

École polytechnique de Louvain

Simulation numérique de l'injection de carburant et de sa désintégration dans les moteurs Diesel

Auteur : **Florian Placide SINDZE MEHEBOU**
Promoteur : **Miltiadis PAPALEXANDRIS**
Lecteurs : **Constantin SULA, Francesco CONTINO**
Année académique 2019–2020
Master [120] in Mechanical Engineering

Remerciements

Au moment où s'achève ce travail de recherches, je tiens à remercier tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué d'une manière ou d'une autre à son aboutissement. Je pense ainsi, sans aucun ordre de préséance à :

✓ Mes superviseurs :

- Pr Miltiadis PAPALEXANDRIS ;
- Mr. Constantin SULA ;

Pour tout l'encadrement académique qu'ils m'ont prodigué ;

- ✓ Le Professeur Francesco CONTINO pour avoir accepté d'être lecteur de ce travail et par conséquent, un des membres du jury ;
- ✓ Tout le personnel administratif de L'EPL, sous la coordination du Pr Michel VERLEYSEN, qui ne cesse de ménager de grands efforts pour l'insertion des jeunes étudiants dans la recherche scientifique et le monde professionnel ;
- ✓ Tous les enseignants intervenant au Département de mécanique, pour leurs enseignements, leur disponibilité et leur soutien ;
- ✓ M. Gauthier LIMPENS, Mme. Isabelle HENNAU, M. ERIC ASONGANYI, Mme Mostanie TCHAPDA pour leur disponibilité inconditionnée ;
- ✓ Mes parents, frères, sœurs, amis, camarades, qui ont toujours été présents en cas de nécessité ;

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	ii
Liste des figures.....	iv
Liste des tableaux	vi
Table des symboles et abréviations	vii
Résumé	x
Abstract	xi
Introduction	1
Chapitre 1 : Etat de l’art	3
1.1. Pulvérisation d’un liquide dans un milieu turbulent.....	4
1.2. Les modèles de désintégration secondaire	7
1.2.1. Influence du nombre de Weber sur la désintégration secondaire	7
1.2.2. Modèles mathématiques de la désintégration secondaire.....	8
1.2.2.1. Modèle de désintégration ondulatoire	8
1.2.2.2. Modèle de désintégration par l’analogie de Taylor (TAB)	9
1.2.2.3. Modèle de désintégration double-masse (DMTAB).....	10
1.2.2.4. Modèle stochastique de désintégration d’une gouttelette	12
1.2.2.5. Modèles empiriques de déformation et de désintégration (DDB) et Clark	13
1.2.2.6. Modèle de Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor (KHRT)	15
1.2.2.7. Modèle SHF de désintégration secondaire	16
1.2.2.8. Modèle PE de désintégration secondaire.....	17
1.2.3. Modèle expérimental de désintégration d’un jet de liquide volatile dans un courant transversal	18
Chapitre 2 : Modèles mathématiques	19
2.1. Phase gazeuse (continue).....	19
2.2. Phase liquide (discrète).....	20
Chapitre 3 : Simulation, analyse des résultats et validation du modèle numérique.....	23
Simulation, analyse des résultats et validation du modèle numérique	23
3.1. Domaine de simulation.....	23
3.2. Configuration numérique.....	24
3.3. Analyse du processus de désintégration secondaire, de vaporisation et de mélange	25

3.3.1.	Influence du maillage sur la désintégration secondaire	26
3.3.2.	Etude comparative des modèles TAB, KHRT, PE et SHF	28
3.3.2.1.	Analyse du processus de désintégration secondaire	29
3.3.2.2.	Analyse des longueurs de pénétration de liquide et de vapeur	31
3.3.2.3.	Analyse de la fraction massique de vapeur et de la température du carburant	36
3.3.3.	Influence de la pression d'injection sur la désintégration secondaire	38
	Conclusion et perspectives	46
	Références bibliographiques	x

Liste des figures

Figure 1.1 : Applications des sprays	4
Figure 1.2 : Jet liquide et régimes de désintégration [5]	5
Figure 1.3 : Régimes de désintégration primaire [5].....	6
Figure 1.4 : Régimes de désintégration secondaire [5]	7
Figure 1.5 : Illustration du modèle DMTAB [13].....	11
Figure 1.6 : Oscillation de la gouttelette pour différents nombres d'Ohnesorge [19]	12
Figure 1.7 : Scénario de déformation de la gouttelette pour les modèles DDB et Clark [18]..	14
Figure 3.1 : Domaine volumique de simulation.....	23
Figure 3.2 : Réseau de maillage à 3 niveau.....	24
Figure 3.3 : distribution temporelle des longueurs de pénétration de vapeur (SL) et de liquide (LL) pour différents réseaux de maillage.....	27
Figure 3.4 : Distribution de diamètre de gouttelettes à $t = 0.05$ ms	29
Figure 3.5 : Distribution de diamètre de gouttelettes à $t = 1.55$ ms.....	30
Figure 3.6 : Distribution temporelle des longueurs de pénétration de vapeur (SL) et de liquide (LL) pour différents modèles.....	31
Figure 3.7 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 0.05$ ms.....	32
Figure 3.8 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 1.6$ ms.....	33
Figure 3.9 : Profils de température à $t = 0.05$ ms.....	34
Figure 3.10 : Profils de température à $t = 1.6$ ms pour différents modèles.....	35
Figure 3.11 : Distributions axiales de température et de fraction massique de vapeur pour différents modèles.....	36
Figure 3.12 : Longueurs de pénétration de vapeur et de liquide pour différentes pressions d'injection.....	38
Figure 3.13 : Profils de vitesse à $t = 0.05$ ms pour différentes pressions d'injection.....	39
Figure 3.14 : Profils de vitesse à $t = 0.16$ ms pour différentes pressions d'injection.....	40
Figure 3.15 : Distribution de diamètre de gouttelettes pour différentes pressions d'injection....	41

Figure 3.16 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 0.05$ ms pour différentes pressions d'injection.....	42
Figure 3.17 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 1.6$ ms pour différentes pressions d'injection.....	43
Figure 3.18 : Profils de température à $t = 0.05$ ms pour différentes pressions d'injection.....	44
Figure 3.19 : Profils de température à $t = 1.6$ ms pour différentes pressions d'injection.....	45

Liste des tableaux

Tableau 1: Conditions de Simulation	24
Tableau 2 : Erreurs arithmétiques moyennes sur les longueurs de pénétration numériques pour chaque réseau de maillage.....	28
Tableau 3 : Erreurs arithmétiques moyennes sur les longueurs de pénétration numériques pour chaque modèle de désintégration secondaire	37

Table des symboles et abréviations

C_D	<i>Coefficient de trainée [-]</i>
d	<i>Paramètre de taille [m] (distribution de Rosin-Rammler)</i>
d_g	<i>Diamètre de la gouttelette [m]</i>
d_{stable}	<i>Diamètre moyen des gouttelettes stables [m]</i>
$d_{instable}$	<i>Diamètre moyen des gouttelettes instables [m]</i>
D_{th}	<i>Diffusivité thermique moléculaire [m²/s]</i>
D_m	<i>Diffusivité massique moléculaire [m²/s]</i>
D_0	<i>Diamètre initial avant déformation (modèle SHF) [m]</i>
D_{32}	<i>Sauter Mean Diameter [m]</i>
D_{max}	<i>Distorsion maximale initiale (modèle SHF) [m]</i>
E	<i>Energie [J]</i>
EAM	<i>Erreur arithmétique moyenne [mm]</i>
f_v	<i>Fonction de distribution volumique de probabilité [-]</i>
F	<i>Fraction de mélange [-]</i>
F_D	<i>Force de trainée [N]</i>
g	<i>Constante gravitationnelle [m/s²]</i>
G_f	<i>Débit de vaporisation flash du liquide [s⁻¹]</i>
h	<i>Coefficient de transfert thermique [W.m⁻².K⁻¹]</i>
k_{gaz}	<i>Conductivité thermique du gaz [W.m⁻¹.K⁻¹]</i>
K	<i>Rapport de densités liquide/gaz [-]</i>
K'	<i>Nombre d'ondes par unité de distance (modèle RT) [m⁻¹]</i>
LL	<i>Longueur de pénétration de liquide [m]</i>
m	<i>Masse [kg]</i>
n	<i>Paramètre d'échelle [-] (distribution de Rosin-Rammler)</i>
N	<i>Rapport de viscosités dynamiques liquide/gaz [-]</i>
N_u	<i>Nombre de Nusselt [-]</i>
$n_{instable}$	<i>Nombre de gouttelettes instables (désintégration en sac) [-]</i>

n_{stable}	Nombre de gouttelettes stables (désintégration en sac) [-]
h_{lv}	Chaleur latente de vaporisation [kJ]
Oh	Nombre d'Ohnesorge [-]
p_0	Pression [Pa]
p_0	Pression de référence [Pa]
Pr_{gaz}	Nombre de Prandtl du gaz [-]
Re_g	Nombre de Reynolds de la gouttelette [-]
r	Rayon [m]
R	Constante molaire des gaz parfaits [J / (kg.K)]
r_{eq}	Rayon d'une gouttelette enfant (modèle KHRT) [m]
S_E	Terme source pour l'énergie [(Pa.kg) / s]
S_F	Terme source pour la fraction de mélange [kg / (m ³ .s)]
S_m	Terme source pour la masse [kg / (m ³ .s)]
S_q	Terme source pour la quantité de mouvement [kg / m ² . s ²]
T_g	Température de la gouttelette (liquide) [K]
T_{sat}	Température de saturation de la gouttelette (liquide) [K]
t_{creux} $creusage) [s]$	Temps de vie d'une gouttelette instable (désintégration avec
t_{sac} $sac) [s]$	Temps de vie d'une gouttelette instable (désintégration en
u_i	Vitesse dans la direction i [m/s]
$U_{m,L}$	Vitesse axiale moyenne du fuel liquide [m/s]
$U_{m,V}$	Vitesse axiale moyenne du fuel vapeur [m/s]
U_{rel}	Vitesse relative liquide/gaz [m/s]
$U_{g,stable}$	Vitesse de la gouttelette stable [m/s]
SL	Longueur de pénétration de vapeur [m]
We_{cr}	Nombre de Weber critique [-]
We_g	Nombre de Weber de la gouttelette [-]
W	Travail [W]

α	<i>Fraction volumique de liquide [-]</i>
ρ_{gaz}	<i>Masse volumique du gaz [kg/m³]</i>
ρ_{liq}	<i>Masse volumique du liquide [kg/m³]</i>
σ	<i>Tension de surface [N/m]</i>
ν_l	<i>Viscosité cinématique du liquide [m²/s]</i>
μ_l	<i>Viscosité dynamique du liquide [Pa.s]</i>
α_s	<i>Coefficient global de transfert de chaleur de l'intérieur de la gouttelette jusqu'à sa surface [kJ/(s.m².K)]</i>
τ	<i>Temps de désintégration (modèle KHRT) [s]</i>
τ_d gouttelette (modèle PE) [-]	<i>Caractéristique du temps de désintégration d'une</i>
τ_{tot} PE) [-]	<i>Caractéristique du temps total de désintégration (modèle</i>
τ_{ij}	<i>Contrainte visqueuse [N/m²]</i>
Ω	<i>Rayon d'une gouttelette parent (modèle KHRT) [m]</i>
Λ	<i>Rayon d'une gouttelette parent (modèle KHRT) [m]</i>
ω'	<i>Fréquence d'onde la plus élevée (modèle RT) [Hz]</i>

Abréviations :

CFD : Computational Fluid Dynamics

DDB : Droplet Deformation and Breakup

ECN : Engine Combustion Network

GDI : Gasoline Direct Injection

LES : Large Eddies Simulation

LPP : Lean, Pre-mixed, Prevaporized

N-S : Navier-Stokes

PIMPLE : Pressure Implicit Method for Pressure Linked Equations

PISO : Pressure Implicit with Splitting of Operators

SIMPLE : Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations

SMD : Sauter Mean Diameter

Résumé

L'objectif de cette étude est de comparer quatre modèles de désintégration secondaire de gouttelettes : le modèle selon l'analogie de Taylor (TAB), le modèle de Kelvin-Helmholtz et Rayleigh-Taylor (KHRT), le modèle Pilch-Erdman (PE) et le modèle de Schmehl, Maier et Witting (SHF) ; ceci sur la base d'un modèle expérimental suivant les conditions initiales et les conditions aux limites du spray A développé par le laboratoire Sandia.

Les principaux enjeux scientifiques de l'injection de sprays jusqu'à la vaporisation des gouttelettes liquides dans un milieu turbulent sont exposés à travers plusieurs séries de simulation à grands tourbillons (LES), réalisées à l'aide du solveur « sprayFoam » du logiciel CFD « OpenFOAM ». Les résultats sont analysés au regard des longueurs de pénétration de liquide et de vapeur de carburant, des fractions massiques de vapeur de fuel, des profils de température et de vitesse d'écoulements.

Le modèle TAB s'est avéré avoir de meilleures propriétés prédictives de pénétration de liquide et de vapeur de n-dodécane que les trois autres, bien qu'il sur-évalue autant que ces derniers les longueurs de pénétration de vapeur et de liquide sur presque toute la durée de l'injection. Ce modèle est choisi pour l'étude paramétrique sur la pression d'injection ; quatre valeurs de pression sont investiguées : 100, 120, 150 et 170 MPa. Il en ressort que la pression d'injection a un effet favorable sur la pénétration de vapeur, et donc sur le brassage entre les vapeur de fuel et le gaz environnant, mais cet effet n'est pas sans limite car au de-là de 120 MPa, soit à 150 MPa pour notre cas, cette pénétration est fortement influencée par des turbulences.

Mots-clefs: Désintégration secondaire, gouttelettes, spray, simulation à grands tourbillons, sprayFoam, openFoam, n-dodécane.

Abstract

The purpose of this study is to compare four models of secondary breakup of droplets: the Taylor Analogy Breakup model (TAB), the Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor model (KHRT), the Pilch-Erdman model (PE) and the Schmehl, Maier and Witting model (SHF) ; this is based on an experimental model following the initial and boundary conditions of spray A developed by the Sandia laboratory.

The main scientific issues from spray injection to liquid droplet vaporization in a turbulent environment are exposed through several series of Large-Eddies Simulation (LES), performed using the "sprayFoam" solver of the CFD software "OpenFOAM". The results are analyzed with respect to liquid and fuel vapor penetration lengths, fuel vapor mass fractions, temperature and flow velocity profiles.

The TAB model was found to have better n-dodecane liquid and vapour penetration predictions than the other three models, although it overestimates the vapour and liquid penetration lengths as much as the other three models over most of the injection time. This model is chosen for the parametric study on injection pressure; four pressure values are investigated: 100, 120, 150 and 170 MPa. The results show that the injection pressure has a favourable effect on vapour penetration, and therefore on the mixing between the fuel vapour and the surrounding gas, but this effect is not without limits, since, or 150 MPa in our case, that penetration is strongly influenced by turbulence.

Keywords: Secondary breakup, droplets, spray, Large-Eddies Simulation, sprayFoam, OpenFOAM, n-dodecane.

Introduction

Les exigences industrielles de performance et de préservation de l'environnement et de la santé humaine dans des domaines variés obligent les constructeurs et fabricants à adapter au mieux leurs technologies, le design des systèmes et les matériaux qu'ils utilisent. Les systèmes de pulvérisation en fines gouttelettes (spray) d'un fluide liquide ne sont pas en reste ; notamment les injections de fuel dans des moteurs Diesel ou essence, ou encore dans les chambres de combustion des turbines à gaz ou des réacteurs d'avion, les sprays d'aérosol, les extincteurs d'incendies, les systèmes de peinture et de revêtement par pulvérisation, les séchoirs à pulvérisation, les systèmes de pulvérisation de substances agricoles, pour ne citer que ceux-là. En effet, selon l'application, le fluide doit subir un ensemble de phénomènes qui se produisent rapidement et simultanément, lorsqu'il rentre en contact avec le milieu environnant qui peut être turbulent ou non. L'optimisation du processus d'éjection du fluide liquide à haute vitesse et haute pression, sa désintégration en fines gouttelettes et sa vaporisation dans le milieu environnant, permet de garantir de meilleurs résultats en termes d'efficacité et de préservation de l'environnement et de la santé humaine.

Les systèmes d'injection directe Diesel doivent impérativement être optimisés afin de garantir une pollution moindre et de meilleures performances mécaniques à coût réduit. Cela passe par une combustion optimale, elle-même dépendant fortement des conditions dans lesquelles le fuel est injecté dans la chambre de combustion, du processus d'atomisation, de vaporisation et de brassage de ce dernier avec le gaz contenu dans celle-ci. Su et al. [1], ainsi que Geng et al. [2] démontrent que des pressions d'injection plus élevées permettent d'avoir des sprays à gouttelettes plus fines, ce qui améliore les processus de vaporisation et de mélange. Dans la même lancée, Thongchai et al. [3], ainsi que Yu et al. [4] affirment que l'augmentation de pression a un impact positif sur le mélange du fuel avec le gaz environnant, du fait de l'augmentation des turbulences et de la pénétration des vapeurs de carburant dans la chambre de combustion. Cependant, cela entraîne une diminution d'angle de cône du spray (bien que parfois compensée par la cavitation). L'influence du taux de désintégration des gouttelettes et de la densité du gaz ambiant a également été étudiée par Grosshans [5] ; il affirme que la pénétration de liquide croît avec la densité du gaz ambiant jusqu'à environ 13 kg/m^3 puis commence à décroître, ce qui paraît intuitivement logique. De même, une série d'expérimentations et de simulations numériques lui ont permis de se rendre compte que le fuel liquide pénétrait d'autant plus faiblement dans la chambre de combustion que la désintégration des gouttelettes se faisait plus rapidement, du fait de la vaporisation qui devenait de plus en plus favorable.

L'analyse des processus de désintégration des gouttelettes peut se faire sur base d'une étude expérimentale. Du fait de la complexité de capture de certaines images ou d'acquisition fiable de certaines données, les chercheurs ont souvent recours aux méthodes numériques, bien que malgré cela, les petites échelles spatiales et temporelles qui caractérisent ces phénomènes physiques font de leur évolution un problème compliqué à étudier. Cette étude vise d'une part à comparer les degrés de fiabilité de quatre modèles de désintégration (TAB, KHRT, PE et

SHF) sur base d'un modèle expérimental précis (spray A) développé par le laboratoire Sandia et rendu disponible sur le réseau ECN ; d'autre part, à analyser l'influence de la pression d'injection sur les résultats de simulations.

Pour mener à bien notre étude, nous la subdiviserons en trois chapitres :

Chapitre I : Etat de l'art. Il s'agit de faire le point sur quelques applications de spray, les phénomènes qui les sous-tendent, ainsi que les différents modèles de désintégration existants ;

Chapitre II : Modèles et simulations. Dans ce chapitre, nous mettons en exergue les lois physiques sur la base desquelles les modèles utilisés sont développés. Notamment les modèles de désintégration et de dispersion dans le repère Lagrangien, le modèle de transport de masse dans le repère Eulérien, le modèle de transfert de chaleur,...

Chapitre III : Analyse des résultats et validation du modèle numérique. Pour finir, un environnement de simulations numériques est défini. Plusieurs simulations sont exécutées, les résultats sont analysés, discutés et comparés.

Chapitre 1 :

Etat de l'art

Un **spray** est un dispositif mécanique permettant de pulvériser un liquide en fines gouttelettes. Ce nom est également donné au processus thermodynamique responsable de cette pulvérisation jusqu'à sa vaporisation. Le fluide est éjecté de l'extrémité d'une tuyère de diamètre précis, à vitesse et pression précalculées ou contrôlées, puis au contact d'un gaz environnant généralement turbulent (de l'air dans la plupart des applications) il subit une première fragmentation (désintégration primaire) produisant des petites gouttelettes, qui vont à leur tour se fragmenter en de gouttelettes plus fines (désintégration secondaire), pour ensuite se vaporiser et constituer un mélange plus ou moins homogène avec ce gaz [5], pour ce qui est des applications industrielles telles que : les moteurs Diesel, les moteurs à essence à injection directe ou indirecte, les turbines à gaz, les réacteurs d'avion, les sprays d'aérosol, les extincteurs d'incendies, les systèmes de peinture et de revêtement par pulvérisation, les séchoirs à pulvérisation, les systèmes de pulvérisation de substances agricoles, etc.



a)



b)



c)



d)

Figure 1.1 : Applications des sprays: a) moteurs à combustion interne [6] ; b) aérosols [7]
c) peintures et revêtements [8] ; substances agricoles [9]

Après avoir étudié le processus de pulvérisation d'un liquide dans un milieu turbulent, il conviendra de faire le point sur les modèles existant de désintégration secondaire.

