

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRONIQUE, D'ÉLECTROTECHNIQUE,
D'INFORMATIQUE, D'HYDRAULIQUE ET DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

RAPPORT DE STAGE DE FIN D'ÉTUDE

SIMULATION AUX GRANDES ÉCHELLES DE L'INJECTION LIQUIDE EN MOTEURS AÉRONAUTIQUES

Thomas Laroche



Tuteurs de Stage : *Antony Misdariis, Nicolas Iafrate*

Abstract

De nos jours, le développement de moteurs aéronautiques est plus que jamais soumis à des normes et restrictions en matière d'émission de polluants. L'un des organes directement impliqué dans cette problématique est le système d'injection qui permet de fournir à la chambre de combustion un mélange de carburant et d'air qui, une fois brûlé fournira l'énergie nécessaire à la propulsion et aux fonctionnements des différents organes de l'avion. Parmi les technologies d'injection de carburant en moteurs aéronautiques, l'injection à atomisation airblast présente des performances stables sur une grande variété de point de fonctionnement. Le principe de ce type d'injecteur est basé sur une augmentation de la surface d'échange entre le gaz accéléré provenant du compresseur, et le liquide injecté qui se dépose sous la forme d'un film sur une paroi. Le phénomène d'atomisation se produit en bord de lèvre (dû au cisaillement du gaz à la surface du film liquide) et entraîne la formation d'une distribution de fines gouttes dans la chambre de combustion. Du point de vue numérique, l'enjeu est de simuler les différents phénomènes mis en jeu avant l'atomisation et de prédire la distribution de gouttes qui pénétrera dans la chambre de combustion et entrera en contact avec la flamme après évaporation. Plus les gouttes seront fines plus le mélange sera homogène au niveau de la flamme. Plusieurs travaux de thèses ont rendu possible le développement de modèles numériques basés sur une approche Lagrangienne qui sont actuellement utilisables dans le code de simulation AVBP (développé au CERFACS). Le but de ce stage est d'implémenter les modèles d'interaction gouttes/paroi, et d'atomisation en bord de lèvre, développés respectivement par N. Iafrate [9] et G. Chaussonnet [2] lors de leur thèse, dans la dernière version d'AVBP. Une amélioration du modèle qui décrit la dynamique du film est proposée et un début de validation est esquissé sur un cas test académique. Certains travaux restent inachevés lors de la rédaction de ce rapport tel que la validation complète des modèles d'interaction gouttes/paroi et du modèle de film sur une configuration comparable à des expériences, ainsi que l'implémentation du modèle d'atomisation.

Table des matières

1	Introduction	2
1.1	Problématique et contexte	2
1.1.1	Fonctionnement d'une turbine à gaz	2
1.1.2	Injecteur en chambre de combustion	2
1.2	Le CERFACS	3
1.3	Simulation numérique de la combustion au CERFACS	3
1.4	AVBP : code de simulation	4
1.5	Simulation aux Grandes Échelles	4
1.5.1	Système d'équations de la LES	4
1.6	Simulation d'écoulement diphasique : le formalisme Lagrangien	5
1.6.1	Le formalisme Lagrangien	5
1.6.2	La dynamique des particules	5
1.7	Présentation des phénomènes mis en jeu dans un injecteur de type "airblast"	6
2	Interaction spray / paroi	8
2.1	Différences entre l'impact d'une goutte isolée et d'un spray	8
2.2	Phénoménologie	8
2.3	Paramètres influençant l'impact d'une goutte isolée sur un paroi	8
2.3.1	Énergie d'impact	8
2.3.2	Température de la paroi	9
2.3.3	Autres paramètres influençant l'interaction	9
2.4	Cartographie des régimes d'impact	10
2.5	Les modèles d'interactions	11
2.5.1	Cartographie simplifiée	11
2.5.2	Le modèle de Rebond	12
2.5.3	Le modèle de film	12
2.5.4	Le modèle de splash	13
2.6	Validation du modèle de splashing	14
2.6.1	Distribution de la taille des gouttes	15
2.6.2	Distribution de la direction d'émission des gouttes créées à l'impact	16
3	Dynamique du film liquide	17
3.1	Équation du mouvement du film liquide	17
3.2	Lien entre l'approche Lagrangienne particulaire et l'approche Eulérienne gazeuse	18
4	Amélioration du modèle de film	20
4.1	Avantage de l'amélioration du modèle de film	20
4.2	les équations du modèle de film Lagrangien	20
4.2.1	Équation de transport d'une particule film selon l'approche Lagrangienne	20
4.2.2	Équation de quantité de mouvement	20
4.3	Validation du modèle de film amélioré	21
4.3.1	Configuration du cas test	21
4.3.2	Résultats de la simulation	22
5	Étude CONTINENTAL : Simulation de l'impact d'un spray sur une plaque	25
5.1	Configuration expérimentale	25
5.2	Configuration de la simulation	26
5.3	Premier résultats de la simulation	27
6	Conclusion	30

1 Introduction

1.1 Problématique et contexte

1.1.1 Fonctionnement d'une turbine à gaz

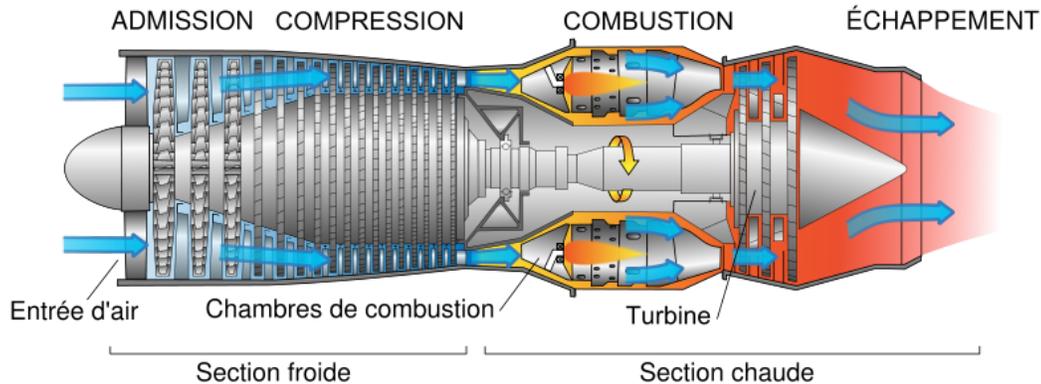


FIGURE 1 – Schéma en coupe d'une turbine à gaz et de ses différents organes, par [17].

Sur le schéma de la figure 1 on peut observer les différents organes d'une turbine à gaz. Une grande quantité d'air est admise et compressée dans la première section froide. L'air compressé est ensuite mélangé dans la chambre de combustion avec le carburant injecté sous la forme d'un spray liquide. Les gouttes de carburants s'évaporent dans la chambre de combustion et mènent à la création d'un mélange homogène de carburant et d'air qui brûle. La forte augmentation de la vitesse due à l'expansion des gaz brûlés permet de créer de la poussée, ainsi que d'entraîner la turbine qui redistribue l'énergie (au compresseur ainsi qu'à d'autres organes de l'aéronef).

La consommation en carburant représente un enjeu essentiel dans le développement des moteurs aéronautiques. La chambre de combustion peut être décomposée en plusieurs sous-système dont l'impact sur la quantité de polluant émise varie. Un de ces sous-système est l'injecteur, qui fournit une distribution variable de tailles de gouttes de carburant à la chambre de combustion. La partie suivante explore les différentes technologies disponibles dans ce domaine.

1.1.2 Injecteur en chambre de combustion

La distribution de gouttes en sortie d'injecteur contrôle la qualité du mélange réactif et donc de la combustion. Du fait de leur grand temps d'évaporation, les grosses gouttes pourront atteindre la flamme avant d'être totalement évaporées et ainsi créer des stratifications de richesse dans la zone de réaction qui peuvent mener à une surproduction de polluants. C'est pourquoi il est nécessaire de mettre en place des technologies permettant la création de fines distributions de gouttes menant au mélange le plus homogène possible avant la flamme.

L'injecteur à atomisation swirlé et l'injecteur à atomisation airblast font parti des injecteurs principalement utilisés. Le premier injecteur est basé sur une augmentation de la pression d'injection du carburant avant d'entrer dans la chambre de combustion sous la forme d'un spray conique. Le différentiel de vitesse entre l'air et le carburant induit des instabilités hydrodynamiques menant à l'atomisation du spray. Le second injecteur (qui nous intéresse dans ce rapport) est l'injecteur à atomisation airblast dont on peut observer le schéma sur la Fig. 2. Le liquide (carburant) est injecté avec une faible vitesse sous la forme d'un spray primaire qui va interagir avec un écoulement d'air à grande vitesse. On observe la formation d'un film liquide qui augmente l'aire de l'interface liquide/gaz et permet, par transfert d'énergie entre les deux phases, une atomisation efficace en bord de lèvres.

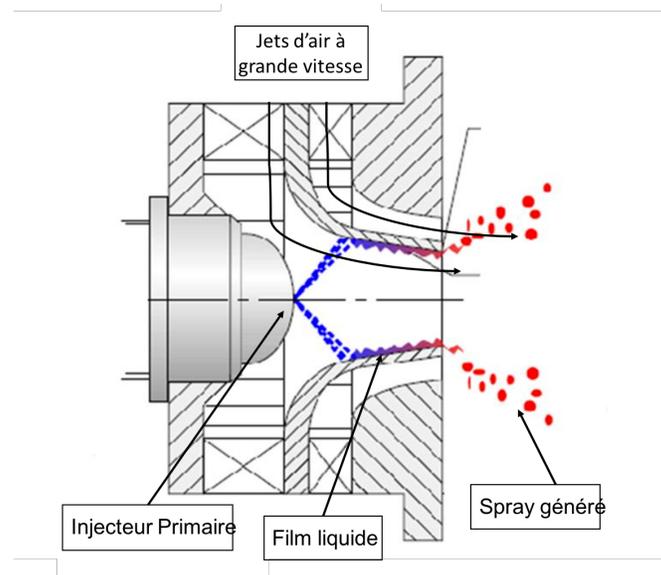


FIGURE 2 – Schéma d'un atomiseur airblast adapté de [11].

Les injecteurs de type atomisation airblast se démarquent par la stabilité de leur performance sur une large gamme de points de fonctionnements, d'après [10].

1.2 Le CERFACS

Le CERFACS est un laboratoire privé de recherche fondamentale et appliquée spécialisé dans la modélisation et la simulation numérique, partagé par 7 actionnaires : Airbus Group, le CNES, EDF, Météo France, l'Onera, Safran et Total. Les différents domaines et secteurs de recherche sont l'aéronautique, le spatial, le climat, l'énergie et l'environnement.

Les missions du CERFACS sont multiples :

- mener des recherches scientifiques et techniques ayant pour but l'amélioration des méthodes de calcul avancé, une meilleure prise en compte des processus physiques étudiés ainsi que l'augmentation des performances des algorithmes sur des calculateurs massivement parallèles.
- développer des codes de calcul CFD (Jaguar, AVBP, TurboAVBP).
- transférer les connaissances scientifiques et les méthodes techniques sur des applications industrielles.
- former un personnel hautement qualifié.

1.3 Simulation numérique de la combustion au CERFACS

Un des principaux axes de recherche de l'équipe CFD du CERFACS est la simulation de la combustion. Ce phénomène fortement instationnaire est reproduit numériquement dans de nombreux cas d'étude aussi bien académiques (flammes de laboratoires) qu'industriels (moteurs d'hélicoptères, d'avions, de fusées ...). La stratégie adoptée pour ces simulations est la poursuite de la plus grande précision possible en termes de description de la turbulence et/ou de la cinétique chimique. Le coût de cette précision étant la mise à disposition pour les équipes de calculateurs suffisamment puissants pour pouvoir accomplir ces simulations dans des temps de calcul et de retour raisonnables.

Il est donc nécessaire d'utiliser des codes de calcul parallèles performants tel que le code sur lequel mon stage est orienté : AVBP.

1.4 AVBP : code de simulation

Le code AVBP est une référence dans le domaine de la simulation de la combustion et est utilisé dans de nombreux laboratoires et bureaux d'études industriels pour simuler des écoulements compressibles et réactifs. Il s'agit d'un code parallèle résolvant les équations de Navier-Stokes dans les cas laminaire et turbulent compressibles, aussi bien pour des cas en 2 et en 3 dimensions. Ce code utilise des maillages non-structurés hybrides. La prédiction des écoulements réactifs et non-réactifs est faite via des approches DNS (Direct Numerical Simulation) et LES (Large Eddy Simulation : Simulation aux Grandes Échelles) dont nous parlerons plus précisément dans la section suivante.

