage entre les injections. Les injections simples de longues durées seront comparées aux résultats attendus avec des modèles 1D couramment utilisés afin d'assurer la validité externe des résultats.

Par la suite, des stratégies d'injections doubles symétriques sont étudiées à l'intérieur de ce plan d'expérience. Les durées d'injections sont fixées à 200  $\mu\text{s}$  et les délais entre les injections sont variés de 417  $\mu\text{s}$  à 2500  $\mu\text{s}$ . À ce plan s'ajoute une stratégie d'injection asymétrique tirée de (Plamondon, 2015) dont les durées d'énergisation des première et seconde sous-injections sont respectivement de 260  $\mu\text{s}$  et de 390  $\mu\text{s}$  et dont le délai entre les sous-injections est de 625  $\mu\text{s}$ . Cette dernière stratégie correspond à un optimum qui minimise les émissions polluantes dans un moteur diesel utilisant le même injecteur.

## **6.5 Résultats et discussions**

Tout d'abord, les différents modèles empiriques tirés et adaptés de la littérature seront présentés en détail puisque les résultats de ces modèles seront par la suite comparés aux résultats expérimentaux. Les résultats expérimentaux lors d'injections simples de longue durée sont étudiés en premier afin de vérifier la validité externe des résultats à l'aide du modèle d'Hiroyasu et Arai (Hiroyasu et Arai, 1990) couramment utilisé comme référence dans la littérature ainsi qu'au modèle de Desantes (Desantes et al., 2006) plus récent. L'usage de

modèles empiriques et semi-empiriques pour l'étape de validation externe est favorisée à l'usage de résultats expérimentaux puisque l'usage de résultats expérimentaux nécessite l'accessibilité de résultats provenant d'expériences utilisant exactement les mêmes paramètres expérimentaux, notamment le diamètre d'orifice, la pression d'injection, etc. Les résultats obtenus à l'aide d'injections simples de courtes durées ainsi que ceux en injections multiples seront ensuite étudiés puis comparés aux résultats obtenus à l'aide des différentes approches abordées pour adapter le modèle de (Desantes et al., 2006) à ce type de stratégies d'injections.

### 6.5.1 Présentation des modèles de pénétration de jets de carburants étudiés

Les modèles de Desantes (Desantes et al., 2006) et d'Hiroyasu et Arai (Hiroyasu et Arai, 1990) tels que présentés dans la revue de littérature sont des modèles simples permettant d'expliquer la longueur de pénétration d'un jet de carburant en fonction du temps. Les formes finales du modèle d'Hiroyasu et Arai et du modèle de Desantes ont été présentées aux équations (1.9) et (1.10) et sont réécrites ci-dessous et correspondent aux équations (6.1) pour le premier alors que le second est représenté par les équations (6.2) et (6.3).

$$S(t) = \begin{cases} 0,39 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \cdot t & \text{si } 0 \leq t < t_b \\ 2,95 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{d_0 \cdot t} & \text{si } t \geq t_b \end{cases} \quad (6.1)$$

où

$$t_b = 28,65 \rho_l \frac{d_0}{\sqrt{\rho_a \Delta P}}$$

$$S(t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{2}{K_u} (1 - \exp(-2\alpha))^{-\frac{1}{4}} \dot{M}_0^{1/4} \rho_a^{-\frac{1}{4}} t^{1/2} \tan^{-1/2} \left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (6.2)$$

Afin d'utiliser le modèle de Desantes, le taux d'injection de quantité de mouvement ( $\dot{M}_0$ ) est estimé à l'aide du débit massique obtenu expérimentalement, la vitesse moyenne approximée à l'aide du diamètre d'orifice de l'injecteur et de l'équation (6.3). Il est noté que l'équation

(6.3) se veut une approximation à plusieurs niveaux puisque par exemple la masse injectée est mesurée sur l'ensemble des jets plutôt que sur un seul jet. Les constantes du modèle utilisées dans (Desantes et al., 2006) sont une constante  $\alpha = 4,605$  pour le profil gaussien utilisé dans le modèle et une constante de calibration  $k_u = 2,076$ . Ces constantes sont d'abord reprises pour des injections longues pour vérifier la validité des résultats avec les résultats de l'auteur puis une constante  $k_u$  propre à l'injecteur utilisé est calculée pour le modèle de Desantes à partir des résultats en injections longues. Cette constante calibrée sera utilisée lors de l'analyse des injections courtes et des injections doubles. L'angle du jet  $\theta_u$  est approximé à partir des résultats expérimentaux.

$$\dot{M}_o \cong \bar{V} \dot{m} = \frac{4}{\pi D^2} \frac{\dot{m}^2}{\rho_f} \quad (6.3)$$

Comme discuté précédemment, ces deux modèles ont en commun une nature semi-empirique avec des coefficients calibrés statistiquement avec des injections en régime quasi-statique de longue durée et ne permettent pas une prédiction adéquate lors d'injections de courte durée sans être modifiés.

Deux approches seront abordées afin d'adapter le modèle de (Desantes et al., 2006) à des injections doubles et de courte durée. Pour adapter le modèle, la définition de la longueur de pénétration ( $S$ ) formulée dans le modèle de (Desantes et al., 2006) est reprise afin de réécrire le modèle en fonction de la masse injectée obtenue expérimentalement. Le modèle tel que présenté dans (Desantes et al., 2006) avant intégration est présenté à l'équation (6.4) alors que sa version réécrite en fonction du débit injecté est présentée à l'équation (6.5). La balise de début d'intégration correspond au début hydraulique de l'injection alors que la balise de fin correspond au temps auquel la longueur de pénétration de jet est calculée. Ces deux équations font intervenir la densité de l'air ( $\rho_a$ ), l'angle du jet ( $\theta_u$ ), un facteur empirique ( $K_u$ ) et un facteur de forme gaussienne ( $\alpha$ ). L'équation (6.5) explicite le taux d'introduction de quantité de mouvement ( $\dot{M}_o$ ) en fonction du débit injecté ( $\dot{m}$ ), du diamètre de l'orifice de l'injecteur ( $D$ ) et la densité du carburant liquide ( $\rho_f$ ).

$$\int_0^S S dS = \int_0^t \frac{\dot{M}_o^{\frac{1}{2}}}{\rho_a^{\frac{1}{2}} K_u \left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} (1 - \exp(-2\alpha))^{\frac{1}{2}} \tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right)} dt \quad (6.4)$$

$$\int_0^S S dS = \int_{HSOI}^t \frac{\left(\frac{4}{\pi D^2 \rho_f}\right)^{\frac{1}{2}} \dot{m}}{\rho_a^{\frac{1}{2}} K_u \left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} (1 - \exp(-2\alpha))^{\frac{1}{2}} \tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right)} dt \quad (6.5)$$

Dans cette version, les paramètres géométriques et empiriques qui sont invariants dans le temps sont sortis de l'intégrale tel qu'effectué dans (Desantes et al., 2006) afin de n'effectuer l'intégration que sur la masse injectée. Cette relation est exprimée à l'équation (6.6). Cette équation permet de mettre en relation l'intégrale du profil de débit mesuré au chapitre 4 à la longueur de pénétration de jet. Ce premier modèle nécessitant l'intégration numérique du débit en fonction du temps sera identifié comme étant le modèle de Desantes adapté aux injections courtes par intégration du débit et sera identifié comme '**Desantes intégré**' dans les figures.

$$\begin{aligned} S(t)^2 &= cte * \int_{HSOI}^t \dot{m} dt \quad \text{où } cte & (6.6) \\ &= \frac{2 \left(\frac{4}{\pi D^2 \rho_f}\right)^{\frac{1}{2}}}{\rho_a^{\frac{1}{2}} K_u \left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} (1 - \exp(-2\alpha))^{\frac{1}{2}} \tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right)} \quad \text{où } t \leq HEOI \end{aligned}$$

Dans (Desantes et al., 2006), la résolution de l'intégrale présentée dans l'équation (6.4) s'effectue en considérant que le débit est constant durant l'injection, ce qui est une hypothèse raisonnable pour des injections de longue durée mais pose un problème lorsque la totalité de l'injection s'effectue en régime transitoire sans que le débit en régime permanent de l'injecteur ne soit atteint. Il est cependant possible d'utiliser le débit moyen obtenu lors d'un événement d'injection afin d'estimer la quantité de mouvement moyenne injectée durant un événement d'injection. La relation utilisée afin d'exprimer le taux d'injection de quantité de mouvement moyen en fonction du débit moyen afin d'adapter modèle de Desantes est présentée à

l'équation (6.7). L'usage du taux d'injection de quantité de mouvement injectée obtenu avec l'équation (6.7) pour approximer le comportement d'injections courtes par taux d'injection de quantité de mouvement moyenné et est présenté à l'équation (6.9) et sera identifié comme «**Desantes moyen**» dans les figures.

$$\overline{\dot{M}_o} \cong \frac{\int_{HSOI}^{HEOI} \bar{v} \dot{m} dt}{HEOI - HSOI} = \frac{4}{\pi D^2} \frac{(\bar{\dot{m}})^2}{\rho_f} \quad (6.7)$$

L'équation intégrée est présentée à l'équation (6.9) et consiste au modèle de Desantes tel quel à l'exception de la quantité de mouvement qui est moyennée sur l'événement d'injection plutôt que d'utiliser le taux d'introduction de quantité de mouvement en régime permanent comme dans (Desantes et al., 2006). Le taux d'introduction de quantité de mouvement peut être obtenu expérimentalement ou modélisé à l'aide d'un modèle dynamique tel que celui proposé au chapitre 5.

$$\int_0^S S dS = \int_{HSOI}^{HEOI} \frac{\overline{\dot{M}_o}^{\frac{1}{2}}}{\rho_a^{\frac{1}{2}} K_u \left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} (1 - \exp(-2\alpha))^{\frac{1}{2}} \tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right)} dt \quad (6.8)$$

$$\frac{S(t)^2}{2} = \frac{\overline{\dot{M}_o}^{\frac{1}{2}}}{\rho_a^{\frac{1}{2}} K_u \left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} (1 - \exp(-2\alpha))^{\frac{1}{2}} \tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right)} t \quad (6.9)$$

Ces deux méthodes d'adaptation du modèle de Desantes sont toutefois limitées à l'analyse de la longueur de pénétration de jet durant la période d'ouverture de l'injecteur puisque la vitesse de propagation de jet modélisée devient nulle après fermeture de l'injecteur (fin de l'apport de quantité de mouvement) alors que la vitesse de la tête du spray est non nulle (Tétrault et al. 2015).

### 6.5.2 Étude du comportement de jets lors d'injections simples

Les résultats pour de longues injections de 1ms représentés sur la Figure 6.3 sont comparés aux résultats du modèle d'Hiroyasu et Arai et le modèle de Desantes dont les coefficients empiriques suggérés par les auteurs sont restés inchangés. Sur cette figure, les résultats expérimentaux sont représentés avec des puces carrées, les résultats provenant du modèle de d'Hiroyasu et Arai sont représentés à l'aide de traits pointillés alors que les résultats provenant du modèle de Desantes sont représentés avec un trait plein.

Les différentes couleurs renvoient quant à elles à différentes conditions d'injections faisant varier la pression d'injection et la contrepression. En comparant les courbes de mêmes couleurs entre elles, il est observable que de façon générale, les modèles d'Hiroyasu et Arai et de Desantes tous deux surestiment légèrement les résultats expérimentaux. Cette surestimation peut être attribuable à plusieurs facteurs, tout d'abord un potentiel écart provenant de la nature statistique des modèles empiriques, le coefficient  $R^2$  du modèle de Desantes étant de 98 % avec les données de l'auteur. Ensuite, un certain degré d'incertitude peut être attribuable à la mesure par microscopie optique des diamètres d'orifices de l'injecteur, assumés comme identiques et circulaires. De plus, l'usage d'un injecteur multitrou plutôt qu'un injecteur monotrou utilisé par (Hiroyasu et Arai, 1990) peut influencer le comportement du jet. L'usage d'un injecteur multitrous peut amener une vitesse de sortie de jet inférieure et un certain degré de variabilité entre les jets tel qu'observé par (Moon et al., 2015) durant la période initiale d'injection. Les résultats expérimentaux en injections simples de longues durées sont donc cohérents avec ce qui est attendu à partir de la littérature scientifique bien qu'un léger écart soit observé. De plus les tendances en fonction des paramètres de contrôle sont cohérentes avec ce qui est attendu à partir de la littérature, soit qu'une augmentation de la pression d'injection a pour effet de faire croître la longueur de pénétration de jet alors qu'une augmentation de la contrepression a pour effet de l'inhiber.

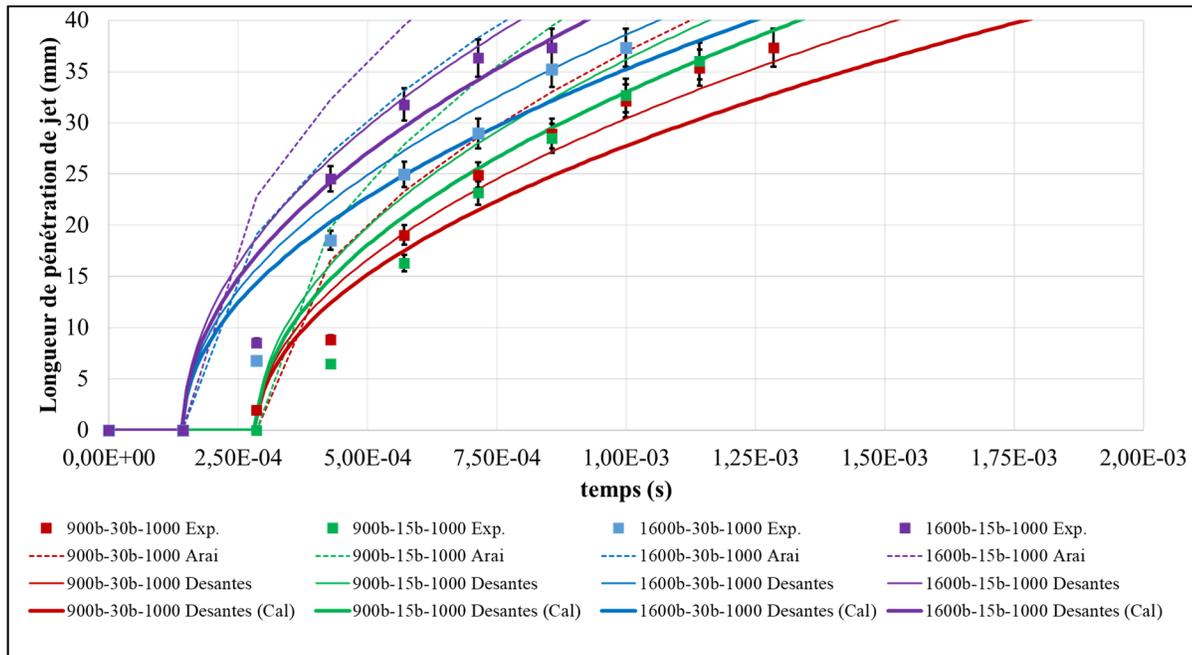


Figure 6.3 Comparaison des résultats expérimentaux au modèle d' (Hiroyasu et Arai, 1990) et de Desantes et al. Pour différentes pressions d'injection et contrepression et ce pour une injection de 1 ms

Afin d'éviter de traîner un biais dû à une surestimation de la pénétration de jet en injections longues lors de l'étude d'injections courtes et multiples, une nouvelle constante empirique  $k_u$  est calculée à partir des résultats en injections longues. En utilisant un algorithme de moindres carrés, une nouvelle constante  $k_u$  fixée à 2,28 est obtenue pour un coefficient R2 de 87 %. Les résultats avec ce coefficient calibré sont représentés en trait épais sur la Figure 6.3.

Pour des injections de courte durée dont la majeure partie de l'injection de carburant s'effectue dans les phases de croissance et de décroissance du débit, il est observé que le comportement de la longueur de pénétration est très sensible envers la pression d'injection, la contrepression et la durée d'injection. Lorsqu'on fixe la pression d'injection et la contrepression afin d'étudier l'effet de la durée d'énergisation, on observe une sensibilité importante envers la durée d'énergisation comme on peut l'observer sur la Figure 6.4 qui présente la pénétration du jet pour différents temps d'injection. Sur cette figure, la pression d'injection est fixée à 900 bar et la contre-pression est de 15 bar. Il est observé expérimentalement qu'en deçà d'une certaine

durée d'énergisation, la longueur de pénétration de jet devient fortement sensible à la durée d'énergisation. Ainsi, la longueur maximale passe de 10 mm à plus de 35 mm en passant d'une injection de 100  $\mu\text{s}$  à une injection de 275  $\mu\text{s}$ . Cette influence de la durée d'énergisation sur la pénétration de jet a également un comportement fortement non linéaire puisque dans le cas présenté à la Figure 6.4, une augmentation de la durée de 250 à 275  $\mu\text{s}$  a pour effet de doubler la longueur de pénétration de jet lorsque comparé à 0,86 ms après le début de la commande d'injection. Ce phénomène est atténué pour une injection de 1600 bar, le seuil d'apparition de ce détachement des courbes est décalé vers des injections au temps d'énergisation plus court et une différence moins prononcée, soit une longueur de pénétration 40 % plus élevée entre une injection de 200  $\mu\text{s}$  et une injection de 250  $\mu\text{s}$  0,86 ms après le début de la commande d'injection.

