II.5 Capacité de pulvérisation

Les fabricants de buses de pulvérisation calculent tous les capacités en fonction de l'eau. Etant donné que la densité d'un liquide affecte son débit, les valeurs doivent être ajustées à l'aide de l'équation ci-dessous, où Q_w est la capacité de l'eau et S_{pg} est la densité du fluide utilisé, ce qui donne le débit volumique du fluide utilisé. Q_f

$$Q_f = Q_w \Big/ \sqrt{Sp_g} \tag{I.11}$$

La capacité de la buse varie avec la pression de pulvérisation. En général, la relation entre capacité et pression est la suivante :

$$Q_2 = Q_1 \sqrt{P_2 / P_1} \tag{I.12}$$

Où Q_1 est la capacité connue à la pression P_1 et Q_2 est la capacité à déterminer à la pression P_2.

III. Classification des sprays

Les sprays sont aussi variables que les méthodes utilisées pour les générer : les différences tiennent aussi bien des caractéristiques de la distribution des gouttes que de la répartition globale du liquide dans l'espace. La classification des sprays est une étape nécessaire qui permettra ultérieurement de décrire la physique de l'écoulement du spray et du refroidissement par spray [2].

Les interactions liquide-air ainsi que l'impact des gouttes sur une surface mettent en jeu la cohésion de la goutte (atomisation, éclatement) et la dissipation de son énergie cinétique. Ce qui amène à considérer deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds Re_{sp} qui compare les forces d'inertie et de viscosité (Eq I.13), et le nombre de Weber We_{sp} qui compare les forces d'inertie et de tension superficielle (Eq I.14), le nombre d'Ohnesorge se déduisant à partir de ces deux derniers par l'équation I.15 :

$$\mathrm{Re}_{sp} = \frac{\rho_L u d_{30}^3}{\mu_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u d_{32}}{\mu_L} \tag{I.13}$$

$$We_{sp} = \frac{\rho_L u^2 d_{30}^3}{\sigma_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u^2 d_{32}}{\sigma_L} \tag{I.14}$$

$$Oh_{sp} = \sqrt{We_{sp} / \mathrm{Re}_{sp}} \tag{I.15}$$

L'indice « *sp* » signifiera que ces nombres sont construits à l'échelle globale du spray et non sur une goutte individuelle particulière. Chacun de ces nombres représente le rapport entre une force volumique et une force surfacique, dont les statistiques à l'échelle du spray dépendent respectivement de la surface moyenne d_{20} et du volume moyen d_{30} [2]. Ces nombres peuvent être ainsi construits à partir du diamètre de Sauter d_{32}, pour l'échelle spatiale. Contrairement aux grandeurs d'un écoulement de spray dilué, ces nombres de Reynolds et de Weber s'écrivent uniquement à partir des propriétés physiques de la phase dispersée ρ_L , μ_L et σ_L .

Pour calculer ces grandeurs, il est plus juste d'utiliser la vitesse relative entre le gaz et les Gouttes :

$$u_{rel} = u_G - u \tag{I.16}$$

Il faut toutefois noter que le champ gazeux est généralement plus difficilement accessible expérimentalement.

Le nombre de Weber des gouttes permet de qualifier leur comportement lors de l'impact avec une surface : rebond, déformation, éclatement ; il est souvent placé en premier plan dans l'étude de ces phénomènes, devant le nombre de Reynolds.

Le comportement du spray à l'échelle des gouttes sera donc décrit par le nombre de Weber, le comportement global par le flux surfacique liquide, ce dernier étant un paramètre essentiel pour l'étude des interactions gouttes-paroi. La figure I.29 regroupe les domaines d'étude utilisés dans plusieurs références disponibles dans la littérature. Seules les études qui traitent d'impacts sprays-paroi ou de refroidissement par sprays ont été considérées.