1.5 Simulation aux Grandes Échelles

Pour comprendre le contexte numérique, il est nécessaire d'introduire ici le modèle mathématique LES (Large Eddy Simulation) pour la turbulence. Il s'agit de filtrer les petites structures turbulentes de l'écoulement dont les effets sur les grandes structures sont par la suite modélisés. La LES est un compromis entre la DNS (Direct Numerical Simulation) qui résout toutes les échelles de l'écoulement, et le RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) qui modélise toutes les échelles.

1.5.1 Système d'équations de la LES

Il est obtenu par un filtrage séparant les grandes des petites échelles de la turbulence. La quantité filtrée \bar{f} est obtenue par convolution de la quantité non filtrée f et du filtre spatial G_Δ où Δ représente la taille caractéristique du filtrage. En pratique Δ est fixé par la taille de maille :

$$\bar{f} = \int f(x') G_\Delta(x - x') dx' \quad (1)$$

où x représente le vecteur position.

Cette opération de filtrage permet d'exprimer la grandeur f comme une décomposition de Reynolds en une partie résolue (qui correspond à la partie filtrée \bar{f}) et une partie dite de sous-maille correspondant aux petites échelles de la turbulence (notée f'). On introduit ici le filtrage au sens de Favre :

$$\tilde{f} = \frac{\rho \bar{f}}{\bar{\rho}} \quad (2)$$

qui permet d'obtenir l'expression de la quantité f en fonction de \tilde{f} et de la fluctuation de sous-maille f'' :

$$f = \tilde{f} + f'' \quad (3)$$

Comme c'est le maillage qui fixe le filtrage, un maillage raffiné entraîne une plus grande résolution du spectre de la turbulence. Les calculs LES sont basés sur les équations filtrées suivantes :

Équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = S_m^l \quad (4)$$

où S_m^l représente le terme de couplage gaz/liquide de masse.

Équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - S_{qdm,i}^l \quad (5)$$

avec

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ik} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \quad (6)$$

On retrouve de gauche à droite le terme instationnaire filtré, le terme de transport convectif résolu, le terme de transport convectif non-résolu à modéliser, le gradient de pression filtré, les contraintes visqueuses filtrées et enfin le terme de couplage gaz/liquide de quantité de mouvement.

Équation de l'énergie :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{e}_t}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho \tilde{e}_t} + \overline{P}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{\rho e_t + P}) u_k}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{\rho \tilde{e}_t} + \overline{P}) \tilde{u}_k}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{u_i \tau_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{J_j^e}}{\partial x_j} + \overline{\dot{w}_e} + S_E^l \quad (7)$$

De gauche à droite on a le terme instationnaire filtré, le transport convectif résolu, le transport non-résolu à modéliser, puis de l'autre côté de l'égalité la dissipation visqueuse, la conduction thermique filtrée, le terme source d'énergie lié aux réactions chimiques et enfin le terme de couplage gaz/liquide d'énergie.

Il reste donc des termes qu'il faut modéliser grâce à des modèles de turbulence de sous-maille tel que le modèle de Smagorinsky [19] et le modèle Sigma de Toda et al. [21].

1.6 Simulation d'écoulement diphasique : le formalisme Lagrangien

1.6.1 Le formalisme Lagrangien

Ce formalisme a été implémenté dans le code de calcul AVBP par M. Garcia [4]. Il se base sur le suivi de la trajectoire de chaque particule grâce à un bilan des forces. Chaque particule est vue par le code de calcul comme un point dont on transporte les différentes caractéristiques (rayon, température, vitesse, position ainsi que d'autres grandeurs numériques nécessaires à la simulation). Ce formalisme se révèle efficace lors du traitement de certains phénomènes tels que l'interaction gouttes/paroi dont nous parlerons dans ce rapport, ou encore la polydispersion. Un couplage est nécessaire et est effectué via des termes sources appliqués aux gaz par les particules.

Dans le formalisme Lagrangien on peut distinguer deux types de description :

- l'approche déterministe qui représente chaque particule physique du spray par son équivalent numérique. Un des effets indésirables de cette approche est logiquement un coût calcul important.
- l'approche stochastique vise à transporter un nombre de particule plus faible que le nombre de particule physique, mais qui représente statistiquement la physique du spray. Cette opération est effectuée en associant à chaque particule numérique un poids physique. Numériquement chaque particule représente un certain nombre de particule physique.

Ces deux approches sont disponibles dans AVBP.

Pour utiliser l'approche Lagrangienne dans AVBP il est nécessaire de vérifier certaines hypothèses :

- les forces de tension de surface sont prépondérantes, on a donc des gouttes sphériques dont la forme ne dépend que du rayon.
- on considère que la phase liquide est diluée, ce qui nous permet de négliger les collisions entre particules.
- l'effet de la phase liquide sur la phase gazeuse est pris en compte grâce à des termes sources appliqués dans les équations de conservations de la phase gazeuse présentées dans la section 1.5, cette hypothèse est appelée l'hypothèse "point source".

Dans AVBP ces termes sources sont appliqués aux noeuds de la cellule contenant la particule (approche "cell-vertex"). Cela entraîne une dépendance en maillage pour l'approche Lagrangienne. Si la maille est trop petite pour contenir le volume de la goutte, l'approximation n'est plus valide. À l'inverse si la maille est trop grande, les termes sources seront introduits trop loin de particule en ne respectant plus les temps de diffusion. Le contexte actuel en simulation numérique tend à raffiner de plus en plus les maillages. Cette volonté d'augmenter la précision des calculs peut donc rentrer en conflit avec l'hypothèse "point source".

1.6.2 La dynamique des particules

La trajectoire, la masse et la température des particules sont décrites au cours du temps par le système d'équation suivant :

$$\frac{Dx_{p,i}}{Dt} = u_{p,i} \quad (8)$$

$$\frac{Dm_p u_{p,i}}{Dt} = F_{p,i}^{ext} \quad (9)$$

$$\frac{DM_p u_{p,i}}{Dt} = \dot{m}_p \quad (10)$$

$$\frac{Dm_p h_{s,p}}{Dt} = \dot{\Phi}_p \quad (11)$$

où p caractérise une quantité particulaire et i la direction spatiale. x, u, m, h_s représentent respectivement le vecteur position, le vecteur vitesse, la masse et l'enthalpie de la particule. $\dot{\Phi}_p$ est le flux de chaleur à la surface de la goutte. Le terme $F_{p,i}^{ext}$ représente les forces extérieures s'appliquant à la particule, qui dans le cas de carburant mélangé à l'air se restreint à la force de traînée calculé dans AVBP par la corrélation de Schiller et Naumann [18] exprimée en fonction du nombre de Reynolds particulaire : $Re_p = (\rho_p d_p \| \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p \|) / \mu_g$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (12)$$

Le coefficient C_D donne accès à l'expression de la traînée, où A_p représente la surface de la particule et \mathbf{u}_g le vecteur vitesse de la phase gazeuse interpolé à la position de la particule :

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho_g C_D A_p \| \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p \| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \quad (13)$$

L'équation de quantité de mouvement pour les particules est donc la suivante :

$$\frac{Du_{p,i}}{Dt} = \frac{1}{\tau_p} (u_{g,i} - u_{p,i}) + g_i \quad (14)$$

où g_i représente la gravité. Le temps caractéristique de cette équation différentielle du premier ordre est défini comme ceci :

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18 \mu_g C_D} \quad (15)$$

La comparaison entre le temps caractéristique de la particule et un temps caractéristique du fluide (tel que celui lié à la turbulence) τ_f permet de connaître le comportement de la particule dans l'écoulement. Ce rapport est défini comme le nombre adimensionnel de Stokes : $S_t = \tau_p / \tau_f$. Si $S_t \gg 1$, la particule suit sa trajectoire et n'est pas soumise aux fluctuations imposées par l'écoulement. Si $S_t \ll 1$, elle agit comme un traceur et suit le fluide.

1.7 Présentation des phénomènes mis en jeu dans un injecteur de type "airblast"

Les trois phénomènes mis en jeu sont les suivants, résumés Fig. 3 :

- L'interaction entre le spray primaire (qui résulte de l'injection) et la paroi de l'atomiseur.
- L'écoulement du film liquide qui résulte de l'impact du spray primaire sur la paroi de l'atomiseur et du cisaillement pariétal.
- L'atomisation du film liquide au bord de l'atomiseur qui doit mener à la formation de fines gouttes et donc d'un mélange le plus homogène possible de carburant et d'air.

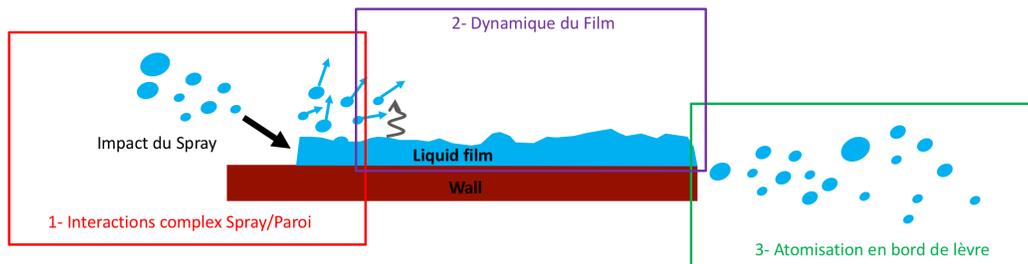


FIGURE 3 – Phénomènes visibles dans un injecteur de type "Airblast".

Un travail basé principalement sur les expérimentations disponibles dans la littérature a permis de comprendre et de quantifier les phénomènes mis en jeu et d'émettre différentes corrélations et modèles phénoménologiques permettant le développement de modèles numériques représentant correctement la physique du problème. Les différents modèles disponibles dans AVBP seront présentés dans la suite de ce rapport. Nous insisterons sur un des modèles de l'interaction spray/paroi : le modèle de splash, ainsi que sur la modélisation de la dynamique du film.

Mes missions lors de ce stage sont l'implémentation et la validation de modèles préalablement développés dans la dernière version du code de calcul AVBP. J'ai donc implémenté et validé le modèle complet d'interaction complexe (défini dans la suite de ce rapport) développé par Nicolas Iafrate [9], et validé une amélioration du modèle de film.

2 Interaction spray / paroi

Ce chapitre présente les caractéristiques de l'interaction spray/paroi ainsi que les différents paramètres d'influence.

2.1 Différences entre l'impact d'une goutte isolée et d'un spray

L'étude de la propagation d'un spray et de son comportement lors de l'impact avec une paroi met en évidence deux phénomènes qui doivent être distingués si l'on souhaite étudier l'interaction spray/paroi :

- l'impact d'une goutte isolée sur une paroi avec présence ou non d'un film liquide peut être classifié grâce à une cartographie de régimes bien précise dépendant de plusieurs paramètres que nous présenterons dans la suite de ce chapitre.
- contrairement à une goutte isolée, l'impact d'un spray réel sur une paroi mouillée ou non conduit à des régimes d'interactions bien plus complexes. L'interaction qui en découle ne peut être réduite à la superposition de l'impact de plusieurs gouttes isolées et est soumise à l'interaction entre les gouttes.

L'interaction goutte/goutte n'est actuellement toujours pas bien caractérisée par les expériences. Dans le cadre du développement de modèles numériques visant à représenter l'interaction spray/paroi, les corrélations expérimentales sont basées sur une interaction goutte isolée/paroi, ce qui correspond à l'hypothèse effectuée par le choix du formalisme Lagrangien de négliger la collision des particules.

2.2 Phénoménologie

L'impact d'une goutte isolée sur une paroi présentant ou non un film liquide peut être caractérisé par différents types d'interactions :

- le rebond : la goutte rebondit sur la paroi et est réémise vers le domaine.
- le film : la goutte s'étale sur la paroi.
- le splash : la goutte éclate sur la paroi et entraîne la formation d'un film liquide sur la paroi et la réémission de gouttes vers le domaine.

L'occurrence de ces différents phénomènes dépend de plusieurs paramètres tels que l'énergie d'impact de la goutte, les caractéristiques de la paroi (rugosité, température, mouillage), mais aussi des caractéristiques du liquide. Dans la partie suivante nous présenterons ces différents paramètres d'impact.

