

1.2.3 Modèle de Pilch et Erdman

Pilch et Erdman [130] apportent des modifications au modèle de Reitz et Diwakar [142]. Tout d'abord, dans l'expression du nombre de Weber critique We_c (en-dessous duquel il n'y a pas fractionnement), la viscosité est prise en compte par le biais du nombre d'Ohnesorge Oh ($= We_l^{0,5} Re_l^{-1}$) :

$$We_c = 12 (1 + 1,077 Oh^{1,6}) \quad (1.17)$$

De plus, le temps de rupture s'écrit de la manière suivante :

$$t_{pe} = T_{bu} \frac{a}{u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.18)$$

où T_{bu} est une fonction de We_g et non une constante comme dans les modèles précédents :

$$T_{bu} = \begin{cases} 6 (We_g - 12)^{-0,25} & \text{si } 12 \leq We_g < 18 \\ 2,45 (We_g - 12)^{0,25} & \text{si } 18 \leq We_g < 45 \\ 14,1 (We_g - 12)^{0,25} & \text{si } 45 \leq We_g < 351 \\ 0,766 (We_g - 12)^{0,25} & \text{si } 351 \leq We_g < 2670 \\ 5,5 & \text{si } We_g \geq 2670 \end{cases} \quad (1.19)$$

Enfin, la variation de vitesse relative u_r goutte-gaz après fractionnement est prise en compte dans le calcul du diamètre stable des gouttes après fractionnement d_{st} :

$$d_{st} = We_c \frac{\sigma}{\rho_g (u - u_r)^2} \quad (1.20)$$

Mais la détermination de cette vitesse relative u_r pose problème pour l'implantation de ce modèle. En outre, cette approche ne résout pas le problème de la discrétisation initiale du jet qui ne reflète pas les observations expérimentales.

1.2.4 Modèle *Wave*

Reitz [138], dans son modèle *Wave*, prend une approche différente en considérant la croissance des instabilités de Kelvin-Helmholtz à la surface d'un jet de diamètre a et de vitesse relative gaz-liquide u_r (figure 1.17).

Une analyse de stabilité linéaire, décrite en détails par Reitz et Bracco [140], permet d'obtenir la longueur d'onde la plus instable Λ et son taux de croissance Ω :

$$\begin{cases} \frac{2\Lambda}{a} & = 9,02 \frac{(1 + 0,45 Oh^{0,5})(1 + 0,4 Ta^{0,7})}{(1 + 0,87 We_g^{1,67})^{0,6}} \\ \Omega \left(\frac{\rho_l a^3}{8\sigma} \right)^{0,5} & = \frac{0,34 + 0,38 We_g^{1,5}}{(1 + Oh)(1 + 1,4 Ta^{0,6})} \end{cases} \quad (1.21)$$

où We_g et Oh sont définis avec le rayon du jet et $Ta = Oh We_g^{0,5}$.

Reitz [138] utilise ces résultats pour calculer le *breakup* des gouttes ou *blobs*, de diamètre a , modélisant le cœur liquide. Le rayon de ces *blobs* décroît linéairement (pendant un temps t_{bu}), pour donner naissance à des gouttes filles de rayon r défini comme suit :

$$r = B_0 \Lambda \quad (1.22)$$

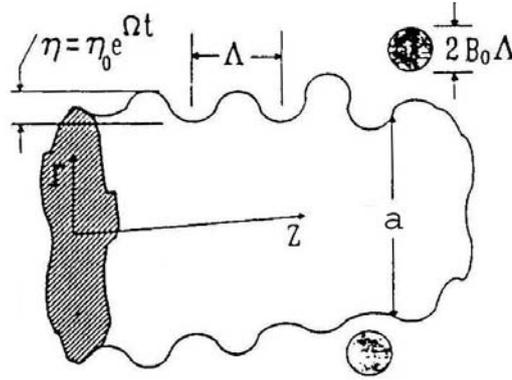


FIG. 1.17 – Représentation schématique des ondes se formant en surface du jet, donnant naissance à des gouttes [138]

où B_0 est une constante prise égale à 0,61. On suppose que le rayon r des gouttes créées est proportionnel à la longueur de l'onde la plus instable. Le temps de *breakup* t_{bu} est exprimé de la manière suivante :

$$t_{bu} = 3,726 B_1 \frac{a}{2\Lambda \Omega} \quad (1.23)$$

où B_1 , dépendant de la géométrie de l'injecteur, est de l'ordre de 10. Enfin, ce modèle simule l'angle du spray θ de la manière suivante :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = 0,188 \frac{\Lambda \Omega}{u_r} \quad (1.24)$$

1.2.5 Modèle *Wave-FIPA*

Pour distinguer l'atomisation du cœur liquide devant l'orifice du fractionnement des gouttes, Habchi *et al.* [74] réalisent un couplage, dans KMB [73], entre le modèle *Wave* [138], décrit au paragraphe précédent, et un modèle de *breakup* de gouttes FIPA⁴ mis au point par Lambert [99] et basé sur les corrélations expérimentales de Pilch et Erdman (cf. paragraphe 1.2.3). Ce modèle FIPA est préalablement validé par Habchi *et al.* [74] en utilisant les résultats expérimentaux de Liu et Reitz [105]. Pour le fractionnement des gouttes de diamètre a , le temps de *breakup* du modèle FIPA est défini comme suit :

$$t_{bu} = C_1 T_{bu} \frac{a}{u_r} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.25)$$

où C_1 est une constante analogue à B_1 du modèle *Wave* [138], T_{bu} est fonction de We_g comme dans le modèle de Pilch et Erdman [130] et u_r est la vitesse relative entre les *blobs* et la phase gazeuse qui les baigne.

Comme dans le modèle *Wave*, le diamètre a de la goutte mère instable, donnant naissance à des gouttes filles plus fines de diamètre d , varie continûment dans le

⁴FIPA : Fractionnement Induit Par Accélération

temps :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{a-d}{(t_{bu}-\tau_s)^\beta} \quad (1.26)$$

avec β une constante qui permet d'adapter le comportement du modèle aux résultats expérimentaux et τ_s le temps écoulé depuis le début du *breakup*.

Les effets de densité locale du spray sont aussi pris en compte pour déterminer les constantes intervenant dans le calcul du temps de rupture, en considérant de manière différente les *blobs* et les gouttes. Dans la zone dense, près de l'orifice d'injection, la vitesse relative u_r est faible. Les ondes d'instabilité de surface sont par conséquent atténuées. Pour modéliser ces effets, Habchi *et al.* [74] font varier B_1 (équation 1.23) en fonction de la densité du spray.

Deux distances relatives critiques de gouttes sont définies : $(x/d)_1 = 3$ et $(x/d)_2 = 50$. Dans le cas où $x/d > (x/d)_2$, on considère que les gouttes ne sont pas influencées par leurs voisines : la constante B_1 est fixée à une valeur $B_{12} = 10$ et la constante C_1 à $C_{12} = 1$. Si $x/d < (x/d)_1$, le spray est alors très dense et on choisit $B_1 = B_{11}$, fixé par l'utilisateur, tandis que C_1 est pris égal à $C_{11} = C_{12}B_{11}/B_{12}$. Enfin, pour le cas intermédiaire, les constantes B_1 et C_1 sont obtenues par interpolation linéaire.

