

Savoir que l'on sait ce que l'on sait, et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas : voilà la véritable science.

Confucius, *Lun Yu*

Conclusion

La connaissance précise des différents phénomènes intervenant à l'intérieur et en sortie des injecteurs Diesel est capitale pour la mise au point d'injecteurs performants et la maîtrise de la combustion à l'intérieur de la chambre. La simulation numérique est un moyen rapide et économique pour tester des configurations différentes. Le développement de codes de calculs est donc privilégié par les constructeurs et équipementiers automobiles.

L'objectif principal de ce travail était de comprendre le couplage entre l'écoulement cavitant à l'intérieur d'un injecteur Diesel et la formation de la partie dense du spray, immédiatement en aval de la buse d'injection.

Résumé du travail réalisé

Une bibliographie conséquente existe sur le sujet de l'atomisation des jets de carburant. Les phénomènes physiques qui la gouvernent sont très complexes et il est difficile de mettre en évidence un phénomène prépondérant, tant les interactions sont nombreuses.

C'est au sein du carburant liquide que l'on trouve l'origine du fractionnement du jet : la turbulence du liquide et la cavitation, naissant à l'intérieur des injecteurs Diesel, donnent au cœur liquide, se formant en sortie de l'injecteur, un caractère très instationnaire et tridimensionnel. Le jet subit en effet d'importantes fluctuations de vitesse débitante, dues essentiellement aux poches de cavitation atteignant la section de sortie du trou. Cette cavitation, dont l'apparition est conditionnée par la géométrie interne des injecteurs Diesel, a déjà été étudiée par de nombreux auteurs, mais peu de choses ont été écrites sur l'influence directe de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur sur la formation du cœur dense de liquide et l'atomisation primaire qui en résulte. La raison principale réside dans le confinement de tels écoulements (diamètre du trou d'injection de l'ordre de 200 μm) ainsi que dans les niveaux de vitesse (jusqu'à 500 m/s) et de pression (jusqu'à 200 MPa) atteints par le liquide, rendant les mesures expérimentales très difficiles.

Les premières perturbations du cœur liquide sont amplifiées, au niveau de l'interface liquide-gaz, donnant naissance, au sein de la couche de mélange, à des tourbillons desquels les premières gouttes ou filaments se détachent. Les propriétés du gaz jouent alors un rôle prépondérant dans le devenir de ces premiers filaments ainsi formés, puisque les effets aérodynamiques entraînent alors leur fragmentation en gouttelettes plus fines.

La simulation de l'atomisation d'un jet Diesel doit donc nécessairement prendre en compte les caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, contrairement à la plupart des travaux menés jusqu'ici. La modélisation correspondante est cependant plus complexe, car elle nécessite la prise en compte du carburant liquide, du gaz de la chambre de combustion, mais également du carburant sous forme vapeur contenu à l'intérieur des bulles de cavitation.

De nombreuses méthodes de modélisation d'écoulements multiphasiques existent et le choix d'un modèle de mélange homogène (à un seul pseudo-fluide), sans reconstruction d'interface, a été guidé par la simplicité de mise en œuvre et par les travaux effectués précédemment (Dumont [54]) à l'IFP, dans le code CAVIF. Ce modèle permet de suivre de manière eulérienne chacune des phases en présence, mais les vitesses relatives ne sont pas prises en compte. Le problème principal consiste à déterminer une équation d'état continue, valable pour l'ensemble des phases potentiellement présentes.

Nous avons établi une équation d'état basée, d'une part, sur la relation donnant la vitesse du son dans un mélange de carburant liquide et vapeur établie par Wallis [172] et, d'autre part, sur la loi des gaz parfaits pour le gaz de la chambre de combustion. L'implantation numérique de cette relation a été réalisée au moyen d'une régression bilinéaire par morceaux, utilisant la méthode des moindres carrés.

Avant de tester le comportement de ce modèle sur un injecteur réel, quelques calculs de validation ont été menés avec cette version modifiée du code CAVIF. L'erreur numérique et l'ordre de convergence des schémas numériques ont été évalués et mettent en évidence une précision moyenne mais qui n'est pas dégradée par rapport à la version précédente du code. L'étude du *collapse* d'une bulle de cavitation au voisinage d'une surface libre a été l'occasion de comparer nos simulations avec des données expérimentales : les phénomènes observés sont globalement satisfaisants, au moins d'un point de vue qualitatif. Enfin, des calculs identiques à ceux menés précédemment par Dumont [54] sur une géométrie réaliste d'injecteur 2D ont mis en évidence les améliorations apportées par ce nouveau modèle, en sortie de l'orifice d'injection.

Enfin, plusieurs simulations ont été menées sur différentes configurations d'injecteurs réalistes. Le cas d'un injecteur mono-trou bidimensionnel a d'abord été étudié, dans le but de comprendre ce qu'il advient des poches de cavitation en sortie d'injecteur. Les résultats font état d'un *collapse* des bulles de vapeur, dès l'instant qu'elles ne sont plus à l'intérieur d'une géométrie confinée, où les cisaillements internes à l'écoulement sont importants. Ainsi, la poche de cavitation arrivant à proximité du gaz de la chambre va spontanément imploser, induisant une déstabilisation du jet par un pincement et le développement d'instabilités en surface du jet.

