

UNIVERSITÉ
DE BOURGOGNE



École Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur et Microtechniques

Département de Recherche en Ingénierie des Véhicules pour l'Environnement

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par : **Fabien DOS SANTOS**

soutenue le : **10 Décembre 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université de Bourgogne**

Discipline : **Mécanique et Énergétique**

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA FORMATION DES SPRAYS

THÈSE DIRIGÉE PAR

Pr. LE MOYNE Luis

ISAT - Université de Bourgogne

PRÉSIDENT DU JURY

Pr. BAILLY Yannick

Université de Franche-Comté

RAPPORTEURS

Dr. FOUCHER Fabrice

Université d'Orléans

Pr. MARGOT Xandra

Université polytechnique de Valence (Espagne)

EXAMINATEUR

M. DA SILVA Rui

Danielson Engineering

À mes grands-parents
À mes parents
À mon frère et ma soeur
À ma femme
À nos futurs enfants

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de thèse, le professeur Luis Le Moyne, qui m'a offert l'opportunité d'effectuer cette thèse et qui m'a ainsi fait découvrir le monde de l'enseignement et de la recherche. Il a toujours cru en moi durant ma thèse, peut-être même plus que moi-même à certains moments. Je ne regrette pas une seule seconde de mettre lancé dans cette aventure.

Je remercie aussi l'équipe du Politecnico di Milano et de l'entreprise Danielson Engineering pour m'avoir accueillis chacun à leur tour dans leurs établissements.

Je remercie aussi mes deux rapporteurs : Dr. Fabrice Foucher et Pr. Xandra Margot, qui m'ont donné de précieux conseils pour corriger ce mémoire et réussir ma soutenance de thèse. Tout comme Dr. Alan Kéromnès, qui m'a beaucoup aidé dans la dernière ligne droite, en maintenant la pression comme il sait très bien le faire, mais aussi et surtout en prenant sur son temps pour m'aiguiller et corriger mes travaux.

Je n'oublie pas mes autres ami-e-s doctorant-e-s : Juliette, Raffaele, Batman, Rostand, Clément, etc avec qui nous avons pu échanger nos déboires mutuels mais aussi quelques bières ensemble en compagnies d'Émilie, Perrine, Pablo, Zainol, JB etc. Il en va de même pour tous les autres de l'ISAT : Sylvain, François, Tonino, Aurélie, Pascal, Matthieu, Bिराम, etc qui m'ont bien aidé dans des missions les plus diverses!

Ces trois années m'a aussi permis de rencontrer ma femme, Lingling, qui n'était autre que ma "voisine" de bureau. Nous nous sommes mariés dans notre troisième année de thèse et sommes très heureux ensemble.

Résumé

La compréhension de la formation d'un spray est une étape importante pour le contrôle de la combustion et des émissions de polluants des moteurs à combustion interne. En effet, pour l'instant quelques zones d'ombres subsistent autour de l'établissement de l'écoulement intra-injecteur, l'apparition de cavitation, son influence sur l'atomisation ou encore l'effet du mouvement de l'aiguille sur tout cela. Une bonne connaissance de ces paramètres permettrait de concevoir des injecteurs ayant un design permettant une meilleure atomisation, favorisant la combustion et minimisant les rejets de polluants. Cela peut passer entre autres par un parfait contrôle de la cavitation qui a tendance à améliorer l'atomisation dans certaines conditions, qui restent à définir.

Le travail effectué dans cette thèse a pour but de fournir et valider des outils permettant d'étudier et de comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'injection d'un carburant, principalement axé sur l'écoulement intra-injecteur. Ces outils sont numériques et permettent de simuler la formation d'un spray. Cette thèse est composée de trois parties, abordant chacune une thématique différente.

La première partie est axée sur la modélisation zéro-dimensionnelle. Un état de l'art des modèles de spray est effectué afin de regrouper tous les modèles permettant de prédire les caractéristiques de spray suivantes : l'angle de spray, la pénétration de spray, la longueur du corps liquide et le diamètre moyen de Sauter. Ces modèles sont ensuite comparés à des données expérimentales, permettant d'étudier les avantages et les inconvénients de chaque modèle. Les conclusions sont que la modélisation zéro-dimensionnelle permet d'obtenir de bons résultats, dans certains cas, et cela très rapidement. Par contre une meilleure connaissance de l'influence de la cavitation sur le spray, qui passe par la compréhension de l'écoulement intra-injecteur, pourrait être bénéfique pour la prédiction de ces modèles.

REMERCIEMENTS

Une seconde étude est alors menée afin de choisir un modèle de cavitation multidimensionnel, ce qui permettra de mieux comprendre l'établissement de l'écoulement intra-injecteur avec l'apparition de la cavitation. Le modèle choisi est un modèle à équation barotrope. Une validation de celui-ci est alors effectuée de façon à vérifier qu'il est capable de prédire l'écoulement dans un injecteur. Des données expérimentales ont permis de valider le modèle sur l'apparition de la cavitation en fonction de la différence de pression appliquée à l'injecteur, mais aussi sur l'influence de la géométrie de l'injecteur sur cette apparition. Le modèle offre de bons résultats et peut être utilisé pour l'étude suivante.

Enfin, dans la troisième partie, le modèle de cavitation qui a été validé est utilisé. Une géométrie d'injecteur mono-trou est utilisée avec des pressions comparables à celles utilisées dans les moteurs à combustion interne à injection directe. L'étude consiste à étudier l'influence de plusieurs paramètres géométriques sur l'apparition de la cavitation. Ces paramètres sont le diamètre du trou, la longueur de celui-ci, le rayon du congé à l'entrée du trou et la contraction (conicité) du trou. Le seul paramètre n'ayant aucune influence sur le débit est la longueur du trou, alors qu'en jouant sur les trois autres paramètres il est possible de passer d'un écoulement cavitant à un écoulement dépourvu de toute cavitation, dans certains cas. Le mouvement de l'aiguille est aussi étudié et est comparé, après avoir offert au code la possibilité de maillage mobile, à des résultats in-stationnaires pour plusieurs levées d'aiguille. Cet outil permet donc de modéliser complètement l'écoulement intra-injecteur, ce qui ouvre la porte à la compréhension de la formation des sprays.

Mots clés : Modélisation 0D, modélisation 3D, cavitation, intra-injecteur, maillage-mobile

REMERCIEMENTS

Abstract

Understanding of the formation of a spray is an important step in controlling combustion and pollutant emissions of internal combustion engines. For the moment, the establishment of the flow inside the injector, the effect of the needle movement, the onset of cavitation and its influence on the atomization are still misunderstood. A good knowledge of these parameters makes easier the design of new injectors which will give a better atomization, improving combustion and minimizing pollutant emissions. This can be achieved by a perfect control of cavitation, which tends to improve atomization under some conditions, which remain to be defined.

The work of this thesis aims to provide and validate tools useful to study and understand the phenomena involved in the injection of fuel, mainly focused on intra-flow injector. These tools are numeric and simulate the formation of a spray. This thesis consists of three parts, each focused on a different topic.

The first part focuses on zero-dimensional modelling. A state of the art of the sprays models is made to find all the models which predict these following characteristics of spray : the spray angle, the spray penetration, the liquid length and Sauter mean diameter. These models are then compared with experimental data to study pros and cons of each model. The conclusions are that zero-dimensional modelling provides good results very quickly in some cases. Although, a better understanding of the influence of cavitation on the spray, which requires an understanding of the intra-flow injector, could be beneficial for the prediction of these models.

A second study is carried out to select a model of multi-dimensional cavitation. The chosen model is a barotropic equation model. A validation of this model is then performed

REMERCIEMENTS

to ensure that it is able to predict the cavitating flow inside a nozzle. The experimental data allow studying the onset of cavitation based on the drop pressure applied to the injector, but also on the injector geometry. This model provides good results and can be used for the next step.

Finally, in the third part, the cavitation model previously validated is used. Single-hole nozzle geometry is used with an injection pressure comparable to that used in internal combustion engines with direct injection system. The study is done to investigate the influence of several geometrical parameters on the onset of cavitation. These parameters are the hole diameter, the hole length, the radius of the edge at the entrance of the hole and the hole contraction (taper). There is only one parameter which has no influence on the flow, it is the length of the hole. With the three other parameters, it is possible to move from a significant cavitation flow to a flow without cavitation. The movement of the needle is also studied and compared, after offering to the code the possibility of moving mesh, to the results of several stationary needle lifts. This tool makes it possible to fully model the intra-flow injector, which opens the door to the understanding of the spray formation.

Keywords : 0D modelling, 3D modelling, cavitation, intra-injector, moving mesh

Table des matières

Liste des symboles	21
Introduction	25
1 Modélisation de spray 0D	41
1.1 Données expérimentales	43
1.2 Étude des modèles de spray 0D	45
1.2.1 Modèles d'angle de spray	45
1.2.2 Modèles de pénétration de spray	54
1.2.3 Modèles de longueur du noyau liquide	62
1.2.4 Modèles de diamètre moyen de Sauter (SMD)	69
1.3 Conclusion	74
2 Modélisation intra-injecteur 3D	77
2.1 Modèles de spray 3D	78
2.1.1 Méthode Blob	80
2.1.2 Méthode Blob améliorée	81
2.1.3 Fonction de distribution	84
2.2 Les modèles de cavitation	86
2.2.1 Modèle de Rayleigh-Plesset	86
2.2.2 Modèle à équation d'état barotrope	87

TABLE DES MATIÈRES

2.3	Validation du modèle à équation d'état barotrope	93
2.3.1	Présentation des données expérimentales	94
2.3.2	Présentation du calcul numérique	98
2.3.3	Comparaisons numérique/expérimental	102
2.4	Conclusion	109
3	Étude numérique sur une géométrie d'injecteur réelle	111
3.1	Présentation du cas d'étude	112
3.2	Résultats numériques	114
3.2.1	Paramètres géométriques	114
3.2.2	Paramètres variables	122
3.3	Le maillage mobile	130
3.3.1	Le cas d'étude	140
3.4	Conclusion	142
	Conclusion	147
	Bibliographie	150

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des injecteurs utilisés	44
1.2	Caractéristiques des injecteurs utilisés	45
1.3	Modèles d'angle de spray 0D	46
1.4	Comparaison des différents modèles d'angle de spray	54
1.5	Modèles de pénétration de spray 0D	55
1.6	Comparaison des différents modèles de pénétration de spray	61
1.7	Modèles de longueur du noyau liquide 0D	63
1.8	Comparaison des différents modèles de longueur du noyau liquide	69
1.9	Modèles de diamètre moyen de Sauter 0D	70
2.1	Comparaison du débit massique expérimental et numérique	92
2.2	Caractéristiques des injecteurs	95
2.3	Conditions aux limites	100
2.4	Caractéristiques du carburant	100
2.5	Débits massiques et coefficients de décharge à <i>CCP</i>	103
2.6	Erreur globale et coefficient de détermination	103
2.7	Évolution du débit massique en fonction de la viscosité dynamique du carburant liquide (injecteur U au point de CC)	104
2.8	Pourcentage de la longueur et du diamètre du trou occupés par le champs de cavitation (injecteur U)	104

LISTE DES TABLEAUX

2.9	CCP numériques et expérimentaux	107
2.10	Erreur globale et coefficient de détermination	108
3.1	Caractéristiques du carburant	113
3.2	Valeurs des quatre caractéristiques géométriques utilisées pour durant l'étude	114
3.3	Résultats de l'étude sur le diamètre de trou d_o	115
3.4	Résultats de l'étude sur la longueur du trou l_o	117
3.5	Résultats de l'étude sur le rayon du congé à l'entrée du trou r_o	118
3.6	Résultats de l'étude sur la contraction du trou K_s	121
3.7	Valeurs des deux variables utilisées pour l'étude	124
3.8	Résultats de l'étude sur la différence de pression ΔP	125
3.9	Résultats de l'étude sur la levée d'aiguille h_n	129
3.10	Comparaison des coefficients de décharge en fonction de la pression de référence choisie	130

Table des figures

1	Illustration de la première utilisation d'un moteur à combustion interne sur un véhicule automobile, François Isaac de Rivaz, 1807	26
2	Évolution des limites d'émissions de polluants des normes Euro au cours du temps pour les véhicules Diesel (source : BOSCH)	28
3	Utilisation des différents systèmes d'injection BOSCH sur les moteurs Diesel. Pompes d'injection en ligne : M, MW, A P, ZWM, CW (classées par pression d'injection croissante); pompe d'injection distributrices à piston axial VE; pompe d'injection distributrices à pistons radiaux VR; pompe d'injection unitaire PF; pompe unitaire haute-pression UPS; injecteurs-pompes UIS; <i>common rail</i> CR. En vert les systèmes applicables à l'injection indirecte et en rouge à l'injection directe.	29
4	Les différentes injections au cours d'un cycle et leurs fonctions respectives (source : BOSCH)	30
5	Illustration des différents systèmes d'injection directe Diesel. De gauche à droite : pompe à pistons radiaux, <i>common rail</i> , injecteurs-pompes et pompes unitaires haute-pression (source : BOSCH)	31
6	Géométrie du nez de l'injecteur à sac et de l'injecteur VCO	33
7	Différence d'écoulement entre un injecteur à sac et un injecteur à siège perforé, à faible levée d'aiguille (source : BOSCH)	33
8	Principe de fonctionnement d'un injecteur à fente pour moteur GDI (source : Tech Talk)	34
9	Les différents paramètres du trou d'un injecteur	35

TABLE DES FIGURES

10	Diagramme pression-température présentant le phénomène de cavitation . . .	36
11	Visualisation de la cavitation à l'arrière d'une hélice de bateau (A, photo de Harry Turner) et dégâts causés par le phénomène de cavitation (B, photo de Erik Axdahl)	36
12	Théorie de Nurick, évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation K	37
13	Visualisation des zones de recirculation dans un trou d'injecteur, propices à l'apparition de la cavitation [Payri <i>et al.</i> 2005]	38
14	Visualisation des différentes étapes dans le développement de la cavitation et ses effets sur le jet [Sou <i>et al.</i> 2007]	39
15	Visualisation de la cavitation dans un injecteur de type VCO [Arcoumanis et Whitelaw 2002]	40
1.1	Les quatre caractéristiques de spray étudiées	42
1.2	Deux manières de modéliser la surface projetée d'un spray	43
1.3	Schéma descriptif de la bombe expérimentale SANDIA, la taille d'une fenêtre en saphir est d'environ 10 cm	43
1.4	Évolution de l'angle de spray en fonction de la pression d'injection	51
1.5	Évolution de l'angle de spray en fonction de la densité ambiante	52
1.6	Évolution de l'angle de spray en fonction de l'injecteur utilisé	52
1.7	Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques	53
1.8	Évolution de la pénétration de spray en fonction de la pression d'injection	59
1.9	Évolution de la pénétration de spray en fonction de la densité ambiante	59
1.10	Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour un point donné	60
1.11	Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques	61
1.12	Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la densité ambiante	66

TABLE DES FIGURES

1.13	Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la pression d'injection	66
1.14	Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction du diamètre du trou .	67
1.15	Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la température ambiante	67
1.16	Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques	68
1.17	Évolution du SMD en fonction de la pression d'injection	73
1.18	Évolution du SMD en fonction de la densité ambiante	73
1.19	Évolution du SMD en fonction du diamètre du trou	74
2.1	Schéma descriptif de la rupture primaire (de Christophe Dumouchel)	79
2.2	Schéma descriptif de la méthode Blob	80
2.3	Schéma descriptif de la méthode Blob améliorée	82
2.4	Principe de fonctionnement du solveur cavitatingFoam	91
2.5	Géométrie générale des injecteurs utilisés	94
2.6	Éclaté du dispositif expérimental	94
2.7	Évolution du débit massique (A) et du débit massique normalisé par la surface de passage (B) en fonction de la différence de pression	96
2.8	Évolution du champ de cavitation en fonction de la contraction [Winklhofer <i>et al.</i> 2001]	97
2.9	Évolution de la pression le long de l'axe du trou de l'injecteur	97
2.10	Vue du maillage utilisé (zoom sur le trou de l'injecteur)	98
2.11	Comparaison du débit massique pour l'injecteur U	103
2.12	Évolution du champ de cavitation numérique (injecteur U)	105
2.13	Évolution du champ de cavitation expérimental à CCP (injecteur U) [Winkl- hofer <i>et al.</i> 2001]	105
2.14	Évolution de la pression le long de l'axe du trou de l'injecteur U à CCP . .	106

TABLE DES FIGURES

2.15	Évolution du débit massique numérique normalisé par la surface de passage en fonction de la différence de pression	107
2.16	Évolution de la pression le long de l'axe du trou à CCP	108
2.17	Champs de pression numérique (A) et expérimental (B) au niveau du trou de l'injecteur U à CCP	109
3.1	Géométrie utilisée avec ses différents patches	112
3.2	Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du diamètre du trou d_o	115
3.3	Champ moyen de la cavitation (A), fluctuation (variance) du champ de cavitation (B) et champ de la vitesse moyenne (C) obtenus numériquement pour différents diamètres de trou	116
3.4	Champ moyen de la cavitation (A) et champ de la vitesse moyenne (B) obtenus numériquement pour différentes longueurs de trou	118
3.5	Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du rayon du congé à l'entrée du trou r_o	119
3.6	Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différents rayons du congé à l'entrée du trou	120
3.7	Visualisation du champ moyen de cavitation pour $r_o = (0.1 \text{ mm})$	120
3.8	Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la contraction du trou K_s	121
3.9	Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différentes contractions du trou	123
3.10	Comparaison de la taille de la zone de recirculation pour différentes contractions. Champ moyen de la cavitation (A) et champ moyen de la pression (B)	124

TABLE DES FIGURES

3.11 Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la différence de pression ΔP	126
3.12 Champ moyen de la cavitation (A) et champ de la vitesse moyenne (B) obtenus numériquement pour différentes différences de pression	127
3.13 Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du nombre de cavitation K	128
3.14 Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la levée d'aiguille h_n	129
3.15 Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différentes levées d'aiguille	131
3.16 Comparaison de l'évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la levée d'aiguille h_n , en prenant comme référence soit la pression d'injection soit la pression dans le sac	132
3.17 Les différentes étapes de la méthode <i>sliding mesh</i>	134
3.18 Les différentes étapes de la méthode <i>layering</i>	134
3.19 Les différentes étapes de la méthode <i>Addition/removal</i>	135
3.20 Les différentes méthodes de maillage mobile adoptées et leur emplacement dans le cas d'un injecteur	136
3.21 Exemple d'un fichier <i>dynamicMeshDict</i> pour la définition d'un cas de maillage mobile avec la librairie <i>simpleInjectorTopoFvMesh</i>	137
3.22 Principe de fonctionnement du solveur <i>cavitatingDyMFoam</i>	139
3.23 Résultats préliminaires sur une géométrie 3D d'un injecteur à sac	140
3.24 Comparaison du débit massique dans le cas stationnaire et in-stationnaire par rapport à la levée d'aiguille (A) et la pression du sac (B)	141
3.25 Champ de la cavitation (A), de la vitesse (B) et de la pression (C) pour le cas stationnaire et in-stationnaire à une levée de $10 \mu\text{m}$	141

TABLE DES FIGURES

Liste des symboles

Symboles latins

\bar{x}_{32} Diamètre moyen de Sauter

ΔP Différence de pression

\dot{m} Débit massique

Re Nombre de Reynolds

We Nombre de Weber

\tilde{S} Pénétration de spray adimensionnée

\tilde{t} Temps adimensionné

A Constante

A_o Surface de passage du trou d'injecteur

A_{eff} Section efficace au niveau de la sortie du trou

A_{vena} Surface de passage au niveau de la surface de passage la plus petite

B_1 Constante de break-up du modèle Kelvin-Helmholtz

C Constante

C_1 Constante

C_2 Constante

C_a Coefficient de contraction

C_d Coefficient de décharge

TABLE DES FIGURES

C_v	Coefficient de vitesse
C_θ	Constante
C_{a0}	Constante
CCP	Pression de cavitation critique
Co	Nombre de Courant
$Co_{acoustic}$	Nombre de courant acoustique
d_i	Diamètre de la goutte i
d_o	Diamètre du trou d'injecteur
d_{sac}	Diamètre du sac d'injecteur
K	Nombre de cavitation selon Nurick [1976]
K_s	Facteur de contraction
k_{inlet}	Coefficient de perte de charge tabulé
L_b	Longueur du noyau liquide
l_o	Longueur du trou d'injecteur
m_l	Masse de carburant injectée
N_{drops}	Nombre de goutte
$nCorrectors$	Paramètre propre à OpenFOAM
$nNonOrthogonalCorrectors$	Paramètre propre à OpenFOAM
$nOuterCorrectors$	Paramètre propre à OpenFOAM
P	Pression
p_{aval}	Pression ambiante/de laval chamber de combustion
p_{inj}	Pression d'injection
R	Rayon
R^2	Coefficient de détermination

TABLE DES FIGURES

R_0	Rayon initial de la bulle
r_o	Rayon du congé à l'entrée du trou d'injecteur
S	Pénétration de spray
T	Température
t	Temps
t^+	Échelle de temps
t_b	Temps de break-up
U	Vitesse
V_{inj}	Vitesse d'injection
V_{vena}	Vitesse au niveau de la surface de passage la plus petite
x	Position axiale
x^+	Échelle de longueur

Symboles grecques

γ	Fraction de vapeur
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ψ	angle polaire ou compressibilité
ρ	Densité
σ	Tension de surface
σ_{cav}	Nombre de cavitation selon Sou <i>et al.</i> [2007]
θ	Angle de spray
ε	Erreur relative
φ	angle azimut
ξ_1	Variable comprise dans l'intervalle [0, 1]

TABLE DES FIGURES

ξ_2 Variable comprise dans l'intervalle $[0, 1]$

Indices

∞ Fait référence à un endroit suffisamment éloigné

crit Critique

exp Expérimentale

g Gaz

glob Globale

inlet Entrée

l Liquide

num Numérique

outlet Sortie

sat Vapeur saturante

static Statique

total Totale

v Vapeur

Introduction

L'aventure automobile a commenc ee en France, en 1769. C'est à l'inventeur Joseph Cugnot que nous devons le premier v ehicule automobile jamais construit. Nommée le "fardier de Cugnot", ce v ehicule était m  par une machine à vapeur à deux cylindres. Il faudra pourtant attendre la seconde moitié du XIX^e siècle et la révolution industrielle pour que l'automobile se développe. Citons par exemple "l'Ob issante" d'Amédée Boll e (1873) qui peut être considérée comme la première automobile pour particuliers. Elle adoptait déjà à l'époque quatre roues, une direction à double pivots, une propulsion par les roues arrière, et une suspension à quatre roues indépendantes. Les voitures électriques sont aussi de la partie, une des plus connues est surement "La Jamais Contente" de l'ingénieur belge Camille Jenatzy qui dépassa pour la première fois les 100 km/h en 1899. Enfin, les voitures propulsées par un moteur à combustion interne (MCI) se partagent le marché. La première expérimentation du moteur à combustion interne sur un v ehicule automobile remonte à 1807 (par François Isaac de Rivaz, voir Fig. 1). Le moteur se composait d'un cylindre placé verticalement. La combustion projette vers le haut un piston à l'intérieur du cylindre. En retombant le piston tire une corde reliée aux roues avants d'un chariot provoquant ainsi le mouvement du v ehicule.

A la fin du XIX^e siècle ces trois types de propulsion sont en concurrence. La vapeur est rapidement supplantée et le développement rapide des performances des voitures électriques est stoppé par l'absence de progrès notables dans le stockage de l'énergie, c'est donc le moteur à combustion interne qui l'emporta sur les autres modes de propulsion.

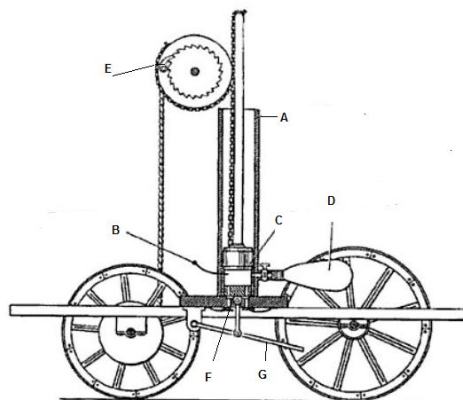


FIGURE 1 – Illustration de la première utilisation d'un moteur à combustion interne sur un véhicule automobile, François Isaac de Rivaz, 1807

L'alimentation en carburant des moteurs MCI

Le moteur à combustion interne a connu de très nombreuses déclinaisons au cours du temps. Nous nous intéressons ici principalement aux moteurs 4 temps à allumage commandé et à allumage par compression utilisés habituellement dans les véhicules légers. Ceux-ci ont besoin d'un comburant (l'oxygène de l'air) et d'un carburant (essence, gazole, gaz naturel, etc.) pour fonctionner. L'air est admis dans la chambre de combustion par aspiration naturelle (moteur dit "atmosphérique") ou forcée (moteur dit "suralimenté" via un compresseur ou un turbocompresseur par exemple) au moment du cycle d'admission. Le carburant, lorsqu'il est sous forme liquide, est admis soit en amont de la chambre de combustion, soit directement dans celle-ci. Plusieurs systèmes se sont succédés pour accomplir cette tâche.

Sur les moteurs à allumage commandé, le carburateur (breveté en 1886 par Karl Benz) fut utilisé pendant de nombreuses années avant d'être remplacé peu à peu par un système d'injection dite "indirecte". Au début mécanique puis ensuite électronique, ce type de système est composé d'un injecteur (injection monopoint) ou plusieurs injecteurs (injection multipoints) disposés en général au niveau du répartiteur d'air, à l'admission. Bien que la première voiture de série dotée d'un système à injection "directe" d'essence date de 1954 (la célèbre Mercedes-Benz 300 SL), ce n'est qu'à la fin du XX^e siècle que les constructeurs d'automobiles s'y intéressèrent vraiment, avec Mitsubishi et la Carisma GDI (*Gazoline*

Direct Injection) en 1997 suivi de Renault et la Mégane IDE (Injection Directe Essence) en 2000. Ce système permet de fonctionner en mélange stratifié plutôt qu'en mélange homogène (qui est obtenu en injection indirecte, mais qui est aussi possible en injection directe) ce qui permet de réduire les pertes par pompage dû au papillon des gaz qui est alors ouvert à fond.

Concernant les moteurs à allumage par compression, l'injection indirecte à préchambre a été utilisée en masse sur les véhicules pour particulier, grâce à son relatif silence de fonctionnement et sa faible émission d'oxyde d'azote (NO_x). La combustion se déroulait dans deux volumes séparés : une chambre, représentant 30 à 60% du volume total de la chambre de combustion, qui reçoit l'injection du carburant et où s'amorce la combustion, et une chambre principale dans laquelle elle s'achevait. Par rapport aux systèmes d'injection directe, l'inconvénient de cette technologie était une surconsommation due à un rapport surface-volume et une durée de combustion trop importants, ce qui augmentait les échanges de chaleur et engendrait une perte de rendement. Alors que l'injection directe existait déjà sur les moteurs Diesel des poids lourds, il a fallu attendre le second choc pétrolier de 1973 et l'apparition de normes d'émission de polluants pour que les constructeurs d'automobiles travaillent sur l'adaptation de cette technologie sur les véhicules légers. Les principaux problèmes étant le coût, la taille excessive et le bruit de fonctionnement du système d'injection directe. FIAT fut le premier à résoudre ces problèmes en implantant une injection directe sur la Croma turbo Diesel, en 1987. Le succès est tel que l'équipementier Allemand Bosch acheta la technologie pour permettre à Volkswagen de développer leur gamme TDI.

Les normes d'émission de polluants

Les émissions de polluants des véhicules particuliers en Europe sont régis par les normes "Euro" depuis 1993, avec l'apparition de Euro 1. Depuis, le nombre de polluants et leurs émissions sont de plus en plus drastiques. La figure 2 reprend l'évolution des émissions de la norme euro 1 à Euro 6 pour différents polluants (appliqué aux moteurs Diesel). Les constructeurs d'automobiles ont donc été contraints de réfléchir à des solutions permettant de passer ces différentes normes.

Il y a plusieurs paramètres qui rentrent en jeu dans la formation des polluants dans les

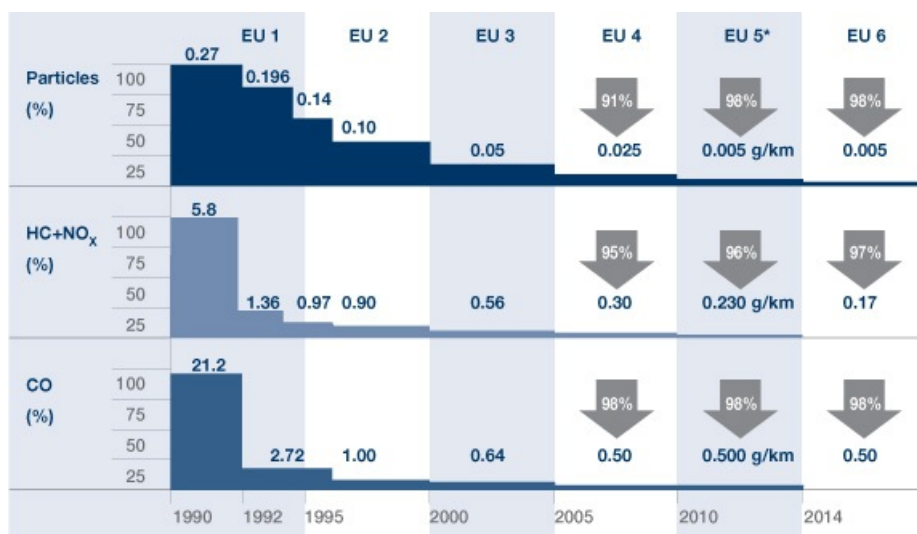


FIGURE 2 – Évolution des limites d’émissions de polluants des normes Euro au cours du temps pour les véhicules Diesel (source : BOSCH)

moteurs à combustion interne, on peut les différencier de la façon suivante :

- **Paramètres de construction moteur** : rapport volumétrique, type de système de formation du mélange, type de refroidissement, suralimentation, etc.
- **Paramètre de fonctionnement moteur** : loi d’injection, avance, excès d’air, température et pression d’admission, etc.
- **Caractéristiques physiques du carburant** : masse volumique, tension superficielle, viscosité, etc.
- **composition chimique du carburant** : aromatiques, impuretés, etc.

On remarque que le système d’alimentation en carburant et le carburant lui-même apparaissent de nombreuses fois, ce qui en fait des points incontournables dans le contrôle des émissions de polluants. Un important travail peut alors être mené à ce niveau dans le but de réduire ces émissions.

L’injection directe

La sévérité croissante des normes d’émission de polluants a ainsi été un formidable dopant dans le développement des systèmes d’injection (voir Fig. 3 pour les différents systèmes et leurs applications). Ici, nous nous intéresserons principalement aux systèmes

d'injection directe, pour véhicules légers.

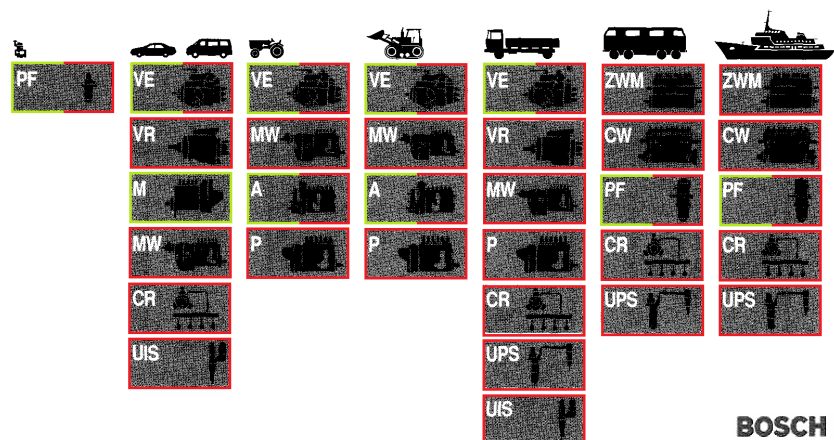


FIGURE 3 – Utilisation des différents systèmes d'injection BOSCH sur les moteurs Diesel. Pompes d'injection en ligne : M, MW, A, P, ZWM, CW (classées par pression d'injection croissante); pompe d'injection distributrices à piston axial VE; pompe d'injection distributrices à pistons radiaux VR; pompe d'injection unitaire PF; pompe unitaire haute-pression UPS; injecteurs-pompes UIS; *common rail* CR. En vert les systèmes applicables à l'injection indirecte et en rouge à l'injection directe.

Les différentes technologies existantes

A l'heure actuelle, trois principales technologies équipent les moteurs Diesel à injection directe. Dans la première une pompe unique alimente chaque injecteur séparément. On distingue trois différents types de pompe : la pompe d'injection en ligne (MW, 1100 bar), la pompe d'injection à piston axial (VE, 1200 bar) et la pompe à pistons radiaux (VR, 1700 bar). Dans la pompe d'injection en ligne, il y a autant d'éléments de pompage que d'injecteurs alors que dans les deux autres types de pompe un seul élément de pompage alimente tous les injecteurs. La pression du carburant nécessaire à l'injection est obtenue à chaque cycle par un système de came entraîné par le moteur.

Nous retrouvons en second l'injection directe à rampe commune (*Common Rail System*, CRS). Dans la technologie *common rail* la production de pression et l'injection sont cette fois-ci séparées. Une pompe haute pression alimente en permanence une rampe en carburant. Ainsi, la pression est disponible à tout moment, y compris à bas régimes. La pression atteinte par ce système peut varier entre 300 et 1600 bar en fonction de ce que le calculateur a besoin. Plusieurs injections peuvent être effectuées pendant un même cycle.

Suivant la stratégie et les injecteurs utilisés, il peut y avoir jusqu'à cinq injections par cycle (voir Fig. 4), mais d'une manière générale on en dénombre trois importantes. Une pré-injection (injection pilote) de quelques mm^3 est effectuée avant l'injection principale afin de réduire le bruit de fonctionnement et de préparer l'amorçage de la combustion. Puis vient l'injection principale qui est là pour fournir la puissance demandée en injectant le débit de carburant nécessaire. Après celle-ci une post-injection est effectuée (durant la détente des gaz) afin de permettre aux additifs inclus dans le carburant de nettoyer le filtre à particules.

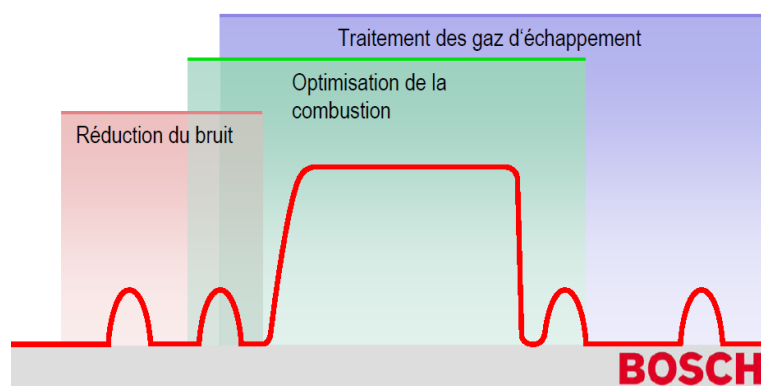


FIGURE 4 – Les différentes injections au cours d'un cycle et leurs fonctions respectives (source : BOSCH)

Un troisième système, plus récent, comprend ce que l'on appelle des injecteurs-pompes (*Unit Injector System*, UIS). Sa principale caractéristique est qu'il regroupe une pompe d'injection et un injecteur dans un ensemble unique. Chaque injecteur-pompe est associé à un cylindre et est monté directement sur la culasse, ce qui supprime tout tuyau haute-pression comparé au système *common rail*. Cela permet d'utiliser des pressions d'injection plus élevées (jusqu'à 2000 bar) tout en ayant les mêmes possibilités de contrôle que le système *common rail*. Cette augmentation de pression conduit à une meilleure formation du spray et donc à une meilleure combustion qui se traduit par une augmentation du rendement et une diminution des émissions de polluants. Les véhicules équipés de moteur avec système d'injecteurs-pompes ont ainsi été les premiers Diesel à respecter la norme Euro 4. A noter que sur certains véhicules utilitaires, on peut trouver ce qu'on appelle des pompes unitaires haute-pression (*Unit Pump System*, UPS). Il y a une pompe par cylindre,

comme avec la technologie UIS, mais cette fois-ci des injecteurs conventionnels sont utilisés. Ceci fait économiser le coût de développement d'une nouvelle culasse tout en accédant aux mêmes très hautes pressions d'injection.

Du côté des moteurs à allumage commandé à injection directe, l'utilisation d'un *common rail* est la solution adoptée par la plupart des constructeurs actuellement (l'utilisation de l'injection directe d'essence étant relativement récente). Les pressions d'injection sont cependant plus faibles qu'en Diesel et sont de l'ordre de 50-200 bar.

Une illustration de tous ces systèmes d'injection est donnée figure 5.

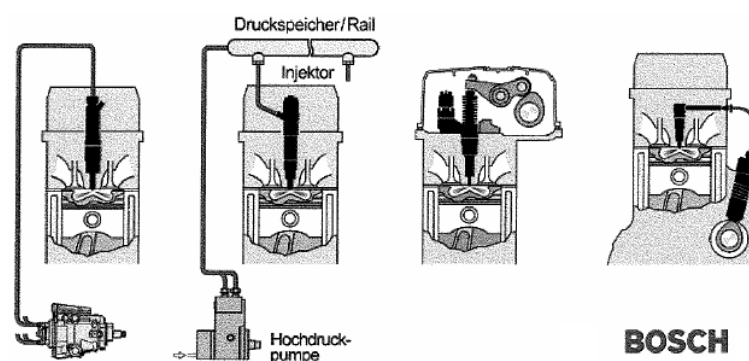


FIGURE 5 – Illustration des différents systèmes d'injection directe Diesel. De gauche à droite : pompe à pistons radiaux, *common rail*, injecteurs-pompes et pompes unitaires haute-pression (source : BOSCH)

Les injecteurs

Les injecteurs sont composés d'un actionneur qui permet de commander le mouvement de l'aiguille. Une fois que l'aiguille n'est plus en position de repos, l'écoulement de carburant commence. Le carburant traverse le ou les trous du nez d'injecteur qui donnent accès à la chambre de combustion et où le mécanisme d'atomisation va commencer.

Les actionneurs

Concernant les injecteurs qui sont utilisés par les différents systèmes d'injection, on peut les séparer en deux catégories vis à vis de la technologie de leur actionneur. Il est important de noter que l'aiguille de ces injecteurs n'est pas directement mise en mouvement par l'actionneur lui-même.

La première technologie d'actionneur utilise une bobine (solénoïde). Le courant qui traverse cette bobine génère un champ magnétique qui attire l'induit comprenant un clapet à bille. Cela provoque la chute de la pression au-dessus du plongeur de l'aiguille de l'injecteur, permettant à la pression du carburant en dessous de l'aiguille de forcer celle-ci à s'ouvrir. C'est à ce moment que le carburant est injecté.

La seconde technologie d'actionneur utilise des éléments piézoélectriques. L'introduction d'une différence de courant dans l'élément piézo entraîne sa distorsion, ce qui conduit au décollement d'une soupape dans l'injecteur. Cela entraîne une chute de pression au-dessus du plongeur de l'aiguille, de la même façon que l'injecteur à solénoïde. L'avantage de cette technologie par rapport à l'injecteur à solénoïde est sa rapidité d'exécution, permettant une plus grande flexibilité.

Le nez de l'injecteur

Au niveau du nez de l'injecteur, il existe deux principales géométries en injection directe Diesel : les injecteurs à sac et les injecteurs à siège perforé (*Valve Covered Orifice, VCO*). Elles sont représentées figure 6. Les injecteurs à sac disposent d'un espace vide (appelé sac) au bout de l'aiguille, même lorsque celle-ci est au repos. Cet espace communique avec la chambre de combustion par l'intermédiaire d'un ou plusieurs trous servant à injecter le carburant. Après l'injection, ce sac contient un peu de carburant, qui va se déverser dans la chambre pour brûler de façon lente et incomplète. Cela affecte négativement les émissions d'hydrocarbures imbrulés. Pour réduire ce problème, une diminution du volume du sac a été effectuée et a donné lieu aux injecteurs à mini- et micro-sac.

L'utilisation d'injecteurs à siège perforé est une autre solution. L'espace qui se trouve sous l'aiguille en position de repos est cette fois-ci beaucoup plus petit mais surtout il n'est plus en contact avec la chambre de combustion. En contrepartie ce type de géométrie engendre un bruit de fonctionnement de l'injecteur plus élevé.

Un autre désavantage des injecteurs à siège perforé se situe au niveau de l'écoulement intra-injecteur. La géométrie de ces injecteurs engendre un écoulement dissymétrique, qui est accentué pour les faibles levées d'aiguille (voir Fig. 6) et qui a un fort impact sur la forme du spray.

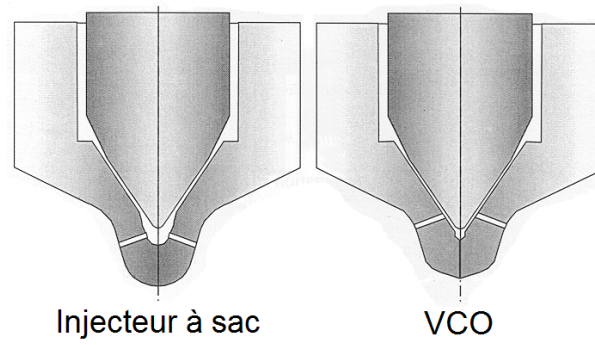


FIGURE 6 – Géométrie du nez de l'injecteur à sac et de l'injecteur VCO

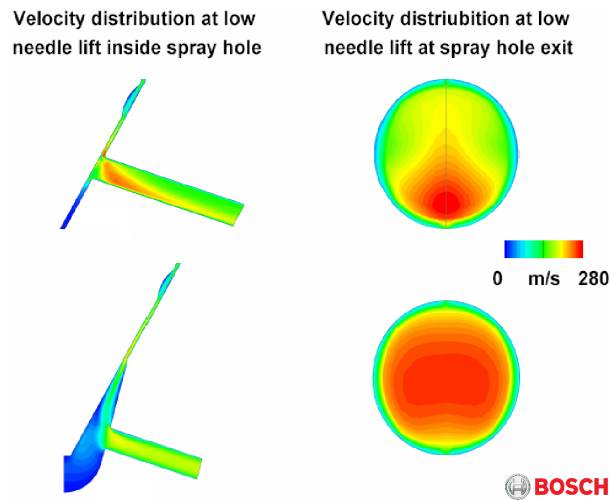


FIGURE 7 – Différence d'écoulement entre un injecteur à sac et un injecteur à siège perforé, à faible levée d'aiguille (source : BOSCH)

En injection directe sur moteur à allumage commandé, Il existe trois types de géométrie de nez d'injecteur. La première conduit à une rotation du carburant (swirl) due à la forme des conduits en amont du trou. La rotation ayant comme axe de rotation l'axe du trou, quand le carburant arrive dans la chambre de combustion, il est poussé vers l'extérieur à cause de la force centrifuge. Le spray ainsi formé est conique mais creux. Ces injecteurs étaient surtout utilisés sur les premiers moteurs GDI. Ensuite sont apparus les injecteurs multi-trous. Le nombre de trous et l'angle formé par ceux-ci donne un spray qui a une forme relativement proche de l'injecteur swirl. Enfin, un nouveau type d'injecteur est apparu : l'injecteur à fente (voir Fig. 8). La forme obtenue est un triangle quasiment plat. L'avantage de ce type d'injecteur est une meilleure vaporisation du carburant dans la chambre, pour une combustion plus uniforme.