1.1. Pulvérisation d'un liquide dans un milieu turbulent

Si nous considérons un moteur Diesel ou une turbine à gaz par exemple, les performances énergétiques dépendent fortement de la qualité de la combustion, elle-même étant très influencée par l'ensemble des phénomènes physico-chimiques qui se produisent dans la chambre de combustion entre le liquide pulvérisé (combustible) et le gaz environnant (comburant). On peut distinguer trois (03) régimes clés dans le processus de désintégration d'un liquide en interaction avec le gaz contenu dans la chambre de combustion :

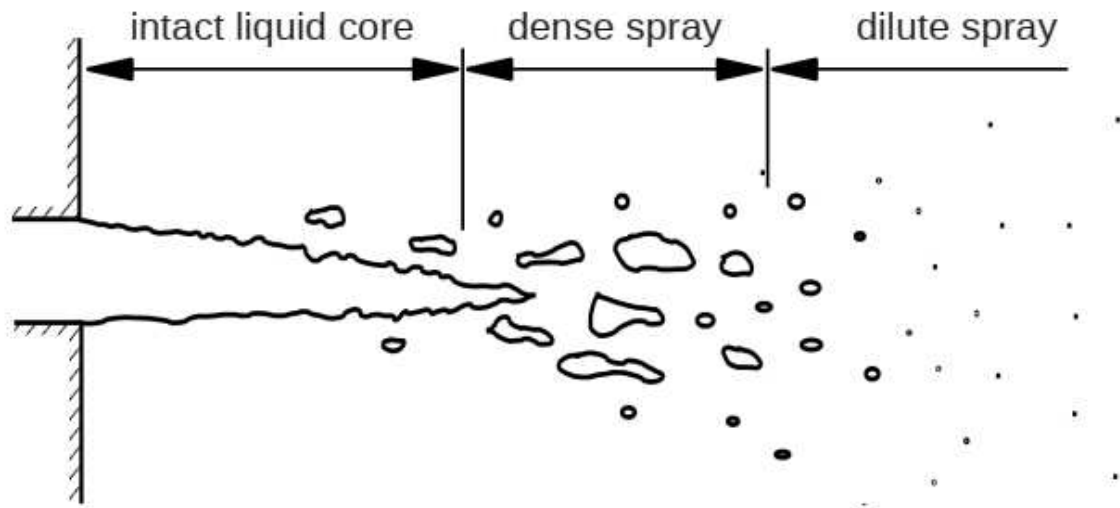


Figure 1.2 : Jet liquide et régimes de désintégration [5]

- **Jet liquide (intact liquid core) :** Le liquide est injecté à travers la tuyère d'un injecteur dans le milieu turbulent. Le jet est essentiellement continu. Ce régime est fortement influencé par un très grand nombre de paramètres : les effets résultants de la cavitation à l'intérieur de la tuyère, le profil de vitesse du jet et la turbulence à la sortie de la tuyère, ainsi que les propriétés physiques et thermodynamiques du liquide pulvérisé et du gaz [10].
- **Désintégration primaire (dense spray) :** Des gouttelettes de structure non sphérique commencent à apparaître à la surface du jet. Sous l'effet de l'accroissement des grandes (jets à faible vitesse) ou courtes (jets à grande vitesse) longueurs d'ondes et des instabilités de faible amplitude dues à l'interaction entre la surface du liquide et le gaz, ces gouttelettes sont déformées, entrent en collision, ce qui fait que le voisinage de chacune d'elle doit être pris en compte lors d'une modélisation éventuelle de ce régime. A cette phase, la fraction volumique α de liquide est un paramètre important pour définir les zones de franchissement du troisième régime. Grosshans [5] l'estime à 0.08 environ.

On distingue quatre (4) sous-régimes de désintégration **primaire**, qui dépendent essentiellement des forces d'inertie du liquide et de la tension de surface :

- **Breakup de Rayleigh (fig. 1.3.a) :** la première goutte apparaît bien loin de la buse de la tuyère et son diamètre est supérieur à celui de celle-ci.
- **Régime de première déformation (fig. 1.3.b) :** si on augmente la vitesse d'injection la première goutte apparaît plus tôt car l'inertie de la phase gazeuse induit une instabilité de Rayleigh-Taylor, ce qui cause des perturbations sur la surface du liquide et l'amène à se casser. La longueur de cassure qui est la distance entre la buse et le lieu d'apparition de la première goutte, et les dimensions des gouttelettes obtenues, sont plus grandes que le diamètre de la tuyère.

- **Régime de deuxième déformation (fig. 1.3.c)** : la différence entre les vitesses relatives des deux phases devient de plus en plus grande si bien que l'on assiste à une instabilité de Kelvin-Helmholtz, décrivant l'apparition de forces de cisaillement à l'interface à cet effet [11]. Ici, la longueur de cassure et les dimensions des gouttelettes deviennent de plus en plus petites.
- **Régime d'atomisation (fig. 1.3.d)** : La vitesse du jet étant très grande, la fragmentation du liquide commence dès la buse de la tuyère. La distance de cassure est presque nulle (Ce modèle se prête bien aux moteurs Diesel d'aujourd'hui).

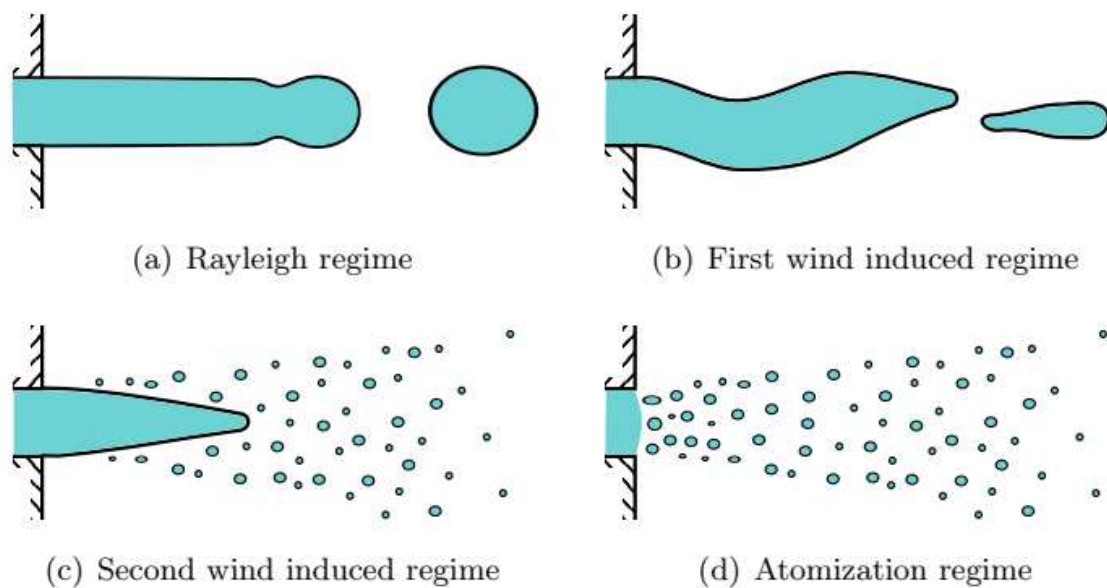


Figure 1.3 : Régimes de désintégration primaire [5]

- **Désintégration secondaire (dilute spray)** : Les interactions avec le gaz environnant se poursuivent, ce qui conduit à la distorsion des gouttelettes déjà formées jusqu'à leur fragmentation. Les collisions entre gouttelettes sont rares voire inexistantes, et chacune d'elles rencontre du gaz, qui peut être supposé n'ayant jamais rencontré une autre gouttelette. Le rapport surface/masse est très grand, ce qui est normal vu que les gouttelettes sont très petites, et donc il en faut une accumulation de plusieurs pour atteindre un kg, **ce qui favorise la vaporisation**, contrairement aux deux autres régimes. [12]

“Dasa et Limb [13] ont étudié le processus de développement, d'évaporation et de dispersion du n-heptane par pulvérisation pour un ASOI (After Start Of Injection) correspondant à 1,5 ms à une densité de gaz ambiant de 30 kg/m^3 et ont obtenu le même profil d'évolution des sprays”. De même, pour un moteur de fusée où le combustible et le gaz comburant arrivent au même moment à l'entrée de la chambre de combustion, à des vitesses, des densités et pressions plus élevées, le constat est presque identique, à

la différence que l'atomisation a lieu beaucoup plus vite dans ce cas que dans les autres [14].

1.2. Les modèles de désintégration secondaire

Plusieurs modèles, élaborés avec des approches plus ou moins distinctes, permettent de comprendre le processus de désintégration secondaire des gouttelettes, ainsi que l'influence sur cette dernière des variations de certains paramètres géométriques, physiques et/ou thermodynamiques.

1.2.1. Influence du nombre de Weber sur la désintégration secondaire

Si l'on considère, pour une gouttelette quelconque 'g', le nombre adimensionnel inventé par l'Ingénieur allemand Moritz Weber pour caractériser l'écoulement de fluides à l'interface d'un système multiphasique, on peut écrire le nombre de Weber We_g tel que :

$$We_g = \frac{\rho_{gaz} U_{rel}^2 d_g}{\sigma} \quad (1.1)$$

Où U_{rel} est la vitesse relative entre la gouttelette et le gaz environnant, et d_g le diamètre de la gouttelette.

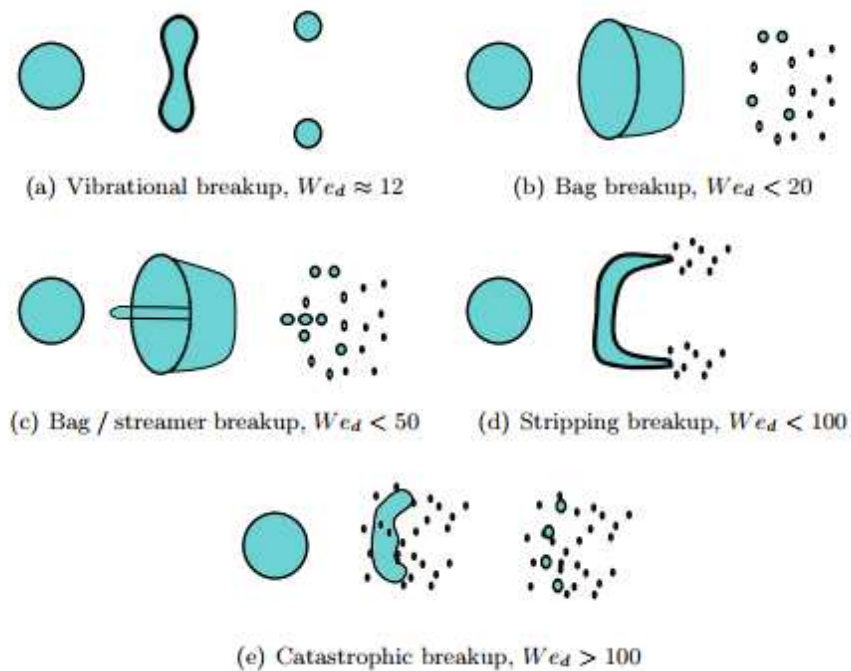


Figure 1.4 : Régimes de désintégration secondaire [5]

De l'expérience de Wierzbka [15], on peut distinguer cinq (5) sous-régimes de désintégration secondaire tels qu'illustrés à la figure 1.4.

- $We_g \approx 12$, **désintégration vibratoire** : la gouttelette subit des vibrations jusqu'à se casser en deux gouttelettes de mêmes dimensions, à partir d'un certain seuil (fig. 1.4.a).
- $We_g < 20$, **désintégration en sac** : la gouttelette se déforme en prenant la forme d'un sac, jusqu'à sa fragmentation en plusieurs petites gouttelettes et en quelques-unes plus grosses provenant du bord du sac (fig. 1.4.b). Ce régime de désintégration a également été investigué par Schmehl et al. [16] pour $We_g = 10$ lors de l'élaboration du modèle SHF de spray et atomisation dans la conduite de prémélange d'une chambre de combustion LPP. Avant de se fragmenter, la gouttelette peut s'étendre jusqu'à sept (7) fois sa taille initiale, tout en se déformant progressivement et en subissant de plus en plus des forces aérodynamiques de trainée, ce qui conduit à un spray divergent par la suite.
- $We_g < 50$, **désintégration en sac avec courant** : idem que précédemment mais une sorte de tige (courant) se forme dans le sac, ce qui conduit à des grosses gouttelettes après désintégration (fig. 1.4.c).
- $We_g < 100$, **désintégration avec creusage** : les forces aérodynamiques sont suffisantes pour provoquer un décollement de la surface des gouttelettes vers le centre (fig. 1.4.d). Ce régime et le régime précédent ont également été investigués par Schmehl et al. [16] pour des nombres de Weber respectivement égaux à 70 et 20.
- $We_g > 100$: **désintégration catastrophique** : la vitesse de glissement du gaz sur le liquide est tellement grande qu'elle provoque un détachement rapide et abondant qui produit plusieurs petites gouttelettes (fig. 1.4.e).

Typiquement, dans une injection on peut assister à tous ces régimes. On voit que plus le diamètre de la tuyère est grand, ou la vitesse d'injection, et donc le nombre de Weber, plus on tend vers le régime catastrophique. Plus la longueur de la tuyère est grande, plus les gouttelettes ont le temps de décélérer avant d'atteindre la buse et donc plus il y a des chances d'assister aux trois premiers régimes non catastrophiques.

1.2.2. Modèles mathématiques de la désintégration secondaire

Les sous-régimes de désintégration secondaire dominants étant la *désintégration en sac* et la *désintégration avec creusage*, ces deux régimes sont modélisés selon Caraeni et al. [19] par deux modèles qui dépendent de la proportion de la masse injectée que contiennent les gouttelettes à chaque instant: le modèle ondulatoire et le modèle par analogie de Taylor.

1.2.2.1. Modèle de désintégration ondulatoire

Il est appliqué si la gouttelette contient encore plus de 95% de la masse injectée.

Pour la désintégration en sac : nous avons vu plus haut qu'à ce régime, une gouttelette est instable lorsque le nombre de Weber est supérieur à 12. La durée de vie d'une telle gouttelette est donnée par :

$$t_{sac} = C_1 \sqrt{\frac{\rho_g d_g^3}{8\sigma}} \quad (1.2)$$

Où C_1 est une constante qui équivaut à $\pi/\sqrt{2}$ selon [17]. On peut considérer que la prochaine gouttelette stable aura un nombre de Weber $We_g = 12$, ainsi de l'équation (1.1) on peut avoir l'expression du diamètre de cette gouttelette :

$$d_{stable,sac} = \frac{12\sigma}{\rho_g U_{rel}^3} \quad (1.3)$$

Le nombre de gouttelettes stables, en supposant qu'elles ont toutes le même diamètre, est donné, par conservation de masse, par l'équation :

$$n_{stable} = \frac{n_{instable} d_{instable}^3}{d_{stable}^3} \quad (1.4)$$

Pour la désintégration avec creusage, une gouttelette est considérée instable lorsque son nombre de Weber est égal à la racine carrée de son nombre de Reynolds (1.5).

$$Re_g = \frac{U_{rel} d_g}{\nu_l} \quad (1.5)$$

où ν_l est la viscosité cinématique du liquide.

La durée de vie d'une telle gouttelette est donnée par :

$$t_{creux} = C_2 \frac{d_g}{2U_{rel}} \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}}} \quad (1.6)$$

Avec $C_2 = 20$ d'après [5]. Ainsi, de l'équation (1.1) on peut avoir l'expression du diamètre de cette gouttelette :

$$d_{stable,creux} = \frac{\sigma^2}{\nu_{liq} \rho_g^2 U_{rel}^3} \quad (1.7)$$

Le nombre de gouttelettes stables peut également être calculé tel qu'à l'équation (1.4).

1.2.2.2. Modèle de désintégration par l'analogie de Taylor (TAB)

Le modèle TAB, proposé par O'Rourke and Amsden [16], est appliqué par Caraeni et al. [17], pour la désintégration en sac, si la gouttelette contient moins de 95% de la masse injectée, avant de connaître quelques corrections de résolution analytique plus tard par Wook Lee et al. [18]. Il s'applique en calculant la distorsion d'une gouttelette et en déduisant à chaque fois le nombre de nouvelles gouttelettes. Considérons un système masse-ressort-amortisseur régi par une équation différentielle de second ordre à coefficients constants :

$$m\ddot{x} + \eta\dot{x} + kx = F \quad (1.8)$$

Avec m la masse du corps, η le coefficient d'amortissement, k la constante de raideur du ressort, F la force extérieure appliquée au système, et x la distorsion du ressort. Par analogie avec une gouttelette dans un milieu turbulent, la force F peut être considérée comme la force aérodynamique que celle-ci subit, l'effet d'amortissement est dû à la viscosité du liquide μ_{liq} , la raideur du ressort correspond à la tension de surface σ et la distorsion du ressort correspond à la distorsion de la gouttelette y . L'équation (1.8) peut donc être réécrite comme suit :

$$m_g \ddot{y} + \mu_{liq} \dot{y} + \sigma y = F_A \quad (1.9)$$

La résolution d'une telle équation est de la forme :

$$y(t) = \frac{C_3}{C_4 C_6} W_{eg} e^{-t/t_{tay}} \left[\left(y(0) - \frac{C_3}{C_4 C_6} W_{eg} \right) \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \left(\dot{y}(0) + \frac{y(0) - \frac{C_3}{C_4 C_6} W_{eg}}{t_{tay}} \right) \sin \omega t \right] \quad (1.10)$$

Où t_{tay} est la constante de temps et ω la pulsation, et sont exprimées ainsi qu'il suit :

$$t_{tay} = \frac{1}{C_5} \frac{2\rho_{liq} d_g^2}{\mu_{liq}} \quad (1.11)$$

$$\omega = C_4 \frac{\sigma}{\rho_{liq} d_g^3} - \frac{1}{d_g^2} \quad (1.12)$$

Les constantes C_3 , C_4 , C_5 et C_6 équivalent respectivement à $\frac{5}{12}$, 1, $\frac{10}{4}$ et $\frac{1}{4}$ d'après les approximations de [17].

La gouttelette se casse lorsque $y > 1$ (i.e lorsque les amplitudes des pôles nord et sud de la gouttelette deviennent égales à son rayon) et génère d'autres gouttelettes stables, dont le nombre de Weber est égal à 12. La population de nouvelles gouttelettes stables est calculée de la même façon qu'à l'équation (1.4).

Dans cette étude, les conditions initiales sont $y(0) = 0$ et $\dot{y}(0) = 0$; le nombre de Weber critique est mis à 12.

Bien que le modèle TAB constitue une bonne approximation du processus réel de désintégration d'une gouttelette, il n'est *pas très adapté pour des injections à nombre de Weber très grands (environ 100)* ; car cela provoquerait, par absence d'oscillations, une désintégration catastrophique, qui n'est pas bien décrite par l'analogie du système masse-ressort. De plus, le fait qu'il soit élaboré sur base de lois physiques s'appliquant à des corps indéformables (ressort) constitue une limite car la partie « ressort » n'existe pas vraiment dans une gouttelette, *la transformation n'est donc pas isentropique en réalité*.

1.2.2.3. Modèle de désintégration double-masse (DMTAB)

Il s'agit d'une extension du modèle TAB, la gouttelette est modélisée comme un système de deux (2) masses-ressort-amortisseur (fig. 1.5) pouvant osciller et translater suivant un axe précis (deux degrés de liberté).

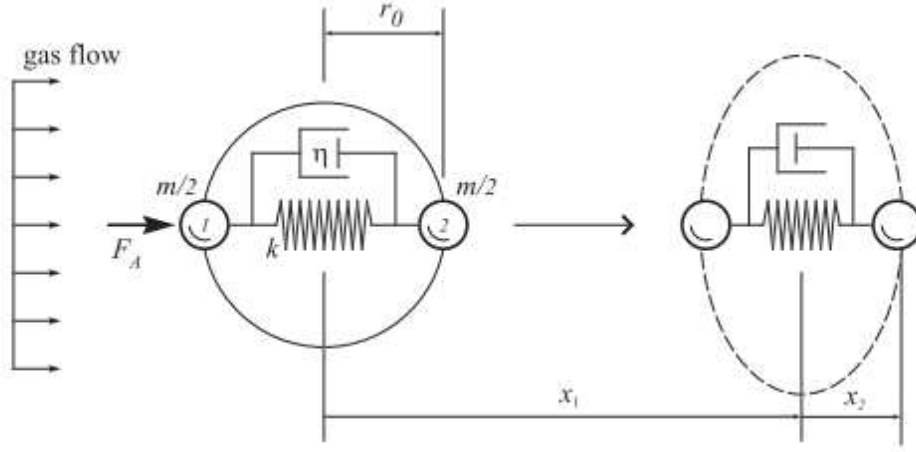


Figure 1.5 : Illustration du modèle DMTAB [13]

La force aérodynamique F_A n'affectera pas les deux masses de la même façon, sinon pas d'oscillation. Etant donné que la première (masse 1) est face à l'écoulement, on suppose que c'est elle qui supporte la totalité de F_A . Les deux degrés de liberté du système sont représentés par deux coordonnées x_1 (pour la position du centre de masse du système) et x_2 (pour le rayon instantané de la gouttelette). En négligeant ainsi la viscosité du liquide, on peut écrire les équations de mouvement :

$$m \frac{dx_1^2}{dt^2} = F_A(U_{rel}) \quad (1.13)$$

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(x_1+x_2)}{dt^2} = -k(x_2 - r_0) - \eta \frac{dx_2}{dt} \quad (1.14)$$

Avec la vitesse relative gaz-liquide :

$$U_{rel} = U_0 - \frac{d(x_1+x_2)}{dt} \quad (1.15)$$

De là on se définit deux modèles de résolution (un modèle linéaire et un modèle non linéaire) non analytique des équations (1.13) et (1.14) dont la résolution peut se faire en utilisant les transformées de Laplace de x_1 et de x_2 et l'algorithme de Runge Kutta d'ordre 4 pour l'intégration temporelle du système. De ce modèle on peut faire quelques observations, *l'amplitude des oscillations* et donc *la déformation moyenne* de la gouttelette diminuent avec le temps comme on peut le constater sur la figure (1.6). En effet, la force d'entraînement des oscillations dépend de la vitesse relative de l'écoulement et de la première masse. Cette force diminue avec le temps car le système accélère continuellement jusqu'à ce que la vitesse de chute atteigne U_0 . De même, lorsque le ressort se détend, la force aérodynamique limite ce mouvement. En conséquence, l'amplitude de x_2 diminue [19].