Une étude paramétrique met ensuite en évidence l'influence de la géométrie interne de l'injecteur et des conditions d'injection sur la fragmentation du jet. La corrélation entre le débit massique et la présence de cavitation dans la section de sortie est notamment montrée. En outre, l'analyse de la densité d'aire interfaciale ouvre des perspectives intéressantes pour les modélisations futures.

Des simulations tridimensionnelles sont alors menées, confirmant le caractère tri-

dimensionnel de la structure du jet formé, surtout pour des géométries d'injecteurs asymétriques. L'utilisation du mouvement de maillage offre même la possibilité de simuler la levée d'aiguille, de manière à laisser ou non passer le carburant. Le fractionnement du cœur liquide, en sortie d'un injecteur multi-trou, est fortement influencé par l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, notamment par les poches de cavitation et par les écoulements secondaires qui s'y développent. Le champ de vitesse en sortie d'injecteur est fortement instationnaire et un battement du cœur dense du jet est observé. Ces oscillations provoquent alors le détachement de fragments liquides : c'est l'atomisation primaire du jet.

Le code CAVIF

L'originalité de CAVIF réside dans le regroupement, au sein d'un même code de calcul, des caractéristiques suivantes :

- prise en compte d'écoulements multiphasiques (carburant liquide et vapeur + gaz).
- code tridimensionnel.
- maillages structurés multi-blocs.
- module de mouvement de maillage.
- résolution temporelle d'ordre 3 (Runge-Kutta), permettant de conserver un temps de calcul raisonnable.
- résolution spatiale du second ordre, suffisante pour résoudre les forts gradients de masse volumique et de pression.

Le code CAVIF peut ainsi être considéré comme un maillon de la chaîne visant à simuler un cycle moteur complet, avec combustion (figure 6.1). Un code 0D (ou 1D) peut éventuellement servir à la simulation du système d'injection complet (pompe, rail, tuyauteries), de manière à prendre en compte les fluctuations de pression intrinsèques à la géométrie du système et ainsi transmettre des conditions limites d'entrée en pression à CAVIF. La fraction massique de carburant Y_f et la densité d'aire interfaciale Σ , calculées par le code CAVIF, peuvent alors être réutilisées, soit directement en conditions aux limites d'entrée d'un code de combustion moteur eulérien, soit sous une forme modifiée comme un nombre n et un rayon moyen r de gouttelettes de liquide, toujours en conditions d'entrée, dans le cas d'une approche lagrangienne du spray.

Perspectives

Le code CAVIF, dans sa version actuelle, est un outil permettant de comprendre la phénoménologie la plus complète d'un système complexe et de mettre au point des modèles utilisables par d'autres codes de calcul, employés dans l'industrie. Si la compréhension des phénomènes menant à l'atomisation primaire est l'objectif principal, la simulation d'un processus d'atomisation complet n'est donc pas une finalité. Les forces de capillarité étant négligées, il n'est, en effet, pas question d'envisager le calcul de l'atomisation secondaire. Cependant, à la manière de nombreux auteurs

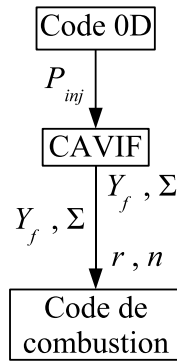


FIG. 6.1 – Couplage de CAVIF avec d'autres codes

[167, 120, 90], l'écriture d'une équation de transport pour la densité d'aire interfaciale Σ offrirait notamment la possibilité de fixer des critères précis de coalescence ou de fractionnement de gouttes.

D'autre part, une vitesse relative entre la phase carburant et la phase gazeuse pourrait être prise en compte en ajoutant un second membre à l'équation de transport de la fraction massique de carburant Y_f . La vitesse de glissement est en effet nécessaire pour prendre en compte les effets aérodynamiques dans le modèle. Cependant, la détermination de cette vitesse serait assez difficile et agirait plutôt comme un paramètre de réglage du modèle.

En outre, comme certains auteurs ont tenté de le faire [39, 8], une étude concernant le traitement de la turbulence dans les écoulements cavitants se révélerait très instructive.

Une amélioration supplémentaire pourrait également être apportée à la relation barotrope établie pour le carburant f (équation 2.72), notamment en ce qui concerne le traitement numérique de la phase purement liquide l . La relation utilisée actuellement se montre parfois trop sensible à la compressibilité, nuisant ainsi à la robustesse du code. A ce sujet, les récents travaux de Liu *et al.* [106] semblent intéressants.

Enfin, l'implantation d'un modèle non isotherme offrirait la possibilité de coupler un modèle d'évaporation au modèle d'atomisation.