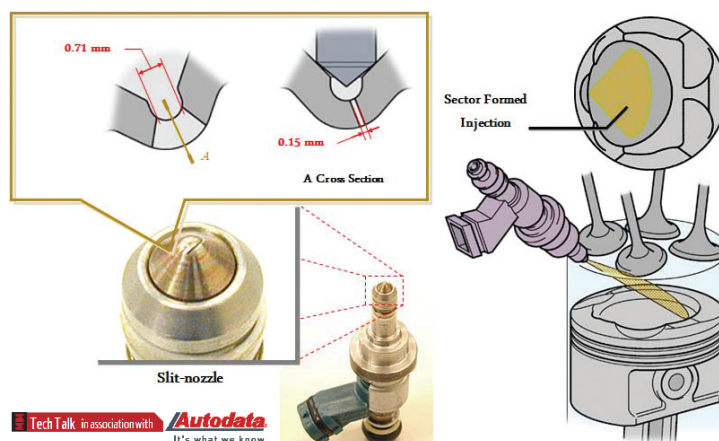


FIGURE 8 – Principe de fonctionnement d'un injecteur à fente pour moteur GDI (source : Tech Talk)

La forme des trous d'injecteur

Le nombre de trous des injecteurs et le diamètre de chacun influent principalement sur le débit de carburant. L'angle formé entre chacun de ces trous est choisi par rapport à la forme que l'on veut donner au spray, qui est elle-même dépendante de la forme de la chambre de combustion, la turbulence dans celle-ci, son volume, etc. Un trou d'injecteur peut être caractérisé par plusieurs paramètres (voir Fig. 9), qui ont chacun un impact sur la formation du spray :

- Son diamètre : d_o
- Sa longueur : l_o
- Sa contraction : K ou K_s
- Le rayon du congé à l'entrée du trou : r_o

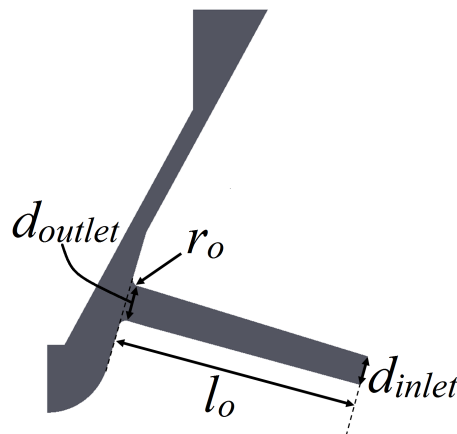


FIGURE 9 – Les différents paramètres du trou d'un injecteur

La cavitation

On appelle cavitation la formation et l'implosion de bulles de vapeur dans un liquide. Ce phénomène apparaît en général quand le liquide est sujet à des rapides changements de pression, ce qui cause la naissance des bulles de vapeur là où la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide en question. La différence avec le phénomène d'ébullition, où le liquide devient aussi vapeur, est que la vapeur apparaît suite à une diminution brutale de la pression (la pression de vapeur saturante ne change donc pas) et non une augmentation de la température (qui augmente la valeur de la pression de vapeur saturante), voir Fig. 10.

Le cas le plus connu est l'apparition de la cavitation sur les hélices des bateaux (Voir Fig. 11). On remarque que la cavitation et les dégâts qu'elle engendre sont concentrés sur la périphérie de l'hélice, là où la vitesse est la plus élevée. On retrouve aussi le phénomène de cavitation dans certains injecteurs des moteurs à combustion interne.

Pour prévoir ce phénomène, on introduit le nombre de cavitation K . Deux écoulements de géométries semblables avec le même nombre de cavitation K verront la cavitation se

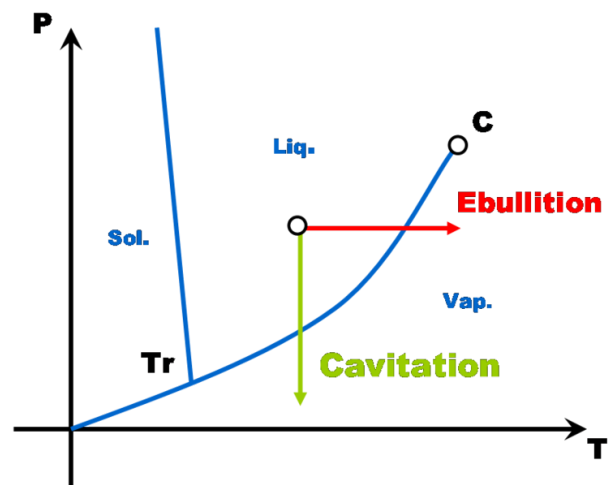


FIGURE 10 – Diagramme pression-température présentant le phénomène de cavitation

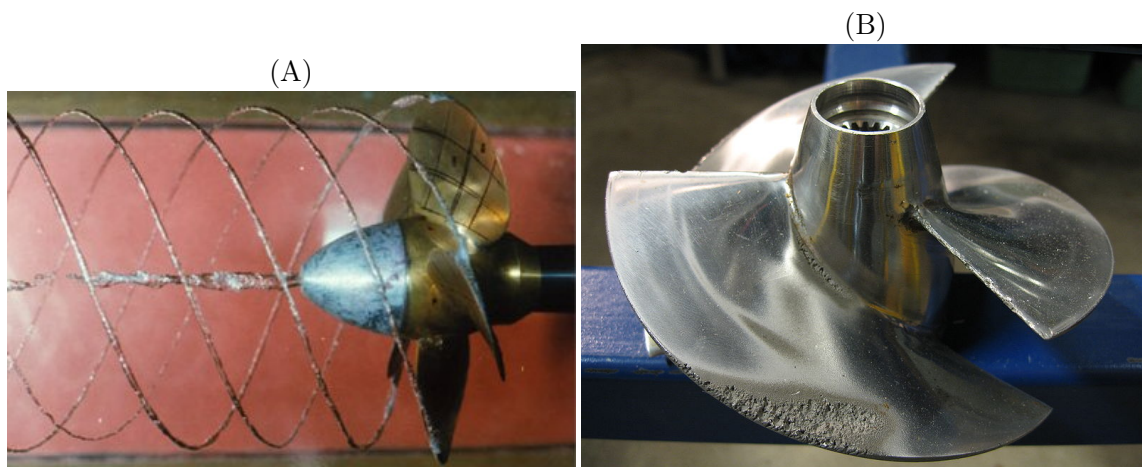


FIGURE 11 – Visualisation de la cavitation à l'arrière d'une hélice de bateau (A, photo de Harry Turner) et dégâts causés par le phénomène de cavitation (B, photo de Erik Axdaahl)

produire en des points homologues, si ils ont le même nombre de Reynolds. Appliqué aux injecteurs, on le définit par l'équation (1) donnée par Nurick [1976].

$$K = \frac{p_{inj} - p_{sat}}{\Delta P} \quad (1)$$

Avec ΔP la différence entre la pression d'injection et la pression aval à l'injecteur, p_{inj} la pression d'injection et p_{sat} la pression de vapeur saturante du liquide en question. La pression de vapeur saturante étant souvent très faible comparée aux autres valeurs, elle peut être négligée. Selon la théorie de Nurick [1976], l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation K peut être décrite par deux tendances bien distinctes (voir Fig. 12). Pour les valeurs élevées de K , qui correspondent à des différences de pression faibles par rapport à la pression d'injection, l'écoulement n'est pas cavitant et le coefficient de décharge est constant. Puis, si K diminue, la cavitation va apparaître à un moment donné (si toutes les conditions sont réunies), la valeur du nombre de cavitation correspondant est appelé K_{crit} . A partir de ce point, si K continue à diminuer, le coefficient de décharge va lui aussi commencer à diminuer. Cela correspond à une dégradation du débit massique par rapport à son évolution normale (lorsqu'il n'y avait pas de cavitation).

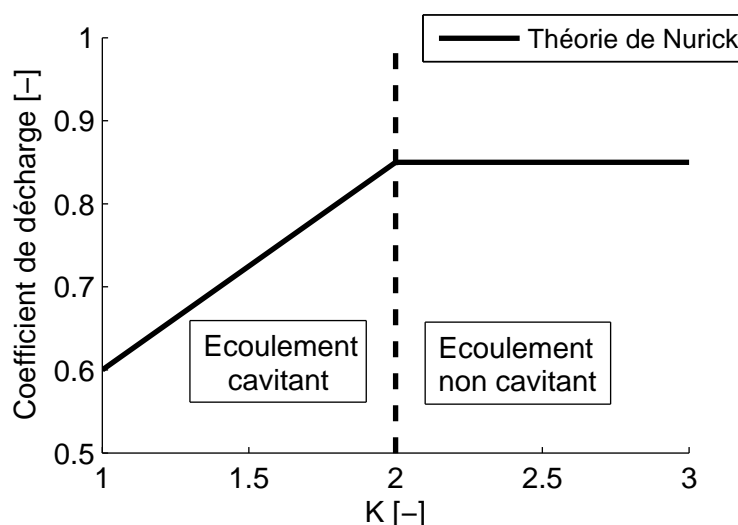


FIGURE 12 – Théorie de Nurick, évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation K

Dans un injecteur, la cavitation apparaît principalement juste après l'entrée du trou,

dans les zones de recirculation (Voir Fig. 13). Sou *et al.* [2007] ont observé l'apparition de la cavitation et son impact sur l'atomisation. Ils ont mis en évidence plusieurs étapes dans le développement de la cavitation, quatre au total. Au début nous avons un écoulement sans cavitation ($\sigma_{cav} > 1.2$), puis la cavitation commence à apparaître (au niveau de la zone de recirculation) et à se développer dans le trou au fur et à mesure que σ_{cav} diminue ($0.75 \leq \sigma_{cav} \leq 1.2$). Une fois que la région cavitante s'étend sur quasiment toute la longueur du trou, l'écoulement est en état de super-cavitation. L'angle du spray est fortement augmenté dans cet état. Enfin, quand $\sigma_{cav} < 0.55$, il y a apparition d'une instabilité et la région cavitante passe d'un côté à l'autre alternativement (voir Fig. 14)). Le nombre σ_{cav} est un nombre sans dimension qui tend à décrire l'état de l'écoulement par rapport à l'apparition de vapeur, de la même manière que le nombre de cavitation K . Il est défini par l'équation (2).

$$\sigma_{cav} = \frac{p_{aval} - p_{sat}}{\Delta P} \quad (2)$$

Où p_{aval} est la pression en aval de l'injecteur.

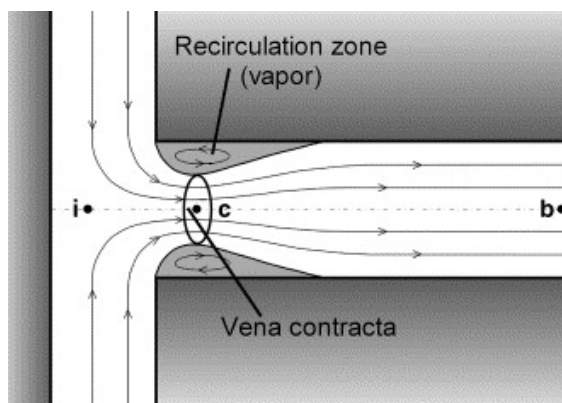


FIGURE 13 – Visualisation des zones de recirculation dans un trou d'injecteur, propices à l'apparition de la cavitation [Payri *et al.* 2005]

Dans la plus part des systèmes, la cavitation a un impact négatif sur le bon fonctionnement. Par exemple dans les pompes ou pour les hélices de bateau, l'apparition de la cavitation affecte énormément le rendement de l'ensemble. De plus, l'apparition des bulles de vapeur est en général très vite suivie par un changement des conditions qui leurs ont donné naissance. Les bulles implosent alors de façon très violente ce qui produit des ondes

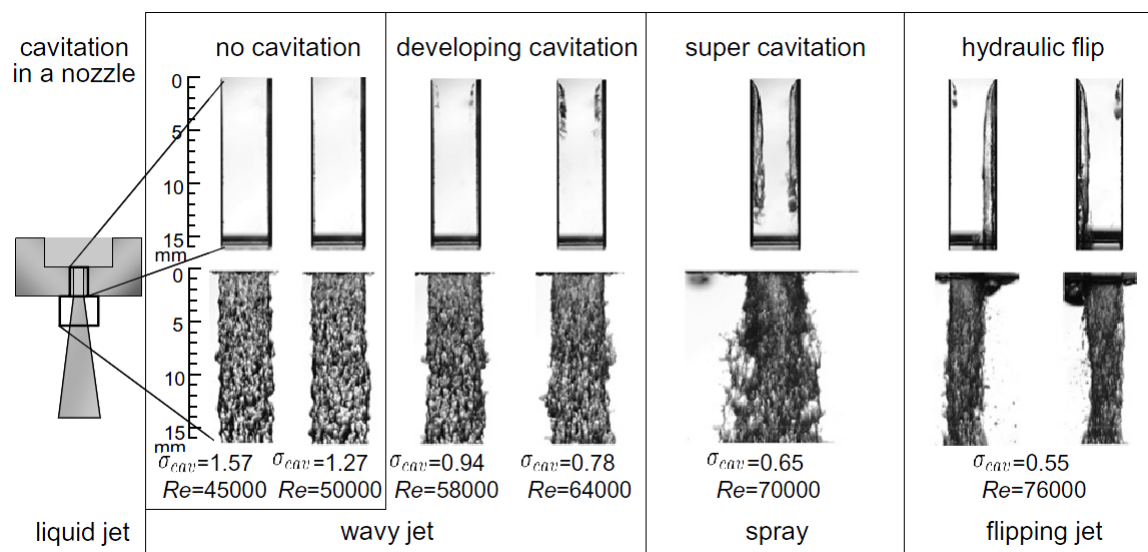


FIGURE 14 – Visualisation des différentes étapes dans le développement de la cavitation et ses effets sur le jet [Sou *et al.* 2007]

de choc dans le liquide qui peuvent être assez puissantes pour nettoyer, éroder voir briser des particules solides. Des vibrations et du bruit peuvent aussi apparaître Brennen [1995].

Certains systèmes, naturels ou non, arrivent à tourner le phénomène de cavitation à leur avantage. La crevette piston, par exemple, possède une pince surdimensionnée par rapport aux autres. En fermant celle-ci de façon très violente elle engendre l'apparition d'une bulle de cavitation qui en implosant va émettre une onde de choc susceptible d'assommer ou tuer le plancton environnant. L'homme, de son côté, a utilisé la super-cavitation afin de réduire les frottements d'un objet voyageant à grande vitesse (une torpille par exemple). Le frottement dans l'eau est mille fois supérieur à celui dans un gaz comme la vapeur d'eau. Un objet recouvert de cavitation (super-cavitation) pourra donc aller plus vite.

Du point de vu des injecteurs, la cavitation peut avoir des avantages et des inconvénients. Un des inconvénients est la réduction de la surface de passage causée par l'apparition de la cavitation et un des avantages est l'amélioration de l'atomisation, qui a un impact sur les rejets de polluants [Payri *et al.* 2009b]. La figure 15 montre l'augmentation de l'espace occupé par le champ de cavitation en fonction du nombre de cavitation défini par Arcoumanis et Whitelaw [2002]. En fonction de la géométrie du trou de l'injecteur, le phénomène peut être plus ou moins repoussé. Par exemple, en augmentant la contraction du trou ou le

rayon du congé à l'entrée du trou, le phénomène de cavitation peut être retardé, il faudra alors une différence de pression ΔP nettement supérieure pour observer le même état de cavitation [Payri *et al.* 2005; Winklhofer *et al.* 2001].

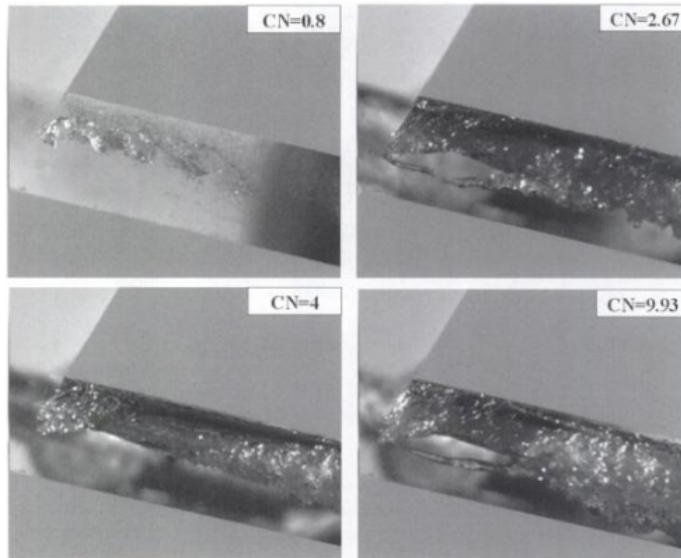


FIGURE 15 – Visualisation de la cavitation dans un injecteur de type VCO [Arcoumanis et Whitelaw 2002]

Pour aider à la conception de nouveaux injecteurs, la modélisation peut être un outil relativement performant. Une modélisation zero-dimensionnelle (0D) permet en effet d'obtenir l'évolution de plusieurs caractéristiques comme la pénétration ou l'angle de spray. Concernant l'influence de la géométrie interne et l'apparition de la cavitation, la modélisation intra-injecteur multidimensionnelle (3D) est utilisée en raison de la complexité des phénomènes mis en jeu. Ces deux types de modélisations sont utilisés dans cette thèse pour permettre d'accroître les connaissances nécessaires au développement de nouveaux systèmes d'injection plus performants.

Chapitre 1

Modélisation de spray 0D

De nombreuses études ont été menées sur les sprays pour essayer de comprendre les mécanismes mis en jeu lors d'une pulvérisation. Leurs résultats ont permis d'en déduire des modèles physiques ou à défaut des corrélations et des expressions empiriques décrivant les principales caractéristiques d'un spray (l'angle de spray, sa pénétration, etc.). Toutes les équations qui en ont découlé peuvent avoir comme variables certaines caractéristiques du liquide et du gaz utilisés (densité, viscosité, etc.), des conditions de l'écoulement (nombre de Reynolds, vitesse d'injection, etc.) mais aussi de la géométrie interne de l'injecteur (diamètre du trou, longueur du trou, etc.).

L'étude menée dans ce chapitre vise à regrouper les différents modèles de la littérature permettant d'obtenir les quatre caractéristiques de spray suivantes.

1. L'angle de spray : θ
2. La pénétration de spray : S
3. La longueur du noyau liquide : L_b
4. Le diamètre moyen de Sauter : \bar{x}_{32}

Une schématisation de toutes ces caractéristiques est visible sur la figure 1.1. Elles seront décrites plus en détails par la suite.

Le choix de ces quatre caractéristiques n'est pas anodin. Ce sont des variables qui sont souvent utilisées dans le milieu industriel, chez les constructeurs par exemple. Ils ont de plus en plus recours à la modélisation 0D pour faciliter la conception et la mise

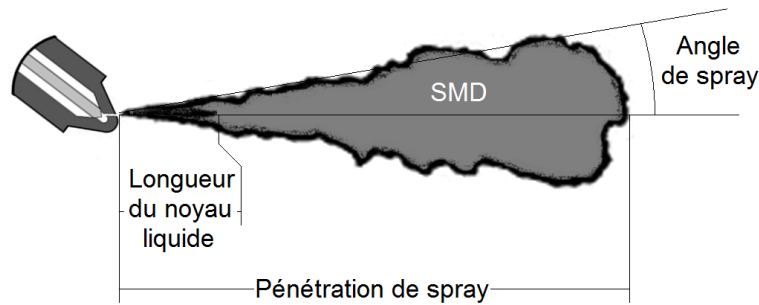


FIGURE 1.1 – Les quatre caractéristiques de spray étudiées

au point de leurs moteurs à combustion interne. Pour cela, ils peuvent modéliser jusqu'à l'intégralité d'un moteur en 0D. Cela peut inclure l'admission d'air frais, la pulvérisation du carburant, la formation du mélange air/carburant, la combustion, la formation de polluants et l'échappement.

Par exemple, dans les équations de transfert massique des modèles de combustion multizones, une surface d'échange est souvent utilisée. Elle est multipliée à une vitesse et une densité afin d'obtenir un débit massique. Cette surface est généralement calculée à partir de l'angle du spray et de la pénétration du spray. La figure 1.2 montre deux façons de schématiser un spray, afin d'en calculer sa surface projetée. Dans l'étude menée par Delacourt *et al.* [2005], la seconde méthode leur a permis d'obtenir une valeur plus proche de leurs essais expérimentaux, la première surestimant la surface de spray d'environ 10 à 15%.

Barba *et al.* [2000] modélisent la combustion Diesel avec une approche différente, et utilise la pénétration de spray dans le but d'évaluer la distance entre les parois et le bout du spray.

Dans les modèles de polluants, ces caractéristiques sont aussi utilisées [Hiroyasu *et al.* 1983; Stanley *et al.* 2008]. On peut citer par exemple les modèles de formation de suie et de formation d'oxyde d'azote développés et validés par Seykens *et al.* [2009]. Dans ces modèles l'angle de spray, sa pénétration ainsi que la longueur du noyau liquide servent de variables d'entrées.

Les sections suivantes décrivent dans un premier temps les conditions d'essais des données expérimentales utilisées pour la comparaison des différents modèles. Puis les modèles sont décrit un à un et les résultats des différentes comparaisons sont discutés.

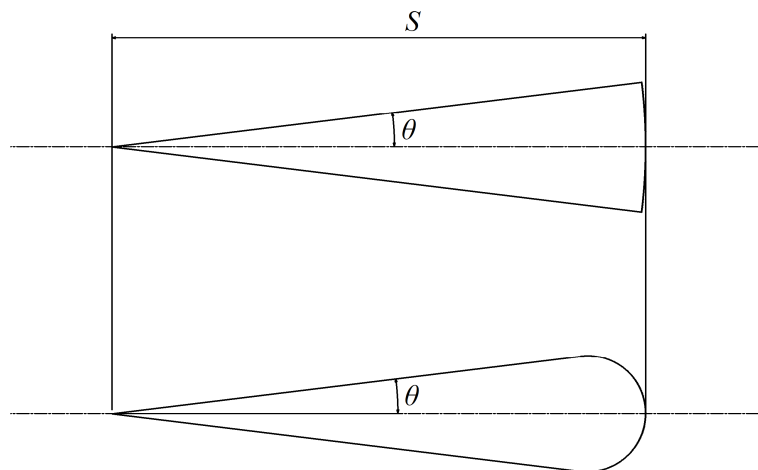


FIGURE 1.2 – Deux manières de modéliser la surface projetée d'un spray

1.1 Données expérimentales

Dans le cadre de notre étude, les données expérimentales des travaux du laboratoire SANDIA ont été utilisées. Leurs travaux portent sur la caractérisation des sprays et ont été publiés de la littérature par [Naber et Siebers 1996]. La figure 1.3 montre un schéma du dispositif qui a été utilisé durant leurs essais. La bombe est composée de fenêtres en saphir permettant la visualisation du spray. Plusieurs paramètres peuvent être modifiés comme la densité ambiante, la température ambiante, la pression d'injection, l'injecteur, etc.

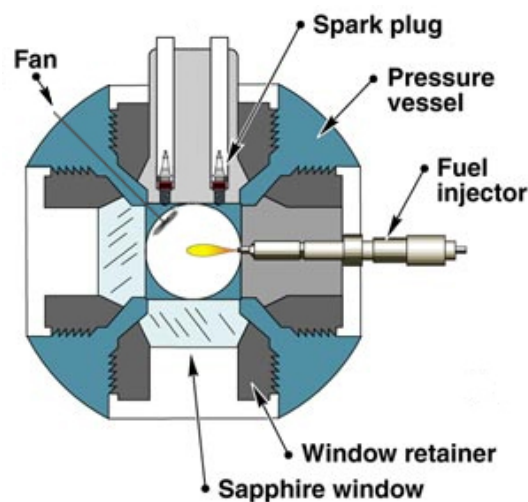


FIGURE 1.3 – Schéma descriptif de la bombe expérimentale SANDIA, la taille d'une fenêtre en saphir est d'environ 10 cm

1.1. DONNÉES EXPÉRIMENTALES

TABLE 1.1 – Caractéristiques des injecteurs utilisés

Diamètre du trou	Coefficient de décharge	Coefficient de contraction	Coefficient de vitesse	Rapport longueur sur diamètre
d_o [mm]	C_d	C_a	C_v	$\frac{l_o}{d_o}$
0.185	0.64	0.93	0.68	5.4
0.241	0.71	0.92	0.77	4.2
0.330	0.66	0.89	0.74	3.0

Concernant les mesures de pénétration et d'angle de spray, le carburant utilisé est le DF2 (*Phillips research grade Diesel fuel*, $\rho_l = 712 \text{ kg/m}^3$ à $T_l = 436 \text{ K}$). Trois différents injecteurs ont été utilisés (voir tableau 1.1). La densité ambiante varie de 3.6 à 195 kg/m^3 , la pression d'injection de 70 à 150 MPa et la température ambiante de 300 à 450 K. Le pourcentage d'oxygène peut aussi être réglé à une valeur voulue afin d'observer son influence. Mais dans le cas qui nous intéresse, il est fixé à 0% afin d'éviter toute combustion. Au final un ensemble de 27 cas d'essai ayant chacun un ensemble de paramètres différents a été utilisé. Cela permet de tester les différents modèles sur un large éventail de configurations.

Concernant les mesures de longueur du noyau liquide, le carburant utilisé est cette fois-ci du heptamethyl-nonane ($\text{C}_{16}\text{H}_{34}$, $\rho_l = 689 \text{ kg/m}^3$ à $T_l = 436 \text{ K}$). Des injecteurs différents ont été utilisés (voir tableau 1.2). La densité ambiante varie de 3.6 à 58.5 kg/m^3 , la pression d'injection de 60 à 170 MPa et la température ambiante de 700 à 1300 K. Le pourcentage d'oxygène est toujours fixé à 0% pour éviter toute combustion. Au final un ensemble de 77 points ayant chacun un ensemble de paramètres différents a été utilisé.

Les résultats d'essais disponibles pour le SMD étant relativement limités, seule une comparaison des tendances de chaque modèle sera faite. Les conditions retenues seront les mêmes que pour la longueur du noyau liquide.

Les modèles présentés précédemment incluent un certain nombre de variables, pas forcément identiques à chaque fois. Nous allons donc comparer l'évolution des caractéristiques du spray en fonction des différentes variables disponibles dans les essais expérimentaux. Cela va permettre de sélectionner les modèles qui prédisent au mieux les essais expérimentaux choisis. Il est important de noter que les modèles ont été implémentés tel qu'ils ont été donnés dans la littérature, avec leurs coefficients respectifs (sauf dans certains cas clairement explicités). Le but étant d'observer les tendances de chaque modèle et pas seulement

TABLE 1.2 – Caractéristiques des injecteurs utilisés

Diamètre du trou	Coefficient de décharge	Coefficient de contraction		Rapport longueur sur diamètre
d_o [mm]	C_d	C_a à 72 MPa	C_a à 138 MPa	$\frac{l_o}{d_o}$
0.100	0.80	0.91	0.86	4.0
0.180	0.77	0.85	0.82	4.2
0.251	0.79	0.88	0.79	2.2
0.246	0.78	0.89	0.81	4.2
0.267	0.77	0.89	0.82	8.0
0.363	0.81	-	0.85	4.1
0.498	0.84	0.94	0.88	4.3

les valeurs elles-mêmes, les modèles pouvant en général être recalés.

1.2 Étude des modèles de spray 0D

1.2.1 Modèles d'angle de spray

L'atomisation du liquide (carburant) dans le gaz ambiant (air frais) à la sortie du trou de l'injecteur, conduit en général à une forme conique. Pour des raisons de simplicité, nous allons définir l'angle de spray θ , comme étant la moitié de l'angle de ce cône (voir figure 1.1).

L'angle de spray dépend entre autres du ratio des densités $\frac{\rho_l}{\rho_g}$. Un liquide a plus de mal à pénétrer un gaz ayant une forte densité. Ceci est dû aux forces aérodynamiques qui ralentissent fortement les gouttelettes à la sortie de l'injecteur. Le problème est qu'elles sont poussées par le flux continu de liquide qui sort de l'injecteur, ce qui a tendance à pousser les gouttelettes déjà présentes sur les cotés et donc à augmenter l'angle du cône.

Les différents modèles d'angle de spray ont été répertoriés dans le tableau 1.3.

1.2.1.1 Modèle de Reitz & Bracco

Reitz et Bracco [1979] proposent une corrélation pour l'angle de spray qui s'appuie sur le modèle de break-up aérodynamique de Ranz [1958]. L'équation est la suivante :

$$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} f(\gamma) \quad (1.1)$$

Où ρ_g est la densité du gaz qui, dans le cadre d'un moteur à injection directe, correspond

TABLE 1.3 – Modèles d'angle de spray 0D

Modèle	Équation	Référence
Reitz & Bracco	$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} f(\gamma)$	[Reitz et Bracco 1979]
Reitz & Bracco Simplifié	$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \frac{\sqrt{3}}{6}$	[Reitz et Bracco 1979]
Ruiz & Chigier	$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} f(\gamma) \left(\frac{\text{Re}_l}{\text{We}_l} \right)^{-0.25}$	[Ruiz et Chigier 1991]
Arai	$\theta = 0.025 \left(\frac{\rho_g \Delta P d_o^2}{\mu_g^2} \right)^{0.25}$	[Arai <i>et al.</i> 1984]
Hiroyasu & Arai	$2\theta = 83.5 \left(\frac{l_o}{d_o} \right)^{-0.22} \left(\frac{d_o}{d_{sac}} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.26}$	[Hiroyasu et Arai 1990]
Arrègle	$\tan \theta = d_o^{0.508} P_{inj}^{0.00943} \rho_g^{0.335}$	[Arregle <i>et al.</i> 1999]
Siebers	$\tan \theta = C_\theta \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.19} - 0.0043 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right]$	[Siebers 1999]

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

à l'air frais contenu dans la chambre de combustion. ρ_l est la densité du liquide, le carburant dans notre cas. A est une constante correspondant à une géométrie d'injecteur donnée. Cette constante peut être mesurée expérimentalement ou bien approximée par la relation suivante :

$$A = 3.0 + 0.28 \left(\frac{l_o}{d_o} \right) \quad (1.2)$$

Où d_o est le diamètre du trou de l'injecteur et l_o sa longueur. Dans l'équation (1.1), $f(\gamma)$ est une fonction qui inclut l'influence des caractéristiques de l'écoulement :

$$f(\gamma) = \frac{\sqrt{3}}{6} \left(1 - \exp(-10\gamma) \right) \quad (1.3)$$

$$\gamma = \left(\frac{\text{Re}_l}{\text{We}_l} \right)^2 \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (1.4)$$

Où Re_l et We_l sont respectivement le nombre de Reynolds et le nombre de Weber, basés sur les propriétés du liquide et le diamètre du trou d'injecteur. Ils sont définis de la façon suivante :

$$\text{Re}_l = \frac{\rho_l V_{inj} d_o}{\mu_l} \quad (1.5)$$

$$\text{We}_l = \frac{\rho_l V_{inj}^2 d_o}{\sigma_l} \quad (1.6)$$

Où V_{inj} représente la vitesse d'injection en sortie du trou d'injecteur. μ_l est la viscosité dynamique du liquide et σ_l sa tension de surface. Une vitesse d'injection théorique peut être déterminée en utilisant le théorème de Bernoulli. En la multipliant par le coefficient de vitesse C_v (voir Eq. (1.7)), qui est en général déterminé de façon expérimental, on obtient alors la vitesse d'injection réelle V_{inj} .

$$V_{inj} = C_v \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \quad (1.7)$$

1.2.1.2 Modèle de Reitz & Bracco Simplifié

Heywood [1988] a simplifié l'équation (1.1) pour les sprays haute-pression. Dans ce cas précis, le liquide a tendance à s'échauffer, ce qui réduit sa viscosité. Cela conduit à une augmentation du nombre de Reynolds Re_l , toutes choses égales par ailleurs. De ce fait, la variable γ augmente et le terme exponentiel de l'équation (1.3) tend vers 1. La fonction f est alors égale à $\frac{\sqrt{3}}{6}$ ce qui simplifie effectivement l'équation (1.1). L'expression obtenue est la suivante :

$$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \frac{\sqrt{3}}{6} \quad (1.8)$$

1.2.1.3 Modèle de Ruiz & Chigier

Ruiz et Chigier [1991] ont aussi examiné un modèle de break-up aérodynamique de Ranz [1958], et suggèrent une variante basée sur les caractéristiques propres aux moteurs Diesel. L'équation est la suivante :

$$\tan \theta = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} f(\gamma) \left(\frac{Re_l}{We_l} \right)^{-0.25} \quad (1.9)$$

Elle correspond à celle du modèle de Reitz & Bracco avec le terme $\left(\frac{Re_l}{We_l} \right)^{-0.25}$ en plus.

1.2.1.4 Modèle de Arai

Arai *et al.* [1984] donnent la corrélation suivante afin de déterminer l'angle de spray :

$$\theta = 0.025 \left(\frac{\rho_g \Delta P d_o^2}{\mu_g^2} \right)^{0.25} \quad (1.10)$$

Où μ_g est la viscosité du gaz. Cette équation est très différente des modèles précédents, tant dans les variables utilisées que les puissances qui y sont associées. La puissance associée à la densité ambiante est par exemple divisée par deux et la différence de pression amont/aval ΔP fait son apparition. Cela présage de fortes différences de résultat.

1.2.1.5 Modèle de Hiroyasu & Arai

Hiroyasu et Arai [1990] proposent une équation empirique qui inclut des caractéristiques physiques de l'injecteur :

$$2\theta = 83.5 \left(\frac{l_o}{d_o} \right)^{-0.22} \left(\frac{d_o}{d_{sac}} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.26} \quad (1.11)$$

Où d_o est le diamètre du trou de l'injecteur et l_o sa longueur. d_{sac} correspond quant à lui au diamètre du sac. Tous ces paramètres sont intrinsèques à l'injecteur et dépendent de sa géométrie interne.

1.2.1.6 Modèle de Arrègle

Arrègle *et al.* [1999] utilisent une équation avec trois caractéristiques dont la valeur de leur puissance respective a été calibrée grâce à leurs essais expérimentaux.

$$\tan \theta = d_o^{0.508} P_{inj}^{0.00943} \rho_g^{0.335} \quad (1.12)$$

Où P_{inj} est la pression d'injection. La valeur très faible de la puissance associée à celle-ci permet d'en déduire que la pression d'injection ne semble pas avoir eu beaucoup d'influence sur la valeur de l'angle de spray pendant leurs essais.

1.2.1.7 Modèle de Siebers

Siebers [1999] propose une corrélation d'angle de spray permettant de prédire son évolution lors d'une variation de densité. Elle ne dépend que du ratio des densités du liquide et du gaz ainsi que d'une constante :

$$\tan \theta = C_\theta \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.19} - 0.0043 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right] \quad (1.13)$$

Où C_θ est une constante englobant les différentes caractéristiques de l'injecteur et les conditions ambiantes autres que la densité.

1.2.1.8 Analyse et comparaison

En regardant simplement les équations des modèles d'angle de spray, nous pouvons observer que quasiment la moitié d'entre eux n'utilisent pas la pression d'injection (directement avec les termes ΔP ou P_{inj} et indirectement dans les nombres de Reynolds Re_l et Weber We_l) dans leurs équations. On peut donc se dire que la pression d'injection ne devrait pas avoir beaucoup d'influence sur l'angle de spray. Si l'on se concentre sur l'équation donnée par Arrègle, qui a été recalée sur des essais expérimentaux, nous voyons que la puissance associée au terme P_{inj} a une valeur très faible (0.00943), ce qui se traduit par une faible influence du terme P_{inj} sur l'angle de spray θ . Ceci va dans le sens de ce qui a été dit précédemment.

Maintenant si l'on regarde les résultats expérimentaux (dont un échantillon est montré figure 1.4), la valeur de l'angle de spray est effectivement constante en fonction de la pression d'injection, toutes choses égales par ailleurs. Les valeurs prédites par les modèles sont sans surprise constantes pour la plupart d'entre eux. Concernant les modèles de Reitz & Bracco et de Ruiz & Chigier, les variations sont dues aux nombres de Reynolds Re_l et Weber We_l inclus dans leurs équations (via la vitesse d'injection V_{inj}). La plus grosse variation d'angle de spray vient du modèle d'Arai qui inclut directement la différence de pression ΔP dans son équation. Cela se traduit par une augmentation significative de l'angle de spray avec la pression d'injection.

Si l'on s'attarde à présent sur l'influence de la densité ambiante ρ_g , Siebers [1999] (dans l'appendice A de son article) montre que celle-ci joue un rôle important sur la valeur de l'angle de spray contrairement au type de carburant utilisé ou encore à la température ambiante. Cette observation se retrouve dans tous les modèles, où à chaque fois le terme ρ_g est représenté. Sur la figure 1.5, nous observons effectivement une augmentation de l'angle de spray expérimental avec la densité ambiante. Tous les modèles suivent cette tendance, mais pas de la même façon. La puissance associée au terme ρ_g varie en fonction des modèles ce qui se traduit par une évolution différente. Une valeur de 0.25 (modèle d'Arai) donne des résultats tout à fait acceptables.

Si l'on regarde maintenant les résultats donnés par le modèle de Reitz & Bracco et

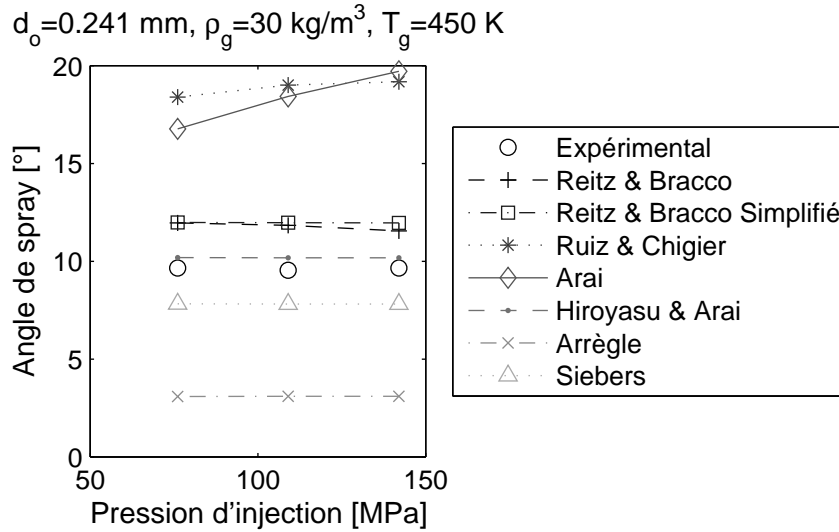


FIGURE 1.4 – Évolution de l'angle de spray en fonction de la pression d'injection

celui de Reitz & Bracco simplifié, on s'aperçoit que ceux-ci sont bien identiques pour les faibles valeurs de densité ambiante ($\rho_g \leq 30 \text{ kg/m}^3$) mais ensuite les valeurs diffèrent. Ceci s'explique par la variable γ (de la fonction $f(\gamma)$ du modèle de Reitz & Bracco) qui inclut deux termes : $\left(\frac{Re_l}{We_l}\right)^2$ et $\frac{\rho_l}{\rho_g}$. Pour les faibles densités ambiantes, la valeur de γ est très faible ce qui rend la fonction $f(\gamma)$ quasiment égale à $\frac{\sqrt{3}}{6}$, les deux modèles donnent alors des valeurs d'angle de spray très proches. Puis quand la densité ambiante augmente, le terme $\left(\frac{Re_l}{We_l}\right)^2$ augmente légèrement à cause de la variation de la vitesse d'injection (changement au niveau de la différence de pression). Le terme $\frac{\rho_l}{\rho_g}$, lui, diminue mais de façon beaucoup plus importante, ce qui se traduit par une diminution de la valeur de γ , de $f(\gamma)$ et donc de l'angle de spray.

La dernière chose que nous allons observer est l'impact de l'injecteur sur l'angle de spray. Malheureusement les résultats expérimentaux disponibles n'offrent pas la possibilité d'étudier l'influence d'un seul paramètre à la fois (diamètre du trou d_o , longueur du trou l_o ou encore le diamètre du sac d_{sac}), nous allons donc simplement voir de quelle façon les modèles prennent en compte l'influence de telle ou telle géométrie d'injecteur. Les résultats expérimentaux montrent une légère augmentation de l'angle entre l'injecteur ayant un diamètre de 0.185 mm et celui ayant un diamètre de 0.241 mm (voir figure 1.6 et tableau 1.1). Malgré l'utilisation de termes différents entre les modèles (certains ne prennent en compte

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

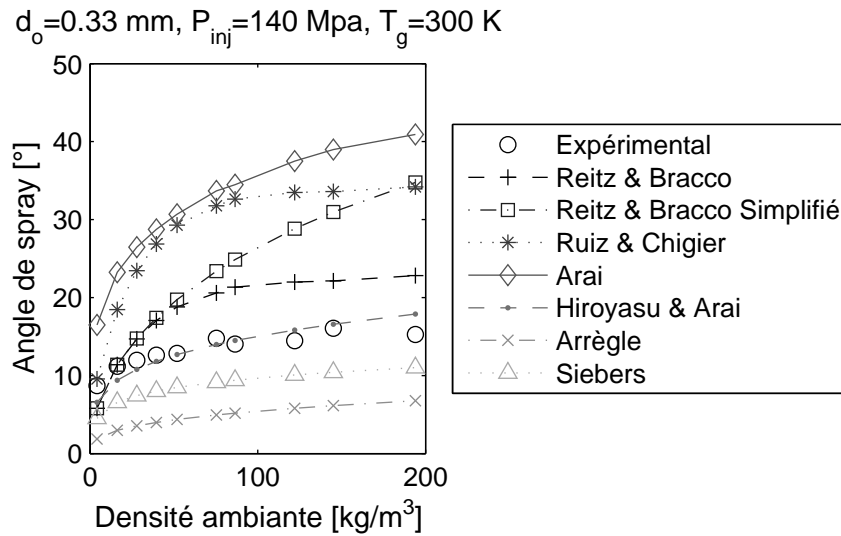


FIGURE 1.5 – Évolution de l'angle de spray en fonction de la densité ambiante

que l'augmentation du diamètre du trou alors que d'autres utilisent aussi la diminution de la longueur du trou), ils prédisent tous cette augmentation. A noter que les valeurs du modèle de Siebers sont constantes car son équation a simplement été établie pour prédire l'évolution de l'angle de spray en fonction de la densité ambiante. Il dispose évidemment d'une constante de recalage (intégrant par exemple les caractéristiques de l'injecteur) mais comme dit précédemment, celle-ci n'a pas été recalée.