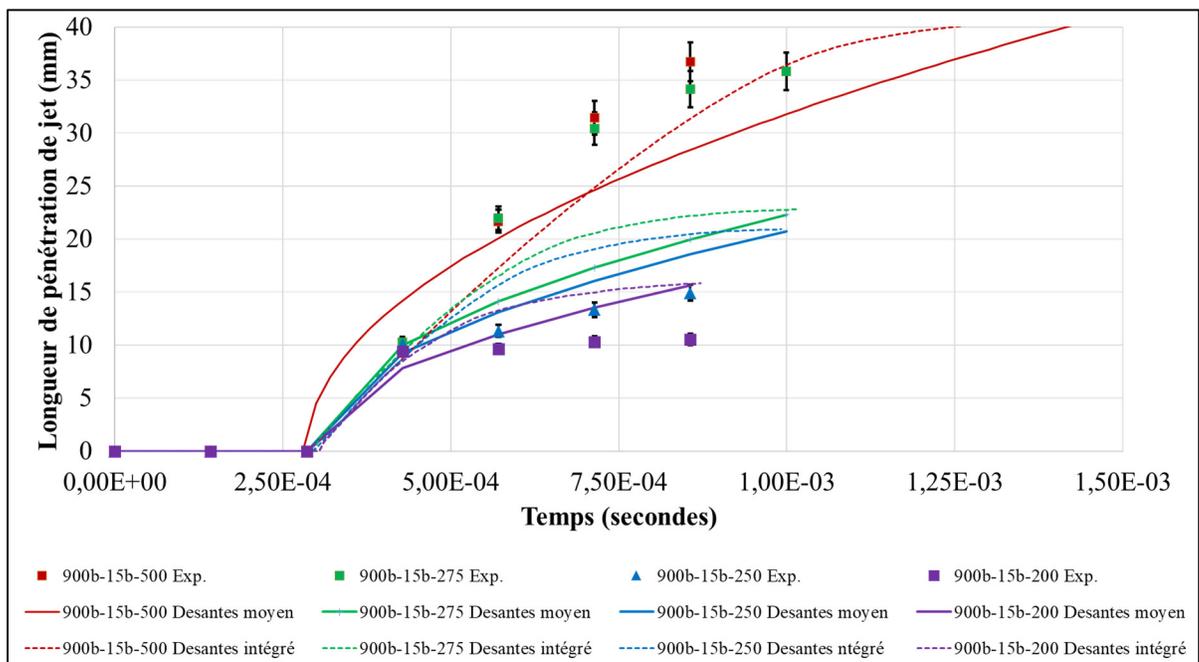


Figure 6.4 Courbes de pénétration de jets pour différents temps d'énergisation.  
Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar

Lorsqu'on s'intéresse à l'effet de la pression et la contrepression à durée d'énergisation équivalente, il est également possible d'observer une sensibilité similaire de la longueur de pénétration par rapport à la pression d'injection. Cet effet est illustré à la Figure 6.5 à l'aide de

puces carrées représentant les résultats expérimentaux. Sur cette figure, on peut observer que l'augmentation de la contrepression a pour effet de réduire légèrement la longueur de pénétration. L'amplitude de cette réduction de la longueur de pénétration est comparable à ce qui est attendu avec une réduction attendue de 17 % estimée à l'aide du modèle (Hiroyasu et Arai, 1990) et une réduction attendue de 30 % estimée à l'aide du modèle de (Desantes et al., 2006). L'effet de la pression d'injection est cependant plus prononcé expérimentalement qu'avec les modèles calibrés avec des injections longues. Il est attendu en utilisant ces modèles qu'une augmentation de la pression d'injection de 900 bar à 1600 bar devrait entraîner une augmentation de la longueur de pénétration de l'ordre de 15 à 33% en utilisant respectivement le modèles de Hiroyasu et Arai et le modèle de Desantes à titre de référence alors que la longueur de pénétration expérimentale a plus que doublé. Cette déviation du comportement par rapport aux modèles d'Hiroyasu et Arai (1990) peut être attribuable à la durée effective d'injection qui varie en fonction de la pression d'injection. Une injection effectuée à 1600 bars en plus d'avoir une pression supérieure s'exerçant sur le jet aura également une durée effective supérieure, injectant davantage de masse de carburant tel qu'observé au chapitre 4.

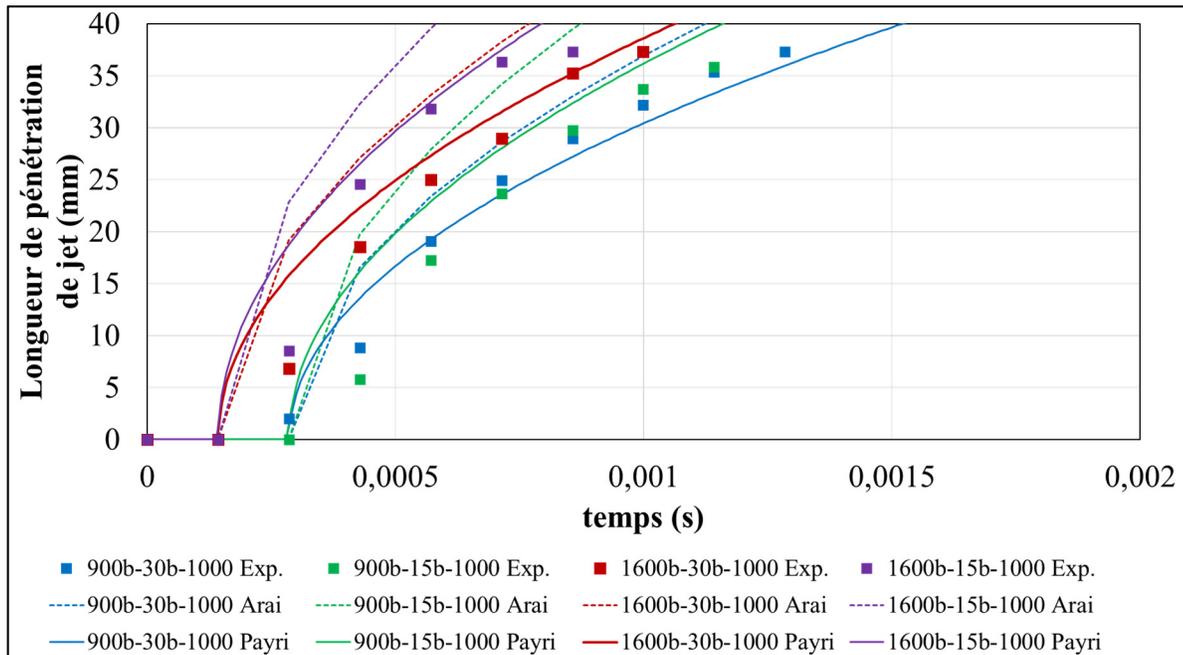


Figure 6.5 Courbes de pénétration de jet pour ET=250us à différentes pressions d'injection

Sur les figures 6.4 et 6.5 les résultats issus de ces deux approches de modélisation 1D sont également représentés avec les résultats expérimentaux discutés précédemment. Les résultats issus de l'intégration numérique du débit de l'injecteur sont représentés en pointillé alors que les résultats d'une approche moyennée sont représentés en trait plein. En comparant les résultats des deux approches abordées afin d'adapter le modèle de Desantes et al. (2006) aux injections courtes, il est observé que les deux approches prédisent la même longueur de pénétration en fin d'injection à l'instant où le débit chute à zéro, ce qui est attendu puisque l'aire totale intégrée est partagée entre les deux méthodes. L'approche moyennée a pour effet de surestimer le taux de pénétration du jet en phase de début de croissance du débit et en fin de décroissance du débit juste avant la fermeture complète par rapport au modèle intégré numériquement. En comparant les résultats de modélisation 1D aux résultats expérimentaux, on observe sur la Figure 6.4 que le modèle reproduit plus fidèlement les résultats expérimentaux lors de longues injections et l'écart croît lorsque la durée d'énergisation décroît avec une surestimation maximale de 70 % observée au moment de la fermeture de l'injecteur pour une injection de 200  $\mu$ s.

Lorsqu'on étudie le comportement des modèles 1D en variant la pression et contrepression à durée d'injection constante, on observe un comportement similaire. L'écart entre le modèle et les résultats expérimentaux croît lorsque la longueur de pénétration obtenue expérimentalement décroît. Le modèle de Desantes modifié ne permet donc pas de prédire avec précision la longueur de pénétration du jet de carburant pour les injections les plus courtes étudiées. Ces injections se situent toutefois à la limite pratique de l'injecteur puisqu'un temps d'énergisation plus court que les 200  $\mu$ s entraîne l'apparition de ratés d'injections. Les deux approches de modélisation fournissent toutefois un outil d'estimation adéquat nécessitant peu de données pour estimer la longueur de pénétration de jets de carburant lors d'injections courtes à partir du comportement hydraulique de l'injecteur. De plus, les résultats obtenus après modifications du modèle convergent vers ceux du modèle original pour des injections de longue durée dont les phases d'accroissement et de décroissance du débit ont un impact négligeable sur la pénétration du jet, ce qui permet d'utiliser cette approche pour des injections de longue durée.

### 6.5.3 Étude du comportement de jets lors d'injections doubles

Maintenant que les comportements d'injections simples de longues et de courte durée ont été étudiés, l'étude s'étendra maintenant sur l'impact potentiel de l'introduction d'une seconde injection sur la longueur de pénétration des deux jets de carburant qui composent une stratégie d'injection double. Pour ce faire, des injections doubles de différentes durées et délais entre les injections seront étudiées. Comme dans le cas de l'étude du comportement hydraulique lors d'injections doubles, les données recueillies lors d'injections simples sont utilisées à titre de référence comparative. À cette étape, il est attendu que le premier jet de carburant soit peu influencé par l'effet d'une injection ultérieure puisqu'il a été observé expérimentalement au chapitre 2 que l'impact d'une onde de choc émise par la seconde injection est négligeable avec l'injecteur étudié. Le second jet de carburant devrait cependant être affectée par la durée effective accrue de la seconde injection observée expérimentalement au chapitre 5.

Divers degrés de couplage ont été observés lors d'injections multiples et varient avec plusieurs paramètres de contrôle du plan expérimental. Une séquence vidéo représentée sous forme d'une séquence verticale d'images partant du haut vers le bas illustre ce couplage à la Figure 6.6. Sur cette figure, les injections sont réalisées à une pression d'injection de 900 bar et une contrepression de 30 bar. La séquence de gauche représente une injection simple dont la durée d'énergisation est de 200  $\mu\text{s}$  tandis que la séquence de droite correspond à une injection double composée de deux injections d'une durée d'énergisation de 200  $\mu\text{s}$  séparées par un délai de 417  $\mu\text{s}$ . Chaque saut de ligne correspond à un pas de temps de  $1/7005^{\circ}$  de seconde. En comparant la première injection à l'injection simple, on peut voir que les deux jets se comportent de façon similaire (lignes 1 à 3). On peut par la suite observer que la seconde injection dont le début d'injection se situe sur la 4<sup>e</sup> ligne se propage beaucoup plus loin dans l'enceinte que la première injection bien que la durée d'énergisation soit identique. Cependant l'analyse du débit instantané dans ces conditions d'injection au chapitre 4 révélait un degré important de fusion entre les injections, l'injecteur n'ayant pas le temps de se fermer complètement avant le début de la seconde injection. La masse injectée par la seconde injection est donc supérieure à la première injection.

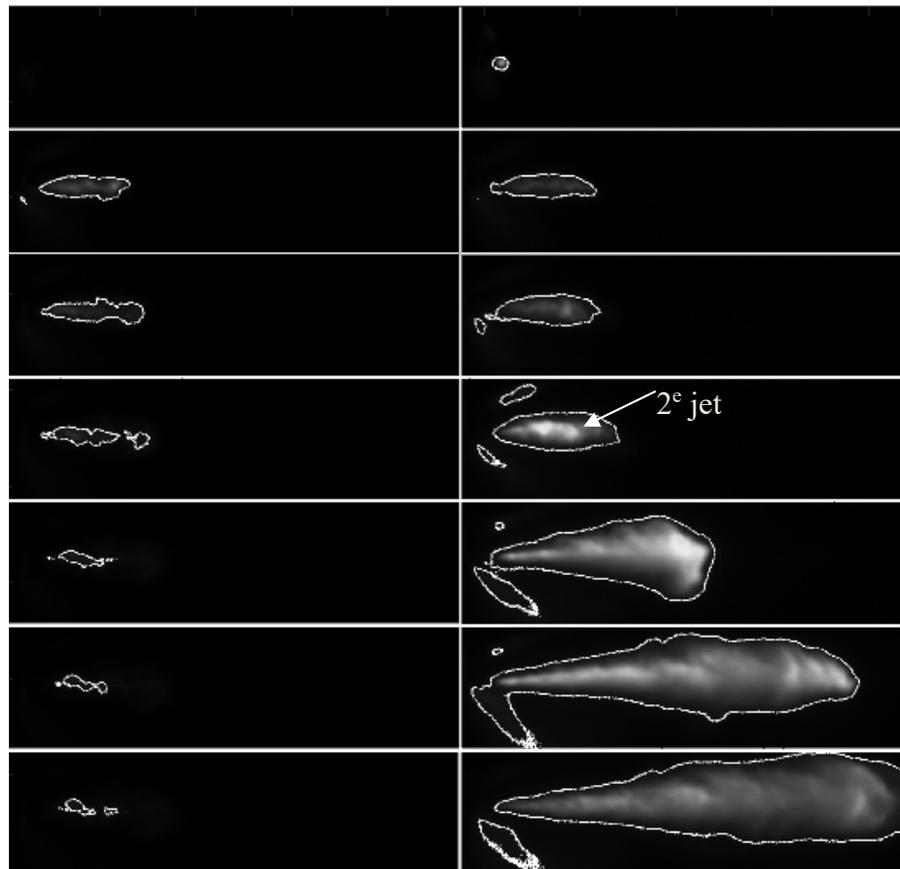


Figure 6.6 Injection Simple (gauche) comparée à une injection double (droite) avec couplage

Lorsqu'on fait croître le délai entre les injections au-delà du seuil de fusion entre les injections, un degré de couplage persiste au niveau de la longueur de pénétration de jet. Un exemple de séquence vidéo dans ces conditions est illustré sur la Figure 6.7 pour une stratégie identique à celle illustrée sur la figure précédente à l'exception du délai entre les injections qui croît à 1250  $\mu\text{s}$ . Sur cette figure, la colonne de gauche correspond à la première injection et la colonne de droite correspond à la seconde injection. L'image du haut correspond au début de l'injection et chaque saut de ligne correspond à un pas de temps de 1/7005<sup>e</sup> de seconde. La stratégie d'injection double correspond à deux injections d'une durée d'énergisation de 200  $\mu\text{s}$  séparées par un délai de 1250  $\mu\text{s}$ . Dans ces conditions d'injections, on peut constater que le couplage sur la longueur de pénétration de jet est beaucoup moins prononcé que dans le cas de la Figure 6.6. On observe toutefois un jet qui parcourt environ 50 % plus de distance pour la seconde

injection par rapport à la première injection sur une même durée de temps. Dans ces conditions d'injections, les mesures de débits instantanés révèlent une durée effective d'injection supérieure pour la seconde injection par rapport à la première sans qu'il n'y ait fusion entre les deux injections.

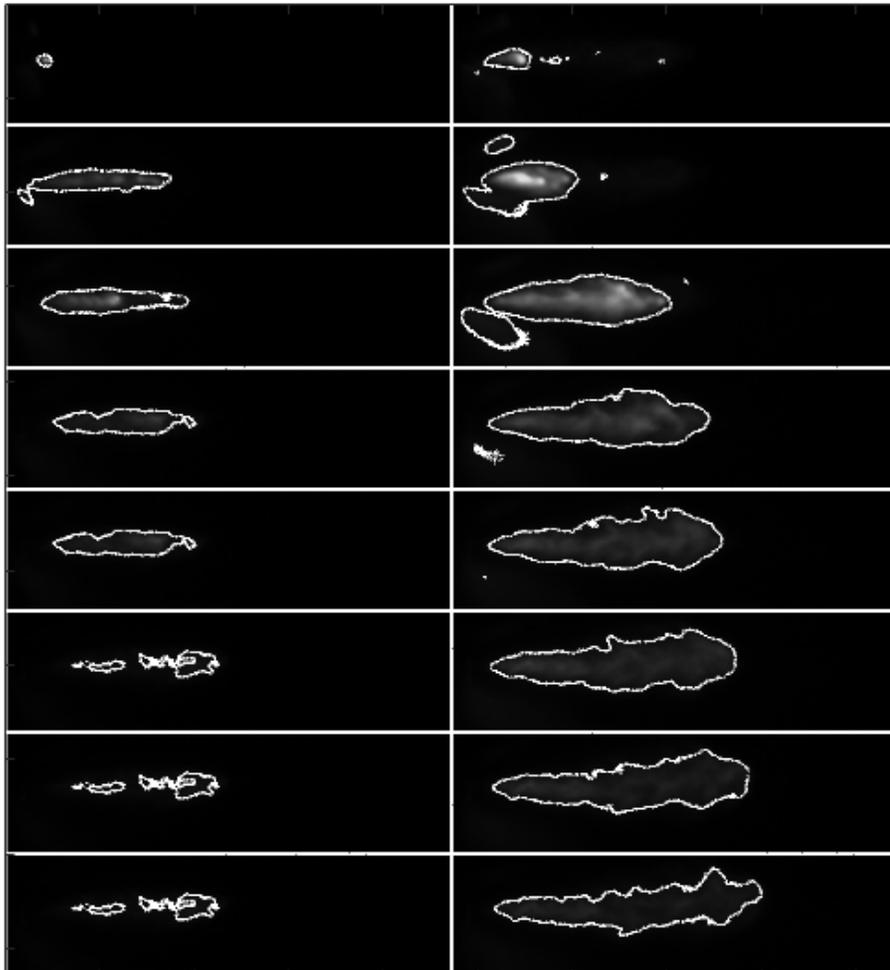


Figure 6.7 Injection double 200/1250/200 à 900bar/15bar.