Annexes

Annexe A

Le modèle de Vallet et Borghi

Le modèle d'atomisation eulérien proposé par Vallet et Borghi [168, 167] est basé sur un modèle de mélange, entre une phase liquide incompressible l et une phase compressible gazeuse g . Ils choisissent de résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (approche RANS¹).

A.1 Calcul de la dispersion du jet : les équations moyennées

Les équations de base font apparaître des grandeurs moyennées au sens de Favre, c'est-à-dire que les paramètres du problème sont pondérés par la densité. On considère ainsi la fraction massique liquide moyenne \tilde{Y} , telle que $\overline{\rho Y} = \bar{\rho} \tilde{Y}$. De même, $\tilde{u}_i = \overline{\rho u_i} / \bar{\rho}$. On a donc les équations de conservation moyennées suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}}{\partial x_i} = - \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u'_i Y'}}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec A' la fluctuation de la grandeur A telle que $A' = A - \tilde{A}$. L'équation de conservation de la masse totale s'écrit alors :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.2})$$

A.2 L'équation d'état

L'équation d'état moyennée (gaz supposé parfait) est choisie telle que :

$$\bar{p} = \frac{\bar{\rho} (1 - \tilde{Y})}{\left(1 - \frac{\bar{\rho} \tilde{Y}}{\rho_l}\right)} \frac{R}{W_g} T_g \quad (\text{A.3})$$

1. RANS : *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*

où R est la constante universelle des gaz parfaits, W_g la masse molaire du gaz et T_g la température moyenne du gaz considérée constante. Cette équation d'état est liée à la variation de masse volumique du mélange diphasique en fonction de la fraction massique liquide Y :

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{\tilde{Y}}{\rho_l} + \frac{(1 - \tilde{Y})}{\rho_g} \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas d'une zone purement liquide ($\tilde{Y} = 1$), la masse volumique est considérée comme constante et égale à ρ_l .

A.3 Calcul de la taille des gouttes

Afin d'avoir accès à la taille des entités liquides fractionnées, on introduit la grandeur Σ qui représente la densité d'interface et peut être reliée à \tilde{Y} pour déterminer le rayon r des n gouttes formées (le ratio \tilde{Y}/Σ est proportionnel au SMD). Si on les suppose sphériques et toutes de même taille, alors : $r = \frac{3\tilde{Y}}{\rho_l\Sigma}$ et $n = \frac{\rho_l^2\Sigma^3}{36\pi\bar{\rho}^2\tilde{Y}^2}$. L'équation de transport de Σ s'écrit par analogie avec l'équation de transport de surface de flamme en combustion turbulente [109] :

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} + \frac{\partial\Sigma\tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_s \frac{\partial\Sigma}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} + \underbrace{(A + a)\Sigma}_{\text{(production)}} - \underbrace{V_s\Sigma^2}_{\text{(destruction)}} \quad (\text{A.5})$$

où D_s est un coefficient de diffusion approprié, $1/A$ et $1/a$ sont deux échelles de temps de production différentes et V_s est un coefficient de destruction ayant la dimension d'une vitesse. Le terme de production est dû à deux phénomènes distincts : la contribution macroscopique A provient de l'étirement de l'interface liquide-gaz dû aux gradients de vitesse moyenne (correspondant à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz) et la contribution microscopique a des petites échelles de turbulence. Dans le terme de destruction, V_s est calculé dans les conditions d'équilibre au niveau des petites échelles, quand production et destruction se compensent.

A.4 Fermetures des équations moyennées

A.4.1 Le flux de diffusion $\overline{\rho u'_i \tilde{Y}'}$

La fermeture du flux de diffusion $\overline{\rho u'_i \tilde{Y}'}$ (équation A.1) pourrait être réalisée par analogie avec la loi de Fick, mais les auteurs privilégient une équation de transport pour ce flux, de manière à prendre en compte la vitesse de glissement. Cette formu-

lation fait apparaître les termes de diffusion, production et destruction suivants :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y'}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y' \tilde{u}_j}}{\partial x_j} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho u'_i u'_j Y'} + \overline{p' Y'} \delta_{ij} \right)}_{\text{(diffusion)}} \\ &\underbrace{- \overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} - (1 - C_{Y_1}) \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{(production)}} - \underbrace{(1 - C_{Y_2}) \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \overline{\rho} \frac{C_{Y_3}}{\tau_t} \overline{u'_i Y'}}_{\text{(destruction)}} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

avec $\tau_t = \tilde{k}/\tilde{\varepsilon}$ le temps caractéristique correspondant à l'échelle de turbulence intégrale et les valeurs usuelles suivantes pour les constantes $C_{Y_1} = 0,5$, $C_{Y_2} = 0,5$ et $C_{Y_3} = 5$.