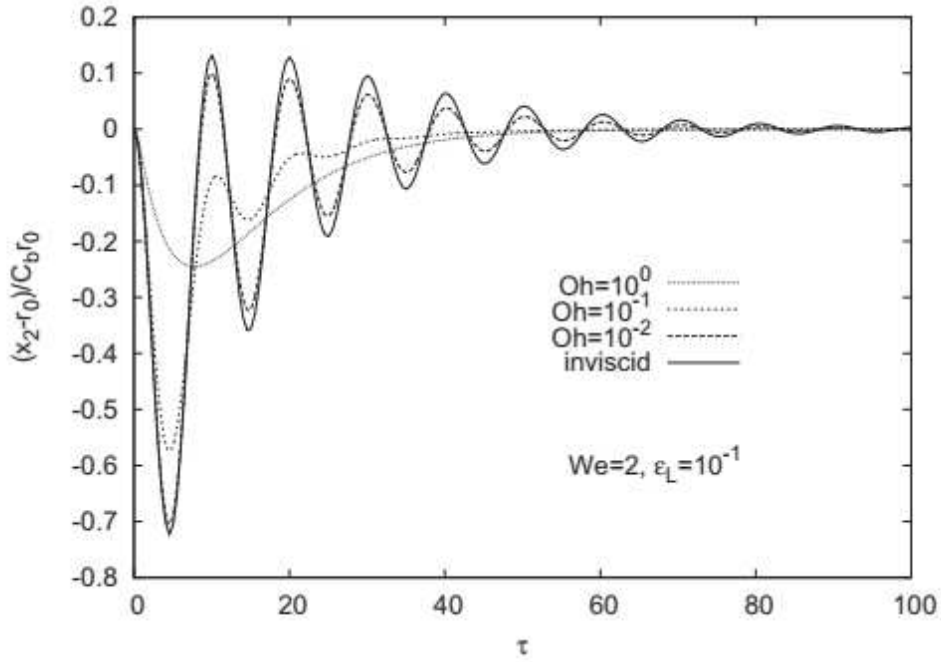


Figure 1.6 : Oscillation de la gouttelette pour différents nombres d'Ohnesorge [19]

Ce modèle permet également de constater l'influence du mouvement de translation de la gouttelette sur sa désintégration. Lorsque le rapport de densités ρ_{gaz}/ρ_{liq} tend vers 1, la plus grande partie de l'énergie du gaz est transférée au mouvement de translation de la goutte, ce qui fait qu'une gouttelette très visqueuse est accélérée par la force aérodynamique à une vitesse proche de la vitesse moyenne avant de se déformer significativement. Les forces visqueuses d'amortissement des oscillations font en sorte que *le temps de désintégration augmente avec le nombre d'Ohnesorge, mais diminuent avec le nombre de Weber.*

1.2.2.4. Modèle stochastique de désintégration d'une gouttelette

Alors que la *phase continue* (phase gazeuse du régime dilué) est régie dans le repère Eulérien, pour un fluide Newtonien, par les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie et l'équation de transport de la fraction de mélange, avec des hypothèses telles que : nombre de Mach faible (donc la densité ne dépend que de la température), effets acoustiques négligés, fraction volumique de la phase continue supposée égale à l'unité (car régime dilué), la *phase dispersée* (phase liquide du régime dilué, constituée de petites gouttelettes bien distantes) est décrite en [5] par *la méthode des parcelles stochastiques* avec comme fonction de distribution de probabilité des gouttelettes

$$f(\vec{x}, \vec{u}_g, T_g, y, \dot{y}) d\vec{x} d\vec{u}_g dd_g dT_g dy d\dot{y} \quad (1.16)$$

qui donne le nombre de gouttelettes contenues dans chaque parcelle, et c'est chacune des parcelles (considérée comme une particule), qui est trackée et étudiée dans le repère Lagrangien. Pour certains intervalles de propriétés physiques investigués, un effet stabilisateur de la viscosité et de la tension de surface peut être constaté sur cette fonction. En d'autres

termes, plus la viscosité du liquide et la tension de surface sont faibles, plus vite les gouttelettes ont tendance à se désintégrer, l'effet inverse est constaté avec des variations de densité. De même, l'injection intermittente (par impulsions) a un effet positif tant sur le processus de désintégration que sur le brassage liquide-gaz. L'effet significatif de la viscosité sur la phase dispersée constituée de fines gouttelettes a également été prouvé par Clark [23].

Pour une simulation qui prend en compte les grands et les petits tourbillons, le champ de vitesse U peut être calculé par l'application de l'opération de *filtrage* aux équations régissant un écoulement incompressible biphasique :

$$\nabla \bar{U} = 0 \quad (1.17)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \cdot \nabla \bar{U} \right) = -\nabla \bar{p} + \rho g + \nabla \cdot [(\mu + \mu_t)(\nabla \bar{U} + \nabla^T \bar{U})] + F_i \quad (1.1)$$

Où g est l'accélération de la pesanteur, μ la viscosité de la phase continue, μ_t la viscosité turbulente à l'échelle sous-réseau, ρ la densité locale et F_i la force de tension à l'interface. La dynamique de désintégration de la gouttelette se divise en trois étapes, à savoir la *déformation*, la *désintégration initiale* et la *désintégration complète*. La goutte de déforme, puis l'énergie interfaciale qui augmente fait en sorte que les contraintes de dislocation deviennent supérieures à celles de cohésion, ce qui conduit à la séparation au bout d'un certain temps d'une gouttelette d'avec la goutte mère. Le temps de déformation est défini par [22] comme le rapport entre l'allongement maximal de la gouttelette avant début de dislocation l , et la vitesse moyenne $\bar{u}_\lambda$ de turbulence du tourbillon à la longueur d'échelle λ , la longueur l étant :

$$l = (\alpha - 1)d_0 \quad (1.19)$$

Avec α le rapport d'aspect et d_0 le diamètre de la gouttelette mère. Ce temps tourne autour de 5.8 ms. Le nombre de fragments formés d'une goutte mère de diamètre $d_0 = 1mm$, pour un système dodécane-eau, est de l'ordre de 3 à 4 [21], avec un taux spécifique de désintégration de 5 à 8 s⁻¹.

1.2.2.5. Modèles empiriques de déformation et de désintégration (DDB) et Clark

On suppose que la gouttelette d'eau le long de son trajet dans l'air, subit une extension qui la déforme en la faisant passer d'une forme sphérique de rayon R en une forme elliptique (fig. 1.7), dont l'équation d'énergie d'une demi-gouttelette supposée adiabatique est [20] :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{dW}{dt} \quad (1.20)$$

où E représente l'énergie interne de la demi-gouttelette et W le travail effectué.

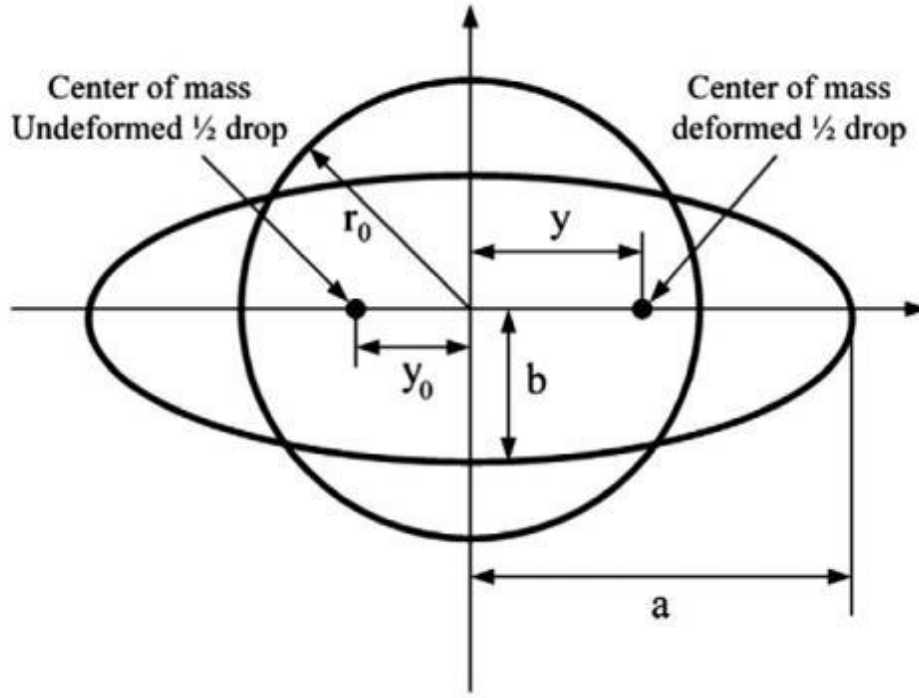


Figure 1.7 : Scénario de déformation de la gouttelette pour les modèles DDB et Clark [18]

Avec quelques approximations sur la surface de l'ellipse et l'hypothèse de conservation de volume, on en arrive à un modèle dit « Droplet Deformation and Breakup model » (DDB) exprimé par l'équation (1.21) :

$$K\ddot{y} + \frac{4\pi}{Re} \frac{1}{y^2} \dot{y} + \frac{27\pi^2}{16We} y \left[1 - 2 \left(\frac{3\pi}{4} y \right)^{-6} \right] = \frac{3}{8} \quad (1.21)$$

où K est le rapport de densités liquide/gaz. Ce modèle s'applique à des déformations par cisaillement pour des nombres de Weber de la gouttelette supérieurs à 20. Le critère de désintégration selon ce modèle mettant en évidence le caractère négligeable de l'énergie cinétique et de la dissipation visqueuse dans le processus de désintégration de la gouttelette [22].

On également avec presque la même approche le modèle de Clark exprimé par :

$$(K + 1)\ddot{y} + \frac{9\pi^2(N+1)}{4Re} \dot{y} + \frac{9\pi^2}{4We} \left(y - \frac{4}{3\pi} \right) = \frac{2}{\pi} \quad (1.22)$$

avec N le rapport de viscosités dynamiques liquide/gaz. Ce modèle met en évidence la désintégration de gouttelettes plus grosses que la micro-échelle de Kolmogorov en raison des effets d'inertie locale. Sur la base d'une simulation simple, linéaire et bidimensionnelle de La déformation des gouttelettes, deux constats pertinents peuvent être faits [23]. a) la déflexion statique (en cas d'absence d'oscillation par exemple) de la gouttelette est une fonction simple du *nombre de Weber* ; b) la déformation maximale sans dimension d'une gouttelette oscillante

est, contrairement à la déformation statique, une fonction de toutes les variables du problème, à savoir le diamètre de la gouttelette, les viscosités et densités des phases liquides et gazeuses, la tension interfaciale ainsi que l'amplitude et la durée de la force perturbatrice.

1.2.2.6. Modèle de Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor (KHRT)

L'intérêt de la distorsion et de la force de trainée agissant sur une gouttelette, qui a été mise en évidence dans le modèle DDB, a été repris par Su et al. [27] dans leurs travaux de comparaison entre une double-pulvérisation à masses égales et une pulvérisation unique de gazole depuis un injecteur à plusieurs trous dans un cylindre, avec des approches expérimentale et numérique, approche numérique qui intègre aussi bien le modèle KHRT qu'un modèle de *collision entre gouttelettes* développé par leurs soins.

Le modèle de déformation ondulatoire de Kelvin-Helmholtz (modèle appliqué si la longueur d'onde de RT à la surface de la gouttelette est assez petite par rapport à la taille de la gouttelette avant la désintégration) permet d'écrire la relation permettant d'obtenir le temps de désintégration selon ce modèle :

$$\tau = \frac{3.788B_1r}{\Omega\Lambda} \quad (1.23)$$

Où r désigne le rayon de la gouttelette parent, Ω la fréquence d'onde la plus élevée, de longueur d'onde Λ et B_1 une constante qui vaut 40 dans ce travail. La réduction de la taille d'une gouttelette part du *principe de conservation de masse* entre une gouttelette dite « parent » et celles qui en découlent par suite de la fragmentation, dites « enfants », et est calculée par la relation :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r-r_{eq}}{\tau} \quad (1.24)$$

avec r_{eq} le rayon d'une gouttelette enfant. Mais dans le cas où les longueurs d'ondes sont grandes, le modèle de Rayleigh-Taylor, basé sur la conservation de volume à l'issue d'une désintégration, est appliqué [27].

Le modèle de déformation ondulatoire de Rayleigh-Taylor est appliqué sous réserve de deux conditions :

- Sa longueur d'onde $2\pi B_2/K'$ est supérieure ou égale au diamètre de la gouttelette
- Cette longueur d'onde de RT est inférieure au diamètre de la gouttelette mais le temps de propagation de l'onde sur la surface est proche du temps de désintégration $1/\omega'$.

K' est le nombre d'ondes par unité de distance et s'exprime par :

$$K' = \sqrt{\frac{-a(\rho_{liq}-\rho_{gaz})}{3\sigma}} \quad (1.25)$$

où « a » est l'accélération dans le sens de déplacement des gouttelettes et B_2 une constante adimensionnelle qui vaut 0.61 dans cette étude. De même, la plus grande fréquence de propagation de l'onde ω' est exprimée par :

$$\omega' = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \frac{[-a(\rho_{liq} - \rho_{gaz})]^{3/2}}{\rho_{liq} + \rho_{gaz}}} \quad (1.26)$$

Il a été démontré par exemple que contrairement à ce qu'on pourrait penser de façon intuitive, *la force de trainée peut avoir un effet favorable sur la pénétration du jet de liquide*, du fait de l'augmentation de la quantité de mouvement de la gouttelette due à l'augmentation de sa taille qui en résulte. Pour une injection à deux impulsions, le modèle KHRT met également en évidence le fait que *la taille des gouttelettes diminue considérablement entre ces deux impulsions*, ce qui est plutôt favorable au processus de désintégration, ainsi qu'à la vaporisation du liquide et à son mélange avec le gaz qui en découlent.

Même si le modèle de KHRT est très prisé par de nombreux chercheurs, il présente quelques limites. Il ne prédit pas lui-même le diamètre des gouttelettes stables après désintégration totale d'une gouttelette parent, ce qui oblige à avoir recours au modèle de distribution probabiliste de Rosin-Rammler à cet effet. De même, des erreurs pourraient se glisser dans l'exécution de l'algorithme lors du choix de l'un ou l'autre des modèles KH ou RT, car les valeurs de diamètres de gouttelettes, de longueur d'onde et de temps de désintégration ne sont pas toujours exactes et/ou stables, ce qui fait qu'il puisse arriver que parfois l'un des modèles soit appliqué plutôt que l'autre.

1.2.2.7. Modèle SHF de désintégration secondaire

La désintégration des gouttelettes est la résultante d'une déformation préalable, dont la vitesse et l'intensité dépendent essentiellement des variations des nombres de Weber et Ohnesorge [16]. La distorsion initiale maximale d'une gouttelette due à la force aérodynamique de trainée exprimée comme suit :

$$D_{max} = D_0(1 + 0.19\sqrt{We}) \quad (1.27)$$

Où D_0 est le diamètre initial avant déformation. Le SMD peut être obtenu par la corrélation expérimentale (1.28).

$$D_{32} = D_0(1.50h^{0.2}We_{corr}^{-0.25}) \quad (1.28)$$

Le coefficient de trainée est estimé expérimentalement, sous l'influence notable des différents gradients de pression sur la surface de la gouttelette et des déformations qui en résultent.

Les constantes utilisées dans cette étude pour l'implémentation de ce modèle sont celles spécifiées dans [16].

Ce modèle établit une bonne approximation de la taille des gouttelettes enfants en fonction de celle de la gouttelette parent tout en mettant en évidence les différents régimes de désintégration (en sac par exemple), mais faut-il encore bien ajuster les conditions d'expérimentation dont il découle. La déformation et la désintégration d'une gouttelette est due uniquement à la force de trainée sur celle-ci, ce qui paraît insuffisant. De plus, il est majoritairement basé sur des corrélations issues de plusieurs expérimentations et simulations, ce qui fait que les résultats soient assez approximatifs.

1.2.2.8. Modèle PE de désintégration secondaire

Ce modèle a été élaboré par Pilch et Erdman [17]. Il est basé sur les mécanismes de désintégration par accélération des gouttelettes. La désintégration d'une gouttelette se produit lorsque son nombre de Weber devient supérieur au nombre de Weber critique We_{cr} défini par :

$$We_{cr} = 12[1 + 1.077(Oh)^{1.6}] \quad (1.29)$$

Où Oh est le nombre d'Ohnesorge, tel que défini dans [16]. Cette désintégration peut, sous l'effet d'instabilités de Kelvin-Helmholtz ou de Rayleigh-Taylor, sous plusieurs régimes selon la valeur du nombre de Weber. Un nombre adimensionnel τ_{tot} étant l'image du temps total de désintégration complète d'une gouttelette parent et de ses gouttelettes enfants, peut alors avoir plusieurs corrélations en fonction du nombre de Weber de la gouttelette.

$$\tau_{tot} = \begin{cases} 0.766(We - 12)^{0.25} & si & We \in [371 ; 2670] \\ 2.45(We - 12)^{0.25} & si & We \in [18 ; 45] \\ 5.5 & si & We \geq 2670 \\ 6(We - We_{cr})^{-0.25} & si & We \in [We_{cr} ; 18] \\ 14.1(We - 12)^{0.25} & si & We \in [45 ; 351] \end{cases} \quad (1.30)$$

Le temps de désintégration d'une gouttelette est caractérisé par un nombre adimensionnel τ_d , proportionnel à la vitesse relative liquide/gaz et équivalent à :

$$\tau_d = t \frac{U_{rel}}{d_g} \sqrt{\frac{\rho_{gaz}}{\rho_{liq}}} \quad (1.31)$$

avec U_{rel} , d_g , ρ_{liq} , ρ_{gaz} et t tels que définis plus haut.

Le diamètre d'une gouttelette stable est donné par la relation (1.32).

$$d_{stable} = We_{cr} \frac{\sigma}{\rho_{gaz} U_{rel}^2 \left(1 - \frac{|U_{g,stable}|}{|U_{rel}|}\right)^2} \quad (1.32)$$

avec $U_{g,stable}$ la vitesse de la gouttelette stable qui dépend du temps de désintégration, de la vitesse relative liquide/gaz et des densités respectives de chacun de ces fluides.

Les constantes utilisées dans cette étude pour l'implémentation de ce modèle sont celles spécifiées dans [17].

Une limite non négligeable de ce modèle réside dans le fait que l'estimation du temps total de désintégration complète d'une gouttelette parent et de ses gouttelettes enfants soit basé sur des valeurs limites du nombre de Weber, qui se confondent parfois (équation 1.30) ; cela est susceptible de générer des erreurs lors de l'exécution de l'algorithme de calcul, et d'affecter ainsi la fiabilité des résultats.

1.2.3. Modèle expérimental de désintégration d'un jet de liquide volatile dans un courant transversal

Les liquides volatiles comme l'éthanol injectés dans un courant d'air transversal ont un processus de désintégration particulier. Pour des rapports de quantité de mouvement liquide-air de l'ordre de 4 à 13, des températures d'air allant jusqu'à 418 K et des nombres de Weber autour de 15, les études expérimentales montrent un effet non négligeable des variations de température du flux d'air sur la trajectoire et la taille des gouttelettes. '*Prakash et al. [26] ont observé qu'il y a une augmentation de la pénétration des jets dans le courant d'air transversal à des températures élevées, indépendamment des variations de rapport de densités liquide-air, pourtant le rapport de quantité de mouvement liquide-air reste essentiellement inchangé*'. En outre, *l'évaporation des gouttelettes est très prononcée à mesure que la température augmente, et particulièrement en aval du point d'injection.*

Nombre de modèles de désintégration secondaire des gouttelettes sont basés sur le nombre de Weber qui à partir d'une valeur critique à choisir, entraîne la fragmentation de celles-ci, précédée par des déformations plus ou moins prononcées qui dépendent elles-mêmes des conditions d'injection des parcelles dans le domaine, des conditions d'écoulement de ces parcelles et des conditions ambiantes. Le chapitre suivant rend compte des différents modèles de désintégration secondaire et de vaporisation du fuel liquide, ainsi que des lois physiques qui vont sous-tendre cette étude.

Chapitre 2 :

Modèles mathématiques

Un écoulement est en régime dilué lorsque les gouttelettes de la phase liquide sont suffisamment petites et distantes les unes des autres si bien qu'on peut considérer qu'elles sont sphériques et qu'il n'y a plus de collision entre elles. Il est régi par l'interaction entre deux phases de fluides distincts, chacune des phases devant être décrite différemment de l'autre. En effet, l'étude de la phase liquide se fait dans le repère Lagrangien avec la méthode dite LPT (Lagrangian Particle Tracking), qui consiste à tracker une particule et suivre sa désintégration jusqu'à son évaporation. La phase gazeuse (continue) quant à elle est étudiée dans le repère Eulérien avec la méthode VOF (Volume Of Fluid), permettant de suivre et de localiser l'interface d'un volume de contrôle. La mise en œuvre de chacune de ces méthodes de calcul passe par la résolution des équations de Navier-Stokes pour les écoulements compressibles qui régissent notamment la conservation de la quantité de mouvement, la conservation d'énergie, la conservation de masse. On a aussi de plusieurs phénomènes de dynamique des fluides tels que les transports de fraction de mélange, le processus de désintégration des gouttelettes, en passant par la phénoménologie interfaciale liquide-gaz (équation de transport).

Il est question ici d'établir les équations régissant les écoulement Eulériens et Lagrangiens, puis de les coupler en établissant des équations de transport aux interfaces, en supposant que les fluides sont newtoniens. Un modèle de vaporisation doit aussi être implémenté pour rendre compte du changement de phase progressif du spray.

2.1. Phase gazeuse (continue)

L'équation de continuité pour cette phase est décrite à l'équation (2.1) :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_j) = S_m \quad (2.1)$$

où S_m représente le terme source pour la masse et la densité ne dépend que de la température, selon l'équation d'état pour les écoulements incompressibles non isothermes (2.2) [5].

$$p_0 = \rho_g R T_g \quad (2.2)$$

avec p_0 la pression de référence.

L'équation conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_i u_j) = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + S_q \quad (2.3)$$

où S_q est le terme source de la quantité de mouvement.

L'équation conservation de l'énergie quant à elle est décrite par l'équation (2.4) :

$$\frac{\partial \rho_g E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_g u_j E \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_g D_{th} \frac{\partial E}{\partial x_j} \right) + S_E \quad (2.4)$$

avec S_E le terme source pour l'énergie.

On a aussi l'équation (2.5) de transport de la fraction de mélange (ou fraction de masse). Il s'agit de l'équation qui régit le transport de masse élémentaire qui provient du jet de carburant. Cette fraction de masse F inclut tous les éléments du jet de carburant, y compris l'espèce inerte telle que le l'azote dans notre cas.

$$\frac{\partial \rho_g F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_g u_j F \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_g D_m \frac{\partial F}{\partial x_j} \right) + S_F \quad (2.5)$$

avec S_F le terme source pour la fraction de mélange.