La pénétration liquide calculée avec le modèle *Wave-FIPA* est conforme aux résultats expérimentaux, mais la pénétration de la phase gazeuse est assez nettement sous-estimée (figure 1.19).

1.2.6 Modèle CLE

Afin de pallier au problème de sous-estimation de la pénétration de vapeur mis en évidence ci-dessus, Béard *et al.* [12] développent alors, dans KMB, le modèle CLE ⁵ qui permet de réduire la diffusion numérique de la quantité de mouvement des gouttes injectées. Son principe est de conserver la vapeur et la quantité de mouvement suivant la trajectoire des fragments liquides tant que le maillage n'est pas suffisant pour résoudre des gradients de vitesse et de concentration de vapeur de carburant. Le transport de la vapeur de carburant est ainsi modifié, de même que le couplage aérodynamique entre le jet et l'écoulement.

On suppose que, près de l'injecteur, la vapeur accompagne le liquide dans son mouvement. Puis elle diffuse progressivement pour former le panache de la seconde partie du jet. Cette hypothèse est représentée en associant à chaque particule liquide p la vapeur qu'elle produit. En confinant cette vapeur dégagée par les gouttes autour de celles-ci dans des particules gazeuses, on peut en calculer le transport de manière lagrangienne, afin d'éviter la diffusion numérique exagérée due à la non-résolution des gradients de concentration par le maillage (figure 1.18). On procède de la même manière pour la quantité de mouvement afin de mieux résoudre les gradients de vitesse.

⁵CLE : Couplage Lagrangien-Eulérien

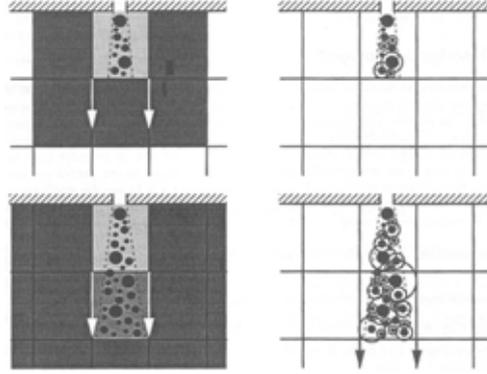


FIG. 1.18 – Entraînement du gaz et diffusion de la vapeur sans (à gauche) et avec (à droite) le modèle CLE [12]

Si on considère que les particules ne sont soumises ni au *breakup*, ni à des collisions, les caractéristiques des particules gazeuses au temps $t + \Delta t$ sont données par :

$$\begin{cases} m_g^{n+1} = m_g^n - \dot{m}_p \Delta t - m_{ex} \\ T_g^{n+1} = T^{n+1} \\ r_g^{n+1} = \min(r_g^n + \sqrt{D_v \Delta t}, \bar{X}) \end{cases} \quad (1.27)$$

avec m_{ex} la masse de vapeur relâchée dans le gaz et \bar{X} la distance moyenne de la particule aux 8 nœuds de la maille.

L'échange de vapeur entre la particule gazeuse et la phase continue est déterminé selon trois critères :

- un critère géométrique selon lequel, si la masse de vapeur dans la particule est "visible" à l'échelle de la maille, une partie de cette masse m_{ex} est transmise à l'écoulement.
- deux critères physiques basés sur la partie dense de la particule gazeuse (définie comme la sphère contenant 10 % de la masse de vapeur de carburant). D'une part, si la fraction massique moyenne de vapeur de cette partie dense est inférieure à la fraction massique locale, alors toute la vapeur contenue dans la particule gazeuse est transmise à la phase gazeuse continue. D'autre part, si la particule est uniquement composée de vapeur et si sa fraction massique de vapeur est comparable avec la masse volumique de la maille, alors la particule est supprimée et toute la vapeur est larguée dans le gaz.

En ce qui concerne le couplage de la quantité de mouvement, l'évolution du rayon d'influence r_{inf} de la particule est traitée de la même manière :

$$r_{inf}^{n+1} = \min \left(r_{inf}^n + \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \Delta t}, \| \vec{X}_p - \vec{X}_{mom} \| \right) \quad (1.28)$$

Là encore, la transmission de la quantité de mouvement est soumise à deux critères :

- un critère physique selon lequel, si la vitesse relative de la particule vaut moins de 1 % de celle du gaz local, tout le terme source de quantité de mouvement transporté par la particule est largué dans la phase eulérienne.
- un critère géométrique basé sur le rayon d'influence de la particule. Celui-ci est comparé à la distance de la particule au nœud du maillage le plus proche

pour calculer le terme source de quantité de mouvement transmis à la phase gazeuse.

La pénétration de la phase gazeuse, dans le cas d'une injection directe Diesel, est beaucoup mieux représentée avec ce modèle (figure 1.19). Toutefois, pour de faibles temps d'injection (injection pilote par exemple) ou à faible pression dans la chambre de combustion (HCCI⁶ par exemple), les pénétrations calculées par ce modèle ne sont pas conformes aux données expérimentales. En effet, dans une telle approche, il n'est toujours pas tenu compte, dans les conditions aux limites, de la géométrie de l'injecteur et de l'écoulement à l'intérieur de celui-ci (cavitation, turbulence du liquide), ce qui semble limiter sa prédictivité.

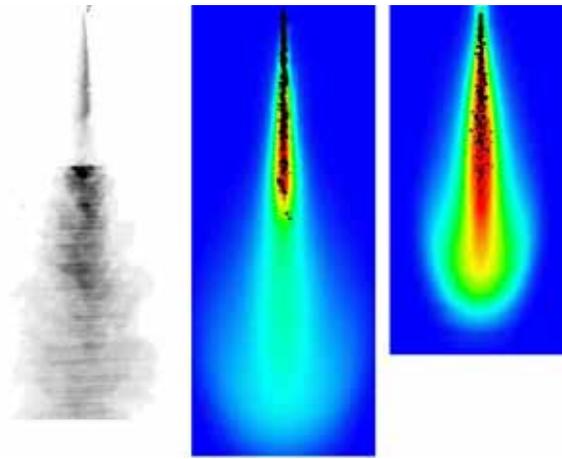


FIG. 1.19 – Comparaison de la pénétration vapeur mesurée (à gauche) et calculée avec *Wave-FIPA* + CLE (au milieu) et avec *Wave-FIPA* sans le modèle CLE (à droite) [12]

1.2.7 Modèle de Huh et Gosman

Dans ce modèle, Huh *et al.* [86] tentent de lier de façon explicite l'écoulement dans l'injecteur Diesel au processus d'atomisation. Ils considèrent que la turbulence du jet et l'inertie du gaz sont les facteurs prépondérants dans le processus d'atomisation [85]. Une perturbation initiale est créée à la surface du jet en sortie d'injecteur. Les ondes de surface se développent ensuite dans le gaz selon la théorie de Kelvin-Helmholtz, ce qui aboutit à l'arrachement des gouttes. Le diamètre a des gouttes mères décroît de la manière suivante :

$$\frac{da}{dt} = -K \frac{L_A}{\tau_A} \quad (1.29)$$

avec K ajusté pour correspondre aux résultats expérimentaux et L_A et τ_A la longueur et le temps caractéristiques de l'atomisation (L_A est égale à deux fois l'échelle intégrale de la turbulence alors que τ_A est une combinaison linéaire des échelles de

⁶HCCI : *Homogeneous-Charge Compression-Ignition*

temps de la turbulence et des ondes de surface). Les échelles caractéristiques de la turbulence sont déterminées par le biais du modèle $k - \varepsilon$:

$$\begin{cases} k = \frac{u_0^2}{8L_0/D_0} \left[\frac{1}{C_d^2} - 1, 45 \right] \\ \varepsilon = \frac{u_0^3}{L_0/D_0} \left[\frac{1}{C_d^2} - 1, 45 \right] \end{cases} \quad (1.30)$$

k étant l'énergie cinétique turbulente, ε le taux de dissipation d'énergie et C_d le coefficient de perte de charge dans le nez de l'injecteur.