Si on suppose que les termes de production et destruction sont prépondérants, l'expression algébrique suivante est déterminée pour le flux turbulent :

$$\overline{\rho u'_i Y'} = - \frac{\tau_t}{C_{Y_3}} \left[\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} + (1 - C_{Y_1}) \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + (1 - C_{Y_2}) \overline{Y'} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A.7})$$

A.4.2 Le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$

On pourrait utiliser une fermeture classique du type Boussinesq pour le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$ (équation A.1) mais, là encore, les auteurs préfèrent utiliser un modèle algébrique du type ASM² [144] dans lequel sont introduits \tilde{k} l'énergie cinétique turbulente diphasique (qui tient compte de la turbulence du liquide, du gaz ainsi que de la vitesse de glissement entre phases) et $\tilde{\varepsilon}$ son taux de dissipation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_k u'_i u'_j}}{\partial x_k} &= C_R \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\tilde{\rho k}}{\tilde{\varepsilon}} u'_k u'_l \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right)}_{(i)} - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k}}_{(ii)} \\ &\underbrace{- \overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}}_{(iii)} - \underbrace{\frac{2}{3} \overline{\rho} \tilde{\varepsilon} \delta_{ij}}_{(iv)} + \underbrace{\overline{p'} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{(v)} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où (i) est un terme de diffusion, (ii) la production par le mouvement moyen, (iii) l'interaction du champ de pression moyenne avec les fluctuations de masse volumique, (iv) le terme de destruction et (v) la redistribution de l'énergie de turbulence par les fluctuations de pression.

Le terme de redistribution est modélisé de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} &= -C_{r_1} \overline{\rho} \tilde{\varepsilon} \left(\frac{\overline{u'_i u'_j}}{\tilde{k}} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) - C_{r_2} \overline{p} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) \\ &+ C_{r_3} \left(\overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \overline{u'_k} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

avec $C_{r_1} = 1,8$, $C_{r_2} = 0,6$ et $C_{r_3} = 0,75$.

L'équation classique pour l'énergie cinétique turbulente $\tilde{k} = \frac{1}{2}\widetilde{u'_i u'_i}$ prend en compte implicitement la variation de la densité :

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{k} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Pr_k} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} - \underbrace{\tilde{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i}}_{\text{(production)}} - \underbrace{\tilde{\rho}}_{\text{(dissipation)}} \quad (\text{A.10})$$

Le coefficient de viscosité turbulente μ_t est défini tel que :

$$\mu_t = \tilde{\rho} C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad (\text{A.11})$$

Par analogie avec un écoulement monophasique, on écrit l'équation du taux de dissipation $\tilde{\varepsilon}$:

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} + C_{\varepsilon_1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \underbrace{\left(-\tilde{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(production)}} - C_{\varepsilon_2} \frac{\tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (\text{A.12})$$

où $C_{\varepsilon_1} = 1,44$, $C_{\varepsilon_2} = 1,92$ et $Pr_\varepsilon = 1,3$ sont les valeurs adoptées classiquement.

Les résultats obtenus par Vallet [167] sont encourageants puisque le modèle s'avère capable de se comporter de manière satisfaisante, dans des configurations d'injection différentes, en gardant les mêmes valeurs pour les constantes de modélisation. Mais la longueur de cœur liquide est mal représentée : la décroissance du *SMD* est trop rapide.

A.5 Fermetures du second ordre

Afin de représenter de manière plus fine la turbulence, Blokkeel *et al.* [21] utilisent ce modèle, mais avec une fermeture du second ordre (modèle $\overline{u'_i u'_j} - \varepsilon$) pour le calcul du flux de diffusion et du tenseur de Reynolds.

A.5.1 Le flux de diffusion $\overline{\rho u'_i Y'}$

L'équation exacte est dérivée comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y'}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y' \tilde{u}_j}}{\partial x_j} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho u'_i u'_j Y'} + \overline{p' Y' \delta_{ij}} \right)}_{\text{(diffusion)}} \\ &\quad - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{Y'} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \overline{p' \frac{\partial Y'}{\partial x_i}}}_{\text{(production)}} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Les deux derniers termes s'écrivent de la manière suivante :

$$\overline{Y'} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} = \tilde{\rho} \tilde{Y} (1 - \tilde{Y}) \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right) \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} \quad (\text{A.14})$$

$$\overline{p' \frac{\partial Y'}{\partial x_i}} = -C'_{Y_1} \overline{\rho u'_i Y'} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} + C'_{Y_2} \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + C'_{Y_3} \overline{Y'} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (\text{A.15})$$

A.5.2 Le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_k u'_i u'_j}}{\partial x_k} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p' u'_i} \delta_{jk} + \overline{p' u'_j} \delta_{ik} \right)}_{(\text{diffusion})} \underbrace{- \overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k}}_{(\text{production})} \\ &+ \underbrace{\Phi_{ij} + C'_R \left(\overline{u'_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \overline{u'_k} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)}_{(\text{redistribution})} \underbrace{+ \overline{u'_j} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \overline{u'_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \overline{\rho \varepsilon_{ij}}}_{(\text{compressible})} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Malgré ces améliorations, les résultats du modèle sont décevants et Blokkeel *et al.* [21] proposent alors de le modifier en ajoutant une nouvelle contribution dans l'équation du flux turbulent due à la corrélation $\overline{p' \frac{\partial Y'}{\partial x_i}}$: un terme qui représente l'augmentation du flux de masse turbulent due à des phénomènes liés à l'instabilité de Rayleigh-Taylor et un autre qui représente l'accélération turbulente.

