



**HAL**  
open science

# Etudes sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel

Xavier Ponticq

► **To cite this version:**

Xavier Ponticq. Etudes sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2008. Français. NNT : . tel-00363815

**HAL Id: tel-00363815**

**<https://theses.hal.science/tel-00363815>**

Submitted on 24 Feb 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

délivrée par

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD – LYON I

Ecole Doctorale MEGA (*Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique*)

pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

18 décembre 2008

par

**M. Xavier PONTICQ**

## Etudes sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel

Directeurs de thèse : Professeur Michel LANCE, Professeur Bernard GAY

JURY :

<i>Président :</i>	M. Roland BORGHI	Professeur, Ecole Centrale Marseille
<i>Rapporteurs :</i>	M. Alain BERLEMONT M. Olivier VAUQUELIN	Professeur, CORIA, Université de Rouen Maître de Conférences, IM2/UNIMECA, Marseille
<i>Examineurs :</i>	M. Jean-François BURKHART M. Pierre CARLOTTI M. Bernard GAY M. Michel LANCE	Pôle Ventilation et Environnement, CETU, Lyon Direction Technique, CSTB, Marne-la-Vallée Professeur, LMFA, Université Lyon I Professeur, LMFA, Ecole Centrale Lyon

---

**Centre d'Etudes des Tunnels (CETU) - Pôle Ventilation et Environnement**

*25 avenue François Mitterrand - Case n°1 - 69674 BRON Cedex - FRANCE*

**Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique - Université Claude Bernard Lyon I**

*Boulevard du 11 Novembre 1918 - 69622 VILLEURBANNE Cedex - FRANCE*



---

# Remerciements

---

Ce travail de thèse a été conduit au sein du Pôle Ventilation et Environnement du Centre d'Etudes des Tunnels (CETU) et je souhaiterais remercier, par ces quelques mots, les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à l'accomplissement de ces trois années de recherche sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel.

En premier lieu, je tenais à remercier Alain BERLEMONT et Olivier VAUQUELIN pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, ainsi que Roland BORCHI pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider mon jury. Merci à eux pour leurs remarques pertinentes et j'espère que nos chemins de chercheurs se recroiseront prochainement.

Je tenais aussi à remercier Pierre CARLOTTI, ancien animateur du pôle Ventilation et Environnement du CETU (à présent au CSTB), qui m'a fait confiance en m'associant aux recherches entamées en interne sur le sujet des systèmes fixes d'aspersion d'eau et m'a donné l'opportunité de débiter cette thèse. Merci également à Jean-François BURKHART, qui, en prenant sa suite, m'a encouragé et soutenu dans cette démarche de recherche.

Bien évidemment, je souhaiterais remercier Michel LANCE pour l'enthousiasme dont il a fait part dans la direction de ce travail. Un grand merci également à Bernard GAY qui a suivi et encadré tous mes travaux de recherches depuis que j'ai rejoint le CETU. Leur soutien, leur implication et leur conseils m'ont permis de surmonter les difficultés et de me remotiver.

Je souhaiterais également adresser un grand merci aux travailleurs de l'ombre de cette thèse sans qui une grande partie du chapitre 5 n'aurait pu exister. Ainsi, je remercie chaleureusement Eric CESMAT et Sébastien MORAT du CSTB, Gabriel GIOVANNELLI et Raphaël MEYRAND, pour l'énergie dépensée et le temps passé pour faire en sorte que, malgré les difficultés, les essais incendie à échelle réduite soient concluants et permettent de constituer une base de donnée de qualité pour des simulations CFD. Un grand merci également à Patrick MÉJEAN de l'Ecole Centrale Lyon, pour son savoir-faire et sa disponibilité (même au milieu de l'été) lors des expériences de caractérisation des buses. Ces résultats m'ont été très précieux pour mener à bien les calculs présentés dans cette thèse.

Je tenais à adresser mes sincères remerciements à Bruno pour son expertise et sa bonne humeur, à la cellule mesure du pôle Ventilation et Environnement (Jean et Bruno) pour leur implication lors des essais incendies à échelle réduite, à Antoine pour ses compétences en CFD, ses éclairages pertinents et sa gentillesse, à Frédéric pour ses questions parfois anodines mais qui m'ont permis de clarifier mon propos, à l'UIB (ancienne et nouvelle version) pour leur

disponibilité et leur bonne volonté dans la résolution de mes différents problèmes informatiques et aussi à Manu, Audrey, Myriam (et j'en oublie ...) pour leur gentillesse, leur écoute et leur soutien. Enfin, un grand merci à toutes les personnes du CETU qui, même si elles ne s'en sont pas rendues compte, ont participé à la réussite de ma démarche.

Pour finir, je tenais à remercier ma famille et mes proches pour leur aide et leur soutien. Leur présence à mes côtés a été un élément important dans l'accomplissement de mon travail. Un grand merci à mes parents qui m'ont toujours poussé et encouragé dans mes études. Enfin, j'aurais une pensée particulière pour Sonia qui m'a "supporté" pendant ces trois années de travail avec tout ce que cela comporte de déceptions et d'enthousiasme. Merci à elle de m'accompagner sur le chemin de la vie.

---

# Table des matières

---

Liste des symboles	vii
Introduction Générale	xi
<b>1 Eléments de contexte sur l'utilisation des SFLF en tunnel</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte de la sécurité des usagers en tunnel	1
1.1.1 Risques d'incendie en tunnel	1
1.1.2 Les stratégies de désenfumage	2
1.1.3 La mise en sécurité des usagers	5
1.2 Contexte de l'application des SFLF en tunnel	6
1.2.1 La position de l'AIPCR	6
1.2.2 Exemples d'utilisation des SFLF dans le monde	7
1.2.3 Attentes de sécurité vis à vis des SFLF	14
1.3 Etat des connaissances sur les SFLF en tunnel	15
1.3.1 Technologies des SFLF à base d'eau	15
1.3.2 Effets d'un SFLF sur un incendie en tunnel	19
<b>2 Eléments théoriques sur le phénomène d'évaporation</b>	<b>25</b>
2.1 Transferts thermiques sans évaporation des gouttes	25
2.1.1 Transferts conductifs et convectifs	25
2.1.2 Transfert radiatif	28
2.2 Transferts de masse et de chaleur liés à l'évaporation	30
2.2.1 Rappels sur des notions de thermodynamique	30
2.2.2 Phénoménologie de l'évaporation	32
2.2.3 Modèles hydrodynamiques	34
2.3 Evaporation d'une goutte isolée	37
2.3.1 Equations de base	37
2.3.2 Prise en compte de la couche limite thermique	39
2.3.3 Hypothèses complémentaires	40

2.3.4	Evaluation des différents modèles d'évaporation . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Evaporation d'un nuage de gouttes</b>	<b>51</b>
3.1	Cas particulier des familles de gouttes isolées . . . . .	51
3.1.1	Equations d'évaporation dans le cas mono-dispersé . . . . .	52
3.1.2	Régime permanent . . . . .	54
3.1.3	Résultats . . . . .	55
3.2	Evaporation d'un nuage de gouttes immobile dans un écoulement convectif . . . . .	55
3.2.1	Equations de conservation . . . . .	55
3.2.2	Prise en compte de la saturation . . . . .	58
3.2.3	Système d'équations à résoudre . . . . .	60
3.3	Modélisation simplifiée du mode d'action de l'aspersion en tunnel . . . . .	61
3.3.1	Prise en compte de la dynamique des gouttes . . . . .	61
3.3.2	Les principes du polydispersé . . . . .	64
3.3.3	Vers un modèle 1D stationnaire d'efficacité d'un système d'aspersion . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Modélisation diphasique en CFD : application à un spray évaporant</b>	<b>71</b>
4.1	Notions théoriques sur la modélisation d'un écoulement diphasique en CFD . . . . .	71
4.1.1	Modélisation de la phase continue . . . . .	73
4.1.2	Modélisation de la phase dispersée par approche lagrangienne . . . . .	75
4.1.3	Approche eulérienne pour la modélisation de la phase dispersée . . . . .	77
4.2	Expérience de Sommerfeld et Qiu : modélisation de l'écoulement porteur . . . . .	78
4.2.1	Présentation du dispositif expérimental . . . . .	78
4.2.2	Modélisation CFD monophasique . . . . .	79
4.2.3	Modélisation des échanges thermiques aux parois . . . . .	84
4.2.4	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	89
4.3	Calculs diphasiques sur l'expérience de Sommerfeld et Qiu . . . . .	90
4.3.1	Généralités . . . . .	90
4.3.2	Calculs avec suivi lagrangien . . . . .	93
4.3.3	Modélisation Euler-Euler . . . . .	102
4.3.4	Comparaison des deux approches . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Modélisation en CFD d'essais incendie dans un tunnel à échelle réduite</b>	<b>111</b>
5.1	Présentation des essais . . . . .	112
5.1.1	Installation expérimentale . . . . .	112
5.1.2	Programme expérimental . . . . .	112
5.1.3	Instrumentation . . . . .	114
5.2	Modélisation CFD de la "phase sèche" . . . . .	115

5.2.1	Maillage du tunnel d'essai . . . . .	116
5.2.2	Modélisation CFD retenue . . . . .	120
5.2.3	Essais à vitesse d'extraction de $1 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	123
5.2.4	Essais à vitesse d'extraction de $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	131
5.3	Modélisation diphasique après activation de l'aspersion . . . . .	136
5.3.1	Caractérisation d'une buse d'aspersion . . . . .	136
5.3.2	Reconstitution d'essais en CFD . . . . .	140
5.3.3	Analyse et comparaison des résultats . . . . .	146
<b>Conclusion Générale</b>		<b>157</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>159</b>
<b>Table des figures</b>		<b>165</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>173</b>
<b>A</b>	<b>Equations de conservation en moyenne de phase</b>	<b>175</b>
A.1	Propriétés de la moyenne en volume . . . . .	176
A.2	Conservation de la masse . . . . .	178
A.3	Conservation de la quantité de mouvement . . . . .	178
A.4	Conservation de l'enthalpie . . . . .	180
A.5	Conservation des espèces . . . . .	181
<b>B</b>	<b>Comparaison des calculs CFD avec l'expérience de Sommerfeld &amp; Qiu</b>	<b>183</b>
B.1	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	184
B.2	Influence des pertes thermiques aux parois . . . . .	188
B.3	Evolution du diamètre de Sauter des gouttes . . . . .	192
<b>C</b>	<b>Analyse du phénomène d'amortissement de la vitesse radiale</b>	<b>193</b>
C.1	Equations résolues par CFX . . . . .	193
C.2	Analyse en coordonnées cylindriques . . . . .	194
C.2.1	Equation sur $U_r$ . . . . .	195
C.2.2	Equation sur $U_z$ . . . . .	196
C.2.3	Hypothèses simplificatrices du jet rond . . . . .	197
C.2.4	Equations réduites . . . . .	198
<b>D</b>	<b>Eléments sur les similitudes</b>	<b>201</b>
D.1	Analyse dimensionnelle . . . . .	201
D.1.1	Grandeurs intervenant dans le problème . . . . .	202

---

D.1.2	Nombres adimensionnels . . . . .	203
D.2	Similitudes découlant de l'analyse dimensionnelle . . . . .	204
D.3	Similitudes sur les particules . . . . .	205
D.3.1	Similitude sur $d_p$ : notion de temps caractéristique . . . . .	206
D.3.2	Similitude sur $u_{ej}$ . . . . .	209
D.4	Récapitulatif des lois de similitude . . . . .	210
<b>E</b>	<b>Comparaison des calculs CFD avec les essais sur maquette au CSTB</b>	<b>213</b>
E.1	Calculs menés pour une vitesse d'extraction de $1 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	213
E.2	Calculs menés pour une vitesse d'extraction de $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	216

---

## Liste des symboles

---

$a_\lambda$	coefficient d'absorption monochromatique des gouttes [-]
$a$	vitesse du son [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$B$	débit de flottabilité [ $\text{m}^4 \text{s}^{-3}$ ]
$C_D$	coefficient de traînée des gouttes dans l'air [-]
$c_i$	concentration massique de l'espèce $i$ [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$C_p$	chaleur massique à pression constante [ $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]
$D_c$	coefficient de diffusion moléculaire [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]
$d$	diamètre caractéristique [m]
$g$	accélération de la pesanteur [ $\text{m s}^{-2}$ ]
$h$	enthalpie massique [ $\text{kJ kg}^{-1}$ ] ou coefficient de transfert de chaleur [ $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ]
$h_m$	coefficient de transfert de masse [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$H$	hauteur du tunnel [m]
$L_v$	chaleur latente de vaporisation [ $\text{kJ kg}^{-1}$ ]
$L$	longueur caractéristique ou longueur du tunnel [m]
$\dot{m}_i$	débit massique de l'espèce $i$ [ $\text{kg s}^{-1}$ ]
$\overline{M}_i$	masse molaire de l'espèce $i$ [ $\text{kg mol}^{-1}$ ]
$m_i$	masse de l'espèce $i$ [kg]
$\mathcal{M}$	taux de transfert de masse [ $\text{kg s}^{-1}$ ]
$\dot{n}_p$	débit d'injection de gouttes [gouttes/s]
$n_i$	indice de réfraction du milieu $i$ [-]
$n_p$	nombre de gouttes [-] ou nombre densité [gouttes/ $\text{m}^3$ ]
$P$	pression [Pa]