L'angle θ du spray est donné par :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{L_A/\tau_A}{u_0} \quad (1.31)$$

Ce modèle prend donc bien en compte la géométrie de l'injecteur et permet de déterminer son influence sur l'écoulement en aval, mais le nombre de constantes à caler en limite l'aspect prédictif. De plus, les effets instationnaires, tels que la cavitation, ne sont pas considérés dans les conditions aux limites.

1.2.8 Modèle de Gavaises et Arcoumanis

Gavaises et Arcoumanis [5, 62] tentent de prendre en compte les effets de la cavitation sur la désintégration du jet liquide. Les bulles issues de la cavitation et émergeant de l'injecteur interagissent avec la turbulence du jet et éclatent à sa surface avant la fin de leur *collapse*.

On calcule un temps caractéristique de *collapse* $\tau_{collapse}$ et un temps caractéristique d'éclatement τ_{burst} d'une bulle de rayon R_{cav} à la périphérie du jet de rayon r :

$$\begin{cases} \tau_{collapse} = 0,915 R_{cav} \sqrt{\frac{\rho l}{P_{ch} - P_{sat}}} \\ \tau_{burst} = \frac{r - R_{cav}}{u_{turb}} \end{cases} \quad (1.32)$$

en faisant l'hypothèse que la bulle se déplace radialement avec une vitesse égale à la fluctuation de vitesse u_{turb} . Le minimum de ces deux temps caractéristiques permet de déterminer l'échelle de temps du processus d'atomisation τ_A et ainsi l'échelle de longueur des perturbations créées par ces effets sur la surface du jet. On a donc :

$$\tau_A = \min \{ \tau_{collapse}, \tau_{burst} \} \quad (1.33)$$

et l'échelle caractéristique de longueur L_A des perturbations sur la surface du jet est définie ainsi :

$$L_A = 2\pi R_{cav} \quad (1.34)$$

L'angle de sortie du spray θ est calculé comme suit :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{L_A}{\tau_A u_0} \quad (1.35)$$

Afin de déterminer la taille des gouttes, Gavaises [62] émet l'hypothèse d'une iso-probabilité de formation des gouttes, quelle que soit leur taille (d'une valeur de diamètre nulle à la valeur du diamètre stable). La distribution radiale θ_i des gouttes de masse m_i est inversement proportionnelle à leur masse :

$$\theta_i = C_{profil} \frac{\theta}{2} \left(1 - \frac{m_i}{m_{max}} \right) \quad (1.36)$$

avec m_{max} la masse maximale d'un fragment liquide formé et C_{profil} , un coefficient qui dépend du profil de vitesse en sortie de l'injecteur, défini tel que :

$$C_{profil} = XX \frac{Q(\theta_i)}{Q_{total}} \quad (1.37)$$

où XX est un nombre pris au hasard entre 0 et 1, $Q(\theta_i)$ est le débit de liquide à l'angle θ_i et Q_{total} est le débit total.

Ce type d'approche, couplé à un modèle de conduite [62], prend en compte les effets aérodynamiques, la turbulence contenue dans le jet liquide et la cavitation. Les auteurs mettent en évidence que les effets de la cavitation sur le jet sont primordiaux dans le processus de désintégration du jet puisqu'ils sont au moins deux fois supérieurs à ceux dus à l'aérodynamique ou à la turbulence. Les résultats de ce modèle permettent d'approcher les courbes expérimentales de manière satisfaisante, principalement dans la zone de mesure proche de l'injecteur (grâce au modèle de *collapse*), là où les autres modèles donnent des résultats médiocres. Cependant, il nécessite un nombre élevé de constantes empiriques qui ne permettent pas une réelle meilleure compréhension du phénomène de *breakup*. Finalement, son originalité réside dans le fait qu'il propose un couplage intéressant entre l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur et l'atomisation du liquide.

1.2.9 Bilan

D'une façon générale, les modèles lagrangiens donnent des résultats en corrélation avec l'expérience pour de faibles vitesses d'injection. En revanche, pour des pressions élevées comme dans le cas de l'injection directe Diesel, ces méthodes ne semblent pas adaptées car elles ne permettent pas de représenter le caractère instationnaire de l'écoulement. En effet, un ajustement à chaque cas particulier est en général nécessaire (constantes et paramètres d'entrée à déterminer). Quant au calcul de l'angle du spray, il reste en général assez rudimentaire.

L'atomisation primaire d'un jet Diesel semble plus proche d'un phénomène chaotique, avec des fragments liquides de formes et de tailles diverses, que d'un fractionnement en gouttes sphériques : le jet liquide doit donc être considéré comme un jet continu à la sortie de l'injecteur, ce qui n'est pas le cas dans une approche lagrangienne. Pour les faibles vitesses d'injection, ce type de modélisation demeure relativement satisfaisant car, en suivant le régime de Rayleigh, la cassure du jet produit une série de gouttes dont la taille est de l'ordre de grandeur du diamètre du jet. Mais, quand la vitesse d'injection augmente (régime d'atomisation), les gouttes

ou fragments liquides sont formés directement, tandis qu'un cœur liquide existe encore au voisinage de l'injecteur (fraction volumique liquide proche de 1). En outre, un raffinement du maillage ne peut être envisagé sous peine de ne plus respecter l'hypothèse de base du traitement lagrangien (une phase dispersée dans une phase porteuse).

On attend donc d'une nouvelle approche de modélisation de permettre un couplage de l'atomisation avec les effets de la cavitation en sortie de l'injecteur et de la turbulence naissant dans la buse d'injection : les effets instationnaires doivent être pris en compte pour une représentation correcte de l'écoulement en sortie d'un injecteur, notamment pour les faibles durées d'injection. Ainsi, les variations de section débitante et de la direction d'injection du liquide devront être considérées, au même titre que les fluctuations de la pression, du débit et des profils de vitesse en sortie de l'injecteur. De plus, il est nécessaire d'utiliser des maillages assez fins pour résoudre les forts gradients, notamment de vitesse, devant le trou d'injection. Seul un traitement eulérien de la phase liquide offre la possibilité de répondre à de telles exigences. Il nous faut donc choisir la méthode de modélisation diphasique la plus adaptée à notre problème.

1.3 Méthodes de modélisation diphasique

Dans le contexte de la modélisation d'un jet de carburant dans un moteur Diesel, les gouttes résultant de l'atomisation sont souvent représentées par des particules transportées dans l'écoulement de manière lagrangienne, comme dans le code KIVA. D'après les enseignements du début de ce chapitre, un tel traitement n'est pas représentatif des conditions réelles d'injection : une discrétisation initiale de la phase liquide en gouttelettes ou en *blobs*, comme dans le modèle *Wave* de Reitz [138], ne correspond pas aux visualisations expérimentales attestant d'un cœur liquide dense près du nez de l'injecteur.