Les résultats attestent alors d'une prédiction meilleure du modèle. Les auteurs montrent que les modifications concernant la prise en compte de la turbulence entraînent une diminution du cœur liquide ainsi qu'une légère augmentation de l'angle de spray. La distribution de la taille des gouttes produites lors de l'atomisation est également modifiée : les auteurs constatent un nombre équivalent de gouttes peu élevé, ce qui laisse à penser que les fragments liquides se détachant du jet près du trou d'injection sont plus assimilables à de gros *blobs* qu'à des gouttes.

Annexe B

Approche triphasique du mélange m

L'approche choisie pour représenter le mélange m , constitué à la fois de carburant f (lui-même potentiellement constitué de liquide l ainsi que de vapeur v) et de gaz g peut être réécrite d'une manière plus classique, comme on le ferait pour un véritable mélange triphasique (même si, dans le cas présent, les phases v et g ne peuvent coexister, cf. paragraphe 2.7.2).

En effet, on peut établir une relation, donnant la vitesse du son c_m du mélange triphasique, analogue à l'équation 2.53. Pour ce type de mélange, en suivant le même raisonnement qu'au paragraphe 2.5.1, l'équation 2.43 devient :

$$[\alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3] u'_m \frac{du'_m}{dx} = -\frac{dp_m}{dx} \quad (\text{B.1})$$

avec α_k la fraction volumique de la phase k ($k = 1,2,3$) à l'intérieur du mélange m . La masse volumique de ce mélange m est définie, comme dans l'équation 2.42, par :

$$\rho_m = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3 \quad (\text{B.2})$$

De la même manière, l'écriture de l'équation 2.50 se transforme en :

$$\frac{1}{u'_m} \frac{du'_m}{dx} = -\left[\frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_3 c_3^2} \right] \frac{dp_m}{dx} \quad (\text{B.3})$$

ce qui aboutit finalement à réécrire la relation 2.53 de la manière suivante :

$$\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3] \left[\frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_3 c_3^2} \right] \quad (\text{B.4})$$

Dans le cadre de l'approche proposée dans la partie 2.6 (mélange diphasique m constitué d'un carburant f et d'un gaz g), la célérité du mélange est donnée par :

$$\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_f\rho_f + \alpha_g\rho_g] \left[\frac{\alpha_f}{\rho_f c_f^2} + \frac{\alpha_g}{\rho_g c_g^2} \right] \quad (\text{B.5})$$

Notons que la vitesse du son du gaz c_g est une pseudo-célérité puisque le gaz est supposé isotherme et non isentropique (cf. la discussion du paragraphe 2.7.1 concernant l'équation d'état utilisée pour le gaz g).

De plus, l'équation 2.54, donnant la vitesse du son à l'intérieur du carburant f , est toujours valable :

$$\frac{1}{c_f^2} = [\alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v] \left[\frac{\alpha_l}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v}{\rho_v c_v^2} \right] \quad (\text{B.6})$$

où α_l et α_v représentent respectivement la proportion de liquide et de vapeur à l'intérieur du mélange f , conformément aux notations de la partie 2.4. On note alors α_l^* et α_v^* les fractions volumiques dans le mélange total m , de sorte que $\alpha_f = \alpha_l^* + \alpha_v^*$. On écrit alors les relations suivantes :

$$\alpha_l = \frac{\alpha_l^*}{\alpha_f} \quad \text{et} \quad \alpha_v = \frac{\alpha_v^*}{\alpha_f} \quad (\text{B.7})$$

avec $\alpha_l + \alpha_v = 1$. On sait par ailleurs, d'après la relation 2.33, que :

$$\rho_f = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v = \frac{\alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v}{\alpha_f} \quad (\text{B.8})$$

D'après les relations B.7 et B.8, l'équation B.6 s'écrit alors :

$$\frac{1}{c_f^2} = \frac{\rho_f}{\alpha_f} \left(\frac{\alpha_l^*}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v^*}{\rho_v c_v^2} \right) \quad (\text{B.9})$$

Dans la relation B.5, on remplace $\alpha_f \rho_f$ grâce à l'équation B.8 et $\frac{1}{c_f^2}$ en utilisant l'équation B.9 ce qui aboutit finalement à :

$$\boxed{\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v + \alpha_g \rho_g] \left[\frac{\alpha_l^*}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v^*}{\rho_v c_v^2} + \frac{\alpha_g}{\rho_g c_g^2} \right]} \quad (\text{B.10})$$

On retrouve ainsi la relation B.4, établie par Wallis [172] et écrite pour un mélange triphasique constitué de liquide l , de vapeur v et de gaz g , tout en utilisant une équation d'état barotrope pour le carburant f et la loi des gaz parfaits pour le gaz g .