---

$Q_p$	chaleur absorbée par une goutte au cours de sa “vie” [J]
$\dot{q}$	flux thermique échangé [ $\text{W m}^{-2}$ ]
$\dot{Q}$	puissance thermique [W] (ou $\mathcal{P}$ )
$R$	constante des gaz parfaits [ $8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ]
$r$	rapport de mélange [-]
$s$	entropie massique [ $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ]
$S$	section du tunnel [ $\text{m}^2$ ]
$S_a$	section couverte par l’aspersion [ $\text{m}^2$ ]
$T$	température absolue [K]
$t$	temps [s]
$u$	vitesse [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\dot{V}_i$	débit volumique de l’espèce $i$ [ $\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$ ou $\text{l min}^{-1}$ ]
$v$	volume spécifique ou volume massique [ $\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$ ]
$x_i$	fraction massique de l’espèce $i$ [-]

### Symboles grecs

$\lambda$	conductivité thermique [ $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ]
$\kappa$	diffusivité thermique [ $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ]
$\epsilon$	émissivité radiative [-]
$\alpha_\phi$	fraction volumique de la phase $\phi$ [-]
$\chi_\phi$	fonction caractéristique de phase
$\xi_a$	facteur d’absorption efficace du rayonnement par les gouttes [-]
$\rho$	masse volumique [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\sigma_s$	constante de Stefan-Boltzmann [ $5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ]
$\sigma$	tension de surface des gouttes [ $\text{N m}^{-1}$ ]
$\Phi$	transfert de chaleur [W]
$\mu$	viscosité dynamique [ $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ]
$\nu$	viscosité cinématique [ $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ]

### Indices

$\infty$	conditions ambiantes de l’écoulement porteur, ou condition pour $t \rightarrow +\infty$
----------	---

---

conv	relatif au transfert convectif
<i>e</i>	eau/phase liquide
ej	éjection au niveau de la buse
evap	relatif à l'évaporation
ext	externe
<i>g</i>	gaz/fluide porteur
<i>p</i>	particule/goutte
rad	relatif au rayonnement
<i>s</i>	surface
sat	saturation
<i>v</i>	phase vapeur

**Exposants**

0	état initial ou référence
max	maximum
//	par unité de surface
tot	total
1	unitaire ou relatif à une goutte

**Nombres adimensionnels**

<i>Fo</i>	nombre de Fourier (caractérise la conduction de chaleur)
<i>Fr</i>	nombre de Froude (forces d'inertie/forces gravitationnelles)
<i>Kn</i>	nombre de Knudsen (libre parcours moyen des molécules/dimension caractéristique)
<i>Le</i>	nombre de Lewis (effets thermodiffusifs/effets diffusifs)
<i>Ma</i>	nombre de Mach (forces d'inertie/propagation des ondes sonores)
<i>Nu</i>	nombre de Nusselt (flux échangé/flux thermoconductif)
<i>Pe</i>	nombre de Péclet (forces d'inertie/effets thermodiffusifs)
<i>Pr</i>	nombre de Prandtl (effets visqueux/effets thermodiffusifs)
<i>Re</i>	nombre de Reynolds (forces d'inertie/frottements visqueux)
<i>Sc</i>	nombre de Schmidt (analogue <i>Pr</i> pour les transferts de masse)
<i>Sh</i>	nombre de Sherwood (analogue de <i>Nu</i> pour les transferts de masse)
<i>We</i>	nombre de Weber (forces d'inertie/tension de surface)



---

# Introduction Générale

---

Depuis la fin des années 1990 et les dramatiques incendies des tunnels du Mont Blanc, des Tauern et du Gothard, la sécurité des tunnels routiers est devenue une préoccupation majeure pour les autorités et l'opinion publique. Les derniers événements, qui ont eu lieu au tunnel du Fréjus et dans le tunnel sous la Manche, mettent en évidence un besoin croissant d'outils pour évaluer et optimiser la sécurité de ces ouvrages particuliers, à la fois vis-à-vis des personnes et de l'infrastructure. Malgré un contexte réglementaire toujours plus contraignant [44] et la multiplication des systèmes permettant d'améliorer la sauvegarde des usagers (voir figure 1.1), de nouveaux moyens sont constamment évoqués pour élever le niveau de sécurité des tunnels.

Parmi ces nouveaux moyens, les systèmes fixes de lutte contre le feu<sup>1</sup> et plus particulièrement ceux utilisant l'eau comme agent extincteur (voir chapitre 1 pour plus de précisions) en sont un de plus en plus évoqué à la fois par les services de secours et par les maîtres d'ouvrage, chacun avec des objectifs différents quant à leur activation. Un tel dispositif ne peut cependant présenter d'intérêt que s'il s'intègre dans une approche globale de la sécurité en tunnel (voir figure 1.1). Ces ouvrages souterrains présentent en effet des spécificités très différentes, notamment sur le plan de l'aéraulique, des autres lieux fermés d'utilisation courante et mieux connue de ces systèmes (locaux compartimentés, salles des machines de navire, entrepôts, ...). Même si certains pays comme le Japon installent de manière fréquente ce type de systèmes, les modalités de leur mise en oeuvre restent délicates. La France, à l'instar des autres pays européens, a toujours adopté une position de réserve pour l'installation de ce dispositif dans ses tunnels. L'action du système peut en effet induire, dans certaines conditions, des dangers supplémentaires pour les personnes exposées. Par ailleurs son efficacité réelle pour assurer la maîtrise d'incendies de véhicules en tunnel n'a, à ce jour, pas été démontrée avec suffisamment de précision et de certitude.

Pour qualifier correctement les SFLF en vue d'un usage dans les tunnels routiers, des connaissances supplémentaires s'avèrent donc indispensables. C'est la raison pour laquelle le CETU et la DDSC (Direction de la Défense et de la Sécurité Civiles - Ministère de l'Intérieur) ont engagé en 2002 une coopération d'étude, qui dans une première étape a conduit à l'identification de deux objectifs pour de tels systèmes [77], à savoir :

- améliorer les conditions d'auto-évacuation pour les usagers valides,
- prolonger les conditions de tenabilité pour les usagers non évacués et les pompiers en situation d'intervention

---

1. SFLF en abrégé par la suite. On utilisera également le terme "système d'aspersion" de façon équivalente

Il est à noter que dans les pays où l'installation de SFLF est relativement courante (notamment Japon, Australie et Etats-Unis), les objectifs visés se cantonnent principalement à la sauvegarde de la structure de l'ouvrage.

La deuxième étape de cette réflexion a consisté en une approche pragmatique visant à cibler la réflexion sur un cas de tunnel à circulation bidirectionnelle. Cette approche a été menée, pour le compte du CETU, par BG Ingénieurs Conseils [12, 55, 54] en deux volets, un premier concernant l'estimation de la faisabilité et des coûts d'installation et de maintenance de systèmes fixes de lutte contre l'incendie, le second traitant de l'efficacité de tels systèmes sur des incendies de référence avec une fin de comparaison des niveaux de sécurité proposés par ces systèmes. Les conclusions de cette étude sont de nature à justifier la poursuite de recherches plus poussées dans le domaine.

Afin d'estimer les effets mal connus d'un SFLF sur un incendie en tunnel, plusieurs moyens sont envisageables. L'approche expérimentale semble la plus évidente et c'est dans cette voie que le CETU s'est engagé avec la volonté de réaliser un programme d'essais en deux phases : la première en utilisant la maquette à l'échelle 1/3 du CSTB<sup>2</sup> (voir chapitre 5), la seconde étant centrée sur des essais en vraie grandeur. Seule cette deuxième phase permettra de lever la plupart des incertitudes liées à l'utilisation de SFLF en tunnel. Les essais sur maquette sont là surtout pour réduire le nombre de cas à étudier à l'échelle 1, mais aussi pour apporter des données expérimentales importantes. Les similitudes entre les deux échelles devront être soigneusement prises en compte afin de tirer le plus d'enseignements possibles de la maquette.

Un autre outil, moins couteux, est également envisageable : la modélisation théorique en CFD du problème. La CFD d'un écoulement diphasique fait appel à des modèles sophistiqués [39, 38] pour représenter les phénomènes réels, qui doivent être maniés avec soin sous peine d'introduire des erreurs dans le calcul. Ces modèles sont issus d'analyses fines des interactions possibles entre un écoulement turbulent et un spray de gouttes. On peut, par exemple, citer des études réalisées sur l'interaction avec les couches limites [71, 62], sur le phénomène d'évaporation [67] ou sur les forces pouvant agir sur une particule et l'influence sur sa pénétration [42, 57]. La superposition de ces différents sous-modèles dans le but d'utiliser la CFD pour décrire une situation "industrielle" est délicate et doit nécessairement être validée par des expériences (voir par exemple [17, 34]).

L'objectif de cette thèse est d'utiliser les modèles CFD diphasiques disponibles dans un code de calcul commercial, afin d'aider à la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'utilisation d'un système d'aspersion sur un incendie en tunnel. Parmi l'ensemble des phénomènes pouvant intervenir, nous focaliserons notre discours sur l'évaporation qui est le moteur principal de l'action d'un SFLF [27].

Ainsi, après avoir fait un rappel, dans le chapitre 1, de l'état actuel des connaissances sur les SFLF dans les tunnels routiers, nous nous intéresserons aux notions théoriques liées au phénomène d'évaporation et à sa modélisation (chapitres 2 et 3). Enfin, nous nous arrêterons sur la modélisation CFD d'un écoulement diphasique dans deux situations expérimentales. La

---

2. Centre Scientifique et Technique du Bâtiment

première, décrite au chapitre 4, est une expérience académique d'évaporation d'un spray de gouttes dans un écoulement d'air, réalisée par Sommerfeld et Qiu [73, 72]. Elle nous permettra de faire un choix dans le type de modélisation diphasique, entre Euler-Lagrange et Euler-Euler, que nous retiendrons par la suite. Le chapitre 5 s'intéressera à la seconde situation expérimentale qui est relative aux essais à échelle réduite menés dans le tunnel du CSTB. La reconstitution en CFD de plusieurs essais incendie y sera développée.



# *Eléments de contexte sur l'utilisation des SFLF en tunnel*

---

Ce chapitre décrit l'état des connaissances actuelles sur les modes d'action d'un SFLF en tunnel, ainsi que sur l'installation de tels systèmes. Pour cela, on se basera sur le travail mené, pour le compte du CETU, par BG Ingénieurs Conseils [55] et sur les travaux de l'AIPCR sur le sujet [51]. Nous effectuerons également une sorte de "tour du monde" des différentes installations en tunnel de SFLF.

En guise de préambule, nous allons préciser le contexte de la sécurité des usagers en tunnel et les moyens mis en oeuvre aujourd'hui, en France, pour y parvenir.

## **1.1 Contexte de la sécurité des usagers en tunnel**

### **1.1.1 Risques d'incendie en tunnel**

Les sources potentielles d'incendie en tunnel sont les véhicules présents dans le tunnel et les matériaux et installations de l'espace de circulation lui-même ou des locaux techniques.

Pour les installations du tunnel présentes dans le tube lui-même, en raison des dispositions prises en matière de réaction au feu des matériaux (voir [44]), les puissances calorifiques sont faibles et un éventuel incendie ne risque pas de se propager. En ce qui concerne les locaux techniques, la maîtrise de l'incendie est simplifiée du fait que les locaux sont fermés.

Les incendies en tunnel qui sont dangereux pour les usagers sont donc les incendies de véhicules présents dans le tunnel. L'incendie peut se produire en tout endroit du tunnel avec tout type de véhicule et de chargement du véhicule. Les caractéristiques de l'incendie seront fortement variables d'un cas à l'autre. La puissance thermique d'un incendie de véhicule varie entre moins de 2 MW (petit incendie de véhicule de tourisme) et 200 MW (incendie d'une citerne d'hydrocarbures) [14].

La plupart de ces incendies sont causés par une inflammation spontanée des véhicules par défaillance technique (échauffement anormal, court-circuit, ...). En revanche, la quasi totalité

des incendies ayant entraîné des décès est consécutive à un accident (à l'exception notable du dramatique incendie de mars 1999 dans le tunnel du Mont-Blanc).

Les incendies peuvent causer des dommages aux personnes, aux biens et à l'ouvrage. L'ordre d'apparition des dangers est en général le suivant :

- le premier effet est l'arrivée des fumées, qui sont très opaques et gênent considérablement l'évacuation des usagers,
- dans un second temps, les usagers qui n'ont pas pu évacuer le tunnel à cause du manque de visibilité sont incommodés voire asphyxiés par les fumées dégagées par l'incendie, dont le niveau de toxicité augmente progressivement,
- enfin, la chaleur dégagée par l'incendie provoque de fortes élévations de température, pouvant mettre en danger directement des personnes (par convection ou par rayonnement), mais aussi détruire ou endommager des véhicules ou des composants du tunnel parfois indispensables à la sécurité des usagers (éclairage, ventilation, systèmes de communications, faux plafonds, ...) ou provoquer la chute d'objets lourds fixés en plafond (signalisation, ventilateurs, ...).

Les ordres de grandeur des conditions ambiantes critiques pour les usagers sont une visibilité de moins de 10 m, une température entre 50 et 80°C selon l'humidité de l'air, et un rayonnement de l'ordre de 2 kW/m<sup>2</sup>. La toxicité reste en général acceptable tant que les conditions minimum de visibilité décrites ci-dessus sont assurées. C'est donc bien la perte de visibilité qui est le danger fondamental, car sans visibilité, il devient impossible d'évacuer l'espace enfumé, ce qui conduit à devoir respirer un air chargé en substances toxiques pendant un temps trop long pour permettre la survie.

Pour les services de lutte contre le feu munis d'équipements adaptés (en particulier des appareils respiratoires), la température critique est de l'ordre de 100°C et le rayonnement critique de 5 kW/m<sup>2</sup>.