Colonne de gauche : 1<sup>ère</sup> injection,

colonne de droite : 2<sup>e</sup> injection

Si l'on fait croître davantage le délai entre les injections en gardant les autres paramètres constants, une diminution graduelle du couplage au niveau de la longueur de pénétration est observée. Les résultats d'une injection de carburant dont seul le délai entre les injections a été augmenté à 2500  $\mu$ s par rapport aux deux séquences précédentes sont présentés sur la Figure

6.8. Dans ces conditions, on peut observer que la longueur de pénétration de jet est approximativement constante en comparant qualitativement le comportement de la première et la seconde injection. Ces résultats sont cohérents avec les résultats du chapitre 4 pour lesquels une très légère augmentation de la masse injectée mais du même ordre de grandeur que la marge d'incertitude de l'appareil était observée pour cette stratégie d'injection double.

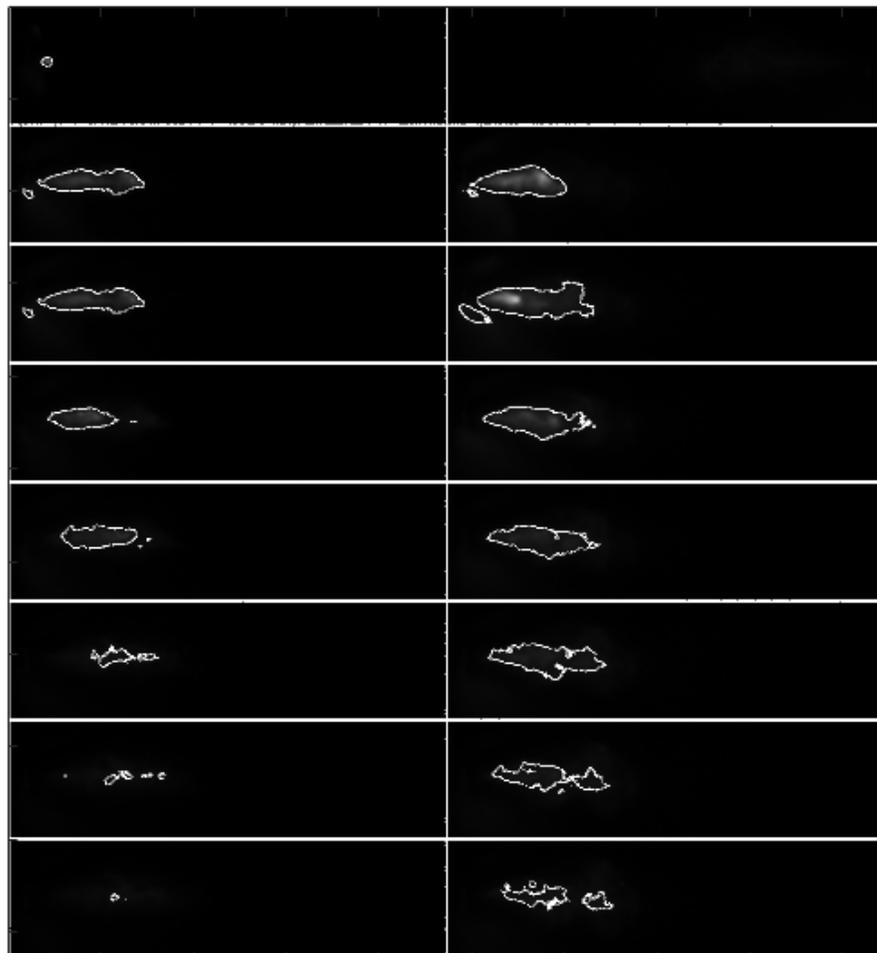


Figure 6.8 Injection double 200/2500/200 à 900bar/15bar.  
 Colonne de gauche : 1<sup>ère</sup> injection,  
 colonne de droite : 2<sup>e</sup> injection

Comme les conditions expérimentales où une surinjection de masse est observée semblent correspondre avec les conditions pour lesquelles la longueur de pénétration de la seconde injection est accrue, il est fort probable que la surinjection de masse ne soit une cause

importante de cette longueur de pénétration accrue du jet. Cependant, il est également possible que l'air ambiant soit accéléré par la première injection, réduisant ainsi la force aérodynamique s'exerçant sur les gouttelettes de carburant composant le second jet de carburant tel qu'hypothétisé dans (Tétrault et al., 2015). Il est cependant impossible de dissocier expérimentalement ces deux mécanismes potentiels d'interaction entre les jets avec la présente technique expérimentale.

Afin d'étudier l'impact potentiel de la plus grande durée effective d'injection sur le comportement du jet, il est considéré que la vitesse de propagation du bout de jet peut être associée au taux d'injection de quantité de mouvement tel que présenté par (Desantes et al., 2006) et adapté aux injections courtes dans la section précédente. Ce modèle basé sur une injection simple considère que l'air ambiant est au repos lors de l'injection. Ce modèle ne permet donc pas de modéliser l'effet de l'air pouvant être entraîné par le premier jet de carburant. Une autre approche empirique est également étudiée afin de tenter de prédire le comportement de jets d'injections doubles à l'aide d'une injection simple équivalente selon un certain critère. Le modèle de (Desantes et al., 2006) est utilisé afin d'établir un critère d'équivalence basé sur la masse injectée comme l'équation (6.6) met en relation directe la longueur de pénétration à la masse injectée. Les durées d'injections simples équivalentes sont obtenues à l'aide de la masse injectée obtenue expérimentalement pour des injections simples au chapitre 4. Toutes ces approches de prédiction négligent toutefois l'impact d'un potentiel couplage aérodynamique entre les jets de carburant via l'entraînement de l'air ambiant.

Les courbes de pénétration de jets en fonction du temps des deux injections composant la stratégie d'injection (2 injections de  $200 \mu\text{s}$  séparées par un délai de  $417 \mu\text{s}$ ) représentée à la Figure 6.6 sont représentées sur la Figure 6.9. Sur cette figure, l'échelle temporelle est exprimée en secondes à partir du début hydraulique des injections, ce qui permet de superposer les courbes de pénétration de la première et la seconde injection dans le même référentiel temporel. En se basant sur les mesures de débits, la durée d'injection simple à masse injectée équivalente à la seconde injection de cette stratégie correspond à une injection dont la durée d'énergisation est de  $370 \mu\text{s}$ . Comme ce temps d'énergisation ne correspond pas à un point de

mesure couvert par le plan expérimental, les résultats en injections simples aux temps d'énergisation de 350 et 400  $\mu\text{s}$  sont tracés sur la figure. En comparant ces injections simples à la seconde injection à masse injectée équivalente, il est observé que l'usage d'une injection simple de masse injectée équivalente sous-estime la longueur de pénétration de jet dans ces conditions, les résultats expérimentaux de la seconde injection se rapprochant davantage à une injection simple d'une durée d'énergisation de 500  $\mu\text{s}$  également tracée sur la figure 6.9. Les résultats obtenus à l'aide des deux approches de modification du modèle de Desantes pour des injections courtes sont également représentés sur cette figure et mènent également à une sous-estimation de la longueur de pénétration du jet de carburant. Cette différence entre les résultats en injections doubles et les injections simples de masse injectée équivalente peut être attribuable à deux causes potentielles. D'abord, cette stratégie d'injection fait intervenir un délai très faible entre des injections et présente un certain degré de fusion entre les injections tel qu'observé au chapitre 4, le débit injecté ne retombant pas totalement à zéro entre les injections. Ensuite, en l'absence de couplage par onde de choc, il est également possible qu'un couplage aérodynamique entre les injections puisse contribuer à cette sous-estimation des prédictions basées sur des injections de masses injectées équivalentes et des prédictions des modèles empiriques.

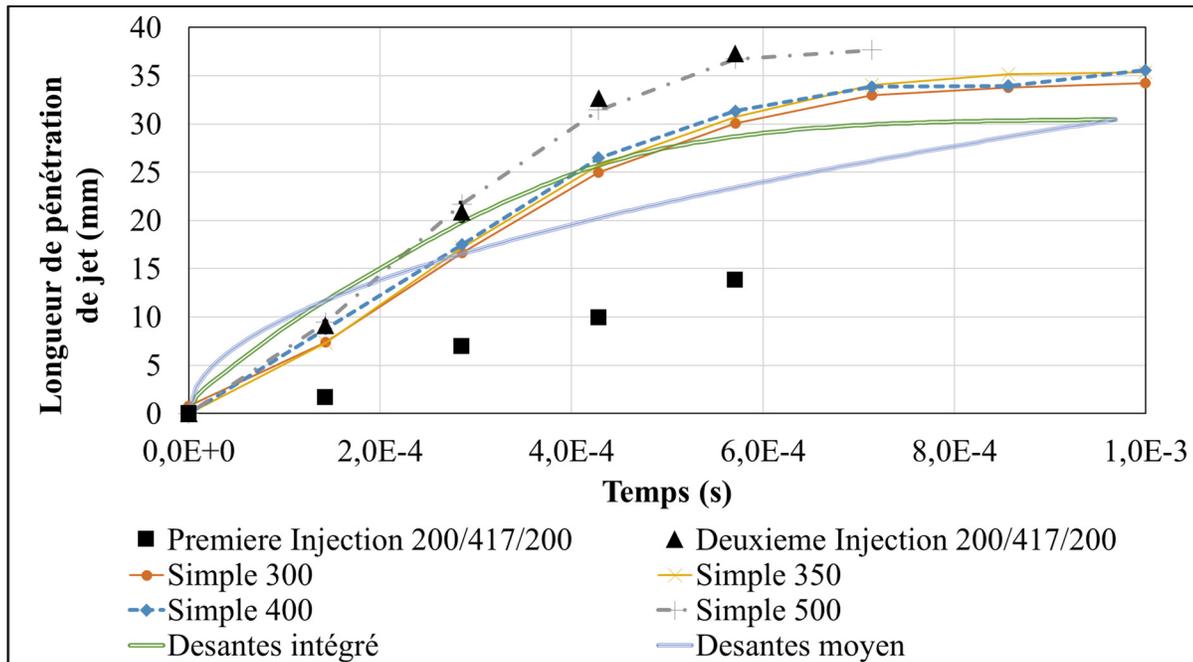


Figure 6.9 Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 417 $\mu$ s de la première (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar)

La stratégie d'injection étudiée précédemment faisait intervenir un fort degré de fusion entre les injections. La seconde stratégie d'injection étudiée fait intervenir un délai entre les injections permettant d'obtenir deux injections distinctes. Toutes les autres conditions sont maintenues identiques à la stratégie précédente. Les courbes de pénétration de cette stratégie d'injection composée de deux injections de 200  $\mu$ s séparées par un délai de 625  $\mu$ s sont représentés sur la Figure 6.10. La durée d'énergisation pour une injection simple de masse injectée équivalente est de 256  $\mu$ s. Afin de représenter cette injection simple de durée équivalente, les courbes de pénétration expérimentales pour des injections simples de 250 et 260 sont représentées. Il est observé dans ces conditions que les résultats expérimentaux de la stratégie d'injection double sont bien balisés entre ces deux injections simples de masse injectée approximativement équivalentes contrairement à ce qui a été observé précédemment avec la stratégie précédente. Dans ces conditions, les résultats obtenus avec le modèle de Desantes modifié permettent également une estimation fidèle de la longueur de pénétration de jet avec une légère surestimation. Le modèle dérivé du débit instantané expérimental permet

d'obtenir la meilleure prédiction dans ces conditions alors que le modèle basé sur le débit moyen permet également des résultats satisfaisants.

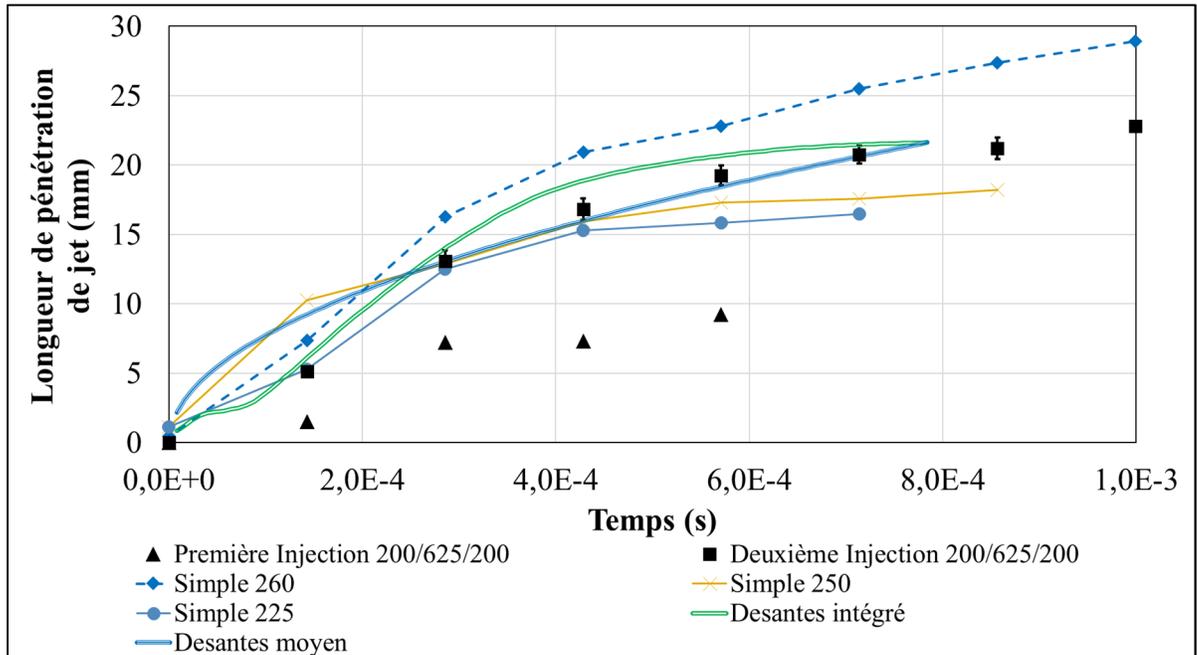


Figure 6.10 Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 625us de la première (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar)

Si l'on augmente le délai entre les injections à une valeur de 1250  $\mu\text{s}$  afin de réduire le degré de couplage tout en gardant les autres paramètres constants, on observe sur la Figure 6.10 que les deux modèles adaptés de (Desantes et al., 2006) se détachent légèrement des résultats expérimentaux avec une augmentation du degré de surestimation alors que la courbe modélisée change peu par rapport à celle obtenue avec un délai entre les injections de 1250  $\mu\text{s}$  puisque la masse injectée change peu. Dans ces conditions, la durée d'énergisation de l'injection simple équivalente est de 254  $\mu\text{s}$ , les points expérimentaux s'y rapprochant le plus sont donc les mêmes que pour le cas précédent, ce qui témoigne d'un degré de couplage similaire au niveau de la masse injectée. Les résultats expérimentaux de la seconde injection sont balisés entre ceux de l'injection simple de 250  $\mu\text{s}$  et celle de de 260  $\mu\text{s}$ .