2.3 Paramètres influençant l'impact d'une goutte isolée sur un paroi

2.3.1 Énergie d'impact

Cette énergie correspond à l'énergie cinétique qu'aura acquis la goutte avant l'impact. Elle est dissipée lors du contact entre la goutte et la paroi par une désintégration de la goutte ou un échange de chaleur.

Le nombre de Weber est classiquement utilisé pour quantifier l'énergie d'une goutte :

$$We = \frac{\rho_l d_p (\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{n}_w)^2}{\sigma} \quad (16)$$

- ρ_l représente la densité du liquide
- d_p le diamètre de la goutte qui impacte la paroi
- \mathbf{u}_p la vitesse de la goutte au moment de l'impact
- \mathbf{n}_w la normal à la paroi au point d'impact
- σ la tension de surface du liquide

Le nombre de Weber permet de représenter le rapport entre l'inertie de la goutte et sa tension de surface. Autrement dit, on compare l'énergie de la goutte au moment de l'impact avec l'énergie de cohésion de la goutte, ce qui permet de quantifier la capacité de la goutte à se désintégrer lors de l'impact.

Un autre nombre adimensionnel est utilisé pour caractériser les phénomènes d'impact, le nombre d'Ohnesorge :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d_p}} \quad (17)$$

où μ_l représente la viscosité dynamique du liquide. Il peut être aussi défini comme une fonction des nombres de Weber et de Reynolds :

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad (18)$$

$$Re = \frac{\rho_l d_p (\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{n}_w)}{\mu_l}$$

Le nombre d'Ohnesorge caractérise la déformation de la goutte en comparant trois effets : la viscosité, l'inertie ainsi que la cohésion de la goutte. Stow et Hadfield [20] ont introduit un paramètre de désintégration qui compare les forces stabilisantes et déstabilisantes pour quantifier l'énergie d'impact en s'appuyant sur les définitions des nombres de Weber et d'Ohnesorge :

$$K_c = A \cdot We^a \cdot Oh^b \quad (19)$$

Les paramètres A, a et b sont issus de corrélations expérimentales disponibles dans la littérature. Une de ces corrélations sera utilisée dans la suite du rapport et dans les modèles d'interactions implémentés dans AVBP, celle de Mundo et al. [13] qui ont calibré les paramètres introduits par Stow et Hadfield pour obtenir le critère d'impact suivant :

$$K_c = We \cdot Oh^{-0.4} \quad (20)$$

2.3.2 Température de la paroi

La température de la paroi a une grande influence sur le comportement de la goutte à l'impact lorsqu'elle est différente de la température du gaz environnant. Il est alors nécessaire de prendre en compte les transferts thermiques dans le traitement de l'interaction spray/paroi. Pour définir le comportement d'une goutte impactante il est nécessaire d'introduire différentes températures caractéristiques :

- la température de saturation T_{sat} qui correspond à la température d'ébullition.
- la température de Nukiyama T_N (autrement appelée T_{CHF} pour Critical Heat Flux) qui est associée au flux de chaleur critique. À cette température le flux de chaleur fourni par la paroi chauffée au liquide est maximal.
- la température de Leidenfrost $T_{Leidenfrost}$ entraîne la formation d'une couche de vapeur entre le liquide et la paroi. Cette couche de vapeur empêche l'échange de chaleur entre la paroi et le liquide. Le flux de chaleur est donc minimal à cette température.

2.3.3 Autres paramètres influençant l'interaction

Mis à part l'énergie d'impact et la température de paroi, d'autres paramètres peuvent influencer le régime d'interaction entre la particule et la paroi.

Rugosité de la paroi

Des analyses de l'impact de la rugosité sur le régime d'interaction ont été effectuées dans le cas de l'impact de gouttes sur une paroi chaude. Moita et Moreira [12] ont observé que les différences pour la désintégration des gouttes apparaissent pour une forte augmentation de la rugosité. Ce phénomène est expliqué par la présence d'un film liquide qui remplit les pores de la paroi et limite la désintégration.

Présence d'un film liquide

Ce problème nécessite de différencier la présence d'un film en deux cas et fait intervenir la rugosité de la paroi :

- la quantité de liquide est suffisante pour remplir les pores, la particule impactante voit donc un film lisse.
- la quantité de liquide est insuffisante pour remplir les pores, la particule voit donc une paroi sèche et rugueuse.

2.4 Cartographie des régimes d'impact

Les expériences sur les différents régimes d'interaction ont permis de mettre en place plusieurs cartographies dépendant de deux paramètres : l'énergie d'impact et la température de paroi.

Ces cartographies varient d'un auteur à l'autre, mais restent centrées sur les trois principaux phénomènes introduits précédemment : le rebond, la formation de film et le splash. Voici un exemple de cartographie mise en place par Bai et Gosman [1] :

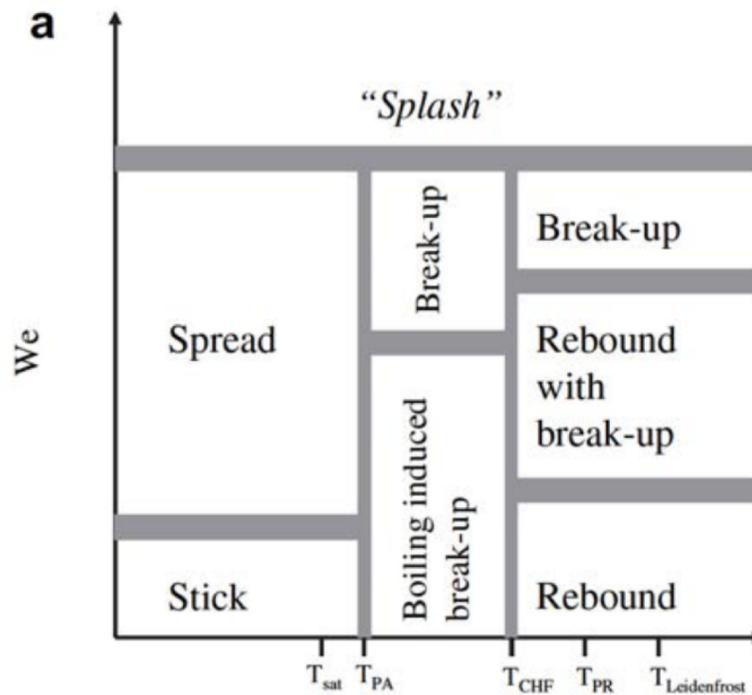


FIGURE 4 – Cartographie des régimes d'impact pour une paroi chauffée sèche, Bai et Gosman [1].

T_{PA} est la température à partir de laquelle l'ébullition entraîne une expulsion de liquide dans le domaine.

2.5 Les modèles d'interactions

2.5.1 Cartographie simplifiée

La cartographie de Bai et Gosman illustré Fig. 4 regroupe plusieurs phénomènes et sous phénomènes pouvant se produire lors de l'impact d'une particule sur une paroi. Cependant dans un contexte numérique, cette cartographie peut être simplifiée pour faciliter l'implémentation dans des codes de simulation tout en conservant une précision satisfaisante dans la représentation des phénomènes observés. C'est ce qu'a fait N. Iafrate dans ses travaux de thèse [9]. En se basant sur une première simplification de la cartographie [16], il présente une schématisation des modèles d'interactions, divisées en trois parties par le critère d'impact introduit par [13] : $C_{spl} = We \cdot Oh^{-0.4}$, et la température de Nukiyama T_N approximée par la corrélation de Habchi [7] :

$$T_N = \frac{T_{sat} + T_L}{2} \quad (21)$$

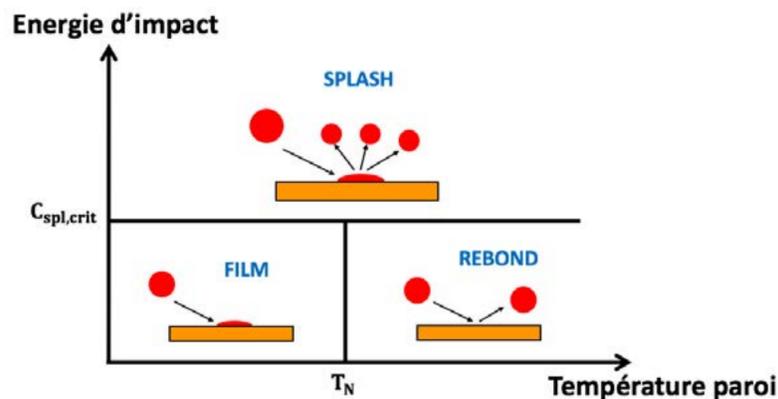


FIGURE 5 – Cartographie simplifiée des régimes d'impact [9].

Cette cartographie sépare les trois régimes d'impact. Pour prendre en compte la rugosité de la paroi et la présence de film, l'énergie d'impact C_{spl} est comparée à une chaleur critique définie à partir de corrélations expérimentales de [3] et [8] :

$$C_{spl,crit} = C_{spl,rugo} \cdot C_{spl,film}$$

$$C_{spl,rugo} = \left(649 + 3.76 \left(\frac{d_p}{Ra} \right)^{0.63} \right)$$

$$C_{spl,film} = \left(1 + 0.1 \cdot Re_p^{0.5} \cdot \min \left(\frac{h}{d_p}; 0.5 \right) \right)$$
(22)

où d_p , h , Ra et Re_p représentent respectivement le diamètre de la particule, la hauteur du film au point d'impact, la rugosité de la paroi et le nombre de Reynolds particulaire. Ce critère sépare les phénomènes de film et de rebond du phénomène de splash.

2.5.2 Le modèle de Rebond



FIGURE 6 – Schéma du mécanisme de rebond.

Ce modèle a pour but de représenter le phénomène qui se produit lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude avec une faible énergie d'impact. La goutte est réémise vers le domaine avec une modification de son vecteur vitesse. On peut donc exprimer la vitesse de la goutte réfléchi ($\mathbf{u}_{p,reflex}$) en fonction de la la vitesse de la goutte impactante ($\mathbf{u}_{p,imp}$) :

$$\mathbf{u}_{p,reflex} = \mathbf{u}_{p,imp} - C_{imp} \cdot \mathbf{n}_{wall} \quad (23)$$

où n_{wall} représente la normale à la paroi. On doit ici différencier deux modèles disponibles dans AVBP, décrivant avec plus ou moins de précision le phénomène de rebond.

Le rebond élastique

C'est un modèle de rebond simplifié qui correspond à un rebond symétrique par rapport à la normale à la paroi. Dans ce modèle :

$$C_{imp} = 2 \cdot \|\mathbf{u}_{p,imp} \cdot \mathbf{n}_{wall}\| \quad (24)$$

Il s'agit donc d'une inversion de la composante normale à la paroi de la vitesse.

Le rebond inélastique

Le coefficient de réflexion C_{imp} a été défini par Gonzales et al. [5] comme une fonction de l'énergie d'impact dans le cas du rebond inélastique :

$$C_{imp} = \|\mathbf{u}_{p,imp} \cdot \mathbf{n}_{wall}\| \cdot (1 + \sqrt{0.678 \cdot \exp(-0.04415 \cdot We_{imp})}) \quad (25)$$

où We_{imp} est le nombre de Weber à l'impact de la particule. La corrélation du rebond inélastique est celle qui est utilisée dans la cartographie de l'interaction goutte/paroi Fig. 5.

2.5.3 Le modèle de film

Lorsque l'énergie d'impact de la goutte ainsi que la température de la paroi sont suffisamment faibles, la goutte se dépose sur la paroi et vient s'ajouter ou créer un film liquide.

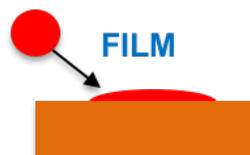


FIGURE 7 – Schéma du mécanisme de création de film.

Dans le cas du formalisme Lagrangien, le traitement appliqué aux particules film est différent de celui appliqué aux particules spray. Comme énoncé précédemment, les particules du spray sont soumises à la force de trainée, qui pilote leur mouvement. Lorsque qu'une particule de spray impact une paroi et satisfait aux critères d'énergie et de température son état est modifié. Elle n'est plus soumise à sa force de trainée mais au cisaillement du gaz à l'interface liquide/gaz. La dynamique du film sera détaillée par la suite.

2.5.4 Le modèle de splash

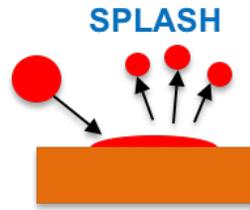


FIGURE 8 – Schéma du mécanisme de splash.