### 1.1.2 Les stratégies de désenfumage

Le système de désenfumage fait partie d'un ensemble d'éléments, généralement appelé "chaîne de sécurité", visant à minimiser les conséquences d'un incendie. Les objectifs fondamentaux de ces dispositifs spécifiques en cas d'incident ou d'accident sont :

- détecter les situations anormales et assurer la communication avec les usagers (moyens de surveillance et de détection, signalisation, postes téléphoniques d'appel d'urgence, ...);
- permettre la protection et l'évacuation des usagers et l'accès des secours (issues de secours, abris, garages, éclairage de sécurité, ventilation, ...);
- se prémunir et lutter contre l'incendie (réaction et résistance au feu, moyens d'extinction, moyens de communication des services de secours, désenfumage, ...).

Ainsi, si un bon système de désenfumage est indispensable, il doit être conçu dans le cadre d'un ensemble de dispositions, y compris l'exploitation (voir figure 1.1).

Deux démarches sont *a priori* envisageables :

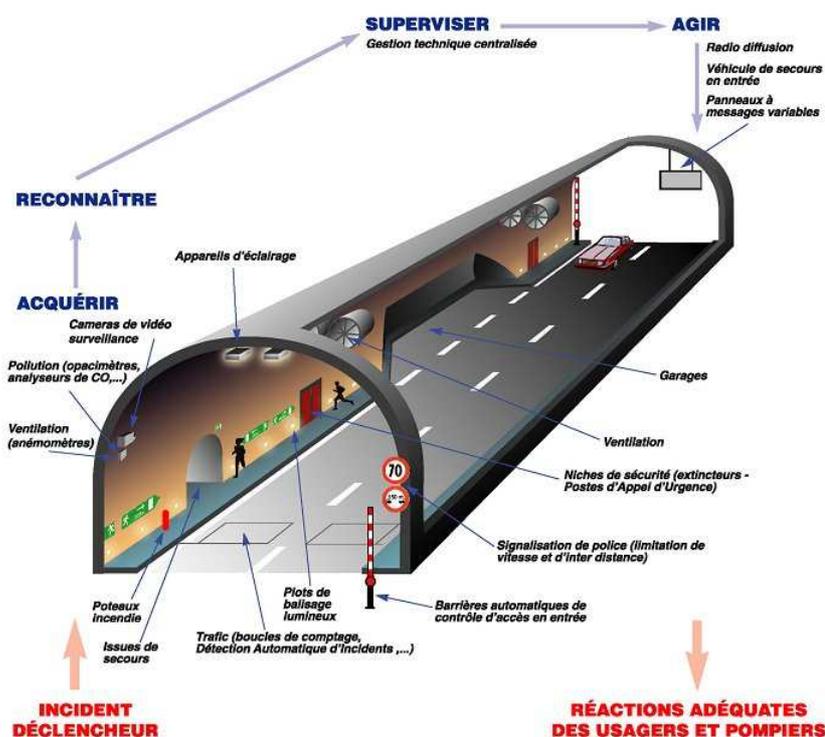


FIG. 1.1 – Schéma de principe des différents dispositifs permettant d’assurer la sécurité des usagers en tunnel.

- ou bien chercher à avoir un courant d’air longitudinal suffisamment fort pour pousser toutes les fumées vers l’un des côtés du tunnel, à condition que ce côté ait pu être évacué,
- ou bien chercher à limiter le courant d’air longitudinal pour conserver la stratification des fumées et les aspirer en plafond.

La première démarche correspond à une stratégie de ventilation longitudinale, la seconde à une stratégie de ventilation transversale.

Dans certains cas, il peut être utile de distinguer la phase d’évacuation, pendant laquelle il peut y avoir des usagers de deux côtés de l’incendie, et donc pendant laquelle il faut conserver la stratification des fumées, de la phase de lutte contre l’incendie, pendant laquelle il peut être avantageux de repousser les fumées d’un côté de l’incendie seulement pour permettre un accès dégagé de fumées de l’autre côté de l’incendie.

En ventilation longitudinale (voir figure 1.2), l’objectif est de repousser toutes les fumées d’un même côté du foyer à une vitesse suffisante pour éviter tout backlayering<sup>3</sup>. Avec ce type de ventilation, les fumées sont généralement déstratifiées à l’aval du foyer. La fonction de désenfumage ne peut être valablement assurée dans un tunnel où cohabitent les deux sens de circulation, car des véhicules peuvent être bloqués de part et d’autre du foyer, et le nuage de fumées déstratifiées

3. phénomène de nappe de retour remontant à contre courant dans le tunnel

atteindra nécessairement les uns ou les autres.

En revanche, dans un tube unidirectionnel non congestionné, la stratégie longitudinale est très efficace. Les usagers bloqués en amont du foyer sont protégés par le courant d'air, alors que les véhicules situés en aval du foyer peuvent poursuivre leur route librement vers la sortie du tunnel. Les services de secours peuvent accéder à l'incendie par le côté libre de fumées (ainsi que par les issues de secours).

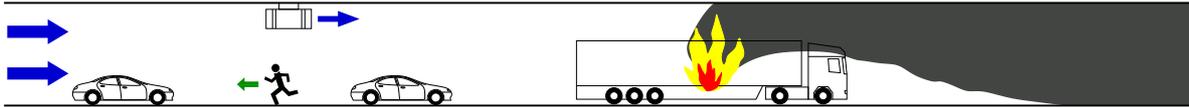


FIG. 1.2 – Schéma de principe du désenfumage en ventilation longitudinale.

En ventilation transversale (voir figure 1.3), la stratégie est de préserver la stratification des fumées et de les aspirer au plafond du tunnel en conservant une couche d'air frais sous la couche de fumée. La ventilation transversale peut donc être employée dans des cas où la ventilation longitudinale serait dangereuse, en particulier :

- les tunnels bidirectionnels, où il y a *a priori* des véhicules bloqués de chaque côté de l'incendie,
- et les tunnels unidirectionnels avec forte congestion fréquente du trafic, pour lesquels les véhicules situés en aval de l'incendie (dans le sens de la circulation) risquent de ne pas pouvoir s'échapper du fait de cette congestion.

Pour assurer la stratification des fumées, la vitesse du courant d'air doit être inférieure à une valeur limite de déstratification. Cette vitesse, difficilement quantifiable, est de l'ordre de 1.5 à 2 m s<sup>-1</sup> pour un incendie de poids lourd de dimensionnement<sup>4</sup> de puissance 30 MW. Pour garantir une vitesse faible de l'air à proximité de l'incendie, il est alors nécessaire de localiser l'incendie avec précision, puis d'agir sur le système de ventilation pour réduire la vitesse de l'air au droit de l'incendie.

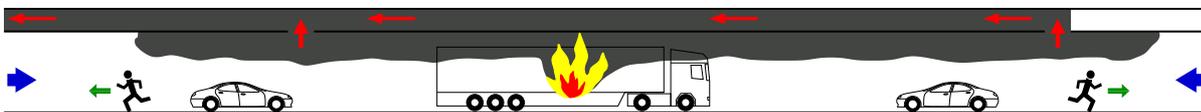


FIG. 1.3 – Schéma de principe du désenfumage en ventilation transversale.

4. Voir [14] pour plus de renseignements sur les incendies de dimensionnement

### 1.1.3 La mise en sécurité des usagers

Lors un incendie en tunnel, on divise les opérations de mise en sécurité des usagers en deux phases distinctes, dont les durées varient fortement en fonction du type d'ouvrage, des causes de l'incendie et de l'incendie lui-même :

1. La phase d'auto-évacuation : pendant cette phase qui dure jusqu'à l'intervention des secours, les usagers sont invités à évacuer le tunnel par leurs propres moyens
2. La phase d'intervention des secours

La chronologie de ces phases est résumée à la figure 1.4. Nous allons dans ce qui suit détailler ces deux phases.

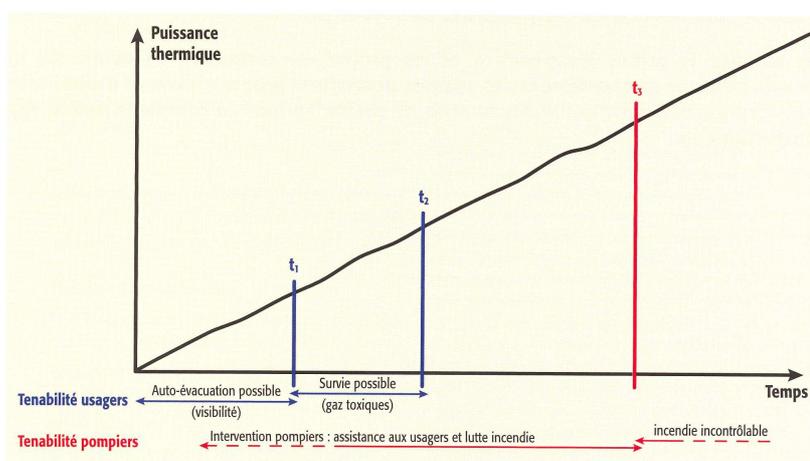


FIG. 1.4 – Enchaînement des différents temps de tenabilité qui caractérise la capacité d'un être humain à supporter les conditions ambiantes hostiles (chaleur, toxicité, ...).

#### Auto-évacuation des personnes

Les situations nécessitant l'auto-évacuation à pied des usagers doivent être identifiées le plus rapidement possible par le surveillant ou le service de permanence. La difficulté de cette phase réside dans la transmission de l'ordre d'évacuer aux usagers et plus particulièrement à ceux qui n'ont pas la perception physique de l'incendie et des risques encourus. Ceci est d'autant plus décisif que la dynamique d'un incendie de véhicule peut les surprendre. En effet, ces incendies commencent par couvrir à des puissances faibles avant de prendre, rapidement, une ampleur telle qu'ils ne sont plus maîtrisables par des personnes non entraînées. Ils exposent alors toutes les personnes présentes dans le tunnel à un danger grave et immédiat, y compris celles qui sont trop éloignées du foyer pour en percevoir les risques (effet de "guide de fumées").

L'ordre d'évacuer est d'autant plus difficile à transmettre que le degré d'exploitation du tunnel est faible. Dans le cas d'une permanence simple, les usagers devront prendre seuls la décision d'évacuer vers les issues de secours au vu de l'évolution de la situation (flammes, dégagement de

fumées, alerte par des usagers, . . . ). La seule aide dont ils disposent est la signalisation permanent des issues de secours.

Les degrés supérieurs de permanence et de surveillance introduisent progressivement des équipements dynamiques permettant d'alerter les usagers sur la nécessité d'évacuer :

- dispositifs renforçant la signalisation des issues de secours
- signalisation dynamique (panneau à message variable, . . . )
- incrustation de messages de sécurité sur les radios FM retransmises en tunnel

Afin de faciliter le cheminement des usagers vers les issues de secours, le système de ventilation doit permettre de maintenir des conditions tenables que cela soit en visibilité, toxicité ou chaleur.

### **Phase d'intervention des secours**

La phase d'intervention démarre dès l'arrivée des services d'incendie sur place et se décompose en deux temps : l'évacuation aidée et la lutte contre le feu.

**Evacuation aidée :** A leur arrivée sur place, les services de secours interviennent pour porter assistance, en priorité, aux usagers encore présents dans le tunnel et qui sont blessés par un accident ou asphyxiés par l'incendie, aux usagers à mobilité réduite attendant l'arrivée des secours dans les issues de secours ou aux usagers attendant dans les abris. Durant cette phase d'évacuation aidée, les usagers et les pompiers sont exposés, dans le tunnel, à des conditions ambiantes hostiles en raison notamment de la chaleur et de la toxicité.

**La lutte contre le feu :** La lutte contre le feu n'est pas l'objectif prioritaire. Toutefois, le commandant des opérations de secours peut décider de commencer rapidement cette opération si elle peut favoriser l'évacuation aidée. En tout état de cause, lorsqu'il a été vérifié qu'il n'y a plus d'usagers dans le tunnel, la lutte contre le feu est entreprise afin de limiter les dommages aux biens. Ceci doit se faire selon un niveau de risque acceptable pour le personnel des services d'incendie et de secours.

En cas de sinistre exceptionnel, une fois le tunnel évacué, il vaut souvent mieux laisser se dérouler l'incendie plutôt que mettre en danger les services de lutte contre le feu. De toute façon, la quantité de combustibles présents dans le tunnel est limitée et le risque de propagation à l'extérieur est presque nul ; tout incendie en tunnel, aussi violent soit-il, finit toujours par s'éteindre faute de combustible.

## **1.2 Contexte de l'application des SFLF en tunnel**

### **1.2.1 La position de l'AIPCR**

L'association mondiale de la Route (AIPCR) est une association à but non lucratif, fondée en 1909 pour promouvoir la coopération internationale dans les domaines de la route et du transport routier. Parmi les thèmes abordés dans les comités techniques de l'AIPCR, l'exploitation des

tunnels routiers en est un de première importance. Les publications de l'AIPCR dans le domaine font souvent office d'état de l'art.

Il faut remonter à 1983 et aux actes du Congrès Mondial de la Route de Sydney, pour trouver mention d'une discussion sur les systèmes fixes de lutte contre le feu. Les dernières recommandations publiées par l'AIPCR sur ce sujet dataient de 1999 [50] avant d'être remises à jour récemment [51]. La position "historique" de l'AIPCR de 1999 était relativement réservée à l'égard des systèmes fixes de lutte contre le feu. Elle est surtout liée au parti pris technologique de l'époque. En effet, les difficultés liées à l'utilisation d'un *système d'arrosage* (pour reprendre les termes du rapport) dont fait état le rapport [50] se basent sur la technologie disponible à la fin des années 90 pour les systèmes d'aspersion. Il s'agit principalement de systèmes dit "sprinkler" (voir section 1.3.1) c'est-à-dire proche des systèmes que l'on trouve dans les bâtiments notamment aux Etats-Unis. Ces systèmes sont activés automatiquement par thermo-fusible et produisent des gouttes de diamètre important (de l'ordre du millimètre).