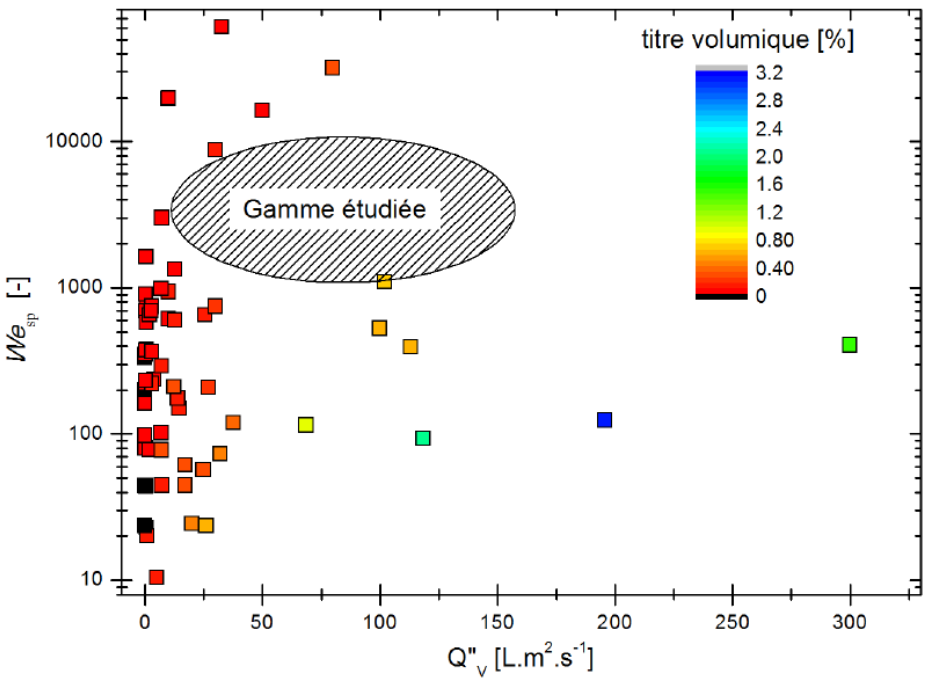

Fig. I.29 Classification des sprays utilisés dans des études d'interaction spray-paroi dans la littérature [2].

Peu de références correspondent à l'utilisation d'un débit surfacique très élevé. De plus, un grand nombre d'études concernent des sprays composés de très petites gouttes, très rapides. Les débits Q_V sont de l'ordre de 1 à 2 L.min^{-1}. Pour obtenir un débit surfacique élevé, les auteurs ont limité leurs études à une zone proche de la buse.

Le titre volumique a également été représenté sur la carte de la figure I.29. Les valeurs sont calculées à partir de l'équation I.20. On observe que les titres volumiques les plus importants correspondent aux flux surfaciques les plus grands. Les valeurs sont toutefois toutes inférieures à quelques pourcents et correspondent donc à des sprays en régime dilué [2].

III.1 Écoulement phase diluée

En phase diluée (Fig. I.1), les gouttes ne subissent que les forces aérodynamiques liées à la différence de vitesse entre elles et l'air qui les entoure. Ces interactions gaz-liquide sont bien connues, notamment grâce à une succession de travaux réalisés par Faeth et son équipe : [13] [14] [15] [16]. Dans le cas stationnaire, et lorsque la différence de densité entre le liquide et le gaz atteint un facteur 1000, la principale interaction gaz-liquide est représentée par la force de traînée. La fragmentation peut également avoir un grand rôle.

La figure I.30 résume l'ensemble des formes que peut prendre l'interaction gaz-liquide. Elle est construite en fonction de deux nombres adimensionnels :

III.1.1 Le nombre d'Ohnesorge :

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho\sigma L_c}} = \frac{1}{La} \qquad \text{(I.17)}$$

- σ Tension superficielle [J/m^2]
- μ Viscosité dynamique [pa s]
- L_c Longueur caractéristique [m]
- P Masse volumique [kg/m^3]
- La Nombre de Laplace

Le nombre d'Ohnesorge représente le rapport entre les forces visqueuses et celles liées à la tension superficielle. Il décrit la capacité de déformation d'une goutte à partir de ses propriétés physiques et de son diamètre. Dans le cas d'une goutte d'eau de diamètre supérieur à 1µm, on obtient $Oh \leq 0.03$.