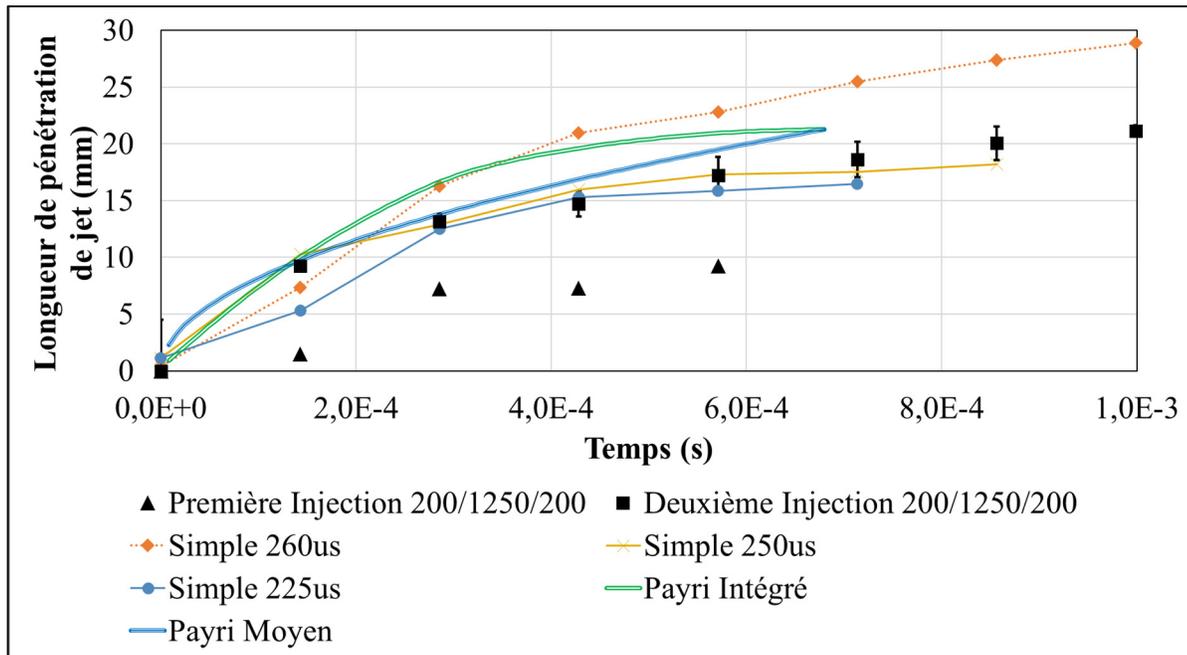


Figure 6.11 Comparaison des différentes méthodes de prédiction proposées à une seconde injection espacée de 1250  $\mu$ s (Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 15 bar)

En dernier lieu, les résultats expérimentaux d'une stratégie d'injection tirée d'un contexte moteur réel sont étudiés. Ces résultats sont obtenus à une pression d'injection de 900 bar et une contre-pression de 30 bar, plus élevée que pour les études de cas précédentes. Cette stratégie d'injection a également pour particularité de ne pas être symétrique contrairement aux autres points du plan d'expérience et est composée d'une première injection de 260  $\mu$ s suivie d'une seconde injection de 390  $\mu$ s séparée par un délai de 625  $\mu$ s (15 degrés vilebrequins à 2000 tours/minutes). Cette stratégie d'injection correspond à la stratégie double minimisant les émissions polluantes utilisée dans les travaux de (Plamondon, 2015). Au niveau de la masse injectée, cette stratégie d'injection présente un faible degré de fusion entre les injections avec une fermeture de l'injecteur incomplète de l'injecteur. Le débit instantané à la sortie de l'injecteur en fonction du temps est représenté sur la Figure 6.12. À l'aide de cette mesure de débit, la durée d'énergisation d'une injection simple de masse équivalente est estimée à 450  $\mu$ s. Les courbes de pénétrations des différentes approches de prédiction du comportement de la stratégie d'injection double sont représentées avec les résultats expérimentaux à la Figure

6.13. Contrairement aux autres figures, présentées jusqu'à maintenant, le temps sur cette figure est présenté en temps absolu à partir du début de la première commande électrique d'injection. Pour la première injection, des résultats provenant d'une injection simple de même durée d'énergisation ainsi que des résultats du modèle de Desantes intégré à partir du débit instantané sont également représentés pour des fins de comparaisons. La comparaison directe de la première injection à l'injection simple permet de voir que le comportement est identique dans ces conditions. L'usage du modèle intégré permet également une bonne approximation du comportement de la première injection. Si on s'intéresse maintenant au comportement de la seconde injection de la stratégie d'injection double, on peut voir que l'injection simple de masse injectée équivalente ainsi que le modèle de Desantes intégré permettent tous une bonne approximation du comportement du jet de carburant.

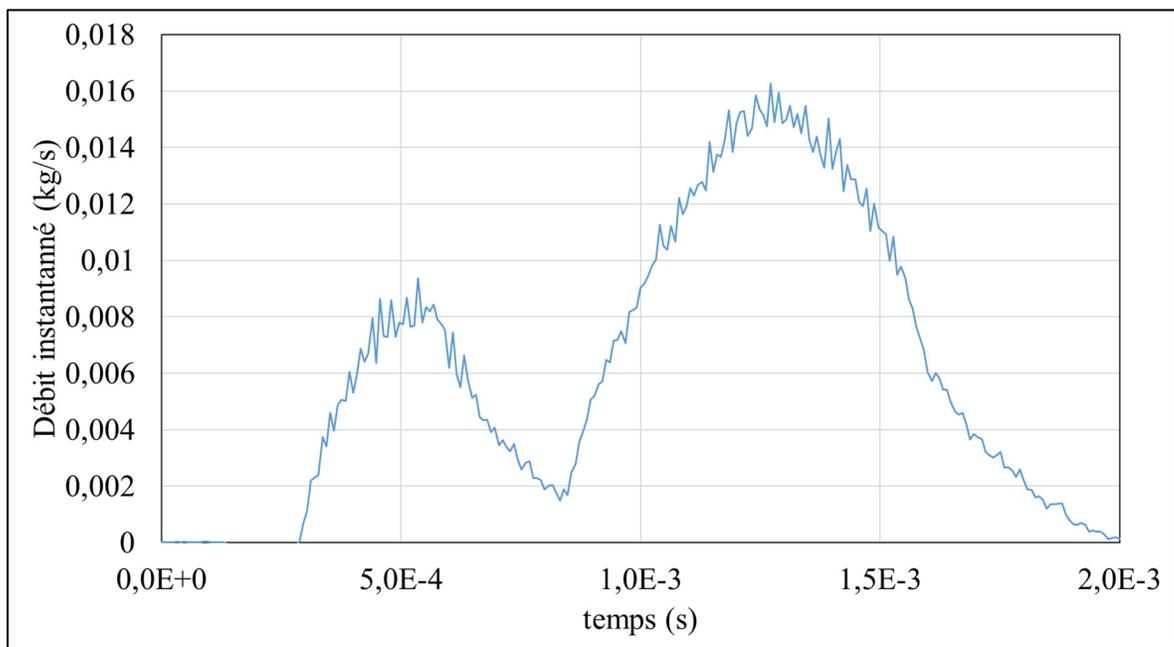


Figure 6.12 Débit instantané d'une première injection de 260 µs suivie d'une seconde injection de 390 µs séparée par un délai de 625 µs. Pression d'injection de 900 bar et contrepression de 30 bar

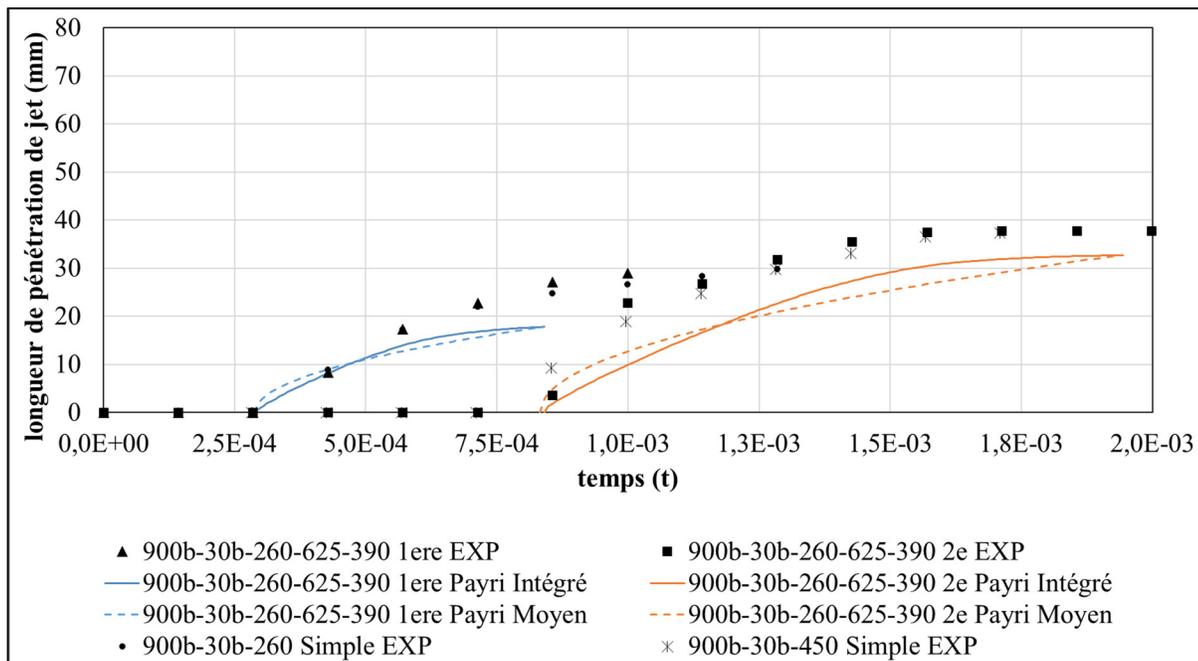


Figure 6.13 Comparaison des résultats expérimentaux de l'injection optimisée basée sur (Plamondon, 2015) avec le modèle intégré

## 6.6 Synthèse de chapitre

En bref, cette étude portant sur le comportement aérodynamique des jets de carburants en injections doubles permet d'observer que l'usage d'injections multiples influence le comportement des jets de carburants et requiert une adaptation des modèles permettant de prédire le comportement du jet qui sont pour la plupart calibrés sur des injections de longue durée et dénués de paramètres permettant d'ajuster la longueur d'injection. Le modèle de (Desantes et al., 2006) basé sur le taux d'injection de quantité de mouvement a permis une fois légèrement adapté au débit instantané d'obtenir des résultats satisfaisants lors de la prédiction du comportement d'injections courtes à partir de la masse injectée. Dans les conditions d'injections étudiées, le modèle sous-prédit la longueur de pénétration obtenue expérimentalement pour des injections fortement couplées avec fusion entre les injections et tend à sur prédire lorsque le couplage entre les injections diminue. De plus, la physique incomplète du modèle ne permet pas de quantifier l'impact d'un débit non nul en début d'injection ainsi que l'impact potentiel de l'entraînement de l'air au niveau du couplage entre

les injections. Ce modèle permet donc une première approximation du comportement de jets en injections doubles. Il est toutefois nécessaire d'y apporter des ajustements afin de bien capturer le comportement de jets en injections doubles et multiples. Ce modèle peut cependant être utilisé pour estimer le comportement d'injecteurs en injections doubles en phase de conception préliminaire. Les résultats de ce chapitre et des deux chapitres précédents ont permis de répondre aux objectifs 2 et 3, soit d'étudier le comportement aérodynamique et hydraulique des jets de carburant lors d'injections de courte durée et lors d'injections doubles.



## CONCLUSION

L'usage de stratégies d'injections multiples est l'une des voies utilisées afin de réduire les émissions polluantes de moteurs alternatifs à combustion interne avec l'usage de carburants renouvelables et conventionnels. La compréhension actuelle de la physique régissant les jets de atomisés de carburant dans ce genre de stratégies est cependant limitée. L'objectif principal de cette thèse se veut donc d'étudier le comportement d'injections de carburant lorsqu'elles sont regroupées sous forme de stratégies d'injection multiples. Pour atteindre cet objectif général, trois sous-objectifs plus précis ont été énoncés de la façon suivante :

1. Étudier le potentiel des ondes de choc émis par la seconde injection à influencer la longueur de pénétration de la première injection;
2. Caractériser le comportement d'injections simples en réponse à de courtes commandes d'injections typiquement retrouvées lors de l'usage d'injections multiples;
3. Quantifier l'impact de stratégies d'injections doubles de courtes durées sur les caractéristiques des jets.

Le potentiel de couplage entre deux jets de carburant via l'émission d'ondes de choc a été étudié expérimentalement et numériquement. D'abord dans le chapitre 2, deux expériences ont été mises en place afin d'observer qualitativement la présence d'ondes de choc et d'en relever l'amplitude et la géométrie. Il a été observé que les ondes de choc obtenues expérimentalement ont une intensité nettement inférieure à celles relevées dans la littérature. Ces différences pourraient être attribuables à la géométrie multi-trou de l'injecteur qui a pour effet une vitesse de jet moins élevée en début d'injection. De plus, les vitesses de propagation, les amplitudes du saut de pression et l'épaisseur de chocs ont été mesurées. Un modèle numérique 1D permettant la simulation d'une onde de choc traversant un milieu biphasé composé d'un gaz parfait porteur et d'un nuage de gouttelettes a été implémenté puis validé dans le chapitre 3. Ce modèle est utilisé conjointement aux résultats expérimentaux du chapitre 2 afin d'isoler l'impact d'une onde de choc traversant un nuage de gouttelettes dans un contexte de jets de carburant diesel. Cette étude a permis de répondre au premier sous-objectif en apportant des conclusions nuancées. D'abord, les résultats de simulations permettent de conclure que les amplitudes de choc obtenues expérimentalement dans le cadre de cette thèse ont un impact

négligeable sur un nuage de gouttelettes qu'elles traversent, et donc un effet négligeable sur les jets de carburant. Cependant lorsque des amplitudes de choc plus élevées à partir d'injection monotrou provenant de la littérature sont utilisées, l'interaction entre une onde de choc et un nuage de gouttelettes qu'elle traverse devient plausible.

Afin d'étudier le comportement d'injections multiples, il a été nécessaire de d'abord étudier le comportement d'injections simples de courte durée. Plusieurs aspects ont été traités afin d'étudier leur comportement. Dans le chapitre 4, l'étude du comportement hydraulique d'injections simples de courtes durées a permis d'observer qu'une adimensionnalisation des résultats permettait d'obtenir des taux de croissance et de décroissance des débits indépendants de la pression d'injection et de la durée d'injection. De plus, il a été observé que le débit nominal de l'injecteur n'était atteint que pour les injections les plus longues, soit supérieure à un temps d'énergisation de 800  $\mu$ s. Dans le chapitre 6, le comportement aérodynamique d'injections de courte durée a été étudié par dispersion de Mie avec une caméra à haute vitesse. Cette étude a permis d'observer que la longueur de pénétration de jet était très sensible à la durée d'injection pour les injections les plus courtes et que l'adaptation aux débits réduits observés au chapitre 4 du modèle de (Desantes et al, 2006) permettait une capacité de prédiction adéquate sauf dans le cas des injections les plus courtes. Le 2<sup>e</sup> sous-objectif est donc atteint en ayant suffisamment documenté les injections de courte durée pour permettre l'étude d'injections doubles composées de celles-ci.

Afin de répondre au troisième sous-objectif, des stratégies d'injections doubles pour lesquelles les durées d'énergisation et les délais séparant les injections ont été étudiées. L'impact du regroupement des injections a d'abord été étudié expérimentalement au niveau du débit injecté au chapitre 4. Il a été observé que les délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur variaient en fonction de la durée séparant deux injections et qu'une surinjection de masse était observée pour la seconde injection. Il a également été observé que les taux d'accroissement et de décroissance du débit n'étaient pas affectés par la stratégie d'injection lorsqu'adimensionnalisés par rapport à une injection simple. Un modèle dynamique empirique d'ordre 1 a été utilisé afin de modéliser le comportement de l'injecteur lors d'injections

doubles. Ce modèle simple calibré à l'aide de résultats expérimentaux a permis d'établir que la durée effective d'injection accrue était probablement la cause principale de la surinjection de masse. Dans le chapitre 6, des visualisations par dispersion de Mie ont permis d'obtenir la longueur de pénétration des jets de carburant lors d'injections doubles. Cette étape a permis d'établir que le modèle de (Desantes,2006) avec un taux d'injection de mouvement estimée à l'aide du débit instantané permettait une bonne représentation approximative d'injections courtes mais que l'écart de prédiction est important pour les injections les plus courtes et lorsque le délai entre les injections est faible. Cette difficulté d'approximation dans ces conditions peut être attribuable à l'hypothèse de vitesse nulle de l'air ambiant qui n'a pas pu être vérifiée avec les présents résultats expérimentaux. Il est également observé en présence de fusion entre les injections que l'usage d'une injection simple de masse équivalente ne permet pas une bonne approximation de la longueur de pénétration. Cet écart est probablement causé par la vitesse de jet non nulle lors d'une réaccélération du débit injecté en présence de fusion entre deux injections.

Il est donc honnête d'affirmer que les présents travaux répondent à l'objectif principal d'étudier le comportement de jets de carburant en injections multiples via l'atteinte des trois objectifs secondaires fixés. Cependant, la démarche menant à l'atteinte a également ouvert la voie à de nombreux questionnements additionnels traités dans la prochaine section dédiée aux développements futurs et recommandations pour donner suite aux travaux de cette thèse.



## RECOMMANDATIONS

Tout au long du projet de recherche ayant mené à l'élaboration de cette thèse de nombreuses questions additionnelles ont été soulevées. Également, certaines expériences dont les résultats n'ont pas permis de répondre aux objectifs de recherche ont été écartées de la thèse.

D'abord, lors de l'étude de l'influence potentielle d'ondes de choc sur un nuage de gouttelettes se formant sur son passage des différences importantes ont été relevées entre les résultats expérimentaux et les quelques résultats provenant de la littérature. Il a été hypothésisé que la géométrie multi-orifices de l'injecteur dont les vitesses de jet sont plus faibles durant la phase initiale pouvait être responsable de cet écart. Cependant, très peu est connu sur le processus menant à la formation d'ondes de choc par des jets atomisés à haute vitesse. Il n'est donc pour l'instant pas possible de prédire l'instant de formation, et l'intensité de l'onde de choc à l'aide des conditions d'injection et des paramètres de l'injecteur. Dans la mesure où certaines conditions provenant de la littérature semblent permettre la formation de chocs suffisamment intenses pour influencer les nuages de gouttelettes, il serait d'intérêt d'étudier davantage l'impact de l'injecteur et des conditions d'injections sur l'intensité des chocs émis afin de connaître les conditions pour lesquelles une onde de choc a le potentiel d'influencer le comportement du jet de carburant.