Une modélisation multiphasique de ce cœur liquide est nécessaire pour amener à une meilleure représentation de l'atomisation, en sortie de l'injecteur, et également pour permettre de prendre en compte l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, notamment les effets de la cavitation et de la turbulence du liquide. Wallis [172] définit un écoulement multiphasique comme l'écoulement simultané de plusieurs phases, une phase étant simplement un état de la matière (gaz, liquide ou solide). Un écoulement diphasique est le cas le plus simple des écoulements multiphasiques.

A la lumière des phénomènes observés dans le cas de l'écoulement à l'intérieur et en sortie des injecteurs Diesel, les phases suivantes sont mises en évidence (figure 1.20) :

- une phase de carburant vaporisé, sous forme d'inclusions de forme quelconque (dues à la cavitation), dans la phase liquide continue.
- une phase de carburant liquide, formant le cœur dense du spray à la sortie de l'orifice d'injection et un spray de gouttelettes plus en aval.
- une phase gazeuse, représentant l'air dans la chambre de combustion.

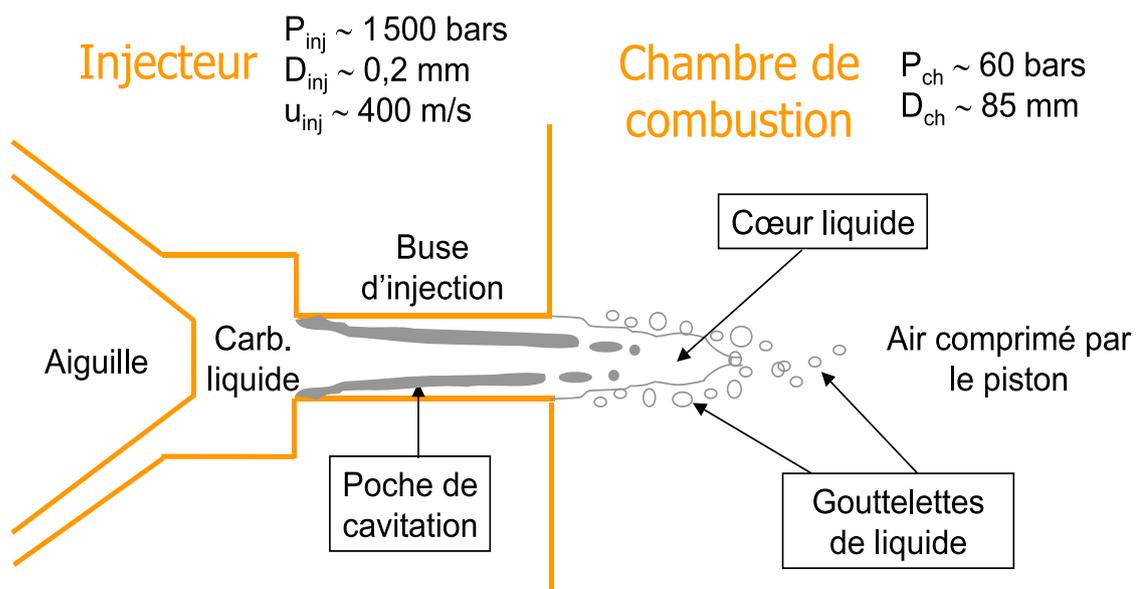


FIG. 1.20 – Injection directe Diesel : les phases en présence

La modélisation des écoulements diphasiques a fait l'objet de développements constants depuis quarante ans. Il existe actuellement toute une hiérarchie de mo-

dèles qui s'étend du modèle homogène adapté aux écoulements où les phases sont fortement couplées au modèle à deux fluides où les phases sont *a priori* faiblement couplées. Différents modèles diphasiques tridimensionnels instationnaires sont présentés ici et comparés. Un paramètre crucial est le traitement de l'interface entre les deux phases. Le classement utilisé ci-après s'inspire de celui effectué par Jamet [89].

1.3.1 Méthodes basées sur la dynamique moléculaire

Une première possibilité est de suivre individuellement un ensemble de molécules soumises à un potentiel d'interaction physique (de type Lennard-Jones), comme par exemple dans les travaux de Maruyama *et al.* [112]. Très peu d'hypothèses sont alors nécessaires et l'on résout quasiment le système physique réel, c'est-à-dire à l'échelle moléculaire. Mais l'échelle spatiale typique de résolution est de l'ordre du nanomètre, ce qui est bien sûr beaucoup trop faible pour une application à notre problème.

Une autre méthode consiste à déplacer des particules de fluide d'un nœud à l'autre d'un maillage du domaine physique considéré. L'échelle spatiale considérée est agrandie puisqu'on passe de l'échelle d'une molécule à celle d'une particule fluide (grande devant l'échelle d'une molécule et petite devant celle du domaine physique calculé). Les caractéristiques physiques du fluide sont introduites par l'intermédiaire d'une table de collision. On résout une équation de Boltzmann pour chaque famille de particules (liquide et gaz, par exemple) et l'interface est localisée à l'endroit où les gradients de densité sont les plus importants. Mais la prise en compte de la tension superficielle reste assez floue, sans compter que les échelles spatiales sont, là encore, trop petites pour une application industrielle telle que l'injection Diesel.

1.3.2 Méthodes basées sur la mécanique des milieux continus

Deux approches sont possibles : d'une part, les méthodes qui résolvent deux systèmes d'équations pour décrire un fluide binaire, en faisant intervenir la fraction volumique α_k de la phase k (modèles à deux fluides) et, d'autre part, les méthodes qui résolvent les équations pour un pseudo-corps pur dont la densité varie entre celle du fluide 1 et celle du fluide 2 (modèles de mélange).

Modèles à deux fluides

Les modèles à deux fluides sont abondamment utilisés dans les codes de calcul thermohydraulique du fait de leur potentiel à décrire de nombreuses situations différentes. Ils sont basés sur les équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, moyennées dans un certain sens, et exprimées pour chacune des deux phases ainsi que pour les interfaces entre phases. La difficulté d'utilisation de ce type de modèle provient des relations de fermeture requises pour obtenir un système complet d'équations aux dérivées partielles permettant de décrire l'évolution de l'écoulement. Ces relations de fermeture doivent fournir les informations perdues lors de l'application des opérateurs de moyenne aux équations de bilan locales instantanées (en particulier les échanges de masse, quantité de mouvement et énergie entre phases) [48].

Néanmoins, ce genre d'approche permet de prendre en compte de manière explicite le glissement entre phases, puisqu'une vitesse pour chaque phase est définie. De plus, dans le cas d'écoulements turbulents, ce type de modèle est capable de traiter la turbulence spécifiquement à l'intérieur de chaque phase, moyennant cependant des relations de fermeture supplémentaires.