Dans le même esprit, il est possible d'écrire la définition de ρ_m d'après les équations 2.75 et 2.76 :

$$\rho_m = \alpha_f \rho_f + \alpha_g \rho_g \quad (\text{B.11})$$

qui devient simplement, en utilisant la relation B.8 :

$$\boxed{\rho_m = \alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v + \alpha_g \rho_g} \quad (\text{B.12})$$

De la même manière, la viscosité μ_f définie par la relation 2.35 devient, à l'image de l'équation B.8 :

$$\mu_f = \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v = \frac{\alpha_l^* \mu_l + \alpha_v^* \mu_v}{\alpha_f} \quad (\text{B.13})$$

permettant ainsi de remplacer μ_f dans l'équation 2.78 :

$$\boxed{\mu_m = \alpha_l^* \mu_l + \alpha_v^* \mu_v + \alpha_g \mu_g} \quad (\text{B.14})$$

Table des figures

1	Évolution du parc automobile mondial (source : OCDE)	13
2	Normes d'émission de particules PM et d'oxydes d'azote NO_x pour les véhicules poids lourds [23]	14
3	L'injection directe et le bol du piston	15
4	Implantation du système <i>Common Rail</i> dans un moteur Diesel	16
5	Vue d'ensemble du système <i>Common Rail</i> et de ses différents composants [10]	17
6	Évolution de l'injection Diesel au cours des trente dernières années (d'après Smallwood et Guilder [155])	18
7	L'injecteur <i>Common Rail</i> et sa buse [10]	18
8	Visualisation de la phase liquide ($P_{inj} = 65 \text{ MPa}$, $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$) [117]	19
9	Visualisation simultanée de la phase liquide (partie supérieure) et vapeur (partie inférieure) dans un spray Diesel [171]	21
10	Comparaison des pénétrations liquide et vapeur calculées avec l'expérience ($P_{inj}=150 \text{ MPa}$, $T_{ch}=800 \text{ K}$) [12]	23
1.1	Longueurs caractéristiques du jet : L_1 est appelée longueur de surface intacte et L_2 longueur de cœur liquide [98]	26
1.2	Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la vitesse d'injection	27
1.3	Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la viscosité, de la tension superficielle et du rapport de densités gaz / liquide	28
1.4	Mécanisme de formation de poches cavitantes près de l'arête vive d'entrée du trou de l'injecteur [54]	29
1.5	Modes de vaporisation d'un liquide	30
1.6	Influence de la cavitation sur le profil de vitesse d'injection [54]	31
1.7	Création d'instabilités de surface par la sortie de poches cavitantes [54]	31
1.8	Visualisations expérimentales de la cavitation et de son effet sur le spray	32
1.9	Effets des poches de cavitation sur la surface libre du jet [54]	32
1.10	Visualisations expérimentales ($L_0/D_0 = 5$) de Chaves <i>et al.</i> [31]	33
1.11	Mécanisme de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [136]	34
1.12	Hypothèses de formation de ligaments dans la couche de mélange	35
1.13	Influence sur un jet liquide de la densité du gaz dans lequel il est injecté	35
1.14	Schéma du mécanisme d'atomisation proposé par Ruiz et Chigier [145]	36