Lorsque l'énergie d'impact de la goutte est suffisante, elle se désintègre au contact de la paroi. Une portion de la masse impactante est rééjectée dans le domaine sous la forme de gouttes plus petites. La quantité restante se dépose sur la paroi et vient alimenter le film. Un des modèles de splash implémenté dans AVBP a été développé par N. Iafrate lors de sa thèse [9], et prend en compte le phénomène de désintégration et de dépôt liquide sur la paroi, contrairement au second modèle développé par C. Habchi [6].

Ce second modèle ne n'entraînait pas la création de nouvelles gouttes numériques mais proposait une modification du rayon et de la vitesse de la goutte réémise en conservant le volume de la goutte. Cependant le nombre de gouttes représentées varie à l'impact. Ce nombre de gouttes nommé N_p représente le poids physique de la particule numérique et est calculé via l'équation de conservation du volume suivante :

$$V_1 = V_2 \quad (26)$$

$$\rho_l \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_p^3 \cdot N_p = \rho_l \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_p'^3 \cdot N_p' \quad (27)$$

où N_p et N_p' sont respectivement le poids de la particule avant et après l'impact.

Cette notion de poids physique est liée à l'utilisation de l'approche stochastique présenté dans la section 1.6.1.

Le nouveau modèle développé par N. Iafrate [9] offre donc une bien meilleure représentativité physique du phénomène modélisé ainsi que de la formation du film liquide malgré une augmentation non négligeable du coût de simulation (le nombre de goutte augmente fortement).

La corrélation expérimentale de Bai et Gosman [1] définit un ratio entre la masse réémise dans le domaine que l'on nommera M_{spl} et la masse impactante : M_{imp} . Ce ratio donne accès à la masse de liquide qui est déposée sur la paroi sous la forme d'un film : M_{film} . Cette corrélation diffère en fonction de la présence ou non de film à l'impact :

$$\frac{M_{spl}}{M_{inc}} = \begin{cases} 0.2 + 0.6 \cdot p & \text{sans film liquide} \\ 0.2 + 0.9 \cdot p & \text{avec film liquide} \end{cases} \quad (28)$$

p est un nombre aléatoire tiré dans l'intervalle $[0, 1]$. On remarque que le ratio n'est pas borné à 1. Cela s'explique par le fait que la corrélation expérimentale de Bai et Gosman prend en compte la possibilité que la masse réémise vers le domaine puisse emporter une partie de la masse de liquide présente dans le film. Ce phénomène n'est pas pris en compte dans le modèle de splash d'AVBP, le ratio est donc borné à 1 dans le modèle numérique.

Du point de vue numérique, le développement de ce modèle est basé sur la modélisation d'une distribution de particules après impact (rayon et nombre) ainsi que le vecteur vitesse qui leur est assigné. Le rayon des nouvelles particules est choisi aléatoirement grâce à une distribution de type Rosin-Rammler dans laquelle on tire un rayon jusqu'à ce que la masse cumulée des nouvelles gouttes soit égale à la masse de liquide réémise dans le domaine calculée par la corrélation de Bai et Gosman. De la même manière la distribution de J. Naber [14] est utilisée pour obtenir le vecteur vitesse de la goutte émise. La direction préférentielle est la direction tangente à la paroi de la vitesse de la goutte impactante, mais les gouttes peuvent être émises dans le sens inverse de la vitesse de la goutte. Ce phénomène est observé dans les expériences d'hydrodynamique de J. Naber [14].

Paramètre	Unité	Valeur
Vitesse d'injection	$[m.s^{-1}]$	10
Angle d'injecteur	$[^{\circ}]$	45
Position de l'injecteur	[mm]	$\begin{pmatrix} 5 \\ 0.1 \\ 2.5 \end{pmatrix}$
Masse injectée	[kg]	$6 \cdot 10^{-9}$
Durée de l'injection	[ms]	0.03
Diamètre des particules	$[\mu m]$	30

FIGURE 9 – Paramètres de l'injecteur

J'ai implémenté ce modèle dans la nouvelle version du code de calcul AVBP. La suite de ce chapitre présente des éléments de validation de cette implémentation.

2.6 Validation du modèle de splashing

Pour valider ce modèle il est nécessaire de contrôler que le code de calcul adopte bien le comportement voulu lorsque se trouve dans le domaine du splashing dans la cartographie simplifiée Fig. 5.

On injecte des particules avec un angle de 45° sur une paroi. On va imposer une vitesse suffisante pour que les particules se désintègrent en impactant la paroi. Le figure 9 récapitule les paramètres de l'injection. Les Fig 11 et 12 montrent la désintégration des gouttes à deux instants différents. En observant le rayon des particules on voit bien que les particules émises lors de la désintégration sont pour la plupart bien plus petite que les particules impactantes (de l'ordre du μm). La Fig. 13 illustre le fait que la composante tangentielle de la vitesse des particules impactantes est une direction prépondérante pour l'émission des gouttes formées lors de la désintégration.

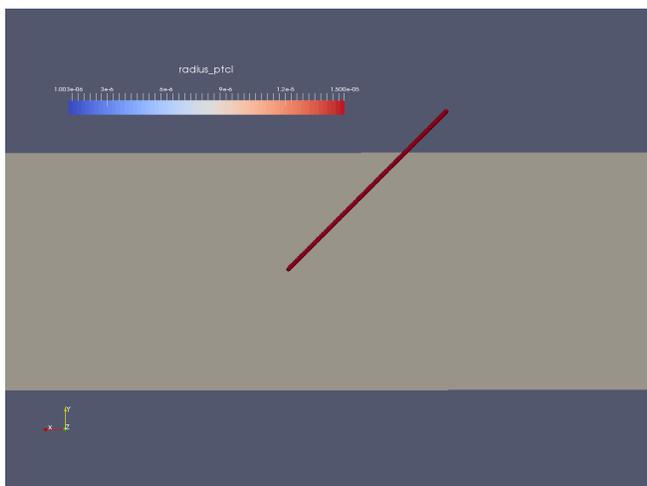


FIGURE 10 – Injection du train de gouttes.

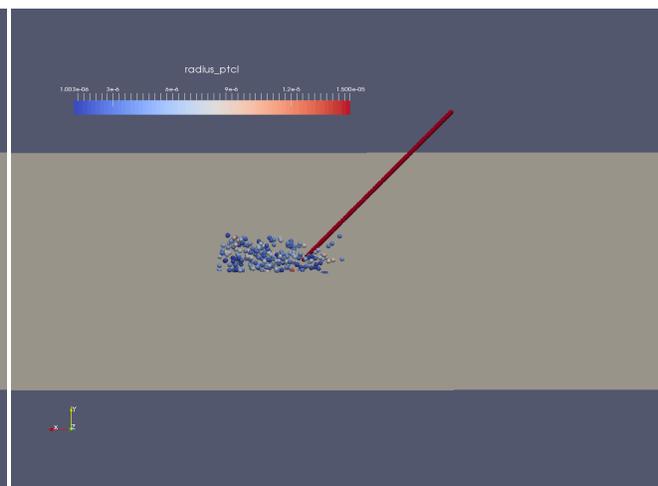


FIGURE 11 – Train de gouttes à l'impact.

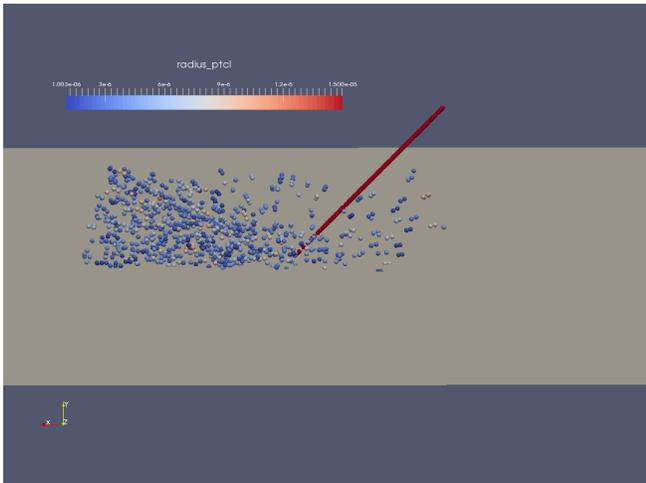


FIGURE 12 – Désintégration des gouttes impactantes.

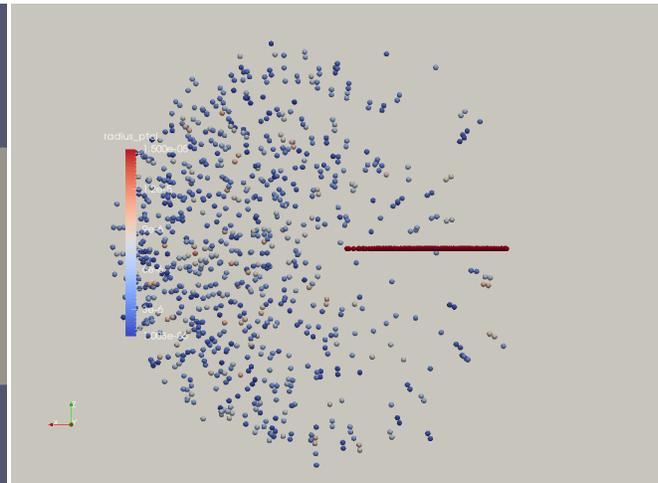


FIGURE 13 – Vue du dessus.

2.6.1 Distribution de la taille des gouttes

On souhaite observer la distribution de la taille des nouvelles gouttes créées après l'impact du train sur la paroi. La taille des gouttes étant choisi dans une distribution de Rosin- Rammler il est nécessaire d'avoir suffisamment de gouttes dans le domaine pour pouvoir reconstituer cette distribution.

On a donc mené 3 simulations en faisant varier le nombre de gouttes injecté :

- injection de 100 gouttes
- injection de 1000 gouttes
- injection de 10 000 gouttes

Les résultats obtenus sont rassemblés sur le graphique de la Fig. 14

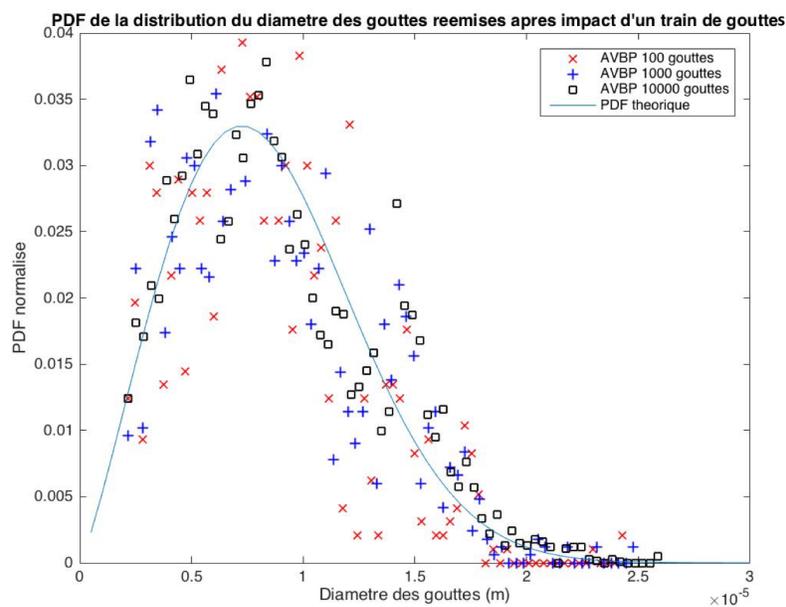


FIGURE 14 – PDF de la distribution de la taille des gouttes émises après l'impact du train sur la paroi.

La courbe bleu représente la PDF théorique de la distribution de Rosin-Rammler calibrée de manière à représenter la distribution du diamètre des particules. Cette distribution est paramétrée par deux grandeurs :

- un facteur d'étalement de la distribution, fixé dans le code simulation AVBP à 2.2
- un diamètre de sauter moyen qu'on a calibré pour superposer la distribution théorique et celle de la simulation

Le SMD (Sauter Mean Diameter) a été à une valeur de $12 \mu m$. Cette valeur correspond à la moitié du réservoir de liquide qui nourri le processus de création des gouttes lors de l'impact.

La distribution de la taille des gouttes est donc en accord avec celle que l'on a implémenté dans le code de simulation.