Depuis, les innovations et évolutions technologiques, notamment l'introduction des systèmes "brouillard d'eau", ont poussé à reconsidérer la position de l'AIPCR sur le sujet. Le nouveau document [51] fait la synthèse des connaissances et des expériences dans le domaine et met en avant la nécessité de réaliser une étude de faisabilité au cas par cas avant installation d'un SFLF en tunnel. Cette étude devra adopter une démarche risques-coûts/bénéfices déjà prônée par la Directive Européenne 2004/54/CE.

### 1.2.2 Exemples d'utilisation des SFLF dans le monde

Dans la suite de cette section, nous listons les installations existantes de SFLF en tunnel ainsi que les installations en projet dans divers pays, dont le CETU a eu connaissance. En préambule, il est intéressant de s'attarder sur les principales conclusions du projet européen UPTUN qui a été un élément déclencheur fort d'une nouvelle vision sur les SFLF en tunnel, notamment en Europe.

#### Projet européen UPTUN

Les essais réalisés dans le cadre du projet européen UPTUN (*cost-effective, sustainable and innovative UPgrading methods for fire safety in existing TUNnels*) ont eu un impact important sur les recherches entreprises sur les SFLF ainsi que sur les décisions d'installation, dans les pays européens. Ils font l'objet d'une large description dans [53] et nous allons ici en reprendre uniquement les éléments principaux.

Deux campagnes avec des objectifs différents ont été réalisées dans le cadre d'UPTUN. La première [30] visait à évaluer l'efficacité des systèmes actuels sur un foyer, alors que la seconde [49] faisait appel à des systèmes innovants à base de brouillard d'eau haute pression.

A l'heure actuelle, la majorité des constructeurs préconise l'installation en tunnel de systèmes haute pression. C'est pourquoi la deuxième campagne d'essais UPTUN semble la plus intéressante à exploiter. Lors de cette campagne, un grand nombre d'essais, avec à la fois un

système basse pression et un système haute pression, a été réalisé. Les données fournies par les rapports sont relativement complètes.

Globalement, ces essais mettent en évidence les capacités des systèmes brouillard d'eau à limiter les températures en aval à des valeurs proches de 50° et à réduire de façon notable la puissance des foyers à base de bacs d'heptane. La comparaison des deux campagnes d'essais montre l'efficacité, en termes de consommation d'eau, des systèmes brouillard d'eau.

## Allemagne

Jusqu'à présent aucun tunnel allemand ne dispose d'un SFLF. Un projet de recherche et développement sur le sujet financé par le gouvernement (projet SOLIT pour Safety of Life in Tunnels) a permis la réalisation d'essais en vraie grandeur dans la galerie San Pedro de Anes en Espagne (région d'Oviedo). Cette galerie de 600 m de long, 9.80 m de large et 5.20 m de haut, permet d'effectuer des essais en simulant soit un système de ventilation longitudinal, soit un système semi-transversal (extraction uniquement).

Pour ces tests, 2 types de foyer ont été utilisés :

- bac de fuel partiellement couvert (foyer similaire aux essais UPTUN, voir [53])
- foyer de palettes de bois recouvert d'une bâche thermo-fusible (équivalent à une remorque de PL)

Les puissances maximales atteintes sont d'environ 50 MW avec ces types de foyer. Pour les essais avec des palettes, une cible a été placée 5 m en aval du foyer afin d'évaluer les capacités du système d'aspersion à limiter la propagation du feu. Le système d'aspersion utilisé est un système haute pression composé de 3 lignes d'aspersion, mis à disposition par Fogtec. En configuration il est similaire à celui utilisé pour les essais à échelle réduite au CSTB (voir chapitre 5). La longueur d'aspersion totale est de 35 m centrée sur le foyer.

Ces essais doivent faire l'objet d'une synthèse globale prochainement. Cependant les premiers résultats communiqués sont intéressants. Outre la limitation des niveaux de température à l'aval de l'incendie, ces essais montrent l'importance du moment d'activation dans la lutte d'incendie de poids lourds, représenté par le cas du foyer de palettes avec bâche thermo-fusible. En effet, le système d'aspersion, si activé trop tôt, refroidit la bâche qui ainsi préserve le foyer de l'effet du système d'aspersion. La puissance a ainsi tendance à augmenter.

## Australie

En Australie, seuls les tunnels urbains supérieurs à une longueur significative<sup>5</sup> sont équipés de systèmes d'aspersion de type déluge, depuis le début des années 90. Initialement, l'objectif recherché par l'installation de ces systèmes était une protection de l'infrastructure du tunnel. Dans certains cas particuliers (présence d'un poste de contrôle-commande, surveillance vidéo et/ou détection automatique d'incident) l'évacuation des usagers est prise en compte dans l'activation du système.

---

5. La limite inférieure n'est pas précisée.

La philosophie australienne consiste à activer le système d'aspersion dès que l'incendie a été confirmé afin de limiter le développement du foyer et ainsi minimiser les risques. Vis-à-vis de la limitation de la croissance du foyer et donc des risques encourus, les phénomènes de déstratification ou de réduction de la visibilité sont considérés comme des problèmes de moindre importance. Bien évidemment une activation rapide du système d'aspersion est tributaire du bon fonctionnement des équipements de détection et de localisation du foyer.

### **Autriche**

Au printemps 2000 des essais d'aspersion ont été menés dans un tunnel autoroutier autrichien. 10 essais avec et sans aspersion ont été réalisés avec des bacs de fuel comme foyer. Les essais étaient orientés vers l'évaluation des conditions de visibilité et de toxicité des fumées en aval de l'incendie [76]. Le système d'aspersion s'apparente plus à un rideau d'eau qu'à un système d'aspersion de type brouillard d'eau décrit plus haut (voir section 1.3.1). Il s'agit de plusieurs portiques comportant des buses et travaillant à basse pression (de l'ordre de 6 bar). Trois portiques sont installés dans le tunnel, un en amont et deux en aval du foyer. Chaque portique est distant d'environ 60 m, le deuxième étant centré sur le foyer.

Depuis, deux tunnels sont équipés d'un SFLF fourni par Aquasys. Le premier d'entre eux, le tunnel Mona Lisa à Linz est un tunnel urbain de 775 m de long, bi-directionnel et ventilé longitudinalement. La présence de feux tricolores à l'intérieur, du fait d'une intersection, engendre une certaine congestion dans le tunnel. Le système de type déluge "brouillard d'eau" est relié à un système de détection automatique d'incident. En cas d'incendie, une alarme est émise auprès des services de secours et de lutte contre le feu. Ce sont les pompiers qui, une fois arrivés à la tête du tunnel, prennent la décision d'activer le système d'aspersion par le biais d'un pupitre de commande<sup>6</sup>. Le système déluge est composé de 4 lignes d'aspersion et est directement relié au réseau d'alimentation en eau de la ville de Linz.

Le deuxième tunnel autrichien à disposer d'un SFLF est le tunnel de Felbertauern. Ce tunnel bi-directionnel de 5.3 km de long à travers les Alpes et de faible section est soumis à de fortes différences de pression aux têtes qui engendrent des vitesses d'air en tunnel pouvant atteindre les  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Une activation automatique du SFLF au bout d'un délai paramétrable est envisagée.

### **Espagne**

A l'heure actuelle, deux tunnels sont équipés de SFLF en Espagne. Le tunnel de Viehla (Pyrénées) est équipé d'un SFLF "basse pression" sans que des essais préalables avec un tel système n'aient été réalisés. Ce tunnel bi-directionnel long de 5.2 km (avec une pente descendante de 4.5 %) à trois voies de circulation est un des premiers en Europe à disposer d'un SFLF "basse pression". Ce système est dimensionné pour permettre de protéger la structure par un refroidissement de la zone du foyer. L'activation du système se fait par le biais d'un opérateur.

---

6. Ce pupitre (un à chaque tête) permet également de gérer la ventilation du tunnel

Tunnel	Longueur [m]	Tubes (voies)	SFLF	Nb cantons
CANA Northbound	470	1 (3)	déluge/mousse	15
CANA Southbound	275	1 (3)	déluge/mousse	9
Mercer Island	914	3 (8)	déluge/mousse	37
Mount Baker Ridge	1067	3 (8)	déluge/mousse	50
Battery Street Convention Center	671 167	2 (4) 1 (12)	déluge/eau déluge/mousse	14 9

TAB. 1.1 – Caractéristiques de tunnels américains équipés de SFLF.

L'autre tunnel équipé d'un SFLF est celui situé sur le "super-périphérique" de Madrid, la M30. Ce tunnel, de 6 km de long à deux tubes supportant un trafic important par jour, comporte un système d'aspersion "haute pression" pour certaines sections (au nombre de 7). Du fait de retard dans la construction, le tunnel n'est pas équipé d'un SFLF dans son ensemble. Parmi ces sections, 5 sont équipées d'un système d'origine Marioff, les 2 autres étant fournies par Fogtec. Les sections du tunnel sous aspersion sont considérées comme les plus critiques en termes de sécurité des usagers. En effet, elles comportent de nombreux échangeurs qui peuvent impliquer une section transversale comportant jusqu'à 6 voies de circulation. A noter que la hauteur sous plafond importante des sections équipées a demandé des dispositions d'installation particulières pour le SFLF. En effet, les lignes d'aspersion sont situées 1 m sous le plafond dont la hauteur est de 6.20 m.

## Etats-Unis

Actuellement, 6 tunnels routiers, sur l'ensemble du territoire américain, sont équipés de SFLF, ce qui représente une très faible partie des tunnels américains. Il s'agit de 2 tunnels de la Central Artery North Area (CANA) à Boston, et de 4 tunnels dans la ville de Seattle. Le tableau 1.1 récapitule les caractéristiques de ces tunnels et de leur système d'aspersion. Pour l'ensemble de ces tunnels, l'installation d'un SFLF résulte d'une volonté de préserver la structure du tunnel mais apparaît aussi comme une réponse à la non mise sous escorte des transports de matières dangereuses dans ces tunnels. Un nouveau tunnel à Seattle d'environ 1000 m de long, pour lequel l'installation d'un SFLF est envisagée, est actuellement en projet. A noter également qu'un tunnel équipé de SFLF est en projet à Miami.

## France

Le tunnel de l'A86 Ouest sera le premier tunnel en France équipé d'un SFLF "haute pression" fourni par Marioff. Ce tunnel à gabarit réduit (2.55 m de haut) réservé aux véhicules légers, se compose de deux étages, un par sens de circulation. Chaque étage est alors ventilé en longitudinal. Des essais préliminaires visant à démontrer l'efficacité du système ont été menés dans la galerie d'Hagerbach (Suisse) en 2003 [29] et en 2005.

Lors de la première campagne, trois essais avec aspersion ont été menés avec des foyers réels de VL. Les essais se différencient par la configuration du foyer retenue (2 voies ou 3 voies, voir figure 1.5). Pour ces essais, le système d'aspersion employé était un système "moyenne pression" (20 bar) produisant un spray de classe 1 au sens de la norme NFPA soit  $d_{v90} \leq 100\mu\text{m}$  (voir section 1.3.1), système non retenu pour l'installation définitive.

Une deuxième campagne d'essais a été réalisée sur le même site en septembre 2005. Ces essais, beaucoup moins instrumentés que les premiers, visaient à qualifier le système définitif à haute pression (de marque Marioff).

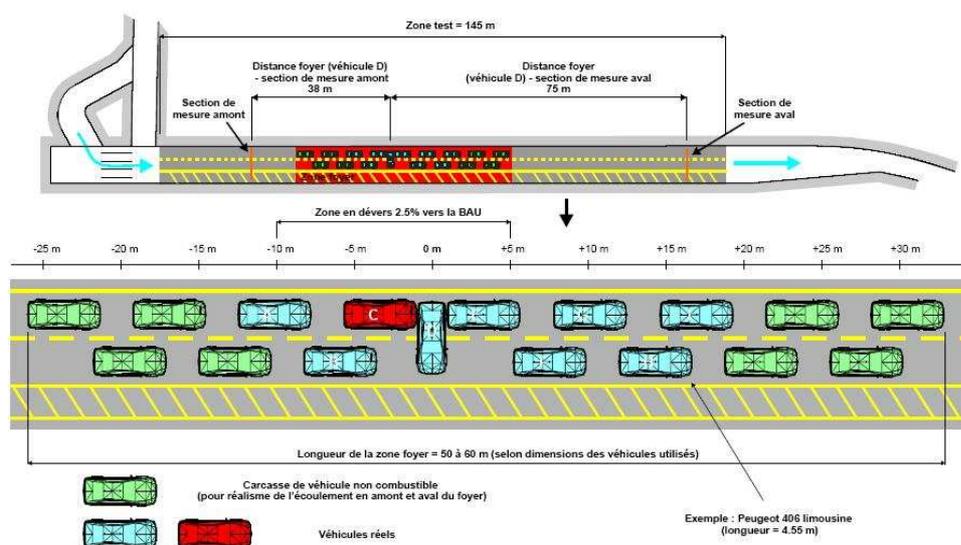


FIG. 1.5 – Disposition des véhicules dans la zone de test (Galerie VSH à Hagerbach) [29].