III.1.2 Le nombre de Weber :

Il Compare les forces d'inertie et celles de tension superficielle.

$$We_b = \rho_G u_{rel}^2 d / \sigma_L \qquad \text{(I.18)}$$

Où u_{rel} est la vitesse relative moyenne entre le gaz et la goutte. La cohésion de la goutte peut donc s'exprimer par ce nombre.

Dans la gamme Oh≤0.1 les phénomènes sont indépendants du nombre d'Ohnesorge. On note quatre régimes :

• $We_B \leq 12$: Régime de déformation sans fragmentation.

• $12 \leq We_B \leq 20$: Régime de fragmentation bag.

• $20 \leq We_B \leq 80$: Régime de fragmentation multimode.

• $We_B > 80$: Régime de fragmentation shear.

Pour des nombres de Weber très grands (We_B>800), il existe un autre régime nommé « catastrophique ». La goutte subit alors une fragmentation très rapide de type « explosif » [2].

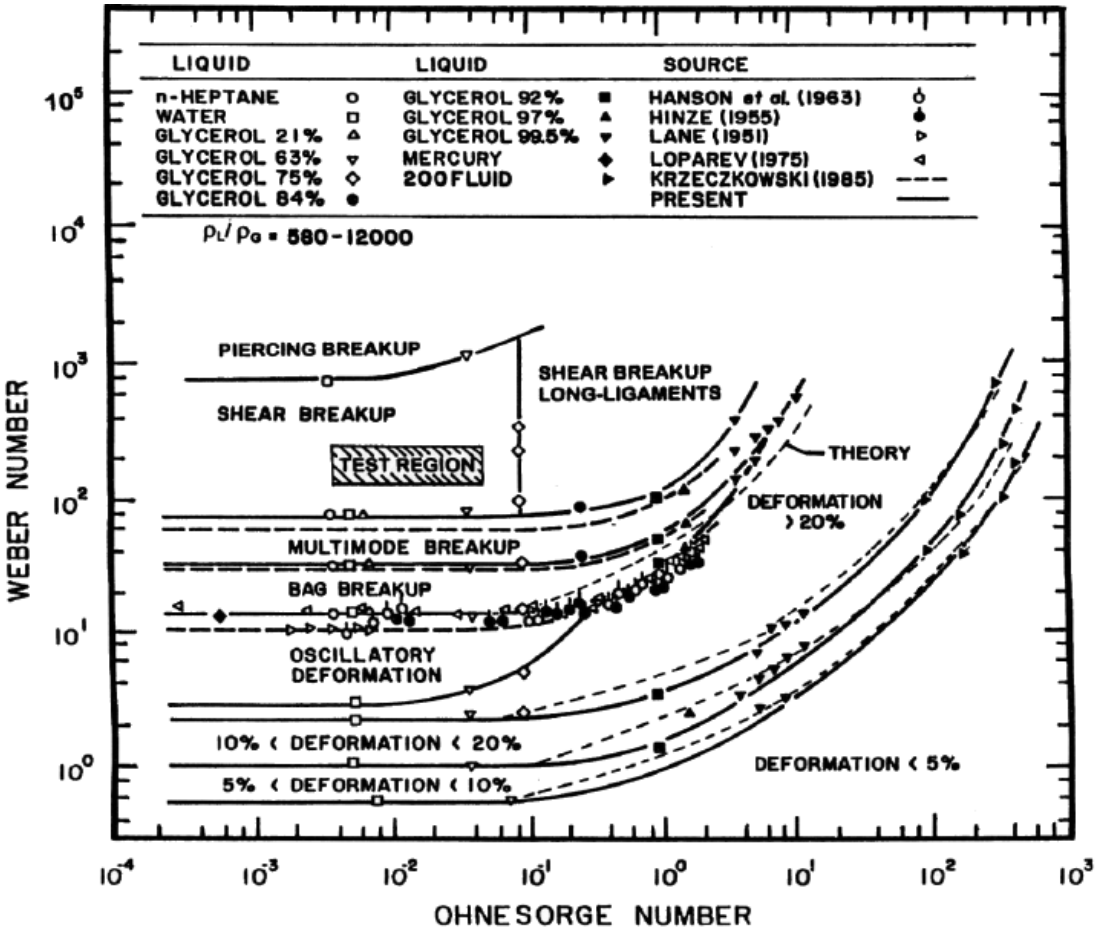

Fig. I.30 Carte de déformation et de fragmentation en fonction des nombres d'OHNESORGE et WEBER [2].

III.1.3 Régime de déformation