Ensuite, l'entraînement de l'air par la première injection, ayant pour une effet une vitesse non nulle de l'air au moment de la seconde injection est un autre mécanisme potentiel d'interaction d'intérêt identifié lors de l'établissement des objectifs de recherche en début de thèse. Bien que la bonne approximation d'une injection double à l'aide du modèle de (Desantes et al.,2006) ne considérant pas cet effet suggère qu'il ait un effet négligeable dans les conditions étudiées, il n'a pas été possible de le documenter en détail. Des expériences par vélocimétrie par images de particules ont été tentées afin d'étudier l'entraînement de l'air dans la direction de propagation des jets de carburant afin d'étudier la potentielle influence d'une première injection sur celle qui la suit via une réduction de la traînée aérodynamique des gouttelettes. Cependant la zone d'intérêt s'est révélée trop dense en gouttelettes de carburant afin d'en extraire des champs PIV exploitables. Une étude en PIV a été effectuée par (Sepret, 2008) sur

des jets de carburant Diesel à l'aide d'un traceur fluorescent ensemencé dans l'air ambiant. Il est donc conseillé d'aborder cette problématique avec une méthode expérimentale plus robuste face à la présence d'une phase liquide dense et d'un fort gradient de vitesse dans le domaine de mesure.

Pour terminer, des délais d'ouverture et de fermeture dépendant du délai entre les injections ont été observés expérimentalement lors de mesures de débits. Afin de comprendre la cause de cette variation de délais, il serait d'intérêt de tenter de reproduire ces résultats avec des modèles dynamiques utilisant une physique interne détaillée d'un injecteur afin d'isoler les principales causes de ce comportement observé au niveau du comportement du système d'injection de carburant lors d'injections multiples.

## ANNEXE I

### PROGRESSION HISTORIQUE DES MODÈLES DE JETS DE CARBURANT

L'une des premières études proposant un modèle théorique de prédiction de la longueur de pénétration du jet provient des travaux de (Wakuri et al. 1960). Dans cette étude, une approche intégrale est appliquée sur la conservation de la quantité de mouvement des gouttes injectées en supposant que le flux de quantité de mouvement est constant le long du jet. L'enveloppe extérieure du jet est supposée comme étant conique dont l'angle de pointe est dénoté  $\theta$ . Ces hypothèses permettent de déduire un flux de quantité de mouvement peu importe la distance par rapport à l'injecteur à l'aide du flux de quantité de mouvement à la sortie de l'injecteur pouvant être déduit à l'aide de l'équation de Bernoulli et du coefficient d'écoulement. Ce flux de quantité de mouvement peut ensuite être converti en vitesse qui sera intégrée à l'aide des conditions initiales  $S=0$  à  $t=0$ . Le résultat analytique de cette intégration est cependant algébriquement très complexe, les auteurs proposent donc une relation simplifiée l'approximant. L'expression de la longueur de pénétration en fonction du temps est exprimée à l'équation (A I-1).

$$S(t) = \left( \frac{2C_A \Delta P}{\rho_a} \right)^{0,25} \left( \frac{t d}{\tan(\theta)} \right)^{0,5} \quad (\text{A I-1})$$

Un autre modèle couramment utilisé est proposé par (Dent, 1971). Une approche différente est utilisée pour développer ce modèle. Le modèle présenté dans cette étude est basé sur la solution de similarité d'un jet d'air libre et laminaire pleinement développé de (Forstall et Shapiro, 1950) avec une évolution de la vitesse axiale centre du jet suivant la forme présentée à l'équation (A I-2) par rapport à la vitesse de sortie de jet à l'origine ( $U_{jet}$ ). La similitude des jets est observée pour des positions ( $X$ ) par rapport à l'origine du jet supérieures à une longueur de jet potentiel ( $L$ ).

$$\frac{U_{axis} - U_{\infty}}{U_{jet} - U_{\infty}} = \frac{L/d_0}{X/d_0} \quad (\text{A I-2})$$

Avec la théorie de (Forstall et Shapiro, 1950), la vitesse dans l'axe du jet est inversement proportionnelle à la distance par rapport à l'origine du jet. Cette solution est appliquée au problème du jet de carburant diesel en supposant une vitesse nulle de l'air entourant le jet ( $U_\infty = 0$ ) et en remplaçant le diamètre d'orifice dans (A I-2) par un diamètre effectif ( $d'$ ) pour tenir compte des densités différentes du carburant et de l'air ambiant dont la définition est présentée ici-bas à l'équation (A I-3).

$$d' = d_0 \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (\text{A I-3})$$

Comme la vitesse correspond à la dérivée de la position, la position est intégrée avec les conditions initiales  $x=0$  à  $t=0$  pour obtenir la relation (A I-3). Cette relation fait intervenir une proportionnalité entre la longueur de pénétration et la racine carrée du temps à l'aide d'une approche théorique. Cette proportionnalité est maintenant courante dans les modèles empiriques 1D plus récents.

$$X = [8 U_{jet} t d']^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A I-4})$$

Le modèle final proposé dans (Dent, 1971) introduit les équations (A I-2) et (A I-3) qui sont respectivement le débit théorique injecté basé sur l'équation de Bernoulli et la définition du coefficient d'écoulement de l'injecteur pour calculer la vitesse à l'origine du jet  $U_{jet}$ . De plus, l'auteur propose une correction empirique en fonction de la température du carburant dont il observe une influence qui n'est pas prédite par le modèle théorique. Ce modèle présenté à l'équation (A I-5) est présenté en système impérial pour un coefficient d'écoulement de 0,8 et la densité du diesel tel que présenté dans (Dent, 1971). Dans cette équation, la longueur de pénétration et le diamètre d'orifice sont exprimés en pouces, la pression en livres par pouces carrés, la densité en livres masse par pouces carrés et la température de l'air ( $T_g$ ) est exprimée en Rankine.

$$S = 13,6 \left[ \left( \frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{\frac{1}{2}} t d_0 \right]^{\frac{1}{2}} \left( \frac{530}{T_g} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{A I-5})$$

Une autre étude ayant introduit un concept repris couramment dans des études plus récentes provient des travaux d'Hiroyasu et d'Arai au début des années 1990. Le modèle D'Hiroyasu est présenté à l'équation (A I-6) tirée de (Hiroyasu et Arai, 1990). Dans leur papier introduisant l'équation (A I-6), les auteurs proposent également un modèle pour l'angle du jet, la longueur de fragmentation et le diamètre moyen de Sauter des gouttelettes. Les paramètres de contrôle de l'étude expérimentale sont : La différence entre la pression d'injection et la pression ambiante ( $\Delta P$ ), la densité du carburant  $\rho_c$  et de l'air ambiant  $\rho_a$ .

Le modèle de pénétration d'un jet de carburant d' (Hiroyasu et Arai, 1990) introduit un temps de transition  $t_b$  pour tenir compte d'une transition observée dans le comportement du jet qui introduit un changement de la longueur de la portion non fragmentée du jet, un changement de l'angle du cône du jet ainsi qu'un changement du taux de pénétration de la tête du spray en fonction du temps. Pour modéliser ce changement de comportement, les auteurs proposent deux relations pour le calcul de la longueur de pénétration, soit une longueur de pénétration proportionnelle au temps entre le début de l'injection et ce temps de transition puis une longueur de pénétration proportionnelle à la racine carrée du temps tel que proposé précédemment par (Dent, 1971). Cette corrélation a été validée par de nombreux auteurs avec des plages étendues par rapport à l'étude originale par différents auteurs au fil des ans. Cette équation semi-empirique est basée sur une théorie proposée dans le livre « Physical hydrodynamics » de Levich non disponible au moment de rédiger cette thèse. Cette dépendance envers un modèle théorique de jet peut expliquer la similitude forte entre le modèle d' (Hiroyasu et Arai, 1990) et le modèle de (Dent, 1971) une fois le temps de transition atteint. Le modèle de pénétration de jet ayant lieu avant le temps de transition est toutefois purement empirique et de nombreux modèles alternatifs ont été proposés afin de compenser des lacunes jugées non physiques telle une vitesse initiale non nulle du jet (Naber et Siebers, 1996).

$$S(t) = \begin{cases} 0,39 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \cdot t & \text{si } 0 \leq t < t_b \\ 2,95 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{D \cdot t} & \text{si } t \geq t_b \end{cases} \quad (\text{A I-6})$$

où

$$t_b = 28,65 \rho_l \frac{D}{\sqrt{\rho_a \Delta P}}$$

Des études plus récentes ont mené à la formulation de modèles ayant une formulation dérivée de principes physiques tel que (Naber et Siebers, 1996) ou exploré l'influence de paramètres additionnels tels que la viscosité du carburant tel qu'étudié par (Dernotte et al. 2012) ou l'effet de la présence de cavitation sur la longueur de pénétration du jet comme effectué par (Payri et al. 2002). Dans cette étude, le modèle proposé dans (Wakuri et al., 1960) est adapté afin de permettre la prédiction de l'effet de la présence de cavitation qui réduit la longueur de pénétration du jet de carburant.

Un autre modèle basé sur un jet autosimilaire est développé par (Desantes et al., 2006) en utilisant comme intrant le taux d'introduction de quantité de mouvement mesuré expérimentalement. Le modèle théorique utilisant une physique simplifiée est basé sur un certain nombre d'hypothèses dont : l'air ambiant est considéré au repos, le taux d'injection de quantité de mouvement est considéré constant, le modèle est basé sur un profil de jet autosimilaire gaussien, la densité est constante à travers le jet à l'aide d'un diamètre équivalent pour modéliser le jet de carburant plus dense que l'air tel qu'exprimé à la relation (A I-3). Cette relation bien que provenant d'un développement théorique à partir d'un modèle physique simplifié dépend d'un certain nombre de constantes empiriques. La constante  $\alpha$  est fixée à 4,605 et provient de l'hypothèse de profil autosimilaire Gaussien. La constante  $k_u$  est purement empirique et est calibrée expérimentalement à partir de mesures de pénétration de jet et de mesures du taux d'introduction de quantité de mouvement.

$$S(t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{2}{K_u} (1 - \exp(-2\alpha))^{-\frac{1}{4}} \dot{M}_0^{1/4} \rho_a^{-\frac{1}{4}} t^{1/2} \tan^{-1/2}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A I-7})$$

La corrélation d'(Hiroyasu et Arai,1990) est comparée à d'autres modèles 1D par (Dos Santos et Le Moyne, 2011). Pour comparer les modèles entre eux, ils utilisent des données expérimentales obtenues avec l'injecteur de recherche standard du « Engine Combustion Network » (ECN) disponibles en ligne. Cette étude comparative a pour avantage d'utiliser des données accessibles permettant une meilleure base comparative et d'être basée sur un injecteur basé sur la technologie d'injection directe à rampe commune utilisée actuellement. Les auteurs observent une déviation des modèles empiriques étudiés par rapport aux données reportées par SANDIA allant de 8 à 18% avec le modèle d'(Hiroyasu et Arai,1990) ayant un écart de 12% avec les résultats expérimentaux. Une certaine variabilité est observée entre les modèles prédictifs.

Tous donnent des prédictions adéquates mais par leur formulation soit empirique ou par modèles simplifiés limite empêche la suggestion d'un modèle universel permettant de prédire la pénétration d'un jet de carburant indépendamment des conditions et des substances impliquées. Ces études, même si elles permettent toutes une prédiction relativement précise de la pénétration d'un jet de carburant sont toutes obtenues à l'aide d'injections d'une longue durée et ne s'intéressent pas au comportement du nuage de gouttes après l'arrivée de la commande de fermeture de l'injecteur. Les bases théoriques des modèles proposés par (Wakuri et al., 1960), (Dent, 1971), (Desantes et al., 2006), (Hiroyasu et Arai,1990) et (Payri et al.,2003) qui est lui-même basé sur le modèle de (Wakuri et al., 1960) sont tous basées sur un jet pleinement développé et sont tous basés sur un coefficient d'écoulement constant, ce qui suppose un apport continu en quantité de mouvement au jet de carburant. Ces hypothèses sont donc inapplicables lors des phases d'ouvertures et de fermeture de l'injecteur.

Tel que défini précédemment, la longueur de fractionnement du jet carburant correspond en une longueur de jet liquide non-atomisé observé à la sortie de l'injecteur. Cette longueur est typiquement nommée « liquid length » ou « jet breakup length » dans la littérature.

Cette caractéristique des jets d'injection provenant d'injecteurs diesel a été étudiée par de nombreux chercheurs, cependant la plupart de ces études sont essentiellement empiriques puisque les mécanismes théoriques pouvant influencer cette caractéristique ne sont pas encore clairement définis. (Schmidt et Corradini, 2001). L'une des premières théories ayant tenté d'expliquer le processus d'atomisation d'un jet est la théorie de Rayleigh. Cette théorie est basée sur l'analyse de stabilité hydrodynamique d'un jet. Cette théorie est basée sur la réponse linéaire d'un jet non visqueux de longueur infinie à une instabilité appliquée sur le diamètre du jet. Cette théorie d'instabilité qui permet une bonne prédiction pour les jets de faible vitesse ne permet pas d'expliquer la formation spontanée de gouttes en périphérie de jet observée dans les jets diesel à haute pression.

Un autre mécanisme de formation de gouttes faisant appel au cisaillement entre le jet et l'air ambiant est formulé pour de plus grandes vitesses de jets. Pour ce mécanisme par cisaillement, deux régimes d'atomisation sont théorisés, soit le « first wind induced break up regime » et le « second wind induced break up regime » dénotés premier et second régime d'atomisation induit par le vent dans cette thèse. Pour ce régime, les perturbations sont introduites par le cisaillement entre le jet et l'air ambiant a pour effet d'augmenter le taux de croissance des perturbations (Reitz, 1978). Pour ce modèle d'atomisation, la longueur liquide décroît avec la vitesse du jet mais la taille des gouttes demeure du même ordre de grandeur que le jet initial (Reitz, 1978) et la formation de goutte a lieu lorsque l'instabilité axisymétrique atteint la taille du rayon du jet, ce qui amène la formation d'une goutte en bout de jet tel qu'illustré sur la Figure-A I-1 tirée de (Rosello et al. 2016).

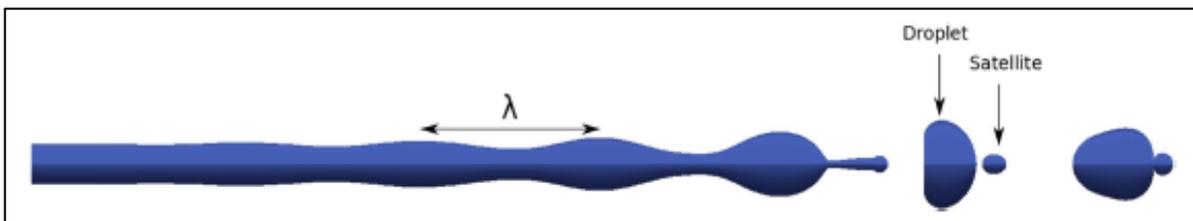


Figure-A I-1 Schématisation du mécanisme de Rayleigh tiré de (Rosello et al. 2016)

Le second régime d'atomisation induit par le vent l'aide d'une méthode d'analyse de stabilité hydrodynamique (Reitz, 1977). Cependant, pour ce régime, à nombre de Weber plus élevé l'instabilité est causée par l'amplification de perturbations de faibles longueurs d'ondes. Physiquement, ce régime est caractérisé par l'apparition de gouttelettes fines en périphérie de jet et par la formation d'un cône de spray après une certaine longueur de jet lisse exempt de gouttelettes en périphérie. Pour ce mécanisme d'instabilité, comme les instabilités à la surface sont de petites longueurs d'onde par rapport au rayon du jet, les gouttelettes deviennent indépendantes du rayon du jet initial (Reitz, 1977).

De plus, plusieurs auteurs ont proposé à l'aide d'analyse dimensionnelle des plages d'applicabilités des principaux mécanismes de bris de jet. Dans les cas des travaux de Reitz, inspirés des travaux d'Ohnesorge, des frontières délimitant les mécanismes dominants en fonction de nombres adimensionnels sont proposées. Une représentation graphique de ces frontières tirée de la thèse de Reitz est présentée à la Figure-A I-2.

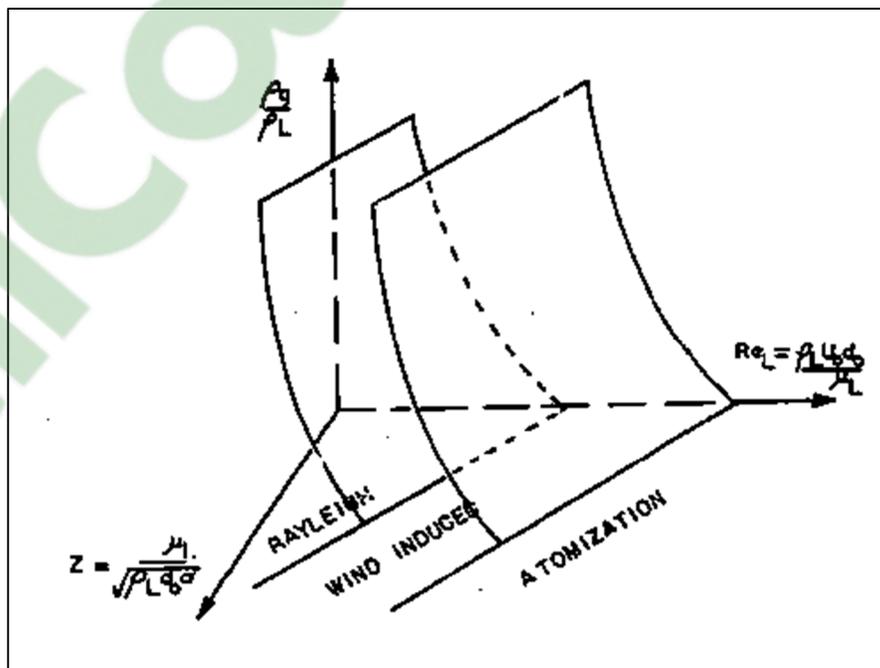


Figure-A I-2 Régions délimitant les mécanismes d'atomisation tiré de (Reitz, 1977).