Nous rappelons ici brièvement les équations du modèle à deux fluides. Ce modèle est présenté de manière détaillée par Ishii [88] et le cheminement employé pour parvenir à cette formulation (notamment les opérations de moyenne) sera rappelé au début du chapitre 2. Les équations moyennées sont établies, pour un écoulement réactif turbulent, sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_k \rho_k u_{k,j}}{\partial x_j} = \Gamma_k + \alpha_k \dot{\omega}_k \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k u_{k,i}}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_k \rho_k u_{k,i} u_{k,j}}{\partial x_j} = M_{k,i} - \alpha_k \frac{\partial p_k}{\partial x_i} + \alpha_k \frac{\partial \tau_{k,ij}}{\partial x_j} + \alpha_k \rho_k g_i - \frac{\partial \Sigma_{k,ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k e_k}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_k \rho_k u_{k,j} e_k}{\partial x_j} = \Pi_k - \alpha_k \frac{\partial q_k}{\partial x_j} + \alpha_k \dot{\Omega}_k - \frac{\partial \Psi_{k,i}}{\partial x_j} \end{array} \right.$$

avec α_k la fraction volumique de la phase k dans le volume total et e_k l'énergie interne liée à cette phase. Les termes Γ_k , $M_{k,i}$ et Π_k représentent les transferts interfaciaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, $\Sigma_{k,ij}$ et $\Psi_{k,i}$ les corrélations turbulentes de la quantité de mouvement et de l'énergie de la phase k , $\dot{\omega}_k$ et $\dot{\Omega}_k$ les termes sources de masse et d'énergie dus à la combustion.

Simonin [154] propose une approche appliquée aux écoulements turbulents diphasiques à inclusions dispersées. Les inclusions sont supposées être des sphères rigides de diamètre petit devant les échelles caractéristiques moyennes de la phase continue. Ce travail a pour but de décrire de façon précise les interactions entre phases, concernant la turbulence (par le biais d'un modèle $k - \varepsilon$) et la quantité de mouvement (par un bilan des forces s'exerçant sur les particules). Soulas [158] applique notamment ce type de méthodes à la simulation d'un jet de carburant pour l'injection directe essence, sans prise en compte de l'évaporation (pas d'équation de l'énergie).

L'approche de Saurel et Abgrall [150, 151] est appliquée aux écoulements avec ondes de choc. Ils utilisent une mise en équation complète (modèle à sept équations), écrite sous forme hyperbolique. Il s'agit d'un modèle compressible dans lequel les changements de phase et les transferts de quantité de mouvement sont pris en compte. Pour chaque phase sont écrites une équation de continuité, trois équations de quantité de mouvement et une équation d'énergie, auxquelles s'ajoutent une équation de conservation pour la fraction volumique de gaz et une relation entre les fractions volumiques des deux phases.

Le modèle à deux fluides d'Alajbegovic *et al.* [2] est implanté dans le code FIRE de la société autrichienne AVL. Des simulations d'écoulements cavitants à l'intérieur d'injecteurs haute pression sont réalisées [2] et un couplage avec un modèle d'atomisation est implanté [15]. La turbulence est représentée au moyen d'un modèle $k - \varepsilon$. A l'intérieur de l'injecteur et près de la buse, la phase liquide est considérée comme

continue et la phase vapeur comme dispersée, alors que plus en aval, la phase gazeuse est considérée comme la phase continue et plusieurs phases dispersées sont prises en compte, chacune représentant une classe de gouttes de taille donnée [16]. Cependant le modèle comporte de nombreux termes modélisés faisant intervenir des coefficients qui sont ajustés.

Enfin, Truchot [164] développe à l'IFP, depuis 2003, une modélisation des jets turbulents de carburant liquide dans les moteurs par une approche eulérienne à deux fluides.

En conclusion, malgré les avantages de précision qu'offrent ces modèles à deux fluides (notamment par la prise en compte de la vitesse de glissement entre phases et par la possibilité de choisir une équation d'état adaptée à chaque phase), le nombre d'équations à résoudre demeure important et leur difficulté principale réside dans la modélisation des termes d'échanges interfaciaux, lors de l'atomisation. D'autre part, la résolution numérique de ce type de modèle semble plus délicate dans les zones où α_k tend vers 0.

Modèles de mélange

Le modèle de mélange (ou modèle à un fluide) prend en compte un seul "pseudo-fluide" diphasique dont la masse volumique ρ_m varie entre les extrêmes liquide et gaz (l'interface n'est donc pas explicitement définie, mais elle peut être déterminée *a posteriori*). On écrit alors les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour ce fluide. Il s'agit en fait de la somme des équations instantanées, établies pour chacun des fluides, sur les deux phases (l'établissement de ces équations est détaillé dans la partie 2.3).

La masse volumique suit les lois des fluides purs dans le domaine liquide pur comme dans le domaine gaz pur. Une équation d'état particulière est utilisée lorsque le mélange est réellement diphasique (proximité de l'interface) : elle décrit l'évolution de la pression en fonction de la masse volumique du mélange. La principale difficulté pour ces modèles est de faire correspondre cette équation d'état, ainsi que les propriétés physiques du mélange, au phénomène physique étudié.

Concernant les écoulements cavitants, Dumont [54] regroupe différentes équations d'état utilisées dans la littérature. Schmidt [152] a notamment développé un code bidimensionnel (Cavalry) spécialement adapté aux écoulements dans les injecteurs *Common Rail* en mode instationnaire. C'est l'approche que Dumont [56] a retenue pour l'élaboration du code CAVIF (cf. partie 2.4) calculant l'écoulement diphasique tridimensionnel à l'intérieur des injecteurs Diesel.

Le modèle de mélange, développé par Vallet et Borghi [22, 167, 168], est dédié à l'atomisation des jets : il calcule l'écoulement d'un pseudo-fluide, dont la masse volumique est constante lorsqu'il est constitué de liquide pur, alors qu'elle varie quand le mélange est diphasique, en fonction de sa composition. Il s'agit d'une modélisation eulérienne, proche de celle des écoulements turbulents avec grandes disparités de

densité et d'énergie. Ce modèle est clairement réservé au régime d'atomisation (Re_l et We_l élevés). Les effets de la gravité et de l'évaporation du liquide sont négligés. Une approche moyennée des équations est adoptée car le maillage ne permet pas de résoudre toutes les échelles.

Pour calculer le transport de la phase liquide, une nouvelle grandeur physique est introduite : la fraction massique liquide Y qui vaut 1 dans le liquide et 0 dans le gaz. Une équation de transport moyennée pour cette grandeur est écrite. L'accès à la taille des gouttes se fait par l'intermédiaire d'une nouvelle grandeur Σ qui représente la densité d'aire interfaciale dans chaque maille de calcul et qui est également transportée. Morel [120] fait un historique des différentes approches déjà utilisées pour l'écriture de l'équation de transport de Σ .

L'équation de la densité d'aire interfaciale, couplée avec celle de la fraction massique moyenne, conduit à une expression de la taille moyenne des gouttes formées. Un effort tout particulier est porté sur la fermeture de ces équations moyennées, en utilisant un modèle de turbulence du type $k - \varepsilon$ dans un premier temps [167], puis une fermeture du second ordre du type $\overline{u_i u_j} - \varepsilon$ [21]. Cette formulation nous semble convenir au type d'approche envisagée dans notre cas, même si les différentes fermetures testées ne donnent pas entière satisfaction pour représenter l'atomisation. Les équations intervenant dans le modèle sont détaillées dans l'annexe A.