1.15	Visualisation des différentes échelles du jet Diesel ($P_{inj} = 100$ MPa, $P_{ch} = 6$ MPa, $D_0 = 200 \mu\text{m}$) [36]	38
1.16	Classement des scénarios de <i>breakup</i> selon We_g [130]	41
1.17	Représentation schématique des ondes se formant en surface du jet, donnant naissance à des gouttes [138]	44
1.18	Entraînement du gaz et diffusion de la vapeur sans (à gauche) et avec (à droite) le modèle CLE [12]	46
1.19	Comparaison de la pénétration vapeur mesurée (à gauche) et calculée avec <i>Wave-FIPA</i> + CLE (au milieu) et avec <i>Wave-FIPA</i> sans le modèle CLE (à droite) [12]	47
1.20	Injection directe Diesel: les phases en présence	51
1.21	Modélisation de l'atomisation primaire par Jay <i>et al.</i> [90]	56
1.22	Maillage mobile destiné à l'étude de la déformation d'une bulle [102]	57
1.23	(a) Interface réelle et fractions volumiques correspondantes; (b) Reconstruction par CIAM (Calcul d'Interface Affine par Morceaux); (c) Grille de calcul MAC [180]	59
1.24	Méthode de suivi d'interface en 2D (à gauche) et 3D (à droite) [165, 166]	60
2.1	Vitesse du son d'un mélange diphasique composé d'eau liquide et de bulles d'air à la pression atmosphérique pour $K = 1,4$ et $K \rightarrow 1$: comparaison avec les données expérimentales de Karplus ainsi que celles de Gouse et Brown [25]	74
2.2	Vitesse du son c_f d'un mélange diphasique composé de carburant sous forme vapeur v de vitesse du son $c_v = 300$ m/s et de carburant sous forme liquide l de vitesse du son $c_l = 1200$ m/s	75
2.3	Partie purement diphasique (mélange de carburant liquide et vapeur) de l'équation d'état barotrope $p_f = f(\rho_f)$ ($\rho_v = 9,58 \cdot 10^{-3}$ kg/m ³ , $\rho_l = 850$ kg/m ³ , $c_v = 300$ m/s et $c_l = 1200$ m/s)	76
2.4	Équation d'état barotrope $p_f = f(\rho_f)$ utilisée pour le mélange de carburant liquide et vapeur ($\rho_v = 9,58 \cdot 10^{-3}$ kg/m ³ , $\rho_l = 850$ kg/m ³ , $c_v = 300$ m/s et $c_l = 1200$ m/s)	78
2.5	Schéma de résolution du modèle prenant en compte les phases carburant (à la fois liquide et vapeur) et gaz	82
2.6	Schéma de construction de la relation $\rho_m = f(p_m, Y_f)$	83
2.7	Équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$	84
2.8	Équation d'état du mélange $m = l + g$	85
3.1	Discrétisation spatiale dans CAVIF	89
3.2	Résolution numérique dans le code CAVIF	95
3.3	Comparaison de la diffusion numérique de différents schémas d'advection	97
3.4	Étude sur la condition <i>CFL</i> du calcul	98
3.5	Étude sur la sensibilité à la résolution spatiale	98
3.6	Ordre de convergence du schéma numérique de CAVIF: variation de l'erreur relative en fonction de la taille caractéristique des mailles de calcul	99

3.7	Résultat de la régression polynomiale de la surface représentant l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$	102
3.8	Topologie d'un réseau de neurones : dans chaque unité de la couche cachée, les variables sont combinées de façon linéaire, puis le réseau de neurones applique une transformation non-linéaire à chacune de ces combinaisons et finalement, les valeurs résultant des unités cachées sont combinées de façon linéaire pour obtenir la valeur prédite [52]	103
3.9	Interpolation de l'équation d'état $p_m = f(\rho_m, Y_f)$ par un réseau de neurones (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles, choisies arbitrairement, calculées par la relation analytique issue du réseau de neurones)	105
3.10	Grille d'interpolation dans le plan (Y_f, ρ_m)	106
3.11	Algorithme de calcul de la pression p_m pour un couple (ρ_m, Y_f) , d'après la grille d'interpolation	107
3.12	Zoom sur la grille d'interpolation : cas d'un couple (ρ_m, Y_f) qui respecte les conditions $Y_f(i) < Y_f < Y_f(i+1)$ et $\rho_m(i, j) < \rho_m < \rho_m(i, j+1)$, mais qui n'appartient pourtant pas à la maille (i, j)	108
3.13	Interpolation sur l'ensemble de l'équation d'état (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles, choisies arbitrairement, calculées par l'algorithme présenté à la figure 3.11)	109
3.14	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$ et $0 < Y_f < 0,85$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	110
3.15	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$ et $Y_f \rightarrow 1$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	110
3.16	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état assurant la transition entre le mélange $m = l + g$ et $m = (l + v) + g$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	111
4.1	Initialisation du champ de densité ρ_m sur le maillage carré	114
4.2	Profil de vitesse (U_{prof}^{max} est la norme de la vitesse maximale sur le profil considéré), selon la direction X ou Z , passant par le centre du domaine (point de coordonnées x^c et z^c)	115
4.3	Sensibilité au maillage de la convection du liquide : profils de masse volumique ρ_m , selon la direction Z , passant par le centre du carré de liquide (point de coordonnées $\frac{x^c}{2}$ et z^c), en début et fin de simulation	115
4.4	Rotation solide, dans le sens trigonométrique, d'un carré de liquide : champ de ρ_m (les iso-lignes correspondent aux valeurs : $0,3 \rho_m^0 - 0,5 \rho_m^0 - 0,7 \rho_m^0$)	116
4.5	Rotation avec déformation, dans le sens trigonométrique : champ de ρ_m (les iso-lignes correspondent aux valeurs : $0,3 \rho_m^0 - 0,5 \rho_m^0 - 0,7 \rho_m^0$)	118
4.5	(suite) Rotation avec déformation, dans le sens horaire	119