## Italie

Des essais dans le tunnel de Virgolo, situé sur l'autoroute du Brenner, ont été menés dans le cadre d'un groupe de travail du projet UPTUN [10]. Le but était de tester plusieurs dispositifs de mise en sécurité du tunnel, mais aussi d'évaluer le comportement humain lors d'un incendie en tunnel ainsi que des aspects liés à la structure du tunnel. Parmi les dispositifs de mise en sécurité, trois d'entre eux ont été utilisés :

- rideaux d'eau à l'amont et à l'aval du foyer
- ballons d'air pour le compartimentage

- brouillard d'eau

Le système de brouillard d'eau a été employé pour un test à 20 MW et un à 30 MW mais en conjonction avec le système de rideaux d'eau pour ce dernier cas. Le système a été fourni par Fogtec. Suite à ces essais, l'exploitant de ce tunnel a décidé de conserver le système d'aspersion installé.

## **Japon**

Le Japon a été le premier pays à introduire des systèmes d'aspersion en tunnel et ce depuis plus de 40 ans<sup>7</sup>. Cette expérience importante se traduit par différentes réglementations sur le sujet propres à chaque exploitant autoroutier<sup>8</sup>. L'installation est fonction de la longueur du tunnel (supérieur à 3 km) et du niveau de trafic dans l'ouvrage (supérieur à 4000 veh/jour par tube).

Le ministère des Transports hollandais a commandé en 2001 un rapport sur l'expérience japonaise en matière de systèmes utilisant la technologie "sprinkler" [75], rapport disponible en anglais. L'expérience montre que les SFLF sont efficaces pour limiter la propagation du foyer et l'échauffement de la structure. Cependant ils ne permettent pas d'éteindre le foyer, le recours aux pompiers étant toujours nécessaire. L'activation de ces systèmes est toujours manuelle par le biais d'un opérateur.

Ce document fait également un point relativement sommaire sur les essais conduits par les exploitants de tunnels japonais pour mettre au point leurs réglementations en matière de système d'aspersion. Le recensement des essais en vraie grandeur effectué dans le rapport est repris sous forme synthétique dans le tableau 1.2. A noter que le recensement s'arrête avec des essais réalisés en 1985. Depuis cette date, de nouvelles technologies ont été introduites et la réglementation a évolué. Il est difficile de croire qu'il n'y a pas eu d'essais plus récents.

## **Pays-Bas**

Beaucoup de travaux de recherche sont menés aux Pays-Bas sur les SFLF. En 2001, des essais avec un système "grosses gouttes" ont été réalisés dans le Benelux Tunnel [24], dont les conclusions ont été les suivantes :

- le système ne permet pas d'éteindre un incendie dans un véhicule
- la réduction de visibilité induite par le SFLF est telle qu'il est difficile de trouver les issues de secours
- les conditions en aval de l'incendie pour une puissance de 25 MW sont difficilement supportables mais pas critiques en regard de la tenabilité
- le système limite la propagation du foyer en refroidissant les véhicules proches du foyer

---

7. Le premier tunnel équipé d'un système d'aspersion a été le tunnel de Tennozan (Meishin Expressway) en 1963.

8. Japan Highway Public Corporation (JH) a inclus les systèmes sprinklers dans sa réglementation dès 1967.

Expérimentation	Foyer	Ventilation	Date
Essai dans le tunnel Tennozhan	bac d'alcool (8 m <sup>2</sup> )	semi-transversal	1963
Feux de véhicules pour la conception de dispositifs de sécurité en tunnel	bac d'essence (6 m <sup>2</sup> ), bus	longitudinal	1968
Essais incendie avec véhicules	VL, camionnette, remorque de PL, bac d'essence (6 m <sup>2</sup> )	longitudinal	1968/1969
Essai dans le tunnel de Nihonzaka	bac de méthanol (6 m <sup>2</sup> )	semi-transversal	1969
Essai dans le tunnel du port de Tokyo	bac d'essence (1 m <sup>2</sup> )	semi-transversal	1976
Essai dans les tunnels de Tohoku Expressway	bac d'essence (1 m <sup>2</sup> )	?	1979
Essais incendie de véhicules	bac d'essence (4 m <sup>2</sup> ), bus	longitudinal	1983
Essais dans le tunnel Enasan	bac d'essence (1 et 2 m <sup>2</sup> )	longitudinal	1985
Essais dans le tunnel Kan'etsu	bac d'essence (4 m <sup>2</sup> ), bus	longitudinal	1985

TAB. 1.2 – Essais en vraie grandeur de systèmes d'aspersion dans les tunnels japonais.

Une analyse a aussi été menée pour l'installation d'un SFLF dans les tunnels ferroviaires de la Betuwe Route, une liaison fret entre le port de Rotterdam et l'Allemagne. L'analyse de risques a montré qu'un niveau de sécurité acceptable pouvait être atteint dans ces tunnels sans avoir recours à un SFLF, uniquement en améliorant la ventilation du tunnel.

Le ministère hollandais des transports souhaite également conduire une installation pilote d'un SFLF utilisant un mélange mousse + air comprimé (CAF) en tunnel routier. Le choix s'est porté sur des tunnels autoroutiers unidirectionnels et ventilés en longitudinal. Un article publié en 2005 [64] donne plus de précisions concernant cette expérimentation. Les tunnels choisis sont des tunnels en construction situés sur l'autoroute A73 : Swalmen (400 m) et Roermond (2 km). Les conditions d'utilisation du système sont définies à l'aide des deux scénarios d'incendie suivant :

- feu de nappe (heptane) de 100 m<sup>2</sup>
- feu de véhicules : 1 PL avec un chargement de 100 m<sup>3</sup> de palettes de bois + 3 VL

Le système CAF, quant à lui, se compose d'une installation fixe de type déluge et de lances incendie pour les pompiers. Chaque poste déluge alimente des cantons de 4 lignes d'aspersion et d'environ 15 m de long. Le nombre de buses sur chaque ligne n'est pas précisé mais devrait être de 4 (lignes transversales). L'activation du système fixe se fera en maintenant la ventilation de désenfumage à un niveau compris entre 2.5 et 5 m s<sup>-1</sup>. Aux dernières nouvelles, l'installation

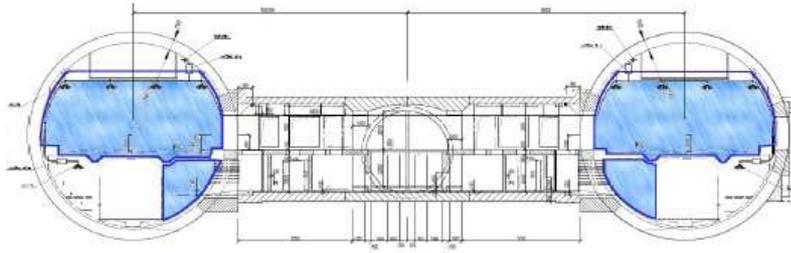


FIG. 1.6 – Profil en travers du tunnel de Silverforest (Russie). En bleu, les espaces équipés d'un système d'aspersion.

du système CAF a été abandonnée du fait du surcôt important par rapport à un système d'aspersion par brouillard d'eau (environ 5 fois plus cher). C'est ce dernier qui a été installé dans les deux tunnels.

## Russie

A Moscou, un projet d'installation d'un système d'aspersion dans le tunnel de Silverforest est en cours. Ce tunnel bi-tube de 4 km de long possède la particularité de disposer d'un espace dédié au métro en plus de l'espace routier (voir figure 1.6). Pour cette raison, l'installation du système d'aspersion vise essentiellement à protéger la structure de l'ouvrage en cas d'incendie dans la partie routière. Le projet d'installation du SFLF prévoit également l'installation d'un système similaire pour le tunnel des câbles situés en dessous de l'espace routier. Fogtec est partie prenante pour l'installation de ces différents systèmes.

### 1.2.3 Attentes de sécurité vis à vis des SFLF

Afin de pouvoir préciser les attentes et les objectifs liés à la sécurité des usagers pour un SFLF, une méthode analytique a été employée [77]. En effet, il paraît nécessaire d'inclure de façon appropriée un SFLF dans la démarche de mise en sécurité des usagers telle que présentée à la section 1.1. D'une façon générale, les principaux apports d'un SFLF que l'on peut espérer en tunnel sont, par ordre chronologique d'apparition des effets :

1. Améliorer les conditions de tenabilité aux gaz toxiques et à la chaleur
2. Prolonger la durée de l'évacuation aidée
3. Faciliter l'action des pompiers sur l'incendie
4. Protéger l'infrastructure du tunnel

Afin de parvenir à ces objectifs, l'activation d'un SFLF doit respecter les conditions favorables d'évacuation qui peuvent prévaloir au début de l'incendie, comme par exemple la stratification des fumées pour un tunnel en ventilation transversale.

Cela étant, même si les objectifs d'un SFLF sont clairement identifiés, son activation soulève des questions importantes concernant l'évaluation du niveau de sécurité. Ces interrogations peuvent se traduire par les thèmes de réflexion suivants :

- Comment intégrer un système d'aspersion dans la chaîne de sécurité du tunnel ? (réflexion sur les scénarios d'activation)
- L'aspersion dégrade-t-elle les conditions d'auto-évacuation des usagers ?
- L'aspersion améliore-t-elle le niveau de sécurité global de l'ouvrage ?
- Quels sont les coûts d'installation et de maintenance d'un système d'aspersion ?

Cette dernière thématique est plus d'ordre économique que sécuritif, mais reste d'importance. Dans le cas particulier des tunnels bidirectionnels anciens qui nécessitent une mise en conformité, une question complémentaire apparaît : un tunnel équipé d'une ventilation longitudinale couplée à un SFLF se compare-t-il favorablement, en termes de coûts et de niveau de sécurité, au même tunnel équipé d'une ventilation transversale ?

### 1.3 Etat des connaissances sur les SFLF en tunnel

Cette section fait le point sur les connaissances dont on dispose à la fois sur les technologies utilisables pour des SFLF en tunnel et sur leurs effets attendus dans le cas d'un incendie en tunnel. Elle se base sur les résultats préliminaires obtenus lors de l'étude sur les SFLF menée par le CETU et la DDSC en collaboration avec BG Ingénieurs Conseils [28].

#### 1.3.1 Technologies des SFLF à base d'eau

Cette section décrit les différents types de SFLF utilisant l'eau comme agent extincteur, disponibles sur le marché. D'autres agents extincteurs peuvent être utilisés dans un SFLF comme de la mousse ou de l'eau additionnée de liquides tensio-actifs. Cependant, l'eau pure est l'agent extincteur le plus communément utilisé en matière de lutte contre le feu, principalement du fait de son pouvoir d'absorption de chaleur particulièrement élevé, mais aussi parce qu'elle peut être utilisée contre la plupart des foyers [27]. C'est pourquoi nous en sommes restés à l'eau comme agent extincteur dans les SFLF considérés par la suite.

En outre, afin de répondre aux différentes questions soulevées précédemment, l'architecture d'un système type a été déduite à partir des réponses des fabricants aux sollicitations du CETU.

#### Principes de mise en oeuvre d'un SFLF

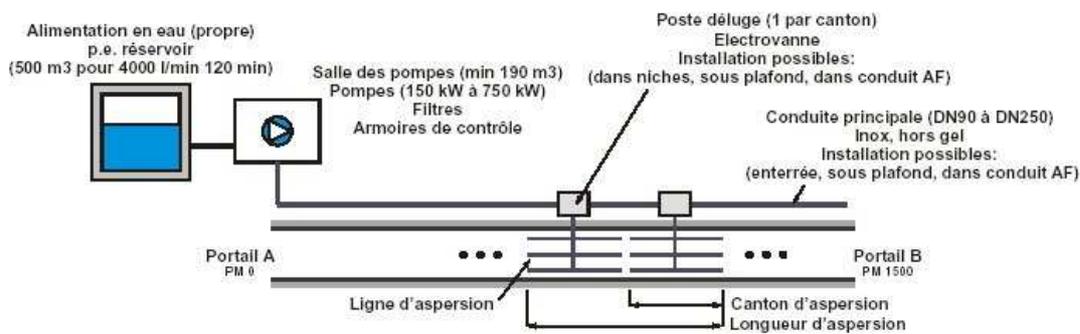
Nous nous attardons ici sur les éléments discriminants qui permettent de classer les différents types de SFLF utilisant l'eau comme agent extincteur. A priori, ces éléments sont au nombre de trois.

**Le réseau d'eau :** Pour une utilisation optimale d'un SFLF en tunnel, on préconise souvent de ne pas utiliser le réseau incendie du tunnel. En effet, sa faible pression d'eau (environ 6

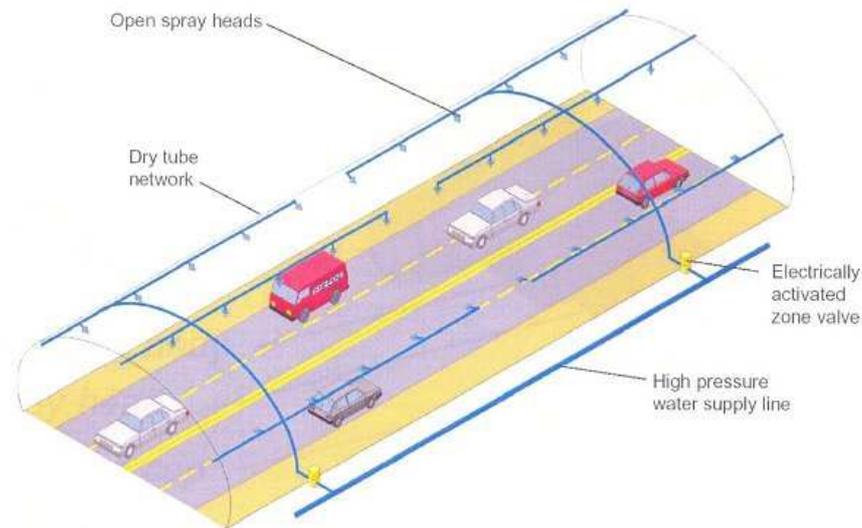
bar) et son volume d'eau limité ne permettent pas de l'utiliser à la fois pour un SFLF et pour les pompiers amenés à éteindre l'incendie. Un réseau d'eau, constitué de tuyaux et de buses d'aspersion, doit être construit spécifiquement pour le SFLF.