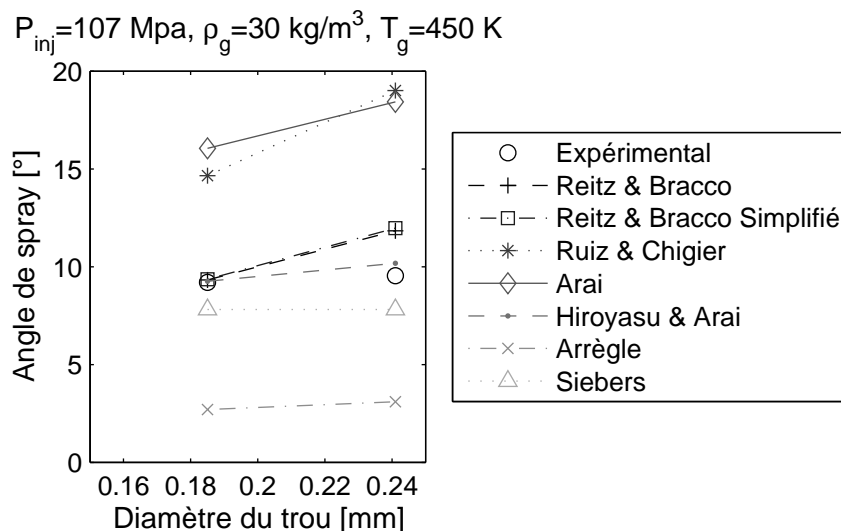


FIGURE 1.6 – Évolution de l'angle de spray en fonction de l'injecteur utilisé

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

Afin de comparer la prédictivité de l'ensemble des modèles, sans les recalcr, nous avons calculé le coefficient de détermination R^2 de chaque modèle en utilisant les 27 cas d'essai expérimentaux disponibles. Plus R^2 a une valeur proche de 1 (ou de 100%), plus il y a une corrélation linéaire entre les résultats expérimentaux et les valeurs obtenues par les modèles. Si en plus les points sont situés sur la droite à 45° (visible sur la figure 1.7), alors cela signifie que le modèle numérique donne exactement les mêmes valeurs que les résultats expérimentaux (pas besoin de recalage).

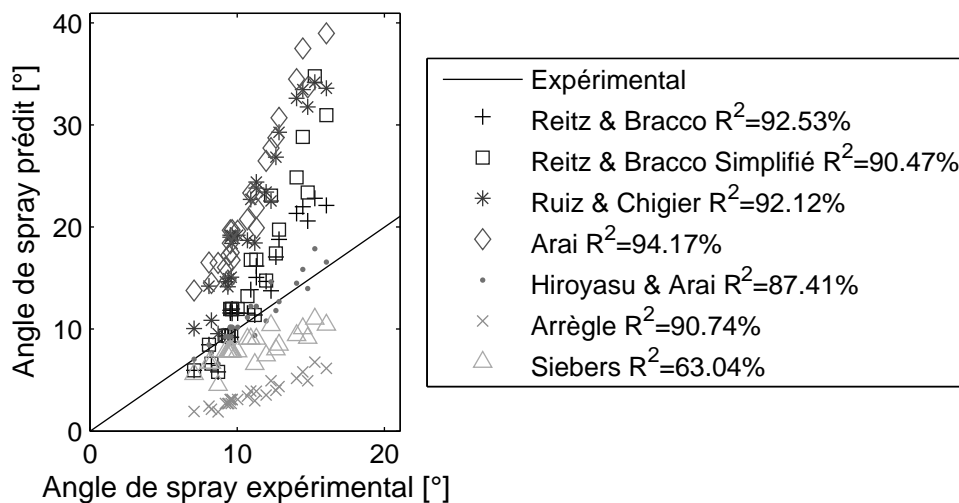


FIGURE 1.7 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

En comparant les différentes valeurs obtenues, on s'aperçoit qu'une bonne partie des modèles ont un coefficient de détermination élevé (supérieur à 90%). Le modèle de Siebers obtient une valeur relativement faible ce qui est normal quand on utilise tous les points disponibles. En utilisant seulement les points de la figure 1.5, R^2 vaut 94.89% et est la valeur la plus élevée, ce qui montre que sa prédiction sur une variation de densité est bonne.

Le tableau 1.4 reprend les valeurs du coefficient de détermination ainsi que l'erreur relative absolue pour chaque modèle. Dans le cadre des essais utilisés (injecteurs haute-pression mono-trou), le modèle ayant la plus grosse corrélation linéaire avec les essais est celui d'Arai (94.17%), bien que les valeurs brutes soient les plus éloignées (106.6%). Au contraire le modèle de Hiroyasu & Arai est celui avec le moins de corrélation (87.41%,

TABLE 1.4 – Comparaison des différents modèles d’angle de spray

Modèle d’angle de spray	Coefficient de détermination	Erreur relative absolue
	R^2 [%]	ε [%]
Reitz & Bracco	92.53%	23.91%
Reitz & Bracco Simplifié	90.47%	38.21%
Ruiz & Chigier	92.12%	87.85%
Arai	94.17%	106.6%
Hiroyasu & Arai	87.41%	7.14%
Arrègle	90.74%	67.69%
Siebers	63.04%	24.86%

sans compter le modèle de Siebers) mais le plus proche des essais au niveau des valeurs elles-mêmes (7.14%).

1.2.2 Modèles de pénétration de spray

On définit la pénétration de spray S comme étant la distance entre la sortie du trou de l’injecteur et l’extrémité du spray (voir figure 1.1). Sa valeur est dépendante du temps.

La pénétration de spray est étudiée depuis longtemps, on peut par exemple citer les travaux de Miller et Beardsley [1926]. Leur expérience consistait à injecter un liquide (de l’huile) sous pression dans une chambre pressurisée. Les deux variables étaient la pression d’injection et la pression du gaz ambiant. Il a été remarqué qu’augmenter la pression d’injection augmentait la pénétration de spray alors qu’à l’inverse, augmenter la pression du gaz ambiant la diminuait.

Les différents modèles de pénétration de spray de la littérature ont été répertoriés dans le tableau 1.5.

1.2.2.1 Modèle de Wakuri

Wakuri *et al.* [1960] proposent un modèle basé sur la conservation de la quantité de mouvement. Deux hypothèses ont été faites. La première est que la vitesse relative entre les gouttelettes de carburant et l’air composant le spray peut être négligée après une petite pénétration de celui-ci. Cette hypothèse s’applique quand la densité de l’air ambiant est élevée et dans le cadre des moteurs Diesel où le diamètre des gouttelettes de carburant

TABLE 1.5 – Modèles de pénétration de spray 0D

Modèle	Équation	Référence
Wakuri	$S = 1.189C_a^{0.25} \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} \left(\frac{d_o t}{\tan \theta} \right)^{0.5}$	[Wakuri <i>et al.</i> 1960]
Dent	$S = 3.07 \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} (d_o t)^{0.5} \left(\frac{394}{T_g} \right)^{0.25}$	[Dent 1971]
Hiroyasu & Arai	$0 \leq t < t_b \quad S = 0.39 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_l} \right)^{0.5} t$ $t \geq t_b \quad S = 2.95 \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} (d_o t)^{0.5}$	[Hiroyasu et Arai 1990]
Schihl	$S = 1.414C_v^{0.5} \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} \left(\frac{d_o t}{\tan \theta} \right)^{0.5}$	[Schihl <i>et al.</i> 1996]
Naber & Siebers	$\tilde{S} = \left[\left(\frac{1}{\tilde{t}} \right)^n + \left(\frac{1}{\tilde{t}^{0.5}} \right)^n \right]^{\frac{-1}{n}}$	[Naber et Siebers 1996]
Arrègle	$S = d_o^{0.307} P_{inj}^{0.262} \rho_g^{-0.406} t^{0.568}$	[Arrègle <i>et al.</i> 1999]

est très faible. La seconde est que la quantité de mouvement du jet de carburant pur, à la sortie de l'injecteur, est intégralement transférée au mélange mixte air/carburant qui forme le spray. L'équation obtenue est la suivante :

$$S = 1.189C_a^{0.25} \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} \left(\frac{d_{ot}}{\tan \theta} \right)^{0.5} \quad (1.14)$$

Où C_a est le coefficient de contraction (dans ce modèle, le coefficient de vitesse C_v est égale à 1). On remarque que d'après l'équation, la pénétration serait proportionnelle à la racine carrée du temps.

1.2.2.2 Modèle de Dent

Le modèle que fournit Dent [1971] est légèrement différent de celui donné par Wakuri *et al.* [1960], l'angle de spray n'intervient plus mais un terme additionnel permet de prendre en compte l'influence de la température sur la pénétration de spray. L'équation du modèle est la suivante :

$$S = 3.07 \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} (d_{ot})^{0.5} \left(\frac{394}{T_g} \right)^{0.25} \quad (1.15)$$

D'après cette équation, la pénétration de spray se verra réduite si la température du gaz augmente. Cependant, d'après les résultats expérimentaux de Hiroyasu et Arai [1990], la température du gaz n'aurait pas une influence significative sur la pénétration de spray en dessous de 590 K.

1.2.2.3 Modèle de Hiroyasu & Arai

Hiroyasu et Arai [1990] proposent les équations (1.16) et (1.17), qui sont tirées des résultats obtenus lors de leurs précédentes investigations publiées dans [Hiroyasu *et al.* 1978]. Elles sont basées sur la théorie de désintégration d'un jet de Levich [1962].

$$0 \leq t < t_b \quad S = 0.39 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_l} \right)^{0.5} t \quad (1.16)$$

$$t \geq t_b \quad S = 2.95 \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} (d_o t)^{0.5} \quad (1.17)$$

Où t_b correspond au temps de break-up, il est défini de la façon suivante :

$$t_b = 28.65 \frac{\rho_l d_o}{(\rho_g \Delta P)^{0.5}} \quad (1.18)$$

On remarque que la pénétration de spray suit cette fois-ci deux évolutions différentes. Une première évolution proportionnelle au temps t et une deuxième à la racine carrée de celui-ci, le passage de l'une à l'autre intervient au temps de break-up t_b .

1.2.2.4 Modèle de Schihl

Schihl *et al.* [1996] ont analysé les modèles de pénétration de spray déjà existants et proposent l'équation suivante :

$$S = 1.414 C_v^{0.5} \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{0.25} \left(\frac{d_o t}{\tan \theta} \right)^{0.5} \quad (1.19)$$

L'équation est proche de celle donnée par Wakuri *et al.* [1960], la différence se trouve sur l'utilisation du coefficient de vitesse C_v plutôt que du coefficient de contraction C_a .

1.2.2.5 Modèle de Naber & Siebers

L'équation (1.20) est une corrélation donnée dans l'appendice C de [Naber et Siebers 1996] :

$$\tilde{S} = \left[\left(\frac{1}{\tilde{t}} \right)^n + \left(\frac{1}{\tilde{t}^{0.5}} \right)^n \right]^{\frac{-1}{n}} \quad (1.20)$$

Où n est une constante ($n = 2.2$). \tilde{S} et \tilde{t} sont respectivement la pénétration de spray adimensionnée et le temps adimensionné. Ils sont définis de la façon suivante :

$$\tilde{S} = \frac{S}{x^+} \quad (1.21)$$

$$\tilde{t} = \frac{t}{t^+} \quad (1.22)$$

x^+ et t^+ sont respectivement l'échelle de longueur et l'échelle de temps. Ils sont définis de la façon suivante :

$$x^+ = \frac{C_a^{0.5} d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}}{\tan \theta} \quad (1.23)$$

$$t^+ = \frac{C_a^{0.5} d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}}{V_{inj} \tan \theta} \quad (1.24)$$

1.2.2.6 Modèle d'Arrègle

Arregle *et al.* [1999] utilisent une equation avec le temps plus trois caractéristiques dont la valeur de leur puissance respective a été calibrée grâce à des essais expérimentaux.

$$S = d_o^{0.307} P_{inj}^{0.262} \rho_g^{-0.406} t^{0.568} \quad (1.25)$$

Où P_{inj} est la pression d'injection. La puissance associée au temps t est relativement proche de 0.5, ce qui correspond à la valeur utilisée par la plupart des modèles.

1.2.2.7 Analyse et comparaison

De la même façon que pour l'angle de spray, les modèles de pénétration de spray ont été implémentés afin de pouvoir les comparer entre eux. Par contre, la pénétration de spray étant une caractéristique qui varie en fonction du temps, pour chacun des 27 essais, de nombreux points sont disponibles (un à chaque pas de temps, jusqu'à ce que le spray dépasse la fenêtre de visualisation). Le début de l'injection ($t = 0$) est défini par la première masse de carburant sortant du trou de l'injecteur.

Sur la figure 1.8 nous pouvons observer l'évolution de la pénétration de spray expérimentale en fonction de la pression d'injection P_{inj} , nous pouvons voir que la pénétration augmente légèrement quand la pression d'injection augmente. A l'inverse, sur la figure 1.9 nous pouvons voir que la pénétration diminue quand la densité ambiante ρ_g augmente. Ces deux observations sont en accord avec la littérature.

Un exemple de comparaison (pour un point donné afin de faciliter la visualisation) entre valeurs expérimentales et numérique est visible figure 1.10. Elle montre que la plupart des

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

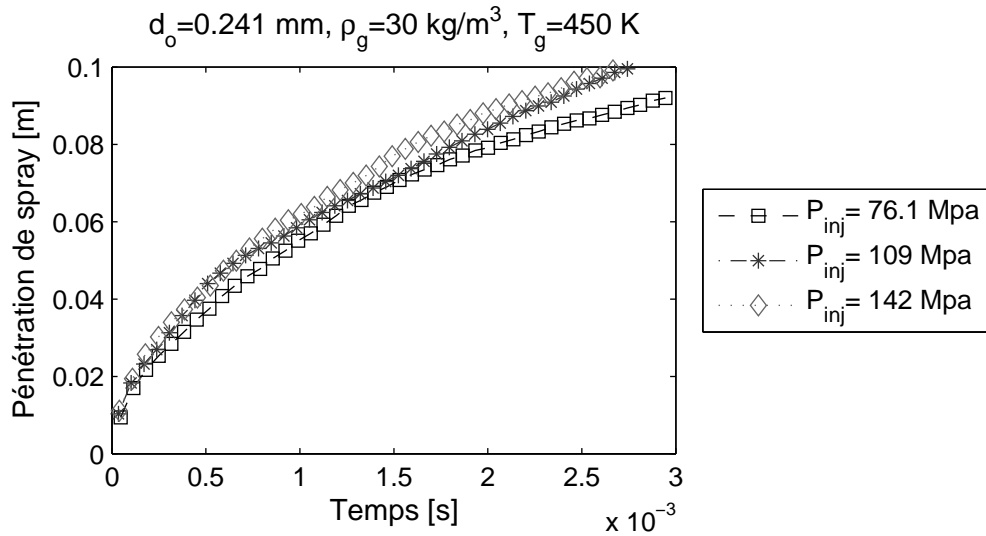


FIGURE 1.8 – Évolution de la pénétration de spray en fonction de la pression d'injection

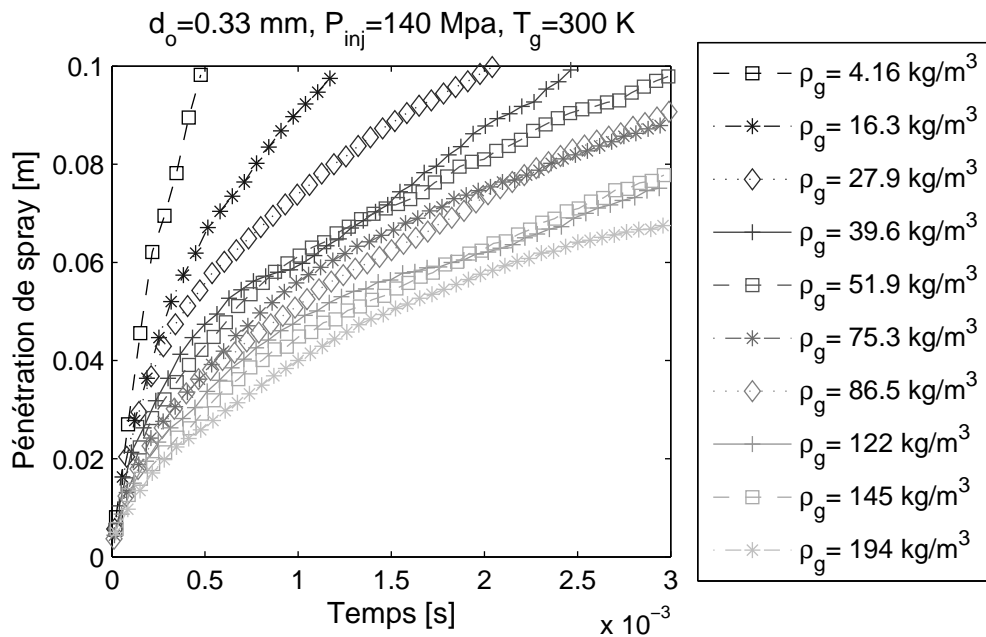


FIGURE 1.9 – Évolution de la pénétration de spray en fonction de la densité ambiante

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

modèles évoluent de la même façon, ce qui s'explique par le terme $t^{0.5}$ utilisé dans la plupart des modèles. La courbe donnée par le modèle de Hiroyasu, qui utilise une équation proportionnelle au temps t quand celui-ci est inférieur au temps de break-up t_b , n'en est pas beaucoup affectée. En effet, sur tous les cas d'essai, t_b varie de $0.4 \cdot 10^{-4}$ à $4 \cdot 10^{-4}$ s, ce qui ne correspond quasiment qu'au premier point de chaque courbe.

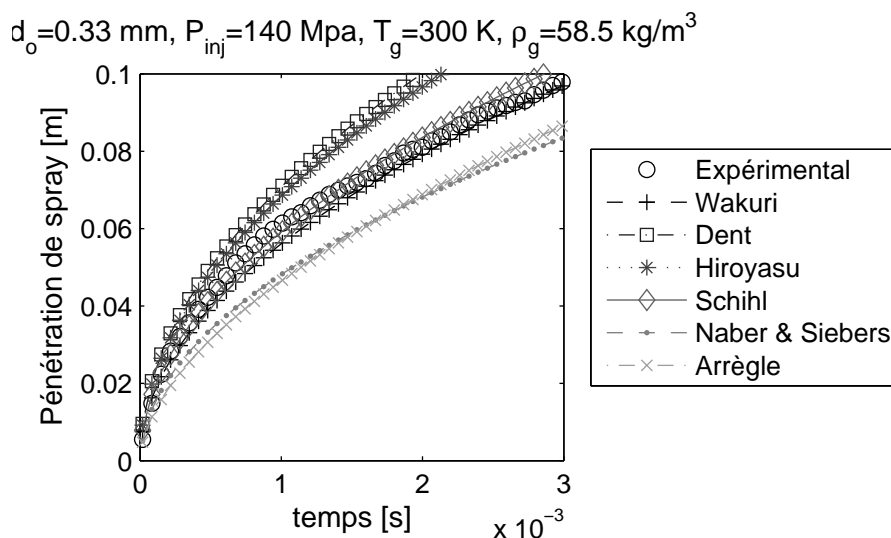


FIGURE 1.10 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour un point donné

La figure 1.11 reprend les 27 cas d'essai (1040 points au total). On remarque que le modèle de Dent est celui ayant le moins de corrélation avec les résultats expérimentaux. Ceci pourrait s'expliquer par le terme $\left(\frac{394}{T_g}\right)^{0.25}$ qui n'est pas présent dans les autres modèles et qui ne semble pas avoir un bon impact dans notre cas. Le modèle de Hiroyasu & Arai est celui qui a la corrélation la plus forte alors que son équation (quand $t \geq t_b$) est la plus simple. Effectivement les termes C_a , C_v ou encore $\tan \theta$ que l'on retrouve dans les autres modèles ont tendance à baisser leur prédictivité. Une amélioration pourrait être à envisager de ce côté afin d'améliorer la prédiction de ces modèles.

Le tableau 1.6 reprend les valeurs du coefficient de détermination ainsi que l'erreur relative absolue pour chaque modèle. Les modèles de Wakuri et de Schihl sont ceux qui ont une erreur relative la plus faible.

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

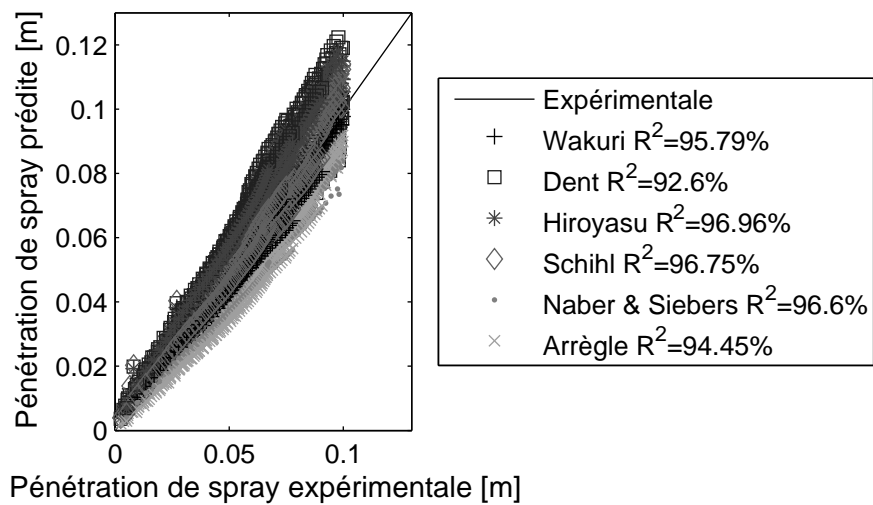


FIGURE 1.11 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

TABLE 1.6 – Comparaison des différents modèles de pénétration de spray

Modèle de pénétration de spray	Coefficient de détermination	Erreur relative absolue
	R^2 [%]	ε [%]
Wakuri	95.79%	7.57%
Dent	92.60%	11.14%
Hiroyasu & Arai	96.96%	12.61%
Schihl	96.75%	8.77%
Naber & Siebers	96.60%	15.26%
Arrègle	94.45%	17.86%

1.2.3 Modèles de longueur du noyau liquide

La longueur du noyau liquide L_b représente la distance entre la sortie du trou de l'injecteur et l'endroit du spray où tout le liquide est présent sous forme de gouttelettes (voir figure 1.1).

Lorsqu'il n'y a pas d'atomisation le liquide en sortie d'injecteur a une forme cylindrique, du même diamètre que le trou. Puis si le nombre de Reynolds augmente, l'atomisation commence. Des gouttelettes se forment et se détachent alors de ce cylindre. Cela conduit à une diminution de son diamètre, qui est de plus en plus notable en s'éloignant de la sortie de l'injecteur. La forme obtenue est une sorte de cône cylindrique ayant pour base la sortie d'injecteur, sa longueur représente la longueur du noyau liquide.

En réalité, plusieurs études ont montré que le cône obtenu n'était pas complètement formé d'un "bloc" de pur liquide, mais qu'il était en fait constitué d'un ensemble de ligaments et de gouttes fortement liés mais séparés par endroits par du gaz [Yule et Salters 1994; Gülder *et al.* 1992; Fdida 2008].

Les différents modèles de longueur du noyau liquide ont été répertoriés dans le tableau 1.7.

1.2.3.1 Modèle de Chehroudi

Le plus simple et le plus connu des modèles de longueur du noyau liquide est donné dans l'équation (1.26). Il considère que la longueur du noyau liquide est proportionnelle au diamètre du trou de l'injecteur et à la racine carrée du ratio des densités liquide/gaz.

$$L_b = C d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \quad (1.26)$$

Où d_o est le diamètre du trou de l'injecteur. ρ_l et ρ_g sont la densité du liquide et du gaz respectivement. C est une constante empirique qui inclue différents effets/caractéristiques qui ne peuvent pas être décrits en détails. Chehroudi *et al.* [1985] ont effectué plusieurs expérimentations et en ont déduit que C a une valeur comprise entre 7 et 16.

TABLE 1.7 – Modèles de longueur du noyau liquide 0D

Modèle	Équation	Référence
Chehroudi	$L_b = C d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}$	[Chehroudi <i>et al.</i> 1985]
Beale & Reitz	$L_b = 0.5 B_1 d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}$	[Beale et Reitz 1999]
Hiroyasu & Arai	$L_b = 7 d_o \left(l_o + 0.4 \frac{r_o}{d_o} \right) \left(\frac{P_g}{\rho_l V_{inj}^2} \right)^{0.05} \cdot \left(\frac{l_o}{d_o} \right)^{0.13} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}$	[Hiroyasu et Arai 1990]
Modèle proposé	$L_b = C_1 \left(\frac{294}{T_g} \right)^{C_2} d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}$	[Dos Santos et Le Moyne 2011]

1.2.3.2 Modèle de Beale & Reitz

Beale et Reitz [1999] proposent une version légèrement modifiée de l'équation (1.26) :

$$L_b = 0.5B_1d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \quad (1.27)$$

Où B_1 est la constante de break-up du modèle Kelvin-Helmholtz (KH), elle sera fixée à une valeur de 60.

1.2.3.3 Modèle de Hiroyasu & Arai

Hiroyasu et Arai [1990] ont effectué plusieurs investigations qui ont conduit à 3 observations majeures. La longueur du noyau liquide diminue avec une augmentation de la densité ambiante. Dans les conditions d'un spray, la longueur du noyau liquide ne varie pas en fonction de la pression d'injection. Et enfin, une augmentation du diamètre du trou donne lieu à une augmentation de la longueur du noyau liquide. Ces observations sont d'ailleurs bien prises en compte par les modèles précédents.

Mais Hiroyasu et Arai [1990] ont montré que la géométrie interne de l'injecteur avait aussi une influence. Par exemple, la longueur du trou l_o (adimensionnée par le diamètre du trou) affecte la longueur du noyau liquide. Celui-ci augmente avec la longueur du trou, tout comme avec le rayon r_o du congé à l'entrée du trou d'injecteur.

Enfin ils ont observé que la présence de cavitation à l'intérieur de l'injecteur devait être prise en compte car ces conséquences sur la longueur du noyau liquide n'étaient pas négligeables. Pour cela ils ont choisi d'introduire le terme de cavitation $\frac{P_g}{\rho_l V_{inj}^2}$ dans leur équation. L'équation finale de leur modèle est la suivante :

$$L_b = 7d_o \left(l_o + 0.4 \frac{r_o}{d_o} \right) \left(\frac{P_g}{\rho_l V_{inj}^2} \right)^{0.05} \left(\frac{l_o}{d_o} \right)^{0.13} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \quad (1.28)$$

Où P_g est la pression du gaz ambiant.

1.2.3.4 modèle proposé

Les résultats expérimentaux que nous avons utilisés montrent une corrélation entre la longueur du noyau liquide et la température du gaz ambiant (voir figure 1.15). Mais la plupart des modèles précédents ne prennent pas en compte ce phénomène. Nous avons donc choisi d'utiliser comme base le modèle de Chehroudi *et al.* [1985], et d'y ajouter un terme supplémentaire incluant la température du gaz ambiant T_g [Dos Santos et Le Moyne 2011]. Voici l'équation obtenue :

$$L_b = C_1 \left(\frac{294}{T_g} \right)^{C_2} d_o \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \quad (1.29)$$

C_1 et C_2 sont deux constantes du modèle. Elles sont calculées grâce à une régression effectuée sur les résultats des essais expérimentaux. Donc notre cas, les valeurs retenues sont 93 et 1.43, respectivement.

1.2.3.5 Analyse et comparaison

La figure 1.12 montre qu'expérimentalement la longueur du noyau liquide diminue quand la densité ambiante augmente, ce qui est très bien prédit par les modèles grâce au terme $\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5}$ qu'ils incluent tous. Si l'on regarde maintenant son évolution en fonction de la pression d'injection (voir figure 1.13), on observe une légère baisse de la longueur du noyau liquide au fur et à mesure que la pression augmente. Cette baisse est d'environ 6.3% entre la pression d'injection la plus faible et la plus élevée. La quasi-totalité des modèles n'incluent pas dans leur équation la pression d'injection ce qui n'engendre aucune variation de la longueur du noyau liquide. Seul le modèle donné par Hiroyasu & Arai l'inclut indirectement dans la variable V_{inj} du terme de cavitation $\frac{P_g}{\rho_l V_{inj}^2}$, ce qui entraîne une légère baisse de la longueur du noyau liquide avec l'augmentation de la pression d'injection. Cette baisse est d'environ 5.5% ce qui est très proche des résultats expérimentaux. La prédictivité de ce modèle est donc améliorée grâce à ce terme additionnel.

La proportionnalité annoncée par les modèles entre le diamètre du trou et la longueur du noyau liquide est largement vérifiée sur la figure 1.14.

Les essais offrent la possibilité de faire varier la température ambiante T_g , mais parmi

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

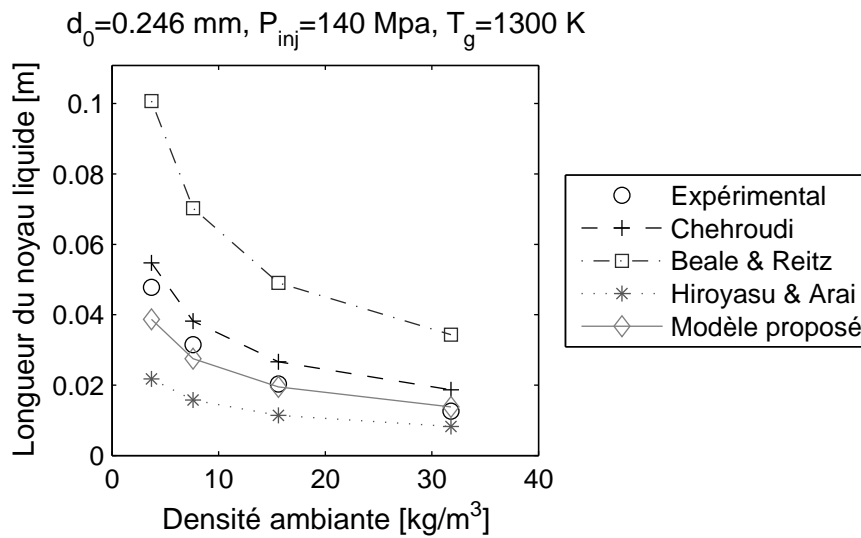


FIGURE 1.12 – Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la densité ambiante

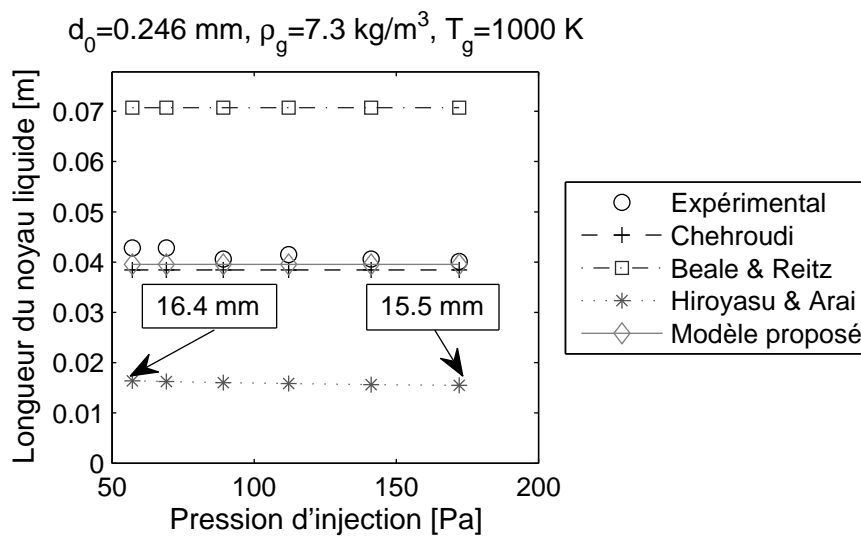


FIGURE 1.13 – Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la pression d'injection

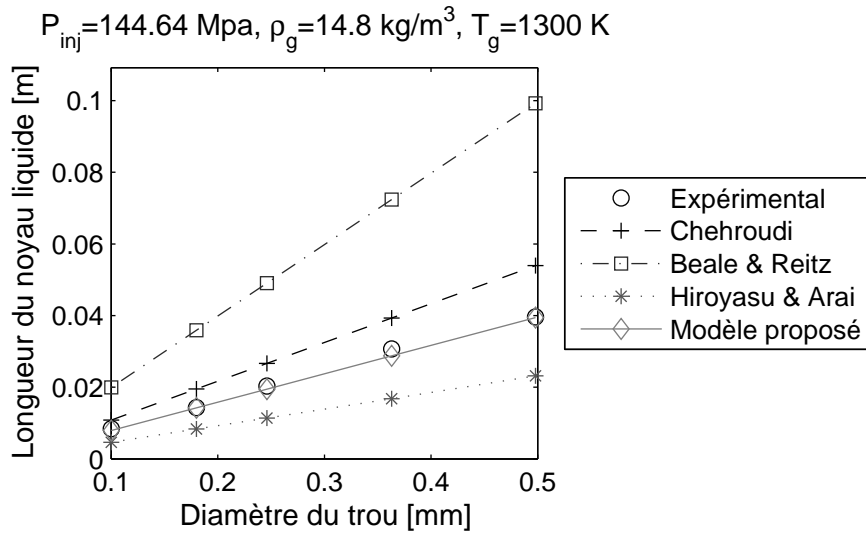


FIGURE 1.14 – Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction du diamètre du trou

les modèles de la littérature cette variable n'est pas utilisée. Pourtant les résultats expérimentaux (voir figure 1.15) montrent une très forte variation de la longueur du noyau liquide avec la température. Celle-ci diminue quand la température augmente (à densité ambiante fixe).

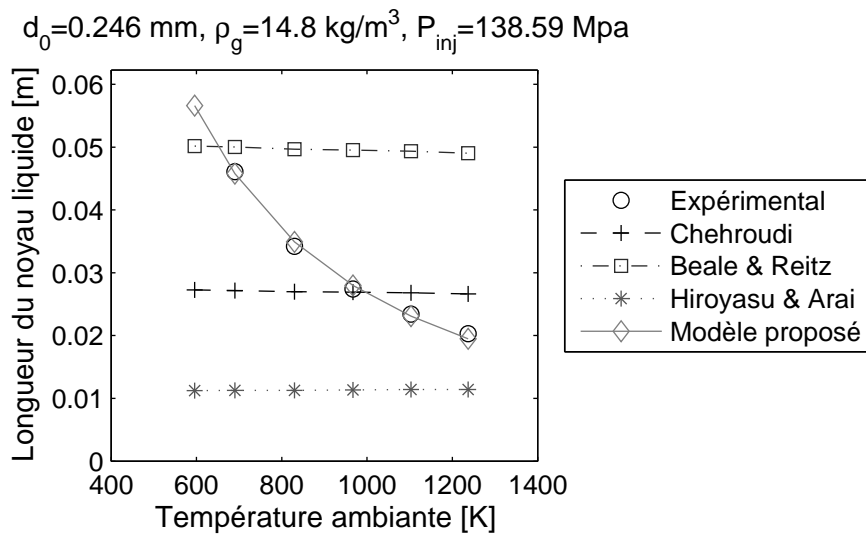


FIGURE 1.15 – Évolution de la longueur du noyau liquide en fonction de la température ambiante

Le modèle proposé, qui a été brièvement décrit page 65, s'inspire de l'équation du modèle de Chehroudi dans laquelle le terme $C_1 \left(\frac{294}{T_g}\right)^{C_2}$ a été ajouté [Dos Santos et Le Moyne

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

2011]. La température du gaz ambiant des essais expérimentaux allant de 700 à 1300 K, ils nous ont permis de calibrer les deux constantes C_1 et C_2 en effectuant une régression sur les 77 points disponibles. Le modèle de Chehroudi a aussi été recalé de façon à pouvoir comparer le gain obtenu avec le terme supplémentaire du modèle proposé. La valeur de C donnant la plus faible erreur relative entre valeurs expérimentales et numériques est de 16.3.

La figure 1.15 montre que le modèle proposé est bien représentatif du phénomène alors que les autres restent stables lors d'une variation de température ambiante (les faibles variations sont dues à la densité ambiante et à la pression d'injection qui n'ont pas pu être exactement égales entre les différents points d'essais).

En comparant les résultats expérimentaux et numériques sur l'ensemble des points (voir figure 1.16) on remarque que les résultats du modèle proposé sont très proches des résultats expérimentaux car ils sont tous placés autour de la droite à 45°. Au contraire, le modèle de Chehroudi, bien qu'il ait été recalé, est encore loin d'avoir une bonne prédiction. Les coefficients de détermination des modèles sont d'ailleurs très parlants, très faible pour les trois modèles et supérieur à 98% pour le modèle proposé.

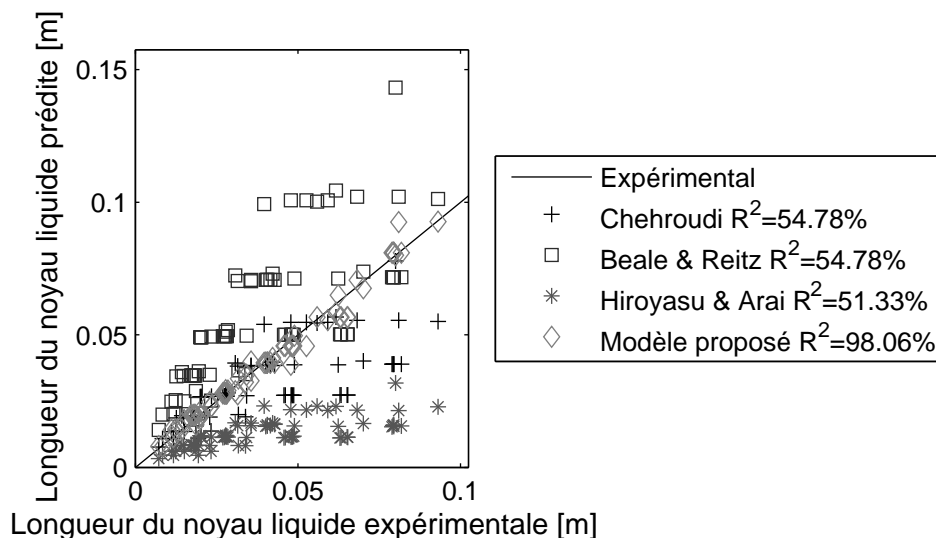


FIGURE 1.16 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

Le tableau 1.8 reprend les valeurs du coefficient de détermination ainsi que l'erreur relative absolue pour chaque modèle. Les deux modèles ayant la plus faible erreur relative

TABLE 1.8 – Comparaison des différents modèles de longueur du noyau liquide

Modèle de longueur du noyau liquide	Coefficient de détermination	Erreur relative absolue
	R^2 [%]	ε [%]
Chehroudi	54.78%	23.30%
Beale & Reitz	54.78%	70.41%
Hiroyasu & Arai	51.33%	61.51%
Modèle proposé	98.06%	6.07%

sont sans surprise les deux modèles qui ont été recalés. La différence d'erreur entre ces modèles est pourtant relativement importante, montrant une fois de plus le gain apporté par l'utilisation du terme de température introduit dans nos travaux.

1.2.4 Modèles de diamètre moyen de Sauter (SMD)

Le diamètre moyen de Sauter SMD (ou encore \bar{x}_{32}), aussi appelé Sauter mean diameter en Anglais, correspond au diamètre d'une gouttelette dont le rapport volume/surface est égal au volume total de toutes les gouttes divisé par la surface totale de celle-ci :

$$\bar{x}_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{drops}} d_i^3}{\sum_{i=1}^{N_{drops}} d_i^2} \quad (1.30)$$

Le SMD permet de caractériser la taille moyenne des gouttelettes qui forment un spray, mais il ne fournit pas d'informations sur la distribution des différentes gouttelettes à l'intérieur de ce spray. Celui-ci dépend principalement des caractéristiques du liquide et du gaz comme leur densité, leur viscosité, ou encore la tension de surface [Dernotte *et al.* 2012]. Les différents modèles de SMD global ont été répertoriés dans le tableau 1.9.

1.2.4.1 Modèle de Hiroyasu & Arai 1

L'équation suivante est une corrélation empirique permettant de calculer le SMD d'un spray dans le cadre d'un injecteur à trou avec un carburant de type Diesel [Hiroyasu *et al.* 1989].

$$\bar{x}_{32} = 2.33 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta P^{-0.135} \cdot \rho_g^{0.121} \cdot m_l^{0.131} \quad (1.31)$$

TABLE 1.9 – Modèles de diamètre moyen de Sauter 0D

Modèle	Équation	Référence
Hiroyasu & Arai 1	$\bar{x}_{32} = 2.33 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta P^{-0.135} \cdot \rho_g^{0.121} \cdot m_l^{0.131}$	[Hiroyasu et Arai 1990]
Varde	$\bar{x}_{32} = 8.7d_o (\text{Re}_l \text{We}_l)^{-0.28}$	[Varde <i>et al.</i> 1984]
Hiroyasu & Arai 2	$\bar{x}_{32} = \max [\bar{x}_{32LS}, \bar{x}_{32HS}]$ $\bar{x}_{32LS} = 4.12d_o \text{Re}_l^{0.12} \text{We}_l^{-0.75}$ $\cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.54} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.18}$ $\bar{x}_{32HS} = 0.38d_o \text{Re}_l^{0.25} \text{We}_l^{-0.32}$ $\cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.37} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{-0.47}$	[Hiroyasu et Arai 1990]
Merrington & Richardson	$\bar{x}_{32} = \frac{500 \cdot d_o^{1.2} \cdot \nu_l^{0.2}}{V_{inj}}$	[Merrington et Richardson 1990]
Elkottb	$\bar{x}_{32} = 3.09 \cdot \nu_l^{0.385} \cdot \sigma_l^{0.737} \rho_l^{0.737} \cdot \rho_g^{0.06} \cdot \Delta P^{-0.54}$	[Elkottb 1982]

Où ΔP est la différence entre la pression du carburant dans l'injecteur et la pression du gaz ambiant, ρ_g est la densité du gaz ambiant et m_l est la masse de carburant injectée.