Dans la gamme des nombres de Weber We_B inférieurs à 12, la goutte subit une déformation lui donnant l'aspect d'un ovoïde plus ou moins aplati au lieu d'une sphère. Cette déformation est plus ou moins marquée en fonction de la valeur du nombre de Weber, dépassant 20% du diamètre initial pour $We_B \geq 3$. Au-delà de cette valeur, la goutte entre en oscillation. Ces changements provoquent une augmentation de la traînée de la goutte comparée à celle d'une sphère.

III.1.4 Régimes de fragmentation – Mécanismes et résultats

Dans les conditions permettant la fragmentation d'une goutte ($We_B \geq 12$), la déformation prend des formes très variables : un sac en régime bag, un disque en régime shear. La traînée est très influencée par ces changements. La figure I.30 présente un exemple de l'évolution temporelle

du coefficient de traînée C_D dans le cas d'une fragmentation en régime bag. Au maximum de la déformation de la goutte $t / t^* \approx 2$, le coefficient de traînée est trois fois plus important que celui d'une goutte sphérique [2].

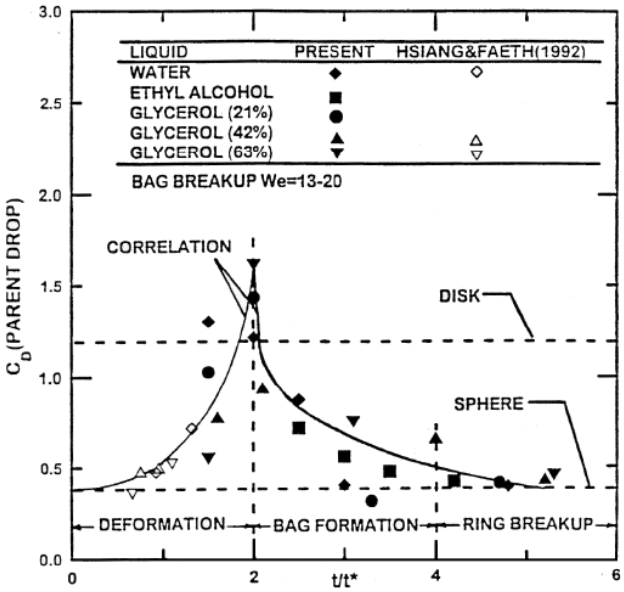

Fig. I.31 Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps, dans le cas d'une fragmentation Bag. Figure issue de Faeth [2].