2.6.2 Distribution de la direction d'émission des gouttes créées à l'impact

Lors de l'impact la direction tangentielle des gouttes créées ψ (l'angle entre la direction tangentielle de la vitesse d'impact et la direction tangentielle de la vitesse de la nouvelle goutte) est choisie dans la distribution de Naber 2.5.4 :

$$H(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & \text{si } \beta = 0 \\ \frac{\beta/\pi}{2(\exp(\beta)-1)} \exp\left[\beta\left(1 - \frac{\psi}{\pi}\right)\right] & \text{si } \beta > 0 \end{cases} \quad (29)$$

où β est défini en fonction de θ l'angle entre la vitesse d'impact et la normale à la paroi, qui dans notre cas est de 45° :

$$\sin \theta = \left(\frac{\exp(\beta) + 1}{\exp(\beta) - 1} \right) \left(\frac{\beta^2}{\beta^2 + \pi^2} \right) \quad (30)$$

L'angle ψ est compris dans l'intervalle $[-\pi; \pi]$. La Fig. 15 illustre la comparaison entre la simulation et la distribution théorique de Naber.

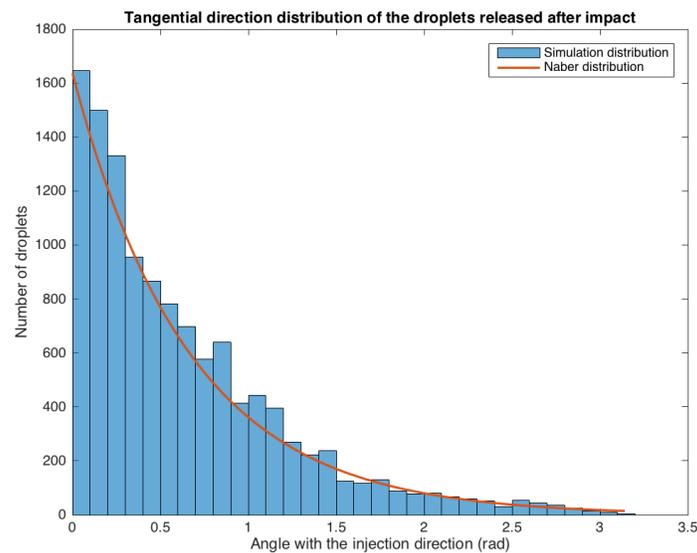


FIGURE 15 – Histogramme de la distribution de la direction tangentielle des gouttes émises après impact.

Au vu des résultats en terme de taille de goutte et de direction d'émission, on peut considérer que le modèle de splash est correctement implémenté. Il sera nécessaire de valider le fonctionnement physique de ce modèle sur un cas d'étude permettant une comparaison avec l'expérience.

3 Dynamique du film liquide

Comme présenté dans la partie présente, différents régimes d'interactions goutte/paroi peuvent mener à la formation ou à l'alimentation d'un film liquide. Dans le cas de l'injecteur de type 'Airblast', ce film a une grande importance car il augmente la surface d'échange entre le liquide et le gaz. Cette surface de contact permet un bon transfert d'énergie entre le gaz et le liquide et améliore la fragmentation du liquide en fines gouttes.

3.1 Équation du mouvement du film liquide

Les équations de Navier-Stokes ont été simplifiées par G. Chaussonnet [2] dans le contexte des chambres de combustion aéronautique, grâce aux ordres de grandeurs détaillés dans le tableau de la figure 16, pour obtenir un jeu d'équation basé sur les hypothèses suivantes :

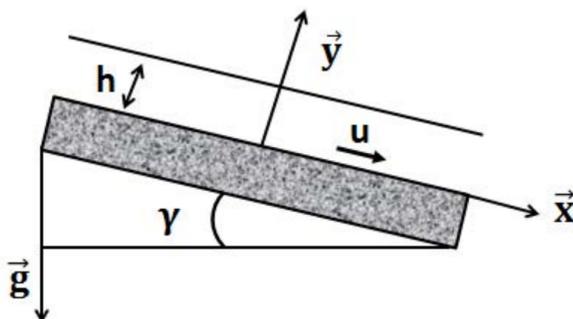
- le liquide est incompressible.
- on néglige l'inertie du film.
- pas de rétro-action du film sur le gaz.
- on considère que le film est assez mince pour ne pas perturber l'écoulement gazeux. Le profil de vitesse gazeux est le même avec ou sans film.

Paramètre	Variable	Unité	Ordre de grandeur
Distance longitudinale	L_0	[m]	10^{-2}
Épaisseur du film	h_0	[m]	10^{-4}
Vitesse du film	U_0	[m/s]	1
Densité du film	ρ	[kg/m ³]	10^3
Viscosité du film	μ	[kg/m.s]	10^{-3}
Tension de surface	σ	[kg/s ²]	10^{-2}
Viscosité du gaz ambiant	μ_g	[kg/m.s]	10^{-5}

FIGURE 16 – Ordre de grandeurs des échelles de film, dans un chambre de combustion de moteur aéronautique, par [2].

À ces hypothèses se rajoute celle de la stationnarité du film. En effet une comparaison du temps caractéristique du film ($\tau_{caract, film} = \frac{h^2}{\nu}$ où h représente la hauteur de film et ν sa viscosité cinématique) et d'une approximation de sa vitesse moyenne montre que l'état stationnaire est atteint après une distance de 1 cm. Cette hypothèse de stationnarité nous permet de considérer le film comme uniforme dans la direction tangente à la paroi.

Sous l'ensemble de ces hypothèses, l'équation de mouvement du film s'écrit sous la forme des équations 31, 32 et 33



$$\frac{dv}{dy} = 0 \quad (31)$$

$$\nu \frac{du}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{d^2 u}{dy^2} + g \sin \gamma \quad (32)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (33)$$

FIGURE 17 – Schéma du problème

La vitesse de la phase liquide est nulle à la paroi car il n'y a pas de glissement donc $v = 0$, on peut donc encore simplifier

le jeu d'équation précédente :

$$v \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} - g \sin \gamma \quad (34)$$

Une double intégration de l'équation précédente nous permet d'obtenir l'expression de la vitesse dans le film on fonction de la hauteur :

$$u(y) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} - \frac{g}{v} \sin \gamma \right) y^2 + Ay + B \quad (35)$$

les constantes A et B sont déterminées via les conditions aux limites à la paroi $u(0) = 0$ et à l'interface liquide/gaz avec le tenseur de cisaillement $\mu \frac{du}{dy} = \tau_{fg}$. On obtient l'expression finale de la vitesse dans le film en fonction de la hauteur :

$$u(y) = \left[\left(\frac{dp}{dx} - \rho g \sin \gamma \right) \left(\frac{y}{2} - h \right) + \tau_{fg} \right] \frac{y}{\mu} \quad (36)$$

En conséquence de l'hypothèse de film mince, on intègre la vitesse du film sur sa hauteur h pour obtenir sa vitesse moyenne. En effet cette hypothèse néglige le mouvement interne au liquide. Voici l'expression de la vitesse moyenne du film :

$$\bar{u}_{film} = \tau_{fg} \cdot \frac{h}{2\mu} + \left(\rho g \sin \gamma - \frac{dp}{dx} \right) \cdot \frac{h^2}{3\mu} \quad (37)$$

Finalement le mouvement des particules est régis par le schéma numérique suivant :

$$x_p^{n+1} = x_p^n + u_{fg} \Delta t \quad (38)$$

où u_{fg} représente la vitesse du film à l'interface liquide/gaz :

$$u_{fg} = \tau_{fg} \cdot \frac{h}{\mu} + \left(\rho g \sin \gamma - \frac{dp}{dx} \right) \cdot \frac{h^2}{\mu} \quad (39)$$

3.2 Lien entre l'approche Lagrangienne particulaire et l'approche Eulérienne gazeuse

L'approche Lagrangienne est utilisée ici pour résoudre la phase liquide. Cependant certaines grandeurs doivent être interpolées sur le maillage Eulérien. La hauteur de film est calculée par AVBP en projetant le volume total de liquide dans une cellule à ses noeuds. Il est donc supposé ici que chaque face paroi des cellules contenant du film est remplie de manière homogène par le film. AVBP utilise une approche dite 'cell-vertex' qui s'oppose à l'approche 'cell-centered'. Les variables Eulériennes sont donc stockées aux noeuds du maillage. Dans ce contexte la projection du volume de particule aux noeuds est consistante. Malgré l'introduction d'une erreur de diffusion, cette méthode fonctionne pour des cellules qui n'ont pas de face en contact avec la paroi (pour les maillages tétraédrique par exemple). L'image suivante illustre les différentes étapes du calcul de la hauteur de film :

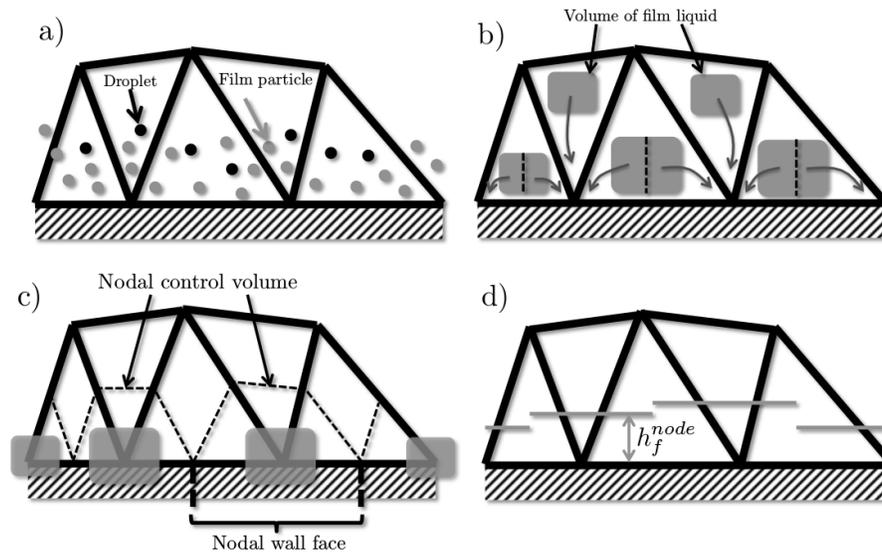


FIGURE 18 – Étapes menant au calcul de la hauteur de film par cellule dans le cas d'un maillage tétraédrique, d'après [2].

Détaillons ces étapes :

- identification des particules qui sont devenues des particules film.
- distribution du volume de liquide aux noeuds paroi.
- le volume est divisé par la surface de la noeud paroi, défini par l'approche cell-vertex : $h_\alpha = \frac{\sum_{p \text{ sur } \alpha} V_p}{A_\alpha}$, où A_α et V_p représente respectivement l'aire de la face sélectionné et le volume de liquide.
- la hauteur calculée est attribuée aux noeuds paroi.

4 Amélioration du modèle de film

Le modèle de film décrit précédemment est basé sur la prédominance des effets de cisaillement à l'interface liquide/-gaz. Comme on a pu le voir dans les équations du mouvement des particules film, leur vitesse est une expression moyenne fonction de la hauteur de film, du tenseur de cisaillement et du gradient longitudinal de pression. Cette expression suppose un équilibre entre le cisaillement et le gradient de pression. Cependant on remarque qu'en l'absence de cisaillement, la modélisation actuelle du film implique une immobilité des particules.

Ce modèle ne représente pas les phénomènes d'inertie des particules film. De plus l'influence du spray sur le film n'est pas pris en compte. Il est nécessaire de développer un nouveau modèle prenant en compte l'apport de masse, de quantité de mouvement tangentielle et d'énergie.

4.1 Avantage de l'amélioration du modèle de film

Contrairement au modèle de film de G. Chaussonnet [2] où les particules d'une même cellule étaient affectées de la même vitesse moyenne, le modèle amélioré que l'on présente dans cette partie permet de calculer une vitesse propre à chaque particule, en prenant en compte l'inertie et le gradient de pression dû à l'impact des particules sur le film. La description du mouvement du film est donc plus précise. Cependant il est nécessaire ici de mettre en évidence une des principales problématiques de la description du film par l'approche Lagrangienne. Pour que cette description soit correcte il est nécessaire d'avoir suffisamment de gouttes dans le film. On remarque qu'une face paroi qui n'est pas remplie de gouttes surestimera fortement la surface d'échange liquide/gaz, d'après [6].

4.2 les équations du modèle de film Lagrangien

Contrairement à la description de la dynamique des particules faite dans la section précédente mettant en jeu une vitesse moyenne des particules, cette description propose une expression de la vitesse différente pour chaque particule. Les équations qui vont être présentées dans la suite de ce rapport sont le résultat des travaux de C. Habchi [6] inspirés du modèle de O'Rourke et Amsden [15] sur le film, l'évaporation et le splashing, ainsi que des travaux de Xu et Han [8] qui l'ont amélioré.