1.2.4.2 Modèle de Varde

Varde *et al.* [1984] fournissent une équation différentielle, qui inclue le diamètre du trou d_o .

$$\bar{x}_{32} = 8.7d_o (\text{Re}_l \text{We}_l)^{-0.28} \quad (1.32)$$

Où Re_l et We_l sont les nombres de Reynolds et de Weber, respectivement. Tous les deux sont associés aux propriétés du carburant.

1.2.4.3 Modèle de Hiroyasu & Arai 2

Hiroyasu et Arai [1990] ont étudié plus en détail les effets de différents paramètres, comme par exemple la pression ambiante, la pression d'injection, la viscosité du carburant etc., sur la valeur du SMD. Ces investigations ont donné lieu aux équations suivantes :

$$\bar{x}_{32} = \max [\bar{x}_{32LS}, \bar{x}_{32HS}] \quad (1.33)$$

$$\bar{x}_{32LS} = 4.12d_o \text{Re}_l^{0.12} \text{We}_l^{-0.75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.54} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.18} \quad (1.34)$$

$$\bar{x}_{32} = 0.38d_o \text{Re}_l^{0.25} \text{We}_l^{-0.32} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.37} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{-0.47} \quad (1.35)$$

Où μ_l et μ_g correspondent respectivement à la viscosité dynamique du carburant liquide et du gaz ambiant. Hiroyasu et Arai [1990] font la différence entre les sprays incomplets (*LS*) et les sprays complets (*HS*), la différence entre les deux dépend principalement de la pression d'injection. Une pression d'injection élevée, avec une atomisation très forte, conduit à un spray complet (*HS*). D'après les équations, la différence la plus notable est la puissance du terme $\frac{\rho_l}{\rho_g}$ qui change de signe en fonction du type de spray, ce qui se traduit par une différence de comportement du SMD en fonction du ratio des densités. Dans le cadre d'un système d'injection directe de type Diesel, l'équation pour spray complet sera utilisée.

1.2.4.4 Modèle de Merrington & Richardson

Merrington et Richardson [1947] ont utilisé un filtre en papier afin de collecter les gouttelettes d'un spray. Le papier était exposé au spray pendant une courte durée pour éviter que des gouttelettes ne se superposent. La relation entre la taille des taches laissées par les gouttelettes sur le papier et le diamètre des gouttelettes elles-mêmes a pu être établie en utilisant une pipette fournissant une goutte de diamètre connu. Les résultats de cette étude a permis de d'obtenir une corrélation empirique pour le diamètre moyen de Sauter. Lefebvre [1989] propose une version modifiée de cette corrélation afin de prendre en compte l'effet du diamètre du trou d'injecteur sur le SMD. L'équation résultante est la suivante :

$$\bar{x}_{32} = \frac{500 \cdot d_o^{1.2} \cdot \nu_l^{0.2}}{V_{inj}} \quad (1.36)$$

Où ν_l est la viscosité cinématique du carburant liquide et V_{inj} la vitesse d'injection.

1.2.4.5 Modèle de Elkotb

Elkotb [1982] a développé un modèle prenant en compte l'influence des propriétés du carburant liquide et du gaz ambiant. L'expression obtenue, grâce à des essais expérimentaux, est la suivante :

$$\bar{x}_{32} = 3.09 \cdot \nu_l^{0.385} \cdot \sigma_l^{0.737} \cdot \rho_l^{0.737} \cdot \rho_g^{0.06} \cdot \Delta P^{-0.54} \quad (1.37)$$

1.2.4.6 Analyse et comparaison

L'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la pression d'injection est donnée figure 1.17. Tous les modèles prédisent une diminution de la valeur du SMD quand la pression d'injection augmente. Cette diminution est plus fortement marquée sur le modèle d'Elkotb à cause de la puissance -0.54 utilisée sur la variable ΔP . Le modèle de Hiroyasu est quant à lui celui qui donne les valeurs de SMD les plus élevées ($2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m} < \bar{x}_{32} < 3.0 \cdot 10^{-5} \text{ m}$) alors que tous les autres modèles prédisent des valeurs inférieures à $1 \cdot 10^{-4} \text{ m}$.

1.2. ÉTUDE DES MODÈLES DE SPRAY 0D

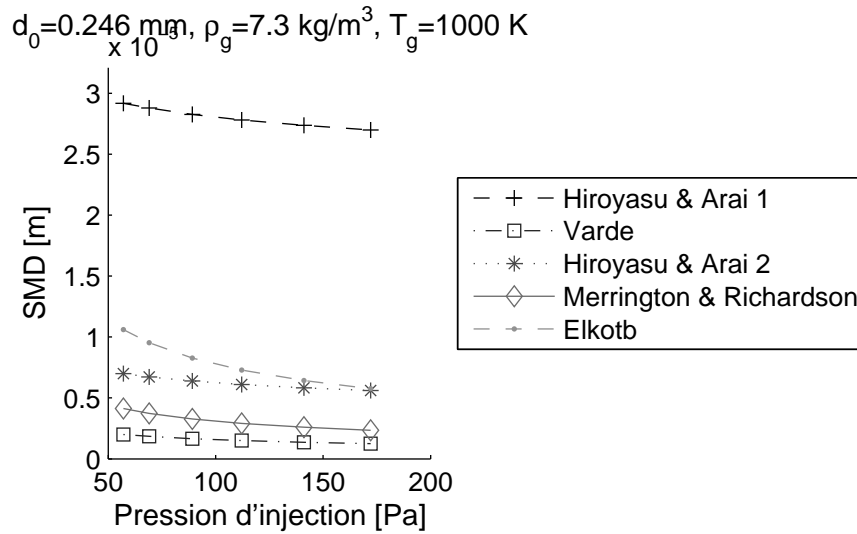


FIGURE 1.17 – Évolution du SMD en fonction de la pression d'injection

La figure 1.18 nous montre que le modèle de Hiroyasu & Arai 1 et celui de Hiroyasu & Arai 2 prédisent tous les deux une forte augmentation du SMD quand la densité ambiante augmente, grâce notamment à l'adoption de la variable ρ_g dans leur équation. Au contraire les trois autres modèles montrent peu voir pas du tout d'augmentation. Le modèle d'Elkotb utilise aussi la variable ρ_g mais avec une puissance très faible de 0.06 ce qui la rend peu influente.

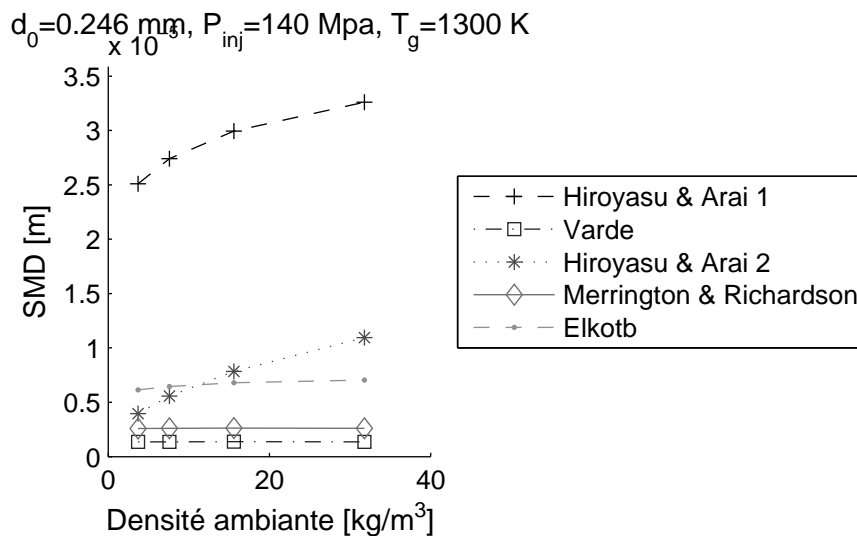


FIGURE 1.18 – Évolution du SMD en fonction de la densité ambiante

1.3. CONCLUSION

Concernant l'évolution du SMD en fonction du diamètre du trou de l'injecteur, de grosses différences sont encore notées entre les modèles. La figure 1.19 nous montre que le modèle d'Elkotb prédit une stagnation du SMD en fonction du diamètre du trou alors que les autres modèles prédisent une augmentation de celui-ci, qui est d'ailleurs linéaire pour le modèle d'Hiroyasu & Arai 1.

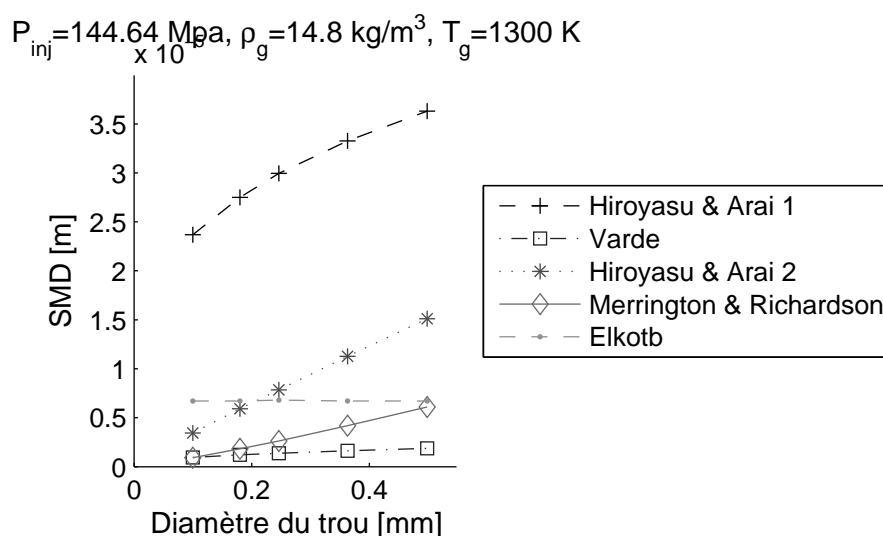


FIGURE 1.19 – Évolution du SMD en fonction du diamètre du trou

Pour la température ambiante, seul le modèle de Hiroyasu du SMD prédit un légère diminution du SMD quand la température ambiante augmente, à cause notamment du terme de viscosité dynamique du gaz ambiant μ_g qui augmente avec la température.

1.3 Conclusion

L'état de l'art des modèles de spray OD a montré que beaucoup de modèles sont disponibles dans la littérature pour décrire les caractéristiques de spray. Par contre, à part quelques exceptions, la plupart de ces modèles utilisent des termes en commun (les plus influents) et se différencient par des termes additionnels prenant en compte la géométrie de l'injecteur, la température ambiante ou encore l'influence de la cavitation par exemple.

Les résultats de la comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques sur l'angle de spray montrent que la densité ambiante est la variable ayant le plus d'influence sur la valeur de l'angle. Celui-ci est relativement bien prédit en utilisant la

1.3. CONCLUSION

racine quatrième de la densité ambiante. Le modèle de Arai *et al.* [1984] utilise justement cette valeur ce qui lui offre la meilleure corrélation par rapport aux données expérimentales.

Concernant la pénétration de spray, les modèles sont très similaires avec une proportionnalité à la racine carrée du temps et du diamètre du trou, la racine quatrième de la différence de pression et l'inverse de la racine quatrième de la densité ambiante. La différence entre les modèles est alors l'utilisation de différents coefficients/termes additionnels (C_a ou C_v), de l'angle de spray ou encore de la température ambiante. Étonnamment, l'utilisation de ceux-ci se traduit toujours par une baisse de corrélation avec les résultats expérimentaux. Effectivement le modèle ayant la meilleure corrélation est celui de Hiroyasu et Arai [1990] qui utilise une simple constante en plus des termes communs aux autres modèles.

La longueur du noyau liquide est unanimement proportionnelle au diamètre du trou et à la racine carrée du rapport de la densité liquide sur la densité du gaz ambiant. Un des modèles utilise, en plus, les caractéristiques du trou de l'injecteur (l_o et r_o) mais sa prédictivité est une nouvelle fois diminuée. Par contre l'utilisation d'un terme prenant en compte la cavitation permet de prédire la légère diminution de la longueur du noyau liquide quand la pression d'injection augmente. Ce terme additionnel est le seul donnant lieu à une amélioration. Les essais expérimentaux ont montré une forte dépendance à la température ambiante, ce qui nous a obligé à redévelopper un modèle incluant un terme avec celle-ci [Dos Santos et Le Moyne 2011]. Les résultats sont très positifs.

La comparaison des modèles de SMD a permis de montrer que quasiment tous les modèles prédisent des évolutions aux tendances identiques. Évidemment les valeurs prédites diffèrent d'un modèle à l'autre et les évolutions sont plus ou moins prononcées. Une comparaison avec des essais expérimentaux est donc souhaitable pour mieux les différencier, bien que les valeurs prédites sont dans les ordres de grandeur de SMD.

Ce qui ressort de cette étude est que les principaux facteurs qui influent le plus sur les différentes caractéristiques du spray ont été identifiés et corrélés (à l'exception de la température ambiante pour la longueur du noyau liquide qu'il a fallu prendre en compte). D'un autre côté, de fortes disparités ont été observées lors de l'utilisation de termes incluant les caractéristiques du trou de l'injecteur, qui se solde souvent par une baisse de la prédictivité. Par contre, l'utilisation d'un terme sensé prendre en compte l'influence de la

1.3. CONCLUSION

cavitation dans un modèle de longueur du noyau liquide a montré de bons résultats. La cavitation étant dépendante de la géométrie du trou, il a été choisi de s'intéresser à ces deux paramètres afin d'essayer de comprendre leur influence sur la formation d'un spray, en utilisant une modélisation multidimensionnelle.

Chapitre 2

Modélisation intra-injecteur 3D

Dans ce chapitre une première partie est consacrée à comprendre comment les sprays sont modélisés dans les simulations multidimensionnelles issues des constructeurs d'automobiles. Leur but étant de modéliser un spray avec des temps de calcul acceptables et donnant accès à des données qui leurs sont utiles.

Cette étude a permis de prendre conscience qu'une bonne connaissance de l'état de l'écoulement à la sortie du trou de l'injecteur pourrait nettement améliorer les modèles de rupture primaire. Malheureusement, et faute de données, la plupart du temps le principal paramètre utilisé pour le calcul du diamètre des premières gouttes est le diamètre du trou de l'injecteur d_o lui-même. L'état du spray à la sortie de l'injecteur étant dépendant de l'écoulement intra-injecteur, et celui-ci peu avoir un fort impact sur le reste du spray [Bergwerk 1959; Soteriou *et al.* 1995; Sazhin *et al.* 2001; Payri *et al.* 2004; Sou *et al.* 2007]. Plus nous aurons de connaissances sur l'écoulement en sortie du trou de l'injecteur, plus nous pourrions améliorer les modèles de rupture primaire. Nous avons alors voulu savoir comment s'établissait l'écoulement intra-injecteur pour connaître les phénomènes/caractéristiques géométriques prépondérants.

De façon à obtenir des données sur l'écoulement du carburant à l'intérieur d'un injecteur, nous avons choisi d'utiliser la modélisation multidimensionnelle (3D). Cette solution permet de prendre en compte l'influence de la géométrie interne de l'injecteur. Cela peut comprendre les paramètres habituels comme le diamètre du trou, sa longueur, sa contraction, le rayon du congé à l'entrée du trou, etc. Mais les parties plus en amont comme

l'aiguille et son logement ou encore le sac quand il en a un, sont aussi à prendre en considération. Cela est d'autant plus valable lors des phases transitoires (mouvement de l'aiguille), où les vitesses les plus importantes se trouvent au niveau du logement de l'aiguille et non au niveau du trou.

Il a aussi été choisi de modéliser le phénomène de cavitation car il a été démontré, grâce à de nombreuses expérimentations, que celle-ci avait un fort impact sur la formation du spray [Arai *et al.* 1984; Hiroyasu *et al.* 1991; Soteriou *et al.* 1995]. On note par exemple une augmentation de l'angle de spray et une diminution de la longueur du corps liquide lors de l'apparition de celle-ci, prouvant une amélioration de l'atomisation. Malheureusement de grosses difficultés sont rencontrées quand on veut décrire ce phénomène avec des paramètres simples comme le nombre de Reynolds, de Weber ou encore d'Ohnesorge. Davantage de progrès doivent être faits au niveau de la cavitation et l'utilisation de modèles numériques peut être une des voies amenant à la compréhension de ce phénomène.

Plusieurs modèles de cavitation sont décrits dans la seconde partie et une validation de l'un d'entre eux a été menée afin de connaître la qualité de prédiction de celui-ci en vue d'une utilisation future.

2.1 Modèles de spray 3D

Les modèles présentés ici sont les modèles les plus utilisés chez les constructeurs d'automobiles, car ils sont en général disponibles dans les codes de calcul commerciaux. Tous ces modèles utilisent une description Lagrangienne afin d'avoir un temps de calcul réduit (obligatoire dans l'industrie) comparés aux modèles Eulériens qui demandent de plus en plus de temps de calcul au fur et à mesure que des gouttes se forment.

Dans la modélisation de spray Lagrangienne, la première chose à faire est de faire apparaître les premières gouttes. Celles-ci sont fournies par les modèles de rupture primaire, qui calculent la taille et le vecteur vitesse de chacune de ces gouttes. A partir du moment où les premières gouttes existent, elles peuvent être victimes de différents phénomènes/événements. On peut les regrouper, avec quelques uns de leurs modèles respectifs, de la façon suivante :

1. **La rupture secondaire** : modèles WAVE [Reitz 1987], Reitz/DiwakarReitz [Reitz et Diwakar 1987], TAB [O'Rourke et Amsden 1987], FIPA [Habchi *et al.* 1997], KHRT [Beale et Reitz 1999], Huh-Gosman [Huh et Gosman 1991], Chu [Chu et Corradini 1989], etc.
2. **Les collisions et la coalescence** : modèles O'Rourke [O'Rourke 1981], Nordin Nordin [2001], etc.
3. **les forces aérodynamiques** : modèles TAB [O'Rourke et Amsden 1987], Liu et Reitz [Liu *et al.* 1993], etc.
4. **l'évaporation** : modèles Dukowicz [Dukowicz 1979], Abramzon-Sirignano (AS) [Abramzon et Sirignano 1989], Spalding [Spalding 1953], Frolov [Frolov *et al.* 2006], AS-Multi-component, etc.
5. **l'interaction avec les parois** : modèles deposit, walljet, spread, rebound, rebound with break-up, splash, Bai-Gosman [Bai et Gosman 1995], Amsden-O'Rourke [O'Rourke et Amsden 2000], Mundo-Sommerfeld [Mundo *et al.* 1998], Maichle-Weigand [Maichle *et al.* 2003], Naber-Reitz [Naber et Reitz 1989], Kuhnke [Kuhnke 2004], etc.

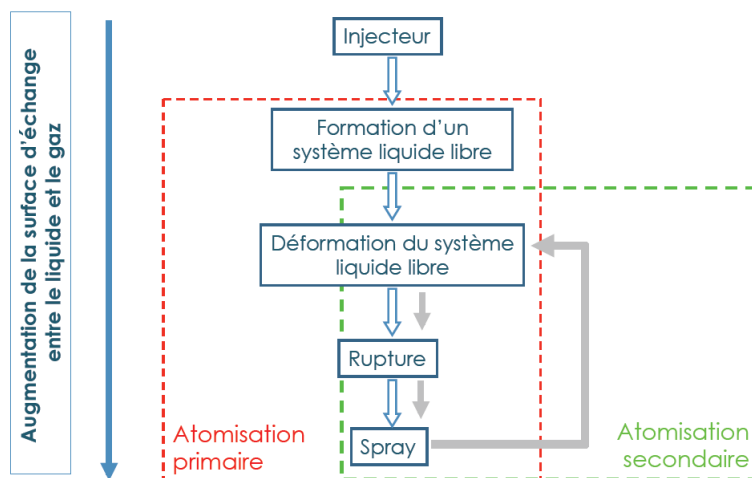


FIGURE 2.1 – Schéma descriptif de la rupture primaire (de Christophe Dumouchel)

La rupture primaire est directement impactée par l'écoulement intra-injecteur qui est lui-même dépendant de la géométrie interne de l'injecteur et de la cavitation. Les autres phénomènes précédemment cités apparaissent seulement après la rupture primaire et ne

sont donc pas intéressants pour notre étude (voir Fig. 2.1). L'ensemble des modèles de rupture primaire Lagrangiens sont passés en revue dans les sous-sections suivantes.

2.1.1 Méthode Blob

C'est la méthode la plus simple permettant de définir les conditions initiales des premières gouttes d'un spray à la sortie du trou, lors d'une description Lagrangienne. Cette méthode peut être appliquée pour les injecteurs dits "à trou", formant un jet conique et plein. Cette approche a été développée par [Reitz 1987] (voir aussi Reitz et Diwakar [1987] pour plus d'informations). Elle est basée sur l'hypothèse que l'atomisation et la rupture des gouttes, dans le spray très dense qui se trouve proche de la sortie de l'injecteur, sont deux processus impossible à distinguer. De ce fait, une description détaillée peut être remplacée par l'injection de grosses gouttes sphériques de taille uniforme, qui seront alors sujettes au mécanisme de rupture secondaire (voir Fig. 2.2).

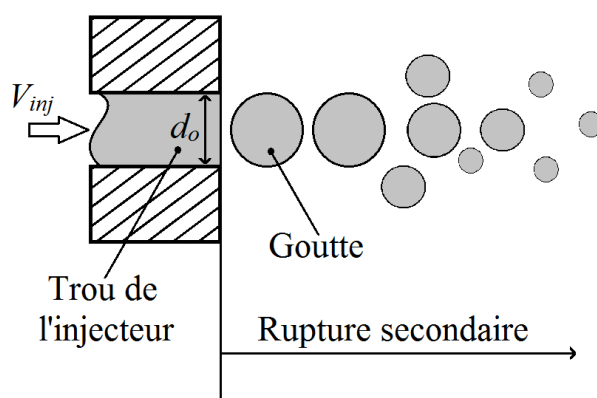


FIGURE 2.2 – Schéma descriptif de la méthode Blob

Le diamètre des gouttes est égal à celui du trou de l'injecteur, et le nombre de gouttes injectées par unité de temps est défini par le débit massique de l'injecteur. La vitesse des gouttes V_{inj} est calculée grâce à l'équation (2.1).

$$V_{inj}(t) = \frac{\dot{m}_l(t)}{A_o \rho_l} \quad (2.1)$$

Où \dot{m}_l est le débit massique de l'injecteur, A_o la section du trou de l'injecteur et ρ_l la densité du carburant utilisé. Si le débit de l'injecteur n'est pas connu (via des essais

expérimentaux), il est possible de recourir à l'équation (1.7) en fixant la valeur du coefficient de vitesse C_v à 1, ce qui assume que le liquide utilisé n'est pas visqueux et qu'il n'y a pas d'autres phénomènes en jeux ralentissant l'écoulement (exemple : cavitation). En réalité la vitesse moyenne en sortie d'injecteur n'est seulement que 70% à 90% de la vitesse donnée par l'équation de Bernoulli ($0.7 < C_v < 0.9$).

Concernant la définition des composantes du vecteur vitesse (ayant pour norme V_{inj}) de chaque goutte, elles sont estimées à partir de l'angle de spray. Celui-ci peut provenir des résultats expérimentaux ou bien peut simplement être calculé grâce à un modèle 0D (voir sous-section 1.2.1). La direction de chaque goutte, comprise dans l'angle de spray qui aura été renseigné, est calculée en utilisant deux variables, ξ_1 et ξ_2 . Leurs valeurs, comprises dans l'intervalle $[0, 1]$, sont obtenues aléatoirement de façon à obtenir un angle azimut φ et un angle polaire ψ en coordonnées sphériques. Les deux équations utilisées sont les suivantes :

$$\varphi = 2\pi\xi_1 \tag{2.2}$$

$$\psi = \frac{\psi}{2}\xi_2 \tag{2.3}$$

Malgré sa simplicité, cette méthode est très populaire grâce au nombre réduit et à la facilité d'obtention des variables qu'elle utilise.

2.1.2 Méthode Blob améliorée

Kuensberg Sarre *et al.* [1999] proposent une version améliorée de la méthode blob. Celle-ci calcule la vitesse effective d'injection et le diamètre effectif des gouttes de façon dynamique durant la durée totale de l'injection, en prenant en compte la réduction de la section de passage du trou de l'injecteur due à la cavitation. Le débit et certaines caractéristiques internes de l'injecteur (d_o , l_o et r_o) sont utilisés comme paramètres d'entrée pour un modèle analytique 1D. Durant l'injection celui-ci va déterminer pour chaque pas de temps si l'écoulement est turbulent ou cavitant. La pression statique p_1 , située là où la section de passage est la plus faible (point 1 sur la figure 2.3), peut être estimée en utilisant l'équation de Bernoulli pour les fluides non-visqueux entre le point 0 et 1 (Eq. (2.4)). Quand

la pression statique p_1 est inférieure à la pression de vapeur saturante p_{sat} , l'écoulement est cavitant, dans le cas contraire il est turbulent.

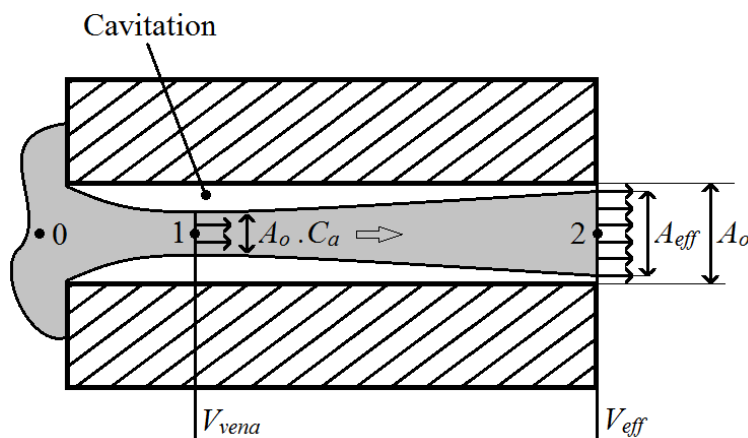


FIGURE 2.3 – Schéma descriptif de la méthode Blob améliorée

$$p_1 = p_o - \frac{\rho_l}{2} V_{vena}^2 \quad (2.4)$$

Dans l'équation (2.4), la pression au point 0 (à l'entrée du trou de l'injecteur) et la vitesse V_{vena} (au niveau de la surface de passage la plus petite) sont inconnues. La pression au point 0 est alors estimée une nouvelle fois avec l'équation de Bernoulli (Eq. (2.5)).

$$p_0 = p_2 + \frac{\rho_l}{2} \left(\frac{2(p_0 - p_2)}{\rho_l} \right) = p_2 + \frac{\rho_l}{2} \left(\frac{V_{mean}}{C_d} \right)^2 \quad (2.5)$$

Où $V_{mean} = \dot{m}_l / (A_o \rho_l)$ est la vitesse moyenne dans le trou. Le coefficient de décharge C_d est défini de la façon suivante :

$$C_d = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_{Bernoulli}} \quad (2.6)$$

Avec l'utilisation du coefficient de perte de charge tabulé k_{inlet} et de l'équation laminaire ou celle de Blasius pour le frottement aux parois, le coefficient de décharge peut être approximé de la façon suivante :

$$C_d = \left[k_{inlet} + f \cdot \frac{l_o}{d_o} + 1 \right]^{-0.5} \quad (2.7)$$

$$f = \max \left(0.316 \operatorname{Re}^{-0.25}, \frac{64}{\operatorname{Re}} \right) \quad (2.8)$$

En prenant comme hypothèse un profil de vitesse droit et en utilisant l'équation de [Nurick 1976], la surface A_{vena} peut-être calculée comme suit :

$$A_{vena} = A_o C_a \quad (2.9)$$

$$C_a = \left[\left(\frac{1}{C_{a0}} \right)^2 - 11.4 \frac{r_o}{d_o} \right]^{-0.5} \quad (2.10)$$

Où $C_{a0} = 0.61$. La conservation de la masse permet de calculer la vitesse V_{vena} (là où la section de passage de passage est la plus faible) :

$$V_{vena} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A_o C_a} = \frac{V_{mean}}{C_a} \quad (2.11)$$

Au début et à la fin de l'injection, l'écoulement est généralement turbulent, les gouttes ont un diamètre égale à celui du trou de l'injecteur (d_o) et leur vitesse d'injection est calculée en utilisant l'équation (2.1). Durant la phase d'injection principale, l'écoulement devient cavitant (Fig. 2.3). Dans ce cas la section effective A_{eff} au niveau de la sortie du trou est plus petite que le diamètre du trou d_o ce qui se traduit par un diamètre de goutte qui diminue au fur et à mesure que la vitesse d'injection augmente :

$$d_{eff} = \sqrt{\frac{4A_{eff}}{\pi}} \quad (2.12)$$

Grâce à la conservation de la quantité de mouvement entre le point 1 et le point 2 (Fig. 2.3) et de la conservation de la masse, la vitesse d'injection peut être calculée :

$$\dot{m}_l = \rho_l V_{vena} A_o C_a = \rho_l V_{eff} A_{eff} \quad (2.13)$$

$$V_{eff} = \frac{A_o}{\dot{m}_l} (p_{sat} - p_2) + V_{vena} \quad (2.14)$$

Où V_{vena} est calculée grâce à l'équation (2.11). La surface de passage A_{eff} nécessaire au calcul du diamètre d_{eff} se déduit de l'équation (2.13) par :

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l V_{eff}} \quad (2.15)$$

Comparé à la méthode blob, le calcul dynamique de la taille et de la vitesse des gouttes durant l'injection introduit l'effet de la cavitation en diminuant le diamètre des gouttes et en estimant une vitesse d'injection plus réaliste. Par contre seul l'effet de réduction de la surface de passage est inclus, l'augmentation de l'énergie de la turbulence et de la rupture des gouttes causée par l'implosion des bulles de vapeur n'est pas prise en compte. Quand aucune information (expérimentale ou non) n'est disponible sur l'angle de spray et la composition du spray à la sortie de l'injecteur, cette solution reste la meilleure façon de définir les conditions initiales du liquide qui arrive dans la chambre de combustion.

2.1.3 Fonction de distribution

Cette méthode assume que le liquide est déjà atomisé à la sortie du trou de l'injecteur et que la distribution de la taille des gouttes peut être décrite par des fonctions mathématiques. Dans ce cas, une distribution de taille de goutte est injectée. Aujourd'hui, que se soit la taille ou la distribution des gouttes, elles ne peuvent pas être mesurées expérimentalement à la sortie de l'injecteur, là où le spray est très dense. La distribution de la taille des gouttes doit alors être ajustée de façon itérative pendant le calcul de façon à ce que la distribution de la taille des gouttes dans la chambre soit similaire à la distribution expérimentale. Ceci ne représente pas une modélisation physique du processus d'atomisation mais permet une alternative à la méthode blob [Babinsky et Sojka 2002].

Martinelli *et al.* [1985] assument une distribution de gouttes à la sortie du trou d'injecteur en se basant sur le diamètre moyen de Sauter \bar{x}_{32} donné par la corrélation (2.16).

$$\bar{x}_{32} = A_2 \left[12\pi \frac{\sigma_l}{\rho_g V_{inj}^2} \right] \quad (2.16)$$

Où A_2 est une constante indépendante de la géométrie interne de l'injecteur et est d'ordre un. Cette équation prend en compte le fait que la taille initiale des gouttes diminue quand la densité ambiante augmente.

Concernant le diamètre des gouttes, celui-ci peut être calculé en utilisant une loi de χ^2 de

façon a obtenir une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et la distribution des gouttes dans le spray simulé [Levy *et al.* 1998].

$$P(d_{drop}) = \frac{1}{6\bar{d}_{drop}^4} d_{drop}^3 \exp^{-d_{drop}\bar{d}_{drop}} \quad (2.17)$$

Où $\bar{d}_{drop} = \bar{x}_{32}/6$. D'autres lois peuvent être utilisées comme par exemple : [Long *et al.* 1994; Simmons 1976]. A noter que ces lois sont utilisées dans le cas de spray donnant un jet conique et plein. Pour les jets coniques et creux, la distribution de Rosin-Rammler est couramment utilisée [Rosin et Rammler 1933].

Plutôt que de définir la forme de la distribution par une fonction de distribution mathématique, il est possible de prédire une fonction de distribution en utilisant la méthode de formalisme d'entropie maximale [Cousin et Desjonquères 2003]. Grâce à l'utilisation d'un critère physique, l'entropie de la distribution donnée par [Shannon 1948], il est possible d'estimer une fonction de distribution plus probable Agmon *et al.* [1979]. Par exemple, si le SMD du spray juste après la rupture primaire est connu, que se soit par un calcul théorique ou bien depuis des données extrapolées, et si la masse, l'énergie et la quantité de mouvement doivent être conservées, il reste un nombre infini de fonctions de distribution qui peuvent être utilisées. En utilisant l'entropie de Shannon, la fonction de distribution avec la plus grande entropie est choisie car c'est celle qui est considérée la plus probable Ahmadi et Sellens [1993].

La méthode Blob améliorée est donc la seule méthode qui s'intéresse à l'écoulement à l'intérieur du trou, mais celle-ci ne prend en compte que le rétrécissement de la surface de passage dû à la cavitation. Il serait alors intéressant d'avoir un outil permettant de fournir plus d'informations sur l'état de l'écoulement à la sortie du trou de l'injecteur.

Pour cela nous nous sommes intéressés aux modèles de cavitation qui permettent justement d'obtenir de nombreuses informations sur l'écoulement (champ de vitesse, pression, densité, etc.). ce qui n'est pas toujours évident expérimentalement.

2.2 Les modèles de cavitation

Les modèles de cavitation in-stationnaires peuvent être séparés en deux grandes catégories, avec d'un côté les modèles basés sur l'évolution de bulles [Rayleigh 1917; Plesset 1949; Kubota *et al.* 1992; Singhal *et al.* 2002; Giannadakis *et al.* 2007, 2008] et de l'autre les modèles à equation d'état barotrope [Delannoy et Kueny 1990; Schmidt 1997; Dumont *et al.* 2001; Peng Karrholm *et al.* 2007]. Dans la section suivante, un modèle de chaque catégorie est présenté. Un de ces modèles est alors choisi et une validation de celui-ci est effectuée.

2.2.1 Modèle de Rayleigh-Plesset

Un des premiers modèles de cavitation multidimensionnel a été développée par Rayleigh [1917]. Rayleigh définit la cavitation comme étant un liquide incompressible entourant une cavité sphérique et vide. Il utilise la théorie des écoulements à potentiel de vitesse. Rayleigh assume que la pression à la frontière de la cavité est nulle et que la pression du liquide à une distance infinie p_∞ est constante. L'équation (2.18) détermine le temps qu'il faut pour qu'une bulle de rayon initial R_0 implose.

$$t = 0.915R_0\sqrt{\frac{\rho_l}{p_\infty}} \quad (2.18)$$

Où ρ_l est la densité du liquide. Son modèle mathématique prédit que, comme la cavité implose, la vitesse au niveau de la frontière devient infinie. Rayleigh recalcule alors l'implosion de la bulle quand la cavité est remplie de gaz, ce qui limite la vitesse d'implosion. Plus tard Plesset [1949] a modifié ce modèle pour y inclure les effets de la tension de surface du liquide σ_l et de la pression de vapeur saturante p_{sat} . Il traite la pression de la vapeur comme étant constante et résout les deux équations suivantes :

$$R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{p(R) - p(R)}{\rho_l} \quad (2.19)$$

$$p(R) = p_{sat} - \frac{2\sigma_l}{R} \quad (2.20)$$

Où R est le rayon de la bulle, $p(R)$ la pression à la frontière de la bulle et $p(\infty)$ la pression du liquide à une distance infinie (qui est dépendante du temps).

Plusieurs autres modèles de cavitation ont ensuite été développés en se basant sur ces équations [Kubota *et al.* 1992; Singhal *et al.* 2002]. Le principal problème est que leurs équations d'évolution des bulles ne sont valables que dans un milieu homogène composé de bulles sphériques n'interagissant pas entre elles et sans transfert de masse. Ces interactions sont importantes et doivent être prises en compte [Ohl 2002]. Cela est d'autant plus vrai dans le cas de la cavitation que l'on retrouve dans le trou des injecteurs, avec la formation de ligaments de vapeur et non de vraies bulles parfaitement sphériques. Ce problème a été mis en évidence par Mulemane *et al.* [2004] lors d'une comparaison entre ces types de modèle et un modèle à équation barotrope. A cause de cela l'équation de Rayleigh-Plesset utilisée par la plus part de ces auteurs donne une bulle en croissance infinie, ainsi ils sont obligés de limiter le taux de vapeur maximum. Kubota *et al.* [1992], par exemple, le fixent à 0.95. A cause de cela, nous avons préféré nous tourner vers un modèle de cavitation à équation d'état barotrope.

2.2.2 Modèle à équation d'état barotrope

Le modèle présenté ici a été développé par Peng Karrholm *et al.* [2007]. C'est un modèle de cavitation mono-phase construit en introduisant une densité variable, qui peut être dépendante de la pression et/ou de la température. Si elle est seulement dépendante de la pression, l'équation d'état est dite « barotrope ». L'hypothèse d'un équilibre homogène est faite, ce qui signifie que le liquide et la vapeur sont toujours parfaitement mélangés ensemble dans chaque cellule du maillage. Une variable, γ , est introduite pour décrire la quantité de vapeur dans chaque cellule. Une équation d'état est requise pour modéliser la cavitation. Peng Karrholm *et al.* [2007] assument que la température est constante (en accord avec [Winklhofer *et al.* 2001]). L'équation d'état barotrope la plus courante est l'équation différentielle hors d'équilibre :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \psi \frac{Dp}{Dt} \quad (2.21)$$

2.2. LES MODÈLES DE CAVITATION

Où la compressibilité ψ est l'inverse de la racine carrée de la vitesse du son dans le mélange liquide/vapeur. Cette équation peut soit être utilisée directement comme équation de continuité pour formuler l'équation de pression, soit être intégrée pour obtenir la pression en fonction de la densité. Cette dernière approche a déjà été utilisée par Schmidt *et al.* [1999]. La première approche étant problématique dû au manque de cohérence entre la pression et la densité obtenues (car l'équation (2.21) n'est pas une équation d'état d'équilibre) et les équations d'état du liquide et de la vapeur avant que l'équilibre ne soit effectivement atteint. L'équation d'état doit être cohérente avec les équations d'état du liquide et de la vapeur dans les deux cas limites (quand il n'y a que du liquide ou que de la vapeur) mais aussi pour le cas intermédiaire (mélange liquide/vapeur). Les deux cas limites peuvent être décrits par une équation d'état linéaire :

$$\rho_v = \psi_v p \quad (2.22)$$

$$\rho_l = \rho_l^0 + \psi_l p \quad (2.23)$$

Le paramètre γ est utilisé pour décrire la quantité de vapeur dans chaque cellule. Si $\gamma = 1$, alors on est en présence complète de cavitation (pure vapeur), si $\gamma = 0$ alors il n'y a pas du tout de cavitation (pur liquide).

$$\gamma = \frac{\rho - \rho_{l,sat}}{\rho_{v,sat} - \rho_{l,sat}} \quad (2.24)$$

$$\rho_{v,sat} = \psi_v p_{sat} \quad (2.25)$$

Où ψ_v est la compressibilité de la vapeur. L'équation d'état d'équilibre du mélange est obtenue en utilisant les propriétés précédentes :

$$\rho = (1 - \gamma)\rho_l^0 + (\gamma\psi_v + (1 - \gamma)\psi_l)p_{sat} + \psi(p - p_{sat}) \quad (2.26)$$

La compressibilité ψ peut être calculée en utilisant différents modèles comme celui de Wallis [1969] ou celui de Chung *et al.* [2004]. Mais pour des soucis de stabilité et de convergence un modèle linéaire est adopté :

$$\psi = \gamma\psi_v + (1 - \gamma)\psi_l \quad (2.27)$$

La viscosité du mélange μ est obtenue par la même méthode :

$$\mu = \gamma\mu_v + (1 - \gamma)\mu_l \quad (2.28)$$

Quand le modèle linéaire est utilisé pour le calcul de la compressibilité, l'équation d'état (voir Eq. (2.26)) peut être simplifiée, ce qui donne :

$$\rho = (1 - \gamma)\rho_l^0 + \psi p \quad (2.29)$$

On peut observer ici que le premier terme est dominant quand γ est petit (peu de cavitation). A l'inverse le second terme est prépondérant quand le fluide cavite. ρ_l^0 est calculé de la façon suivante :

$$\rho_l^0 = \rho_{l,sat} - p_{sat}\psi_l \quad (2.30)$$

Rappelons l'équation de continuité (2.31) et l'équation de bilan de la quantité de mouvement (2.32) pour un fluide compressible :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla p + \nabla(\mu_f \nabla U) \quad (2.32)$$

L'équation d'état d'équilibre du mélange est utilisée dans l'équation de continuité de façon à transformer une équation de densité en une équation de pression :

$$\frac{\partial \psi p}{\partial t} - (\rho_l^0 + (\psi_l - \psi_v)p_{sat}) \frac{\partial \gamma}{\partial t} - p_{sat} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (2.33)$$

De la façon dont ce modèle a été implémenté dans le logiciel OpenFOAM, l'algorithme commence d'abord par résoudre l'équation de continuité (2.31) afin d'obtenir une première

estimation du champ de densité ρ . Ensuite ρ est utilisé pour obtenir les valeurs temporaires de γ , ψ et μ_l qui seront utilisées pour résoudre l'équation bilan de la quantité de mouvement (2.32). Ensuite l'algorithme entre dans une boucle PISO (*Pressure Implicit with Split Operator* [Issa *et al.* 1991]) et résout l'équation de continuité (2.33), ce qui donne le champ de pression p . Suite à cela le champ de densité est recalculé avec une limitation (ρ_{min}) pour éviter les valeurs négatives. Les valeurs de γ , ψ et p sont mises à jour en conséquence. Enfin, le champ de vitesse est corrigé. Pour plus d'informations sur la résolution, voir [Jasak 1996].