L'installation doit aussi contenir des pompes pour mettre en pression<sup>9</sup> le réseau ainsi qu'un réservoir d'eau claire de très bonne qualité. La figure 1.7 présente le schéma de principe d'une installation d'un SFLF en tunnel ainsi qu'un exemple de réalisation.

**Méthode d'activation :** Il y a sur le marché principalement deux méthodes d'activation. La première est celle qui consiste à utiliser des thermo-fusibles pour chaque buse. Dans ce cas précis, l'eau est libérée lorsque la température à la buse dépasse la température d'activation



(a) Vue générale de l'installation



(b) Détail de deux cantons d'aspersion

FIG. 1.7 – Schémas de principe de l'installation d'un SFLF et des équipements annexes en tunnel.

9. pression qui peut parfois être relativement élevée (jusqu'à 80 bar pour un système "haute pression")

du thermo-fusible. En général cette dernière température peut être fixée entre 60 et 350° en fonction de la taille du volume à protéger et de la puissance prévisible de l'incendie. Cette méthode d'activation reste très utilisée pour la protection contre le feu d'entrepôts industriels ou de locaux où le compartimentage est possible (immeubles, ERP, ...). On la nomme souvent méthode "sprinkler".

L'autre solution envisageable consiste à activer manuellement ou automatiquement les buses situées dans une certaine zone, appelée canton d'aspersion, à l'aide d'une valve télécommandée. Il s'agit de la méthode "déluge" présentée à la figure 1.7. Cette solution semble préférable dans le cas d'un tunnel, du fait qu'elle permet d'éviter le déclenchement inutile de buses situées loin de la zone de l'incendie et ainsi une augmentation importante de la consommation d'eau.

**Paramètre de taille des gouttes :** Une autre distinction entre les différents SFLF concerne la taille des gouttes produites. La figure 1.8, reprise de [27], présente la nomenclature adoptée pour qualifier les jets issus de systèmes d'aspersion d'eau suivant la taille des gouttes. Cependant

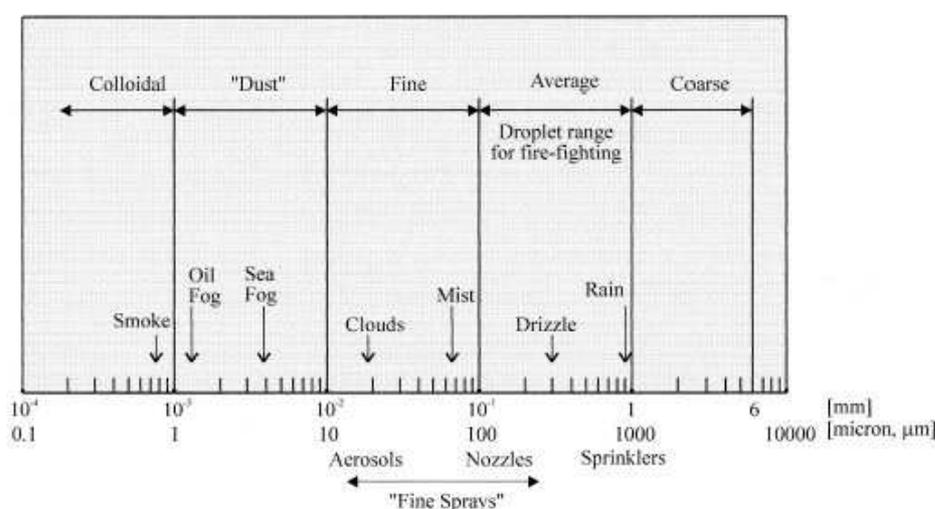


FIG. 1.8 – Nomenclature des différents types de jets de gouttes suivant le diamètre caractéristique [27].

cette distinction est intimement liée à la notion de diamètre caractéristique des gouttes créées par le SFLF. La plupart du temps, on utilise des diamètres cumulés en volume, noté  $d_{v,XX}$ . Cette notation signifie que  $XX$  % des gouttes en volume a un diamètre inférieur à la valeur de  $d_{v,XX}$ . Les diamètres les plus courants sont le diamètre médian  $d_{v50}$  et le diamètre  $d_{v90}$ .

Dans le cas particulier des "brouillards d'eau", la réglementation américaine a introduit 3 classes en fonction de la finesse de la distribution (voir figure 1.9). Les sprays de classe 1 sont définis comme ceux pour lesquels  $d_{v90}$  est inférieur à 200  $\mu\text{m}$ , soit que 90 % du volume d'eau injecté est formé par des gouttes de diamètre inférieur à 200  $\mu\text{m}$ .

Il existe plusieurs technologies permettant d'obtenir une taille donnée de gouttes : en utilisant

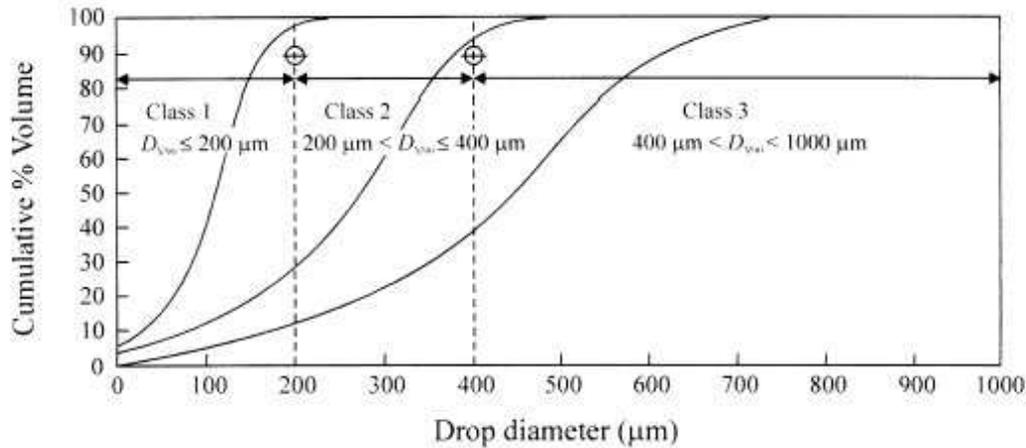


FIG. 1.9 – Classification des brouillards d'eau suivant la distribution de gouttes [27].

simplement la pression de l'eau dans la conduite ou à l'aide d'un gaz propulseur. Quelques méthodes d'obtention d'une distribution donnée de gouttes sont décrites dans [27].

### Architecture type d'un SFLF

Pour pouvoir obtenir une architecture type pour le SFLF qui peut être installée dans la configuration type de tunnel retenue précédemment, le CETU et BG Ingénieurs Conseils ont sollicité les constructeurs afin qu'ils fournissent des dimensionnements précis. Le tableau 1.3 présente les valeurs clé du dimensionnement du SFLF telles que proposées par les constructeurs.

A la lumière de ces données, on remarque qu'un système "grosses gouttes" implique une plus grande consommation d'eau pour une longueur totale d'aspersion moindre par rapport à un système "brouillard d'eau". Cette tendance est confirmée par l'examen de la densité de flux qui représente en fait le débit d'eau ramené au volume de tunnel aspergé. Ainsi, la taille de la réserve d'eau nécessaire pour un fonctionnement du système pendant 1 heure varie entre 54 et 240 m<sup>3</sup> pour un système "brouillard d'eau" et entre 240 et 540 m<sup>3</sup> pour un système "grosses gouttes".

**Remarque.** Il est à préciser que souvent dans le domaine des SFLF on emploie la notion de débit volumique par surface aspergée pour exprimer la densité de flux. La densité de flux utilisée ici va plus loin en intégrant aussi une dimension de hauteur qui peut avoir son importance dans les tunnels à gabarit réduit par exemple. □

Il apparaît des données du tableau 1.3 et de la discussion précédente, que les constructeurs considèrent les systèmes "brouillard d'eau" comme mieux adaptés aux problématiques de l'incendie en tunnel. Leur faible consommation d'eau adossée à une longueur d'aspersion importante représente un atout indéniable. Pour réaliser l'atomisation du jet d'eau issu de la ligne d'aspersion en une multitude de gouttes de diamètre inférieur à 200 µm, les buses d'un système "brouillard d'eau" nécessitent une pression élevée, en général bien supérieure à 40 bar.

	Nombre de cantons (longueur)	Nombre de lignes par canton	Nombre de cantons en service (longueur totale d'aspersion)	Débit volumique [l/min] (densité de flux [l/min/m <sup>3</sup> ])
<i>Systèmes déluge "brouillard d'eau" (Spray de classe 1)</i>				
A	75 (20 m)	3	2 ou 3 (40 à 60 m)	900 à 4000  (0.3 à 0.8)
B	38 (40 m)	3	3 (120 m)	
C	30 (50 m)	-	3 (150 m)	
D	50 (30 m)	2 à 3	2 (60 m)	
<i>Systèmes déluge "grosses gouttes"</i>				
E	45 (33 m) ou 30 (50 m)	2	1 (33 ou 50 m)	9000 (3.7 à 5.6)
F	50 (30 m)	-	1 (30 m)	4000 (2.7)

TAB. 1.3 – Paramètres de dimensionnement d'un SFLF proposés par les constructeurs.

### 1.3.2 Effets d'un SFLF sur un incendie en tunnel

#### Réduction de la puissance du foyer

Les effets d'un SFLF sur la réduction de puissance du foyer peuvent s'entendre de deux façons : soit le système agit directement sur la puissance de l'objet en feu, soit il limite la propagation du feu ce qui contribue à en limiter la puissance. Ce qui nous préoccupe ici est plutôt le premier phénomène, à savoir l'effet direct sur l'objet en feu. Le second mécanisme peut être relié à la réduction de la température des gaz et du flux de chaleur émis, et sera envisagé plus loin.

Dans le cas d'un feu de bac, la réduction de puissance par action d'un SFLF se fait principalement par les deux mécanismes suivants :

- refroidissement de la flamme dû à l'évaporation de l'eau dans la flamme
- action sur la surface du combustible

Bien qu'un incendie en tunnel soit assez éloigné d'un feu de bac, nous considérerons par la suite que ces deux mêmes phénomènes régissent la réduction de puissance du foyer.

Décrivons de façon plus précise le phénomène. Le débit d'eau injecté dans le corps de la flamme par le SFLF permet de réduire la température de la flamme. On assiste alors à une diminution du couplage radiatif entre la flamme et la surface de l'objet en feu. Cela entraîne une réduction du débit de vaporisation du combustible, ce dernier étant proportionnel au flux de chaleur incident sur la surface, et on aboutit ainsi à un ralentissement de la combustion et donc à une réduction de la puissance émise. Des mécanismes similaires peuvent être développés lorsque l'eau injectée atteint directement la surface de l'objet en feu, l'énergie absorbée par évaporation affectant le taux de vaporisation en conséquence. Ce mécanisme est schématisé à la figure 1.10. Sur cette figure  $\dot{Q}$  représente la puissance de combustion,  $\dot{Q}_{conv}$  la puissance convective émise par

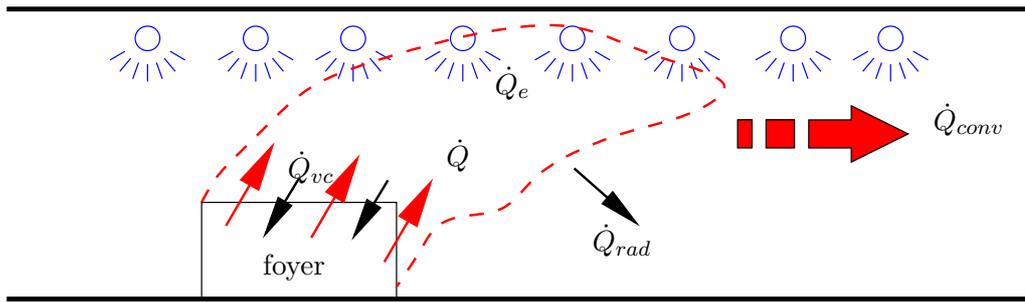


FIG. 1.10 – Schéma représentant le bilan de puissance global au niveau de la flamme en présence d’aspersion.

le foyer,  $\dot{Q}_{rad}$  la puissance radiative,  $\dot{Q}_{vc}$  la puissance nécessaire à l’évaporation du combustible et  $\dot{Q}_e$  la puissance absorbée par les gouttes d’eau.