Cependant, ces mécanismes de bris de jets obtenus par stabilité hydrodynamique du jet de carburant échouent tous à fournir une explication complète du développement de jets de carburant à haute vitesse. Afin de mettre en évidence cette lacune de la théorie actuelle, un quatrième régime d'atomisation dit d'atomisation spontanée est présenté par plusieurs chercheurs. Ce régime d'atomisation dont la mécanique est inconnue est d'ailleurs représenté sur la Figure-A I-2. Le régime d'atomisation typique des injecteurs diesel a pour principale caractéristique l'apparition de gouttelettes dès la sortie de l'injecteur contrairement aux mécanismes théoriques présentés qui prédisent la présence d'une longueur exempte d'atomisation, pour laquelle les perturbations croissent mais n'ont pas atteint une taille rendant le jet instable. Bien que l'atomisation ait lieu dès la sortie de l'injecteur, un noyau liquide perdure au centre du jet atomisé typique d'un jet de carburant diesel.

Des nombreux chercheurs se sont sur la longueur de ce noyau liquide au centre du jet de carburant et essayé de le lier à la dynamique interne de l'injecteur. L'une de ces études effectuée par (Hiroyasu et Arai,1990) s'intéresse à l'influence de différentes caractéristiques de l'injecteur et des phases liquides et gazeuses. Cette étude expérimentale amène à la proposition du modèle empirique exprimé à l'équation (A I-8). À l'aide de cette équation, il est possible via les exposants des différents groupes adimensionnels d'observer que les groupes adimensionnels dominants sont le rapport entre les pressions du gaz et du liquide ainsi que la géométrie du canal, étudiée à l'aide de deux groupes adimensionnels, soit le ratio  $r/D$  qui caractérise le ratio entre un rayon à l'entrée du canal et le diamètre du canal ainsi que le ratio entre la longueur du canal par rapport à son diamètre ( $L/D$ ).

$$L_b = 7D \left(1 + 0,4 \frac{r}{D}\right) \left(\frac{P_a}{\rho_l V_i^2}\right)^{0,05} \left(\frac{L}{D}\right)^{0,13} \left(\frac{\rho_l}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A I-8})$$

Cette corrélation purement expérimentale est cependant restreinte à un usage pour des jets de carburants à très hauts nombres de Reynolds typiques des jets de carburant diesel. L'évolution de la longueur de bris de jet en fonction de la vitesse de jet tirée des travaux d'(Hiroyasu et Arai,1990) est illustrée sur la Figure-A I-3. Sur cette figure, il est possible d'observer de

nombreuses fluctuations de la longueur de bris de jet en fonction de la vitesse du jet. La première pente croissante est associée à la dominance du mécanisme de Rayleigh pour lequel la longueur de bris de jet croît linéairement avec la vitesse du jet. L'atteinte du premier sommet correspond à une transition pour laquelle le premier mécanisme d'atomisation induite par le vent domine. La seconde pente montante est caractéristique de la transition vers le second mécanisme d'atomisation induite par le vent jusqu'au second sommet qui correspond à la transition vers le régime d'atomisation (Reitz, 1977). L'ajout des travaux d'(Hiroyasu et Arai,1990) à cette théorie correspond à une subdivision additionnelle du régime d'atomisation en deux sous-régime de spray pouvant être complets ou incomplets.

De nombreuses études depuis les travaux d'(Hiroyasu et Arai,1990) ont permis d'étudier l'effet de différentes conditions d'injection sur la longueur liquide du jet de carburant. Dans le cas de (Kook, Pickett et Musculus, 2009) l'effet de la réduction progressive du débit lors de la fermeture de l'injection est étudié.

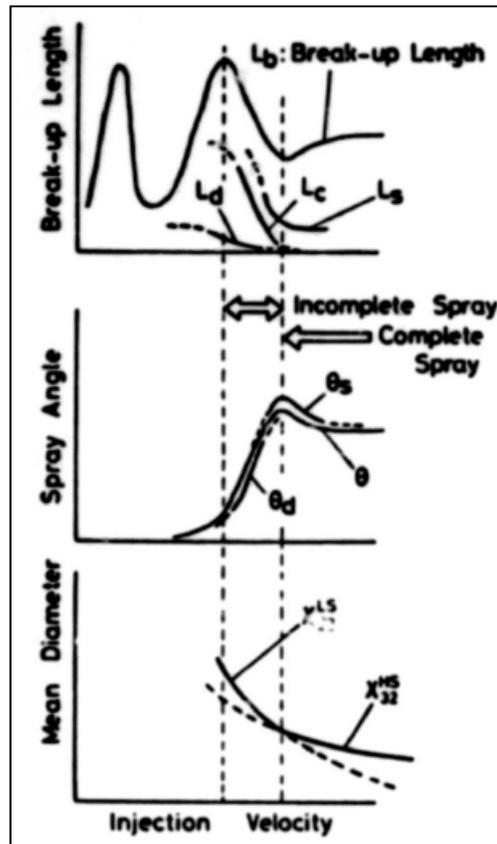


Figure-A I-3 Longueur de bris de jet en fonction de la vitesse du jet tiré de (Hiroyasu et Arai,1990)

Tout comme la longueur de fractionnement du jet de carburant, l'angle du cône est une caractéristique macroscopique d'un jet de carburant associée aux mécanismes d'atomisation du jet. La corrélation proposée par (Hiroyasu et Arai,1990) présentée à l'équation (A I-9) provient de mesures expérimentales par visualisation directe des jets de carburants. Les paramètres étudiés sont la longueur  $L$  et le diamètre de l'orifice  $D$  de l'injecteur, le diamètre du sac de l'injecteur  $D_0$ , la densité ambiante  $\rho_a$  et du liquide  $\rho_l$ . L'équation empirique permet d'estimer l'angle du jet à une fois stabilisé. Cette corrélation bien qu'elle soit purement empirique et n'ait pas de base théorique et qu'elle ne tienne pas compte de tous les paramètres ayant un impact sur l'angle du jet a pour avantage d'être couramment utilisée dans la littérature à des fins de comparaisons.

$$\theta = 83,5 \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,22} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{0,15} \left(\frac{\rho_a}{\rho_l}\right)^{0,26} \quad (\text{A I-9})$$

Comme mentionné précédemment, le diamètre des gouttes dans les sprays de carburant est typiquement exprimé sous forme d'une fonction de densité de distribution de tailles de gouttes ou sous la forme du diamètre moyen de Sauter. Une technique utilisée pour déterminer le diamètre moyen des gouttes de carburant est d'injecter le carburant dans une enceinte partiellement remplie d'un liquide non miscible avec les gouttelettes de carburant. Avec cette technique, les gouttes demeurent suspendues dans le liquide, ne nécessitant pas d'effectuer une mesure en temps réel. Cette méthode est utilisée par (Hiroyasu et Arai, 1990) et décrite avec détails dans (Hiroyasu et Kadota, 1974) afin de suggérer l'équation (A I-10) présentée ci-bas. La méthode permet d'estimer l'effet de la position radiale sur les distributions de gouttelettes mais ne permet pas d'obtenir une résolution spatiale et temporelle complète. Parmi les observations d'(Hiroyasu et Arai, 1990), une dépendance du diamètre moyen de Sauter envers la pression d'injection et la quantité injectée est mise en évidence. De plus, ils observent dans (Hiroyasu et Kadota, 1974) de plus grosses gouttes de carburant près de l'axe du jet de carburant.

$$d_{32} = 2,33 \times 10^{-3} (\Delta P)^{-0,135} (\rho_a)^{-0,121} (Q)^{-0,131} \quad (\text{A I-10})$$



## ANNEXE II

### Équations de conservation pour un écoulement biphasé

La modélisation de l'écoulement multiphasé est effectuée en se basant sur l'approche d'une valeurs moyennes d'une phase sur un volume de contrôle. Cette méthode a pour avantage de permettre d'obtenir des champs de conservations moyens continus à l'intérieur d'un domaine malgré le fait que cette phase soit discontinue. La dérivation de l'équation de conservation de la masse de la phase gazeuse et liquide utilisée dans le modèle est effectuée dans cette section. Cette dérivation est effectuée afin de mettre en évidence de façon conceptuelle les hypothèses sous-jacentes à la méthode de modélisation utilisée. Pour se faire, un exemple de volume de contrôle simple englobant un écoulement multiphasé de type spray est illustré à la Figure-A II-1. Sur cette figure, on observe une figure au volume  $V$  qui contient deux phases, soit une phase gazeuse (pointillé) et une phase liquide dispersée (bleu plein). Le volume occupé par la phase dispersée correspond au volume total occupé par les différentes régions liquides défini comme  $V_i$ .

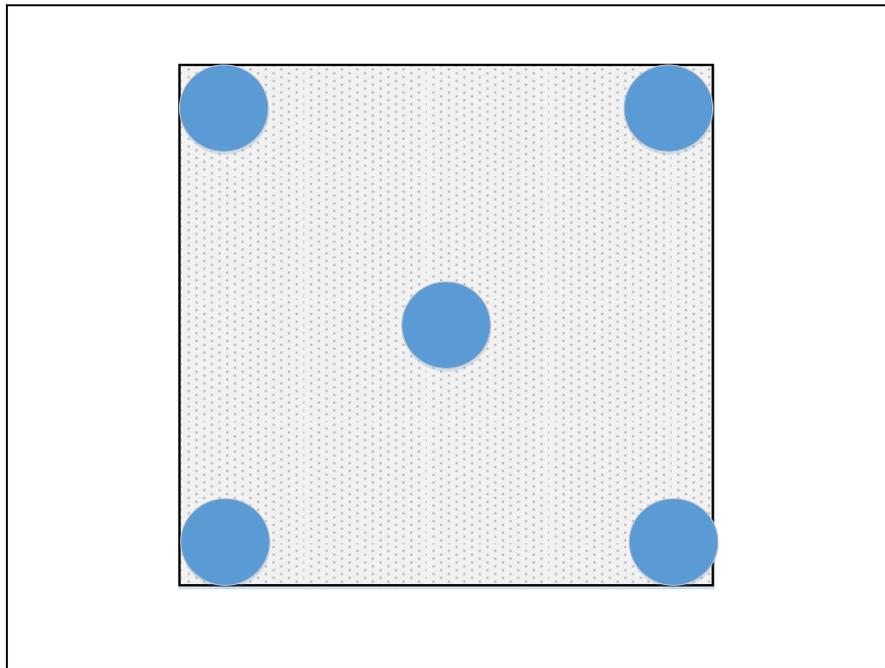


Figure-A II-1 Volume de contrôle avec phase gazeuse et solide

La densité moyenne d'une phase  $i$  dans cette cellule peut s'écrire selon l'équation (A II-1) (Kolev, 2005) intégrant la densité matérielle dans un volume de contrôle pour obtenir une densité moyenne dans ce volume de contrôle. Noter avec cette équation, que l'absence de la phase  $i$  dans le volume de contrôle ( $V$ ) implique un numérateur nul donc une densité moyenne  $\langle \rho_i \rangle$  nulle mais définie partout même en l'absence de phase  $i$ . Une densité moyenne  $\langle \rho_i \rangle'$  à l'intérieur de la région de fluide  $i$  peut également être définie à l'équation (A II-2). Cette densité moyenne est cependant non définie dans un espace ne contenant pas de phase  $i$ . Il est également possible de lier ces deux moyennes avec la fraction volumique de la phase  $i$  ( $\alpha_i$ ) à l'aide de la relation (A II-3).

$$\langle \rho_i \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_i} \rho_i dV \quad (\text{A II-1})$$

$$\langle \rho_i \rangle' = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \rho_i dV \quad (\text{A II-2})$$

$$\langle \rho_i \rangle = \alpha_i \langle \rho_i \rangle' \quad (\text{A II-3})$$

Cette moyenne spatiale permet d'obtenir des propriétés de champs définies en tout point même en l'absence de la phase dans la région étudiée. À titre d'exemple, le volume total occupé par les gouttelettes dans la cellule carrée illustrée à la Figure A II-1 correspond au volume des quatre régions circulaires sphères tandis que le volume total de la cellule correspond au volume total de la région carrée. Cette approche moyennée s'applique également aux autres champs à l'intérieur de la phase liquide telle la vitesse, la quantité de mouvement, la température, etc. L'équation de conservation de la masse à l'intérieur d'une des régions sphériques est définie ci-dessous à l'équation (A II-4) en fonction de la densité de la phase liquide ( $\rho_i$ ), du temps ( $t$ ) et de la vitesse de la phase liquide ( $\vec{u}_i$ ) :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{u}_i) = 0 \quad (\text{A II-4})$$

Pour arriver à une formulation utilisant un moyennage sur le volume permettant d'appliquer l'équation de conservation sur les cellules où la phase liquide n'est pas définie, il est nécessaire d'employer le théorème de moyennage spatial énoncé comme suit dans (Howes & Whitaker, 1985). Cette relation permet de sortir l'opération de dérivation de l'opération de moyennage spatial, ce qui permet d'écrire une équation de conservation en fonction des variables moyennées. Dans cette équation, l'intégrale de surface correspond aux transferts de masses entre les phases.

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_i \rangle = \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \langle \rho_g \rangle') = \langle \frac{\partial}{\partial t} \rho_i \rangle + \frac{1}{V} \int_{I_{Phases}} \rho_i \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i dA \quad (\text{A II-5})$$

$$\nabla \langle \rho_i \rangle = \nabla (\alpha_g \langle \rho_g \rangle') = \langle \nabla \rho_i \rangle - \frac{1}{V} \int_{I_{Phases}} \rho_i \vec{n}_i dA \quad (\text{A II-6})$$

Pour obtenir l'équation de conservation (A II-6) en fonction des variables d'état moyennes, on doit d'abord diviser (A II-4) par le volume de moyennage avant d'effectuer l'opération de moyenne sur le volume en appliquant la définition (A II-1). On utilise par la suite le théorème (A II-5) pour faire sortir les dérivées des intégrales sur le volume de moyennage. Dans cette équation, le 3<sup>e</sup> terme de gauche représente les transferts de masses entre les phases. Ce terme peut être simplifiée pour un modèle en conditions non-évaporatives tel qu'utilisé dans les présents travaux.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho_i \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle \rho_i \vec{u}_i \rangle + \frac{1}{V} \int_{I_{Phases}} \rho_i (\vec{u}_i - \vec{u}_{i\sigma}) \cdot \vec{n}_i dA \\ = \langle \frac{1}{V} \rangle \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{u}_i) = 0 \end{aligned} \quad (\text{A II-7})$$

L'équation (A II-7) est réécrite aux équations (A II-9) à (A II-11) en retirant les termes simplifiés. L'équation (A II-9) correspond au cas général tandis que les équations (A II-10) et (A II-11) correspondent respectivement à la phase gazeuse et à la phase liquide.

$$\frac{\partial \langle \rho_i \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle \rho_i \bar{u}_i \rangle = 0 \quad (\text{A II-9})$$

$$\frac{\partial \langle \rho_g \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle \rho_g \bar{u}_g \rangle = 0 \quad (\text{A II-10})$$

$$\frac{\partial \langle \rho_d \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle \rho_d \bar{u}_d \rangle = 0 \quad (\text{A II.11})$$

Afin de simplifier davantage le problème, d'autres hypothèses sont formulées sur les phases liquides et gazeuses. Dans le cas de la phase gazeuse, il est considéré pour la présente étude que la fraction volumique de gaz est suffisamment grande pour la considérer unitaire, la phase liquide occupant une fraction volumique négligeable. L'effet de la fraction volumique de gaz est illustré dans l'équation (A II-12) obtenue en insérant la relation (A II-3) dans l'équation de conservation (A II-10). Supposer la fraction volumique de la phase gazeuse ( $\alpha_g = 1$ ) permet de supposer que la phase discrète occupe un volume négligeable et de modéliser la phase gazeuse en utilisant une équation de conservation monophasique comme effectué dans la section suivante. Cette supposition permet de découpler la solution deux phases permettant de résoudre séparément les équations de conservation pour la phase gazeuse et liquide.

$$\frac{\partial (\alpha_g \langle \rho_g \rangle)'}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_g \langle \rho_g \bar{u}_g \rangle)' = 0 \quad (\text{A II-12})$$

Maintenant que les équations de conservation pour les deux phases sont détaillées sous une forme vectorielle, la forme unidimensionnelle transitoire est construite en posant  $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$  et  $\frac{\partial}{\partial R} = 0$ . L'équation résultante avec les termes simplifiés barrés est illustrée pour l'équation de conservation de la masse à l'équation (A II-13) et pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement à l'équation (A II-14).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho u_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (\text{A II-13})$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_R \frac{\partial u_z}{\partial R} + \frac{u_\theta}{R} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A II-14})$$

Clcours.com



## ANNEXE III

### Analyse de l'incertitude expérimentale des mesures de débits d'injections

Dans cette section, une analyse de l'incertitude expérimentale des appareils de mesure utilisés pour caractériser les débits d'injection est effectuée. L'analyse de l'incertitude expérimentale est basée sur la norme ISO5168 :2005, l'approche de (Abernethy, Benedict, & Dowdell, 1985) ainsi que la méthode décrite dans (Lee, 2008). Dans cette section, un exemple complet est présenté pour l'incertitude de mesure sur le débit injecté tandis que les plages d'incertitudes calculées pour les autres quantités dérivées sont reportées directement.