4.2.1 Équation de transport d'une particule film selon l'approche Lagrangienne

Dans l'approche Lagrangienne, les particules film sont déplacées selon l'équation suivante qui respecte la conservation de la masse de liquide :

$$x_p^{n+1} = x_p^n + u_p^{n+1} \Delta t \quad (40)$$

- x_p^n représente la position de la particule p à l'instant n.
- u_p^{n+1} est la vitesse moyenne de la particule p au temps n+1.
- Δt est le pas de temps.

Il est nécessaire de calculer l'expression de la vitesse particulaire.

4.2.2 Équation de quantité de mouvement

Pour ce faire, O'Rourke et Amsden ont dérivé l'équation de quantité de mouvement du film. Cette équation prend en compte les effets d'inertie, du gradient de pression dû à l'impact des gouttes de spray sur le film, le cisaillement pariétal et les forces de gravité.

$$\rho_l h_\alpha \frac{u_p^{n+1} - u_p^n}{\Delta t} + h_\alpha \nabla_\alpha p_f = \tau_{s,\alpha} t_\alpha - \frac{2\mu_l}{h_\alpha} u_p^{n+1} + \dot{P}_{imp,\alpha} - \dot{M}_{imp,\alpha} u_p^{n+1} + F_{n,\alpha} n_\alpha + \rho_l g h_\alpha \quad (41)$$

où :

- ρ_l et μ_l représentent respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du liquide.
- h_α représente la hauteur de film dans la cellule α .

- t et n_α représentent respectivement les vecteurs unitaires tangent et normal à la face α .
- ∇_s est un opérateur de gradient surfacique.
- g l'accélération de la pesanteur.
- $\tau_{s,\alpha}$ est la contrainte de cisaillement à l'interface liquide/gaz.
- $\dot{M}_{imp,\alpha}$ est le terme source de masse. Il prend en compte les gouttes rejoignant le film pendant le pas de temps courant.
- $\dot{P}_{imp,\alpha}$ est le terme source de quantité de mouvement dû à l'impact des gouttes du spray et au splashing.
- p_f est la pression du film, elle est supposée due uniquement à l'impact des gouttes du spray. C'est donc une fonction du terme source de quantité de mouvement $\dot{P}_{imp,\alpha}$.
- $F_{n,\alpha}$ représente les forces agissant normalement à la paroi.

L'équation de quantité de mouvement nous conduit à l'expression explicite de la vitesse particulière à l'itération n+1 :

$$u_p^{n+1} = \frac{1}{\frac{\rho_l h_\alpha}{\Delta t} + \frac{2\mu_l}{h_\alpha} + \dot{M}_{imp,\alpha}} \left\{ \underbrace{\frac{\rho_l h_\alpha}{\Delta t} u_p^n}_I + \underbrace{\tau_{s,\alpha} t_\alpha}_{II} + \underbrace{S_\alpha}_{III} - \underbrace{\left[\left(\frac{\rho_l h_\alpha}{\Delta t} u_p^n + S_\alpha \right) \cdot n_\alpha \right] \cdot n_\alpha}_{IV} \right\} \quad (42)$$

Le terme S_α est fonction du terme source d'impact $\dot{P}_{imp,\alpha}$ ainsi que du gradient de pression et de la gravité.

$$S_\alpha = \dot{P}_{imp,\alpha} - h_\alpha (\nabla_s p_f) + \rho_l g h_\alpha \quad (43)$$

L'expression de la vitesse des particules de film peut se décomposer en 4 éléments :

- I - ce terme est fonction de la vitesse de la particule à l'itération précédente.
- II - c'est le terme qui prend en compte le cisaillement du gaz à l'interface liquide/gaz.
- III - S_α représente la quantité de mouvement des gouttes impactantes transmise aux gouttes film.
- IV - ce terme prend en compte toutes les forces qui agissent normalement à la paroi.

Cette expression de la vitesse particulière a été implémentée dans AVBP. À chaque itération les différents termes sources de l'expression précédente sont calculés en fonction des particules qui viennent d'impacter la paroi. Ils sont ensuite utilisés pour mettre à jour la vitesse de chaque particule film. Ce nouveau modèle de film a dû être validé sur un cas test de référence que nous traiterons dans la partie suivante.

4.3 Validation du modèle de film amélioré

4.3.1 Configuration du cas test

HIP est un outil de maillage développé au CERFACS. Une de ses nombreuses fonctionnalités est l'édition de maillages structurés rectangulaire 2D que l'on peut extruder en 3D. En utilisant cet outil on crée un domaine de calcul simple pour tester le modèle de film.

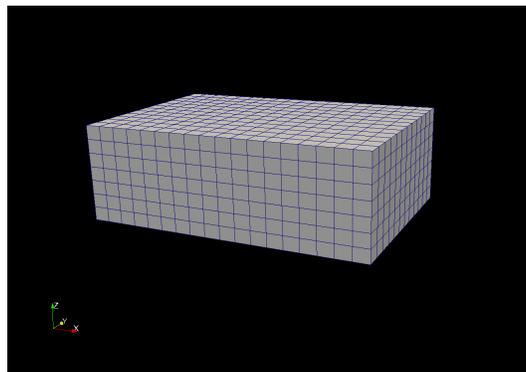


FIGURE 19 – Maillage du domaine d'injection d'un film

Les dimensions du domaine sont les suivantes : $(x, y, z) \in [0;0.009] \times [0;0.006] \times [0;0.003]$ en mètres. On injecte au dessus de la paroi un train de gouttes de C8H18 selon les conditions suivantes :

Paramètre	Unité	Valeur
Vitesse d'injection	$[m.s^{-1}]$	5
Angle d'injecteur	[°]	45
Position de l'injecteur	[mm]	$\begin{pmatrix} 8 \\ 3.6 \\ 0.05 \end{pmatrix}$
Masse injectée	[kg]	$0.5 \cdot 10^{-7}$
Durée de l'injection	[s]	0.001
Diamètre des particules	$[\mu m]$	100
Nombre de gouttes injectées	[-]	137

FIGURE 20 – Paramètres de l'injecteur

L'injection est très proche de la paroi pour que les particules deviennent immédiatement des particules film. Cette injection est placé à contre courant dans un écoulement d'air à 300 K.

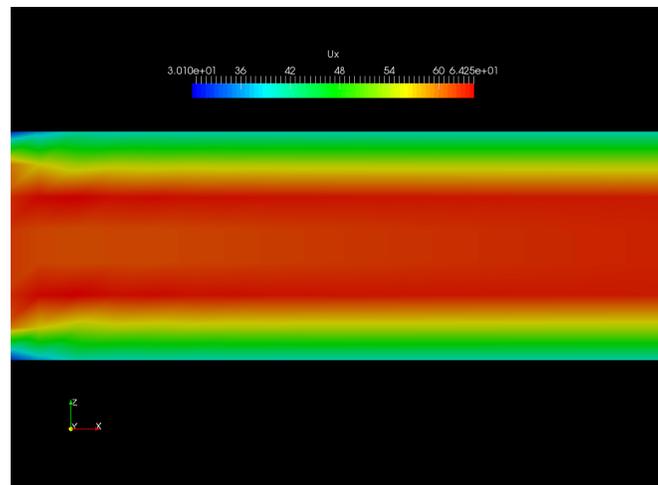


FIGURE 21 – Champ de vitesse initial dans le domaine selon la composante x.

4.3.2 Résultats de la simulation

On effectue la même simulation avec et sans le modèle de film amélioré. On effectue trois acquisitions pour chaque simulation à des temps différents ($t_1 < t_2 < t_3$ pour le modèle amélioré et $t_1' < t_2' < t_3'$ pour l'ancien modèle) pour mettre en évidence les différences de fonctionnement entre les deux modèles. Les visualisations sont présentées dans les figures 22, 25, 27 pour le modèle amélioré, et 23, 23, 23 pour l'ancien modèle.

Le paramètre "ptcl_type" est un terme numérique qui sert à caractériser la nature de la particule. Dans les visualisations suivantes on peut distinguer deux types de particule : les particules de spray (c'est à dire celles qui se déplacent dans le domaine en étant soumises uniquement à la force de traînée appliquée par le gaz) pour lesquelles le paramètre ptcl_type est fixé à 1 et les particules de film pour lesquelles ptcl_type est fixé à 2. Selon cette valeur les particules subiront des traitements différents. Sur les visualisations cela nous permet aussi de distinguer les particules ayant impactées la paroi.

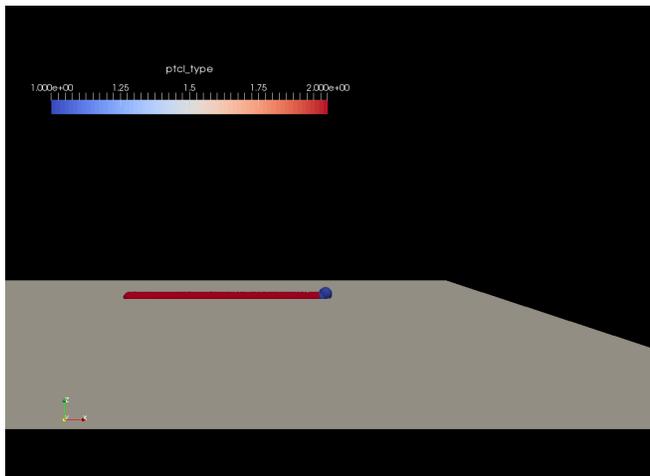


FIGURE 22 – Visualisation du film avec le modèle de conservation de quantité de mouvement à $t=t1$.

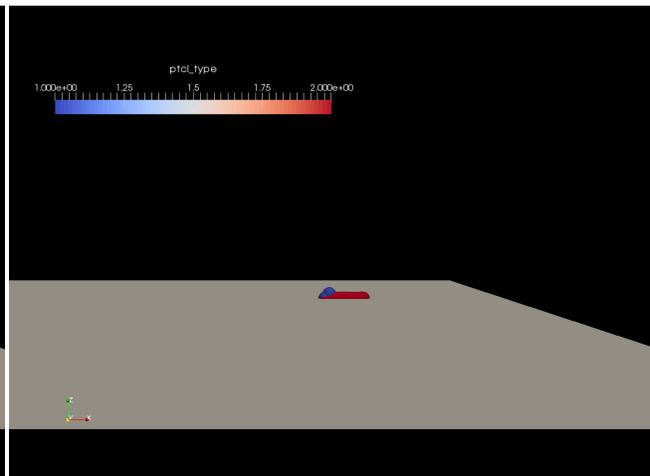


FIGURE 23 – Visualisation du film avec le modèle classique de dynamique du film à $t=t1$ '.

Sur les Fig. 22 et 23 on observe la différence entre les deux modèles. On voit sur la Fig. 22 que les particules continuent à avancer à contre courant contrairement à la Fig. 23 où elles ne sont soumises qu'au cisaillement du gaz, et sont donc emportées dans le sens de l'écoulement. Ceci est le résultat de la conservation de la quantité de mouvement à l'impact.

Observons les vitesses des particules juste après leur impact sur la paroi. On a dit précédemment que leur sens d'écoulement est différent. On observe donc la valeur absolue des vitesses sur la Fig. 24 :

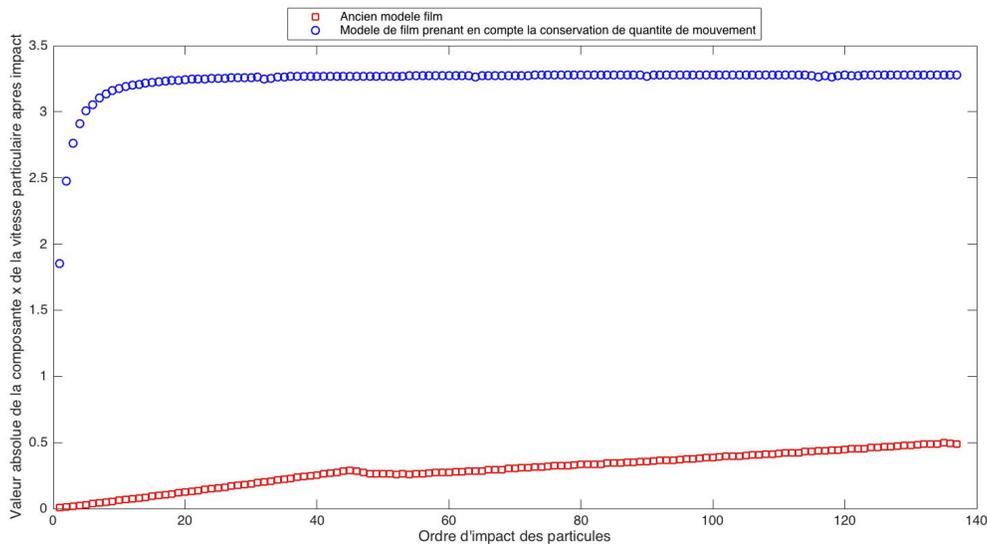


FIGURE 24 – Comparaison de la valeur absolue de la composante x de la vitesse particulaire juste après l'impact.