III.2 Caractérisation de l'échelle globale du spray

À l'échelle globale, le spray est un volume discontinu de liquide en déplacement. La grandeur la plus commune pour décrire un spray est donc le débit $Q_V\,[L.s^{-1}]$. Cette grandeur ne comprend toutefois aucune information sur la répartition spatiale du liquide [17]. En revanche, lorsque l'on s'intéresse aux interactions entre un spray et une paroi plane, le débit surfacique Q_V'' $[L.m^{-2}.s^{-1}]$ constitue une grandeur intéressante. Il est généralement calculé sur une surface orientée perpendiculairement au sens de l'écoulement. Certaines études s'intéressent également à la densité de flux de gouttes N'' $[m^{-2}.s^{-1}]$. L'équation I.19 donne un ordre de grandeur de ce paramètre :

$$N'' = \frac{Q_V''}{\pi d_{30}^3 / 6} \qquad \text{(I.19)}$$

Le titre volumique est également un bon indicateur de la densité d'un spray. Une approximation est donnée par l'équation I.14.

$$x_V = \frac{Q''_V}{\overline{u}^{vol}} \tag{I.20}$$

Où $\overline{u}^{vol}$ est la vitesse moyenne des gouttes pondérée par leur volume.

III.3 La phase continue : l'air

La phase continue dans laquelle se déplacent les gouttes joue un rôle important. Ses caractéristiques physiques sont sa masse volumique ρ_G et sa viscosité μ_G, généralement considérées comme constantes dans les conditions où la vitesse d'écoulement u_G reste très inférieure à la vitesse du son locale, qui ne dépend que de la température du gaz.

La phase continue est simplement caractérisée par la vitesse locale $u_G(t)$ et par la pression locale $P_G(t)$ du gaz [2].

IV. Simulation d'un spray

La simulation de fluide est utilisée pour étudier le comportement des fluides d'une manière scientifiquement rigoureuse et pour aider à la conception d'objet dans le monde réel (moteurs, avions, digues etc.). Elle permet par exemple de prévoir des phénomènes, ou de mieux comprendre leur fonctionnement, en réduisant le nombre d'essais expérimentaux, souvent coûteux. Elle ne permet toutefois pas de s'affranchir de pratiques expérimentales et en sont même souvent très dépendantes. La constitution d'un modèle peut ainsi prendre pour base un ensemble de mesures expérimentales. La phase de test d'un modèle nécessite également une base expérimentale.

Le développement des performances de l'informatique de ces dernières années a permis d'augmenter considérablement la part de la simulation numérique dans la recherche scientifique des écoulements. On nomme ce domaine la *CFD*, pour *Computational Fluid Dynamic*. Les simulations peuvent maintenant être réalisées en trois dimensions, avec une résolution spatiale et temporelle très fine. De plus, le nombre important de modèles et de logiciels existant permet de développer rapidement une simulation couplant différents codes multi-physique. Malgré cet accroissement des performances de l'outil informatique, la mise en place d'une simulation demeure une opération complexe qui est de surcroît soumise à un compromis entre précision et temps de calcul.

IV.1 Méthodes et modèles pour la simulation d'un spray

Un spray est un écoulement diphasique, constitué d'un gaz en phase continue, et d'un liquide, en phase discrète. Comme nous l'avons expliqué précédemment, il existe des interactions entre ces phases. Il est donc nécessaire de modéliser correctement, l'échange de quantité de mouvement et la modification éventuelle de la turbulence.

La réalisation de la simulation d'un spray nécessite ainsi de répondre à trois grandes problématiques :

- Comment définir la géométrie limitant la zone de calcul, généralement appelée « domaine de calcul » ?
- Comment décrire l'état initial du spray, c'est-à-dire à la fois la phase discrète, et la phase continue ?
- Comment modéliser un écoulement composé de deux phases en prenant compte les interactions entre ces deux phases ?

Un certain nombre de méthodes et de modèles proposés dans la littérature concernant la résolution de ces problématiques sont présentés plus loin. Particulièrement, les méthodes et modèles applicables aux écoulements diphasiques sont disponibles dans les articles des auteurs suivants : Jiang [18], Gant [19], Jenny [20] et Gouesbet [21].