Une erreur de mesure par rapport à la valeur réelle inconnue de l'expérimentaliste est généralement décrite tel que présenté dans la relation (A III-1) où  $\delta_k$  est l'erreur totale,  $\beta$  est le biais de mesure et  $\epsilon_k$  caractérise la variabilité de mesure et peut donc être considérée comme aléatoire.

$$\delta_k = \beta + \epsilon_k \quad (\text{A III-1})$$

L'écart-type de l'échantillon ( $S_{\bar{X}}$ ) peut être utilisé pour quantifier la variabilité de mesure par rapport à la valeur moyenne. Cet indice de précision s'exprime à l'aide de la relation (A III-2) où  $X_k$  est la valeur mesurée à un essai K,  $\bar{X}$  est la valeur moyenne reportée par l'échantillon de mesure et N est la taille totale de l'échantillon.

$$S_{\bar{X}} = \left[ \frac{\sum_{k=1}^N (X_k - \bar{X})^2}{N - 1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-2})$$

L'écart type de la valeur moyenne d'un ensemble de mesures ( $S$ ) est inférieur à celui d'un échantillon fini ( $S_{\bar{X}}$ ) d'un certain nombre de mesures par la relation (A III-3) provenant de (ISO5168 :2005). Ces relations seront utilisées pour valider la taille des échantillons utilisés lors de la prise de mesure. Cette relation sera utilisée afin d'estimer l'incertitude de mesure sur

la vitesse du son déduite expérimentalement dont l'estimation analytique est difficile due à l'impact du traitement de signal sur le résultat.

$$S = \frac{S_{\bar{x}}}{\sqrt{N}} \quad (\text{A III-3})$$

Il n'y a pas de relation pour exprimer le comportement du biais en fonction du nombre de mesures dans un échantillon puisque le biais par définition est considéré comme ne variant pas d'un essai à l'autre.

Pour exprimer l'incertitude de mesure sur un paramètre, il est nécessaire de cumuler l'incertitude sur toute la chaîne de mesure. Le biais cumulé par les différents éléments est exprimé par la relation (A III-3) tandis que l'écart type est cumulé par la relation (A III-4).

$$B = [B_1^2 + B_2^2 + \dots + B_K^2]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-3})$$

$$S = [S_1^2 + S_2^2 + \dots + S_K^2]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-4})$$

Ainsi pour la lecture de pression dynamique, la chaîne d'incertitude comprend les éléments suivants :

- Capteur Kistler 6061 ayant une linéarité  $\pm 0,5\%$  de l'échelle de 50bar;
- Amplificateur de charge 5010a (Bruit RMS de 500  $\mu\text{V}$ , précision  $\pm 0,5\%$ );
- Carte d'acquisition National Instruments 9222 (16 bits sur  $\pm 10\text{V}$  ou  $\pm 546\mu\text{V}$ ).

Comme les fiches techniques de manufacturiers ne contiennent que très rarement l'intervalle de confiance utilisée pour établir l'incertitude de l'appareil, un intervalle de confiance statistique de 95% correspondant à deux écarts-types est supposée lorsque non spécifié par le manufacturier ou par le rapport d'étalonnage de l'appareil. Ainsi, pour les 3 appareils de mesures ci-dessus, leurs incertitudes sont respectivement:

- Capteur Kistler 6061 : 0,125 bar;

- Amplificateur de charge 5010a : 0,00125 bar bruit électrique + 0,005 bar à 2 bar mesuré, soit une incertitude de 0,00625;
- Carte d'acquisition National Instruments 9222 : 0,0014bar.

L'incertitude expérimentale sur la mesure de pression dynamique est donc estimée à 0,1251 bar à l'aide de la relation (A III-4), les équipements électriques n'ayant que très peu d'impact sur l'incertitude totale de mesure sur la pression dynamique.

L'incertitude sur la quantité injectée dépend cependant de plusieurs paramètres mesurés tel qu'indiqué par la relation (4.2). L'influence des incertitudes cumulées des quantités mesurées (P) sur une quantité dérivée (r) tel qu'exprimé par la relation (A III-5) peut être pondérée à l'aide de ses dérivées partielles par rapport aux différents paramètres  $P_1$  à  $P_J$  tel qu'exprimé par la relation (A III.6) qui exprime les poids ( $\theta_i$ ) des différents paramètres ( $P_i$ ) sur la valeur dérivée r.

$$r = f(P_1, P_2, \dots, P_J) \quad (\text{A III-5})$$

$$\theta_i = \frac{\partial r}{\partial P_i} \quad (\text{A III-6})$$

La racine de la somme des carrés est ensuite effectuée sur les valeurs pondérées pour l'incertitude aléatoire ainsi que pour le biais. Les relations permettant de déduire l'incertitude pour le biais et l'écart-type sont respectivement les relations (A III-7) et (A III-8)

$$B_r = \left[ \sum_{i=1}^J (\theta_i B_{P_i})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-7})$$

$$S_r = \left[ \sum_{i=1}^J (\theta_i S_{P_i})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-8})$$

Les expressions (A III\*7) et (A III-8) sont réécrites pour la relation (4.2) exprimant le débit d'injection. Ces expressions exprimant les biais et l'écart-type dérivé du débit massique sont présentées ci-dessous (relations (A III-9) et (A III-10)) dans lesquelles les indices P, A et  $a$  représentent la pression, l'aire du tuyau et la vitesse du son, respectivement.

$$B_{\dot{m}} = \left[ \left( \frac{A}{a} B_P \right)^2 + \left( \frac{P}{a} B_A \right)^2 + \left( -\frac{AP}{a^2} B_a \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-9})$$

$$S_{\dot{m}} = \left[ \left( \frac{A}{a} S_P \right)^2 + \left( \frac{P}{a} S_A \right)^2 + \left( -\frac{AP}{a^2} S_a \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A III-10})$$

L'incertitude expérimentale dépend de la pression (P) du tube de mesure, la vitesse du son mesurée ainsi que sur la section du tube de mesure. La section du tube de mesure est considérée comme étant constante lors de la prise de mesure. Un biais de mesure est cependant estimé en fonction des tolérances de fabrication du tube. L'incertitude sur la surface intérieure est estimée à l'aide des tolérances de fabrication estimées à  $\pm 0,01$  mm sur le diamètre intérieur. Les incertitudes de mesure introduites sur le débit massique sont regroupées dans le Tableau A III-1. L'incertitude sur la vitesse du son dans le liquide est estimée l'aide de la variabilité expérimentale observée durant la prise de mesures. Un écart-type de 0,6% est observé expérimentalement sur la vitesse du son mesurée pour une vitesse du son de 1360 m/s. L'échantillon de vitesses du son prélevé est considéré suffisamment grand pour être représentatif de l'écart-type réel. Afin de valider cette hypothèse, la vitesse du son moyenne et l'écart-type de l'échantillon en fonction de la taille de l'échantillon sont reportés en fonction de sa taille sur la Figure-A III-1. Il est observé sur cette figure que l'écart-type converge sur une valeur stable légèrement supérieure à 8 m/s lorsque l'échantillon dépasse 50 mesures. Une variance de 8 m/s est donc utilisée afin d'estimer l'impact de la vitesse du son sur le débit d'injection. La valeur moyenne de 1360 m/s est comparée aux différents résultats reportés dans la littérature pour les conditions du carburant lors des essais qui sont de 30°C et une contrepression variante entre 0,1 et 3 MPa. Des valeurs entre 1370 et 1380 m/s sont reportées pour du diesel #2 dans (Tat et al., 2000) et de 1375 m/s à 20°C dans (Tinprabath et al. 2015). Un biais de mesure de 10 m/s est donc utilisé afin de déterminer l'incertitude de mesure. La

mesure de la vitesse du son d'une substance pure aux propriétés similaires au diesel #2 dont la composition exacte est inconnue est suggérée afin de réduire l'incertitude sur le biais de mesure.

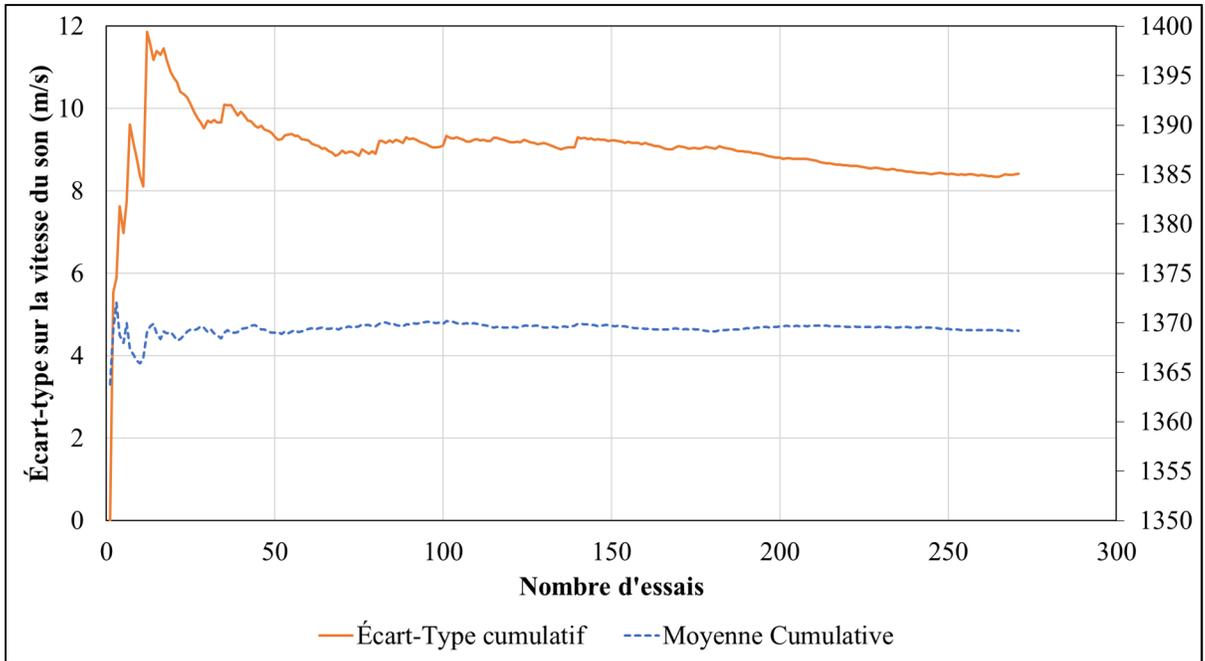


Figure-A III-1 Écart-type sur la vitesse du son en fonction du nombre d'essais en laboratoire, conditions des tests variées.

Tableau-A III.1 -Incetutudes de mesure sur le taux d'introduction

Grandeur	Biais	Écart-type
Pression	0	0,1251 bar
Surface intérieure du tube	$1.7755e-08 \text{ m}^2$	0
Vitesse du son	10 m/s (par rapport à littérature)	8 m/s

Un écart-type de 1,4% est calculé sur l'incertitude sur le débit pour un débit massique de 0,012kg/s (Onde de pression de 1 bar), ce qui correspond à un débit typique des mesures expérimentales présentées dans le cadre de cette étude. Un écart-type de 0,5% est calculé pour le débit maximal mesurable avec une échelle de 0-50bar qui correspond à un débit massique

de 0,6 kg/s. Il est donc possible pour intervalle de confiance de 95% de définir la précision sur la mesure à une valeur d'environ 2,8% du débit de 0,012kg/s, soit  $\pm 0,000346$ kg/s. Au niveau de l'incertitude sur le biais, l'écart-type de celle-ci est évalué à environ 1,1% pour un débit de 0,012kg/s, ce qui équivaut à environ 2,2% pour un intervalle de confiance de 95%. L'incertitude totale est donc estimée à 5% ou 0,0006kg/s. Cette estimation de l'incertitude est similaire à la répétabilité inférieure à 5% reportée pour un appareil commercial utilisant le même principe de fonctionnement (IAV gmbh,2018). L'effet de l'incertitude de l'échelle de temps des appareils de mesure sur les quantités intégrées et dérivées est considéré comme étant négligeable puisque l'incertitude sur le temps reporté par le fabricant est de l'ordre de 100 ppm (National Instruments,2019), ce qui correspond à 0,01%.

## BIBLIOGRAPHIE

- Abernethy, R. B., Benedict, R. P., & Dowdell, R. B. (1985). ASME measurement uncertainty. *Journal of Fluids Engineering*, 107(2), 161-164.
- Anderson, J. D. (2004). *JD, Modern compressible flow*.
- Arcoumanis, C., Flora, H., Gavaises, M., & Badami, M. (2000). Cavitation in real-size multi-hole diesel injector nozzles *SAE Technical Paper 2000-01-1249*.
- Arai, M., & Amagai, K. (1994). Experimental study on a diesel spray of multi-stage injection. *In International symposium COMODIA (Vol. 94)*.
- Axsen, J., Kurani, K. S., McCarthy, R., & Yang, C. (2011). Plug-in hybrid vehicle GHG impacts in California: Integrating consumer-informed recharge profiles with an electricity-dispatch model. *Energy Policy*, 39(3), 1617-1629.
- Bosch, W. (1966). The fuel rate indicator: a new measuring instrument for display of the characteristics of individual injection (No. 660749). *SAE Technical Paper*.
- Boudy, Frédéric (2008). Étude du système d'injection d'un moteur diesel à rampe d'injection commune. Mémoire de maîtrise électronique, Montréal, École de technologie supérieure.
- Bower, G. R., & Foster, D. E. (1991). A Comparison of the Bosch and Zudch Rate of Injection Meters. *SAE Technical Paper 910724*
- Catania, A. E., Ferrari, A., & Spessa, E. (2006, January). Numerical-experimental study and solutions to reduce the dwell time threshold for fusion-free consecutive injections in a multijet solenoid-type CR system., *ASME 2006 Internal Combustion Engine Division Spring Technical Conference* (pp. 317-332).
- Catania, A. E., Ferrari, A., Manno, M., & Spessa, E. (2008). Experimental investigation of dynamics effects on multiple-injection common rail system performance. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130(3), 032806.
- Catania, A. E., Ferrari, A., & Spessa, E. (2009). Numerical-experimental study and solutions to reduce the dwell-time threshold for fusion-free consecutive injections in a multijet solenoid-type CR system. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131(2), 022804.
- Chang, E. J., & Kailasanath, K. (2003). Shock wave interactions with particles and liquid fuel droplets. *Shock Waves*, 12(4), 333-341.

- Chen, S. K. (2000). Simultaneous reduction of NO<sub>x</sub> and particulate emissions by using multiple injections in a small diesel engine. *SAE transactions*, 2127-2136.
- Chen, P. C., Wang, W. C., Roberts, W. L., & Fang, T. (2013). Spray and atomization of diesel fuel and its alternatives from a single-hole injector using a common rail fuel injection system. *Fuel*, 103, 850-861.
- Chouak, M., Mousseau, A., Reveillon, D., Dufresne, L., & Seers, P. (2015). Study of Transient effects in the internal flow of a diesel fuel injector (No. 2015-01-0923). *SAE Technical Paper*.
- Crocker, M. J. (1998). *Handbook of acoustics*. John Wiley & Sons.
- Delacourt, E., Desmet, B., & Besson, B. (2005). Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques. *Fuel*, 84(7-8), 859-867.
- Dent, J. C. (1971). A basis for the comparison of various experimental methods for studying spray penetration (No. 710571). *SAE Technical Paper*.
- Dernotte, J. (2012). Influence des propriétés physico-chimiques des hydrocarbures sur l'injection et la combustion Diesel, Thèse de Doctorat, Orléans, Université d'Orléans.
- Dernotte, J., Hespel, C., Foucher, F., Houille, S., & Mounaïm-Rousselle, C. (2012). Influence of physical fuel properties on the injection rate in a Diesel injector. *Fuel*, 96, 153-160.
- Dernotte, J., Hespel, C., Houille, S., Foucher, F., & Mounaim-Rousselle, C. (2012). Influence of fuel properties on the diesel injection process in nonvaporizing conditions. *Atomization and Sprays*, 22(6), 461.
- Desantes, J. M., Payri, R., Salvador, F. J., & Gil, A. (2006). Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration. *Fuel*, 85(7), 910-917.
- Dos Santos, F., & Le Moyne, L. (2011). Spray atomization models in engine applications, from correlations to direct numerical simulations. *Oil & Gas Science and Technology—Revue d'IFP Energies nouvelles*, 66(5), 801-822.
- Fang, T., & Chia-fon, F. L. (2009). Bio-diesel effects on combustion processes in an HSDI diesel engine using advanced injection strategies. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2), 2785-2792.
- Ferrari, A., & Mittica, A. (2016). Response of different injector typologies to dwell time variations and a hydraulic analysis of closely-coupled and continuous rate shaping injection schedules. *Applied Energy*, 169, 899-911.