Une fois le phénomène principal décrit, il nous reste à analyser la réponse technique apportée par les fabricants de SFLF en vue d’une efficacité maximale. Comme nous l’avons souligné précédemment, deux philosophies coexistent dans le domaine des SFLF : les systèmes “grosses gouttes” et les systèmes “brouillard d’eau”. D’un point de vue évaporation, puisqu’il s’agit du phénomène prépondérant permettant la diminution de la puissance, la durée de vie des grosses gouttes peut être jusqu’à 20 fois supérieure à celle des gouttes issues d’un brouillard. On voit alors que suivant la taille des gouttes l’évaporation ne se produit pas dans la même zone du foyer. Pour les grosses gouttes, on a un effet refroidissant sur la flamme assez faible mais un pouvoir de pénétration élevé qui leur permet d’atteindre et de mouiller la surface en feu. Pour les gouttes fines d’un brouillard d’eau, c’est le contraire, la quasi-totalité de l’évaporation ayant lieu dans la flamme. Bien évidemment, ces conclusions s’entendent pour des foyers non cachés. Si la surface en feu est cachée, il faut sûrement faire intervenir d’autres phénomènes pour expliquer la réduction de puissance. En l’état actuel des connaissances, il est difficile de privilégier l’une ou l’autre des philosophies présentées.

Un phénomène souvent associé à l’évaporation des gouttes dans la flamme est celui du remplacement de l’oxygène par la vapeur d’eau ou inertage. En effet, par évaporation est générée une grande quantité de vapeur d’eau, celle-ci se mélangeant à l’air alimentant le foyer. La teneur en  $O_2$  diminue de fait. Si cette teneur diminue suffisamment (généralement sous les 15 % en volume) la combustion s’arrête d’elle-même par manque d’oxydant. Ce phénomène s’observe assez bien dans les locaux fermés ou très peu ventilés. Par contre en tunnel, du fait du courant d’air longitudinal, il est difficile d’envisager une participation de ce phénomène à la réduction de puissance.

### Influence sur la température et le flux de chaleur

Comme mentionné précédemment, on peut entendre par réduction de puissance du foyer une limitation de la propagation. Cette limitation passe par la réduction de la température des gaz

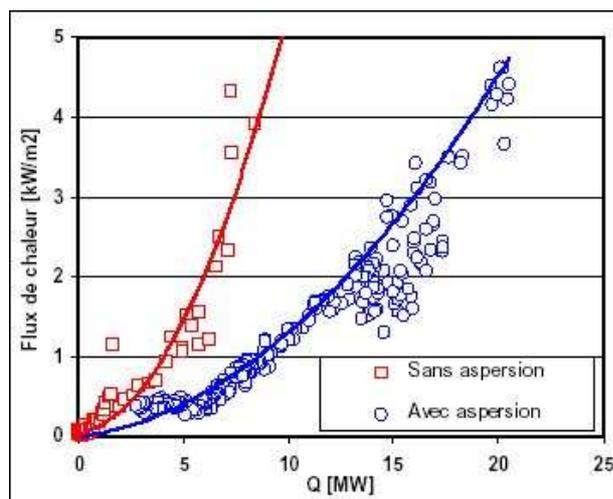


FIG. 1.11 – Variation du flux de chaleur global à 10 m en aval de l'incendie en fonction de la puissance, avec et sans aspersion (données expérimentales) [29].

et du flux de chaleur émis par le foyer. C'est l'effet du SFLF le plus visible expérimentalement (voir figure 1.11). Ce phénomène résulte du transfert thermique qu'il existe entre les fumées chaudes et les gouttes, transfert lié à l'évaporation d'une partie des gouttes. A débit d'eau injectée équivalent, l'efficacité d'un SFLF sur ce phénomène est fonction de la taille des gouttes, un diamètre petit induisant une plus grande surface d'échange et donc une meilleure évaporation.

Le phénomène d'absorption du flux de chaleur est plus complexe à modéliser. En effet, à la surface d'un objet proche du foyer, le flux de chaleur se décompose en une partie convective, dont la réduction est liée à l'action du SFLF sur la puissance et sur la température des gaz, et une radiative. L'effet sur cette dernière d'un système "brouillard d'eau" plus particulièrement se caractérise par deux mécanismes : une absorption partielle du rayonnement par les gouttes et sa diffraction. Dans la littérature (voir notamment [63]), de nombreuses études sur l'interaction gouttes - rayonnement ont été menées et elles aboutissent aux conclusions suivantes :

- le coefficient de transmission du rayonnement dépend fortement du diamètre des gouttes. L'absorption maximale est obtenue pour des gouttes dont le diamètre est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde correspondant au pic d'émission de la source. Pour une température de la source, considérée comme un corps noir à 1300 K, ce diamètre optimal est de l'ordre de 2  $\mu\text{m}$ .
- pour une distribution en taille donnée, le coefficient de transmission du rayonnement diminue lorsque le débit injecté augmente

## Production et dilution des gaz toxiques

L'interaction entre un SFLF et une couche de fumée contenant des gaz toxiques résultant d'un incendie peut être décomposée en 2 phénomènes majoritaires : modification du taux de production des gaz toxiques et dilution de ces gaz. Nous allons ci-après détailler ces 2 mécanismes.

**Modification du taux de production des toxiques :** L'émission de gaz toxiques par un foyer est fonction de sa puissance et de son taux de combustion ou efficacité, mais aussi du toxique considéré. Dans le cas d'un toxique de type  $\text{CO}_2$  dont la production est uniquement contrôlée par la puissance, l'activation d'un SFLF aura tendance à réduire la production dans la même mesure que la réduction de puissance (voir figure 1.12a). Par contre, pour un toxique comme le  $\text{CO}$  dont la production est liée à la puissance et à l'efficacité de la combustion, les effets d'un SFLF sont difficilement quantifiables (voir figure 1.12b). On ne peut donc pas établir de modèles simples sur ce point.

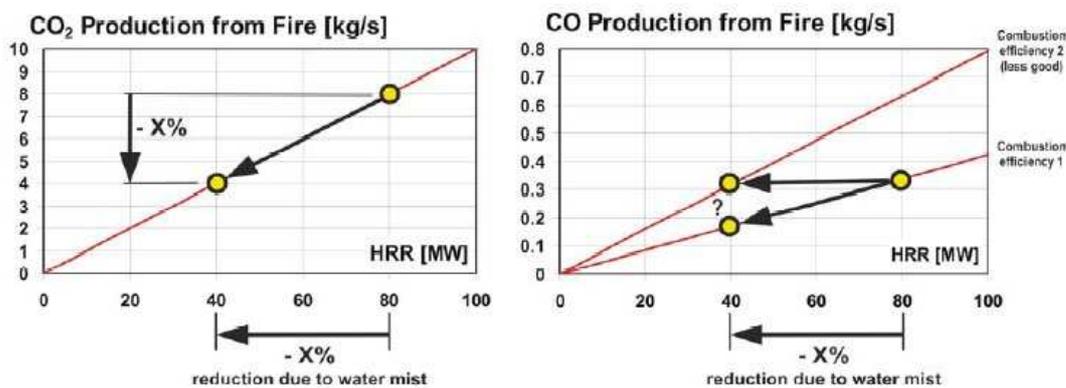


FIG. 1.12 – Schéma de principe du processus de réduction des émissions en  $\text{CO}_2$  et en  $\text{CO}$  par activation d'un SFLF [55].

**Dilution des gaz toxiques :** Les mesures faites par BG Ingénieurs Conseils lors d'essais d'aspersion en tunnel n'ont pas montré une baisse significative des concentrations en  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{NO}_2$  à l'aval du foyer, due à la dilution par l'eau d'aspersion. Cela s'explique principalement par une faible solubilité de ces gaz aux conditions de pression et de température résultant d'un incendie. Cependant d'autres gaz tels que le dioxyde de soufre ( $\text{SO}_2$ ), l'acide chlorhydrique ( $\text{HCl}$ ) ou l'acide cyanhydrique ( $\text{HCN}$ ), certes présents en moindre concentration dans les fumées que les gaz cités précédemment, sont extrêmement solubles dans l'eau et pourraient être dispersés par le SFLF sur les usagers. D'une façon générale, on observe que la dilution est favorisée par une surface d'échange importante et donc les systèmes "brouillard d'eau" ont un plus fort potentiel de dilution que les systèmes "grosses gouttes".

## **Conclusion**

Globalement, la plupart des effets que l'on peut attendre d'un SFLF sur un incendie en tunnel reposent sur l'évaporation des gouttes. Il est alors essentiel de bien comprendre ce phénomène et ses implications, ce que nous allons tenter de faire dans les chapitres 2 et 3.

Un autre effet qui n'a pas été développé ici concerne l'influence du système d'aspersion sur la stratification des fumées. Intuitivement, il semblerait, qu'en injectant depuis le plafond du tunnel de l'eau sous une pression importante, l'influence du système soit non négligeable sur une couche de fumée se déplaçant longitudinalement. Cet aspect sera étudié par le biais de simulations CFD d'essais incendie (voir chapitre 5).



# *Éléments théoriques sur le phénomène d'évaporation*

---

L'objectif de ce chapitre est de fournir des éléments théoriques sur l'évaporation et sa modélisation pour comprendre de façon simple le mode d'action d'un système d'aspersion en tunnel. Pour cela nous allons nous intéresser à la zone hors foyer. En effet, comme vu lors du chapitre 1, il s'agit d'un des phénomènes prépondérant d'action d'un SFLF sur un incendie en tunnel.

Afin de préciser les modélisations possibles du phénomène d'évaporation, nous nous appuyons sur la synthèse faite dans [67] des différents travaux réalisés ces dernières années dans le domaine. A cette occasion, nous introduirons également des notions relatives aux transferts conductifs et convectifs en l'absence d'évaporation.

Enfin, nous nous intéresserons au cas de l'évaporation d'une goutte isolée, pour manipuler les concepts introduits précédemment. Ce cas a, notamment, été étudié de façon expérimentale [35] mais également en numérique [37].

## **2.1 Transferts thermiques sans évaporation des gouttes**

Cette section décrit les transferts thermiques qui interviennent entre les gouttes et la phase porteuse sans qu'il y ait évaporation des gouttes. Par la suite, on suppose que les gouttes restent sphériques pendant le phénomène de transfert thermique.

### **2.1.1 Transferts conductifs et convectifs**

#### **Gouttes au repos**

Dans le cas de gouttes au repos, il n'y a pas de mouvement relatif de la phase porteuse par rapport aux gouttes. Le transfert thermique entre les gouttes et la phase porteuse se traduit alors par un simple transfert conductif au niveau de la surface de la goutte. Si on suppose que

le problème est à symétrie sphérique, l'équation régissant l'évolution, à la fois de la température de la phase porteuse et de celle des gouttes, s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (2.1)$$

où  $\kappa$  est la diffusivité thermique et  $r$  la distance depuis le centre de la goutte. Suivant si l'on est à l'intérieur ou à l'extérieur de la goutte, l'expression de la diffusivité thermique  $\kappa$  est différente :

$$\kappa = \begin{cases} \kappa_e = \frac{\lambda_e}{C_{pe}\rho_e} & \text{pour } r \leq \frac{d_p}{2}, \\ \kappa_g = \frac{\lambda_g}{C_{pg}\rho_g} & \text{pour } \frac{d_p}{2} < r \leq \infty, \end{cases}$$

$\lambda$  étant la conductivité thermique du liquide (indice  $e$ ) ou du gaz (indice  $g$ ),  $d_p$  représentant le diamètre de la goutte. Le fait de se donner des conditions initiales et de continuité au niveau de la surface de la goutte adéquates permet de résoudre l'équation 2.1 de façon analytique par la méthode des transformées de Laplace. On obtient alors le champ de température détaillé à la fois dans la goutte et dans l'air environnant.

Cependant, ce type de solutions est difficilement adaptable à des situations faisant intervenir une variation de la condition limite  $T_{g\infty}$  avec le temps ou des phénomènes d'évaporation. Pour obtenir des solutions plus flexibles, on est amené à découpler l'équation sur la température. Une possibilité de découplage réside dans la comparaison des diffusivités thermiques du liquide et du fluide de la phase porteuse. Pour l'air et l'eau on a, par exemple :

$$\begin{array}{ll} \rho_e = 1000 \text{ kg.m}^{-3} & \rho_g = 1.2 \text{ kg.m}^{-3} \\ C_{pe} = 4186 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} & C_{pg} = 1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ \lambda_e = 0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} & \lambda_g = 0.0262 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \end{array}$$

soit

$$\kappa_e = 1.43 \times 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1} \quad \kappa_g = 2.18 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$$

On peut donc conclure que  $\kappa_e \ll \kappa_g$  et donc que l'air répond beaucoup plus vite à un changement de température que l'eau. Ainsi, on peut négliger les variations spatiales de la température au sein des gouttes  $T_p$ . Son évolution dans le temps est alors donnée par un bilan de chaleur au niveau de la goutte :

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_e C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = \pi d_p^2 h (T_{g\infty} - T_p), \quad (2.2)$$

la solution de cette équation étant :

$$T_p = T_{g\infty} + (T_p^0 - T_{g\infty}) \exp\left(-\frac{6ht}{C_{pe}\rho_e d_p}\right). \quad (2.3)$$

C'est le modèle dit "à conductivité infinie du liquide". Une généralisation de ce modèle prenant en compte une conductivité thermique finie pour le liquide, et donc la présence de gradients

de température au sein de la goutte, a été développée [67]. Cependant la solution  $T_p$  de ce type de modèle fait intervenir le calcul d'une série et s'adapte peu à l'optimisation du temps de calcul nécessaire pour la CFD. Une solution consiste à approximer la solution par une expression parabolique fonction de la distance au centre de la goutte :

$$T(r, t) = T_c(t) + [T_s(t) - T_c(t)] \left( \frac{2r}{d_p} \right)^2,$$

où  $T_c$  est la température au centre et  $T_s$  celle à la surface de la goutte, ces deux températures pouvant être calculées à partir des conditions aux limites du problème.