Les termes source S_i des équations (2.1) à (2.4) représentent les interactions entre les deux fluides.

Pour modéliser les **turbulences**, on utilisera la méthode de *simulation des grands tourbillons* dite **LES (Large Eddy Simulation)** qui est basée sur la moyenne spatiale [5] et découle de la théorie de Kolmogorov pour les grandes échelles de tourbillonnement [26]. Il en résulte des équations de N-S filtrées (2.6) et (2.7).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.7)$$

2.2. Phase liquide (discrète)

La phase discrète est régie ici par la méthode des parcelles stochastiques décrite en 1.2.2.4). Les **modèles de désintégration** mis en vigueur à tour de rôle, notamment les modèles TAB, KHRT, PE et SHF, ont quant à eux été décrits respectivement en 1.2.2.2), 1.2.2.6), 1.2.2.7) et 1.2.2.8). Par ailleurs, chaque gouttelette est le siège de plusieurs forces provoquant l'échange de quantité de mouvement entre les deux fluides [5] : les forces d'inertie de la gouttelette, les *forces de la masse virtuelle* qui résultent des effets visqueux à l'interface, la *force saffman* qui est due à la rotation des gouttelettes provoquée par des grands gradients de vitesses d'écoulements cisailées, l'*effet Magnus*, les *forces gravitationnelles*, la *force aérodynamique de trainée*. Cette dernière est la seule généralement considérée dans l'étude des sprays, les autres sont très souvent négligées [27]. Nous utiliserons le modèle de calcul de la force de trainée sur une sphère supposée solide développé par Amsden et al. [31], qui tient compte des effets de distorsion [32], tel que décrit dans l'équation (2.8).

$$F_D = \frac{0.75 m \mu_{gaz} C_D U_{rel}}{\rho_g (d_g)^2}, \quad (2.8)$$

le coefficient de trainée C_D dépendant du nombre de Reynolds de la gouttelette.

La **distribution de diamètre initial de gouttelettes** est modélisée par la fonction densité de probabilité volumique de Rosin-Rammler [33][34], qui exprime la fraction volumique cumulée f_v , fraction du volume total de la goutte d'origine contenue dans les nouvelles gouttes de diamètre inférieur à d_g , en fonction du diamètre moyen de gouttelettes d_g .

$$f_v(d_g) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{d_g}{d} \right)^n \right] \quad (2.9)$$

Où d représente le paramètre de taille et n le paramètre d'échelle de Rosin-rammler.

Les modes de **transfert de chaleur** en présence sont d'une part la *conduction* et la *convection* de l'intérieur de la gouttelette à sa surface, d'autre part l'*évaporation* de celle-ci par surchauffe. Pour les deux premiers modes, la corrélation de Ranz et Marshall de 1952 [35] permet d'écrire le nombre de Nusselt, image de la couche limite thermique d'une gouttelette de diamètre d_g :

$$N_u = \frac{h d_g}{k_{gaz}} = a + c + R_{eg}^m P_{rgaz}^n \quad (2.10)$$

avec h le coefficient de convection thermique, k_{gaz} la conductivité thermique du gaz, R_{eg} le nombre de Reynolds de la gouttelette liquide et P_{rgaz} le nombre de Prandtl. Les constantes a , c , m et n prenant les valeurs respectives : 2, 0.6, 0.5, 0.33 pour une vitesse nulle du gaz [35][36].

Le modèle de vaporisation du spray utilisé est basé sur les travaux de Zuo et al. (modèle flash de vaporisation des gouttes surchauffées) [37] qui attribut l'évaporation de la surface d'une gouttelette à la réunion de la chute de pression dès son entrée dans le domaine et l'énergie issue du gaz environnant, si la température de celui-ci est supérieure à celle de la surface de la gouttelette. Le *taux de vaporisation flash ou intrinsèque* due à cette chute brutale de pression est défini par la relation (2.11) .

$$G_f = \frac{\alpha_s (T_g - T_{sat}) \pi d_g^2}{h_{lv, T_{sat}}} \quad (2.11)$$

Où α_s est déterminé tel que décrit par [37] et $h_{lv, T_{sat}}$ la chaleur latente de vaporisation du liquide à sa température de saturation T_{sat} . T_g est la température de la gouttelette à l'interface. Le *taux de vaporisation G due au transfert thermique* avec le gaz environnant quant à lui est déterminé par itérations, avec l'usage du nombre de Sherwood (Sh) plutôt que le nombre de Nusselt :

$$G = \frac{\pi k_{gaz}}{c_{p, gaz} d_g Sh \left(1 + \frac{G_f}{G} \right)} \ln \left[1 + \left(\frac{h_{gaz, i} - h_{gaz, s}}{h_{lv, T_{sat}}} \right) \left(1 + \frac{G_f}{G} \right) \right] \quad (2.12)$$

avec $h_{gaz, i}$ et $h_{gaz, s}$ les enthalpies du gaz dans le mélange (enthalpie interne) et à la surface de la gouttelette respectivement, et $C_{p, gaz}$ sa chaleur spécifique.

Si l'on note $U_{m, L}$ la vitesse axiale moyenne du volume le plus éloigné du point d'injection auquel la fraction volumique α de carburant liquide vaut 0.1%, et $U_{m, V}$ la vitesse moyenne

axiale de la tête du nuage de vapeur de carburant auquel la fraction volumique $(1 - \alpha)$ de vapeur de carburant vaut 0.1%, les longueurs de pénétration liquide et vapeur du carburant peuvent être exprimées respectivement comme suit :

$$LL = \int_0^t U_{m,L}(t') dt' \quad (2.13)$$

$$SL = \int_0^t U_{m,V}(t') dt' \quad (2.14)$$

La simulation numérique du processus de désintégration des gouttelettes, de leur vaporisation et de leur mélange avec le gaz environnant permet de comprendre et de quantifier les phénomènes physiques en présence, sans avoir recours à des essais expérimentaux, sauf pour validation des résultats obtenus. Les lois physiques de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie ont été abordées, les modèles de désintégration secondaire en vigueur dans cette étude ont été précisés, ainsi que les interactions des parcelles de liquide avec le gaz environnant. Pour prédire les processus de vaporisation et de mélange du fuel (n-dodécane), un modèle de vaporisation a été choisi ; l'analyse des longueurs de pénétration de liquide et de vapeur entre autres, permettra de meubler cette étude. Le chapitre suivant est consacré aux simulations proprement dites et à l'analyse des résultats.

Chapitre 3 :

Simulation, analyse des résultats et validation du modèle numérique

Le point sur quelques travaux d'intérêt existants sur les sprays et le processus de désintégration secondaire des gouttelettes a permis d'en choisir quatre (TAB, KHRT, PE et SHF) qui feront l'objet des simulations numériques qui suivront. Les équations décrivant les écoulements compressibles multiphasiques en milieu turbulent, la désintégration secondaire des gouttelettes liquides et leur vaporisation, ont été établies précédemment. Le chapitre présent consiste en plusieurs simulations numériques sur base de différents modèles de désintégration secondaire, l'analyse des résultats et leur comparaison avec ceux issus d'un modèle expérimental défini ci-dessous. Une étude paramétrique sur la pression d'injection est également envisagée dans l'optique d'évaluer l'influence de cette dernière sur les processus de désintégration des gouttelettes, de vaporisation et de mélange. Cela passe par le choix du logiciel de simulation à utiliser, le choix de la résolution du maillage, ainsi que le choix d'un modèle expérimental scientifiquement reconnu, comme base d'analyse des résultats de simulations.

3.1. Domaine de simulation

La simulation est réalisée dans un domaine constant parallélépipédique de $80 \times 20 \times 20$ (figure 3.1). Le fluide étant injecté d'une face carrée à l'autre, dans le sens $(-\vec{Y})$.

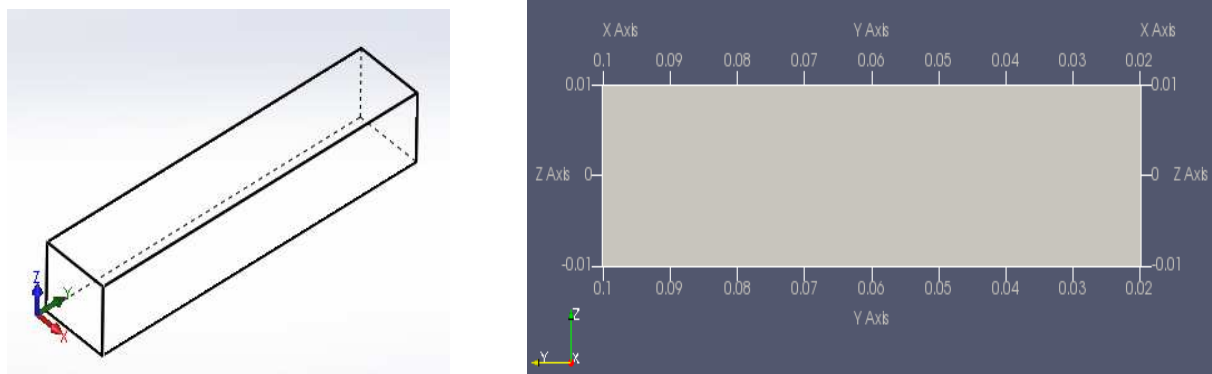


Figure 3.1 : A gauche : Domaine volumique de simulation. A droite : plan central (Y-Z)

Un maillage non uniforme avec raffinement aux environs du point d'injection, constitué d'un nombre de mailles hexaédriques et polyédriques à choisir est réalisé dans le domaine et est maintenu fixe tout au long de la simulation (figure 3.2). Le nombre de mailles dans chaque direction varie selon la direction considérée.

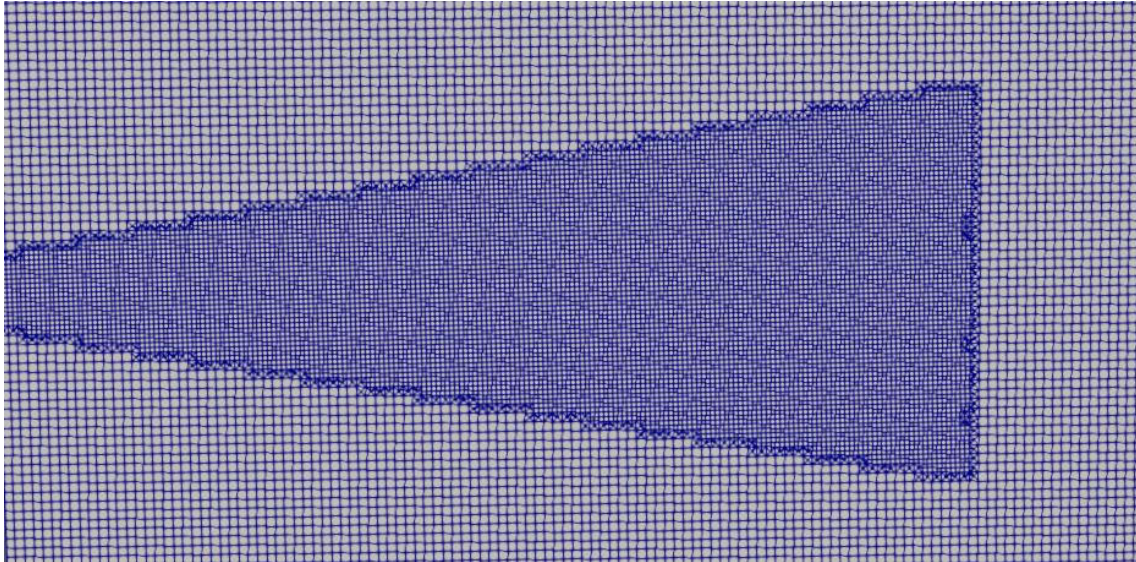


Figure 3.2 : réseau de maillage à 3 niveaux

3.2. Configuration numérique

L'étude est faite en régime temporel avec du n-dodécane ($C_{12}H_{26}$) comme fluide liquide pulvérisé depuis un injecteur à un trou de diamètre nominal $90\mu m$ et dans un gaz inerte et quasi stationnaire contenu dans le domaine supposé adiabatique. Ce gaz est un mélange d'azote (N_2), de gaz carbonique (CO_2) et d'eau (H_2O) à des proportions bien précises. Le fluide liquide est injecté à $Y = 0,02 m$ dans le domaine et les particules peuvent atteindre une cote maximale de $Y = 0,10 m$. L'instant initial est pris à $t_0 = 0 s$ et les paramètres de simulation choisis sont identiques à ceux du *spray A* issus du réseau d'expérimentation ENC [38] (le tableau 1 en représente un extrait).

Tableau 1: Conditions de Simulation

GAZ	
Paramètre	Valeur
Température (K)	900
Densité (kg/m^3)	22,8
Pression (MPa)	6

CARBURANT LIQUIDE	
Température initiale (K)	363
Densité initiale (kg/m ³)	643
Pression d'injection (MPa)	150
Vitesse nominale d'injection (m/s)	550 (pour un débit moyen de 2.3mg/ms)
Masse de carburant injecté (mg)	3,5
Durée d'injection (ms)	1,5

Les simulations LES sont réalisées à l'aide du solveur « sprayFoam » du logiciel CFD OpenFOAM [39] disponible en open source, qui a fait ses preuves dans le calcul numérique des écoulements, et qui a été utilisé par plusieurs chercheurs et ingénieurs ces dix dernières années. Le caractère diphasique de l'écoulement conduit à l'emploi d'une méthode de couplage des deux phases, ainsi que d'un solveur stationnaire d'une part pour l'état quasi-stable de gaz environnant au début de l'injection, et d'un solveur temporel d'autre part, intégrant les phénomènes dynamiques transitoires du problème. La résolution des équations de conservation de la quantité de mouvement est réalisée par l'algorithme PIMPLE, qui est une combinaison entre les algorithmes PISO [40] et SIMPLE [41], sur base d'une discrétisation par volumes finis. Pour toutes les simulations, le pas de temps est réglé à 10^{-7} , bien que la plupart des chercheurs adoptent généralement un pas de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} .

3.3. Analyse du processus de désintégration secondaire, de vaporisation et de mélange

On se propose de mener d'une part une étude comparative de quatre (4) modèles de désintégration secondaire des gouttelettes (TAB, KHRT, PE et SHF) dans l'optique d'apprécier leurs degrés respectifs de convergence avec le modèle expérimental indiqué plus haut ; d'autre part une étude paramétrique sur la pression d'injection, afin d'en évaluer l'influence sur le spray et le processus de désintégration secondaire. De façon plus spécifique, les longueurs de pénétration de liquide (LL) et de vapeur de carburant (SL), les profils de température (T) et de fraction massique de vapeur (C₁₂H₂₆) sont analysés dans le but de prédire l'aptitude des différents modèles et réseaux de maillage à rendre compte des phénomènes de désintégration des gouttelettes, de leur évaporation et du mélange avec le gaz environnant.

3.3.1. Influence du maillage sur la désintégration secondaire

Il a été démontré par de nombreux travaux l'influence du type de maillage sur les capacités prédictives d'un modèle numérique. Unverdi et Tryggvarson [42] par exemple ont montré l'effet positif de l'affinage adaptatif du maillage à l'interface entre deux fluides de densités et de viscosités différentes. La diffusion numérique et les oscillations peuvent être évitées avec un maillage dynamique, ce qui permet d'incorporer la tension de surface de manière naturelle. De plus, Holger [5] affirme et démontre que de la taille des mailles dépend le degré de précision d'une méthode numérique, plus les mailles sont fines, plus les erreurs de discrétisation sont moindres. En appliquant le modèle de désintégration de Taylor (TAB), très souvent utilisé pour des analyses de sprays et de désintégration des gouttelettes, nous comparerons les résultats obtenus avec trois réseaux de maillage différents : *TAB 08 (865273 mailles)*, *TAB 12 (1299739 mailles)* et *TAB 17 (1705399 mailles)*.

Les paramètres de Rosin-Rammler choisis valent 40 et 3 [44] pour « d » et « n » respectivement. Les simulations seront exécutées avec le modèle de vaporisation « LiquidEvaporationBoil » et un effectif de 1 000 000 000 de parcelles injectées par seconde.

Longueur de pénétration de vapeur (SL) : d'amplitude maximale beaucoup plus élevée que celle du liquide durant presque toute la durée d'injection, les longueurs de pénétration de vapeur de carburant sont strictement monotones pour les trois cas simulés (figure 3.3) ; ces longueurs se rapprochant de la longueur du domaine. Durant les trois premiers dixièmes de millisecondes, les courbes simulées se confondent ; mais par la suite, elles sont bien distinctes et en avance sur la courbe mesurée, avec une pente beaucoup plus élevée, ce qui rend compte de ce que les vapeurs de carburant semblent pénétrer beaucoup plus lentement que pourraient laisser croire les résultats numériques. *La non prise en compte par ces modèles de certains phénomènes physiques réels tels que la **force gravitationnelle** et l'**effet Magnus** par exemple, pourrait expliquer cet écart.*

Même si l'écart maximal d'amplitude entre résultats numériques et expérimental s'élève à 10 mm environ, le réseau de TAB 17 semble mieux décrire le phénomène de vaporisation du carburant. Il est à noter que cet écart pourrait être considérablement réduit en augmentant la valeur du paramètre « d » de Rosin-Rammler et en diminuant celle de « n ».

Longueur de pénétration de liquide (LL) : les résultats expérimentaux et numériques affichent une allure quasi-identique d'évolution de la longueur de pénétration de carburant liquide, où l'on peut distinguer trois (3) zones : une zone de croissance, une zone de transition et une zone de stabilisation, ce qui est une image directe du débit du carburant injecté. **La première zone** est caractérisée par une augmentation quasi-linéaire de la longueur de pénétration de liquide en fonction du temps sur une courte durée (en moyenne 0.12 ms), **cela est dû à une forte accélération de liquide sous l'effet de la pression d'injection**. Cependant, cette accélération est réellement de pente plus élevée mais d'amplitude plus faible par rapport aux courbes simulées (les traits vert, rouge et bleu), ce qui pourrait s'expliquer, comme évoqué plus haut, par la non prise en compte par ces modèles de certains phénomènes physiques réels tels que la *force gravitationnelle* et l'*effet Magnus* par exemple. **La deuxième zone** (entre 0.12

et 0.27 ms) est une zone de transition ; la longueur de pénétration de liquide cesse d'augmenter rapidement et tend vers une valeur stable, cela rend compte du **ralentissement des gouttelettes de liquide sous l'effet des interactions avec le gaz environnant**. La troisième zone, la plus longue montre une quasi-stabilité de la longueur de pénétration de liquide pendant environ 1.13 ms, signe de la fin de course du jet, et qui est due à **la vaporisation et à la force aérodynamique de trainée agissant sur les gouttelettes, les empêchant de poursuivre leur chemin**. On note des fluctuations de l'amplitude de pénétration pour les trois cas de maillage, justifiant la présence de **turbulences et d'instabilités hydrodynamiques de Kelvin-Helmholtz aux interfaces liquide-gaz**, provoquant la diminution des forces de cohésion et donc la fragmentation par cisaillement des gouttelettes [21] ; ces fluctuations pourraient être davantage réduites par le *moyennage des données de plusieurs simulations du même cas*, mais aussi par l'*augmentation de la quantité de parcelles injectées par seconde*. Par ailleurs, pour les mêmes raisons que ci-dessus, les amplitudes des trois modèles numériques sont plus élevées que celles de l'expérimental, avec des erreurs moyennes reprises dans le tableau 2.

Les courbes en pointillés (figure 3.3) rendent compte des erreurs d'expérimentation. Ces erreurs proviennent des **incertitudes de mesure dues aux différentes manipulations manuelles des instruments, et de l'imprécision de ceux-ci**.

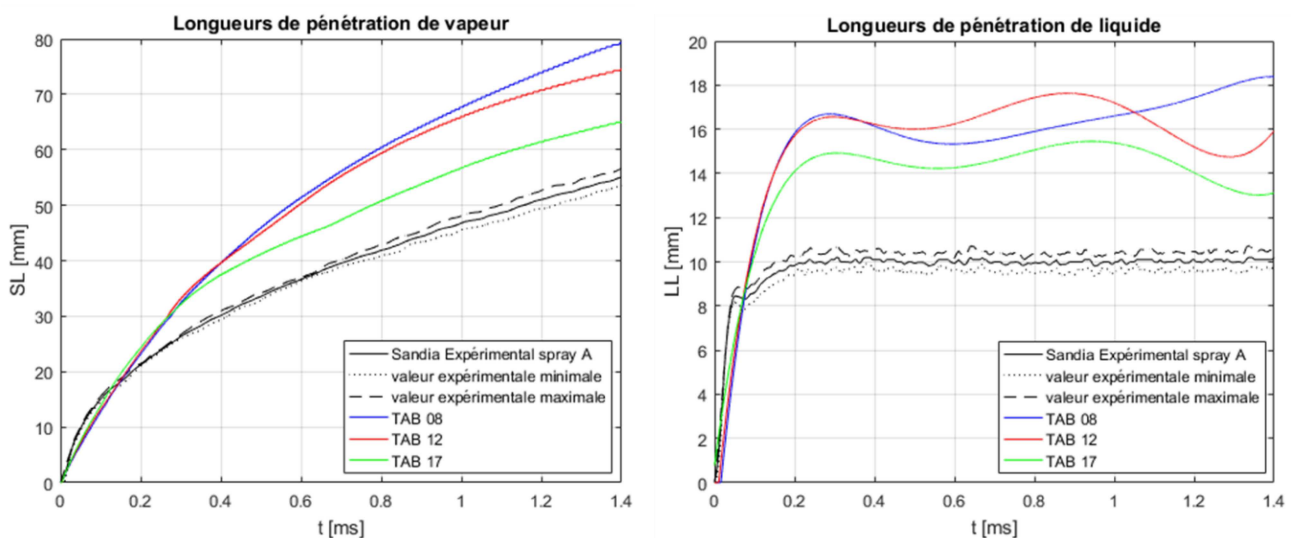


Figure 3.3 : Distribution temporelle des longueurs de pénétration de vapeur (SL) et de liquide (LL) pour différents réseaux de maillage

Choix du réseau optimal de maillage : Pour déterminer mathématiquement lequel des trois réseaux de maillage permet de mieux faire converger les résultats numériques avec ceux expérimentaux, l'erreur arithmétique moyenne (EAM) sur les longueurs de pénétration de vapeur et de liquide est calculée pour chaque réseau, selon la relation (3.1) :

$$EAM = \frac{1}{t_n - t_0} \sum_{i=0}^n |N(t_i) - E(t_i)| \Delta t_i \quad (3.1)$$

Où $N(t_i)$ ($i = 0, \dots, n$) représente les résultats numériques de longueur de vapeur ou de liquide à chaque étape de temps entre $t_n = 0$ et $t_n = 1.4 \text{ ms}$, $E(t_i)$ les résultats expérimentaux, Δt_i les différences temporelles de résultats numériques et expérimentaux en (ms).