137 particules ont été injectées, on observe donc 137 impacts sur la paroi. La comparaison des deux modèles nous montre que la vitesse après l'impact pour le modèle qui conserve la quantité de mouvement est plus grande que pour l'ancien modèle. En effet dans le cas de l'ancien modèle non-conservatif, la vitesse avant l'impact n'est pas conservée après le changement d'état de la particule de spray à film. La particule est donc immédiatement soumise à l'écoulement gazeux.

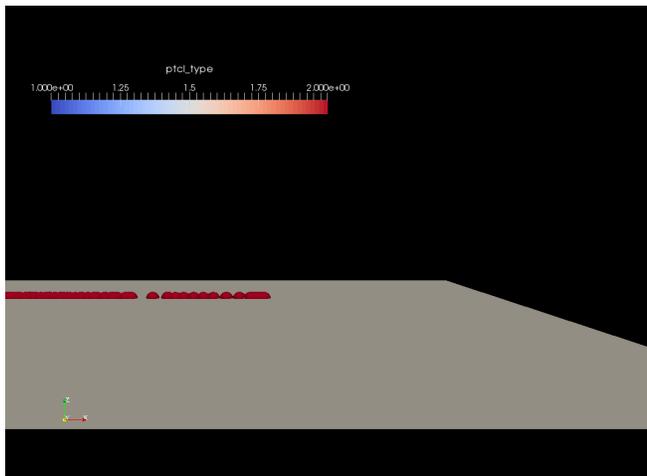


FIGURE 25 – Visualisation du film avec le modèle de conservation de quantité de mouvement à $t=t2$.

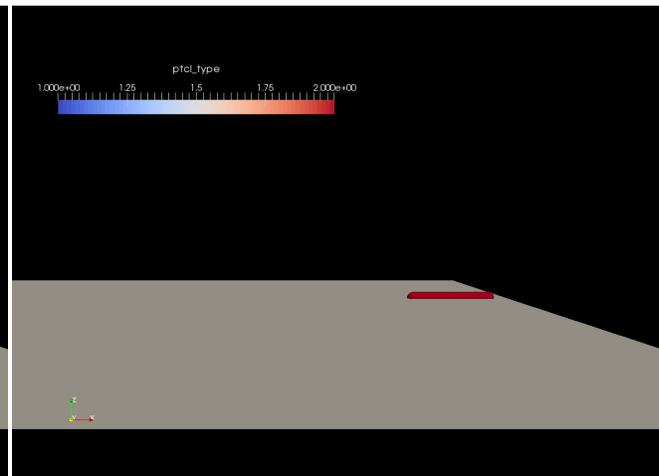


FIGURE 26 – Visualisation du film avec le modèle classique de dynamique du film à $t=t2'$.

Sur les Fig 25 et 26 l'injection de particules est terminée. Toutes les particules font partie du film. Dans le cas de l'ancien modèle les particules continuent leur trajectoire jusqu'à sortir du domaine. Il est intéressant d'observer le comportement du modèle amélioré après que l'injection soit terminée. Une observation des Fig. 25 et 27 nous montre que le sens de déplacement des particules s'inverse. En effet l'énergie fournie par les particules injectées poussaient les particules à contre courant. L'injection étant terminée, l'effet prépondérant auquel les particules sont soumises est le cisaillement du gaz. Elles vont donc s'écouler le long de la paroi avant de sortir du domaine comme pour l'ancien modèle de film.

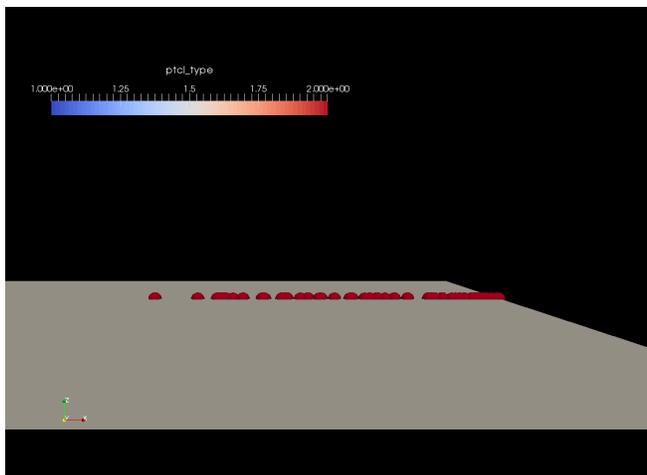


FIGURE 27 – Visualisation du film avec le modèle de conservation de quantité de mouvement à $t=t3$.

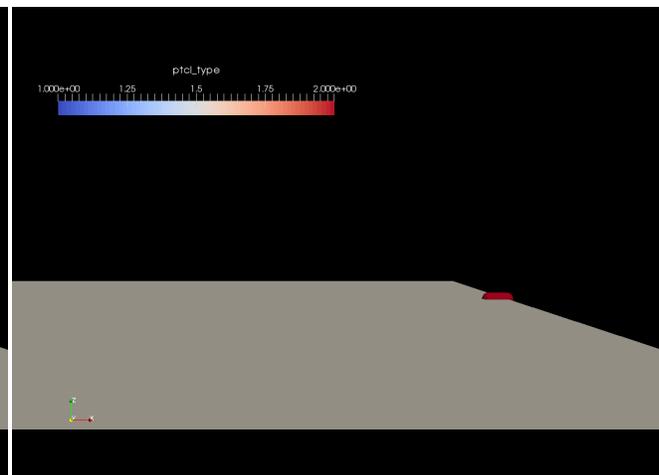


FIGURE 28 – Visualisation du film avec le modèle classique de dynamique du film à $t=t3'$.

5 Étude CONTINENTAL : Simulation de l'impact d'un spray sur une plaque

Il s'agit ici de simuler et de comparer à l'expérience l'impact d'un spray sur une plaque, en utilisant les modèles d'interaction présentés dans la section 2, ainsi que le nouveau modèle de dynamique du film présenté dans la section 4. N. Iafrate a effectué la validation des modèles d'interactions développés dans sa thèse sur ce cas d'étude. L'expérience en question a été effectuée par CONTINENTAL dans le cadre du projet ANR ASTRIDE.

5.1 Configuration expérimentale

Un spray primaire est généré par un injecteur essence haute pression (injectant du n-heptane). Une variation paramétrique est effectuée : la distance injecteur-paroi et l'angle d'impact pour les cas suivants :

- distance injecteur-paroi = 40mm, angle d'impact $\beta = 30^\circ$
- distance injecteur-paroi = 20mm, angle d'impact $\beta = 30^\circ$
- distance injecteur-paroi = 40mm, angle d'impact $\beta = 15^\circ$
- distance injecteur-paroi = 20mm, angle d'impact $\beta = 15^\circ$

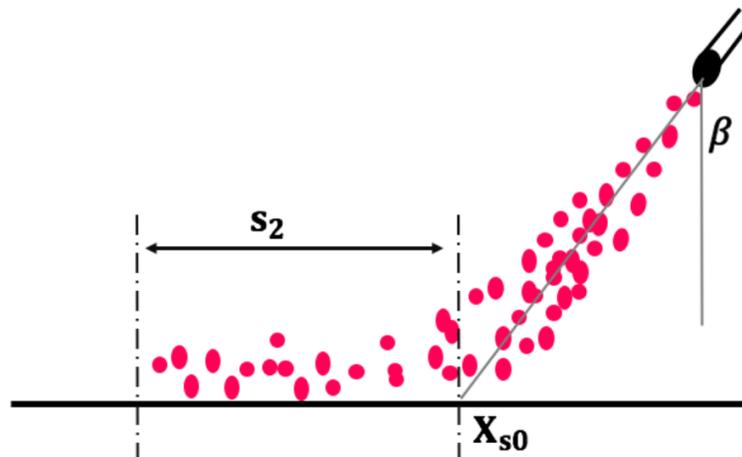


FIGURE 29 – Schéma de la configuration expérimentale dans le plan de visualisation expérimentale.

La Fig. 29 représente l'expérience. Le point X_{s0} est le point d'impact du spray et s_2 la pénétration du spray secondaire qui correspond aux particules réémises vers le domaine.

Pour le spray secondaire, le point d'impact X_{s0} est mesuré grâce à une caméra rapide comme étant le point le plus à droite de la zone d'impact entre le spray et la paroi qu'on peut observer sur l'image expérimentale de la Fig 30.

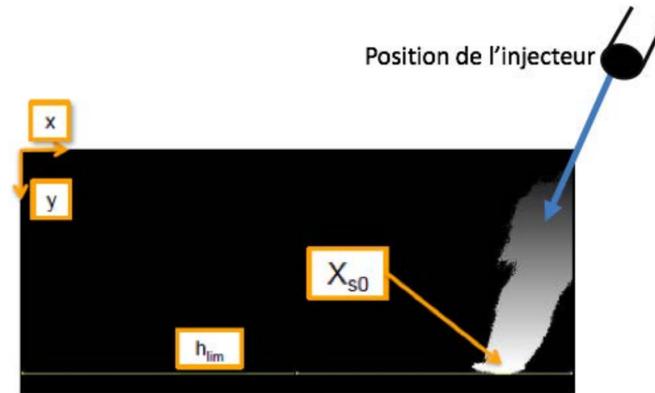


FIGURE 30 – Visualisation expérimentale de l'impact du spray.

La distance de pénétration du spray secondaire est obtenue en faisant la différence entre la position de la particule la plus à gauche et le point d'impact de coordonnée X_{s0} comme on peut l'observer sur la Fig. 31.

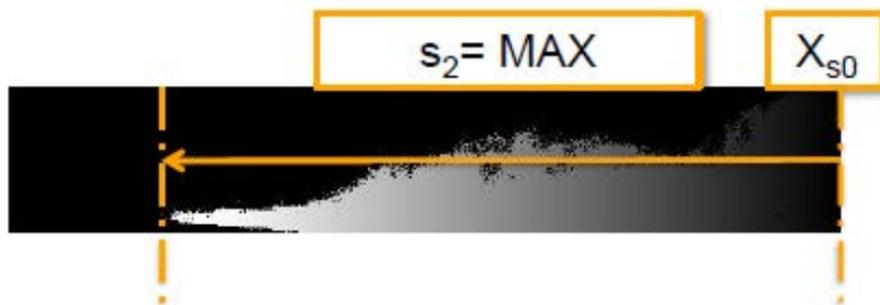


FIGURE 31 – Visualisation de la pénétration du spray secondaire.

Les Fig. 31 et 30 ont été obtenues par filtrage des images de la caméra rapide.

5.2 Configuration de la simulation

Le domaine est une boîte rectangulaire de dimensions : $L_x = 140\text{mm}$, $L_y = 130\text{mm}$, $L_z = 60\text{mm}$. Le maillage est régulier et raffiné dans la zone d'injection (zone primaire) ainsi que dans la zone de pénétration du spray secondaire. Il est composé de 10.3 millions de cellules :

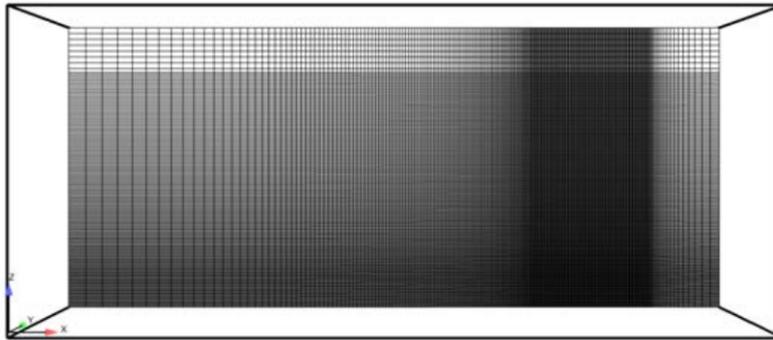


FIGURE 32 – Coupe transversale du maillage du domaine de calcul.