Le modèle développé par Jay *et al.* [90], pour représenter le spray d'un injecteur coaxial, décrit un écoulement en fluide homogène avec une modélisation du différentiel de vitesse et, là encore, une équation de transport de la densité d'aire interfaciale Σ , sans évaporation. Le processus de déstabilisation entraîne, dans la région de proche sortie de l'injecteur, une augmentation de la densité d'interface représentée de la manière suivante :

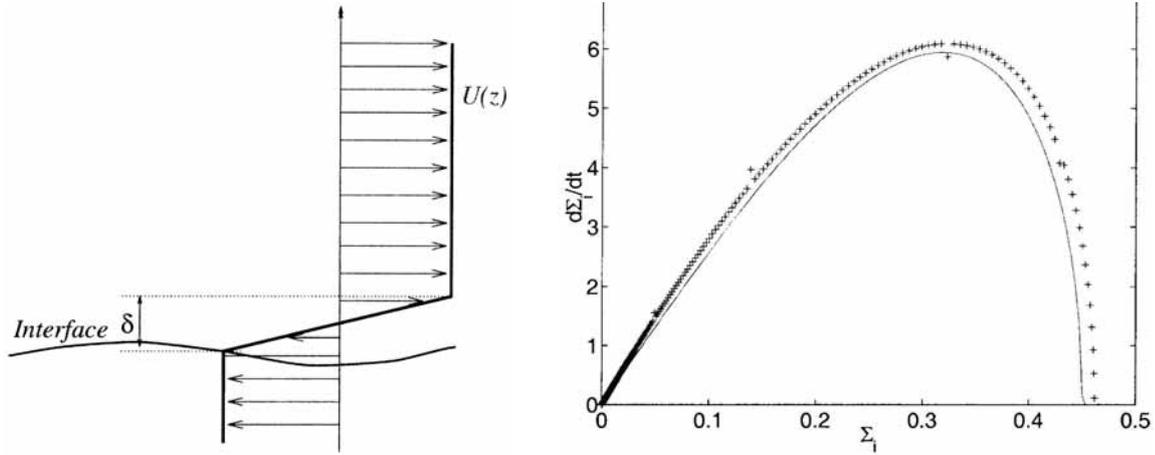
$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \underbrace{\frac{\rho_g |u_g - u_l|}{\rho_l \delta}}_{\beta} \Sigma \quad (1.38)$$

avec δ l'épaisseur de la couche de cisaillement (figure 1.21a) et β le taux d'amplification linéaire. Plus en aval, l'instabilité primaire est saturée par des phénomènes non-linéaires (figure 1.21b). Le taux de croissance est alors réduit à mesure que la densité d'aire interfaciale augmente :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \beta (1 - \eta^2 \Sigma^2)^{1/2} \Sigma \quad (1.39)$$

où η est le paramètre de saturation non-linéaire, déterminé en fonction des conditions d'injection et de la taille des structures issues de l'atomisation primaire : il existe une condition critique sur la vitesse de cisaillement à l'interface pour le développement de l'instabilité. Dans le cas d'une injection instationnaire comme dans un moteur Diesel, la difficulté réside dans la détermination de la longueur du cœur liquide.

Les fragments liquides créés par l'atomisation primaire se fractionnent ensuite en gouttelettes plus fines : il s'agit du *breakup* qui donne lieu à la prise en compte d'un second terme de production d'interface (équilibré par les forces de cohésion interne du liquide, essentiellement les forces de tension superficielle). Un rayon critique r_c ,



(a) Écoulement de base pour l'analyse de stabilité de Rayleigh

(b) Évolution de Σ dans l'espace des phasesFIG. 1.21 – Modélisation de l'atomisation primaire par Jay *et al.* [90]

au-delà duquel il y aura fractionnement secondaire, est déterminé en fonction d'un nombre de Weber critique. Le terme de production lié au fractionnement secondaire prend donc la forme suivante :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = (2^{1/3} - 1) \frac{H(r - r_c)}{\tau_{bu}} \Sigma \quad (1.40)$$

où τ_{bu} est calculé comme le temps de *breakup* du modèle TAB (paragraphe 1.2.2) et H est la fonction de Heaviside ($H(x) = 0$ si $x \leq 0$ et 1 sinon) qui permet de stopper l'augmentation de la surface totale quand le rayon des gouttes atteint la valeur r_c .

L'équation bilan pour la densité d'interface liquide-gaz s'exprime donc de la manière suivante :

$$\frac{\partial \tilde{\Sigma}}{\partial t} + \frac{\partial u_{m,j} \tilde{\Sigma}}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{\Sigma} \frac{\partial \tilde{\Sigma}}{\partial x_j} \right)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{\beta (1 - \eta^2 \tilde{\Sigma}^2)^{1/2}}_{\text{atomisation}} \tilde{\Sigma} + \underbrace{\frac{H(r - r_c)}{\tau_{bu}}}_{\text{breakup}} \tilde{\Sigma} \quad (1.41)$$

où u_m est la vitesse du mélange.

Cette approche est intéressante car elle permet la prise en compte des deux mécanismes de fractionnement d'un jet de carburant : l'atomisation primaire, puis le *breakup* secondaire. De plus, malgré une approche du type "mélange", la vitesse de glissement entre phases est considérée par le biais d'une modélisation.

En résumé, la principale difficulté de ces modèles de mélange consiste à définir une équation d'état adaptée au cas étudié et n'entraînant pas de diffusion trop importante du front (schéma numérique précis). Il convient également de veiller à la prise en compte des interactions entre phases (prise en compte possible de la vitesse de glissement). L'accès à la taille des structures n'est pas immédiat, mais l'introduction d'une équation pour l'aire interfaciale permet de s'affranchir de cette

difficulté. Enfin, la simplicité et le nombre restreint des équations à résoudre, y compris pour une approche tridimensionnelle, en font une méthode attrayante pour la modélisation de l'atomisation en sortie des injecteurs Diesel.

1.3.3 Méthodes de traitement de l'interface

Dans les différentes approches décrites au paragraphe précédent, le problème majeur est la diffusion des interfaces. Une interface est théoriquement une surface de discontinuité, mais la résolution numérique implique la diffusion de celle-ci sur plusieurs cellules élémentaires de calcul. Des méthodes appropriées aux fluides non miscibles de densités différentes ont été développées afin de suivre ces interfaces de manière plus précise.

Méthodes à maillage mobile

Le maillage du domaine physique considéré comporte une surface qui suit la frontière d'une inclusion (bulle ou goutte) au cours du temps. Ce type de méthodes a été utilisé pour la première fois par Ryskin et Leal [148] et, plus récemment, par Legendre [102] (figure 1.22) pour modéliser la déformation d'une bulle.

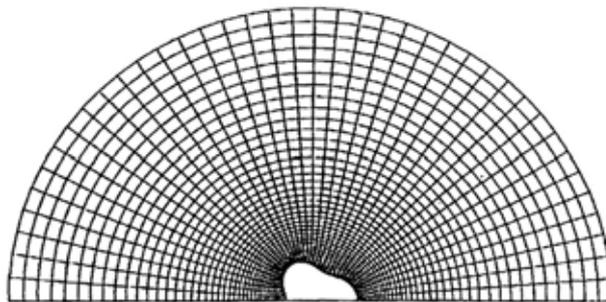


FIG. 1.22 – Maillage mobile destiné à l'étude de la déformation d'une bulle [102]

Ce mouvement de maillage apporte l'avantage, malgré un surcoût en temps de calcul, de pouvoir résoudre exactement les bilans à l'interface, ce qui rend ces méthodes très précises. Mais, lorsque l'on souhaite suivre le mouvement de plusieurs inclusions, il est nécessaire de prévoir une reconnexion des maillages entourant chaque inclusion, à chaque pas de temps, ce qui peut s'avérer très rapidement compliqué. Dans le cas de la représentation d'un jet liquide dans un milieu gazeux, ces méthodes sont inapplicables car la position de l'interface est inconnue *a priori*. De plus, on peut s'attendre à avoir de nombreux recollements et ruptures d'interfaces, qui pénaliseraient lourdement le temps de calcul.