Tableau 2 : Erreurs arithmétiques moyennes sur les longueurs de pénétration numériques pour chaque réseau de maillage

	EAM pénétration vapeur (mm)	EAM pénétration liquide (mm)
TAB 08	20.44	8.51
TAB 12	17.58	6.81
TAB 17	8.52	5.11

Le tableau 2 montre que les EAM liquide et vapeur sont plus faibles pour le réseau TAB 17 que pour les deux autres. De plus, le réseau TAB 17 (figure 3.3) semble se rapprocher du modèle expérimental mieux que les deux autres. Cela lui confère une plus grande crédibilité en termes de prédiction du processus de vaporisation et de mélange.

Au regard de tout ce qui précède, le réseau de maillage à 1705399 mailles est utilisé pour les simulations qui suivent.

3.3.2. Etude comparative des modèles TAB, KHRT, PE et SHF

Plusieurs modèles de désintégration secondaire sont implémentés dans le logiciel CFD OpenFOAM, chacun ayant été élaboré sur la base de certaines lois physiques et de quelques hypothèses simplificatrices. De plus, quelques erreurs de résolution d'équations peuvent se glisser et influencer considérablement les résultats auxquels ils permettent d'aboutir. Wook Lee et al. [20] par exemple se sont proposés de s'attarder sur des erreurs typographiques des modèles TAB, DDB et de Clark, notamment au niveau de la résolution des équations cinétiques. Il paraît pertinent d'évaluer les capacités prédictives des modèles TAB, KHRT, PE et SHF afin d'en ressortir une idée claire sur celui qui converge au mieux avec des applications réelles de spray et de désintégration secondaire.

3.3.2.1. Analyse du processus de désintégration secondaire

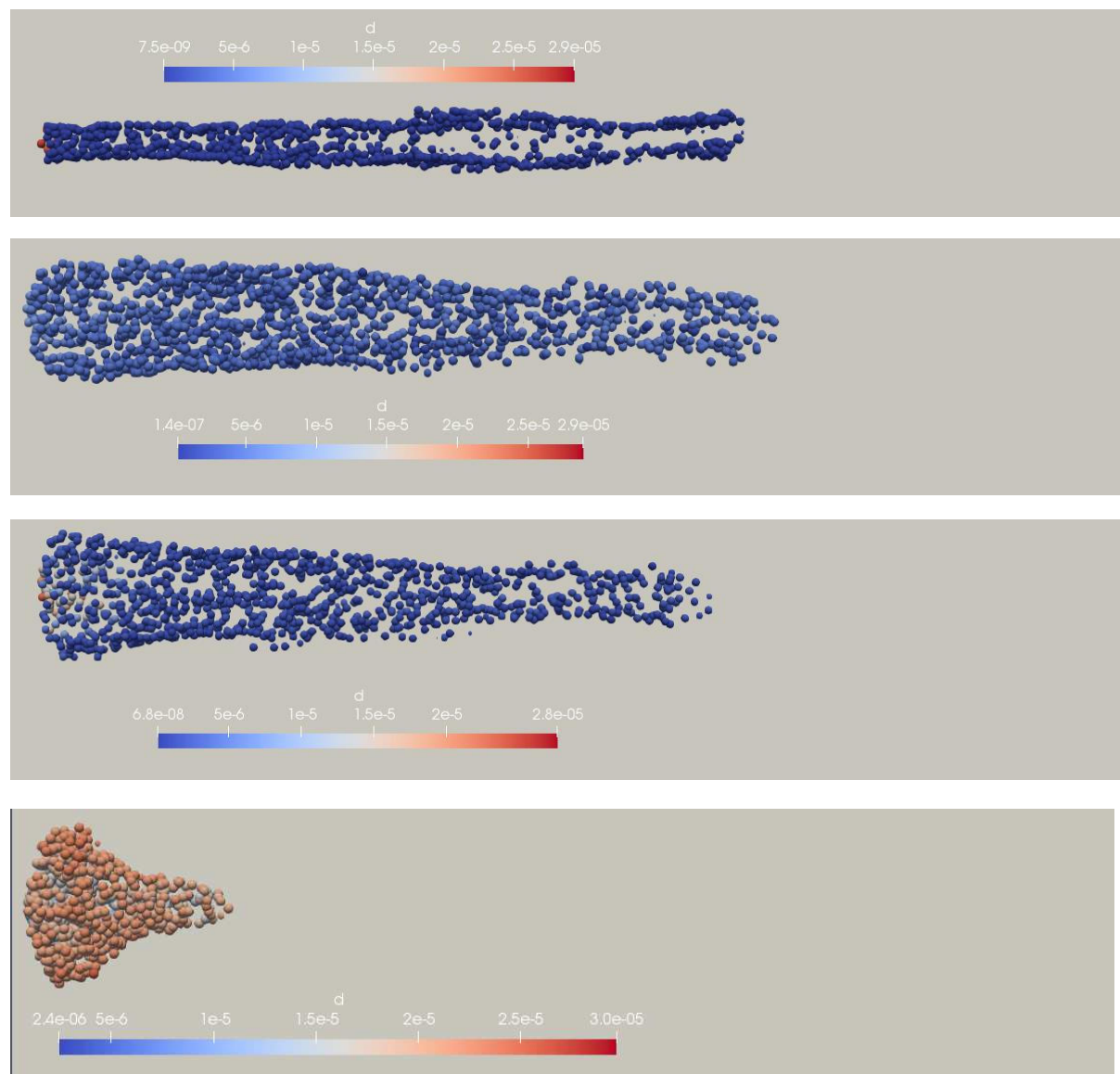


Figure 3.4 : Distribution de diamètre de gouttelettes à $t = 0.05$ ms
De haut en bas : TAB, KHRT, PE, SHF

Avec l'hypothèse que toute gouttelette dont le diamètre est inférieur ou égal à $52 \mu\text{m}$ appartient au régime « dilué », on peut remarquer que nous sommes déjà bel et bien en régime dilué dès l'instant initial à t_0 car la gouttelette la plus grosse a un diamètre de $30 \mu\text{m}$ parmi tous les modèles. La figure 3.4 montre que quelques fractions de secondes après le début de l'injection, la longueur de liquide a tendance à se développer plus lentement pour le modèle SHF que pour les trois autres, mais cet écart sera progressivement rattrapé jusqu'aux derniers instants de l'injection, tel que nous pouvons le constater sur la figure 3.5 De plus, la figure 3.4

permet d'observer d'une part le régime de désintégration avec creusage (TAB), d'autre part le régime de désintégration en sac (KHRT, PE et SHF) qui ont été évoqués au premier chapitre, rendant compte **du nombre de Weber respectivement inférieur à 100 et à 20 au début de l'injection.**

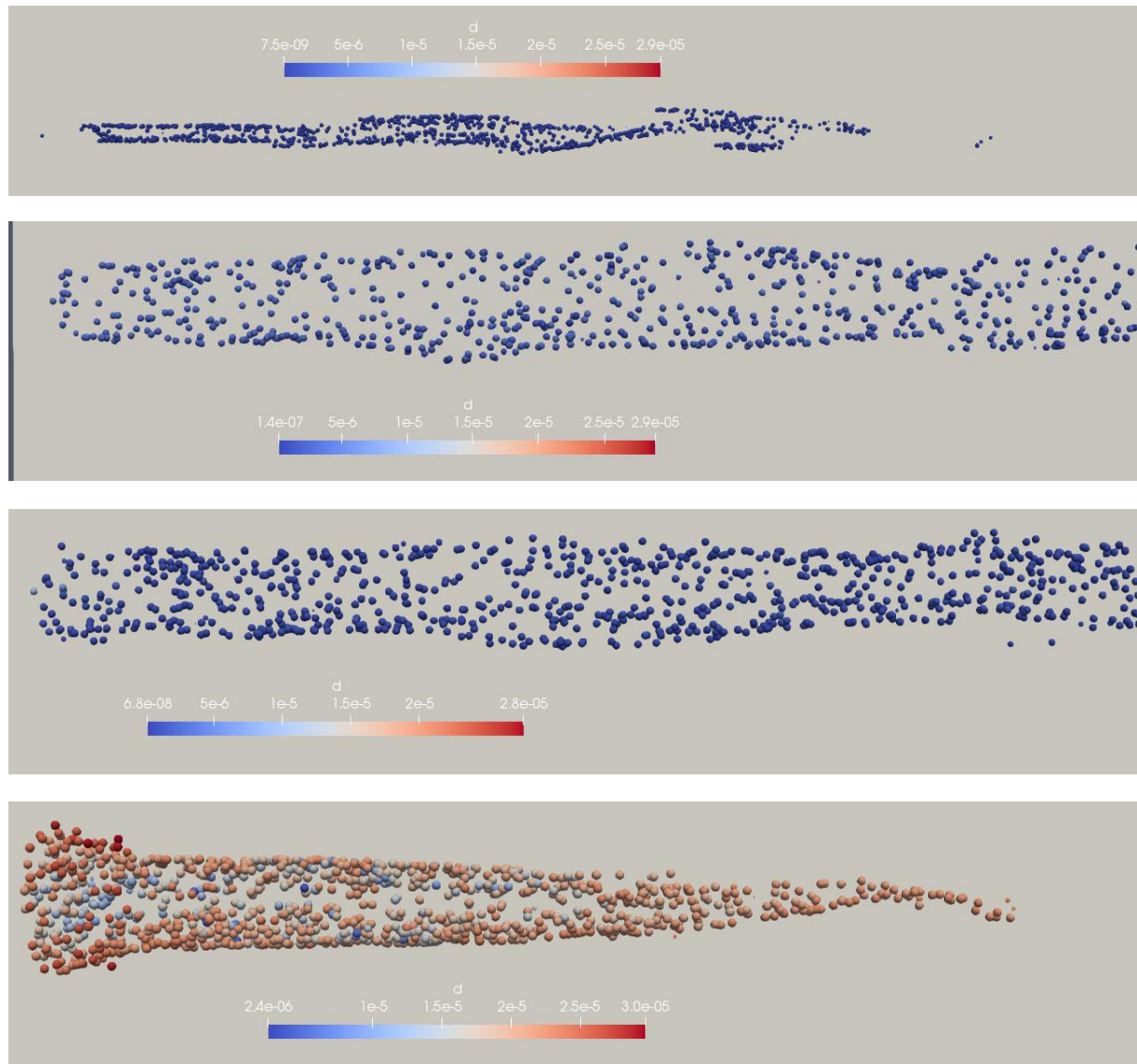


Figure 3.5 : Distribution de diamètre de gouttelettes à $t = 1.55$ ms
De haut en bas : TAB, KHRT, PE, SHF

Pour chaque modèle, les gouttelettes les plus grosses sont les plus proches du foyer d'injection, preuve que *le liquide se fragmente au fur et à mesure qu'il pénètre dans le gaz*. Il est tout de même curieux de remarquer que pour le modèle SHF, les gouttelettes demeurent considérablement grosses par rapport à ce qu'on a avec les autres modèles, *le processus de*

désintégration est donc plus lent avec ce modèle-là. Cela peut être dû au nombre de Weber critique qui est assez élevé ($We_{cr} = 12$) pour les conditions d'écoulement actuelles.

On assiste à **des instabilités de Rayleigh-Taylor** à l'interface des deux fluides tel que décrit par Grosshans [5]. Ces instabilités créent une séparation de certaines gouttelettes, que nous pouvons constater à la première image de la figure 3.5 (les modèles KHRT et PE présentent aussi des séparations à $t = 1.4$ ms au voisinage de la tête du jet).

La figures 3.5 montre une certaine *ondulation* plus ou moins prononcée du jet, avec des gouttelettes qui se séparent du groupe le long de celui-ci. Ces ondulations peuvent s'expliquer par **les turbulences présentes dans la phase continue, qui améliorent le mélange après vaporisation**, tel que nous pouvons le constater sur les images de la figure 3.10 ; et **l'augmentation de la force de trainée avec le temps, provoquant la compression du jet et donc son flambage**.

Au dernier instant de la simulation, c'est-à-dire à $t = 1.6$ ms (profil non représenté), l'analyse montre qu'il n'y a plus du tout de gouttelettes pour le modèle TAB, preuve que tout le carburant s'est vaporisé. Cela concorde avec la première image de la figure 3.8, qui montre qu'à cet instant-là, une bonne proportion de carburant s'est déjà mélangée au gaz environnant (zone blanchâtre du nuage). **Cela rend compte d'un taux de désintégration assez élevé, et pourrait être attribué au choix de la valeur de la constante C_4 de l'équation (1.12), qui a un effet considérable sur la pulsation ω des oscillations.**

3.3.2.2. Analyse des longueurs de pénétration de liquide et de vapeur

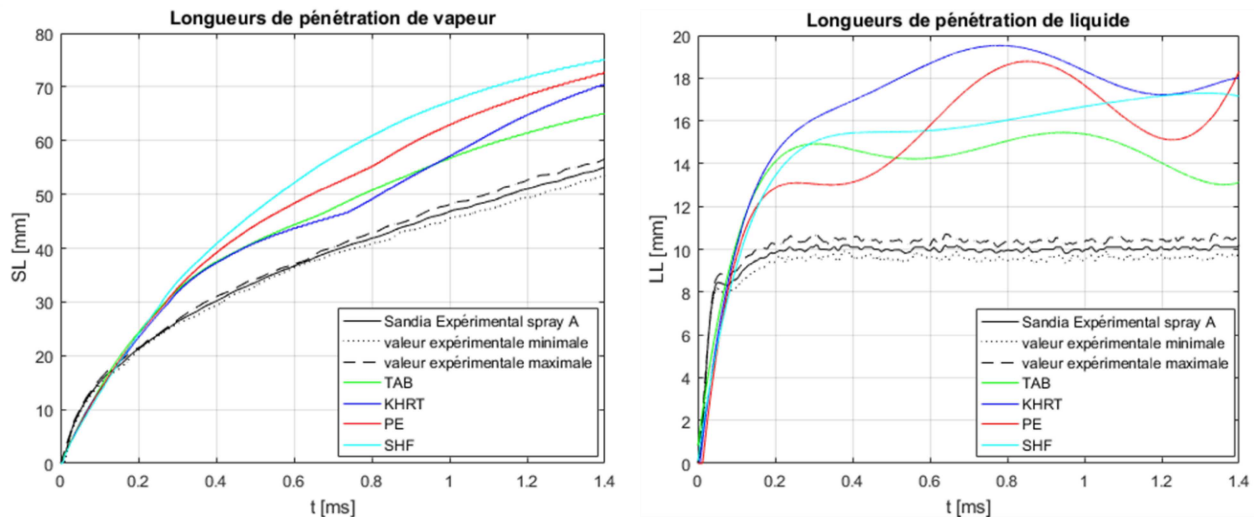


Figure 3.6 : Distribution temporelle des longueurs de pénétration de vapeur (SL) et de liquide (LL) pour différents modèles

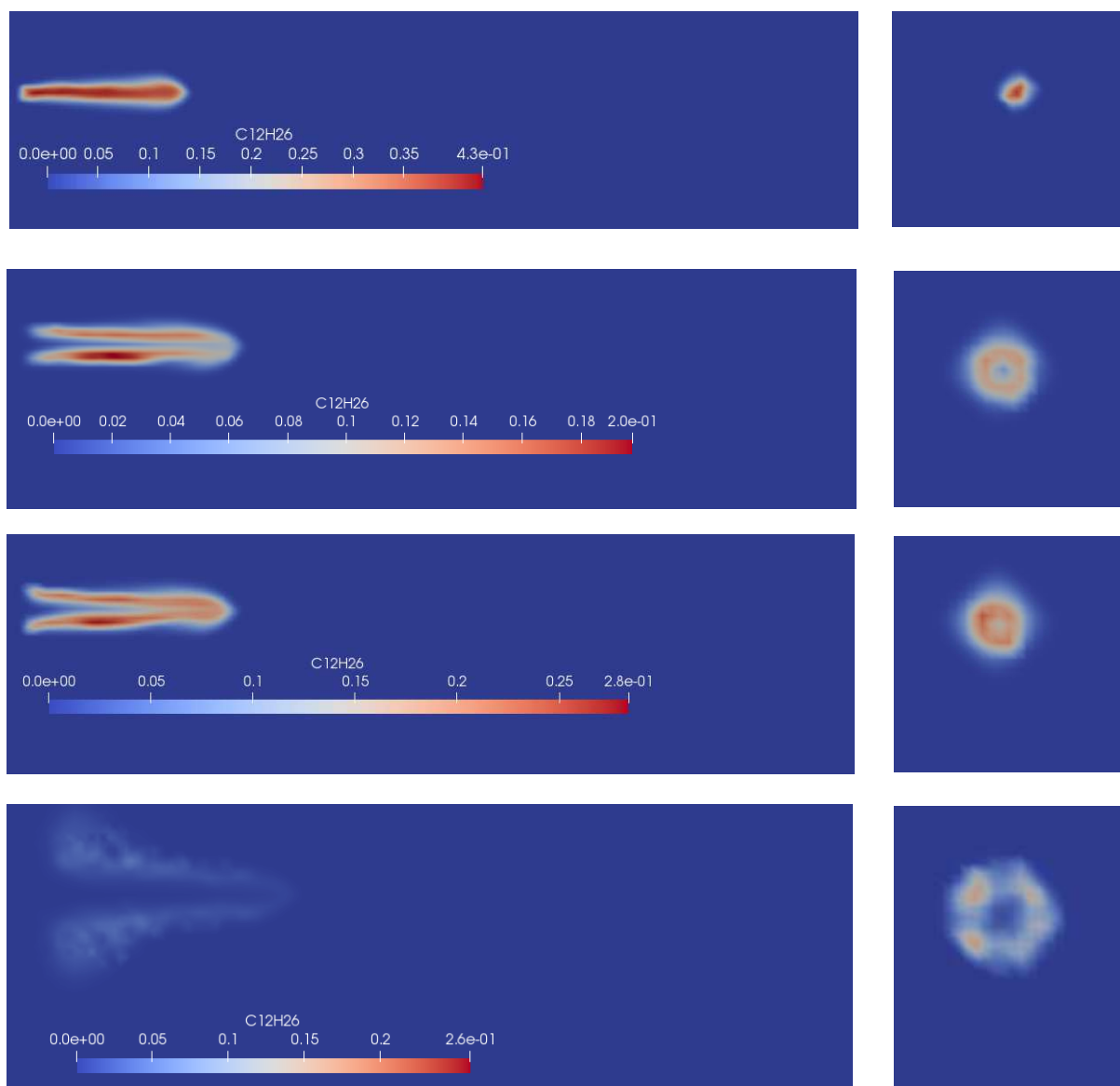


Figure 3.7 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 0.05$ ms. De haut en bas : TAB ; KHRT ; PE ; SHF. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

La figure 3.6 présente les distributions temporelles des longueurs de pénétration de vapeur (à gauche) et de liquide (à droite) et compare les 4 modèles de désintégration sus-cités avec le modèle expérimental spray A.

Longueur de pénétration de vapeur : tous les modèles numériques présentent la même allure durant les trois premiers dixièmes de secondes et la pénétration de vapeur atteint 30 mm de longueur (SL), contre 25 mm pour le modèle expérimental. Malgré le fait que tous les modèles surestiment la longueur de pénétration de vapeur, le modèle TAB adopte une allure qui convient au mieux au modèle expérimental, surtout à partir de $t = 0.4$ ms jusqu'en fin d'injection.