IV.2 Outils de simulations applicables aux sprays

D'une manière générale, les méthodes de simulation se scindent en deux classes, suivant le référentiel de calcul choisi : Eulérien ou Lagrangien. Dans un référentiel de calcul Lagrangien, on considère une particule individuelle fluide et on suit ses déplacements dans l'espace et le temps. Dans un référentiel de calcul Eulérien, on considère un point fixe de l'espace et on suit l'évolution temporelle des caractéristiques de l'écoulement en ce point. Une méthode de calcul utilisant un référentiel de calcul Eulérien est dite « Eulérienne », tandis qu'une méthode utilisant un référentiel de calcul Lagrangien est dite « Lagrangienne ».

Deux approches sont communément utilisées pour modéliser un spray : (a) l'approche Euler Euler où la phase liquide et la phase gazeuse sont modélisées par une méthode eulérienne en étant considérées comme deux fluides continus distincts ; (b) l'approche Euler-Lagrange où la phase gazeuse est décrite par une méthode eulérienne et la phase liquide par une méthode

lagrangienne. Une comparaison des avantages et inconvénients de chacune des méthodes, dans le cadre de la simulation d'un spray, est présentée par Gant [19]. Cette étude tend à montrer qu'une simulation Euléro-Lagrangienne est plus à même de reproduire l'écoulement d'un spray, pour un temps de calcul plus faible et une physique plus justement reproduite. Ainsi, les résultats des approches eulériennes-eulériennes varient fortement en changeant les conditions d'initialisation de la phase discrète (vitesse et diamètre des gouttes), tandis que le choix des conditions limite ainsi que la modélisation des termes de fermeture des équations sur la phase discrète restent peu fiable [21]. Pour les approches lagrangiennes, la phase discrète est simulée en effectuant le suivi d'un très grand nombre de gouttes au sein de l'écoulement d'air. Cette méthode peut s'avérer coûteuse en temps de calcul mais c'est la méthode qui s'appuie sur le moins d'hypothèses pour la résolution de la phase dispersée.

IV.2.1 Simulation eulérienne de la phase continue

La simulation eulérienne consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement d'un fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial X_i} = 0 \tag{I.21}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial X_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_l}{\partial X_l}\right)\right] + S_{mom,i} \tag{I.22}$$

Le terme $S_{mom,i}$ représente un terme source, traduisant le transfert de quantité de mouvement entre la phase dispersée et la phase continue. Dans le cas d'un spray, l'écoulement de gaz est un écoulement turbulent. Pour appréhender la turbulence de l'écoulement, trois approches peuvent être envisagées :

- La plus directe est l'approche DNS (Direct Numerical Simulation) dans laquelle l'espace est discrétisé en cellules aussi petites que les plus petites structures de l'écoulement. Cette approche n'utilise aucun modèle, et donc aucune approximation [20]. Cependant son coût numérique, en temps de calcul et en mémoire, limite son utilisation à des écoulements de faible extension et à des nombres de Reynolds turbulents modérés.

- La Simulation des Grandes Échelles (LES) est basée sur l'introduction d'un nombre d'onde de coupure en dessous duquel l'énergie due aux mouvements tourbillonnaires est prise en compte par un modèle [22]. En résumé, les plus grosses structures tourbillonnaires sont résolues exactement, tandis que les plus petites sont modélisées en introduisant une viscosité supplémentaire calculée par les modèles dits de « sous-maille ». L'approche LES nécessite d'utiliser des maillages demeurant relativement fins, et donc gourmands en puissance de calcul.
- Les approches RANS, *Reynolds Averaged Navier Stokes*, s'appuient sur une approche statistique afin de résoudre les grandeurs moyennes de l'écoulement turbulent Ces méthodes RANS ne sont donc pas adaptées pour résoudre des problèmes fortement instationnaires. Il n'est d'ailleurs pas possible de résoudre des structures plus petites que la résolution spatiale de la grille de calcul.