La figure 2.4 reprend les différentes boucles utilisées par l'algorithme. La boucle générale (en rouge) représente le temps. La boucle verte peut être effectuée plusieurs fois en fonction de la valeur du paramètre $nOuterCorrectors$, renseignée dans OpenFOAM. La partie en bleu représente la boucle PISO, elle est contrôlée par la valeur de $nCorrectors$. Dans la boucle PISO, la résolution de l'équation de continuité (2.33) peut aussi être effectuée plusieurs fois (boucle orange), si le maillage est constitué de mailles non-orthogonales (contrôlée par la valeur de $nNonOrthogonalCorrectors$). Par défaut, chacune de ces boucles n'est effectuée qu'une seule fois.

Ce modèle a donné lieu à une validation par son auteur directement [Peng Karrholm *et al.* 2007]. Les données expérimentales utilisées pour celle-ci viennent de l'étude menée par Winklhofer *et al.* [2001] qui est décrite plus en détail dans la sous-section 2.3.1. Les résultats présentés sont une comparaison du débit massique pour un seul injecteur (U) et 3 différences de pression ($\Delta P = 49e5, 70e5$ et $85e5$ MPa), les résultats sont encourageants avec une erreur de 10% quand il n'y a pas de cavitation (différence de pression faible) et de seulement 1% quand le fluide cavite (fortes différences de pression). Ces informations sont synthétisées dans le tableau 2.1. Étant donnée la forme particulière de la courbe du débit massique expérimental en fonction de la différence de pression (voir Fig. 2.7), les trois points présentés ne permettent pas de savoir si le modèle prédit correctement l'apparition de la cavitation et son influence. Un seul injecteur a été utilisé ce qui ne permet pas non plus de savoir si l'influence de la géométrie sur l'apparition de la cavitation est correctement prédite. Une comparaison a aussi été effectuée par Peng Karrholm *et al.* [2007] entre les profils de pression le long de l'axe du trou de l'injecteur, les résultats montrent de fort écart

2.2. LES MODÈLES DE CAVITATION

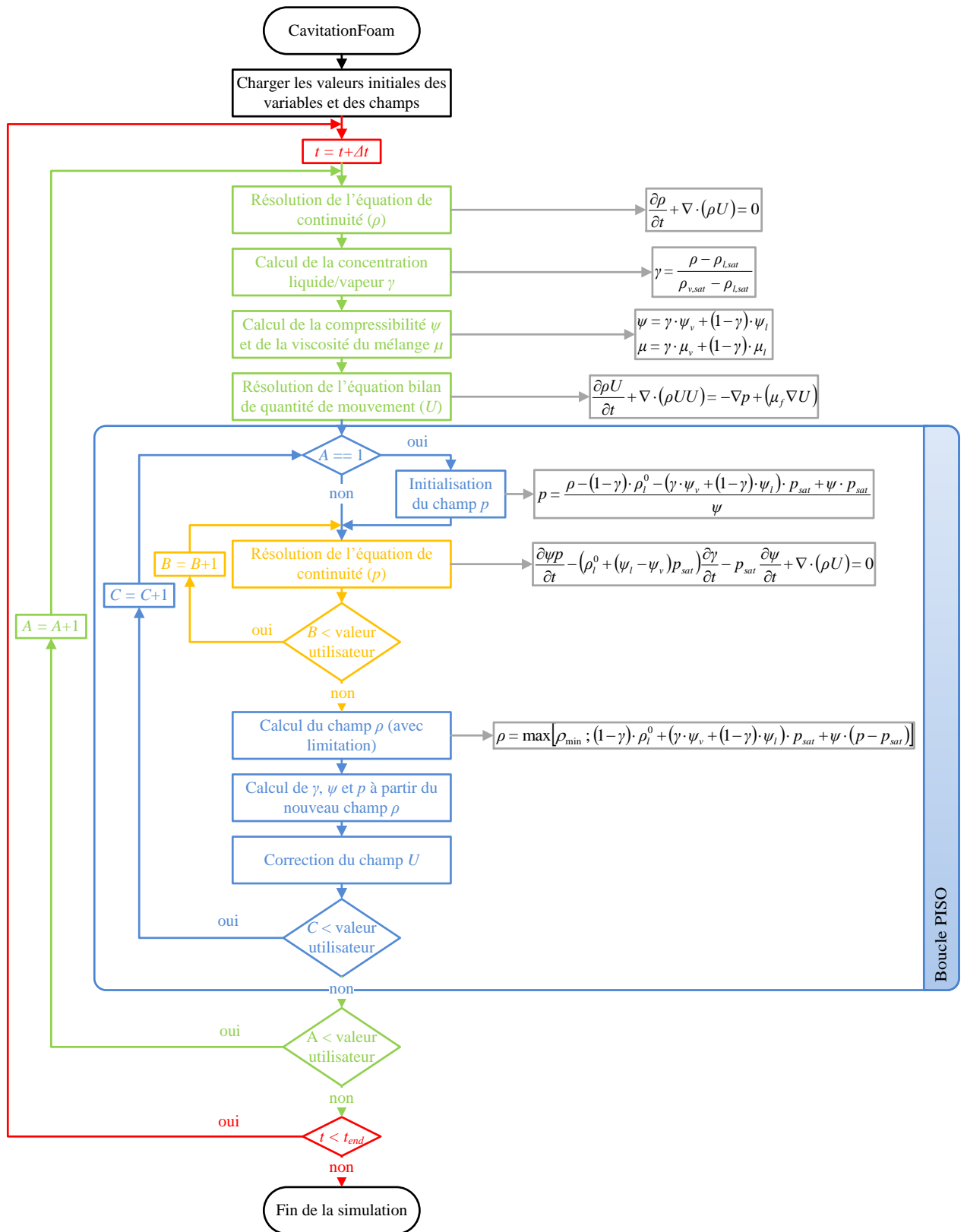


FIGURE 2.4 – Principe de fonctionnement du solveur cavitatingFoam

2.2. LES MODÈLES DE CAVITATION

TABLE 2.1 – Comparaison du débit massique expérimental et numérique

Différence de pression	Expérimental	Numérique		
	Débit	Débit	Écart type	Coef de décharge
ΔP [Pa]	\dot{m}_{exp} [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	σ [kg/s]	C_d [-]
49e5	6.98e-3	7.53e-3	2.31e-5	0.93
70e5	8.46e-3	8.54e-3	1.49e-5	0.88
85e5	8.46e-3	8.53e-3	2.25e-5	0.80

entre les deux. Le profil de pression numérique descend à une pression beaucoup plus faible que le profil expérimental. Le champ de cavitation a aussi été comparé et les résultats sont relativement similaires.

Une autre validation a été effectuée par Salvador *et al.* [2010]. Dans un premier temps l'étude de Winklhofer *et al.* [2001] a de nouveau été utilisée mais cette fois-ci un seul cas a été considéré ($\Delta P = 70e5$ Pa, injecteur U). Les résultats sont bons dans l'ensemble avec une erreur inférieure à 1% sur le débit massique. Le profil de pression est beaucoup plus proche du profil expérimental par rapport à précédemment mais les limites du domaine sont très proches du trou de l'injecteur (1 mm en amont et en aval), le profil est donc influencé à chacune de ces extrémités. Le champ de cavitation a une forme beaucoup plus "plate" que le champ expérimental, la raison est l'utilisation de schémas numériques du premier ordre qui ont pour but d'améliorer la convergence et la stabilité de la solution. Comme pour l'étude précédente, ces résultats ne permettent pas de connaître la réelle capacité du modèle à prédire l'apparition de la cavitation et ses effets, ni d'observer l'influence de la géométrie du trou de l'injecteur. Un second cas a été étudié, cette fois-ci à haute pression (jusqu'à $p_{inj} = 1100e5$ Pa contre $p_{inj} = 100e5$ Pa auparavant) et pour trois différences de pression, avec une comparaison du débit massique, de la vitesse effective et de la quantité de mouvement. Le modèle prédit des valeurs relativement proches des données expérimentales, avec une légère surestimation qui augmente avec la différence de pression.

Ces deux validations montrent que le modèle semble produire correctement l'écoulement sur quelques points précis. Malheureusement cela ne permet pas de savoir si le modèle est réellement capable de prédire l'arrivée de la cavitation et son influence sur l'écoulement. Dans les essais de Winklhofer *et al.* [2001], cela se traduit par un très net plateau sur la courbe de l'évolution du débit massique en fonction de la différence de pression. De plus,

le fait de changer la géométrie de l'injecteur va avoir une conséquence sur l'arrivée de ce plateau, qui sera retardée si la contraction du trou de l'injecteur est augmentée. Il serait donc intéressant de comparer des résultats numériques et expérimentaux avec différentes géométries d'injecteur.

Dans ce sens, il a été choisi de vérifier la prédiction de ce modèle pour une large gamme de différences de pression et ce pour plusieurs géométries d'injecteur.

2.3 Validation du modèle à équation d'état barotrope

A cause de la forme et de la taille des trous des injecteurs utilisés dans les moteurs à combustion interne (pouvant être inférieur à 100 μm), avoir un accès optique à l'écoulement interne s'avère très compliqué. Bien que quelques études aient quand même été menées sur des injecteurs de dimensions réelles [Badock *et al.* 1999; Arcoumanis *et al.* 2000; Mitroglou *et al.* 2011], plusieurs méthodes ont permis de contourner le problème.

Une des méthodes est d'utiliser des injecteurs transparents mais avec une échelle différente de façon à en faciliter la réalisation et la visualisation [Hiroyasu *et al.* 1991; Knox-Kelecyc et Farrell 1993; Soteriou *et al.* 1995, 1998; Arcoumanis *et al.* 1999; Stanley *et al.* 2008]. En général ces injecteurs sont entre 7 et 200 fois plus gros que leur taille réelle. Malheureusement, il a été prouvé que dans ces conditions la cavitation ne réagissait pas de la même façon [Arcoumanis *et al.* 2000].

Une autre solution est d'utiliser un injecteur dessiné dans une fine plaque de métal. L'écoulement est bi-dimensionnel (le trou a une section carré/rectangulaire), ce qui rend la visualisation de celui-ci beaucoup plus simple. C'est la méthode adoptée par Winklhofer *et al.* [2000, 2001, 2003]; Sou *et al.* [2007]; Mauger *et al.* [2011].

Pour la validation du modèle à équation d'état barotrope, il a été choisi d'utiliser les données expérimentales de Winklhofer *et al.* [2001], dû à l'abondance de résultats disponibles. Ces données sont d'ailleurs souvent utilisées pour la validation de modèles de cavitation. On peut citer entre autres les études Patouna [2012]; Margot *et al.* [2012] qui comparent les résultats numériques, provenant du modèle de cavitation du code commercial START-CD utilisant les équations de Rayleigh-Plesset (voir sous-section 2.2.1), à ces

données expérimentales. De même pour Andersen [2011] avec le code commercial STAR-ccm+.

2.3.1 Présentation des données expérimentales

Le but de l'étude menée par Winklhofer *et al.* [2001] était d'étudier la formation des différents régimes de la cavitation et d'observer l'impact de la géométrie du trou de l'injecteur sur la cavitation. Les essais consistaient à établir un écoulement bi-dimensionnel dans une géométrie. Celle-ci est dessinée dans une tôle de métal d'épaisseur 0.3 mm (voir Fig. 2.5). Cette tôle est prise en sandwich entre deux fenêtres en saphir (voir Fig. 2.6) pour permettre la visualisation de l'écoulement.

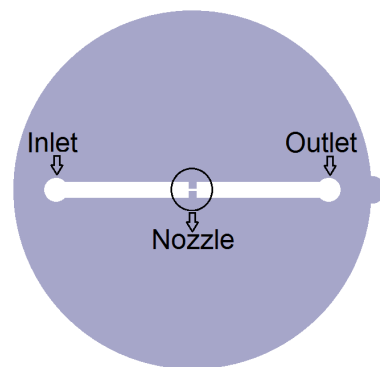


FIGURE 2.5 – Géométrie générale des injecteurs utilisés

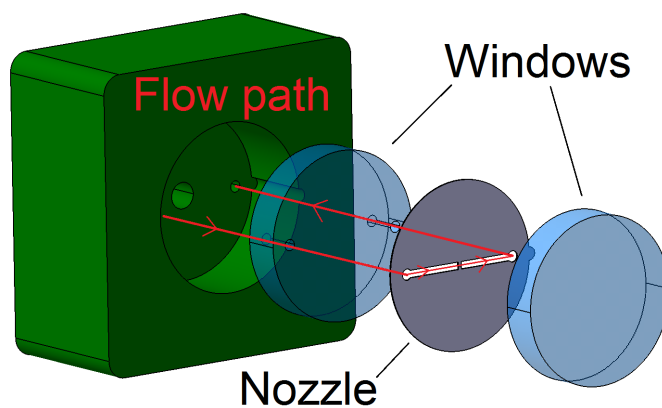


FIGURE 2.6 – Éclaté du dispositif expérimental

La pression d'entrée est de 100 bar, la pression de sortie est ajustée pour obtenir la différence de pression souhaitée. Les deux pressions de carburant sont mesurées à 35 mm

TABLE 2.2 – Caractéristiques des injecteurs

Injecteur	Entrée		Sortie	facteur K_s
	r_o [μm]	$d_{o,inlet}$ [μm]	$d_{o,outlet}$ [μm]	K_s [-]
J	20	299	299	0
U	20	301	284	1.7
W	20	301	270	3.1

en amont et en aval de l'élément d'observation. Le débit massique de carburant est mesuré avec un capteur à effet Coriolis. Une camera CCD (*Charge Coupled Device*) permet de visualiser le champ de cavitation. L'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder et de la camera CCD donne accès au champ de densité qui est ensuite converti en champ de pression, en supposant une température constante.

Trois injecteurs différents ont été utilisés (voir tableau 2.2). La caractéristique qui les différencie est leur contraction (le fait qu'ils soient coniques ou non). Celle-ci varie de 0% pour l'injecteur U à 10% pour le l'injecteur W, ce qui correspond à un facteur K_s allant de 0 à 3.1 (voir Eq. (2.34), note : $d_{o,inlet}$ et $d_{o,outlet}$ sont en μm).

$$k = \frac{(d_{o,inlet} - d_{o,outlet})}{10} \quad (2.34)$$

2.3.1.1 Débit massique

Le débit massique expérimental est donné figure 2.7. Au vu de la forme des courbes obtenues, on peut facilement diviser celle-ci en trois, correspondant à des évolutions différentes. La première partie (correspondant à l'intervalle $\Delta P < 58\text{e}5$ Pa sur la courbe de l'injecteur U par exemple) correspond à un écoulement ne présentant pas de cavitation, le débit augmente avec la racine carrée de la différence de pression. Dans la seconde partie ($58\text{e}5 \text{ Pa} \leq \Delta P < 70\text{e}5$ Pa), nous pouvons observer que l'évolution du débit est comme perturbée, et ne suit plus tout à fait la tendance de la première partie. Ceci est dû à l'apparition de la cavitation à l'intérieur du trou de l'injecteur, celle-ci réduit la surface de passage ce qui à tendance à réduire le débit massique, mais ce dernier augmente toujours. Enfin, dans la dernière partie ($\Delta P \geq 70\text{e}5$ Pa), la débit massique n'évolue plus, sa valeur est stable. L'apparition de ce plateau est une conséquence directe de la cavitation. Celle-ci

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

est tellement présente que toute évolution du débit est bloquée malgré une augmentation de la différence de pression. La transition entre la deuxième partie et la troisième (le début du plateau) est appelée cavitation critique (CC) et la différence de pression correspondante est appelée *CCP* (*Critical Cavitation Pressure*).

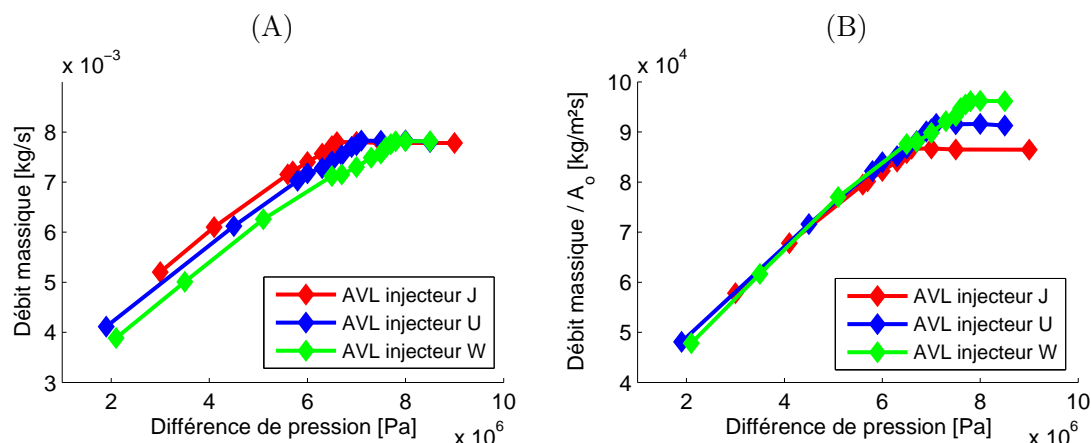


FIGURE 2.7 – Évolution du débit massique (A) et du débit massique normalisé par la surface de passage (B) en fonction de la différence de pression

La *CCP* est dépendante du carburant utilisé mais aussi de la géométrie de l'injecteur. L'évolution du débit massique normalisé par la surface de passage permet de mieux se rendre compte de l'influence de la contraction sur la *CCP*. Sur les courbes (B) de la figure 2.7 on observe que plus la contraction est forte (donc plus le trou est conique) et plus la *CCP* est élevée. On peut donc en conclure que la contraction permet de jouer sur l'apparition de la cavitation, en augmentant la contraction pour retarder l'apparition de la cavitation critique.

2.3.1.2 Champ de cavitation

L'évolution du champ de cavitation en fonction de la contraction est disponible figure 2.8. On peut voir qu'au point de cavitation critique, la contraction n'a que peu d'influence sur la forme et la taille du champ de cavitation.

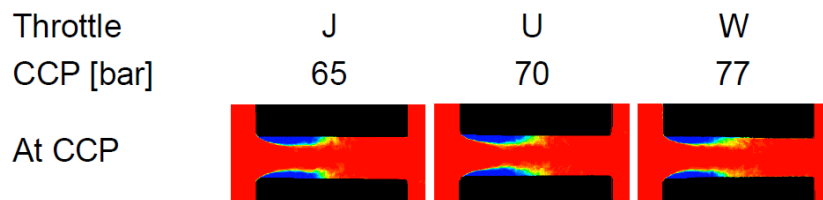


FIGURE 2.8 – Évolution du champ de cavitation en fonction de la contraction [Winklhofer *et al.* 2001]

2.3.1.3 Profil de pression

Le profil de pression le long de l'axe du trou de l'injecteur est visible figure 2.9). Celui-ci est donné pour les trois injecteurs, au point de cavitation critique. On observe que plus la contraction est forte, plus la pression à l'entrée du trou (proche de $x = 0$ mm) est élevée. A partir de $x = 0.5$ mm, ce qui correspond au milieu du trou de l'injecteur, la tendance s'inverse. On observe aussi que la pression continue de chuter bien après le trou de l'injecteur, elle devient alors inférieure à la pression imposée en sortie, ce qui est surprenant.

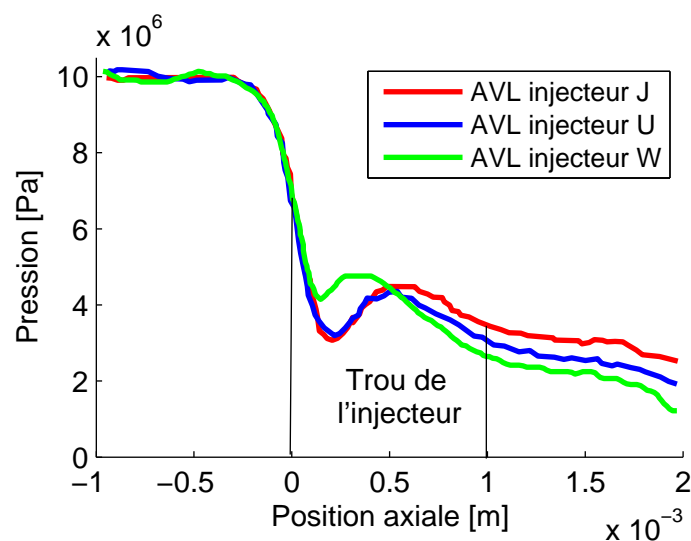


FIGURE 2.9 – Évolution de la pression le long de l'axe du trou de l'injecteur

2.3.2 Présentation du calcul numérique

Dans cette section est présenté la façon dont l'expérimentation précédente a été traduite en une simulation numérique pour le logiciel OpenFOAM.

2.3.2.1 Le maillage

Dû à la forme relativement simple de l'injecteur, le maillage a pu être réalisé à la main grâce un petit utilitaire d'OpenFOAM appelé blockMesh. Le maillage qui en résulte est un maillage structuré (hexaédrique) dont un aperçu est visible figure 2.10. Étant donné le nombre de simulations qui sera nécessaire pour valider le modèle de cavitation, il est important de bien étudier le maillage de façon à l'optimiser au maximum pour réduire le temps de calcul. Trois comparaisons ont été menées afin de réduire le nombre de mailles (et donc le temps de calcul). Elles ont porté sur les points suivants :

1. Réduction de la taille du domaine par symétrie
2. Réduction de la taille du domaine en rapprochant les limites amont/aval
3. Réduction du nombre de mailles en jouant sur la taille de celles-ci

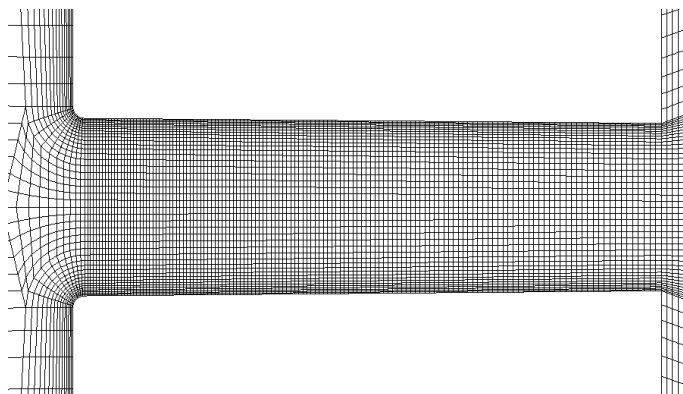


FIGURE 2.10 – Vue du maillage utilisé (zoom sur le trou de l'injecteur)

Réduction de la taille du domaine par symétrie Compte-tenu des symétries qui existent dans la géométrie de l'injecteur, il est possible de réduire le domaine en deux voir en quatre suivant sa longueur. Une comparaison a donc été faite entre les résultats de la simulation en utilisant le domaine complet, puis la moitié et enfin seulement le quart. Des

conditions de symétrie ont été utilisées aux limites. Les résultats obtenus sont très proches, il a donc été choisi de n'utiliser qu'un quart du domaine pour les calculs suivants. A noter qu'il y a aussi la possibilité de modéliser l'injecteur avec un maillage bidimensionnel. Les résultats et les tendances sont proches du modèle 3D. Cette approche a permis de gagner beaucoup de temps en effectuant des simulations préliminaires en 2D. Une fois que les simulations étaient prêtes (valeurs des paramètres, routines pour lancer les calculs, etc.) et seulement à ce moment là, une vérification en utilisant le maillage 3D était effectuée.

Réduction de la taille du domaine en rapprochant les limites amont/aval La distance des limites (entrée et sortie) par rapport à la partie du domaine qui est étudiée (dans notre cas le trou de l'injecteur) est un paramètre qui peut permettre de diminuer le temps de calcul. Effectivement, en rapprochant les limites, la taille du domaine diminue et le nombre de mailles aussi. Le but est évidemment de rapprocher le plus possible les limites mais sans que les résultats n'en soient modifiés. Durant l'expérimentation, l'entrée et la sortie se trouvaient à environ 16 mm en amont et en aval du trou de l'injecteur. Vu la forme du profil de pression expérimental (voir Fig. 2.9), on s'aperçoit que l'entrée peut être placée relativement proche du trou, car la pression imposée de $100e5$ Pa est encore présente à seulement 0.5 mm en amont de celui-ci. Toujours sur la même figure, on peut voir qu'à 1 mm après le trou la pression est plus basse que celle imposée à la sortie ($19e5$ Pa pour une pression de $30e5$ Pa imposée sur l'injecteur U). Il faudra donc avoir une plus grande distance entre le trou et la sortie. Plusieurs simulations successives, en partant d'une distance de 16 mm, ont permis de choisir une entrée située 2 mm en amont du trou et une sortie 4 mm en aval de celui-là, sans modification des résultats.

Réduction du nombre de mailles en jouant sur la taille de celles-ci Différentes tailles de maillage ont été testées afin de déterminer la meilleure configuration, c'est à dire celle qui aura le moins de mailles tout en ayant de bons résultats. La configuration retenue contient environ 272000 mailles. La taille des mailles au centre du trou est de $5 \mu\text{m}$, tandis que celles qui sont contre la parois ont une épaisseur de seulement $1 \mu\text{m}$. La couche limite est quant à elle composée de dix couches. Le modèle de cavitation a pour hypothèse qu'il y a un équilibre homogène dans chaque cellule, il faut donc veiller à ne pas avoir des cellules

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

TABLE 2.3 – Conditions aux limites

Patch	Pression	Vitesse
Entrée	$P_{total} = 100e5$ Pa	-
Sortie	$P_{static} = 80e5 - 100e5$ Pa	-
Parois	-	$V = 0$ m/s

TABLE 2.4 – Caractéristiques du carburant

Phase	Densité	Viscosité Dynamique	Compressibilité	pression de vapeur saturante
	ρ [kg/m ³]	μ [kg/ms]	ψ [s ² /m ²]	p_{sat} [Pa]
Liquide	832	6.5e-3	5e-7	5400
Vapeur	0.01361	5.953e-6	2.5e-6	

trop grosses pour respecter cette hypothèse.

2.3.2.2 Les conditions aux limites

Concernant les conditions aux limites, elles ont été résumées dans le tableau 2.3. L'écoulement est gouverné par la différence de pression. Cela pose problème car au début du calcul une onde de pression se propage dans le domaine à cause des conditions aux limites utilisées. Ce phénomène nous a obligé à augmenter le temps de calcul pour permettre la stabilisation du débit massique. L'utilisation des conditions aux limites non-réfléctives serait à envisager pour les prochaines études.

2.3.2.3 Caractéristiques du carburant

Les caractéristiques du carburant utilisées pendant la simulation sont répertoriées dans le tableau 2.4. La densité de la phase liquide ρ_{liq} vient des données expérimentales tandis que la densité de la phase vapeur a été calculée à partir de l'équation (2.22) en utilisant comme pression la pression de vapeur saturante p_{sat} . La viscosité de la phase liquide μ_l utilisée est celle donnée par Petrocard pour son carburant Diesel, alors que celle de la phase vapeur μ_v a été obtenue avec le modèle de Lucas [1980]. Concernant la compressibilité, pour la phase liquide (ψ_l), elle a été déduite des mesures de la vitesse du son dans un carburant Diesel, qui est aux alentours de 1400 m/s. La compressibilité ψ_v a été estimée à partir de la loi des gaz parfaits.

2.3.2.4 La résolution

Le phénomène de cavitation étant prépondérant sur la turbulence elle-même, le code n'utilise pas de modèle de turbulence, à part pour stabiliser les schémas numériques. Si la taille des mailles est assez petite, cette approche peut être vue comme de la simulation aux grandes échelles (SGE) implicite [Peng Karrholm 2008].

Le choix des schémas numériques a été discuté par Peng Karrholm *et al.* [2007]; Salvador *et al.* [2010]. Il a été montré que l'utilisation de schémas numériques du second ordre permettait d'obtenir de très bon résultats sur la forme du champ de cavitation. Malheureusement cela conduit aussi à certaines instabilités numériques qui peuvent faire diverger le calcul. Dû au grand intervalle de différences de pression que nous voulons tester, qui résulte en de grosses variations sur l'état de l'écoulement (nombre de Reynolds, cavitation, etc.), il a été choisi de privilégier la stabilité de la solution et donc d'utiliser des schémas numériques du premier ordre.

Durant le calcul, la valeur du pas de temps suivant est recalculée par rapport aux résultats obtenus au pas de temps actuel. Le calcul est basé sur le nombre de Courant Co et le nombre de courant acoustique $Co_{acoustic}$ (Voir Eq. (2.35) et (2.36)), le code recalcule le pas de temps de façon à ne pas dépasser la limite imposée par l'utilisateur pour ces deux nombres.

$$Co = \max \left(\frac{|U|}{\Delta x} \right) \Delta t \quad (2.35)$$

$$Co_{acoustic} = \max \left(\frac{|U|}{\sqrt{\psi} \Delta x} \right) \Delta t \quad (2.36)$$

Ces limites ont été fixées à 0.5 et 50, respectivement. Ces valeurs offrent un bon compromis au niveau du temps de calcul, sans faire de concession sur les résultats. Le temps de calcul est d'environ 100 h pour simuler 5 μ s avec le maillage 3D en utilisant un seul coeur d'un processeur quadcore Xéon. Celui-ci descend à seulement 2 h pour le même cas en 2D.

2.3.2.5 Post-traitement

De façon à pouvoir comparer les résultats numériques et expérimentaux, des capteurs virtuels ont été paramétrés de façon à obtenir les mêmes mesures que pendant l'expérimentation (pression, débit massique, etc). Malgré des conditions aux limites stationnaires, la simulation est in-stationnaire et dépend du temps. Il a donc fallu moyenner les données numériques. L'équation utilisée pour cela est la suivante :

$$\bar{U}_n = \frac{\bar{U}_{n-1}(t_n - t_0) + U_n \Delta t_n}{t_n + \Delta t_n - t_0} \quad (2.37)$$

Dans notre cas la moyenne a été effectuée sur un temps de 0.5 μ s.

2.3.3 Comparaisons numérique/expérimental

Ce que nous voulions vérifier, en faisant cette validation, c'est l'aptitude du modèle à prédire les deux phénomènes suivants :

- L'apparition de la cavitation (et son influence sur l'écoulement) au fur et à mesure que la différence de pression augmente
- L'influence de la géométrie de l'injecteur sur l'apparition de la cavitation

Pour cela de nombreuses simulations ont permis de recréer les mêmes courbes relevées durant les essais expérimentaux, ce qui facilite leur comparaison.

2.3.3.1 L'apparition de la cavitation

Comme déjà vu dans la sous-section 2.3.1, le fait de faire varier la différence de pression de façon importante fait passer par trois états successifs de l'écoulement, du point de vue de la cavitation. Une comparaison du débit massique numérique et expérimental permet de savoir si le modèle prédit bien ces trois états, celle-ci est donnée figure 2.11. Concernant la première partie ($\Delta P < 58e5$ Pa), la courbe numérique ne suit pas exactement la tendance relativement linéaire de l'augmentation du débit (bien que théoriquement l'évolution devrait être proportionnelle à la racine carrée de la différence de pression). Sur la deuxième partie ($58e5$ Pa $\leq \Delta P < 70e5$ Pa), les résultats numériques montrent bien un fléchissement dans l'augmentation du débit, ce qui est la conséquence de l'apparition de

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

TABLE 2.5 – Débits massiques et coefficients de décharge à *CCP*

Injecteur	Expérimental		Numérique	
	\dot{m}_{exp} [kg/s]	C_d [-]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]
J	7.72e-3	0.825	7.81e-3	0.835
U	7.74e-3	0.839	7.89e-3	0.854
W	7.76e-3	0.844	8.00e-3	0.870

TABLE 2.6 – Erreur globale et coefficient de détermination

Injecteur	Erreur globale	Coefficient de détermination
	ε_{glob} [%]	R^2 [%]
J	3.65	99.2
U	3.31	99.4
W	5.40	99.4

la cavitation au niveau du trou de l'injecteur. Pour la dernière partie, la plus intéressante ($\Delta P \geq 70e5$ Pa), on remarque que la stabilisation du débit massique est très bien prédite par le modèle. Une fois passé le point de CC, plus aucune augmentation n'est observée. Les débits numériques et expérimentaux au point de CC sont résumés dans le tableau 2.5. D'une manière générale, l'allure de la courbe est respectée.

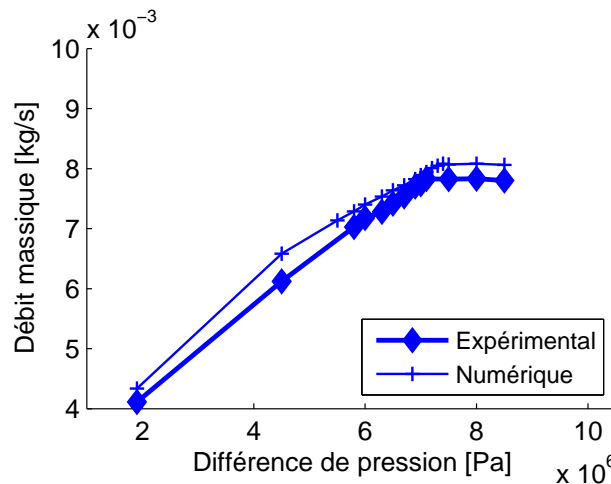


FIGURE 2.11 – Comparaison du débit massique pour l'injecteur U

L'erreur globale sur le débit massique pour l'injecteur U est inférieure à 4%, les résultats sont relativement similaires pour les deux autres injecteurs (voir tableau 2.6). Le coefficient de détermination R^2 a aussi été calculé. Sa valeur élevée montre que la prédiction du modèle est relativement bonne.

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

TABLE 2.7 – Évolution du débit massique en fonction de la viscosité dynamique du carburant liquide (injecteur U au point de CC)

Viscosité dynamique	débit massique	Erreur globale
μ_l [kg/ms]	\dot{m}_{num} [kg/s]	ε_{glob} [%]
5e-4	7.91	2.16
1e-3	7.90	2.13
5e-3	7.89	1.96
1e-2	7.88	1.88
5e-2	7.85	1.40

TABLE 2.8 – Pourcentage de la longueur et du diamètre du trou occupés par le champs de cavitation (injecteur U)

ΔP [Pa]	Longueur [%]		Diamètre [%]	
	Expérimental	Numérique	Expérimentale	Numérique
70e5	22	45	20	59
CCP	42	45	25	59
74e5	66	-	29	-
85e5	96	-	30	-

L'erreur est constante sur toute la plage de pression et cela avait déjà été observé par Peng Karrholm *et al.* [2007]. La valeur de la viscosité du carburant liquide utilisée pendant les essais étant incertaine, l'hypothèse d'une sous-estimation de celle-ci avait été avancée. Une étude paramétrique a donc été menée de façon à connaître l'influence de la viscosité sur les résultats numériques. L'effet de la viscosité dynamique a été testé pour des valeurs allant de 5e-4 à 5e-2 kg/ms pour l'injecteur U au point de CC. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.7. L'hypothèse paraît donc plausible vu la diminution de l'erreur qu'engendre une augmentation de la viscosité.

L'évolution du champ de cavitation dans le trou de l'injecteur U, pour plusieurs différences de pression, est visible sur la figure 2.12. Ces images sont le résultat de la moyenne du champ γ sur toute la durée de la simulation. On observe une nette augmentation de la longueur du champ de cavitation au fur et à mesure que la différence de pression augmente (voir tableau 2.8). Celle-ci passe de 22% de la longueur du trou à 96% pour la différence de pression la plus élevée (quand $\Delta P = 85e5$ Pa). Dans ce dernier cas de figure, la cavitation est présente sur la quasi-totalité de la longueur du trou, c'est ce qu'on appelle l'état de super-cavitation.

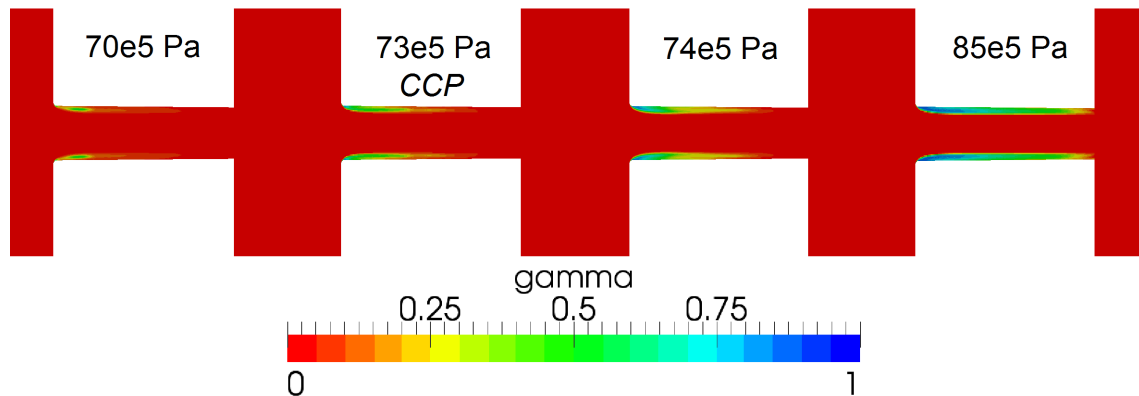


FIGURE 2.12 – Évolution du champ de cavitation numérique (injecteur U)

Si l'on compare maintenant les champ de cavitation au point de CC, ce qui correspond à une *CCP* de 73e5 Pa dans le cas numérique et de 70e5 Pa dans le cas expérimental (voir figure 2.13), on constate que la longueur de celui-ci est bien prédite, avec une erreur inférieure à 7% (voir tableau 2.8). Par contre son épaisseur est nettement plus faible que le champ de cavitation expérimental, l'erreur est de 58%. Comme expliqué dans la sous-section 2.3.2.4, cet effet est dû au choix des schémas numériques qui a pour conséquence de rendre le champ de cavitation plus lisse et plat.

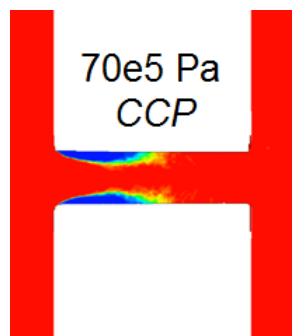


FIGURE 2.13 – Évolution du champ de cavitation expérimental à *CCP* (injecteur U) [Winklhofer *et al.* 2001]

Concernant le profil de pression le long de l'axe du trou de l'injecteur, la figure 2.14 montre quelques différences entre les résultats expérimentaux et numériques. La pression à l'intérieur du trou est légèrement sous-estimée (de $x = 0$ mm à $x = 1$ mm), alors que qu'après le trou ($x > 1$ mm) c'est l'inverse, la pression est supérieure à celle mesurée expérimentalement. En fait la simulation prédit que la pression après le trou est quasiment

égale à la pression imposée à la sortie. Ceci peut faire penser à une limite trop proche du trou mais une étude (voir paragraphe 2.3.2.1) nous a montré que ce n'était pas le cas.

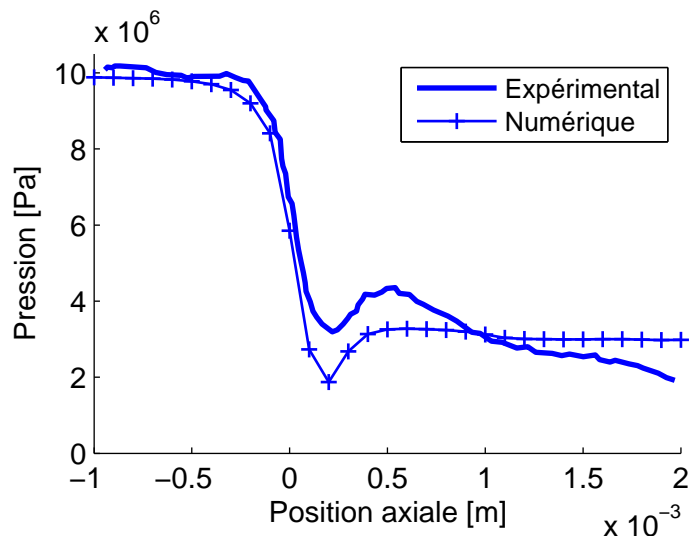


FIGURE 2.14 – Évolution de la pression le long de l'axe du trou de l'injecteur U à CCP

Pour conclure, de part ces résultats nous pouvons considérer que le modèle est capable de prédire l'apparition de la cavitation et son effet sur l'évolution du débit massique.

2.3.3.2 L'influence de la géométrie de l'injecteur

En faisant des simulations avec les trois d'injecteurs, il est aussi possible de tester la prédictivité du modèle sur l'influence de la géométrie. La figure 2.15 montre le décalage de la *CCP* en fonction de la contraction du trou de l'injecteur. La même tendance que celle expérimentale est observée (voir Fig. 2.7), c'est à dire qu'une contraction élevée retarde l'apparition de la cavitation. Ce décalage est visible sur la figure par les trois traits verticaux représentant la *CCP* de chaque injecteur.

Une comparaison des *CCP* numériques et expérimentaux est donnée dans le tableau 2.9, on observe une erreur inférieure à 5%. L'influence de la contraction du trou de l'injecteur est donc prédite de façon tout à fait acceptable.

Si l'on regarde maintenant l'impact de la contraction sur le profil de pression (voir Fig. 2.16). L'augmentation de la contraction produit l'effet inverse observé expérimentalement. C'est-à-dire que la pression baisse au lieu d'augmenter, dans la première partie du

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

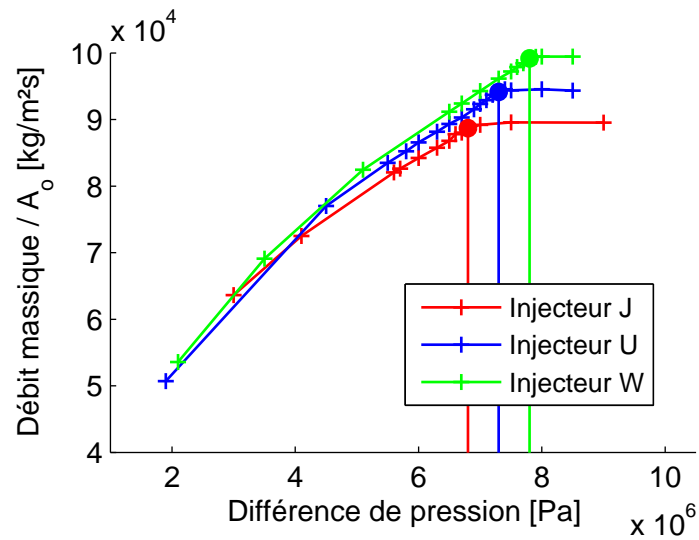


FIGURE 2.15 – Évolution du débit massique numérique normalisé par la surface de passage en fonction de la différence de pression

TABLE 2.9 – *CCP* numériques et expérimentaux

Injecteur	Expérimental	Numérique	Erreur
	<i>CCP</i> [Pa]	<i>CCP</i> [Pa]	
J	65e5	68e5	4.61
U	70e5	73e5	4.29
W	77e5	78e5	1.30

2.3. VALIDATION DU MODÈLE À ÉQUATION D'ÉTAT BAROTROPE

TABLE 2.10 – Erreur globale et coefficient de détermination

Injecteur	Erreur globale	Coefficient de détermination
	ε_{glob} [%]	R^2 [%]
J	13.8	95.8
U	15.1	96.4
W	17.3	91.9

trou. Ensuite la même tendance que pour l'injecteur U (voir sous-section 2.3.3.1) se reproduit pour les deux autres injecteurs. La pression rejoint très vite la pression imposée à la sortie. L'erreur globale au niveau de la pression et pour chaque injecteur est donnée dans le tableau 2.10. Plus la contraction est forte et plus il y a de différence entre les résultats expérimentaux et numériques.