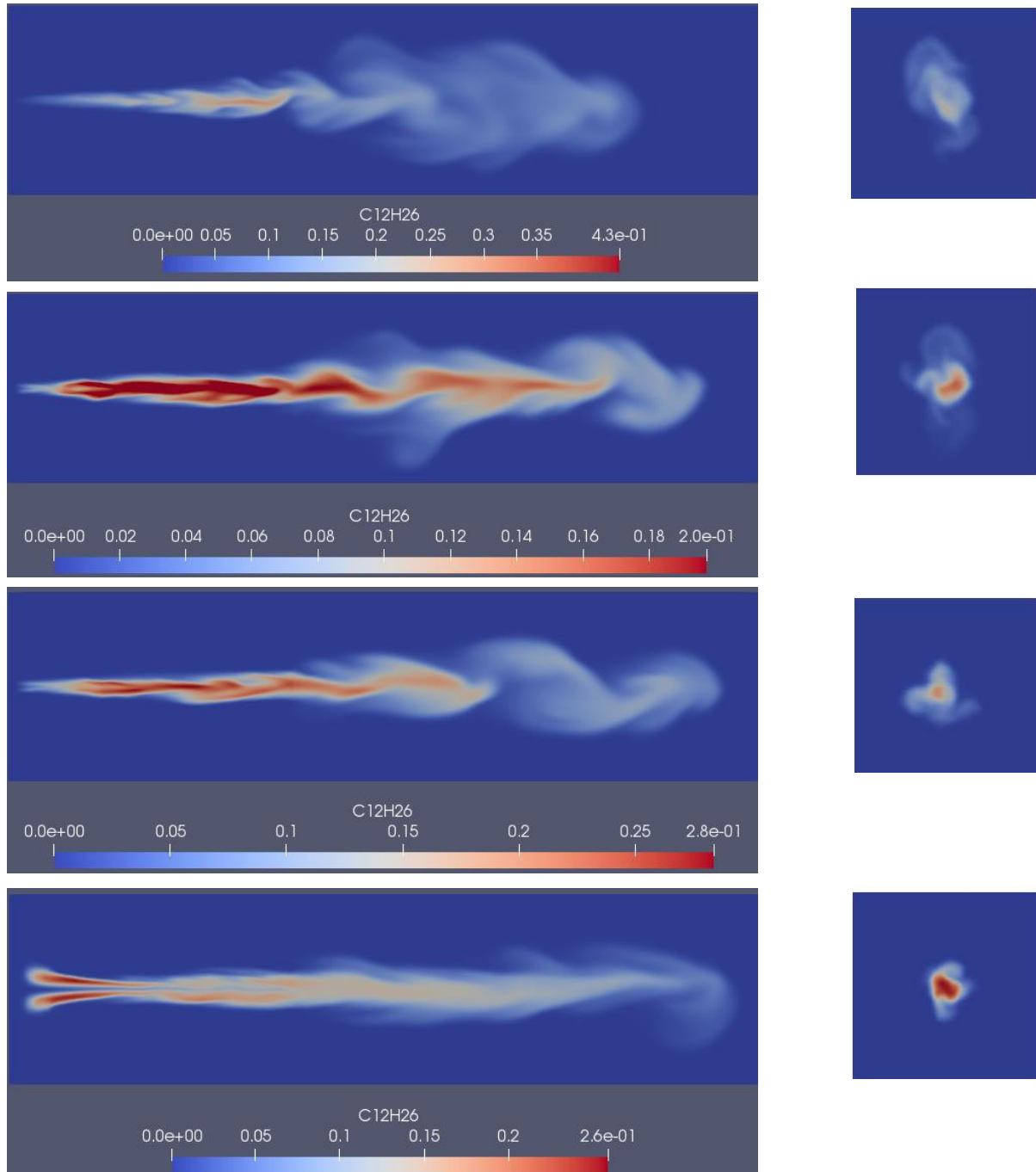


Figure 3.8 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 1.6$ ms. De haut en bas : TAB ; KHRT ; PE ; SHF. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

De plus, l'amplitude de SL pour le modèle TAB est plus faible que celle des autres modèles numériques, cela se confirme par la figure 3.8 où les longueurs de nuage de fraction massique de vapeur vont dans l'ordre croissant, de la première image (TAB) à la dernière (SHF).

Longueur de pénétration de liquide : entre 0.2 et 1.4 ms, si nous considérons la moyenne statistique de distribution de la longueur de pénétration de liquide (figure 3.6), on se rend

compte que la courbe du modèle TAB donne une allure plus stable avec une amplitude plus basse que celle des autres modèles. Cela n'est pas étonnant au regard de la position relative de la dernière gouttelette du modèle TAB par rapport à celle des autres modèles (figure 3.5). Le caractère plus ou moins « stable » de cette troisième phase des courbes LL peut être dû au fait que **le *taux de vaporisation* du carburant soit déjà suffisant pour limiter la pénétration des gouttelettes dans le domaine.**

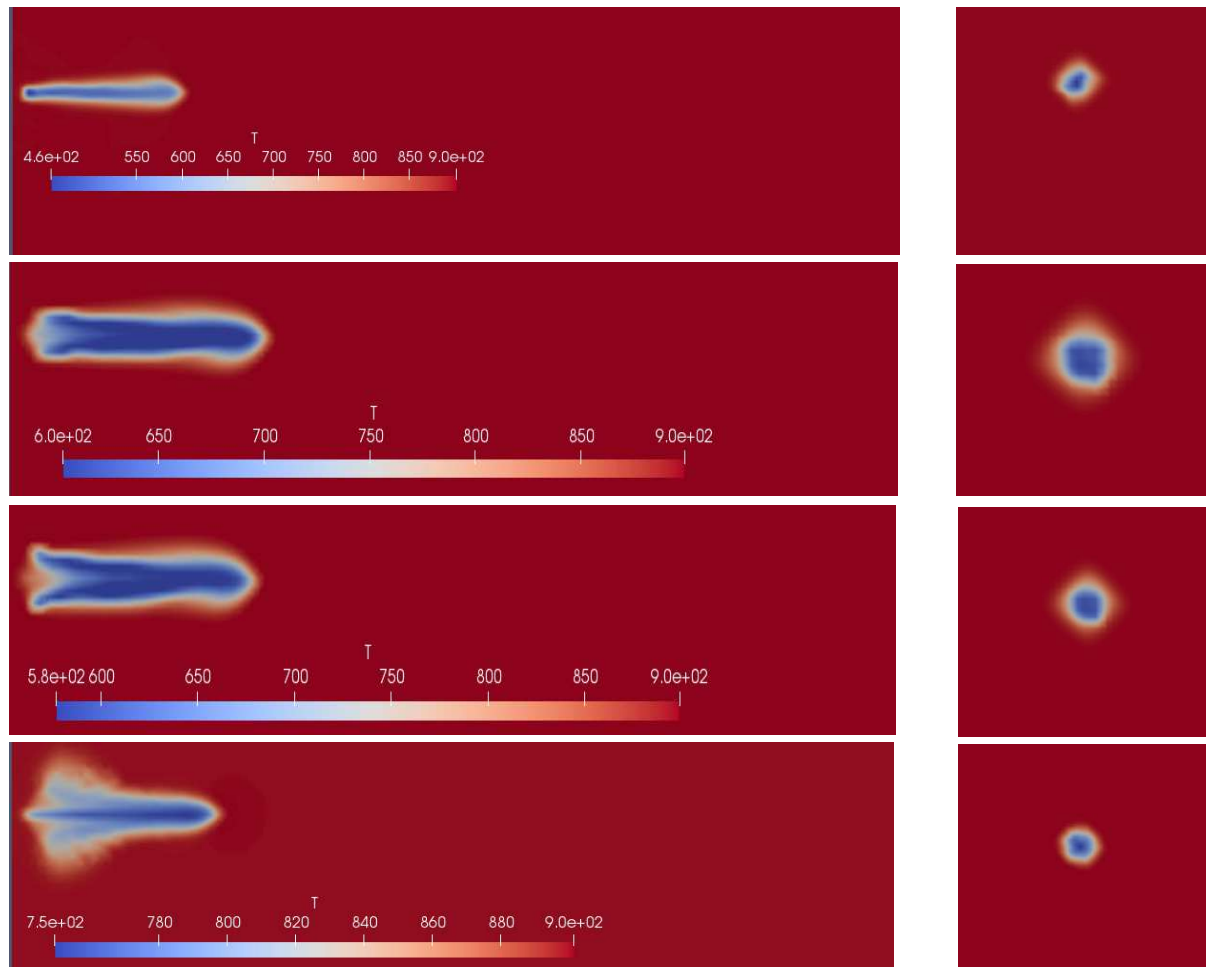


Figure 3.9 : Profils de température à $t = 0.05$ ms. De haut en bas : TAB ; KHRT ; PE ; SHF.
Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

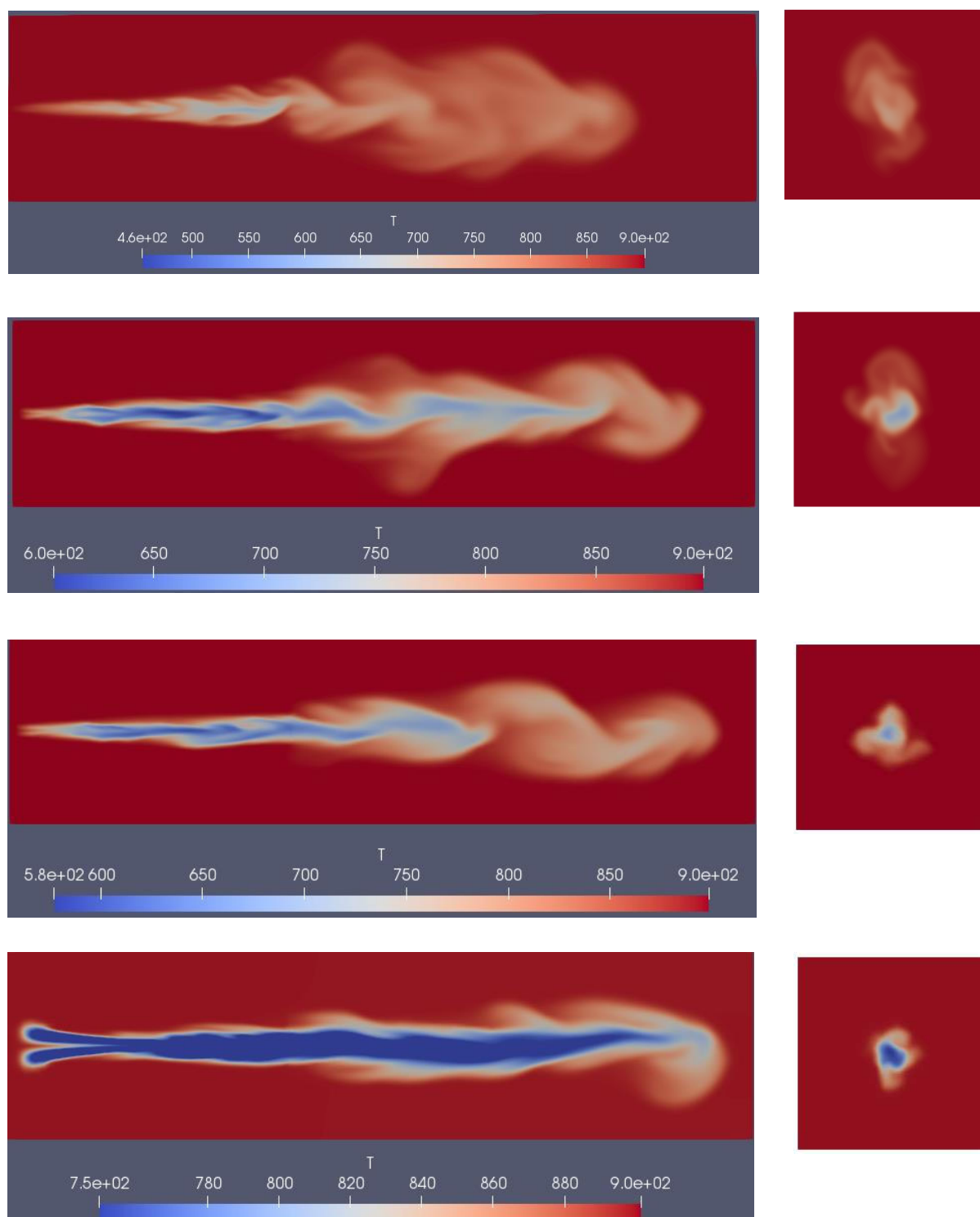
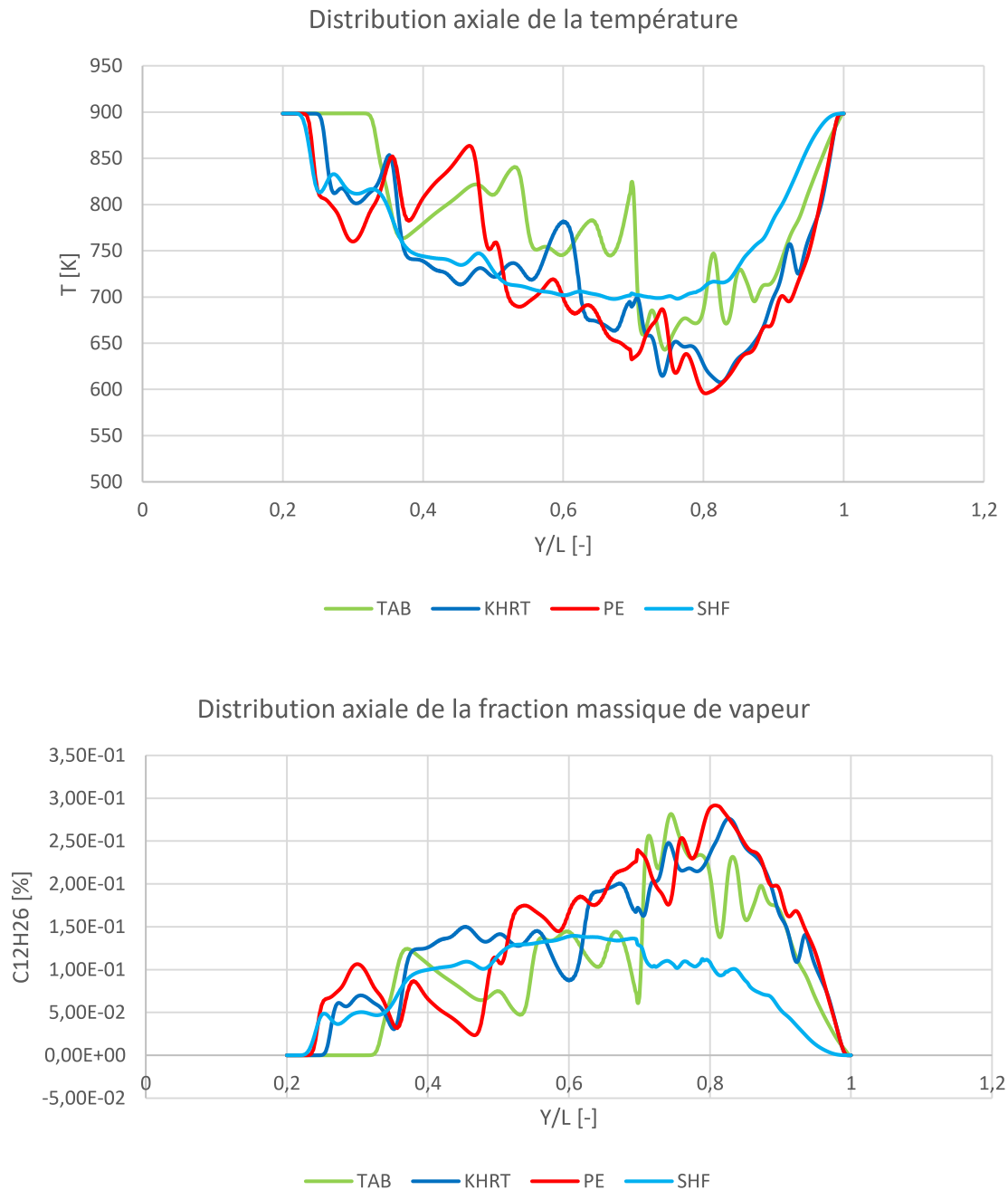


Figure 3.10 : Profils de température à $t = 1.6$ ms pour différents modèles.
 De haut en bas : TAB ; KHRT ; PE ; SHF.
 Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 60$ mm

3.3.2.3. Analyse de la fraction massique de vapeur et de la température du carburant

Un constat général permet de se rendre compte de la proportion élevée de vapeur (0.15 à 0.3 %) dès le début d'injection, et au voisinage du point d'injection (fig. 3.7), qui rend compte de la **vaporisation flash évoquée au chapitre 2**, due à la **chute rapide de pression de carburant dès son introduction dans le domaine**. Les ondulations plus ou moins prononcées qui sont observées sur la figure 3.5 peuvent également être observées sur les figures 3.8 et 3.10, signes de **turbulences et donc de brassage plus ou moins prononcé**.



Avec l'hypothèse que la température de vaporisation du n-dodécane vaut 489.47 K [42], nous constatons sur les figures 3.7 et 3.9 qu'une bonne quantité de carburant est déjà à l'état vapeur dès les premiers instants de l'injection, cela signifie que la vaporisation s'effectue très rapidement, surtout pour le modèle SHF. Ce constat n'est pas étonnant étant donné la croissance très rapide des longueurs de pénétration de vapeur (figure 3.6). Il est également pertinent de remarquer sur les figures 3.7 à 3.10, les gradients de fraction massique et de température dans la direction transversale (vues de droite) qui rendent compte de la **vaporisation due à l'échange de chaleur entre le gaz environnant et les gouttelettes, débutant à la surface de celle-ci et se propageant progressivement vers l'intérieur**. De plus, les mêmes figures témoignent d'une quasi-axisymétrie, malgré les effets de turbulence, du profil de température, surtout $t = 1.6$ ms **car les turbulences et les instabilités sont plus prononcées au fur et à mesure que la densité du carburant diminue sous l'effet de la vaporisation**.

La figure 3.11 représente les distributions axiales centrales de température et de fraction massique de vapeur à l'instant $t = 1.6$ ms de l'extrémité du domaine ($Y = 20$) jusqu'à son origine ($Y = 100$). Pour chacun des quatre cas, le minimum de température et le maximum de fraction massique sont atteints au voisinage de $Y = 75$ mm, soit à 25 % de la profondeur totale du domaine, tandis que le maximum de température et le minimum de fraction massique sont situés au point d'injection et à l'extrémité du domaine, une preuve de plus que les températures sont plus élevées à la tête de la plume de vapeur, zone où commence le brassage avec le gaz environnant. **Le transfert de chaleur par conduction depuis l'interface carburant/gaz environnant jusqu'au cœur de la plume de vapeur justifie ce phénomène.**

De même, en observant les distributions de température (figure 3.8) de droite à gauche, c'est-à-dire du point d'injection jusqu'à l'extrémité du domaine, on se rend compte que la température se stabilise plus rapidement (à 82% de profondeur environ) pour le modèle TAB que pour les autres, ce qui implique un meilleur brassage avec le gaz environnant dans cette région.

Choix du modèle : L'erreur arithmétique moyenne (EAM) est encore utilisée pour identifier le modèle de désintégration secondaire dont les longueurs de pénétration convergent au mieux avec celles du modèle expérimental.

Tableau 3 : Erreurs arithmétiques moyennes sur les longueurs de pénétration numériques pour chaque modèle de désintégration secondaire

	EAM pénétration vapeur (mm)	EAM pénétration liquide (mm)
TAB	8.52	5.11
KHRT	11.92	10.22
PE	20.44	8.57
SHF	23.85	8.51

Au vu de l'analyse faite précédemment et du fait que l'erreur soit minimale tant pour la longueur de pénétration de vapeur que pour la longueur de pénétration de liquide, le **modèle de Taylor (TAB)** prédit mieux le processus de désintégration secondaire, de vaporisation et de mélange que les trois autres ; en dépit du fait qu'il y est un écart considérable entre les résultats expérimentaux et ceux simulés .

Les écarts entre les résultats expérimentaux et ceux numériques sont dus aux différentes imperfections des modèles (choix des constantes, hypothèses de calcul,...) et de quelques paramètres de simulation. Ces écarts pourraient être réduits par ajustement des paramètres de Rosin-Rammler, des constantes des modèles de désintégration, de la vitesse initiale des parcelles, de la quantité de parcelles injectées, pour ne citer que ceux-là.

Les multiples fluctuations présentes sur les courbes LL des modèles numériques (sauf SHF) sont d'ailleurs plus justifiées pour le modèle TAB que pour les autres, **car ce modèle est basé sur des oscillations harmoniques dépendant du nombre de Weber, lui-même fonction de la vitesse des gouttelettes.**

L'étude suivante utilise le modèle de Taylor (TAB) pour une étude paramétrique sur la pression d'injection.

3.3.3. Influence de la pression d'injection sur la désintégration secondaire

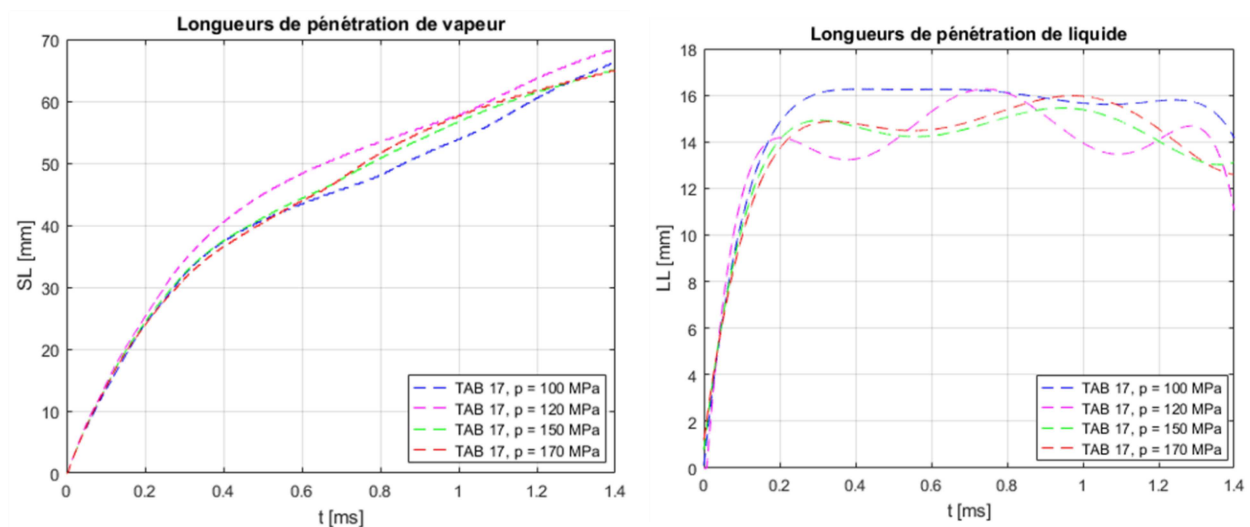


Figure 3.12 : Longueurs de pénétration de vapeur et de liquide pour différentes pressions d'injection

Dans l'optique d'évaluer l'influence de la pression d'injection (p) sur les longueurs de pénétration de vapeur et de liquide, une étude paramétrique est faite avec quatre valeurs de pression : 100, 120, 150 et 170 MPa. Le modèle de désintégration utilisé est celui de Taylor (TAB), avec un réseau de *1705399 mailles*.