Méthodes à maillage fixe (ou méthodes de capture d'interface)

Les équations d'évolution du fluide, ainsi que celles des interfaces, sont résolues sur un maillage fixe. Afin de garder un maillage de taille raisonnable, il nous faut donc travailler au niveau macroscopique : on ne résout pas les détails de l'interface plus petits que la taille de la maille.

Les méthodes MAC⁷, mises au point par Harlow et Welch [76] (figure 1.23c), sont d'abord développées pour traiter les problèmes de surface libre. L'utilisation de marqueurs permet de déterminer la position du fluide et il n'est pas nécessaire d'utiliser d'algorithme de rupture ou de reconnexion d'interface. Cependant, la nécessité d'un grand nombre de marqueurs (par rapport au nombre de nœuds du maillage) pose des problèmes de stockage de données pour des interfaces complexes, comme Daly [44] le met en évidence.

L'idée d'une fonction volumique, qui serait convectée par l'écoulement, est alors introduite. On distingue principalement deux types de méthodes de représentation de l'interface : les méthodes VOF⁸ et les méthodes *Level Set*.

a) Méthodes VOF

Ces méthodes ont été décrites dès 1975 par Nichols et Hirt [124], puis complétées par Hirt et Nichols [81]. Avec ce type de méthodes, on définit en général une fonction caractéristique α , convectée par l'écoulement, qui représente, pour chaque cellule, la fraction volumique occupée par un des deux fluides (figure 1.23) :

$$\alpha(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{dans le fluide 1} \\ 0 & \text{dans le fluide 2} \end{cases} \quad (1.42)$$

Cette fonction caractéristique est ensuite convectée à une vitesse u qui est la vitesse relative d'une phase par rapport à l'autre :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (1.43)$$

Comme la fonction caractéristique n'est pas continue à l'interface (saut de 0 à 1), une représentation linéaire par morceaux de l'interface est utilisée. Après advection de α , il faut reconstruire l'interface dans les mailles où $0 < \alpha < 1$. Il existe de nombreuses méthodes de reconstruction (figure 1.23) parmi lesquelles la reconstruction constante par morceaux, la reconstruction en escalier et la reconstruction affine par morceaux (méthodes CIAM⁹ ou PLIC¹⁰ [103], FLAIR¹¹ [6], SL-VOF [70, 18], etc.). Récemment, Theodorakakos et Bergeles [161] ont proposé une méthode VOF, utilisant un raffinement local automatique du maillage à proximité de l'interface, permettant ainsi d'améliorer la précision numérique ou de diminuer le temps de calcul. Ces méthodes de type VOF sont largement appliquées, dans la littérature, à l'étude de phénomènes tels que le fractionnement et la coalescence (Lafaurie *et al.* [97], Gueyffier et Zaleski [69]) ou encore la cavitation (Marcer et Le Gouez [111] dans le code EOLE).

b) Méthodes *Level Set*

Ces méthodes ont été développées dans un premier temps par Osher et Sethian [129], pour résoudre des problèmes à interface mobile. Ici, une fonction

⁷MAC : *Marker And Cell*

⁸VOF : *Volume Of Fluid*

⁹CIAM : Calcul d'Interface Affine par Morceaux

¹⁰PLIC : *Piecewise Linear Interface Calculation*

¹¹FLAIR : *Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction*

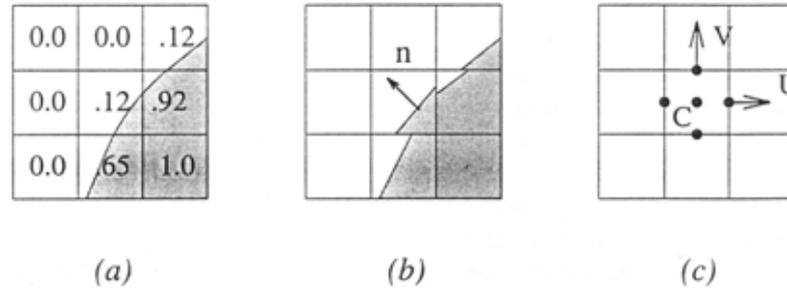


FIG. 1.23 – (a) Interface réelle et fractions volumiques correspondantes ; (b) Reconstruction par CIAM (Calcul d'Interface Affine par Morceaux) ; (c) Grille de calcul MAC [180]

continue Φ "distance à l'interface" est définie et advectée par l'écoulement :

$$\begin{cases} \Phi(x, t) < 0 & \text{dans le fluide 1} \\ \Phi(x, t) > 0 & \text{dans le fluide 2} \\ \Phi(x, t) = 0 & \text{à l'interface} \end{cases} \quad (1.44)$$

L'interface se déplaçant avec les particules fluides, Φ évolue selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \Phi = 0 \quad (1.45)$$

Comme pour les méthodes VOF, il est nécessaire de procéder à la reconstruction de l'interface dans les mailles où la fonction Φ change de signe. La masse volumique et la viscosité sont supposées constantes dans les deux fluides et prennent donc des valeurs dépendant du signe de Φ . Sussman *et al.* [159] sont parmi les premiers à appliquer cette méthode à un problème de mécanique des fluides diphasique. Smereka [156] ou Kokh *et al.* [94] présentent également des exemples d'implantation numérique de ce type de méthodes.

c) Remarque : méthode de prise en compte de la tension interfaciale

Les équations étant résolues sur les nœuds du maillage fixe, la tension de surface, qui est une grandeur concentrée à l'interface, est difficile à prendre en compte ; en effet, la localisation de cette interface est incertaine à l'échelle de sous-maille. L'idée est donc de distribuer cette tension superficielle sur les nœuds du maillage en utilisant une tension interfaciale continue, dénommée CSF¹² par Brackbill *et al.* [24], qui agit sur les nœuds voisins de l'interface.

Ces méthodes de capture d'interface ont pour principal avantage de localiser de manière assez précise l'interface. Il est notamment aisé de considérer un écoulement à plusieurs inclusions. La fonction caractéristique de phase (α ou Φ) est transportée sans difficulté supplémentaire et la coalescence (ou la rupture) a lieu lorsque deux interfaces se situent à l'intérieur de la même maille. En contrepartie, ces phénomènes de coalescence et de rupture sont donc dépendants de la finesse du maillage choisi

¹²CSF : *Continuum Surface Force*

(les structures inférieures à la taille de la maille sont difficilement résolues). De plus, les algorithmes de reconstruction, inhérents à ce genre d'approche, alourdissent les calculs et deviennent compliqués en trois dimensions. Enfin, la prise en compte de changements de phase s'avère délicate, car il faut alors considérer une fonction caractéristique cinématique et une autre thermodynamique comme le font Marcer et Le Gouez [111]. Dans le contexte de l'injection Diesel haute pression, ces méthodes de capture d'interface, avec reconstruction, ne semblent donc pas les plus efficaces pour la résolution tridimensionnelle de l'atomisation du jet.