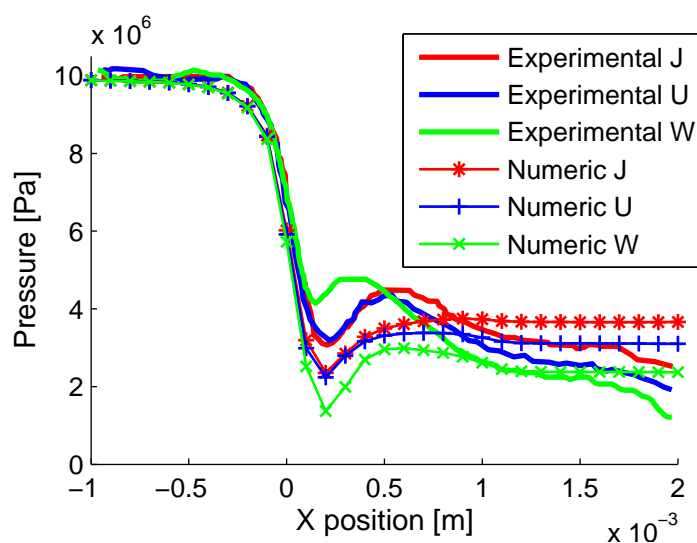


FIGURE 2.16 – Évolution de la pression le long de l'axe du trou à CCP

Il semble donc y avoir un problème au niveau de la pression, il est cependant difficile de savoir si le problème est numérique ou expérimental. Pour une meilleure compréhension, on peut comparer les champs de pression au niveau du trou dans les deux cas (voir Fig. 2.17). On constate à nouveau une très grosse différence. Numériquement, le plus gros gradient de pression est présent à l'entrée du trou de l'injecteur, la pression est ensuite relativement proche de celle imposée à la sortie, comme déjà observé précédemment. Du côté expérimental, le gradient s'étale sur toute la longueur du trou. Plus surprenant, même après le trou quand la section devient beaucoup plus grande, un fort gradient de pression

2.4. CONCLUSION

est encore présent (de l'ordre de 30×10^5 Pa). Alors qu'à cet endroit là la pression est proche de 30×10^5 Pa aussi, ce qui signifierait que la pression à l'entrée est nulle. Le fait que le profil de pression expérimental baisse fortement après le trou (ce qui n'est pas prédit numériquement) pourrait être une conséquence de ce problème. Pour cette raison, nous avons décidé de ne pas se focaliser sur la pression pour la validation.

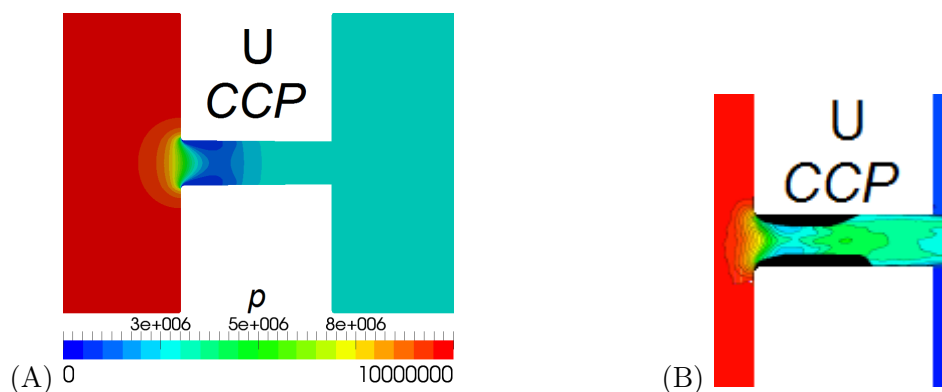


FIGURE 2.17 – Champs de pression numérique (A) et expérimental (B) au niveau du trou de l'injecteur U à *CCP*

Pour conclure et au vu des résultats sur le débit massique, qui nous intéresse le plus, nous pouvons dire que le modèle prédit correctement l'influence de la géométrie de l'injecteur sur l'apparition de la cavitation. L'ensemble de ce travail a été publié dans Dos Santos et Le Moyne [2012].

2.4 Conclusion

Le modèle de cavitation à équation d'état barotrope a été utilisé et comparé à des essais expérimentaux dans le but de le valider. Plusieurs pré-études ont permis de choisir le maillage et les paramètres de calcul adéquats afin de pouvoir faire une comparaison satisfaisante avec des résultats expérimentaux. La validation était axée sur deux points importants. Le premier était de vérifier si le modèle prédit bien l'apparition de la cavitation quand la différence de pression amont/aval à l'injecteur augmente. Le second était de tester la prédiction du modèle lors d'un changement de géométrie du trou de l'injecteur, qui peut avoir un impact important sur la cavitation.

L'apparition de la cavitation qui se forme à l'entrée du trou de l'injecteur et qui s'étend

2.4. CONCLUSION

au fur et à mesure que la différence de pression augmente est très facilement reconnaissable en regardant le débit massique. Les débits numériques et expérimentaux ont donc été comparés et les résultats montrent que la prédiction du modèle est bonne, avec une erreur moyenne proche de 5%. L'augmentation de la contraction du trou de l'injecteur entraîne un retardement de l'apparition de la cavitation, visible par l'augmentation de la *CCP*. Cette augmentation est bien prédite par le modèle avec une erreur inférieure à 5%.

Ce modèle est donc capable de simuler l'écoulement intra-injecteur avec ou sans cavitation. Cela permet de pouvoir étudier la formation de la cavitation dans une géométrie proche de ce que l'on retrouve sur les injecteurs utilisés dans les moteurs à combustion interne, qui sont difficiles à étudier expérimentalement. Et le fait que le modèle prédise aussi l'influence de la forme de la géométrie sur l'apparition de la cavitation est aussi important. Cela permet de pouvoir jouer sur les paramètres géométriques (diamètre et la longueur du trou, sa contraction, etc.) afin de connaître leur impact sur la cavitation. Une étude en ce sens a été menée grâce à ce modèle, elle est présentée dans le chapitre 3.

Chapitre 3

Étude numérique sur une géométrie d'injecteur réelle

Dans ce chapitre, une étude est menée sur une géométrie d'injecteur et une pression d'injection proche de ce que l'on peut trouver dans un moteur à combustion interne. La formation du spray à l'extérieur du trou de l'injecteur (rupture primaire), dépend de l'écoulement intra-injecteur, et donc de la cavitation quand il y en a, qui est elle-même en partie dépendante de la géométrie du trou [Han *et al.* 2002]. Nous avons donc effectués plusieurs simulations avec le modèle de cavitation précédemment validé (voir chapitre 2) afin d'essayer de mieux comprendre le lien entre le phénomène de cavitation et la configuration du trou de l'injecteur.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisé sur la géométrie intrinsèque du trou de l'injecteur. Celle-ci ne peut pas être modifiée au cours d'une injection. Quatre paramètres géométriques qui la définissent ont été identifiés comme pouvant avoir une influence sur l'apparition et le développement du champ de cavitation. Ces paramètres sont les suivants :

1. Le diamètre du trou : d_o
2. La longueur du trou : l_o
3. Le rayon du congé à l'entrée du trou : r_o
4. La contraction du trou : K_s

Pour chaque paramètre, une large plage de valeurs a été testée de façon à pouvoir observer son influence sur l'écoulement, par exemple en regardant l'évolution du débit

3.1. PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE

massique. Puis deux autres études additionnelles ont été menées, mais cette fois-ci elles portent sur des paramètres qui sont soit réglages, soit variables pendant une injection. Ces paramètres sont les suivants :

1. La différence de pression : ΔP
2. La levée d'aiguille : h_n

Une nouvelle fois, une large gamme de valeurs a été testée pour chacun de ces paramètres. Suite à cela, une simulation in-stationnaire, avec modélisation du mouvement de l'aiguille durant la simulation, est menée afin de comparer les précédents résultats stationnaires à ces nouveaux résultats pour en étudier les différences.

3.1 Présentation du cas d'étude

L'injecteur utilisé pour cette étude est de type mono-trou, l'axe de l'aiguille et l'axe du trou sont confondus. Cette particularité géométrique permet de pouvoir simuler qu'une partie de l'injecteur par symétrie, réduisant de façon très importante les temps de calcul. La taille des mailles au centre du trou est de $3 \mu\text{m}$, alors que l'épaisseur de celles proches de la paroi est égale à $0.6 \mu\text{m}$. La forme générale de la géométrie utilisée est donnée figure 3.1. L'aiguille a été modélisée de façon à connaître l'impact de sa levée sur l'écoulement.

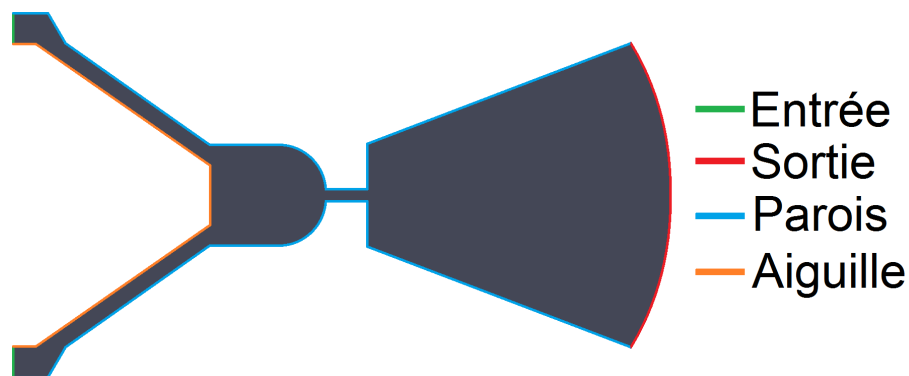


FIGURE 3.1 – Géométrie utilisée avec ses différents patches

Les conditions aux limites sont identiques à celles utilisées dans le chapitre 2, seules les valeurs de pression changent. A l'entrée, la pression totale passe à $1010e5 \text{ Pa}$ pour le

3.1. PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE

TABLE 3.1 – Caractéristiques du carburant

Phase	Densité	Viscosité Dynamique	Compressibilité	pression de vapeur saturante
	ρ [kg/m ³]	μ [kg/ms]	ψ [s ² /m ²]	p_{sat} [Pa]
Liquide	673	4.66e-4	5e-7	2424
Vapeur	6.13e-3	5.953e-6	2.5e-6	

cas de base, ce qui est plus proche des pressions utilisées actuellement dans les systèmes d'injection directe Diesel. A la sortie, la pression statique est fixée à 10e5 Pa.

Au niveau des caractéristiques du carburant, elles correspondent au normal-hexadecane (aussi appelé Cétane, C₁₆H₃₄). Ce composant a été utilisé dans [Siebers 1999], d'ailleurs la géométrie utilisée ici est très fortement inspirée d'un des injecteurs utilisé dans ses mêmes travaux. L'utilisation d'un composant pur permet de connaître précisément ses caractéristiques. Celles-ci sont regroupées dans le tableau 3.1.

La densité de la phase liquide ρ_{liq} a été calculée en utilisant l'équation DIPPR 105 (*Design Institute for Physical Properties*, voir Eq. (3.1)) tandis que la densité de la phase vapeur a été obtenue à partir de l'équation (2.22) en utilisant comme pression la pression de vapeur saturante p_{sat} . La viscosité de la phase liquide μ_l a été obtenue en utilisant l'équation de Vogel-Fulcher-Tammann (voir Eq. (3.2), μ_l est en mPa.s) tandis que l'équation d'Antoine (voir Eq. (3.3), p_{sat} est en kPa et T en °C) a permis d'obtenir la pression de saturation p_{sat} [Antoine 1888].

$$\rho_l = \frac{A}{B^{1+(1-\frac{T}{C})^D}} \text{ avec } A = 31.9201, B = 0.181893, C = 842.438 \text{ et } D = 0.324527 \quad (3.1)$$

$$\mu_l = e^{A+\frac{B}{T+C}} \text{ avec } A = -4.0453, B = 1247.28 \text{ et } C = -55.8614 \quad (3.2)$$

$$p_{sat} = 10^{A-\frac{B}{T+C}} \text{ avec } A = 7.0287, B = 1830.51 \text{ et } C = 154.45 \quad (3.3)$$

3.2 Résultats numériques

Dans cette section est présenté les résultats numériques du modèle de cavitation à équation d'état barotrope des différentes configurations testées.

3.2.1 Paramètres géométriques

La géométrie interne de l'injecteur joue un rôle clef sur la cavitation. De nombreuses études expérimentales ont permis de montrer cette dépendance. Malheureusement il est difficile de fabriquer des injecteurs ayant les caractéristiques géométriques exactes souhaitées et il est autant difficile de mesurer celles-ci. Des techniques ont été développées comme l'injection de silicone dans l'injecteur, qui une fois démoulé permet de nombreuses mesures [Macián *et al.* 2003]. Mais cela est difficilement applicable dans une étude utilisant un grand nombre d'injecteurs différents. Numériquement, cela ne pose pas ou peu de problèmes, il suffit de modifier le maillage avec les caractéristiques souhaitées.

L'ensemble des configurations géométriques testées sont répertoriées dans le tableau 3.2. Le cas n°0 correspond au cas de base, il est utilisé dans chaque étude et a des caractéristiques que l'on pourrait retrouver sur un injecteur de moteur à combustion interne. Les cas n°1 à 16 correspondent aux maillages modifiés, un seul paramètre a été changé à la fois. Certaines valeurs de ces paramètres seront rarement utilisées dans les injecteurs standards, dû à leurs valeurs extrêmes. Mais le but de cette étude est d'obtenir la tendance de diverses variables en fonction de ces paramètres et il est toujours intéressant de connaître ce qui se passe si on va plus loin dans un sens ou dans l'autre.

d_o	n°	d_o [mm]	l_o	n°	l_o [mm]	r_o	n°	r_o [mm]	K_s	n°	K_s [-]
	1	0.200		5	0.200		0	0.01		13	-0.5
	2	0.133		6	0.300		10	0.02		0	0
	0	0.100		0	0.400		11	0.05		14	0.5
	3	0.0667		7	0.600		12	0.10		15	1
	4	0.050		8	0.800					16	2

TABLE 3.2 – Valeurs des quatre caractéristiques géométriques utilisées pour durant l'étude

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

TABLE 3.3 – Résultats de l'étude sur le diamètre de trou d_o

	n°	d_o [mm]	$\frac{d_o}{l_o}$ [-]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]
d_o	1	0.200	2	11.5e-3	8.08e-3	0.701
	2	0.133	3	5.12e-3	3.65e-3	0.714
	0	0.100	4	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	3	0.0667	6	1.28e-3	0.990e-3	0.772
	4	0.050	8	0.720e-3	0.600e-3	0.777

3.2.1.1 Diamètre du trou

La première étude porte sur l'influence de diamètre du trou d_o . Dans les extrêmes celui-ci se voit doublé ou divisé par deux. Le tableau 3.3 reprend les différents diamètres ainsi que les valeurs de débit massique et de coefficients de décharge obtenus numériquement. Les débits massiques ne sont pas directement exploitables car un changement de diamètre engendre inévitablement un changement de débit. Par contre les valeurs de coefficient de décharge offrent des résultats intéressants.

La figure 3.2 reprend l'évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du diamètre du trou d_o . Une diminution très importante est observée entre un diamètre de 0.0667 mm et 0.133 mm au dessus et en dessous l'évolution semble plus faible. Pour essayer de comprendre ce qu'il se passe au niveau de l'écoulement, les champs moyens de cavitation et de vitesse sont visibles figure 3.3 pour les cas extrêmes et le cas de base.

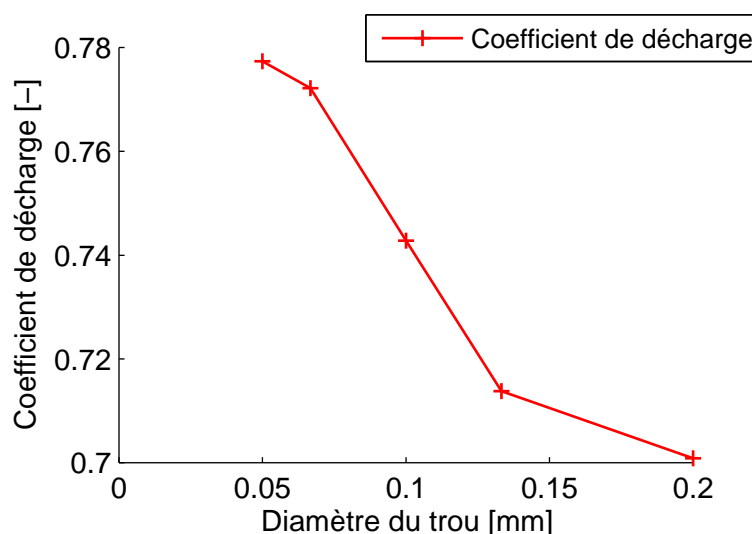


FIGURE 3.2 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du diamètre du trou d_o

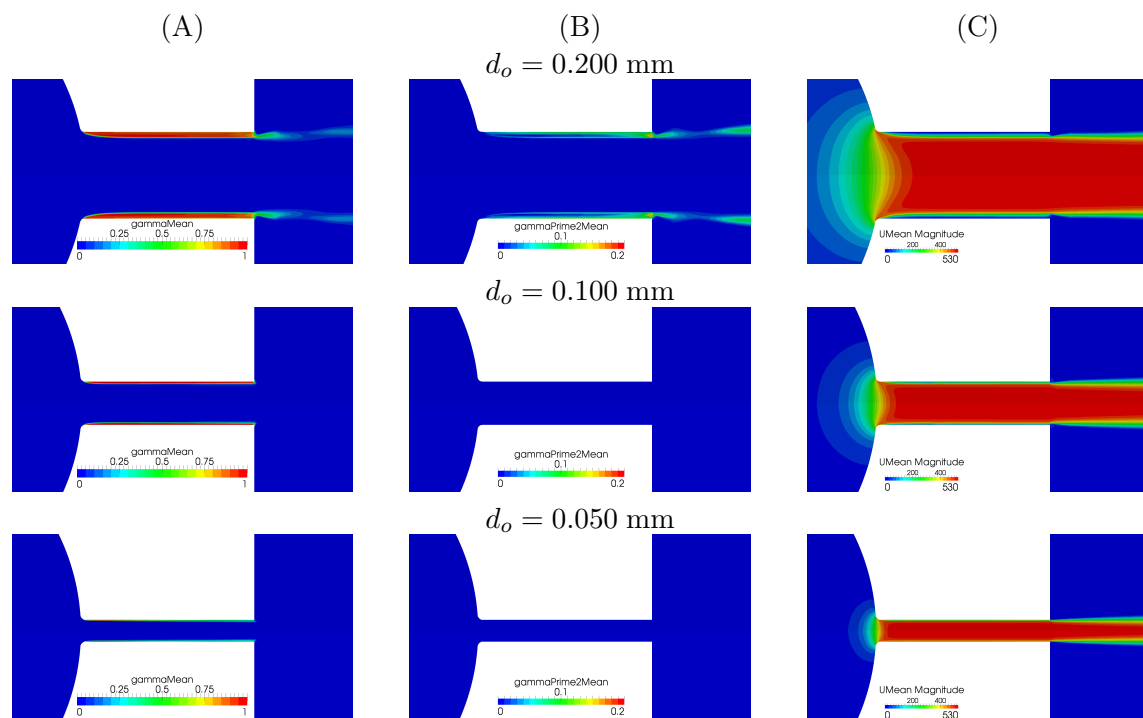


FIGURE 3.3 – Champ moyen de la cavitation (A), fluctuation (variance) du champ de cavitation (B) et champ de la vitesse moyenne (C) obtenus numériquement pour différents diamètres de trou

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

TABLE 3.4 – Résultats de l'étude sur la longueur du trou l_o

l_o	n°	l_o [mm]	$\frac{d_o}{l_o}$ [-]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]
	5	0.200	2	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	6	0.300	3	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	0	0.400	4	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	7	0.600	6	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	8	0.800	8	2.88e-3	2.14e-3	0.743

La présence de cavitation est visible sur tous les cas étudiés, le champ de cavitation est présent contre la paroi du trou et s'étend sur toute sa longueur ce qui suppose un état de super-cavitation. Par contre des différences sont notables entre les différents cas. Par exemple pour les plus gros diamètres de trou, le champ de cavitation est très instable, comme le montre la valeur élevée de la variance de la variable γ .

La diminution de la surface de passage engendrée par la présence de cavitation est très facilement observable, surtout sur les gros diamètres. Par contre plus le diamètre diminue, plus la rapport épaisseur de vapeur / diamètre du trou diminue, ce qui se traduit par l'augmentation du coefficient de décharge visible figure 3.2.

3.2.1.2 Longueur du trou

De la même façon que pour le diamètre, différentes longueurs de trou ont été testées pour étudier son influence. Les résultats de toutes les configurations sont donnés tableau 3.4. Aucune influence sur le débit n'a été remarquée.

Si l'on regarde les champs de cavitation et de vitesse disponibles figure 3.4, dans le cas où la longueur est la plus élevée, la cavitation est un peu moins prononcée sur la fin du trou. A part cela, on s'aperçoit qu'effectivement l'écoulement n'évolue gère entre les différentes longueurs de trou.

Nous pouvons en déduire que le coefficient de décharge pour un écoulement en état de super-cavitation ne doit pas être exprimé en fonction du rapport $\frac{d_o}{l_o}$, mais seulement de d_o car c'est la seule grandeur influente.

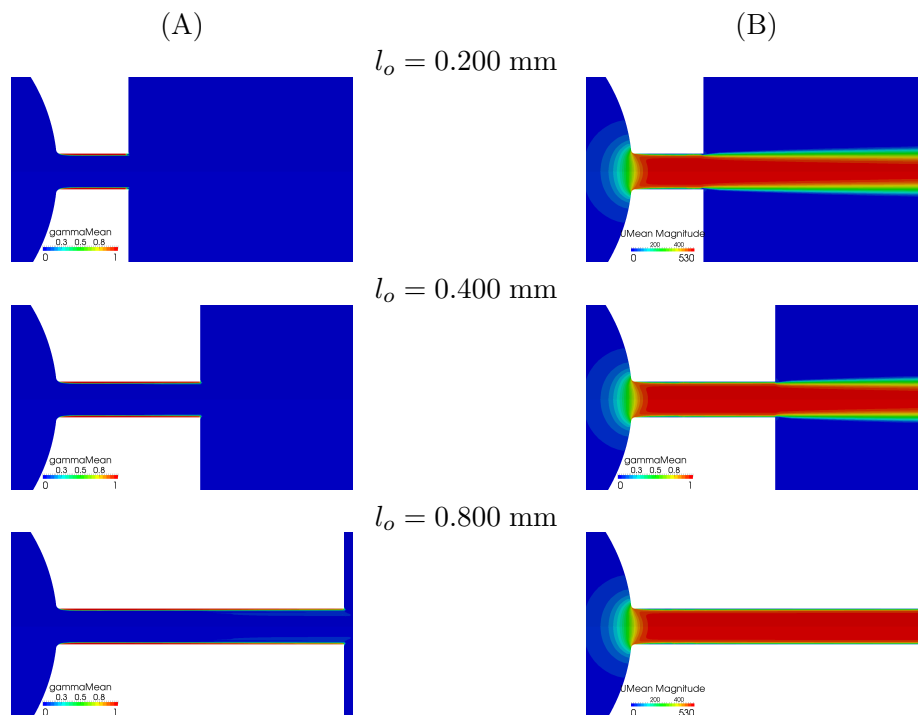


FIGURE 3.4 – Champ moyen de la cavitation (A) et champ de la vitesse moyenne (B) obtenus numériquement pour différents longueurs de trou

TABLE 3.5 – Résultats de l'étude sur le rayon du congé à l'entrée du trou r_o

	n°	r_o [mm]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]
r_o	0	0.01	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	10	0.02	2.88e-3	2.31e-3	0.802
	11	0.05	2.88e-3	2.53e-3	0.880
	12	0.10	2.88e-3	2.65e-3	0.918

3.2.1.3 Le rayon du congé à l'entrée du trou

La cavitation, quand elle est présente, prend naissance au niveau du congé que l'on retrouve à l'entrée du trou. C'est à ce niveau que le plus grand gradient de pression est observé (début de la zone de recirculation). La violence de ce gradient de pression peut être réduite en augmentant la courbure du congé, ce qui aura une influence sur le champ de cavitation. Les résultats des différentes configurations sont donnés tableau 3.5.

Pour un diamètre de trou identique, on observe une nette amélioration du débit massique lorsque le rayon du congé augmente. Cette évolution est très prononcée entre un rayon de 0.01 mm et 0.05 mm, comme en atteste la figure 3.5. A partir de 0.05 mm, le

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

coefficient de décharge tend lentement vers une valeur comprise en 0.90 et 0.95.

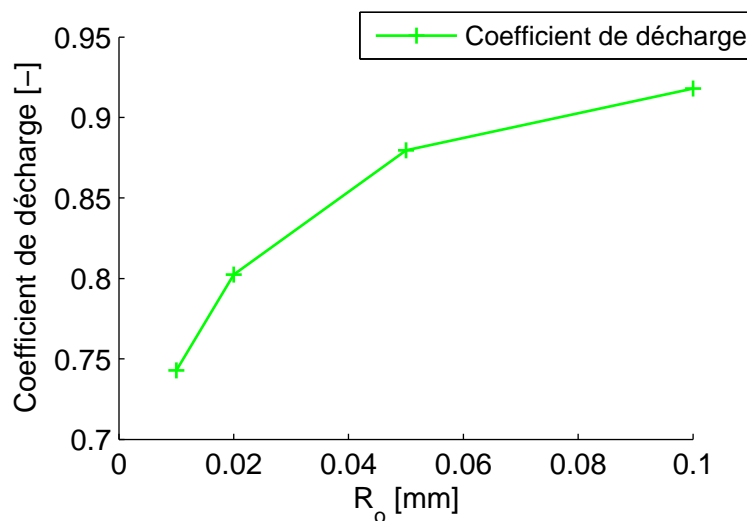


FIGURE 3.5 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du rayon du congé à l'entrée du trou r_o

La figure 3.6 montre que le champ de cavitation diminue au fur et à mesure de l'augmentation de r_o , ce qui augmente la surface de passage. Le champ de pression (C) permet de se rendre compte de l'évolution du gradient de pression à l'entrée du trou. Plus le rayon r_o est grand, plus la diminution de pression entre la pression d'injection et la pression ambiante est "étalée", ce qui cause la diminution de la zone de cavitation. Pourtant, et malgré une valeur de r_o très élevée (0.1 mm, $\frac{r_o}{d_o} = 1$), l'écoulement est toujours cavitant (voir zoom sur la figure 3.7).

Rappelons que le coefficient de décharge C_d peut-être défini par l'équation (3.4).

$$C_d = C_a \cdot C_v \quad (3.4)$$

où C_a représente le coefficient de contraction et C_v le coefficient de vitesse. L'augmentation du coefficient de décharge (Fig. 3.5) est donc le résultat de deux phénomènes : la diminution du champ de cavitation qui se traduit de l'augmentation du coefficient C_a et la diminution des pertes de charge singulières engendrées par la forme du congé directement.

Le rayon du congé à l'entrée du trou de l'injecteur a donc un impact important sur le débit massique et plus modérément sur la cavitation. Un plus grand rayon r_o permet de

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

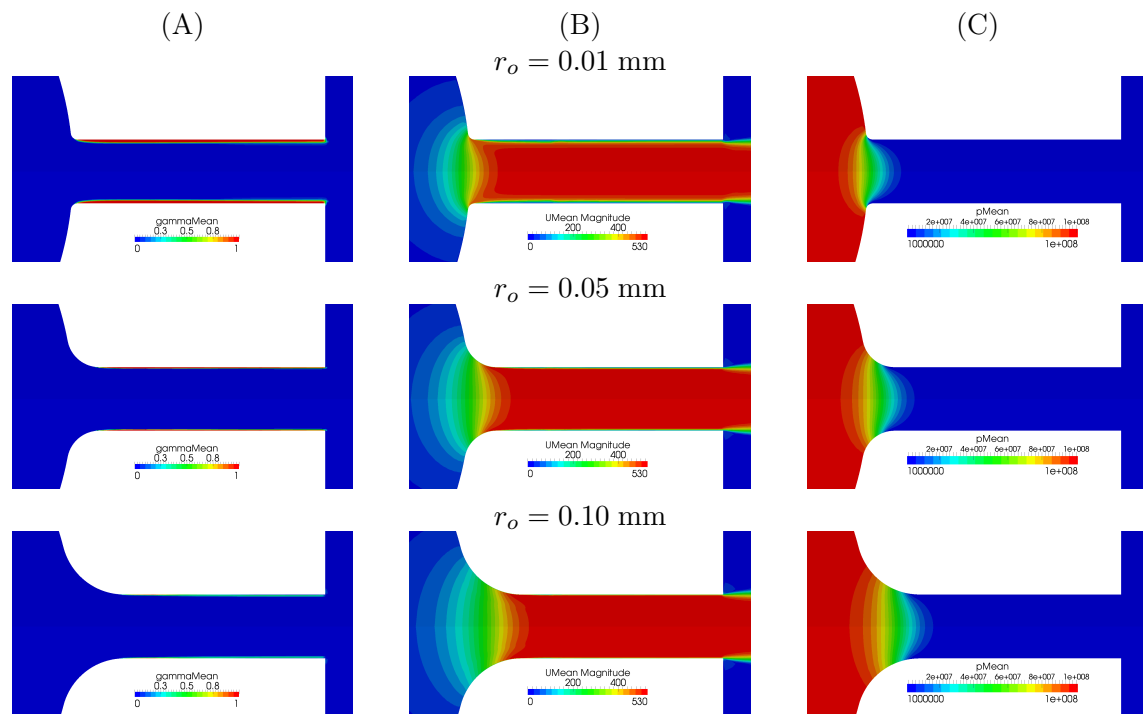


FIGURE 3.6 – Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différents rayons du congé à l’entrée du trou

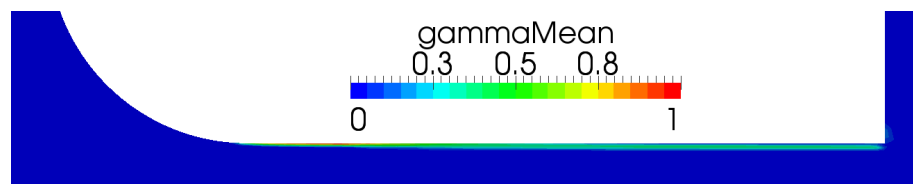


FIGURE 3.7 – Visualisation du champ moyen de cavitation pour $r_o = (0.1 \text{ mm})$

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

TABLE 3.6 – Résultats de l'étude sur la contraction du trou K_s

K_s	n°	K_s [-]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]
	13	-0.5	2.60e-3	1.91e-3	0.736
	0	0	2.88e-3	2.14e-3	0.743
	14	0.5	2.88e-3	2.32e-3	0.805
	15	1	2.88e-3	2.50e-3	0.868
	16	2	2.88e-3	2.59e-3	0.898

réduire le champ de cavitation et augmente le débit massique (grâce à la diminution des pertes de charge). Au contraire le diminuer engendre une plus forte probabilité d'avoir de la cavitation, ce qui peut améliorer la qualité de l'atomisation mais réduira le débit.

3.2.1.4 La contraction du trou

La contraction est un autre paramètre qui influe sur l'apparition de la cavitation. Effectivement, dans le chapitre 2, nous avons vu qu'une augmentation de la contraction repoussait l'apparition de la cavitation. Le tableau 3.6 reprend les débits massiques obtenus ainsi que les coefficients de décharge qui en résultent. On observe une augmentation de ce dernier quand la contraction augmente. De la même façon que pour le rayon r_o , le coefficient de décharge tend vers une valeur supérieur à 0.9 quand la contraction augmente (voir Fig. 3.8).

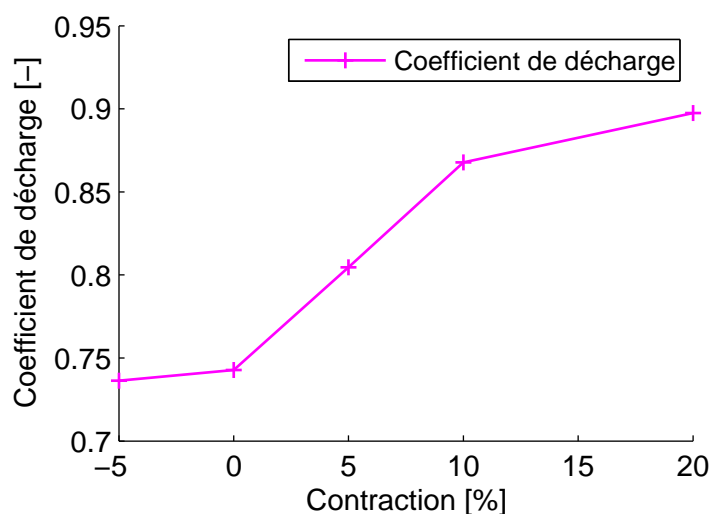


FIGURE 3.8 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la contraction du trou K_s

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

La figure 3.9 permet d'observer que la cavitation est complètement absente à partir d'une contraction K_s de 2. Si l'on regarde le champ de vitesse, on s'aperçoit que pour les fortes contractions, la vitesse augmente le long du trou, à cause de la section de celui-ci qui diminue. Par contre pour le premier cas, avec le trou divergent ayant un K_s négatif, la vitesse ne baisse pas alors que la section augmente au fur et à mesure. En fait l'épaisseur du champ de cavitation augmente le long du trou, ce qui annule quasiment l'augmentation physique de la section de passage, résultant en une vitesse constante dans le trou.

Si l'on compare maintenant le champ de pression entre les différentes configurations, on retrouve l'étalement du gradient de pression quand la contraction augmente, par contre au lieu de prendre place au niveau du congé, cette fois l'évolution de la pression s'effectue sur toute la longueur du trou. A noter que pour le cas avec $K_s = 1$, un petit spot de vapeur est encore visible au niveau du congé dû au faible diamètre de celui-ci ($r_o = 0.01$ mm). La figure 3.10 reprend en détail l'entrée du trou pour les cas $K_s = 1$ et $K_s = 2$, une nette diminution de la taille de la zone de recirculation est visible entre les deux cas (au niveau du champ de pression), ce qui conduit à la disparition totale de la cavitation. Ce phénomène a déjà été observé expérimentalement par Payri *et al.* [2002, 2005], le fait d'avoir un trou conique rend l'apparition de la cavitation très difficile.

La contraction du trou de l'injecteur est donc aussi un paramètre permettant de contrôler son niveau de cavitation, une augmentation de la contraction engendra une baisse de la cavitation. Son influence est plus prononcée que celle de r_o qui même avec un rayon très grand ($\frac{r_o}{l_o} = 1$) présente toujours un écoulement cavitant (malgré un coefficient de décharge élevé). Alors qu'avec une valeur de contraction relativement acceptable ($K_s = 2$), la cavitation a complètement disparu.

3.2.2 Paramètres variables

Cette fois-ci nous allons étudier l'influence des deux paramètres qui peuvent varier pendant l'injection ou d'une injection à une autre. Ces deux paramètres sont la différence de pression amont/aval du trou ΔP et la levée d'aiguille h_n . Les différentes valeurs testées dans cette étude sont listées dans le tableau 3.7.

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

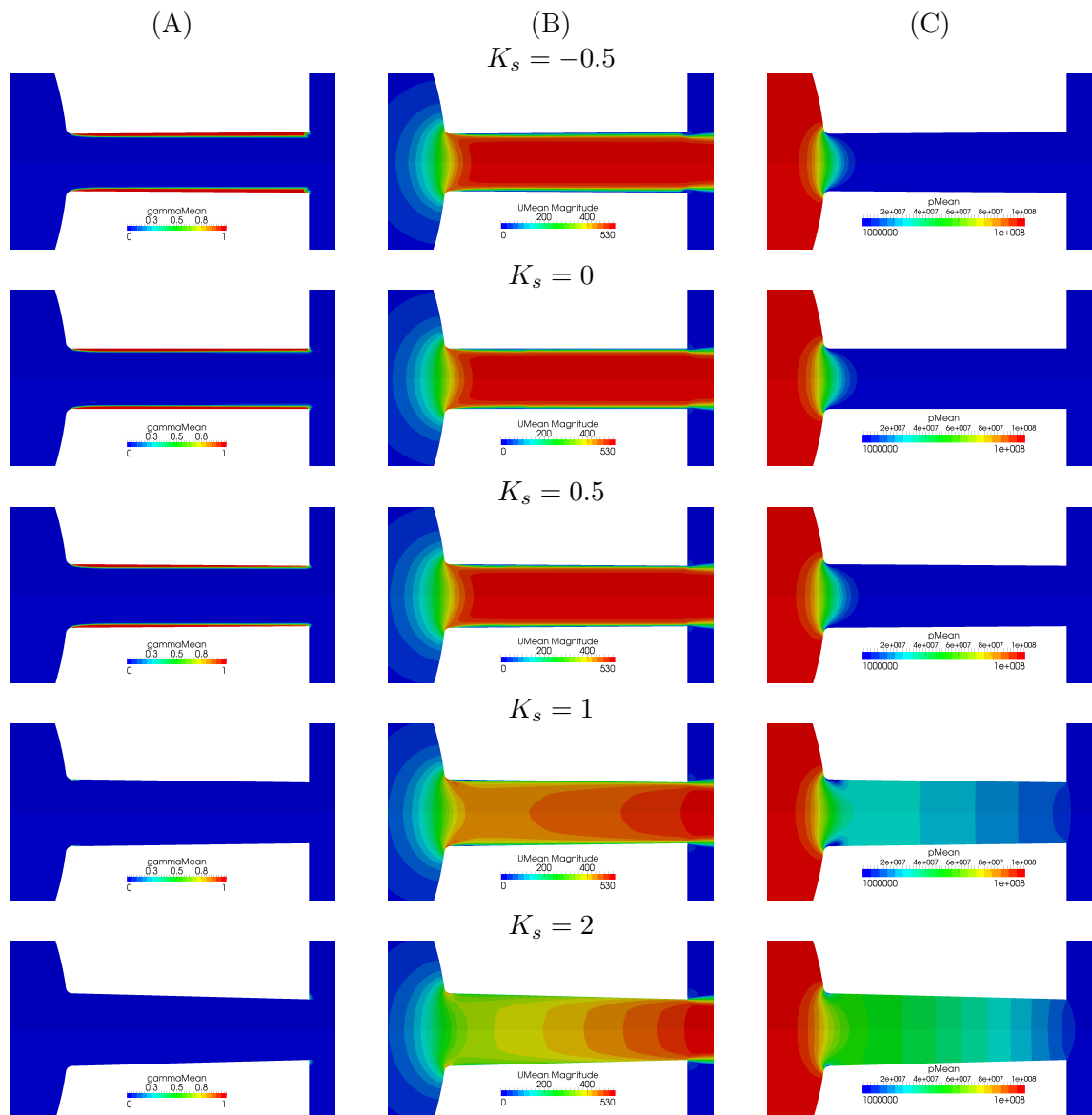


FIGURE 3.9 – Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différentes contractions du trou

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

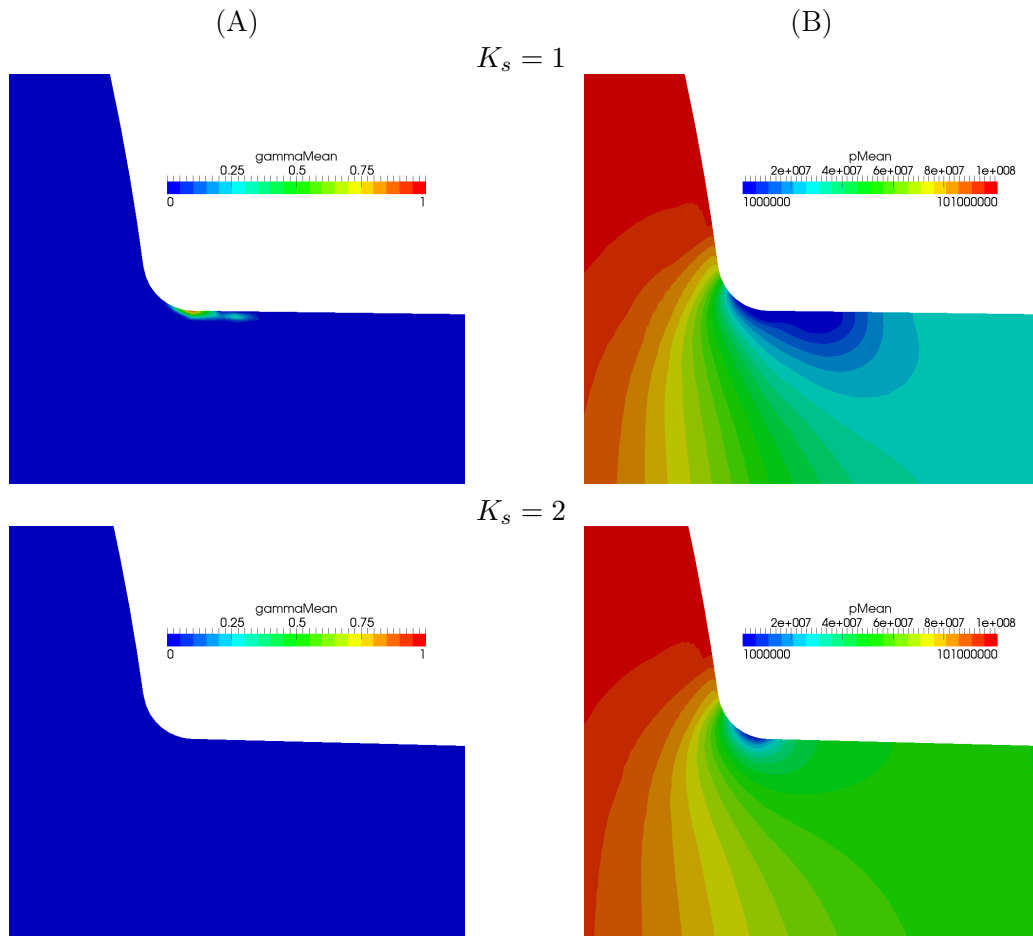


FIGURE 3.10 – Comparaison de la taille de la zone de recirculation pour différentes contractions. Champ moyen de la cavitation (A) et champ moyen de la pression (B)

ΔP	n°	ΔP [Pa]
	17	100e5
	18	200e5
	19	500e5
	0	1000e5
	20	1500e5

n_h	n°	n_h [μm]
	21	2.5
	22	5
	23	7.25
	24	9.5
	25	11.75
	26	20
	27	50
	28	100
	0	300

TABLE 3.7 – Valeurs des deux variables utilisées pour l'étude

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

TABLE 3.8 – Résultats de l'étude sur la différence de pression ΔP

ΔP	n°	ΔP [Pa]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]	K [-]
		17	100e5	0.911e-3	0.702e-3	0.771
	18	200e5	1.29e-3	0.971e-3	0.753	1.01
	19	500e5	2.04e-3	1.52e-3	0.744	1.02
	0	1000e5	2.88e-3	2.14e-3	0.743	1.05
	20	1500e5	3.53e-3	2.63e-3	0.744	1.10

3.2.2.1 La différence de pression

Plusieurs différences de pression ont été testées avec la géométrie de base. Plutôt que de jouer sur la pression ambiante comme dans le chapitre 2, ici c'est la pression d'injection qui a été ajustée de façon à obtenir les différences de pression souhaitées. Cela est similaire au fonctionnement des systèmes *common rail* où l'on peut choisir la pression d'injection grâce à un régulateur de pression électronique. De cette façon on peut balayer un plus grand intervalle de débits. La pression ambiante que voit l'injecteur, elle, n'est pas paramétrable et dépend de divers paramètres comme la pression d'admission, le rapport volumétrique ou encore l'avance à l'injection. De plus, lorsque la pression d'injection est très élevée, comme c'est le cas actuellement sur les moteurs à allumage par compression, l'influence de la pression ambiante est beaucoup plus réduite.