L'utilisation de la moyenne temporelle en RANS et du filtrage spatial en *LES* aboutit dans les deux cas à un problème de fermeture du système d'équations à résoudre. Les approches permettant d'expliciter ces termes inconnus conduisent à un nombre important de modèles de turbulence [19]. L'approche LES est toutefois moins dépendante à la modélisation de ce terme inconnu quant à la précision de la simulation numérique. Enfin, le traitement d'un écoulement diphasique en LES est assez flou, notamment en ce qui concerne les échanges d'énergie turbulente entre les deux phases. Ces inconvénients sont mieux contournés par les méthodes RANS, que nous utiliserons donc dans les simulations.
Le paragraphe suivant présente les principes généraux des approches RANS pour la simulation d'écoulements turbulents.

IV.2.1.1 Présentation des équations RANS

L'approche RANS consiste à séparer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant en utilisant une moyenne temporelle, on parle de la décomposition de Reynolds. Une composante de vitesse est écrite comme la somme d'un champ de vitesse moyen $\bar{\vec{v}} = \bar{\vec{v}}(\vec{X}, t)$ et d'un champ de vitesse fluctuant $\vec{v}' = \vec{v}'(\vec{X}, t)$: $\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}'$. En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes et en moyennant l'ensemble de l'expression, l'équation se simplifie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \overline{u_i}\right)+\frac{\partial}{\partial X_i}\left(\rho \overline{u_j}\,\overline{u_i}\right)=-\frac{\partial \overline{P}}{\partial X_i}+\frac{\partial}{\partial X_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_j}+\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u_l}}{\partial X_l}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial X_j}\left(-\rho\overline{u'_i u'_j}\right)+\overline{S}_{mom,i} \tag{I.23}$$

Le terme $\rho\overline{u'_i}\,\overline{u'_j}$ correspond à une composante du tenseur de Reynolds. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de modéliser le tenseur de Reynolds. L'hypothèse de Boussinesq (Eq I.24) permet d'exprimer le tenseur de Reynolds en fonction des gradients de vitesses. Deux grandeurs sont alors introduites : la viscosité dynamique turbulente μ_t et l'énergie cinétique turbulente $K=\frac{1}{2}\overline{u'_i}\,\overline{u'_j}$.

$$-\rho u'_i u'_j=\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j}+\frac{\partial u_j}{\partial X_i}-\frac{2}{3}\delta\frac{\partial u_l}{\partial X_l}\right)-\frac{2}{3}\rho K\delta_{ij} \tag{I.24}$$

Si on introduit la relation 24, l'équation I.23 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \overline{u_i}\right)+\frac{\partial}{\partial X_i}\left(\rho \overline{u_j}\,\overline{u_i}\right)=+\frac{\partial}{\partial X_j}\left[(\mu+\mu_t)\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_j}\right]+\frac{\partial}{\partial X_j}\left[(u+u_t)\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i}\right]-\frac{\partial}{\partial X_i}\left[\frac{2}{3}(u+u_t)\frac{\partial \overline{u_l}}{\partial X_l}\right]-\frac{\partial}{\partial X_i}\left[P+\frac{2}{3}\rho K\right]+\overline{S}_{mom,i} \tag{I.25}$$

L'obtention du champ de vitesse nécessite la détermination de la viscosité dynamique turbulente μ_t et de l'énergie cinétique turbulente *k*. Différents modèles de turbulence permettent d'accéder à ces caractéristiques de l'écoulement.

IV.2.1.2 Modèles de fermeture RANS

Nous n'introduirons ici que les modèles à deux équations de transport disponibles dans la littérature et qui sont couramment utilisés. Le fondement de ces modèles repose sur l'introduction de deux équations différentielles permettant d'accéder à l'échelle des vitesses *u'* et à l'échelle des longueurs des structures turbulentes ℓ, en considérant par analyse dimensionnelle : $k \propto u'^2$ et $\mu_t \propto \rho\, u'\ell$.