La figure 3.12 permet de noter une *influence non négligeable et non monotone* de la pression d'injection sur les longueurs de pénétration de vapeur et de liquide. En effet, durant toute la durée de l'injection, SL est plus grand pour $p = 120$ MPa que pour $p = 150$, $p = 170$ et pour $p = 100$ MPa ; tandis que ce n'est qu'après 1.27 ms qu'elle est significativement plus importante pour $p = 100$ MPa que pour $p = 150$ MPa et $p = 170$ MPa. En effet, à priori, **en début d'injection, l'augmentation de pression accroît le flux de quantité de mouvement, ce qui entraîne un taux de désintégration plus élevé et donc une vaporisation plus rapide des gouttelettes**. Puis aux environs de 1.2 ms, les turbulences, les forces de trainée et les frottements aux interfaces de gouttelettes avec le gaz environnant sont suffisants pour réduire considérablement ou annuler l'effet important qu'avait initialement la pression sur la pénétration de vapeur.

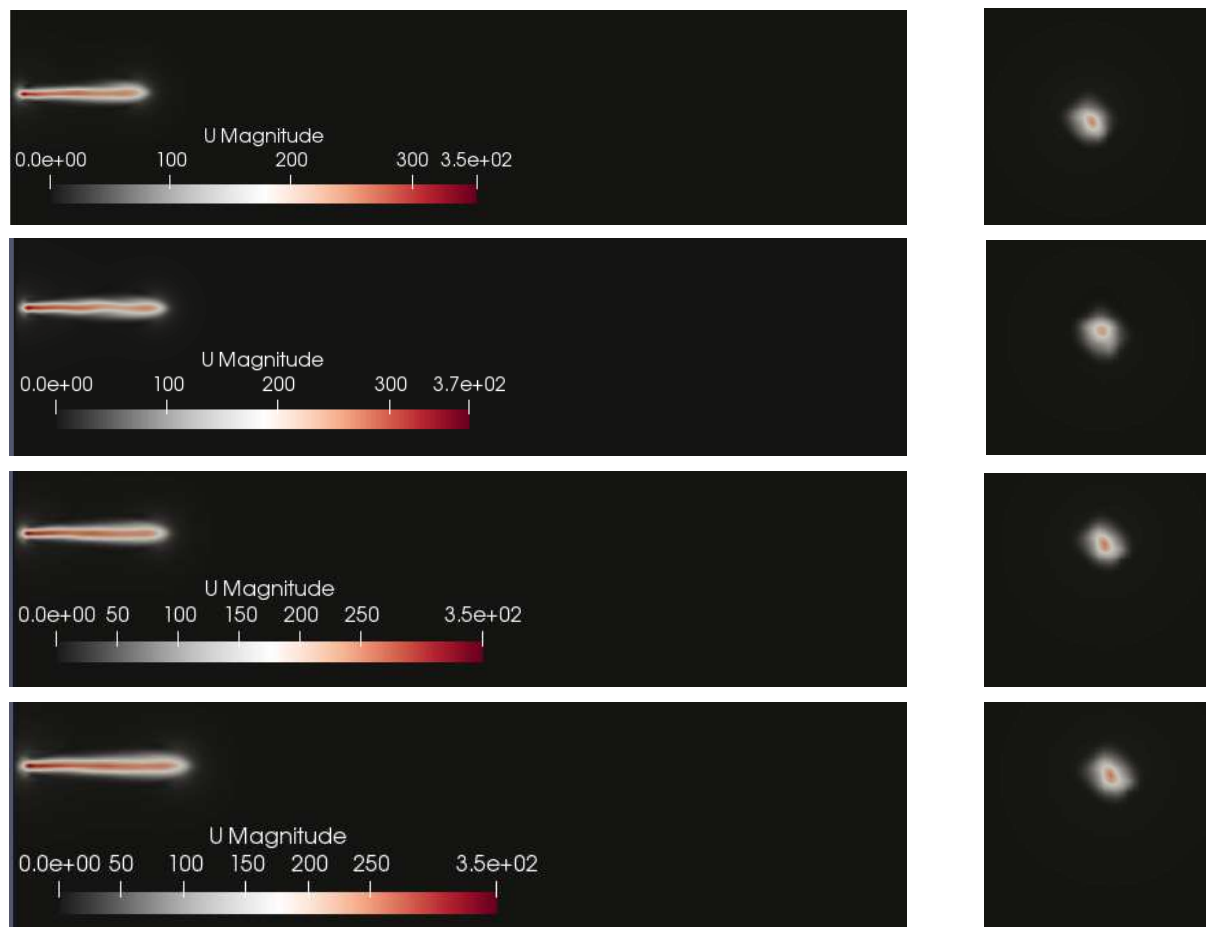


Figure 3.13 : Profils de vitesse à $t = 0.05$ ms pour différentes pressions d'injection.
De haut en bas : $p = 100$ MPa ; $p = 120$ MPa ; $p = 150$ MPa ; $p = 170$ MPa
Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

En revanche, le fait que cette longueur de vapeur soit faible pour $p = 150$ et 170 MPa par rapport à $p = 120$ MPa peut s'expliquer par le fait que **les turbulences soient assez importantes au de-là de 120 MPa si bien qu'elles parviennent à réduire considérablement la**

pénétration de vapeur et à favoriser la pénétration de liquide. De même, l'influence devient négligeable à ces valeurs extrêmes, soit pour $p = 150$ et 170 MPa.

L'effet favorable de la pression d'injection sur la longueur de pénétration de vapeur est logique, car le brassage est amélioré par l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, et donc des turbulences.

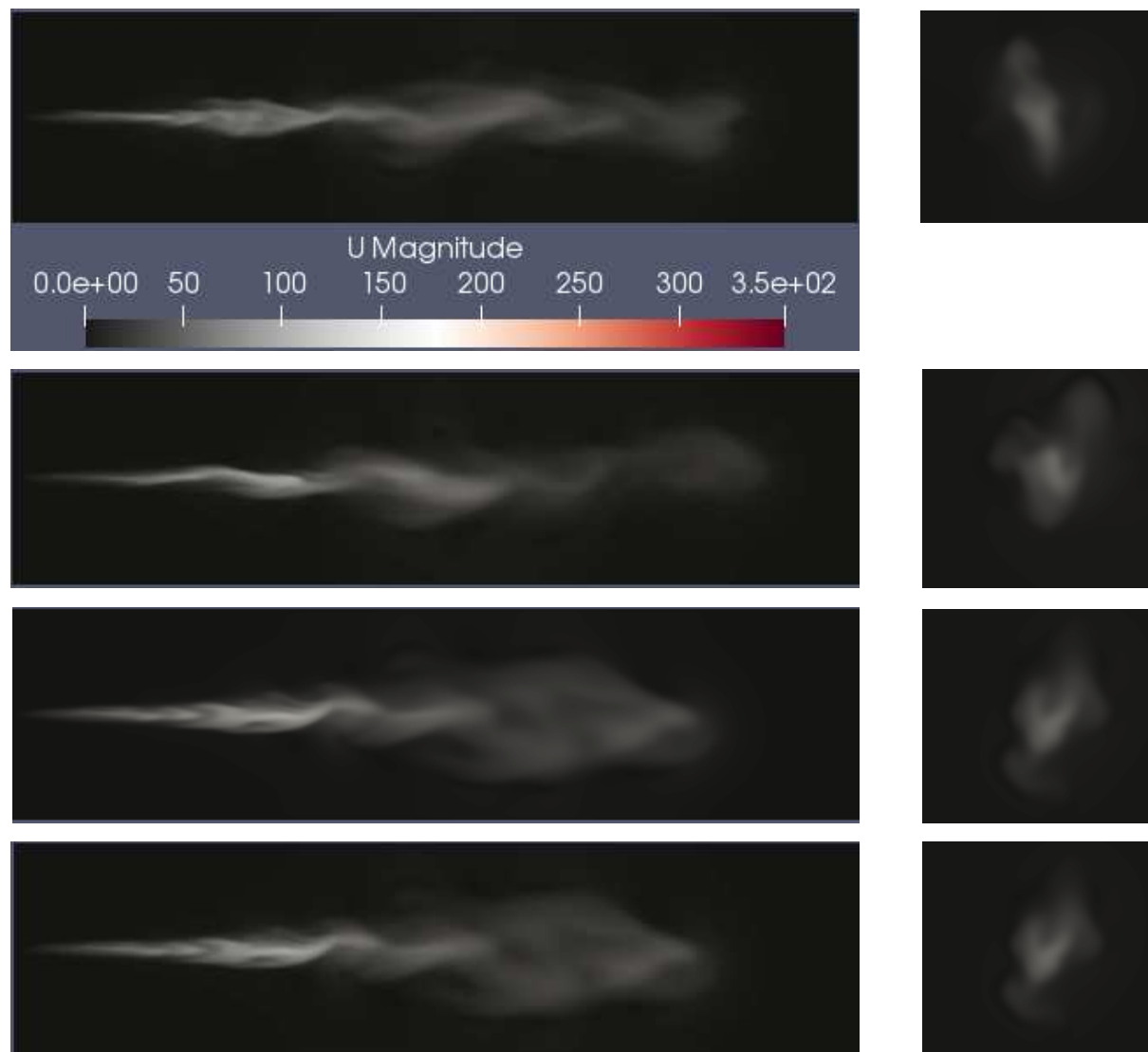


Figure 3.14 : Profils de vitesse à $t = 0.16$ ms pour différentes pressions d'injection.

De haut en bas : $p = 100$ MPa ; $p = 120$ MPa ; $p = 150$ MPa ; $p = 170$ MPa

Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 60$ mm

Les figures 3.13 et 3.14 qui présentent les différents profils de vitesse respectivement en début et en fin d'injection, permettent de se rendre compte d'une vitesse plus grande pour des pressions d'injections plus élevées, avec des gradients transversaux importants au début et axisymétriques (figure 3.13 vues de droite) mais non axisymétriques à la fin (figure 3.14 vues de droite). La proportionnalité de la vitesse d'écoulement des vapeurs de carburant avec la pression d'injection peut s'expliquer par le fait que, **la haute pression induit dans**

l'écoulement une grande vitesse et donc plus de turbulences, ce qui améliore le brassage, puis la quantité de mouvement du fuel vaporisé, et l'oblige (SL) à aller plus loin, et les gouttelettes à se fragmenter plus rapidement, sous l'effet des vitesses relatives et donc des forces aérodynamiques plus élevées (LL est normalement disproportionnel à la pression d'injection).

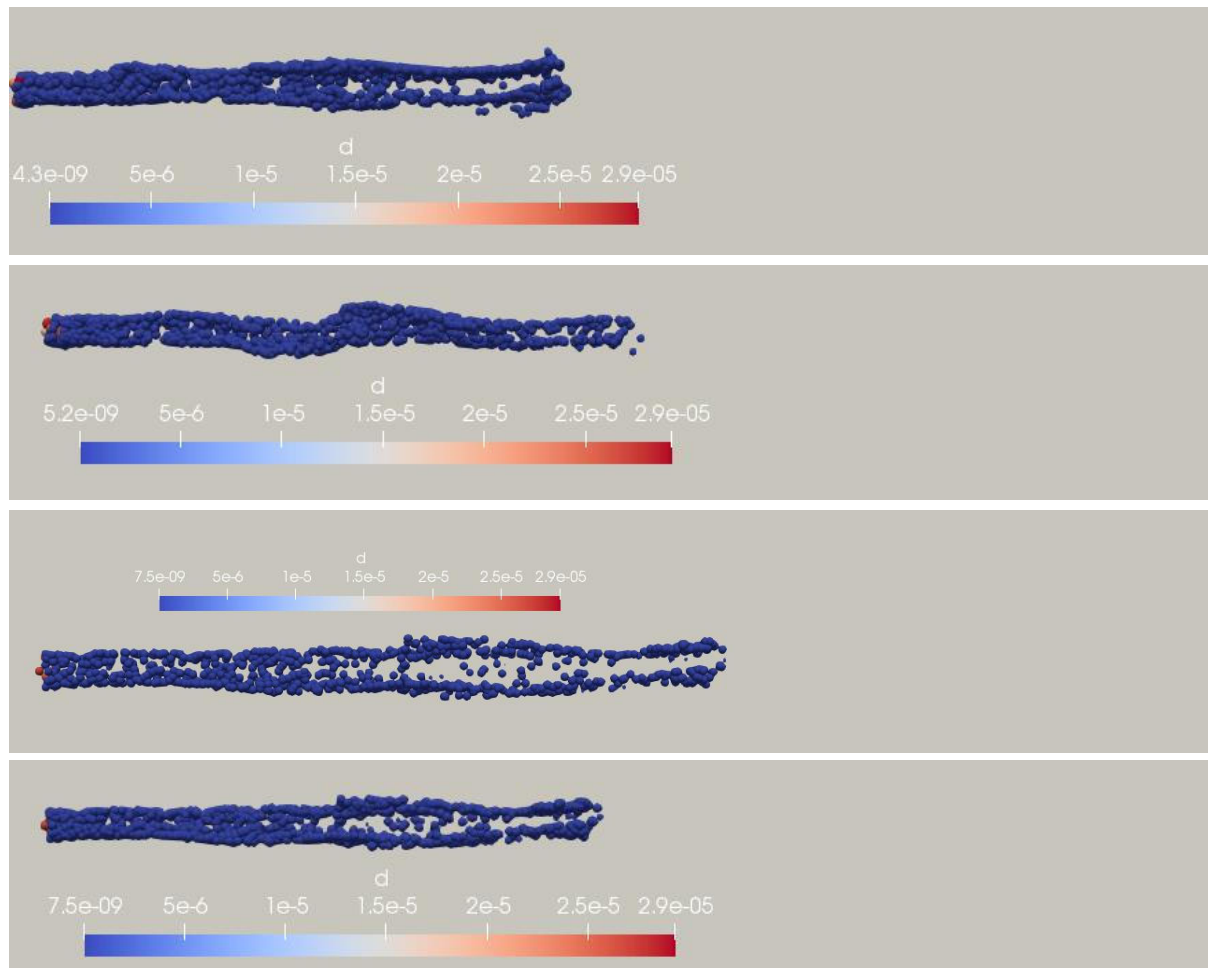


Figure 3.15 : Distribution de diamètre de gouttelettes pour différentes pressions d'injection à $t = 0.05$ ms. De haut en bas : $p = 100, 120, 150, 170$ MPa

Diamètre des gouttelettes : Les distributions de diamètre de gouttelettes présentées par la figure 3.15 paraissent tout de même étranges. En effet, on se serait attendu à ce que les minima de diamètre soient plus faibles pour des pressions d'injection plus élevées, ce qui n'est visiblement pas le cas ; les gouttelettes les plus petites ont un diamètre minimal de 4.3×10^{-9} , 5.2×10^{-9} et 7.5×10^{-9} microns, respectivement pour les pressions d'injection de 100, 120 et 150 MPa.

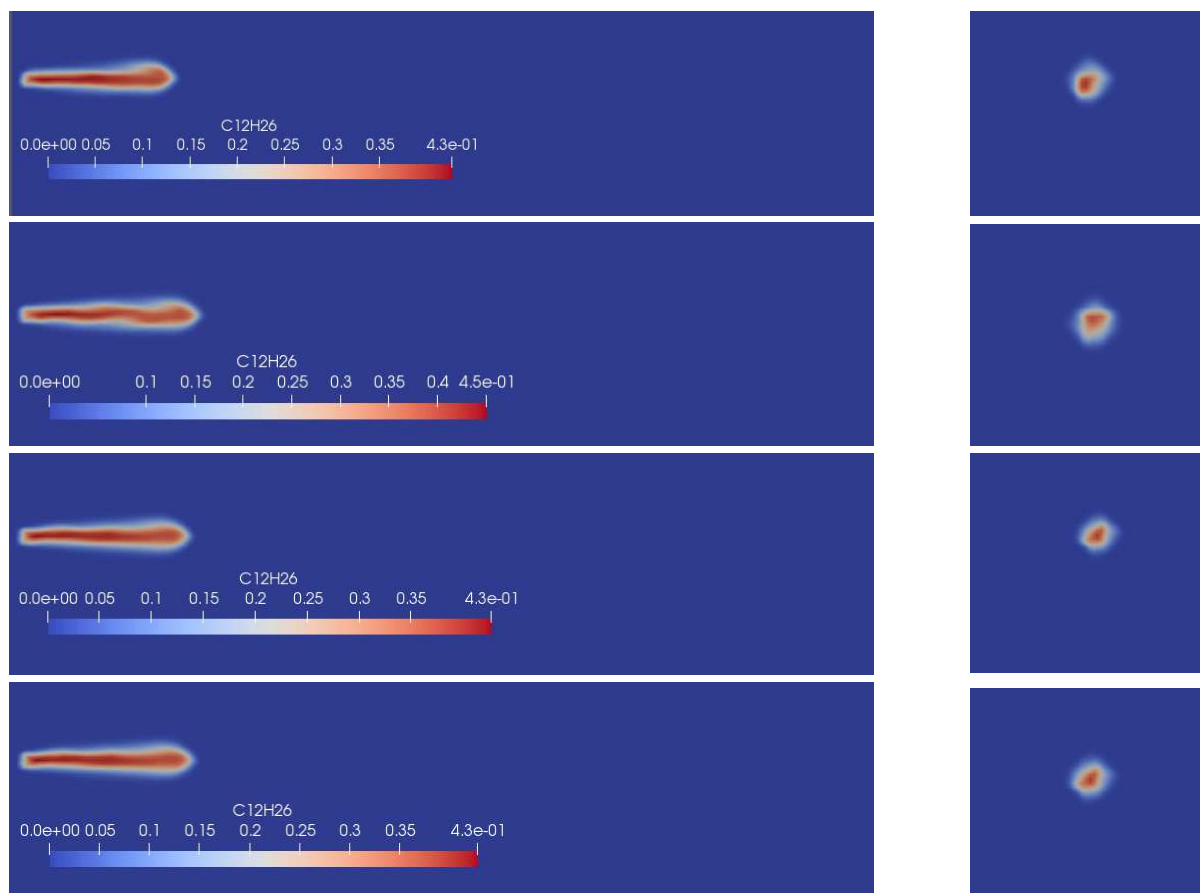


Figure 3.16 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 0.05$ ms. De haut en bas : $p = 100, 120, 150, 170$ MPa. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

Cela pourrait être dû au fait **qu'au moment de l'introduction des parcelles dans le domaine, l'influence des forces aérodynamiques sur les gouttelettes soit encore négligeable pour accélérer le processus de désintégration de celles-ci ; cela signifierait qu'il faut un certain niveau de pénétration, soit être déjà en régime établi pour que le taux de désintégration profite de l'accroissement de la pression d'injection.**

Fraction massique et pénétration de vapeur : Les figures 3.16 et 3.17 montrent une pénétration de vapeur de fuel plus prononcée pour $p = 120$ MPa que pour les trois autres sur toute la durée de l'injection. Cela concorde avec la figure 3.12 (à gauche) où l'on remarque une nette supériorité de la longueur de pénétration de vapeur pour cette valeur de pression d'injection là. Ceci traduit une vaporisation rapide du fuel et conduit à une diminution de la longueur de pénétration de liquide, tel que constaté sur la figure 3.12 (à droite).