Les différentes pressions, les débits massiques et les nombres de cavitation K correspondants sont répertoriés dans le tableau 3.8. Si l'on regarde la valeur du nombre de cavitation pour chacun des points, on s'aperçoit que l'on est toujours en dessous de 1.10 ce qui signifie qu'il y a une très forte probabilité d'avoir affaire à un écoulement cavitant étant donnée la géométrie du trou. Cela vient du fait que la pression ambiante est très faible comparée à la pression d'injection.

L'évolution du coefficient de décharge en fonction de la différence de pression est donnée figure 3.11. Le coefficient de décharge diminue sensiblement quand la pression d'injection augmente, puis se stabilise à partir d'une différence de pression de 500e5 Pa. La figure 3.12 nous montre l'évolution du champ de vapeur avec la différence de pression, plus celle-ci est importante, plus la vapeur occupe le trou en longueur. L'état de super-cavitation est atteint à une différence de pression comprise entre 500e5 Pa et 1000e5 Pa, ce qui correspond

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

au moment où le coefficient de décharge se stabilise. La géométrie de l'injecteur étant fixe et la section de passage ne changeant plus (étant donné que le champ de cavitation est constant), le coefficient de décharge ne change plus non plus. Cela signifie qu'à partir du moment où le régime de super-cavitation est atteint, l'évolution du débit redevient directement proportionnelle à la racine carrée de la différence de pression.

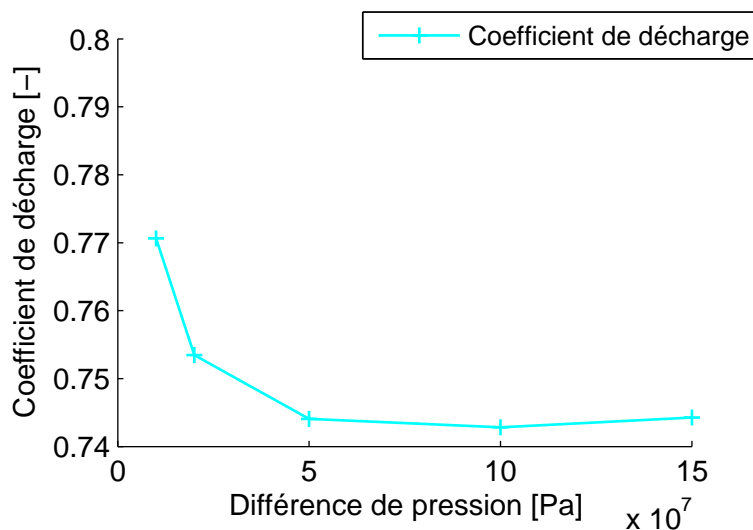


FIGURE 3.11 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la différence de pression ΔP

Si l'on met sur le même graphique l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation venant de l'injecteur U des essais expérimentaux précédemment utilisés (voir chapitre 2) et les résultats obtenus ici, on s'aperçoit que l'écoulement atteint cette nouvelle phase d'évolution quand K s'approche de 1.4. (voir Fig. 3.13). Dans un moteur, l'intervalle balayé lors des différents points de fonctionnement n'est pas aussi grand et est le mieux représenté par la partie entourée en rouge, ce qui correspond aux résultats de cette étude. L'avantage d'avoir un débit ne dépendant plus que de la pression d'injection (en supposant la pression ambiante comme négligeable) est de pouvoir simplifier le contrôle moteur. Le calculateur aura plus de facilité à calculer la masse de carburant injectée dans la chambre de combustion et pourra facilement intervenir dessus en changeant la pression d'injection (via le régulateur de pression électronique).

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

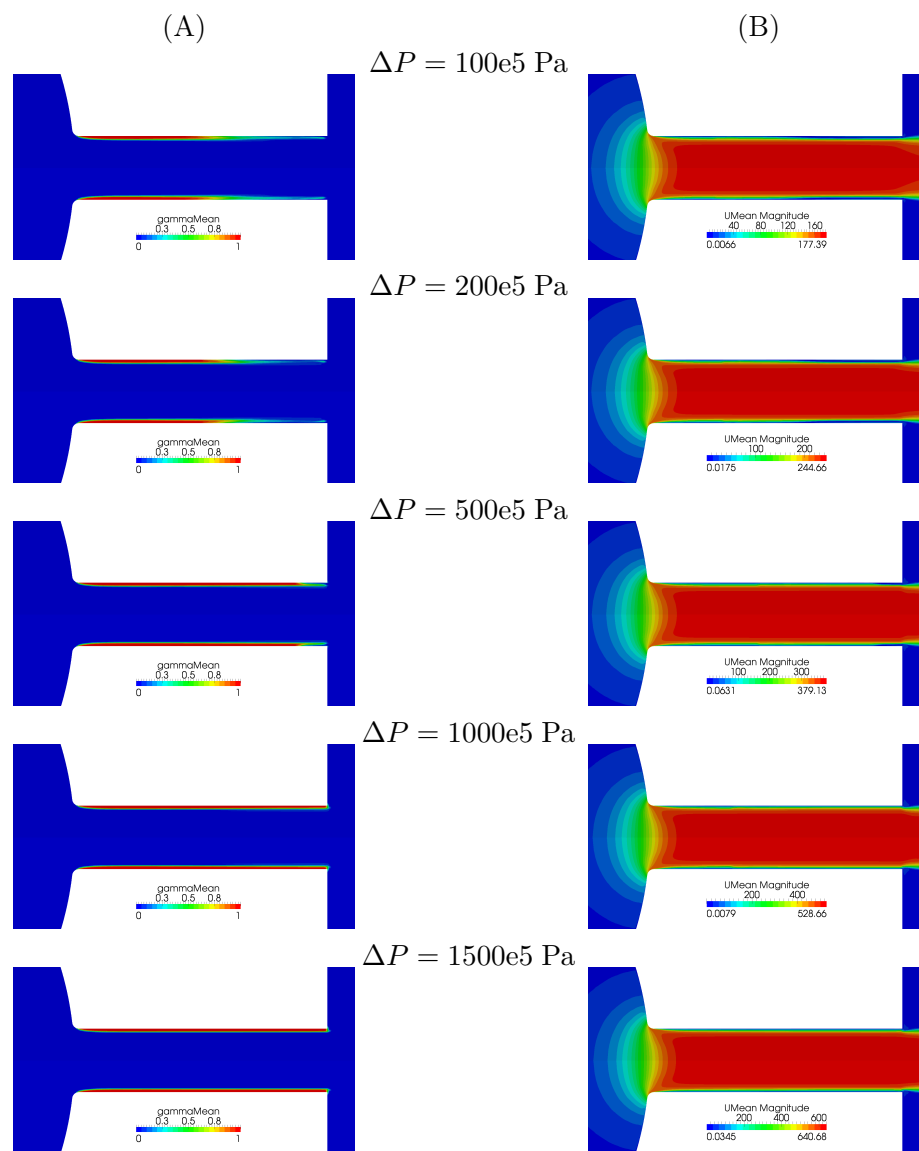


FIGURE 3.12 – Champ moyen de la cavitation (A) et champ de la vitesse moyenne (B) obtenus numériquement pour différentes différences de pression

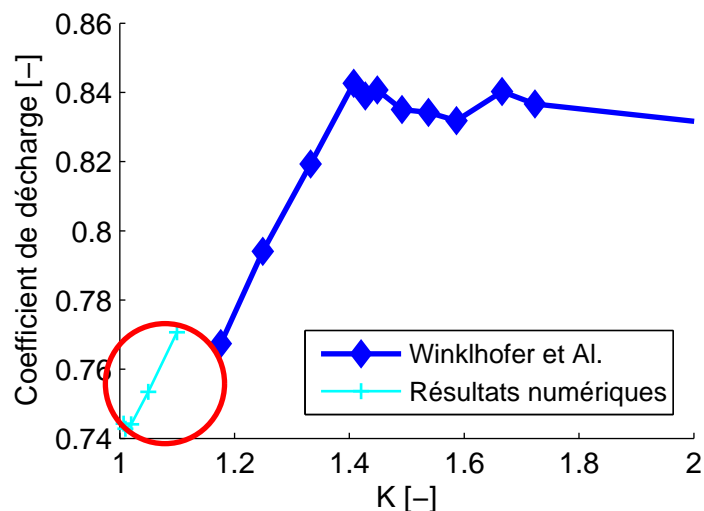


FIGURE 3.13 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du nombre de cavitation K

3.2.2.2 La levée d'aiguille

La levée de l'aiguille est un paramètre pouvant avoir un lien avec le développement de la cavitation [Favennec et Fruman 1999; Roth *et al.* 2002]. De façon à étudier son influence, plusieurs simulations ont été effectuées avec différentes valeurs de levée d'aiguille (voir tableau 3.9). Le débit massique a été relevé à chaque fois et l'évolution du coefficient de décharge est visible sur la figure 3.14, on observe qu'à très faible levée d'aiguille celui-ci est fortement altéré. Ceci est dû aux pertes de charge qui sont engendrées par la réduction de la surface de passage entre l'aiguille et son siège.

Avec une levée de seulement 50×10^{-3} mm, le débit est déjà stabilisé et l'augmentation de la levée n'a plus aucune influence. Pourtant, à ce point, le rapport de la surface de passage au niveau de l'aiguille à celle au niveau du trou est d'environ 10. Celui-ci est très élevé et aurait pu paraître comme largement suffisant pour que la levée d'aiguille n'ait plus d'influence depuis longtemps. A noter que le rapport de 1 est atteint avec une levée de 5×10^{-3} mm.

Les pertes de charge causées par l'aiguille engendrent une différence de pression entre la pression d'injection et la pression qu'il règne au niveau du sac, juste en amont du trou. L'évolution de la pression au niveau du sac peut-être visualisée sur la figure 3.15. La pression

3.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

TABLE 3.9 – Résultats de l'étude sur la levée d'aiguille h_n

h_n	n°	h_n [μm]	$\dot{m}_{Bernoulli}$ [kg/s]	\dot{m}_{num} [kg/s]	C_d [-]	
	21	2.5	2.88e-3	0.979e-3	0.340	
	22	5	2.88e-3	1.59e-3	0.552	
	23	7.25	2.88e-3	1.88e-3	0.652	
	24	9.50	2.88e-3	2.03e-3	0.704	
	25	11.75	2.88e-3	2.09e-3	0.726	
	26	20	2.88e-3	2.12e-3	0.736	
	27	50	2.88e-3	2.14e-3	0.742	
	28	100	2.88e-3	2.14e-3	0.743	
		0	300	2.88e-3	2.14e-3	0.743

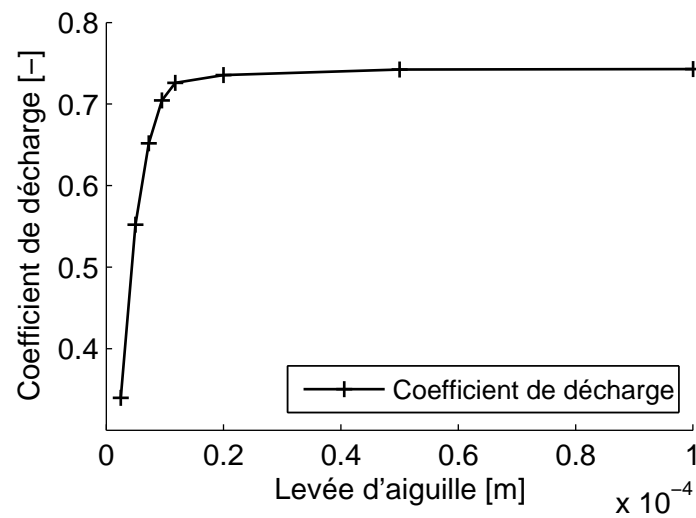


FIGURE 3.14 – Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la levée d'aiguille h_n

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

TABLE 3.10 – Comparaison des coefficients de décharge en fonction de la pression de référence choisie

n°	h_n [μm]	C_d [-]	P_{sac} [Pa]	C_d (avec P_{sac}) [-]
21	2.5	0.340	198e5	0.783
22	5	0.552	538e5	0.760
23	7.25	0.652	754e5	0.756
24	9.5	0.704	886e5	0.753
25	11.75	0.726	947e5	0.750
26	20	0.736	981e5	0.747
27	50	0.742	1005e5	0.744
28	100	0.743	1009e5	0.743
0	300	0.743	1010e5	0.743

dans le sac pour la levée la plus faible est de 198e5 Pa.

Nous avons donc recalculé le coefficient de décharge en se basant cette fois-ci sur la pression du sac pour le calcul de la différence de pression (voir tableau 3.10). Le résultat ainsi obtenu est comparé à l'ancienne courbe et est donné figure 3.16. On retrouve un comportement beaucoup plus représentatif de ce que l'on avait observé dans la sous-section précédente (3.2.2.1). La diminution du coefficient de décharge au début de la courbe semble une nouvelle fois être dû au développement du champ de cavitation qui n'a pas encore atteint le régime de super-cavitation. Ce dernier est atteint avec une levée comprise entre 20e-3 mm et 50e-3 mm. A partir de ce moment là, la pression dans le sac et le débit n'augmente quasiment plus. Ce qui montre que la différence de pression du cas de base est vraiment proche de celle donnant lieu à l'état de super-cavitation.

L'évolution de la levée d'aiguille fait passer l'écoulement d'un état cavitant à l'état de super-cavitation que l'on retrouve à la levée maximale utilisée dans le cas de base. Cela signifie que le débit et l'état du spray ne sont pas stables durant l'ouverture de l'aiguille, ce qui engendre très probablement une mauvaise atomisation du carburant.

3.3 Le maillage mobile

De façon à étudier l'influence de l'aiguille en in-stationnaire, il faut faire évoluer la position de l'aiguille durant le calcul. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recours à la technique dite de maillage mobile. Plusieurs études portant sur la simulation de la cavitation ont uti-

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

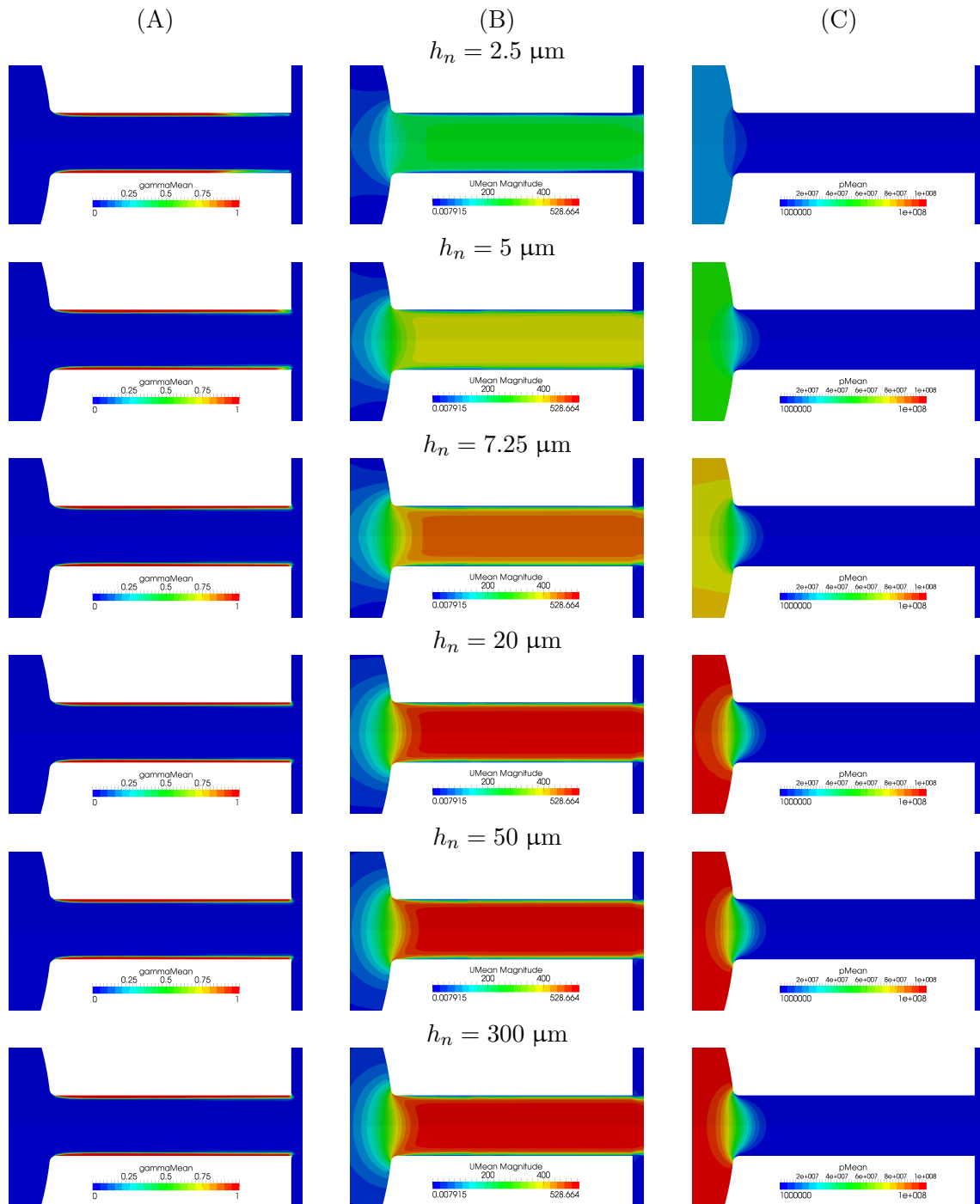


FIGURE 3.15 – Champ moyen de la cavitation (A), champ de la vitesse moyenne (B) et champ moyen de la pression (C) obtenus numériquement pour différentes levées d’aiguille

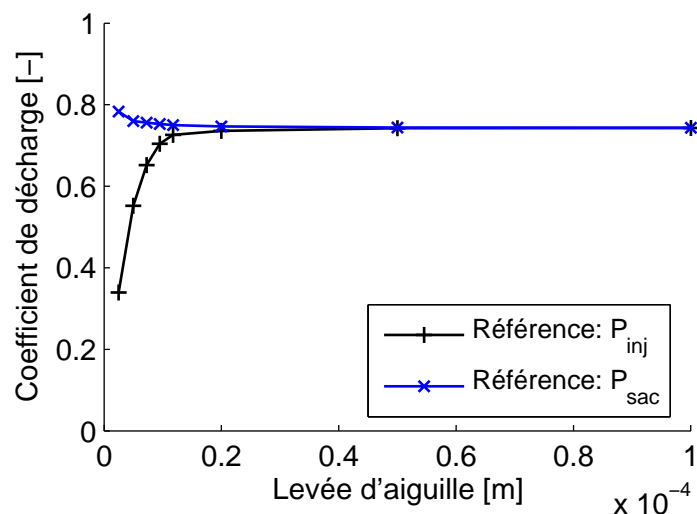


FIGURE 3.16 – Comparaison de l'évolution du coefficient de décharge C_d en fonction de la levée d'aiguille h_n , en prenant comme référence soit la pression d'injection soit la pression dans le sac

lisé cette méthode [Meister *et al.* 2002; Gavaises *et al.* 2008; Margot *et al.* 2010b]. [Meister *et al.* 2002] ont modélisé l'établissement de l'écoulement intra-injecteur dans un injecteur swirl. [Margot *et al.* 2010a] ont quant à eux modélisé un injecteur à sac et ont comparé leur résultats aux valeurs obtenues par des essais expérimentaux. Très peu de différences ont été observées au niveau du débit massique entre le cas in-stationnaire et les données expérimentales. Par contre plusieurs variations dans la formation de vapeur (diminution ou pic) ont été observées à certains moments pendant le mouvement de l'aiguille. [Margot *et al.* 2011] ont effectué des simulations in-stationnaire sur un injecteur mono-trou et mettent en évidence l'évolution du champ de vapeur avec la levée d'aiguille et l'augmentation de la vitesse de l'écoulement à la sortie du trou au fur et à mesure que la section de passage diminue à cause de la cavitation. Payri *et al.* [2009a] ont observé une sorte d'hystérésis entre l'ouverture et la fermeture de l'aiguille, pour une même levée, au niveau de la région de vapeur. De plus il semblerait que le mouvement de l'aiguille favoriserait l'apparition de la cavitation. En effet, lorsque que l'aiguille atteint sa position maximale d'ouverture, la région de vapeur tend à diminuer, avant de grandir de nouveau quand l'aiguille redescend. Ils ont aussi observé que le champ de cavitation est plus fluctuant à faibles levées.

Il existe deux types de simulation à maillage mobile, dans le premier la topologie du

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

maillage ne change pas au cours de la simulation. Chaque cellule garde la même position par rapport aux autres et le nombre de cellule ne change pas au cours du temps. Par contre l'ensemble du maillage subit des déplacements voir des rotations dans l'espace. C'est par exemple le cas d'une bouteille d'eau que l'on secoue, la bouteille ne se déforme pas mais elle change de position dans l'espace.

Dans le deuxième type de simulation à maillage mobile, le maillage voit son nombre de cellules ou leur forme ou les deux évoluer pendant la simulation. Une des solutions, qui peut être utilisée dans un maillage non-structuré, est de recalculer une partie du maillage autour d'une cellule si il s'avère que celle-ci ne convient plus. L'algorithme est basé sur plusieurs critères, comme la qualité de la cellule ou son volume. Lorsqu'un de ces critères n'est plus respecté la cellule en question est détruite, ainsi que ces voisines, et de nouvelles cellules respectant les différents critères prennent leur place. Cette fonctionnalité est disponible dans OpenFOAM et a notamment été utilisée pour simuler la collision de deux gouttes l'une contre l'autre [Mooney *et al.* 2010].

Lors de l'utilisation d'un maillage structuré, comme dans notre cas, plusieurs méthodes existent pour modifier le maillage au cours de la simulation. Elles sont choisies en fonction de la nature du mouvement et du résultat souhaité et peuvent être utilisées ensemble. Ces méthodes sont les suivantes :

Attach/detach Le principe de cette méthode est de pouvoir isoler ou connecter deux parties d'un même maillage. Pour les isoler, l'algorithme impose simplement un débit nul sur les cellules qui relient les deux parties en question. Dans notre cas, cette méthode peut être utilisée pour déclencher le début de l'injection ou au contraire l'arrêter.

Sliding mesh On utilise cette méthode lorsque le domaine de calcul est composé de deux maillages distincts et qu'à un moment ou un autre deux de leurs surfaces viennent à être en contact à cause d'un mouvement relatif entre ces deux maillages (voir Fig. 3.17). Les noeuds au niveau de l'interface entre les deux maillages sont alors connectés entre eux. A chaque nouveaux mouvements, cette connexion est recalculée de façon à obtenir la meilleur interface possible entre les deux. Dans notre cas, cette méthode est utilisée de

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

part et d'autre de l'aiguille.

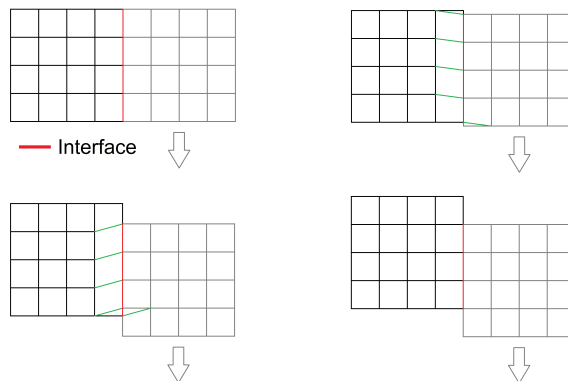


FIGURE 3.17 – Les différentes étapes de la méthode *sliding mesh*

Layering Cette méthode est utilisée quand le mouvement imposé au maillage engendre une modification de son volume. par exemple, quand une paroi se déplace, l'ensemble des cellules qui sont comprises entre cette surface et celle d'en face vont être soit "écrasées" soit "allongées", en fonction de si la paroi avance ou s'éloigne de ces cellules. La taille et la position de chaque cellule peuvent évoluer de façon linéaire entre les deux parois, ou peuvent connaître une évolution différente, en fonction de l'algorithme choisi. Dans cette méthode le nombre de cellules ne change pas.

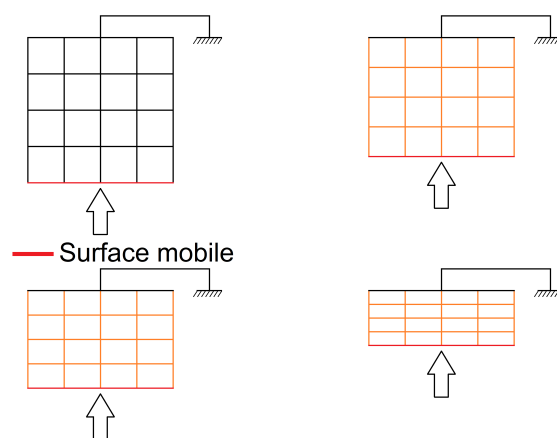


FIGURE 3.18 – Les différentes étapes de la méthode *layering*

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

Addition/removal Cette méthode est utilisée dans le même cas que la *layering*, mais cette fois-ci seule la première couche de cellule (les plus proches de la paroi) va être impactée. Dans le cas où la paroi avance vers ces cellules, celles-ci (et seulement celles-ci) vont être écrasées jusqu'à une certaine épaisseur minimum renseignée préalablement, si l'épaisseur des cellules devient plus petite que celle-ci, elles sont supprimées du domaine. Dans le cas où la paroi s'éloigne, Les cellules vont s'allonger jusqu'à une épaisseur maximale, à partir de cette valeur une nouvelle couche de cellules est ajoutée au domaine. L'épaisseur de ces nouvelles cellules est alors égale à l'épaisseur minimale renseignée auparavant. Dans notre cas, c'est la méthode utilisée au niveau de la pointe de l'aiguille (voir Fig. 3.19).

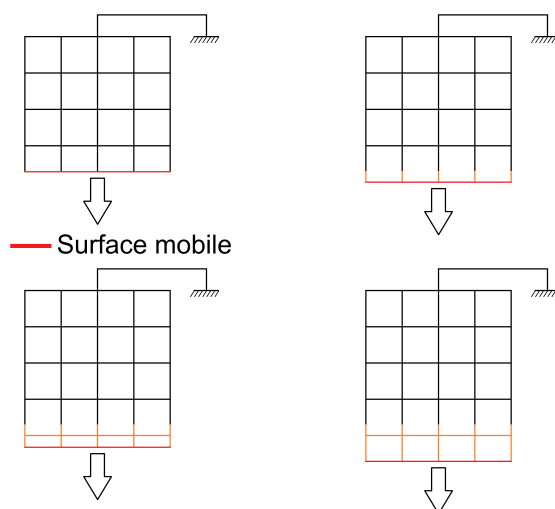


FIGURE 3.19 – Les différentes étapes de la méthode *Addition/removal*

La figure 3.20 reprend les différentes méthodes utilisées ici et leur emplacement respectif dans un cas simplifié d'injecteur, pour une meilleure compréhension. À noter que l'interface de *sliding mesh* est en contact avec la partie du maillage qui subit du *addition/removal*. Pour ne pas dégrader la qualité du maillage il faut donc faire attention à ce que les nouvelles cellules créées suite au mouvement de l'aiguille "tombent" en face de celles qui composent le maillage fixe de part et d'autre de l'aiguille.

La définition du cas de maillage mobile, où chaque cellule est identifiée et associée à la méthode correspondante, est effectuée grâce à une librairie dans OpenFOAM. Les librairies existantes ne permettant pas d'effectuer les actions voulues, il a été nécessaire d'en créer une nouvelle.

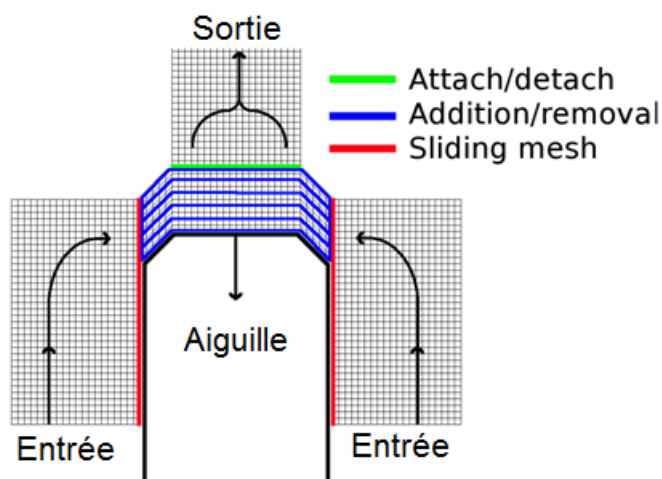


FIGURE 3.20 – Les différentes méthodes de maillage mobile adoptées et leur emplacement dans le cas d’un injecteur

Cette nouvelle librairie, appelée *simpleInjectorTopoFvMesh*, permet de faire de l’*Attach/detach*, du *sliding mesh* et du *Addition/removal*. Un fichier, appelé *dynamicMeshDict* et inclut dans le dossier du cas de simulation, permet de faire le lien entre le maillage et la librairie, celui-ci est renseigné par l’utilisateur et comporte plusieurs sections. Une exemple de ce fichier est donné figure 3.21.

La première chose à renseigner est la librairie que l’on souhaite utiliser (entourée en gris sur la figure 3.21), *simpleInjectorTopoFvMesh* dans notre cas. A partir de là, chaque méthode de maillage mobile a besoin d’un certain nombre d’informations. La méthode de *sliding mesh* (en rouge) a besoin du nom des surfaces en contact entre les deux maillages que l’on souhaite associer. Celle d’*Attach/detach* a besoin du nom à associer aux parois qui seront créées lorsque le débit sera rendu nul sur certaines cellules (en vert). Pour que la librairie sache quelles cellules sont concernées, les numéros de celles-ci sont renseignés dans la partie appelée *detachFaces*. Afin de connaître le numéro de ces cellules, un utilitaire d’OpenFOAM est utilisé. Celui-ci est capable, par exemple, de fournir les numéros de toutes les cellules incluses dans un plan donné par l’utilisateur. Le critère *minLift* correspond à la levée de l’aiguille minimale à avoir pour commencer l’écoulement, c’est-à-dire le moment à partir duquel le débit imposé aux cellules n’est plus nul. Pour la méthode *Addition/removal*, le nom de la paroi qui se déplace (bout de l’aiguille) est donné dans la partie entourée en bleu. L’épaisseur minimale et maximale des cellules sont aussi données

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

```
// ***** //  
dynamicFvMeshLibs 1("libsimpleInjector.so");  
dynamicFvMesh simpleInjectorTopoFvMesh;  
simpleInjectorTopoFvMeshCoeffs  
{  
  slider  
  {  
    curtainInCylinderPatch needleCurtainCyl;  
    curtainInPortPatch needleCurtainPort;  
  }  
  
  attachDetach  
  {  
    detachInCylinderPatch needleDetachCyl1;  
    detachInPortPatch needleDetachPort1;  
    minLift 0.0000001;  
  }  
  detachFaces  
  (  
    501  
    502  
    503  
  );  
  
  layer  
  {  
    poppetPatch needle;  
    minThickness 5e-8;  
    maxThickness 1e-6;  
  }  
  
  // Lift Profile  
  liftProfileFile "valveLiftProfileFile";  
  
  coordinateSystem  
  {  
    type cylindrical;  
    origin (-0.856e-3 0 0);  
    axis (-1 0 0);  
    direction (0 0 -1);  
  }  
}  
// ***** //
```

FIGURE 3.21 – Exemple d’un fichier *dynamicMeshDict* pour la définition d’un cas de maillage mobile avec la librairie *simpleInjectorTopoFvMesh*

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

à ce moment là. Enfin, la définition du mouvement est déterminée par les informations comprises dans le cadre orange. Le vecteur de déplacement est fourni dans la partie intitulée *coordinateSystem*. Le profil de l'aiguille en fonction du temps est donné dans un fichier annexe nommé *valveLiftProfileFile* dans le cas présent. Il comporte deux colonnes, l'une est le temps et l'autre la levée correspondante, le code vient ensuite interpoler entre les valeurs.

Le solveur original (*cavitatingFoam*) a aussi dû être modifié de façon à prendre en compte le fait que le maillage évolue au cours de la simulation. A chaque pas de temps il va maintenant vérifier si il y a ou non des modifications du maillage à faire. Pour cela une commande permet d'appeler la librairie de maillage mobile, puis va effectuer les modifications sur le maillage en fonction des informations recueillies. Suite à cette étape, le flux doit être corrigé de façon à prendre en compte le changement de maillage. Il faut pour cela résoudre une nouvelle fois l'équation de continuité. A noter que, lors des différentes étapes de résolution des équations, il faut faire attention à se baser sur la vitesse relative ou non, en fonction des cas. Par exemple, prendre la vitesse absolue lors du calcul du débit va engendrer un débit au niveau de la paroi de l'aiguille alors que physiquement cela n'est pas possible. Pour une meilleure compréhension, ces modifications ont été reprises dans la figure 3.22.

Ces modifications, bien qu'elles paraissent peu nombreuses, demandent la compréhension de très nombreuses parties du code d'OpenFOAM, ce qui passe évidemment par une bonne maîtrise du langage C++. Beaucoup de temps a donc été nécessaire pour arriver au résultat final. Cela a limité, en contre-partie, le temps disponible pour effectuer des calculs avec ce même code. Des premières simulations avaient d'ailleurs été commencées sur une géométrie 3D d'un injecteur à sac (voir figure 3.23), mais la taille du maillage et le temps nécessaire pour simuler le cas en in-stationnaire étaient trop contraignants pour mener correctement à bien cette étude. Une géométrie plus simple a donc été utilisée pour l'étude suivante.

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

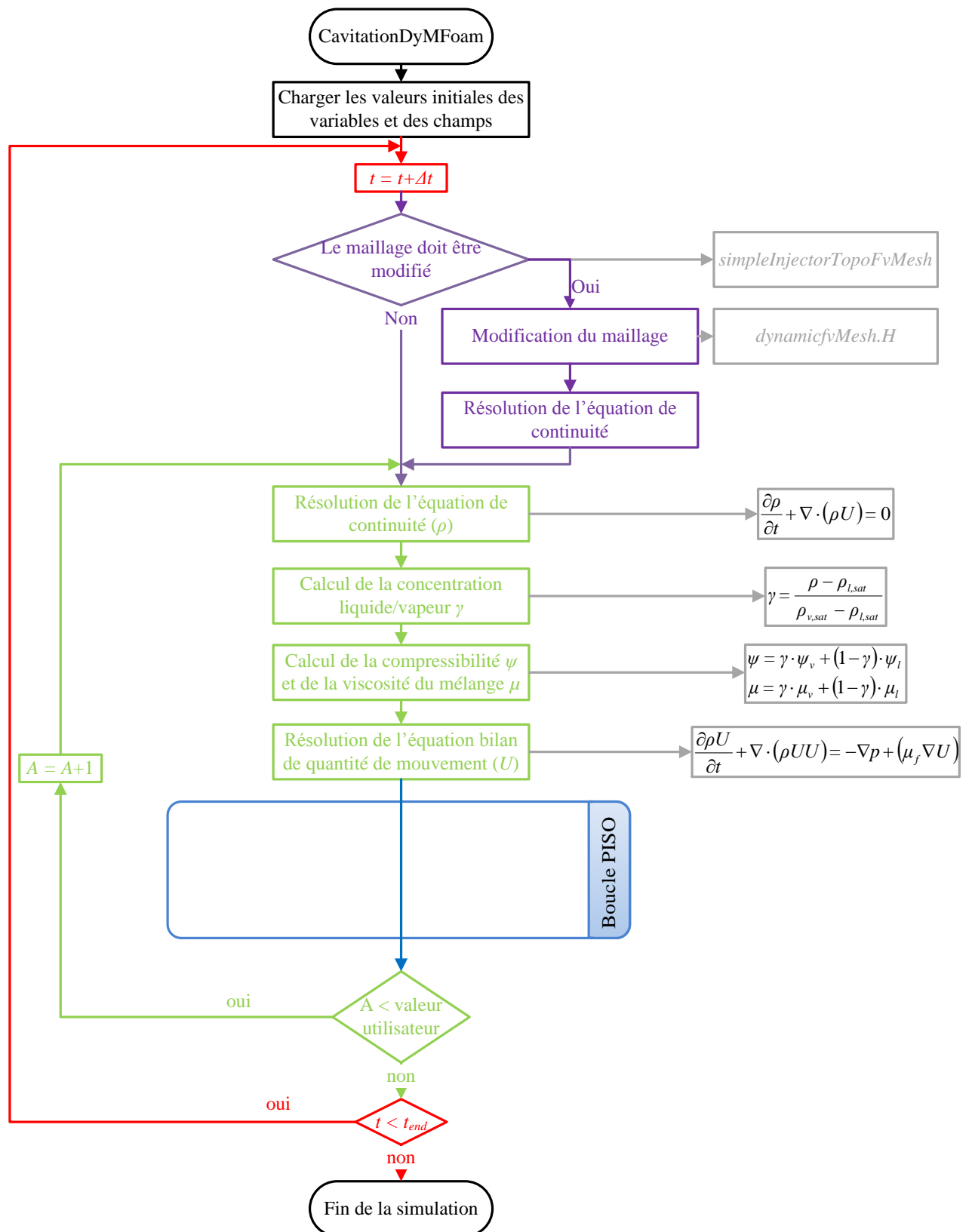


FIGURE 3.22 – Principe de fonctionnement du solveur cavitatingDyMFoam

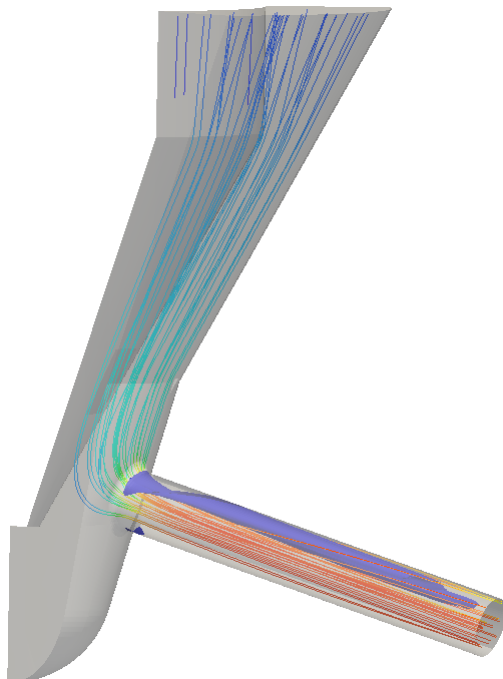


FIGURE 3.23 – Résultats préliminaires sur une géométrie 3D d’un injecteur à sac

3.3.1 Le cas d’étude

La géométrie utilisée est la même que les cas précédents. Comme il n’est pas possible d’avoir des cellules ayant un volume nul, la levée de l’aiguille au début de la simulation n’est pas de zero, mais a une valeur de $5\ \mu\text{m}$. L’évolution de la levée d’aiguille a été simulée suivant un profil linéaire. Celle-ci passe de $5\ \mu\text{m}$ à $50\ \mu\text{m}$ en $100\ \mu\text{s}$, il a été choisi de ne pas atteindre une levée max de $300\ \mu\text{m}$ car il été observé que le débit n’évoluait plus à partir de $50\ \mu\text{m}$, d’après l’étude précédente.

Une comparaison du débit massique de l’étude précédente avec celui obtenu avec la simulation in-stationnaire est visible figure 3.24. On s’aperçoit que le débit évolue moins rapidement que dans le cas statique. Pour une levée de $10\ \mu\text{m}$, la différence de débit est de l’ordre de 12%. Cette différence ce retrouve aussi sur la pression, qui doit justement être la cause d’un plus faible débit dans le cas in-stationnaire. Ces résultats sont différents de ceux observés dans [Margot *et al.* 2010a], le fait que dans leur étude la levée de l’aiguille ait été recalculée à partir du débit des résultats expérimentaux peut expliquer cette différence.