- Ferrari, A., Mittica, A., Paolicelli, F., & Pizzo, P. (2016). Hydraulic characterization of solenoid-actuated injectors for diesel engine Common Rail systems. *Energy Procedia*, 101, 878-885.
- Forstall, W. (1950). JR. and AH Shapiro. Momentum and mass transfer in coaxial gas jets, *J. Appl. Mech*, 399-408.
- Gelalles, A. G., & March, E. T. (1931). Effect of orifice length-diameter ratio on the coefficient of discharge of fuel-injection nozzles, *NACA Technical Notes*, no 369.
- Hargather, M. J., Settles, G. S., & Madalis, M. J. (2010). Schlieren imaging of loud sounds and weak shock waves in air near the limit of visibility. *Shock Waves*, 20(1), 9-17.
- Heywood, J. B. (1988). Internal combustion engine fundamentals, McGraw-Hill, New York
- Herfatmanesh, M. R., Lu, P., Attar, M. A., & Zhao, H. (2013). Experimental investigation into the effects of two-stage injection on fuel injection quantity, combustion and emissions in a high-speed optical common rail diesel engine. *Fuel*, 109, 137-147.
- Herfatmanesh, M. R., & Zhao, H. (2013). Experimental investigation of effects of dwell angle on fuel injection and diesel combustion in a high-speed optical CR diesel engine. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: *Journal of Automobile Engineering*, 227(2), 246-260.
- Herfatmanesh, M. R., & Zhao, H. (2014). Experimental investigation of hydraulic effects of two-stage fuel injection on fuel-injection systems and diesel combustion in a high-speed optical common-rail diesel engine. *International Journal of Engine Research*, 15(1), 48-65.
- Hiroyasu, H., & Kadota, T. (1974). Fuel droplet size distribution in diesel combustion chamber (No. 740715). *SAE Technical Paper*.
- Hiroyasu, H., & Arai, M. (1990). Structures of fuel sprays in diesel engines (No. 900475). *SAE Technical Paper*.
- Hiroyasu, H., & Kadota, T. (1974). Fuel droplet size distribution in diesel combustion chamber. *SAE Transactions*, 2615-2624.
- Howes, F. A., & Whitaker, S. (1985). The spatial averaging theorem revisited. *Chemical engineering science*, 40(8), 1387-1392.
- Huang, W., Wu, Z., Gao, Y., & Zhang, L. (2015). Effect of shock waves on the evolution of high-pressure fuel jets. *Applied Energy*, 159, 442-448.

- Hsiang, L. P., & Faeth, G. M. (1995). Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(4), 545-560.
- IAV gmbh, IAV Cross – Injection Analyzer for Largest Engine Applications, 2018
- Im, K. S., Lai, M. C., & Wang, J. (2004). Development process of shock waves by supersonic spray (No. 2004-01-1769). *SAE Technical Paper*.
- Jia, T. M., Yu, Y. S., & Li, G. X. (2017). Experimental investigation of effects of super high injection pressure on diesel spray and induced shock waves characteristics. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 85, 399-408.
- Jourdan, G., Houas, L., Igra, O., Estivalezes, J. L., Devals, C., & Meshkov, E. E. (2007, December). Drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow: new results. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (Vol. 463, No. 2088, pp. 3323-3345). The Royal Society.
- Jourdan, G., Biamino, L., Mariani, C., Blanchot, C., Daniel, E., Massoni, J., ... & Praguine, D. (2010). Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets. *Shock Waves*, 20(4), 285-296.
- Kastengren, A. L., Powell, C. F., Liu, Z., Fezzaa, K., & Wang, J. (2009, January). High-speed X-ray imaging of diesel injector needle motion. In *ASME 2009 Internal Combustion Engine Division Spring Technical Conference* (pp. 247-258). American Society of Mechanical Engineers.
- Kastengren, A., Powell, C., Fezzaa, K., Liu, Z., Moon, S., Zhang, X., ... & Tilocco, F. (2011). Correlation of split-injection needle lift and spray structure (No. 2011-01-0383). *SAE Technical Paper*.
- Kastengren, A., Powell, C. F., Liu, Z., Moon, S., Gao, J., Zhang, X., & Wang, J. (2010, March). Axial development of diesel sprays at varying ambient density. In *22nd Annual ILASS-Americas Conference*, Cincinnati, OH, Paper (No. 106).
- Kastengren, A., Powell, C. F., Liu, Z., Moon, S., Gao, J., Zhang, X., & Wang, J. (2010, January). End-of-injection behavior of diesel sprays measured with X-ray radiography. In *ASME 2010 Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference* (pp. 279-287). American Society of Mechanical Engineers.
- Kobiera, A., Szymczyk, J., Wolański, P., & Kuhl, A. (2009). Study of the shock-induced acceleration of hexane droplets. *Shock Waves*, 18(6), 475-485.
- Kolev, N. I., & Kolev, N. I. (2005). *Multiphase flow dynamics: Fundamentals*. Springer.

- Kook, S., Pickett, L. M., & Musculus, M. P. (2009). Influence of diesel injection parameters on end-of-injection liquid length recession. *SAE International Journal of Engines*, 2(2009-01-1356), 1194-1210.
- Kook, S., & Pickett, L. M. (2010). Effect of ambient temperature and density on shock wave generation in a diesel engine. *Atomization and sprays*, 20(2).
- Lee, T. W. (2008). Thermal and flow measurements. CRC Press.
- Lefebvre, A. H., & McDonell, V. G. (2017). Atomization and sprays. CRC press.
- LeVeque, R. J. (2002). Finite volume methods for hyperbolic problems (Vol. 31). Cambridge university press
- MacPhee, A. G., Tate, M. W., Powell, C. F., Yue, Y., Renzi, M. J., Ercan, A., ... & Gruner, S. M. (2002). X-ray imaging of shock waves generated by high-pressure fuel sprays. *Science*, 295(5558), 1261-1263.
- Manin, J., Kastengren, A., & Payri, R. (2012). Understanding the acoustic oscillations observed in the injection rate of a common-rail direct injection diesel injector. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 134(12), 122801.
- Milton, B. E., & Pianthong, K. (2005). Pulsed, supersonic fuel jets—A review of their characteristics and potential for fuel injection. *International journal of heat and fluid flow*, 26(4), 656-671.
- Mohan, B., Yang, W., & Kiang Chou, S. (2013). Fuel injection strategies for performance improvement and emissions reduction in compression ignition engines—A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 28, 664-676.
- Montgomery, D. C., & Runger, G. C. (2010). Applied statistics and probability for engineers. John Wiley & Sons.
- Moon, S., Gao, Y., Park, S., Wang, J., Kurimoto, N., & Nishijima, Y. (2015). Effect of the number and position of nozzle holes on in-and near-nozzle dynamic characteristics of diesel injection. *Fuel*, 150, 112-122.
- Musculus, M. P., Lachaux, T., Pickett, L. M., & Idicheria, C. A. (2007). End-of-injection over-mixing and unburned hydrocarbon emissions in low-temperature-combustion diesel engines (No. 2007-01-0907). *SAE Technical Paper*.
- Musculus, M. P. B. (2009). Entrainment waves in decelerating transient turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 638, 117-140. doi:<http://dx.doi.org/10.1017/S0022112009990826>
- Naber, J. D., & Siebers, D. L. (1996). Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays (No. 960034). *SAE technical paper*.

- Nakahira, T., Komori, M., Nishida, M., & Tsujimura, K. (1992). The shock wave generation around the diesel fuel spray with high pressure injection. *SAE transactions*, 741-746.
- Nise, N. S. (2007). *Control System Engineering*, John Wiley & Sons.
- Otsu, N. (1979). A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE transactions on systems, man, and cybernetics*, 9(1), 62-66.
- Payri, R., Margot, X., & Salvador, F. J. (2002). A numerical study of the influence of diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow (No. 2002-01-0215). *SAE Technical Paper*.
- Payri, R., Climent, H., Salvador, F. J., & Favennec, A. G. (2004). Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first-generation common rail system. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: *Journal of Automobile Engineering*, 218(1), 81-91.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & De la Morena, J. (2011). Influence of injector technology on injection and combustion development—Part 1: Hydraulic characterization. *Applied Energy*, 88(4), 1068-1074.
- Payri, R., Salvador, F. J., Martí-Aldaraví, P., & Vaquerizo, D. (2017). ECN Spray G external spray visualization and spray collapse description through penetration and morphology analysis. *Applied Thermal Engineering*, 112, 304-316.
- Payri, R., Gimeno, J., Bracho, G., & Vaquerizo, D. (2016). Study of liquid and vapor phase behavior on Diesel sprays for heavy duty engine nozzles. *Applied Thermal Engineering*, 107, 365-378.
- Pianthong, K., Zakrzewski, S., Behnia, M., & Milton, B. E. (2001, December). Study of Shock Wave Characteristics of Supersonic Diesel Fuel Jets Using a Shadowgraph Technique. *Proceedings of the 14th Australasian Fluid Mechanics Conference (AFMC14)* (pp. 777-780).
- Pickett, L. M., Kook, S., & Williams, T. C. (2009a). Transient liquid penetration of early-injection diesel sprays. *SAE International Journal of Engines*, 2(1), 785-804.
- Pickett, L. M., Kook, S., & Williams, T. C. (2009b). Visualization of diesel spray penetration, cool-flame, ignition, high-temperature combustion, and soot formation using high-speed imaging. *SAE international journal of engines*, 2(1), 439-459.
- Plamondon, Étienne (2015). Impact de l'utilisation des stratégies d'injection multiple et de biodiesel sur un moteur diesel à rampe commune d'injection. Thèse de doctorat électronique, Montréal, École de technologie supérieure.

- Powell, C. F., Kastengren, A. L., Liu, Z., & Fezzaa, K. (2011). The effects of diesel injector needle motion on spray structure. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133(1), 012802.
- Quan, S., Dai, M., Pomraning, E., Senecal, P. K., Richards, K., Som, S., ... & Pickett, L. M. (2014). Numerical simulations of supersonic diesel spray injection and the induced shock waves. *SAE International Journal of Engines*, 7(2014-01-1423), 1054-1060.
- Ranz, W. E., & Marshall, W. R. (1952). Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog*, 48(3), 141-146.
- Reif, K. (Ed.). (2014). Diesel engine management. Springer Vieweg.
- Reitz, R. D. (1978). Atomization and other breakup regimes of a liquid jet., Thèse de Doctorat, Princeton, Université de Princeton
- Reitz, R. D., & Bracco, F. B. (1979). On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions (No. 790494). *SAE technical paper*.
- Reitz, R. D. (1986). Mechanism of breakup of round liquid jets. *Encyclopedia of fluid mechanics*, 233.
- Robbe, C., Nsiampa, N., Oukara, A., & Papy, A. (2014). Quantification of the uncertainties of high-speed camera measurements. *International Journal of Metrology and Quality Engineering*, 5(2), 201.
- Roisman, I. V., Araneo, L., & Tropea, C. (2007). Effect of ambient pressure on penetration of a diesel spray. *International journal of multiphase flow*, 33(8), 904-920.
- Rosello, M., Maîtrejean, G., Roux, D. C. D., & Jay, P. (2016). Numerical investigation of the influence of gravity on the Rayleigh–Plateau jet instability. *Fluid Dynamics Research*, 48(6), 061422.
- Saurel, R., Daniel, E., & Loraud, C. (1994). Two-phase flows: second-order schemes and boundary conditions. *AIAA journal*, 32, 1214-1221.
- Schmidt, D. P., & Corradini, M. L. (2001). The internal flow of diesel fuel injector nozzles: a review. *International Journal of Engine Research*, 2(1), 1-22.
- Seehanam, W., Pianthong, K., Sittiwong, W., Milton, B. E., & Takayama, K. (2012). Investigation on the generation process of impact-driven high-speed liquid jets using a CFD technique. *Shock Waves*, 22(5), 465-475.

- Seneschal, J. (2005). Etude et réalisation d'un système automatique de caractérisation de jets diesel en champ proche et lointain, Thèse de Doctorat, Saint-Étienne, Université Jean-Monnet.
- Shonnard, D. R., Klemetsrud, B., Sacramento-Rivero, J., Navarro-Pineda, F., Hilbert, J., Handler, R., ... & Donovan, R. P. (2015). A review of environmental life cycle assessments of liquid transportation biofuels in the Pan American region. *Environmental management*, 56(6), 1356-1376.
- Sittiwong, W., Pianthong, K., Seehanam, W., Milton, B. E., & Takayama, K. (2012). Effects of chamber temperature and pressure on the characteristics of high speed diesel jets. *Shock Waves*, 22(3), 215-223.
- Skorwon, M., Pielecha, I. (2016). Analysis of injectors reaction on the external signals in direct injection systems. *Journal of Mechanical and Transport Engineering*, 68(3), 39-51.
- Spikes, R. H., & Pennington, G. A. (1959). Discharge coefficient of small submerged orifices. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 173(1), 661-674.
- Sullivan, J. L., Baker, R. E., Boyer, B. A., Hammerle, R. H., Kenney, T. E., Muniz, L., & Wallington, T. J. (2004). CO<sub>2</sub> emission benefit of diesel (versus gasoline) powered vehicles. *Environmental Science & Technology*, vol 38, pp 3217-3223
- Sun, M., Saito, T., Takayama, K., & Tanno, H. (2005). Unsteady drag on a sphere by shock wave loading. *Shock waves*, 14(1), 3-9.
- Swantek, A. B., Duke, D., Tilocco, F. Z., Sovis, N., Powell, C. F., & Kastengren, A. L. (2014). End of injection, mass expulsion behaviors in single hole diesel fuel injectors. *Proceedings of ILASS Americas*, Portland OR.
- Tat, M. E., Van Gerpen, J. H., Soylu, S., Canakci, M., Monyem, A., & Wormley, S. (2000). The speed of sound and isentropic bulk modulus of biodiesel at 21 C from atmospheric pressure to 35 MPa. *Journal of the American Oil Chemists' Society*, 77(3), 285-289.
- Taylor, C. F. (1985). *The Internal-combustion Engine in Theory and Practice: Combustion, fuels, materials, design* (Vol. 2). MIT press.
- Tetrault, P., Plamondon, E., Breuze, M., Hespel, C., Mounaïm-Rousselle, C., & Seers, P. (2015). Fuel spray tip penetration model for double injection strategy (No. 2015-01-0934). *SAE Technical Paper*.
- Tinprabath, P., Hespel, C., Chanchaona, S., & Foucher, F. (2015). Influence of biodiesel and diesel fuel blends on the injection rate under cold conditions. *Fuel*, 144, 80-89.

- Toro, E. F. (1999). Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics-A practical introduction . Springer.
- Toro, E. F. (2013). Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction.
- Vasil'ev, L. A. (1971). Schlieren methods. Israel Program;[distributed by Keter Inc.] New York.
- Wakuri, Y., Fujii, M., Amitani, T., & Tsuneya, R. (1960). Studies on the penetration of fuel spray in a diesel engine. *Bulletin of JSME*, 3(9), 123-130.
- Wang, J., MacPhee, A., Powell, C. F., Yue, Y., Narayanan, S., Tate, M. W., ... & Walther, J. (2002). Shock waves generated by high-pressure fuel sprays directly imaged by X-radiography. *SAE Transactions*, 2352-2357.
- Wang, Z., Ding, H., Wyszynski, M. L., Tian, J., & Xu, H. (2015). Experimental study on diesel fuel injection characteristics under cold start conditions with single and split injection strategies. *Fuel Processing Technology*, 131, 213-222.
- Zhou, L. Y., Dong, S. F., Cui, H. F., Wu, X. W., Xue, F. Y., & Luo, F. Q. (2016). Measurements and analyses on the transient discharge coefficient of each nozzle hole of multi-hole diesel injector. *Sensors and Actuators A: Physical*, 244, 198-205.

### Références WEB

- Engine Combustion Network, Spray A Nozzle Geometry, [En ligne], <https://ecn.sandia.gov/diesel-spray-combustion/target-condition/spray-c-nozzle-geometry/> Page consultée le 23 avril 2019
- Engine Combustion Network, Spray B Nozzle Geometry, [En ligne], <https://ecn.sandia.gov/diesel-spray-combustion/target-condition/spray-b-nozzle-geometry/> Page consultée le le 23 avril 2019
- Engine Combustion Network, Jet Penetration, [En ligne], <https://ecn.sandia.gov/diesel-spray-combustion/experimental-diagnostics/jet-penetration/> Page consultée le 23 avril 2019
- Robert Bosch GmbH, Common rail Injection Systems CRS-3-27 diesel common rail system with piezo injectors and 2700 bar, 2015,, [En ligne] [https://www.bosch-mobility-solutions.com/media/global/products-and-services/passenger-cars-and-light-commercial-vehicles/powertrain-solutions/diesel-common-rail-system-piezo/piezo-injector/summary\\_piezo\\_injector.pdf](https://www.bosch-mobility-solutions.com/media/global/products-and-services/passenger-cars-and-light-commercial-vehicles/powertrain-solutions/diesel-common-rail-system-piezo/piezo-injector/summary_piezo_injector.pdf) Page consultée le 22 novembre 2018

- Wilson. L. (2013) Shades of green: electric car's carbon missions around the globe. Shrink that footprint.[En ligne] <http://shrinkthatfootprint.com/wp-content/uploads/2013/02/Shades-of-Green-FullReport.pdf>. Page consultée le 22 novembre 2018
- Wilson. L. (2013) Analyse du cycle de vie comparative des impacts environnementaux potentiels du véhicule électrique et du véhicule conventionnel dans un contexte d'utilisation québécois.[En ligne] <http://www.hydroquebec.com/data/developpement-durable/pdf/analyse-comparaison-vehicule-electrique-vehicule-conventionnel.pdf>. Page consultée le 22 novembre 2018
- IAV GmbH, IAV Cross (formerly Injection Analyzer), [En ligne] <https://www.iav.com/en/engineering/development-tools/iav-cross>, Page consultée le 11 avril 2019
- National Instruments, What Is the Array of NI CompactRIO FPGA Base Clock, [En ligne], <https://knowledge.ni.com/KnowledgeArticleDetails?id=kA00Z0000019S9XSAU&l=en-CA>, Page consultée le 11 avril 2019