4.6	Sensibilité au maillage de la convection du liquide : profils de masse volumique ρ_m , selon la direction Z , passant par le centre du carré de liquide (point de coordonnées $\frac{x^c}{2}$ et z^c), en début et fin de simulation	120
4.7	Ordre de convergence des schémas numériques : variation de l'erreur relative en fonction de la taille caractéristique des mailles de calcul . .	120
4.8	Visualisations de la croissance (en haut) et du <i>collapse</i> (en bas) d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre [19]	122
4.9	Initialisation du test de <i>collapse</i> (à gauche : champ de ρ_m (en g/cm ³) ; à droite : champ de α_f)	123
4.10	Simulation (code CAVIF) du <i>collapse</i> d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre ($\gamma = 1$) : iso-contour de $\rho_m = 100$ kg/m ³ . . .	124
4.11	Croissance de bulle (à gauche) et <i>collapse</i> (à droite) : résultats expérimentaux ($\gamma = 1$) de Blake et Gibson [19]	124
4.12	Simulation (code CAVIF) du <i>collapse</i> d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre ($\gamma = 1,5$) : iso-contour de $\rho_m = 400$ kg/m ³ . .	125
4.13	Croissance de bulle (à gauche) et <i>collapse</i> (à droite) : résultats expérimentaux ($\gamma = 1,5$) de Blake et Gibson [19]	125
4.14	Maillage 2D de l'injecteur mono-trou utilisé par Dumont [54]	127
4.15	Maillage 2D de l'injecteur et de la chambre de combustion	128
4.16	Zoom sur l'orifice d'injection avec NSCBC : champ de ρ_m (en g/cm ³)	130
4.17	Zoom sur l'orifice d'injection avec NSCBC : champ de α_v	130
4.18	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de ρ_m (en g/cm ³)	131
4.19	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de α_v	131
4.20	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de α_v	132
4.21	Évolution temporelle du coefficient de décharge	132
4.22	Évolution temporelle de la vitesse moyenne débitante	133
4.23	Évolution temporelle de la proportion de liquide dans une section donnée (traits continus : sur une section située à l'intérieur de l'orifice de l'injecteur, à $1,7D_0$ de la sortie ; traits pointillés : sur la section de sortie de l'injecteur)	134
4.24	Injection 2D dans une chambre fermée : champ de ρ_m (en g/cm ³) . . .	135
5.1	Maillage 2D d'un injecteur mono-trou, avec formation de cavitation (à gauche) et sans cavitation (à droite)	138
5.2	Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³)	139
5.3	Résultats du calcul non cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³)	140
5.4	Simulation 2D de la géométrie complète : champ de ρ_m ($L_0/D_0 = 5$, $CN = 19$)	142
5.5	Résultats du calcul cavitant : champ de Y_f	143
5.6	Résultats du calcul cavitant : champ de α_v	143
5.7	Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³) et profils de vitesse situés à 0, 1 et 2 diamètres D_0 de la sortie du trou	144
5.8	Les différents cas testés : champ de ρ_m (en haut) et Σ_f (en bas) . . .	146
5.9	Évolution de la vitesse débitante	147
5.10	Évolution de la fraction volumique de vapeur dans la section de sortie	148

5.11	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas REF	149
5.12	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas REF	149
5.13	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas L/D	150
5.14	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas L/D	150
5.15	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K > 0$	151
5.16	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K > 0$.	151
5.17	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K < 0$	152
5.18	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K < 0$.	152
5.19	Maillage 3D d'un injecteur mono-trou simplifié	153
5.20	Géométrie 3D axisymétrique mono-trou: iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse	154
5.21	Zoom sur la sortie de l'injecteur: iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse	154
5.22	Maillage 3D d'un injecteur multi-trou: 1/6 ^e du nez d'un injecteur à six trous, prolongé par une chambre remplie d'air	156
5.23	Simulation d'une injection multi-trou avec levée d'aiguille: champ de ρ_m et vecteurs vitesse ($CN = 39$)	157
5.24	Vue 3D des iso-surfaces de $\rho_m = 0,8 \text{ g/cm}^3$, colorées par la norme de la vitesse (en cm/s)	158
5.25	Mise en évidence des écoulements secondaires tourbillonnaires, à l'intérieur et en sortie de l'orifice d'injection, à $t = 154 \mu\text{s}$ (iso-surfaces de $\alpha_v = 0,5$)	159
5.26	Influence de l'angle de nappe (145°)	159
5.27	Comparaison entre le taux d'introduction expérimental et celui mesuré par le code CAVIF	160
6.1	Couplage de CAVIF avec d'autres codes	166

Liste des tableaux

1	Évolution du taux de véhicules Diesel en Europe de l'Ouest, en % des véhicules particuliers immatriculés (source : CCFA)	14
2	Paramètres géométriques et physiques à l'intérieur de l'injecteur	19
3	Paramètres géométriques et physiques à l'intérieur de la chambre de combustion	20
4	Propriétés physiques d'un gazole dans les conditions de température standards (300 K)	20
1.1	Échelles caractéristiques des différents phénomènes en sortie d'un injecteur Diesel	37
1.2	Comparaison des différentes méthodes de modélisation diphasique	62
2.1	Expressions répertoriées dans la littérature pour le calcul de la viscosité d'un mélange diphasique	69
3.1	Coefficients du schéma Runge-Kutta d'ordre 3 utilisés dans le code CAVIF [54]	92
5.1	Paramètres caractéristiques des cas étudiés	145