3.3. LE MAILLAGE MOBILE

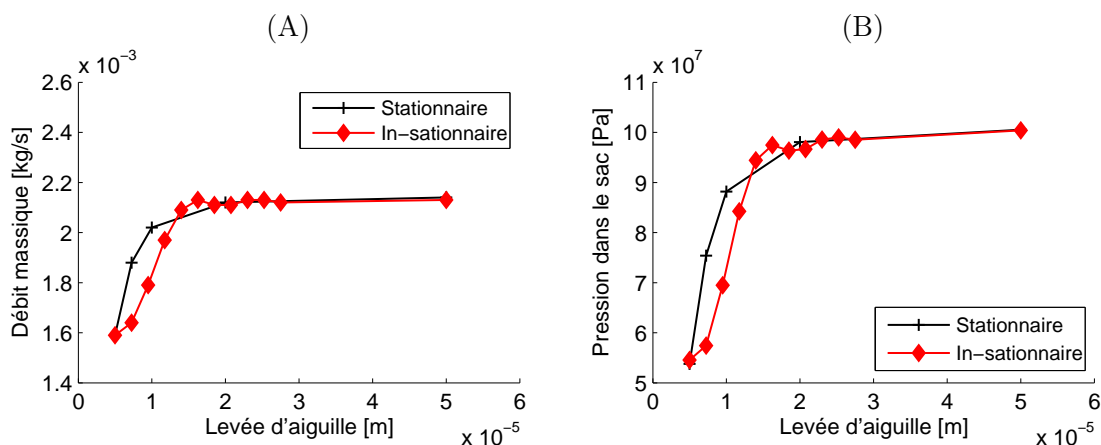


FIGURE 3.24 – Comparaison du débit massique dans le cas stationnaire et in-stationnaire par rapport à la levée d’aiguille (A) et la pression du sac (B)

Dans la figure 3.25 sont donnés les champs de cavitation, de vitesse et de pression. On note une différence au niveau du champ de cavitation, dans le cas in-stationnaire le champ de cavitation ne semble pas s’étaler sur toute la longueur du trou. Mais étant donné que celui-ci n’est pas moyenné, à l’inverse du cas stationnaire, il est difficile de conclure. Au niveau de la pression on retrouve la différence observée précédemment.

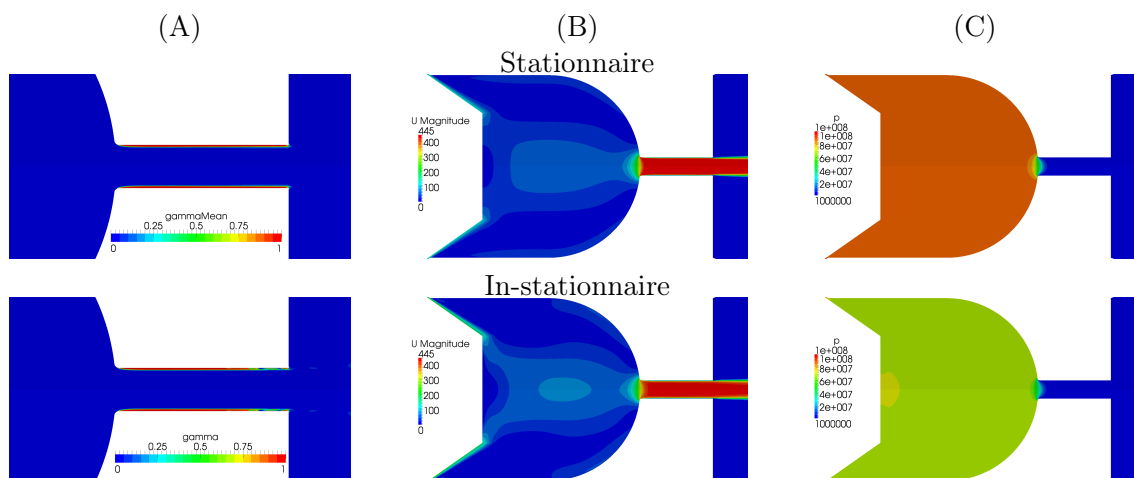


FIGURE 3.25 – Champ de la cavitation (A), de la vitesse (B) et de la pression (C) pour le cas stationnaire et in-stationnaire à une levée de 10 μm

La formation de vapeur n’a été observée qu’au niveau du trou pendant le mouvement de l’aiguille. Le plat de l’aiguille ou encore l’angle entre la portée de l’aiguille et le sac n’ont pas donné lieu à de la cavitation. Ceci est sûrement dû au fait que l’aiguille est déjà

ouverte au début de la simulation, et donc que la pression dans le sac est bien plus élevée que la pression imposée à l'entrée, les gradients de pression au niveau des angles sont donc trop faibles pour engendrer la formation de la cavitation.

A cause de la géométrie de l'injecteur choisie ici (injecteur mono-trou à sac), Une interférence directe n'a pas pu être observée entre l'aiguille et l'écoulement à l'intérieur du trou. La levée d'aiguille fait évoluer le pression dans le sac, et celle-ci fait varier le débit et la nature de l'écoulement. Dans le cas d'injecteurs ayant le même type de géométrie, il est donc possible de se passer de la simulation du mouvement de l'aiguille, à condition de connaître l'évolution de la pression dans le sac. Celle-ci peut venir de résultats expérimentaux ou bien peut être prédite par des modèles 0D.

Pour les cas plus complexes où la levée d'aiguille peut fortement perturber l'écoulement de façon directe, comme dans certains injecteurs VCO, il sera nécessaire de modéliser l'aiguille. Malheureusement l'aiguille des injecteurs actuels n'étant pas commandée directement (elle dépend de la différence de pression qui s'applique sur elle, voir introduction), il sera là aussi nécessaire d'utiliser des modèles 0D permettant de prédire sa levée en fonction du temps et de différents paramètres (différence de pression, tarage du ressort, masse de l'aiguille, etc.).

Cette étude a permis de mettre en évidence la différence qu'il y a entre des cas stationnaires et un cas in-stationnaire sur l'écoulement interne d'un injecteur. Afin d'étudier l'écoulement d'un spray pendant les phases de mouvement de l'aiguille, il est donc fortement conseillé d'avoir recours à la méthode de maillage mobile.

3.4 Conclusion

L'étude qui a été menée ici sur l'influence de la géométrie sur l'apparition et le développement de la cavitation a permis d'identifier les caractéristiques qui sont influentes et celles qui ne le sont pas. L'injecteur et les conditions thermodynamique ont été choisis de façon à s'approcher de ce que l'on retrouve dans les systèmes d'injection des moteurs à allumage par compression à injection directe actuels.

L'écoulement obtenu pour le cas de base, permettant la comparaison aux diverses autres

3.4. CONCLUSION

géométrie, est à l'état de super-cavitation. Les différentes caractéristiques géométriques ont été modifiées de façon à balayer une grande plage de valeurs possibles, de façon à mieux apprécier leur influence. La différence de pression ainsi que la levée d'aiguille ont aussi été étudiées.

Il en ressort que le diamètre du trou de l'injecteur influe directement sur le débit massique, mais celui-ci n'est pas directement proportionnel à la surface du trou. La place occupée par le champ de cavitation évolue avec le diamètre, plus celui-ci est grand, plus la vapeur utilise de place, proportionnellement. Le résultat est que le coefficient de décharge diminue quand le diamètre augmente.

Différentes longueurs de trou ont été testées mais aucune influence sur le débit n'a été observée. Le rapport $\frac{l_o}{d_o}$ a été augmenté jusqu'à une valeur de 8 (le double du cas de base), mais cela n'a pas suffi à quitter le régime de super-cavitation, ce qui aurait pu se traduire par un changement de débit.

Le rayon du congé à l'entrée du trou a été augmenté pour comprendre son influence. Les résultats montrent qu'il est possible d'augmenter très fortement le coefficient de décharge (et donc le débit) en augmentant ce rayon. Ce résultat est la combinaison de la baisse des pertes de charge singulière engendrées par le changement de section mais aussi de la réduction de l'épaisseur de la zone vapeur. Cette dernière est due à l'étalement du gradient de pression au niveau de l'entrée du trou. Par contre même en utilisant une valeur très élevée (0.1 mm), la cavitation est toujours présente.

La contraction du trou a aussi été étudiée. Ce paramètre géométrique a été celui qui a été le plus influant comparé aux trois autres. Une contraction de 10% ($K_s = 1$) permet de réduire très fortement l'apparition de vapeur dans le trou. A 20%, il n'y a plus du tout de cavitation, et ce malgré un rayon de congé de 10 μm . Les conséquences sont évidemment une augmentation du débit et du coefficient de décharge. Comparé au cas précédent, le gradient de pression s'étend cette fois-ci sur toute la longueur du trou, ce qui est à l'origine de cette nette influence de la contraction du trou.

Le rayon du congé à l'entrée du trou et la contraction sont donc les paramètres sur lequel il est possible d'intervenir au moment de la conception d'un injecteur. Le but n'étant pas

3.4. CONCLUSION

forcement d'abolir toute cavitation dans le trou d'injecteur, mais bel et bien d'obtenir l'écoulement donnant lieu à la meilleure atomisation possible du liquide dans la chambre de combustion. En effet, plusieurs recherches ont mis en évidence l'impact positif de la cavitation sur la formation du spray [Hiroyasu *et al.* 1991; Soteriou *et al.* 1995].

L'évolution de la différence de pression (en faisant varier la pression d'injection) a permis d'observer l'impact qu'a le développement du champ de cavitation. En effet l'écoulement passe, dans le cas de la différence de pression la plus faible, d'un état de cavitation en développement, à un cas de super-cavitation. Durant ce développement le coefficient de décharge diminue au fur et à mesure. Ensuite, quand l'écoulement est à l'état de super-cavitation, le coefficient de décharge se stabilise malgré l'augmentation de la différence de pression. Cela signifie qu'à partir du moment où le régime de super cavitation est atteint, l'évolution du débit retrouve sa proportionnalité avec la racine carrée de la différence de pression.

Différents cas, ayant chacun une levée d'aiguille différente, ont été simulés en statique pour étudier l'influence de celle-ci sur l'écoulement. Il a été observé que dans le cas du type d'injecteur utilisé (injecteur à sac mono-trou), la levée d'aiguille n'a d'influence que sur la pression qui règne dans le sac. Plus la levée est faible et plus la pression l'est aussi, ce qui se traduit par un débit moindre.

Une simulation utilisant un maillage mobile a été effectuée de façon à comparer les résultats obtenus aux précédents. Pour cela il a fallu réécrire une librairie de maillage mobile ainsi que le solveur en lui même pour qu'il accepte les modifications du maillage à chaque pas de temps. Les résultats obtenus montrent un débit moindre que précédemment pendant la première phase d'ouverture de l'aiguille, ce qui montre qu'il n'est difficile d'étudier correctement l'écoulement d'un injecteur en phase ouverture ou fermeture en utilisant des simulations stationnaires.

Conclusion

CONCLUSION

Différentes études ont été menées tout au long de cette thèse, en commençant par de la modélisation zéro-dimensionnelle permettant de décrire un spray dans son ensemble, puis nous nous sommes intéressés à ce qui se passait plus proche du trou de l'injecteur pour finalement en arriver à modéliser l'écoulement intra-injecteur, incluant la cavitation et le mouvement de l'aiguille. Le fait de se rapprocher de plus en plus de là où le spray prend naissance a été dicté à chaque fois par le besoin de connaissance de l'état de l'écoulement en amont. Les différentes conclusions de ces études sont données dans les paragraphes suivants.

L'état de l'art des modèles de spray 0D a permis de montrer que ce type de modélisation est très intéressante vu les résultats obtenus par rapport au temps de calcul nécessaire. Les caractéristiques qui nous ont intéressé étaient l'angle de spray, la pénétration de spray, la longueur du corps liquide et le diamètre moyen de Sauter.

Concernant l'angle de spray, la densité ambiante est la variable ayant le plus d'influence dessus. Celui-ci est relativement bien prédit en utilisant la racine quatrième de celle-ci. Concernant la pénétration de spray, on observe une proportionnalité à la racine carrée du temps et du diamètre du trou, la racine quatrième de la différence de pression et l'inverse de la racine quatrième de la densité ambiante. La longueur du corps liquide est unanimement proportionnelle au diamètre du trou et à la racine carrée du rapport de la densité liquide sur la densité du gaz ambiant, mais elle a aussi montré son influence avec la température ambiante.

D'une manière générale, l'influence des conditions d'injection, comme par exemple la densité ambiante ou la pression d'injection, est très bien prédite par les modèles. Par contre concernant l'impact des paramètres internes de l'injecteur, comme sa longueur ou le rayon du congé à l'entrée du trou, les résultats sont beaucoup plus mitigés et engendrent en général une baisse de leur prédictivité. Il a aussi été observé que le phénomène de cavitation était très peu pris en compte par ces modèles alors que celle-ci est relativement présente dans les injecteurs actuels, à cause des fortes pressions d'injection.

Ces deux lacunes nous ont poussé à étudier ce qu'il se passait justement à l'intérieur d'un injecteur, là où la cavitation prend naissance et là où la géométrie de l'injecteur a un impact direct. Pour cela un modèle de cavitation à équation d'état barotrope a été

CONCLUSION

utilisé et comparé à des essais expérimentaux dans le but de le valider, dans un premier temps. La validation était axée sur deux points importants. Le premier était de vérifier si le modèle prédit bien l'apparition de la cavitation quand la différence de pression amont/aval à l'injecteur augmente. Le second était de tester la prédiction du modèle lors d'un changement de géométrie du trou de l'injecteur, qui peut avoir un impact important sur la cavitation.

Les débits numériques et expérimentaux ont donc été comparés et les résultats montrent que la prédiction du modèle est bonne, avec une erreur moyenne proche de 5%. L'augmentation de la contraction du trou de l'injecteur entraîne un retardement de l'apparition de la cavitation. Cette augmentation est une nouvelle fois prédite par le modèle avec une erreur inférieure à 5%. Il est donc capable de simuler l'écoulement intra-injecteur avec, mais aussi sans, cavitation. Cela nous montre que ce modèle de cavitation a atteint un niveau de maturité permettant de l'utiliser dans le cadre d'écoulement interne comme ceux que l'on retrouve dans les systèmes d'injection des moteurs à combustion interne.

Par contre il ne faut pas perdre de vue qu'il n'y a pas eu de validation poussée au niveau de l'influence des caractéristiques du carburant. De nombreuses études ont mis en avant l'influence de la densité, la viscosité ou encore la pression de vapeur saturante du carburant sur l'écoulement et la formation de la cavitation [Arcoumanis *et al.* 2000; Payri *et al.* 2008; Vergnes *et al.* 2009; Dernote *et al.* 2012; Payri *et al.* 2012]. Une étude numérique plus poussée sur ces mêmes caractéristiques serait donc intéressante à faire.

Enfin la dernière étude qui a été menée était focalisée sur l'influence de la géométrie interne d'un injecteur sur l'apparition et le développement de la cavitation. L'injecteur et les conditions thermodynamiques ont été choisis de façon à s'approcher de ce que l'on retrouve dans les systèmes d'injection actuels. La différence de pression et la levée d'aiguille ont aussi été étudiées.

Les conclusions sont que le coefficient de décharge diminue légèrement quand le diamètre augmente, parce que la place occupée par la vapeur augmente plus vite que le diamètre, ce qui réduit la surface de passage. Différentes longueurs de trou ont été testées mais aucune influence sur le débit n'a été observée.

Concernant le rayon du congé à l'entrée du trou, il est possible d'augmenter très for-

CONCLUSION

tement (comparativement à l'influence du diamètre du trou) le coefficient de décharge (et donc le débit) en l'agrandissant. Ce résultat est la combinaison de la baisse des pertes de charge singulière engendrées par le changement de section mais aussi de la réduction de l'épaisseur de la zone vapeur. Cette dernière est due à l'étalement du gradient de pression au niveau de l'entrée du trou. Par contre de la vapeur est toujours présente même avec une valeur de rayon exagéré.

La contraction du trou est le paramètre le plus influant comparé aux trois autres. Les conséquences d'une augmentation de la contraction sont une augmentation significative du débit et du coefficient de décharge. En fait, à partir d'une certaine contraction ($K_s = 1$ dans notre cas), le gradient de pression s'étend sur toute la longueur du trou, ce qui permet d'arrêter toute formation de vapeur. La contraction est donc le paramètre géométrique clef dans le contrôle de la cavitation.

Le rayon du congé à l'entrée du trou et la contraction sont donc deux paramètres sur lesquels il est possible d'intervenir au moment de la conception d'un injecteur. Le but n'étant pas forcément d'abolir toute cavitation dans le trou d'injecteur, mais bel et bien d'obtenir l'écoulement donnant lieu à la meilleure atomisation possible du liquide dans la chambre de combustion. En effet, plusieurs recherches ont mis en évidence l'impact positif de la cavitation sur la formation du spray [Hiroyasu *et al.* 1991; Soteriou *et al.* 1995].

Un large intervalle de différences de pression a permis de faire passer l'écoulement d'un état de cavitation en développement, à un état de super-cavitation. Les résultats ont montré qu'à partir du moment où le régime de super cavitation était atteint, l'évolution du débit retrouve sa proportionnalité avec la racine carrée de la différence de pression. Ce phénomène est particulièrement intéressant pour le contrôle moteur.

Suite à l'étude utilisant plusieurs valeurs de levée d'aiguille, il a été observé que dans notre cas (injecteur à sac mono-trou), la levée d'aiguille n'a d'influence que sur la pression qui règne dans le sac. Plus la levée est faible et plus la pression l'est aussi, ce qui se traduit par un débit moindre.

Une partie de la thèse a ensuite été consacrée au développement du modèle de cavitation pour qu'il puisse accepter la possibilité de maillage mobile. Une simulation utilisant un

maillage mobile au niveau de l'aiguille a ensuite été réalisée et comparée aux résultats des simulations statiques précédentes. Les résultats montrent un débit plus faible que dans les cas statiques pendant la phase d'ouverture de l'aiguille, ce qui montre qu'il n'est pas possible d'étudier correctement l'écoulement d'un injecteur en phase ouverture ou fermeture en utilisant des simulations statiques. Par contre si l'on est capable de prédire la pression dans le sac, la simulation de la levée d'aiguille devient superflue. Attention toutefois, si l'injecteur est de type VCO par exemple, une influence directe de la levée d'aiguille peut être observée. Dans ce cas là, la simulation de l'aiguille serait inévitable.

Les modifications du code pour permettre la simulation du maillage mobile a pris beaucoup de temps, ce qui ne nous a pas permis de faire de plus amples simulations avec celui-ci. De nouvelles simulations, avec des géométries d'injecteur de type à sac ou VCO, pourraient être d'un intérêt majeur, étant donné la forte influence de l'aiguille sur l'écoulement dans ce type de géométrie [Arcoumanis *et al.* 1999; Roth *et al.* 2002].

Maintenant qu'il est possible de modéliser fidèlement un écoulement intra-injecteur, il serait aussi intéressant de refaire le chemin inverse effectué pendant cette thèse, c'est à dire de s'éloigner du trou de l'injecteur. Pour cela, les résultats de plusieurs simulations intra-injecteur peuvent être utilisés comme conditions initiales dans des modèles de rupture primaire ou même directement dans des simulations d'atomisation Eulérienne. Pour l'instant les conditions initiales utilisées pour simuler l'écoulement en sortie de l'injecteur ne sont pas représentative de ce que l'on observe expérimentalement (vitesse fixe et uniforme, ou simple profil de vitesse [De Villiers *et al.* 2004; Lebas *et al.* 2009; Fuster *et al.* 2009]). Remplacer ces conditions par ce qui a été observé avec une simulation intra-injecteur in-stationnaire serait un net progrès.

Bibliographie

- B. ABRAMZON et W.A. SIRIGNANO : Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32(9):1605–1618, 1989. ISSN 0017-9310. 79
- N. AGMON, Y. ALHASSID et R. D. LEVINE : An algorithm for finding the distribution of maximal entropy. *Journal of Computational Physics*, 30(2):250–258, feb 1979. ISSN 0021-9991. 85
- M. AHMADI et RW SELLENS : A simplified maximum-entropy-based drop size distribution. *Atomization and Sprays*, 3(3):291–310, 1993. 85
- F.H. ANDERSEN : Numerical simulation of the flow in fuel nozzles for two-stroke diesel engines. Mémoire de D.E.A., DTU Mechanical engineering, 2011. 94
- C. ANTOINE : Tensions des vapeurs ; nouvelle relation entre les tensions et les températures. *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 107:681–684, 778–780, 836–837, 1888. 113
- M. ARAI, M. TABATA, H. HIROYASU et M. SHIMIZU : Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a diesel nozzle. *SAE International*, SAE paper 840275, 1984. 46, 48, 75, 78
- C. ARCOUMANIS, M. BADAMI, H. FLORA et M. GAVAISES : Cavitation in real-size multi-hole diesel injector nozzles. *SAE International*, SAE paper 2000-01-1249, 2000. 93, 148
- C. ARCOUMANIS, H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS et R. HORROCKS : Investigation

BIBLIOGRAPHIE

- of cavitation in a vertical multi-hole injector. *SAE International*, SAE paper 1999-01-0524, 1999. 93, 150
- C. ARCOUMANIS et JH WHITELAW : Is cavitation important in diesel engine injectors? *In Thermo-and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines : Selected Papers from the THIESEL 2000 Conference Held in Valencia, Spain, September 13-15, 2000*, page 145. Springer Verlag, 2002. 16, 39, 40
- J. M. ARREGLE, J. V. PASTOR et S. RUIZ : The influence of injection parameters on diesel spray characteristics. *SAE International*, SAE paper 1999-01-0200, 1999. 46, 49, 55, 58
- E. BABINSKY et P. E. SOJKA : Modeling drop size distributions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28(4):303–329, 2002. ISSN 0360-1285. 84
- C. BADOCK, R. WIRTH, A. FATH et A. LEIPERTZ : Investigation of cavitation in real size diesel injection nozzles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(5):538–544, 1999. ISSN 0142-727X. 93
- C. BAI et AD GOSMAN : Development of methodology for spray impingement simulation. *SAE paper*, SAE paper 950283, 1995. 79
- C. BARBA, C. BURKHARDT, K. BOULOUCHOS et M. BARGENDE : A phenomenological combustion model for heat release rate prediction in high-speed di diesel engines with common rail injection. *SAE International*, SAE paper 2000-01-2933, 2000. 42
- J. C. BEALE et R. D. REITZ : Modeling spray atomization with the kelvin-helmholtz/rayleigh-taylor hybrid model. *Atomization and Sprays*, 9(6):623–650, 1999. 63, 64, 79
- W. BERGWERK : Flow pattern in diesel nozzle spray holes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 173(1):655–660, 1959. 77
- C. E. BRENNEN : *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, USA, 1995. 39
- B. CHEHROUDI, S.-H. CHEN, F. V. BRACCO et Y. ONUMA : On the intact core of full-cone sprays. *SAE International*, SAE paper 850126, 1985. 62, 63, 65

BIBLIOGRAPHIE

- CC CHU et ML CORRADINI : One-dimensional transient fluid model for fuel/coolant interaction analysis. *Nucl. Sci. Eng. ;(United States)*, 101(1), 1989. 79
- M. S. CHUNG, S. B. PARK et H. K. LEE : Sound speed criterion for two-phase critical flow. *Journal of Sound and Vibration*, 276(1-2):13–26, 2004. ISSN 0022-460X. 88
- J. COUSIN et Ph. DESJONQUÈRES : A new approach for the application of the maximum entropy formalism on sprays. *ICLASS 2003, Sorrento, Italy, 13-17 July 2003*, 2003. 85
- E. DE VILLIERS, A.D. GOSMAN et H.G. WELLER : Large eddy simulation of primary diesel spray atomization. *SAE International*, SAE paper 2004-01-0100, 2004. ISSN 0096-736X. 150
- E. DELACOURT, B. DESMET et B. BESSON : Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques. *FUEL*, 84(7):859–867, 2005. 42
- Y. DELANNOY et J.L. KUENY : Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling. *Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME-FED*, 98:153–158, 1990. 86
- J. C. DENT : Basis for the comparison of various experimental methods for studying spray penetration. *SAE International*, SAE paper 710571, 1971. 55, 56
- J. DERNOTTE, C. HESPEL, S. HOUILLE, F. FOUCHER et C. MOUNAIM-ROUSSELLE : Influence of the fuel properties on the diesel injection process in non-vaporizing conditions. *Atomization and Sprays*, 22:86, 2012. 69, 148
- F. DOS SANTOS et L. LE MOYNE : Spray atomization models in engine applications, from correlations to direct numerical simulations. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP*, 66(5):801–822, Sept-Oct 2011. ISSN 1294-4475. 63, 65, 67, 75
- F. DOS SANTOS et L. LE MOYNE : Numerical study of the spray inception for direct injection systems. *In Thermo- and Fluid-Dynamic Processes in Direct Injection Engines, September 11th - 14th, 2012, Valencia (Spain)*, 2012. 109
- J.K. DUKOWICZ : Quasi-steady droplet phase change in the presence of convection. Rapport technique, Los Alamos Scientific Lab., NM (USA), 1979. 79

BIBLIOGRAPHIE

- N. DUMONT, O. SIMONIN et C. HABCHI : Numerical simulation of cavitating flows in diesel injectors by a homogeneous equilibrium modeling approach. *CAV 2001 : Fourth International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, California Institute of Technology, Pasadena, CA USA.*, 2001. 86
- M.M. ELKOTB : Fuel atomization for spray modelling. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8 (1):61–90, 1982. 70, 72
- A.G. FAVENNEC et D.H. FRUMAN : Effect of the needle position on the cavitation of diesel injectors. *In In proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, California, 1999.* 128
- Nicolas FDIDA : *Développement d'un système de granulométrie par imagerie - Application aux sprays larges et hétérogènes.* Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2008. 62
- SM FROLOV, FS FROLOV et B. BASARA : Simple model of transient drop vaporization. *Journal of Russian Laser Research*, 27(6):562–574, 2006. 79
- D. FUSTER, A. BAGUÉ, T. BOECK, L. LE MOYNE, A. LEBOISSETIER, S. POPINET, P. RAY, R. SCARDOVELLI et S. ZALESKI : Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and vof method. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(6):550–565, 2009. ISSN 0301-9322. 150
- M. GAVAISES, D. PAPOULIAS, E. GIANNADAKIS, A. ANDRIOTIS, Mitroglou N. et A. THEODORAKAKOS : Comparison of cavitation formation and development in diesel vco nozzles with cylindrical and converging tapered holes. *In In proceedings of International Conference on Thermo and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, THIESEL 2008, Valencia, Spain, 2008.* 132
- E. GIANNADAKIS, M. GAVAISES et C. ARCOUMANIS : Modelling of cavitation in diesel injector nozzles. *Journal of Fluid Mechanics*, 616(1):153–193, 2008. 86
- E. GIANNADAKIS, D. PAPOULIAS, M. GAVAISES, C. ARCOUMANIS, C. SOTERIOU et W. TANG : Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models. *SAE International*, SAE paper 2007-01-0245(2007-01), 2007. 86

BIBLIOGRAPHIE

- Ö. L. GÜLDER, G. J. SMALLWOOD et D. R. SNELLING : Diesel spray structure investigation by laser diffraction and sheet illumination. *SAE International*, SAE paper 920577, 1992. 62
- C. HABCHI, D. VERHOEVEN, C.H. HUU, L. LAMBERT, JL VANHEMELRYCK et T. BARITAUD : Modeling atomization and break up in high-pressure diesel sprays. *SAE International*, SAE paper 9700881, 1997. 79
- J.S. HAN, P.H. LU, X.B. XIE, M.C. LAI et N.A. HENEIN : Investigation of diesel spray primary break-up and development for different nozzle geometries. *SAE International*, SAE paper 2002-01-2775, 2002. 111
- J. HEYWOOD : *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988. 48
- H. HIROYASU et M. ARAI : Structures of fuel sprays in diesel engines. *SAE International*, SAE paper 900475, 1990. 46, 49, 55, 56, 63, 64, 70, 71, 75
- H. HIROYASU, M. ARAI et M. SHIMIZU : Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle. *ICLASS-91 July 1991*, 1991. 78, 93, 144, 149
- H. HIROYASU, M. ARAI et M. TABATA : Empirical equations for the sauter mean diameter of a diesel spray. *SAE International*, SAE paper 890464, 1989. 69
- H. HIROYASU, T. KADOTA et M. ARAI : Development and use of a spray combustion modeling to predict diesel engine efficiency and pollutant emissions (part 1 : Combustion modeling). *Bulletin of JSME*, 26(214):569–575, 1983. 42
- H. HIROYASU, T. KADOTA et S. TASAKA : Study of the penetration of diesel. *JSME International Journal*, 44(385):3208–3219, 1978. 56
- K. Y. HUH et A. D. GOSMAN : A phenomenological model of diesel spray atomization. *Proceedings of International Conference on Multiphase Flows, Tsukuba, Japan, 24-27 September 1991*, 1991. 79
- R.I. ISSA, B. AHMADI-BEFRUI, K.R. BESHAY et A.D. GOSMAN : Solution of the implicitly discretised reacting flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 93(2):388–410, 1991. ISSN 0021-9991. 90

BIBLIOGRAPHIE

- H JASAK : *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows*. Thèse de doctorat, Imperial College, University of London, 1996. 90
- A.L. KNOX-KELECY et P.V. FARRELL : Spectral characteristics of turbulent flow in a scale model of a diesel fuel injector nozzle. *SAE International*, SAE paper 930924, 1993. 93
- A. KUBOTA, H. KATO et H. YAMAGUCHI : A new modelling of cavitating flows : a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. *Journal of Fluid Mechanics*, 240:59–96, 1992. 86, 87
- C. KUENSBERG SARRE, C. KONG, S. et R. D. REITZ : Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays. *SAE International*, SAE paper 1999-01-0912, March 1999. 81
- D. KUHNKE : *Spray Wall Interaction Modelling by Dimensionless Data Analysis*. Shaker, 2004. 79
- R. LEBAS, T. MENARD, P.A. BEAU, A. BERLEMONT et F.X. DEMOULIN : Numerical simulation of primary break-up and atomization : Dns and modelling study. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(3):247–260, 2009. ISSN 0301-9322. 150
- H. A. LEFEBVRE : *Atomization and Sprays*. Hemisphere, New-York, December 1989. 72
- V.G. LEVICH : *Physicochemical Hydrodynamics*. Prentice-Hall Inc., 1962. 56
- N. LEVY, S. AMARA et J. C. CHAMPOUSSIN : Simulation of a diesel jet assumed fully atomized at the nozzle exit. *SAE International*, SAE paper 981067, 1998. 85
- A. B. LIU, D. MATHER et R. D. REITZ : Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *SAE International*, SAE paper 930072, 1993. 79
- W.Q. LONG, H. HOSOYA, T. MASHIMO, K. KOBAYASHI, T. OBOKATA, F. DURST et T.H. XU : Analytical functions to match size distributions in diesel-sprays. *International Symposium COMODIA, Yokohama, Japan, 11-14 July 1994*, 1994. 85
- K. LUCAS : Phase equilibria and fluid properties in the chemical industry. *Dechema, Frankfurt*, 1980. 100

BIBLIOGRAPHIE

- V. MACIÁN, V. BERMÚDEZ, R. PAYRI et J. GIMENO : *New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology*, volume 27, pages 39–43. Wiley Online Library, 2003. 114
- F. MAICHLE, B. WEIGAND, K. TRACKL et B. WIESLER : Improving car air conditioning systems by direct numerical simulation of droplet-wall interaction phenomena. *In Proceedings of the Nineth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS)*, 2003. 79
- X. MARGOT, A. GARCÍA, P. FAJARDO et S. PATOUNA : Analysis of the cavitating flow in real size diesel injectors with fixed and moving needle lift simulations. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010 J. C. F. Pereira and A. Sequeira (Eds) Lisbon, Portugal, 14-17 June 2010*, 2010a. 132, 140
- X. MARGOT, S. HOYAS, P. FAJARDO et S. PATOUNA : A moving mesh generation strategy for solving an injector internal flow problem. *Mathematical and Computer Modelling*, 52:1143–1150, 2010b. ISSN 0895-7177. 132
- X. MARGOT, S. HOYAS, P. FAJARDO et S. PATOUNA : Cfd study of needle motion influence on the spray conditions of single-hole injectors. *Atomization and Sprays*, 21(1), 2011. 132
- X. MARGOT, S. HOYAS, A. GIL et S. PATOUNA : Numerical modelling of cavitation : Validation and parametric studies. *Eng. Appl. Comp. Fluid*, 6:15–24, 2012. 93
- L. MARTINELLI, F.V. BRACCO et R.D. REITZ : Comparisons of computed and measured dense spray jets. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, January 1985. 84
- L. MAUGER, C. and Méès, S. VALETTE et M. MICHARD : Étude d'un écoulement de canal cavitant par plusieurs techniques optiques. *In 14ème congrès français de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides*, 2011. 93
- G. MEISTER, A. ALAJBEGOVIC, M. LAI et J. YOO : Transient simulation of dgi engine injector with needle movement. *SAE International*, SAE paper 2002-01-2663, 2002. 132

BIBLIOGRAPHIE

- A. C. MERRINGTON et E. G. RICHARDSON : The break-up of liquid jets. *Proceedings of the Physical Society*, 59 (1), 1947. 70, 72
- H. E. MILLER et E. G. BEARDSLEY : Spray penetration with a simple fuel injection nozzle. *NACA Annual Report 11*, 1926. 54
- N. MITROGLOU, M. GAVAISES, JM NOURI et C. ARCOUMANIS : Cavitation inside enlarged and real-size fully transparent injector nozzles and its effect on near nozzle spray formation. *In DIPSI Workshop, 27 May 2011, Bergamo, Italy*, 2011. 93
- K. MOONEY, S. MENON et D. P. SCHMIDT : Computational study of viscoelastic droplet collisions. *In ILASS-Americas 22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Cincinnati, OH, May 2010*, 2010. 133
- A. MULEMANE, S. SUBRAMANIYAM, P.H. LU, J.S. HAN, M.C.D. LAI et R.B. POOLA : Comparing cavitation in diesel injectors based on different modelling approaches. *SAE International*, SAE paper 2004-01-0027, 2004. 87
- C. MUNDO, M. SOMMERFELD et C. TROPEA : On the modeling of liquid sprays impinging on surfaces. *Atomization and Sprays*, 8(6):625–652, 1998. 79
- J. D. NABER et D. L. SIEBERS : Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays. *SAE International*, SAE paper 960034, 1996. 43, 55, 57
- J.D. NABER et R.D. REITZ : Modeling engine spray/wall impingement. *SAE transactions*, 97:118–140, 1989. 79
- PA NORDIN : *Complex chemistry modeling of diesel spray combustion*. Thèse de doctorat, 2001. 79
- WH NURICK : Orifice cavitation and its effect on spray mixing. *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering*, 98:681–687, 1976. 22, 37, 83
- CD OHL : Cavitation inception following shock wave passage. *Physics of fluids*, 14(10): 3512–3521, 2002. 87

BIBLIOGRAPHIE

- P. J. O'ROURKE et A. A. AMSDEN : The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE International*, SAE paper 872089, 1987. 79
- P. J. O'ROURKE et A. A. AMSDEN : A spray/wall interaction submodel for the kiva-3 wall film model. *SAE International*, SAE paper 2000-01-0271, 2000. 79
- P.J. O'ROURKE : Collective drop effects on vaporizing liquid sprays. Rapport technique, Los Alamos National Lab., NM (USA), 1981. 79
- S. PATOUNA : *A CFD STUDY OF CAVITATION IN REAL SIZE DIESEL INJECTORS*. Thèse de doctorat, Universitat Politècnica de València, 2012. 93
- F. PAYRI, V. BERMÚDEZ, R. PAYRI et F.J. SALVADOR : The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles. *FUEL*, 83 (4-5):419–431, 2004. ISSN 0016-2361. 77
- F. PAYRI, X. MARGOT, S. PATOUNA, F. RAVET et M. FUNK : A cfd study of the effect of the needle movement on the cavitation pattern of diesel injectors. *SAE International*, SAE paper 2009-24-0025, 2009a. 132
- R. PAYRI, J.M. GARCÍA, F.J. SALVADOR et J. GIMENO : Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics. *Fuel*, 84(5):551–561, 2005. ISSN 0016-2361. 16, 38, 40, 122
- R. PAYRI, X. MARGOT et J. SALVADOR : A numerical study of the influence of diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow. *SAE International*, SAE paper 2002-01-0215, 2002. 122
- R. PAYRI, FJ SALVADOR, J. GIMENO et G. BRACHO : Effect of fuel properties on diesel spray development in extreme cold conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 222(9):1743–1753, 2008. 148
- R. PAYRI, F.J. SALVADOR, J. GIMENO et J. de la MORENA : Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process. *Applied Thermal Engineering*, 29 (10):2051–2060, 2009b. ISSN 1359-4311. 39

BIBLIOGRAPHIE

- R. PAYRI, FJ SALVADOR, J. GIMENO et O. VENEGAS : Study of cavitation phenomenon using different fuels in a transparent nozzle by hydraulic characterization and visualization. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2012. 148
- F. PENG KARRHOLM, H. WELLER et N. NORDIN : Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications. In *Proceedings of FEDSM2007 5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference, San Diego, CA, USA, 30 July - 02 August, 2007*. 86, 87, 90, 101, 104
- F.P. PENG KARRHOLM : *Numerical modelling of diesel spray injection, turbulence interaction and combustion*. Thèse de doctorat, Chalmers University of Technology, 2008. 101
- M. S. PLESSET : The dynamics of cavitation bubbles. *J. appl. Mech*, 16(3):227–282, 1949. 86
- W. E. RANZ : Some experiments on orifice sprays. *Can J Chem Eng*, 36:175–181, 1958. 45, 48
- L. RAYLEIGH : On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine*, 34:94–98, 1917. 86
- R. D. REITZ et F. B. BRACCO : On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions. *SAE International*, SAE paper 790494, 1979. 45, 46
- R. D. REITZ et R. DIWAKAR : Structure of high-pressure fuel sprays. *SAE International*, SAE paper 870598, February 1987. 79, 80
- R.D. REITZ : Modeling atomization processes in high pressure vaporizing sprays. *Atomization Spray Technology*, 3:309–337, 1987. 79, 80
- P. ROSIN et E. RAMMLER : The laws governing the fineness of powdered coal. *Journal of the Institute of Fuel*, pages 29–36, 1933. 85

BIBLIOGRAPHIE

- H. ROTH, M. GAVAISES et C. ARCOUMANIS : Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles. *SAE International*, SAE paper 2002-01-0214, 2002. 128, 150
- F. RUIZ et N. CHIGIER : Parametric experiments on liquid jet atomization spray angle. *Atomization and Sprays*, 1:23–45, 1991. 46, 48
- F. J. SALVADOR, J.-V. ROMERO, M.-D. ROSELLÓ et J. MARTÍNEZ-LÓPEZ : Validation of a code for modeling cavitation phenomena in diesel injector nozzles. *Mathematical and Computer Modelling*, 52(7-8):1123–1132, octobre 2010. ISSN 0895-7177. 92, 101
- S. S. SAZHIN, G. FENG et M. R. HEIKAL : A model for fuel spray penetration. *Fuel*, 80(15):2171–2180, décembre 2001. ISSN 0016-2361. 77
- P. SCHIHL, W. BRYZIK et A. ALTREYA : Analysis of current spray penetration models and proposal of a phenomenological cone penetration model. *SAE International*, SAE paper 960773, 1996. 55, 57
- D. P. SCHMIDT, C. J. RUTLAND et M. L. CORRADINI : A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles. *Atomization and Sprays*, 9(3):255–276, 1999. ISSN 1044-5110. 88
- D.P. SCHMIDT : *Cavitation in diesel fuel injector nozzles*. Thèse de doctorat, UNIVERSITY OF WISCONSIN, 1997. 86
- X. SEYKENS, R. BAERT, L. SOMERS et F. WILLEMS : Experimental validation of extended no and soot model for advanced hd diesel engine combustion. *SAE International*, SAE paper 2009-01-0683, 2009. 42
- C. E. SHANNON : A mathematical theory of communication. *The Bell System Technical Journal*, 27:379–423, 623–656, July, October 1948. 85
- D. L. SIEBERS : Scaling liquid-phase fuel penetration in diesel sprays based on mixing-limited vaporization. *SAE International*, SAE paper 1999-01-0528, 1999. 46, 49, 50, 113

BIBLIOGRAPHIE

- H. C. SIMMONS : The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. ii - the drop-size/number distribution. *American Society of Mechanical Engineers, Winter Annual Meeting*, December 1976. 85
- A.K. SINGHAL, M.M. ATHAVALE, L. HUIYING et Y. JIANG : Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*, 124(3):617–624, 2002. 86, 87
- C. SOTERIOU, R.J. ANDREWS et M. SMITH : Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization. *SAE*, SAE paper 950080, 1995. 77, 78, 93, 144, 149
- C. SOTERIOU, M. SMITH et R. ANDREWS : Diesel injection : laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices. *International conference on combustion engines and hybrid vehicles, London , ROYAUME-UNI*, pages 137–158, 1998. 93
- A. SOU, S. HOSOKAWA et A. TOMIYAMA : Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:3575–3582, 2007. ISSN 0017-9310. 16, 23, 38, 39, 77, 93
- D.B. SPALDING : The combustion of liquid fuels. *In 4th Symp. (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh*, pages 847–864, 1953. 79
- C. STANLEY, G. ROSENGARTEN, B. MILTON et T. BARBER : Investigation of cavitation in a large-scale transparent nozzle. *University of New South Wales, Australia, F2008-SC-001*, 2008. 42, 93
- K. S. VARDE, D. M. POPA et L. K. VARDE : Spray angle and atomization in diesel sprays. *SAE International*, SAE paper 841055, 1984. 70, 71
- C. VERGNES, F. FOUCHER et C. MOUNAÏM-ROUSSELLE : Discharge coefficient for a diesel injector during cold starting conditions. *Atomization and Sprays*, 19:621–31, 2009. 148
- Y. WAKURI, M. FUJII, T. AMITANI et R. TSUNEYA : Studies of the penetration of a fuel spray in a diesel engine. *JSME International Journal*, 3(9):123–130, 1960. 54, 55, 56, 57

- G. WALLIS : *One Dimensional Two-Phase Flow*. Mcgraw-Hill (Tx), 1969. 88
- E. WINKLHOFER, E. KELZ et A. MOROZOV : Basic flow processes in high pressure fuel injection equipment. *In Proceedings of the 9th International conference on liquid atomization and spray systems, ICLASS-2003, Sorrento, Italy*. ICLASS, 2003. 93
- E. WINKLHOFER, E. KULL, E. KELZ et A. MOROZOV : Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions. *ILASS-Europe*, 2001. 17, 40, 87, 90, 92, 93, 94, 97, 105
- E. WINKLHOFER, H. PHILIPP, A. HIRSCH et A. MOROZOV : Cavitation and spray formation in diesel flow situations. *ILASS-Europe*, 11-13 September 2000. Darmstadt. 93
- A.J. YULE et D.G. SALTERS : A conductivity probe technique for investigating the breakup of diesel sprays. *Atomization and Sprays*, 4(1):41-63, 1994. 62