Méthodes à maillage mixte (ou méthodes de suivi d'interface)

Dans ces méthodes, encore dénommées *Front Tracking*, un maillage fixe est utilisé pour la discrétisation du domaine, tandis qu'un maillage mobile est appliqué à chaque interface de ce domaine. L'interface est définie explicitement (représentée par une série de points) et est advectée selon son équation d'évolution (vitesse locale). On peut ainsi reconstruire la frontière physique par interpolations et donc déterminer les structures à l'échelle de sous-maille. L'interface est géométriquement mieux décrite que par les méthodes VOF ou *Level Set*; en effet, le maillage d'une interface est plus raffiné que le maillage fixe, ce qui conduit à une meilleure approximation de la courbure de l'interface et donc à une meilleure représentation des effets de la tension superficielle et des contraintes visqueuses. D'autre part, avec ces méthodes, plusieurs interfaces peuvent coexister à l'intérieur d'une même maille sans que la coalescence n'ait lieu. Un modèle adapté peut alors fournir un critère pour décider de la coalescence ou de la rupture [125]. Un exemple d'application de suivi d'interface est donné par Unverdi et Tryggvason [166] : ils définissent une fonction distance qui permet de calculer la position des différents points de l'interface par rapport à une surface d'origine (figure 1.24).

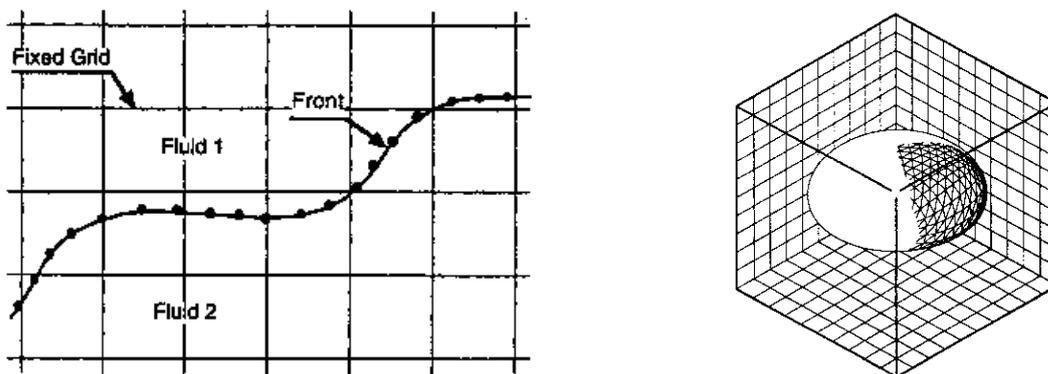


FIG. 1.24 – Méthode de suivi d'interface en 2D (à gauche) et 3D (à droite) [165, 166]

Ces méthodes ont donc l'avantage de représenter avec précision l'interface, sans pour autant discrétiser le domaine de calcul trop finement. Mais il est possible de voir apparaître des oscillations numériques dues aux brusques variations des propriétés physiques du mélange diphasique. De plus, pour des interfaces à longueur changeante, des problèmes de concentration des points, définissant la frontière entre

les deux fluides, peuvent conduire à une sous-résolution de certaines parties de l'interface par rapport à d'autres. En outre, les changements de topologie, avec reconnexion des maillages surfaciques, sont loin d'être simples en trois dimensions. Ces méthodes ne sont donc pas envisageables dans le cas d'une simulation tridimensionnelle de l'atomisation d'un jet de carburant, au cours de laquelle les interfaces sont susceptibles de subir des étirements et des changements de topologie fréquents.

1.3.4 Bilan

Le tableau 1.2 regroupe les avantages et inconvénients des différentes méthodes présentées plus haut. Au regard du nombre de mailles à utiliser, les méthodes les plus appropriées à une application industrielle sont les modèles à deux fluides et les modèles de mélange, sans reconstruction d'interface. Ce sont les modèles à deux fluides qui permettent la modélisation la plus fine des interactions entre phases, mais le nombre d'équations et de termes ouverts s'avère rebutant.

Dans cette étude, notre ambition se limite à la compréhension de l'influence de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, notamment du phénomène de cavitation, sur l'atomisation immédiatement en sortie du trou de l'injecteur. On ne prétend donc pas représenter en détails les phénomènes secondaires de formation d'un spray. Si la vitesse relative entre phases est déterminante lorsqu'on s'intéresse à l'atomisation totale d'un jet et à la formation de gouttelettes en aval de l'injecteur, son influence est en revanche beaucoup plus faible lors de la formation du cœur liquide immédiatement en sortie du trou.

Comme la prise en compte du glissement entre phases ne semble pas une priorité, les modèles de mélange sont bien adaptés à notre application, tant pour leur simplicité de mise en œuvre en 3D que pour le nombre restreint d'équations à résoudre. Cette approche nous donne également la possibilité de capitaliser le travail déjà effectué par Dumont [54] sur les écoulements à l'intérieur des injecteurs. Il faudra toutefois garder à l'esprit les limites de cette méthode, notamment concernant la vitesse relative entre phases, et apporter une attention particulière au choix d'une équation d'état adaptée à notre système.

Méthode	Avantages	Inconvénients
Dynamique moléculaire	Précision (tous les phénomènes sont résolus)	Échelle de résolution trop petite pour un cas industriel
Modèles à deux fluides	Équation d'état pour chaque fluide ; Prise en compte implicite de la vitesse de glissement ; Généralisation facile en 3D	Nombreuses équations à résoudre et nombreux termes d'échanges interfaciaux à modéliser ; Stabilité des schémas numériques lorsque α_k tend vers 0
Modèles de mélange	Nombre raisonnable d'équations ; Prise en compte implicite des changements de phase ; Application aisée en 3D et implantation simple dans un code	Choix d'une équation d'état adaptée au problème ; Pas de résolution explicite de la vitesse de glissement ; Diffusion numérique de l'interface ; Hypothèse d'homogénéité des phases
Maillage mobile	Résolution exacte des bilans à l'interface	Position et forme des inclusions définie <i>a priori</i> ; Surcoût de calcul dû aux reconnections de maillages lors de changements de topologie
Capture d'interface (VOF, <i>Level Set</i>)	Localisation explicite de l'interface ; Traitement aisé de plusieurs inclusions et des changements de topologie ; Efficace et pratique en 2D	Utilisation d'algorithmes de reconstruction gourmands et compliqués en 3D ; Précision dépendant du raffinement du maillage (diffusion numérique du front) ; Difficilement utilisable pour les cas de forts gradients entre phases ; Prise en compte difficile du changement de phase
Suivi d'interface	Bonne précision pour la représentation de l'interface, sans besoin d'un maillage fin du domaine (résolution à l'échelle de la sous-maille)	Représentation en 3D ; Problèmes pour les changements de topologie (introduction de critères de rupture ou de coalescence) ; Gestion difficile de la concentration des marqueurs d'interface ; Possibilité d'oscillations numériques pour les forts gradients

TAB. 1.2 – Comparaison des différentes méthodes de modélisation diphasique