IV.2.1.2.1 Le modèle k-ε

La formulation de ce modèle conduit à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation de l'énergie turbulente ε. La viscosité dynamique est alors obtenue par :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho K^2}{\varepsilon} \tag{I.26}$$

Ils existent plusieurs variantes de ce modèle : k-ε standard [23] , RNG-k-ε [24] [25] [26], k-ε réalisable [27]. Concernant le modèle k-ε standard, sa formulation est régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial}(\rho K) + \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\rho K \overline{u_j}\right) = \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial X_j}\right) + G_K - Y_K + \overline{S_K} \tag{I.27}$$

$$\frac{\partial}{\partial}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\rho \varepsilon \overline{u_j}\right) = \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_j}\right) + G_\varepsilon - Y_\varepsilon + \overline{S_\varepsilon} \tag{I.28}$$

Avec :

$$\Gamma_K = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_K} \, et \, \Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$$

Tableau I.1 Formulation des différents termes des équations de transports pour les modèles RANS k-ε et RANS k-ω.

	Modèle RANS k-ε	**Modèle RANS k-ω**
Viscosité turbulente μ_t	$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$	$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega}$
Terme de production G_k	$G_k = -\rho \overline{u_i' u'_j} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i} G_k$	
Terme de production de la dissipation G_ε ou G_ω	$G_\varepsilon = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$G_\varepsilon = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente Y_k	$Y_k = \rho \varepsilon$	$Y_k = \beta * f_\beta \rho k \omega$
Terme de dissipation de la dissipation $Y\varepsilon$ ou Y_ω	$Y_\varepsilon = C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2$

Tableau I.2 Constantes des modèles RANS k-ε et RANS k-ω.

Termes ou la constante apparait	**Modèle RANS k-ε**	**Modèle RANS k-ω**
Constantes de diffusion	$\sigma_k = 1.0$ $\sigma_k = 1.3$	$\sigma_k = 2$ $\sigma_k = 2$
Constante de viscosité turbulente	$C_\mu = 0.09$	α^* : terme d'amortissement de la viscosité turbulente, correction pour les faibles Reynolds turbulents : $Re_t > 1000 \rightarrow \alpha^* = \alpha^*_\infty = 1$ $Re_t < 1000 \rightarrow 0 < \alpha^* < \alpha^*_\infty$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente Y_k	-	β^* : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds $f_{\beta*}$: $f_{\beta*} = f(x_k)$ avec : x
Terme de dissipation de la dissipation Yε ou Yω	$C_{2\varepsilon} = 1.92$	β : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds f_β : $f_\beta = f(x_\omega)$

Les termes en Γ représentent la diffusivité de la grandeur en indice, ceux en *G* représentent un terme de production par le champ de vitesse moyen, ceux en *Y* traduisent la dissipation et enfin les termes en S modélisent la modification de la turbulence par la phase discrète. Tous ces termes sont précisés dans le tableau I.1. Cette formulation de la turbulence fait intervenir cinq constantes (C_μ, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k ,σ_ε) , déterminées expérimentalement sur des études d'écoulements cisaillés simples (Tab. I.2).

Ce modèle présente les avantages d'être simple à mettre en œuvre, stable et économique numériquement parlant et d'être applicable à de nombreux types d'écoulements confinés ou non. En revanche, à moins d'introduire des lois de parois supplémentaires ou d'utiliser des variantes (par exemple k-ε RNG et réalisable), ce modèle RANS-k-ε n'est pas valable dans les régions de proche paroi (zone de bas Reynolds) [24]. Enfin, on pourra noter que ce modèle ne permet pas de reproduire correctement les écoulements complexes présentant des phénomènes de recirculation ou de rotation. Cette limitation trouve sa source dans l'hypothèse d'isotropie de la turbulence et dans les limitations pour résoudre un décollement à la paroi, souvent présent dans ce type d'écoulement.