Le tableau 33 détail les caractéristiques du spray injecté. Ces caractéristiques ont été fournies par les expériences.

Paramètre	Unité	Valeur
Pression ambiante	[<i>bar</i>]	1
Température ambiante	[<i>K</i>]	300
Température des particules	[<i>K</i>]	360
Pression d'injection	[<i>bar</i>]	200
Masse injectée	[<i>mg</i>]	3.25
Durée de l'injection	[<i>ms</i>]	1.06
Nombre de gouttes injectées	[-]	100 000

FIGURE 33 – Caractéristiques expérimentales du spray.

5.3 Premier résultats de la simulation

Au moment de la rédaction de ce rapport, la simulation présente des problèmes qui limitent son fonctionnement à quelques itérations après l'impact du spray sur la paroi. Il est donc à l'heure actuelle impossible de post-traiter des résultats et de les comparer aux expériences. Cependant il a quand même été possible d'obtenir des résultats du jet impactant avant que le problème ne se présente. L'image de la Fig. 34 nous permet d'observer l'allure du spray injecté dans le domaine. On peut voir que la température des particules qui s'éloignent du centre du spray diminue à cause de l'interaction du liquide avec le gaz.

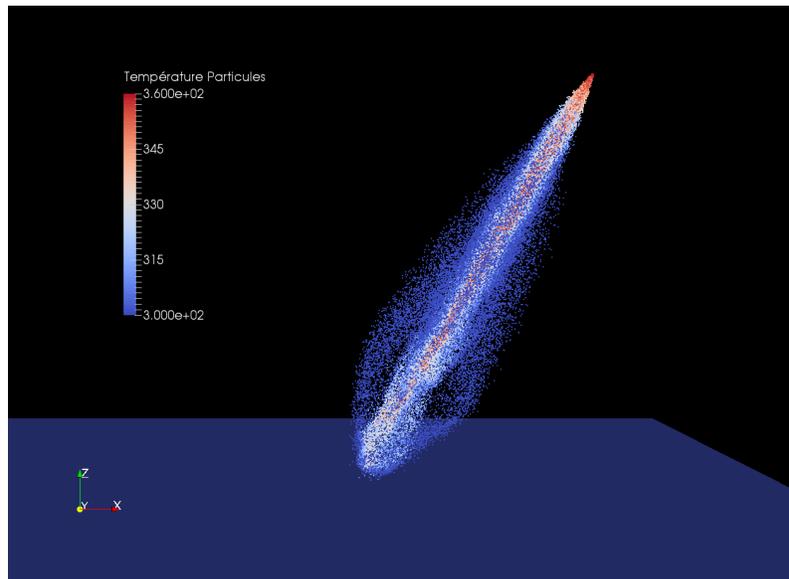


FIGURE 34 – Visualisation de la température des particules du spray primaire avant l'impact sur la paroi.

On peut observer la Fig. 35 qui montre le spray quelques itérations après son impact sur la paroi. Le zoom sur la zone d'impact de la Fig. 36 rend compte de la formation des nouvelles gouttes grâce au modèle de réémission de gouttes de N. Iafrate. La nature des gouttes est identifiée via le paramètre 'ptcl_type' défini dans la section 4.3.2 :

- $ptcl_type = 1$ pour les particules qui font encore partie du spray primaire (avant impact).
- $ptcl_type = 2$ pour les particules qui font partie du film.
- $ptcl_type = -1$ pour les particules réémises et qui font donc partie du spray secondaire.

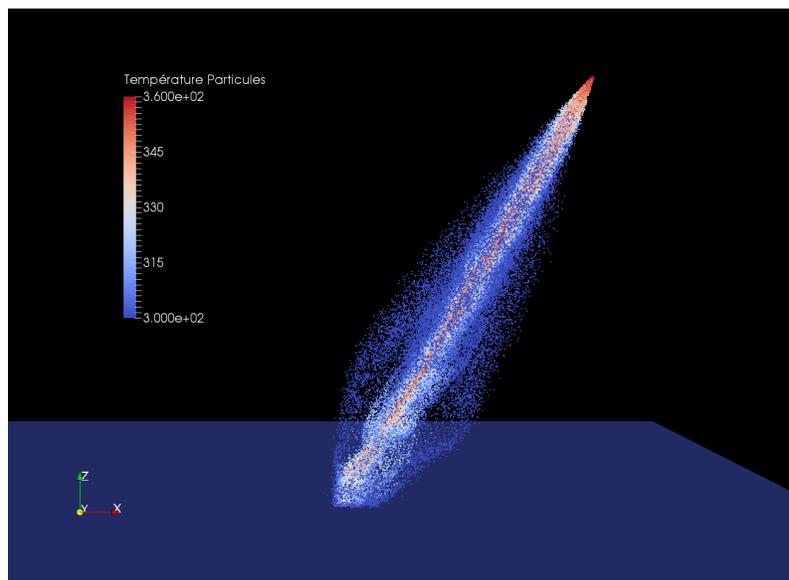


FIGURE 35 – Visualisation de la température des particules du spray primaire à l'impact sur la paroi.

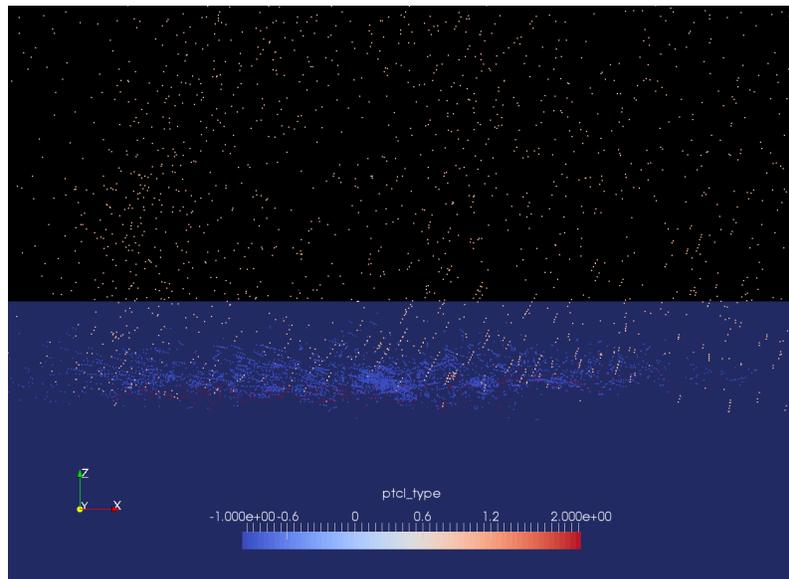


FIGURE 36 – Zoom sur la zone d'impact du spray.

Les comparaisons avec l'expérience menée chez CONTINENTAL seront faites sur deux points :

- la pénétration du spray secondaire.
- la surface de film liquide déposé sur la paroi.

6 Conclusion

Au début de ce stage, la mission définie était l'implémentation des modèles participants à la création et l'atomisation du film liquide créé dans l'injecteur airblast d'une chambre de combustion, dans la dernière version du code de calcul AVBP. Cependant au cours du stage, il a été décidé de mettre en application le nouveau modèle d'interaction gouttes/-paroi sur un cas concret basé sur des résultats expérimentaux : la simulation de l'injection d'un spray sur une plaque et la comparaison des résultats avec les données expérimentales fournies par CONTINENTAL. Cette comparaison devrait mettre en évidence la bonne représentativité de la vitesse de pénétration du spray secondaire créé lors de l'interaction entre le spray primaire et la paroi, ainsi que de la surface de film liquide déposée sur la paroi. Ce calcul avait déjà été mené par N. Iafrate lors de sa thèse [9] pour valider son modèle de réémission de goutte après impact. Son calcul utilisait le modèle de film développé et implémenté par G. Chaussonnet [2]. L'amélioration de la dynamique du film représente donc un point de comparaison important avec l'expérience et la simulation de N. Iafrate. En effet la prise en compte de l'inertie des particules à leur impact avec la paroi devrait améliorer la représentativité physique de la simulation.

D'un point de vue plus personnel, ce stage aura été pour moi une immersion dans le domaine de la recherche et du développement de modèles numériques. La manipulation du code de calcul parallèle AVBP m'a permis d'enrichir mes connaissances en codage. De plus la possibilité de parcourir ce code de calcul m'a fait comprendre le fonctionnement interne d'un outil de simulation. Ce stage a aussi permis une compréhension approfondie de l'approche Lagrangienne qui avait été abordée de manière théorique lors des cours à l'ENSEEIHT.

Pour finir, l'intérêt que j'ai ressenti pour ce sujet me pousse aujourd'hui à continuer à travailler dessus au cours d'une thèse que j'effectuerai au CERFACS après avoir effectué un stage expérimental de trois mois sur l'atomisation en bord de lèvre à la Karlsruhe Institute of Technology en Allemagne.

Bibliographie

- [1] Chengxin BAI et AD GOSMAN. *Development of methodology for spray impingement simulation*. Rapp. tech. SAE Technical Paper, 1995.
- [2] Geoffroy CHAUSSONNET. "Modeling of liquid film and breakup phenomena in Large-Eddy Simulations of aeroengines fueled by airblast atomizers". Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT, 2014.
- [3] GE COSSALI, A COGHE et M MARENGO. "The impact of a single drop on a wetted solid surface". In : *Experiments in fluids* 22.6 (1997), p. 463–472.
- [4] Marta GARCIA. "Développement et validation du formalisme euler-lagrange dans un solveur parallele et non-structuré pour la simulation aux grandes échelles". In : *France Thèse* (2009).
- [5] MA GONZALEZ D, GL BORMAN et RD REITZ. "A study of diesel cold starting using both cycle analysis and multidimensional calculations". In : *SAE transactions* 100.3 (1991), p. 189–208.
- [6] C HABCHI. "Modélisation de l'interaction spray-film liquide par une approche lagrangienne incluant splashing et évaporation". In : *Rapport IFP Rapport* 58 (2005), p. 472.
- [7] C HABCHI. "New Correlations for Leidenfrost and Nukiyama Temperatures with Gas Pressure-Application to Liquid Film Boiling Simulation". In : *ILASS Europe*. 2010.
- [8] Z HAN, Z XU et N TRIGUI. "Spray/wall interaction models for multidimensional engine simulation". In : *International Journal of Engine Research* 1.1 (2000), p. 127–146.
- [9] Nicolas IAFRATE. "Simulation aux grandes échelles diphasique dans les moteurs downsizes à allumage commande". Thèse de doct. 2016.
- [10] Arthur H LEFEBVRE. "Fifty years of gas turbine fuel injection". In : *Atomization and Sprays* 10.3-5 (2000).
- [11] Arthur H LEFEBVRE et Vincent G MCDONELL. *Atomization and sprays*. CRC press, 2017.
- [12] AS MOITA et ALN MOREIRA. "Drop impacts onto cold and heated rigid surfaces : morphological comparisons, disintegration limits and secondary atomization". In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28.4 (2007), p. 735–752.
- [13] CHR MUNDO, M SOMMERFELD et C TROPEA. "Droplet-wall collisions : experimental studies of the deformation and breakup process". In : *International journal of multiphase flow* 21.2 (1995), p. 151–173.
- [14] Jeffrey D NABER et Patrick V FARRELL. *Hydrodynamics of droplet impingement on a heated surface*. Rapp. tech. SAE technical paper, 1993.
- [15] Peter J O'ROURKE et AA AMSDEN. *A spray/wall interaction submodel for the KIVA-3 wall film model*. Rapp. tech. SAE Technical Paper, 2000.
- [16] N Garcia ROSA et al. "A new droplet-wall interaction model". In : *Proceedings of the 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Tokyo, Japan*. 2006, p. 29–32.
- [17] *Schéma en coupe d'un turboréacteur*. URL : <http://magpowersystem.free.fr/Turboreacteur/Turboreacteur.html>.
- [18] L SCHILLER et A NAUMANN. "A drag coefficient correlation. Vdi Zeitung, 77 : 318–320, 1935". In : *Cité page* 38 ().
- [19] Joseph SMAGORINSKY. "General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment". In : *Monthly weather review* 91.3 (1963), p. 99–164.
- [20] CD STOW et MG HADFIELD. "An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface". In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. T. 373. 1755. The Royal Society. 1981, p. 419–441.
- [21] H Baya TODA et al. "A subgrid-scale model based on singular values for LES in complex geometries". In : *Proceedings of the Summer Program*. 2010, p. 193.