Il est tout aussi intéressant de remarquer (figures 3.17 et 3.19) une largeur plus grande des plumes de vapeur pour des pressions d'injection équivalentes à 150 et 170 MPa, comparativement à celles des pressions plus réduites (100 et 120 MPa). **Cela rend compte des turbulences plus prononcées pour des pressions d'injection plus élevées.**

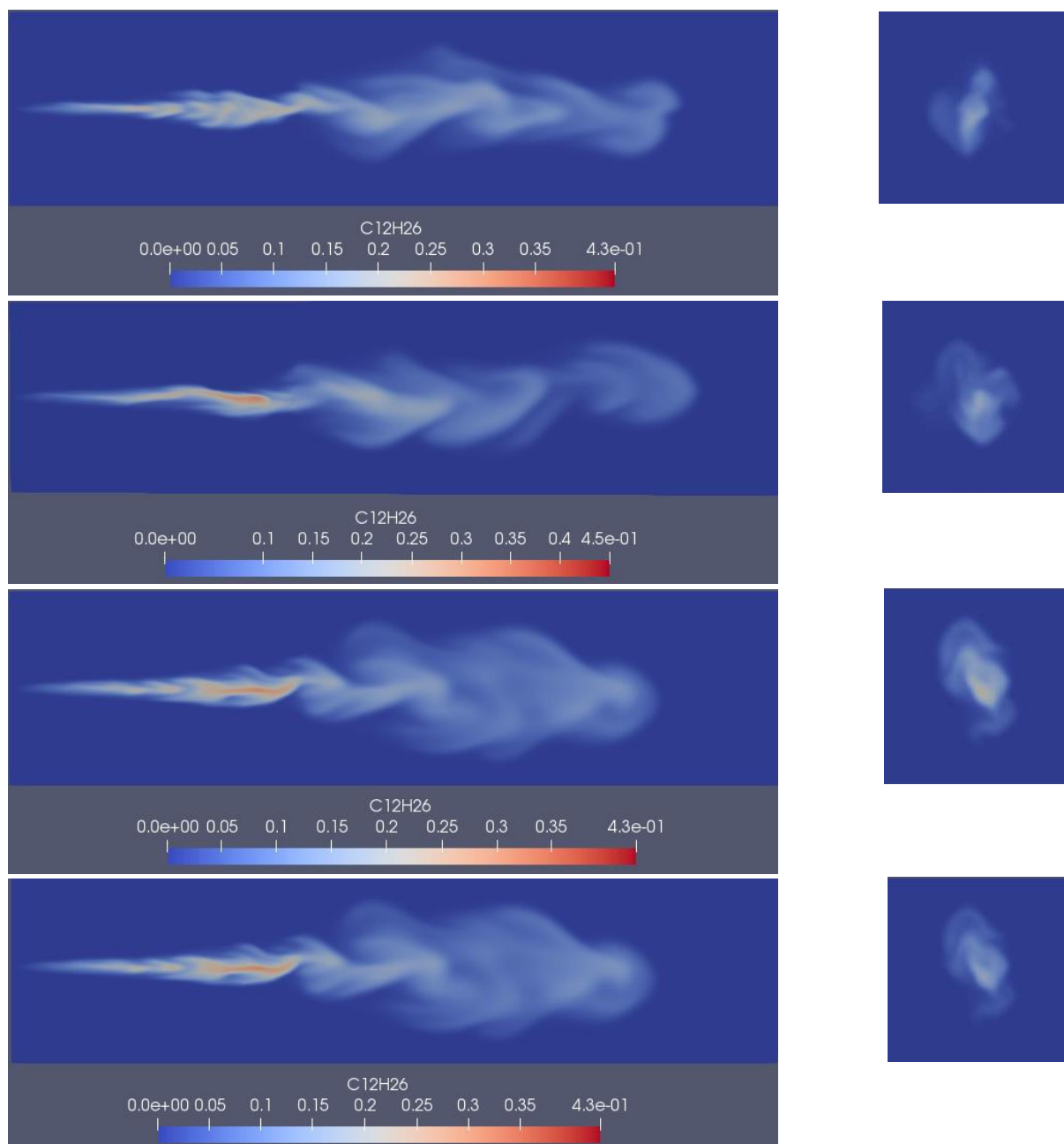


Figure 3.17 : Profils de fraction massique de vapeur à $t = 1.6$ ms. De haut en bas : $p = 100, 120, 150, 170$ MPa. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 60$ mm

Dans tous les cas, le mélange des vapeurs de carburant avec le gaz ambiant est plus prononcé au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'injection et en périphérie de la plume de vapeur (figures 3.16 et 3.17), **car les premiers volumes de fuel qui s'échauffent au contact de ce gaz se trouvent dans ces zones-là et vaporisent en premier (figures 3.18 et 3.19).**

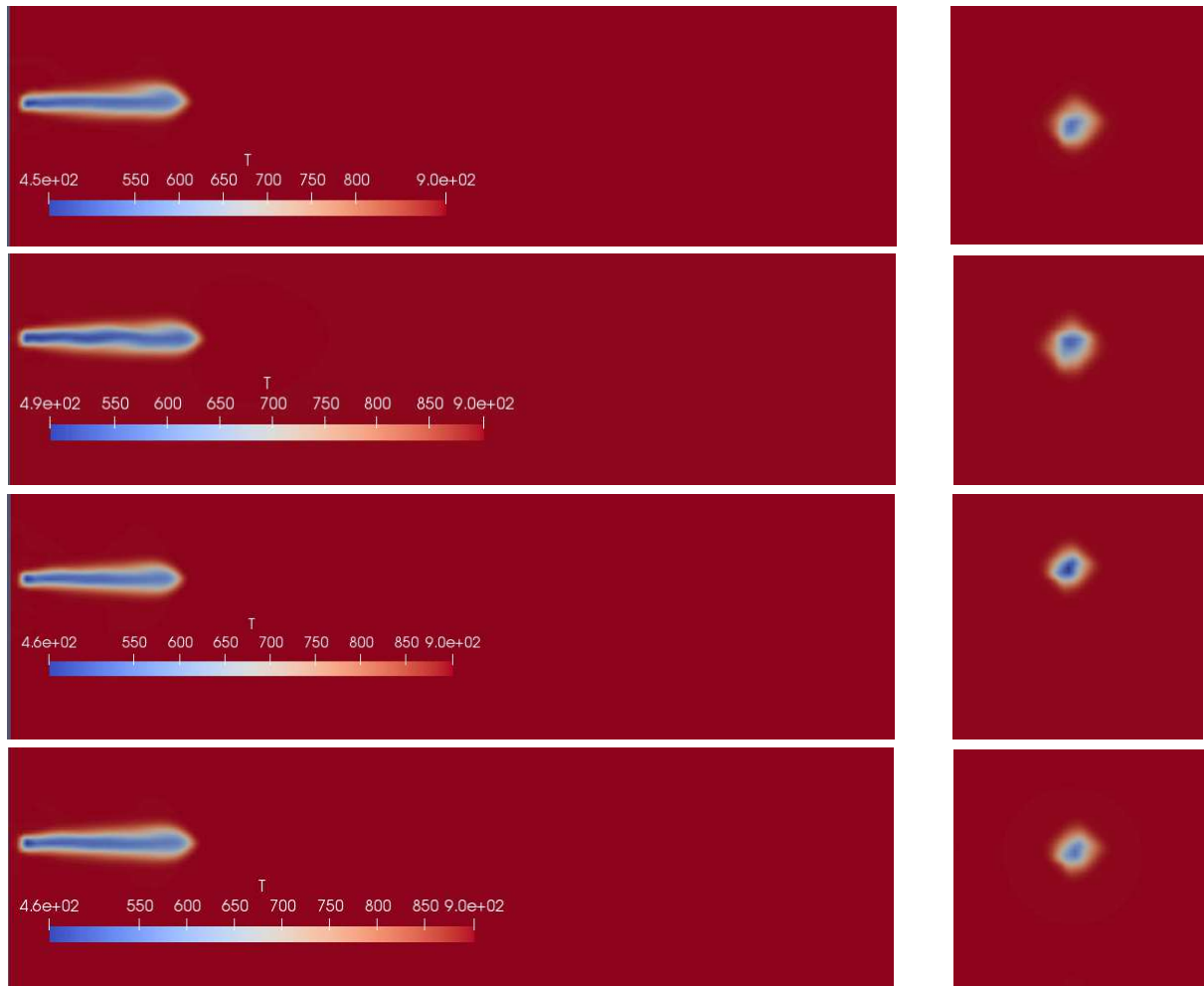


Figure 3.18 : Profils de température à $t = 0.05$ ms. De haut en bas : $p = 100, 120, 150, 170$ MPa. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 95$ mm

Des vagues et ondulations peuvent être constatées lorsque l'écoulement devient de plus en plus turbulent, signes d'instabilités de Rayleigh-Taylor qui apparaissent à l'interface entre les deux fluides sous l'effet de la différence de densités et des vitesses relatives locales du fuel par rapport au gaz environnant. Ces instabilités sont également responsables des têtes de plumes de vapeur en forme de champignon, et qui rendent compte du choc frontal fuel/gaz lors de la pénétration de vapeur. Les écoulements avec des pressions plus faibles semblent être plus caractérisés par des vagues (exemple : $p = 100$ et 120 MPa) que par des ondulations (exemple : $p = 150$ et 170 MPa). Ces vagues peuvent être considérées comme des discontinuités dans l'écoulement et constituent un frein au brassage des deux fluides et à l'homogénéisation du mélange. Une pression d'injection en deçà de 150 MPa ne serait donc pas optimale.

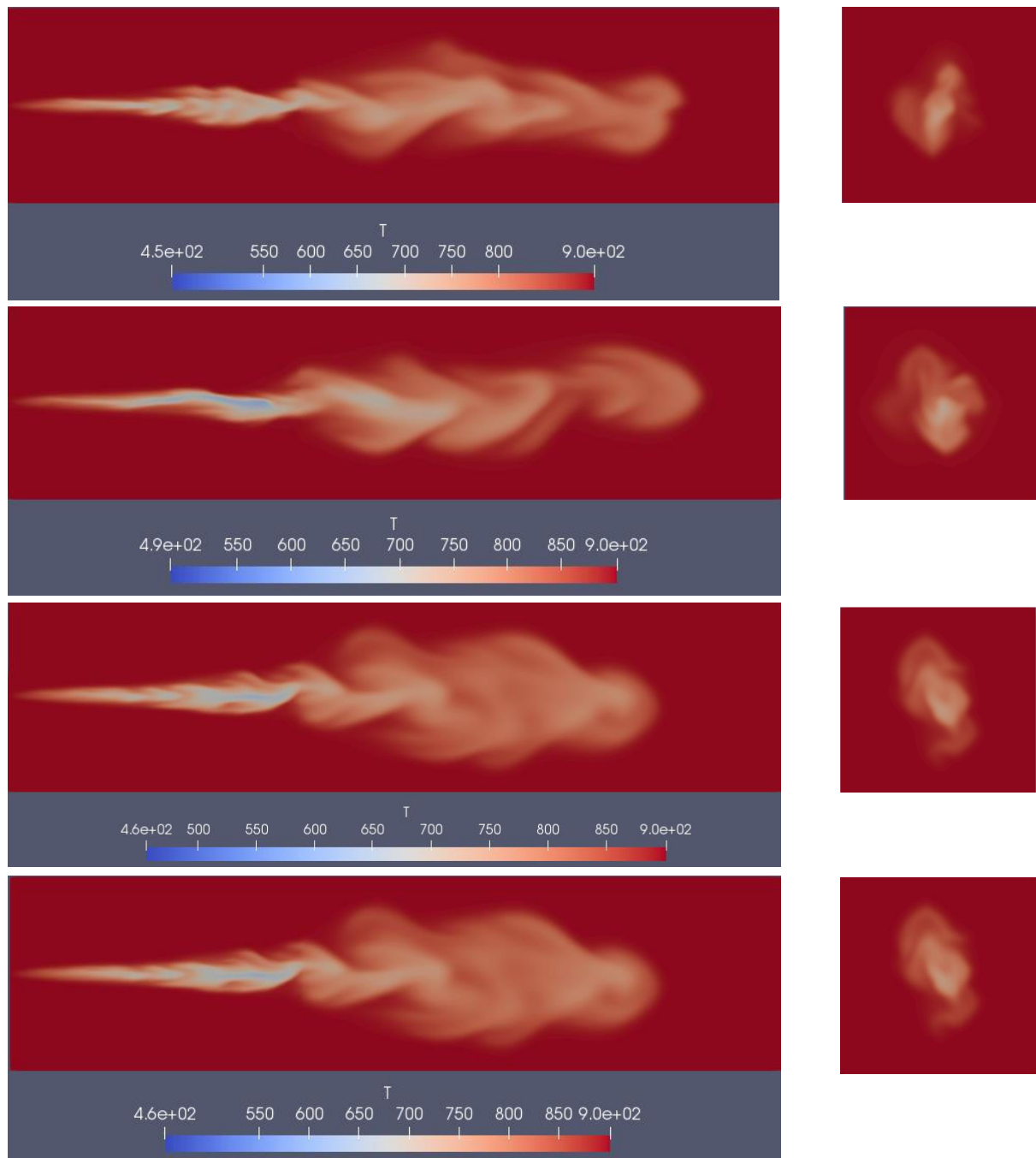


Figure 3.19 : Profils de température à $t = 1.6$ ms. De haut en bas : $p = 100, 120, 150, 170$ MPa. Vues de droite : sections droites orthogonales à l'axe (Y), à $Y = 60$ mm

En somme, l'affinage du maillage pour des études numériques s'avère être un facteur très déterminant de la fiabilité des résultats. Les analyses qui précèdent rendent compte de ce que le modèle TAB est le mieux adapté pour des simulations numériques de spray et de désintégration secondaire des gouttelettes injectées dans un domaine à une certaine vitesse, une certaine pression et d'autres caractéristiques physiques afférentes au spray A ayant servi de référence d'étude. De même, l'augmentation de la pression d'injection a un effet positif sur le processus de désintégration des gouttelettes, et donc vaporisation et de mélange avec le gaz environnant.

Conclusion et perspectives

L'analyse des phénomènes multiphasiques en présence dans un spray est une étape incontournable dans la conception des systèmes à sprays devant remplir une fonction précise, car la dispersion des gouttelettes dans le milieu plus ou moins turbulent à une, leur désintégration, leur vaporisation et le brassage de la vapeur avec le gaz ambiant, conditionnent la tenue en service du système en question. En ce qui concerne les moteur Diesel à injection directe par exemple, le rendement de la combustion, l'économie de carburant et la qualité des gaz d'échappement en dépendent indéniablement.

Deux objectifs clés ont meublé cette étude. Le premier consistait à comparer quatre modèles de désintégration secondaire de gouttelettes : le modèle selon l'analogie de Taylor (TAB), le modèle de Kelvin-Helmholtz et Rayleigh-Taylor (KHRT), le modèle Pilch-Erdman (PE) et le modèle de Schmehl, Maier et Witting (SHF) ; le modèle expérimental de référence suit les conditions initiales et les conditions aux limites du cas SPRAY A développé par le laboratoire Sandia et rendu disponible sur le réseau ECN (Engine Combustion Network). Une étude comparative basée sur l'analyse des longueurs de pénétration de liquide et de vapeur de fuel, les profils de fraction massique de vapeur, les profils de température, et les distributions de diamètre de gouttelettes, a révélé le modèle TAB comme étant celui qui permettrait de mieux prédire tant la pénétration de liquide que de vapeur de fuel, bien que tous les modèles sur-évaluent ces deux paramètres. Le deuxième objectif était d'évaluer l'influence de la pression d'injection sur les processus de désintégration des gouttelettes, leur évaporation et leur mélange avec le gaz environnant. Quatre valeurs de pression d'injection ont été investiguées (100, 120, 150 et 170 MPa). Il en ressort que la pression d'injection a une influence non négligeable et non monotone sur les longueurs de pénétration de vapeur et de liquide, les variations des conditions ambiantes et même de leur effet sur le spray sont susceptibles de freiner ou d'accélérer la pénétration. On remarque également que les longueurs de pénétration de liquide et de vapeur sont assez confondues pour $p = 150$ MPa et pour $p = 170$ MPa, cela montre que l'influence de la pression d'injection devient négligeable au de-là de 150 MPa.

Néanmoins, il n'est pas exclu que ce travail puisse connaître quelques améliorations ; Nous souhaiterions donc que la notion de complémentarité dans la recherche scientifique se manifeste dans le futur par la prise en compte de certains axes de recherche tels que :

- Influence de l'affinage du réseau (maillage adaptatif et non adaptatif) sur les résultats de prédiction de chaque modèle de désintégration ;
- Etude paramétrique sur le nombre de parcelles injectées par seconde, la vitesse initiale des parcelles injectées, les différentes constantes des différents modèles, et sur les paramètres de Rosin-Rammler ;
- Influence du diamètre nominal du trou d'injecteur sur la pénétration et l'angle du spray, le SMD, la distribution des gouttelettes, l'atomisation... ;
- Spray A avec un injecteur à plusieurs trous ;
- Effets de la cavitation dans la conduite, due à des pressions trop basses ;
- Prise en compte d' autres forces non considérées dans ce travail (force gravitationnelle, effet magnus,...)

Références bibliographiques

- [1] T. F. Su, P. V. Farrell, et R. T. Nagarajan. Nozzle Effect on High Pressure Diesel Injection. *SAE Technical Paper 950083*, 1995.
- [2] L. Geng, Y. Wang, H. Li. Effect of the injection pressure and orifice diameter on the spray characteristics of biodiesel. *Journal of traffic and transportation engineering*, 2014.
- [3] S. Thongchai, Y. Kang, O. Lim. A Study of High-Pressure Gasoline Spray Added Biodiesel 5% in a Constant Volume Combustion Chamber. *Energy Procedia 158* 607–611, 2019.
- [4] Y. Yu , G. Li, Y. Wang, J. Ding. Modeling the atomization of high-pressure fuel spray by using a new breakup model. *Applied Mathematical Modelling 40* 268–283, 2016.
- [5] H. Grosshans. Large Eddy Simulation of Atomizing Sprays. *PhD Thesis, Lund University, Sweden*, 2013.
- [6] <https://www.carboncleaningusa.com/ressources/images/Injecteur/moteur-essence-a-injection-directe.jpg> consulté le 03/02/2020
- [7] http://www.stivent.com/v-1/uploads/images/PULVÉRISATION_149_f.jpeg consulté le 04/02/2020
- [8] <http://blog.pro-materiels.com/wp-content/uploads/2014/07/pistolets-de-peinture-binks-hvlp-spray.jpg> consulté le 05/02/2020
- [9] https://www.syngenta.fr/sites/g/files/zhg141/f/styles/syngenta_large/public/pulverisateur-buses-1024.jpg?itok=Hqpyd2zy consulté le 05/02/2020
- [10] S.P. Lin et R.D. Reitz. Drop and Spray Formation from a Liquid Jet. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30:85-105, 1998.
- [11] W. T. Kelvin. Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine*, 42(42):362-377, 1871.
- [12] G.M. Faeth, L.-P. Hsiang, et P.K. Wu. Structure and breakup properties of Sprays. *Int. J. Multiphase Flow*, 21:99-127, 1995.
- [13] S. K. Dasa et O.T. Limb. Spray Simulation of n-heptane in a Constant Volume Combustion Chamber over a Wide Range of Ambient Gas Density and Fuel Temperature. *Energy Procedia 105*, doi: 10.1016/j.egypro.2017.03.526., 2017.
- [14] Q. Wei et G. Liang. Coupled Lagrangian impingement spray model for doublet impinging injectors under liquid rocket engine operating conditions. *Chinese Journal of Aeronautics*, 30 (4) : 1391-1406, 2017.
- [15] A. Wierzba. Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers. *Experiments in Fluids*, 9:59-64, 1990.

- [16] R. Schmehl, G. Maier et S. Wittig. CFD Analysis of Fuel Atomization, Secondary Droplet Breakup and Spray Dispersion in the Premix Duct of a LPP Combustor. *Eighth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, CA, USA*, July 2000.
- [17] M. Pilch et C.A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration induced breakup of a liquid drop. *Int. J. Multiphas. Flow* 13, 741-757, 1987.
- [18] O.J. O'Rourke, A.A. Amsden. The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup. *SAE Technical Paper 872089*, 1987.
- [19] D. Caraeni, C. Bergström, et L. Fuchs. Modeling of Liquid Fuel Injection, Evaporation and Mixing in a Gas Turbine Burner Using Large Eddy Simulation. *Flow, Turbulence and Combustion*, 65(223-244), 2000.
- [20] M. W. Lee, J. J. Park, M. M. Farid, S. S. Yoon. Comparison and correction of the drop breakup models for stochastic dilute spray flow. *Applied Mathematical Modelling* 36, 4512–4520, 2012.
- [21] M. Marek. The double-mass model of drop deformation and secondary breakup. *Applied Mathematical Modelling* 37, 7919–7939, 2013.
- [22] M. Ashar, D. Arlov, F. Carlsson, F. Innings, R. Andersson, Single droplet breakup in a rotor-stator mixer. *Chem. Eng. Sci.* 181, 186–198, 2018.
- [23] M. Karimi, R. Andersson. Stochastic simulation of droplet breakup in turbulence. *Chemical Engineering Journal* 380, 122502, 2020.
- [24] E.A. Ibrahim, H.Q. Yang, A.J. Przekwas. Modeling of spray droplets deformation and breakup, *J. Propul. Power* 9, 651–654. 1993.
- [25] M.M. Clark. Drop breakup in a turbulent flow-I: Conceptual and modeling considerations. *Chem. Eng. Sci.* 43, 671–679, 1988.
- [26] S. Prakash, A. Sinha, B. Raghunandan, G. Tomar, R.V. Ravikrishna. Breakup of volatile liquid jet in hot cross flow. *Procedia IUTAM* 15, 18 – 25, 2015.
- [27] T.F. Su, M. Patterson, R.D. Reitz et P.V. Farrell. *Experimental and Numerical Studies of High Pressure Multiple Injection Sprays*. *SAE Paper 90861*, 1996.
- [28] C. Bekdemir. Numerical Modeling of Diesel Spray Formation and Combustion. *WVT* 2008.15, 2009.
- [29] S.B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [30] M. Salewski. LES of Jets and Sprays injected into Crossflow. *PhD thesis, Lund University of Technology*, 2006.

- [31] A.A. Amsden, P.J. O'Rourke, et P.J. Butler. KIVA-II. A Computer Program for Chemically Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Reactive Flows with Sprays. *Los Alamos National Laboratory Report No. LA-11560-MS*, 1989.
- [32] https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/SphereDragForce_8C_source.html consulté le 26/03/2020.
- [33] G. Chaussonnet. Modeling of liquid film and breakup phenomena in Large-Eddy Simulations of aeroengines fueled by airblast atomizers. *PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse), France*, 2014.
- [34] A.G. Bailey. The Rosin-Rammler size distribution for liquid droplet ensembles, *Journal of Aerosol Science*, 14:39-46, 1983.
- [35] W.E. Ranz , W.R. Marshall. Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog*, 48, pp. 141-146, (1952).
- [36] A. Aissa, M. Abdelouahab, A. Noureddine, M. Elganaoui, B. Pateyron. Ranz & Marshall Correlations Limits On Heat Flow Between a Sphere And its Surrounding Gas at High Temperature. *Thermal Science*, 259006847, DOI: 10.2298/TSCI120912090A, 2013.
- [37] B. Zuo, A. M. Gomes, et C. J. Rutland. Studies of Superheated Fuel Spray Structures and Vaporization in GDI Engines. *International Journal of Engine Research*, Vol. 1(4), pp. 321-336, 2000.
- [38] <https://ecn.sandia.gov/diesel-spray-combustion/target-condition/spray-ab/> consulté le 01/04/2020.
- [39] <https://openfoam.com/>
- [40] R.I. Issa. Solution of Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting. *Journal of Computational Physics*, 62 (1): 40-65, 1986.
- [41] L.S. Caretto, A.D. Gosman, S.V. Patankar, et D.B. Spalding. Two Calculation Procedures for Steady, Three-Dimensional Flows With Recirculation. In Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics, volume 19 of *Lecture Notes in Physics*, pages 60-68. Springer, 1972.
- [42] S.O. Unverdi and G. Tryggvarson. A front tracking method for viscous incompressible multi-fluid flows. *Journal of Computational Physics*, 100:25-37, 1992.
- [43] I. Owczarek et K. Blazej. Recommended Critical Temperatures. Part I. Aliphatic Hydrocarbons. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 32, n° 4, p. 1411 DOI 10.1063/1.1556431, 2003.
- [44] C. Sula, H. Grosshans, M. V. Papalexandris. Assessment of Droplet Breakup Models for Spray Flow Simulations. *Flow, Turbulence and Combustion*, <https://doi.org/10.1007/s10494-020-00139-9>, 2020.

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN
École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/epl