**Remarque.** Dans l'équation 2.2 apparaît le coefficient d'échange convectif  $h$ . Dans le cas de gouttes au repos,  $h$  vaut  $\frac{2\lambda_g}{d_p}$ . On peut également écrire l'équation 2.2 en introduisant le nombre de Nusselt  $Nu = \frac{d_p h}{\lambda_g}$ , qui se réduit à  $Nu = 2$  pour des gouttes au repos.  $\square$

### Gouttes en mouvement

Dans ce cas de figure, on a affaire à un phénomène de transfert thermique au moins de dimension 2, contrairement au cas précédent où le phénomène était principalement 1D. L'équation générale d'évolution de la température s'écrit dans ce cas sous la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}(\vec{x}, t)T) = \kappa \nabla^2 T, \quad (2.4)$$

où  $\vec{V}(\vec{x}, t)$  représente le champ de vitesse du fluide porteur. Cette équation est valable à l'intérieur d'une goutte comme pour le fluide environnant.

Considérons le cas du régime permanent. Dans ce cas, on suppose que  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , ce qui simplifie les solutions de l'équation de la chaleur. Cependant, dans la majorité des cas pratiques, une analyse qualitative basée sur l'expérience suffit. Si on suppose que la température au sein de la goutte est constante suivant les variables d'espace (absence de gradient), on peut alors séparer l'analyse pour la phase porteuse de celle de la phase liquide. En fixant la température de la surface de la goutte, on remarque, par analyse dimensionnelle, que le nombre de Nusselt  $Nu$  ne dépend que du nombre de Reynolds des gouttes  $Re_p = \frac{u_p d_p}{\nu_g}$  et du nombre de Prandtl  $Pr = \frac{\nu_g}{\kappa_g}$  de l'écoulement porteur. Pour tenir compte du fait que, pour des gouttes au repos, soit  $Re_p = 0$ , on a  $Nu = 2$ , une formule générale pour le nombre de Nusselt pourrait s'écrire, d'après [67] :

$$Nu = 2 + \beta_c Re_p^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (2.5)$$

où  $\beta_c$  est un coefficient obtenu à partir de mesures expérimentales<sup>10</sup>. Cependant, ce type de formule a tendance à surestimer le transfert de chaleur à faible  $Re_p$ . Dans ce genre de situations l'utilisation de la formule suivante est préférable [16] :

$$Nu = 1 + (1 + Re_p Pr)^{1/3} f_c(Re_p), \quad (2.6)$$

10. Les expériences de Ranz et Marshall [60, 61] ont permis de donner une valeur à ce coefficient :  $\beta_c = 0.6$

avec

$$f_c(Re_p) = \begin{cases} 1 & \text{pour } Re_p \leq 1, \\ Re_p^{0.077} & \text{pour } 1 < Re_p \leq 400. \end{cases}$$

D'autres corrélations existent, faisant intervenir  $Re_p$  et le produit  $Re_p Pr$  (ou nombre de Péclet  $Pe$ ). Leurs domaines de validité étant relativement limités, nous ne les détaillerons pas ici (voir [67, 42] pour plus de précisions).

Considérons à présent le cas du régime transitoire. Dans le cas général, les variations de vitesse du fluide et de température doivent être prises en compte, ce qui complexifie le problème transitoire. On fait généralement l'hypothèse que le temps caractéristique thermique des gouttes est beaucoup plus petit comparé à l'échelle caractéristique de variation des paramètres de la phase porteuse. Cela revient à négliger la dépendance en temps du champ de vitesse et à considérer l'écoulement autour de la goutte comme fixé. Une approche intéressante du transfert thermique en régime transitoire d'une goutte en mouvement, est celle qui consiste à reprendre l'équation (2.1) de transfert de chaleur pour une goutte au repos en remplaçant  $\lambda_e$  par une conductivité thermique effective [1] :

$$\lambda'_e = \chi \lambda_e,$$

où

$$\chi = 1.86 + 0.86 \tanh \left( 2.225 \log \frac{Pe}{30} \right).$$

Dans cette équation, le nombre de Péclet  $Pe$  est formé à partir des propriétés physiques du liquide constituant les gouttes.

### 2.1.2 Transfert radiatif

#### Equations de base

Le transfert radiatif au sein des gouttes est dominé par un phénomène d'absorption du rayonnement par les gouttes qui doivent alors être considérées comme un milieu semi-transparent [18]. Ainsi, dans le cas où la conductivité thermique du liquide est prise en compte, l'équation sur la température devient :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + P(r), \quad (2.7)$$

où  $P(r)$  représente le terme de transfert thermique radiatif. En considérant qu'il n'y a pas de gradient de température dans les gouttes, on a l'équation suivante :

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_e C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = \pi d_p^2 h (T_{g_\infty} - T_p) + \rho_e C_{pe} P_{\text{total}}, \quad (2.8)$$

où

$$P_{\text{total}} = 4\pi \int_0^{d_p/2} P(r) r^2 dr.$$

$P_{\text{total}}$  représente la quantité de rayonnement absorbée par une goutte. Reste à exprimer la fonction  $P(r)$ , c'est ce que nous allons voir par la suite.

### Modèle simplifié

Le modèle le plus basique pour le transfert thermique radiatif sur une goutte est celui qui consiste à considérer que les gouttes sont des corps gris opaques sphériques, d'émissivité  $\epsilon$  donnée. On a alors le flux de chaleur pour une goutte immobile qui s'écrit, par exemple :

$$|\dot{q}| = h(T_{g\infty} - T_s) + \sigma_s \epsilon (T_{\text{rad}}^4 - T_s^4). \quad (2.9)$$

$T_{\text{rad}}$  est la température radiative qui est égale à  $T_{g\infty}$  pour un gaz optiquement épais (typiquement la couche de fumée résultant d'un incendie en tunnel) ou à  $T_{\text{ext}}$ , température externe, pour un gaz optiquement fin (par exemple l'air frais). Cette température externe est souvent une température reliée à une flamme qui est séparée des gouttes par un gaz transparent comme l'air. Dans le cas d'un transfert radiatif au sein d'une phase porteuse optiquement fine, on a généralement  $T_s \ll T_{\text{ext}}$  et on peut alors négliger le rayonnement des gouttes vis-à-vis de celui de la flamme (caractérisé par  $T_{\text{ext}}$ ). Cependant, ce type de modèle ne prend pas en compte la phénoménologie du transfert radiatif entre la phase porteuse et les gouttes.

### Calculs de $P(r)$

L'approche la plus rigoureuse pour déterminer  $P(r)$  consiste à partir des équations de Maxwell sur le champ électrique et le champ magnétique de l'onde incidente, avec des conditions aux limites sur la surface de la goutte. C'est l'approche dite de la théorie de Mie. Le calcul de  $P(r)$ , ou plutôt de la grandeur monochromatique associée  $p_\lambda(r)$ , passe par la connaissance des composantes du champ électrique  $\vec{E}$  (en coordonnées sphériques) au sein de la goutte, mais aussi par celle des indices de réfraction et d'absorption du liquide. Du fait de la nécessité de connaître des grandeurs propres à un liquide donné, et surtout du fait de la complexité des équations, cette approche est difficilement compatible avec la CFD.

Une autre approche consiste à considérer le facteur d'absorption efficace  $\xi_a$ . De façon formelle,  $\xi_a$  s'écrit :

$$\xi_a = \frac{P_\lambda^{(\text{abs})}}{P_\lambda^{(\text{inc})}} = \frac{\int_0^{d_p/2} 4\pi r^2 p_\lambda(r) dr}{\pi^2 d_p^2 I_\lambda^0},$$

où  $I_\lambda^0$  est l'intensité de la radiation incidente sur les gouttes. Vu que  $p_\lambda(r)$  apparaît dans l'expression de  $\xi_a$ , on a une dépendance implicite de  $\xi_a$  par rapport aux indices de réfraction et d'absorption du liquide. Cependant, il a été montré que  $\xi_a$  dépend plus de la profondeur optique des gouttes  $\tau_0 = a_\lambda \frac{d_p}{2}$ , où  $a_\lambda$  est le coefficient d'absorption. On a en effet, l'expression suivante :

$$\xi_a = \frac{4n_e}{(n_e + 1)^2} [1 - e^{-2\tau_0}],$$

$n_e$  étant l'indice de réfraction du liquide qui peut être considéré comme constant quelque soit la longueur d'onde  $\lambda$ . On peut calculer analytiquement le facteur d'absorption moyen sur une gamme de longueur d'onde  $[\lambda_1, \lambda_2]$ , mais, en introduisant la quantité

$$\Lambda_0 = a \left( \frac{d_p}{2} \right)^b,$$

où  $a$  et  $b$  sont des fonctions quadratiques de  $T_{\text{ext}}$ , on obtient une bonne approximation de  $\overline{\xi_a}$  pour  $10 \leq d_p \leq 100 \mu\text{m}$  et  $1000 \leq T_{\text{ext}} \leq 3000 \text{ K}$ . Cette formule peut être étendue pour  $500 \leq T_{\text{ext}} \leq 3000 \text{ K}$  mais alors  $a$  et  $b$  deviennent des polynômes du 4<sup>e</sup> degré en  $T_{\text{ext}}$ .

Nous venons de voir deux approches pour modéliser le rayonnement absorbé par les gouttes, approches diamétralement opposées d'un point de vue complexité de la modélisation. Une approche intermédiaire consiste à se placer dans les hypothèses de l'optique géométrique. Cela est possible si l'on considère que le rapport  $\frac{\pi d_p}{\lambda}$  est très grand devant 1. Dans ce cas, l'intensité lumineuse en un point donné est régie par l'équation de transfert radiatif suivante :

$$\mu_\theta \frac{\partial I_\lambda}{\partial r} + \frac{1 - \mu_\theta^2}{r} \frac{\partial I_\lambda}{\partial \mu_\theta} + \kappa_\lambda I_\lambda^{(\text{abs})} = 0,$$

où  $\mu_\theta = \cos \theta$  et  $I_\lambda(r, \mu_\theta)$  est l'intensité lumineuse au point  $\vec{r}$  dans la direction  $\mu_\theta$ , en supposant le problème à symétrie sphérique. Le rayonnement absorbé par les gouttes et par unité de volume s'écrit alors :

$$p(r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda \left( \int_{-1}^{+1} I_\lambda(r, \mu_\theta) d\mu_\theta \right) d\lambda.$$

Cette approche par modification de l'équation de transfert radiatif afin de prendre en compte les gouttes, a été employée notamment dans [18, 58] ou plus récemment [17]. Pour résoudre cette équation de transfert radiatif, plusieurs approximations sont possibles y compris l'utilisation de méthodes de calcul de type Monte Carlo (voir [52]).

## 2.2 Transferts de masse et de chaleur liés à l'évaporation

### 2.2.1 Rappels sur des notions de thermodynamique

Cette section se veut un préambule à la modélisation du phénomène d'évaporation. Elle introduit des notions de thermodynamique essentielles pour bien comprendre les modélisations proposées par la suite. On illustrera les notions avec le cas particulier de l'eau, cas qui nous préoccupe vu l'application.

#### Pression de vapeur saturante

Considérons les états d'équilibre d'une substance pure : la relation entre son volume, sa température et sa pression peut être représentée par une surface à trois dimensions. Il apparaît sur cette surface des domaines d'existence spécifiques pour chacune des phases de la substance et

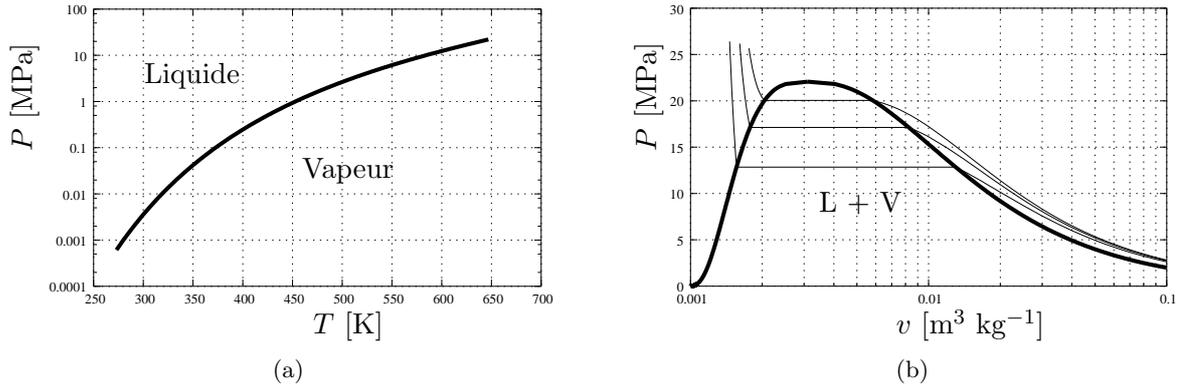


FIG. 2.1 – Courbes de saturation de l'eau : (a) en coordonnées  $(T, P)$  (b) en coordonnées de Clapeyron  $(v, P)$  avec allure des isothermes d'Andrews.

$T$ [K]	$P_{\text{sat}}$ [bar]	$m_{H_2O}$ [g]
273	0.006117	4.85
278	0.008726	6.80
363	0.70182	418.58
373	1.0142	588.68
413	3.6154	1895.26
473	15.549	7117.11
573	85.879	32448.52

TAB. 2.1 – Valeurs de  $P_{\text{sat}}$  (en bar) pour l'eau obtenues par les tables thermodynamiques, et quantité d'eau maximale (en g) pouvant être contenue dans  $1 \text{ m}^3$  d'air, en fonction de la température.

des zones bi-phasées où coexistent deux phases différentes en équilibre. D'après la règle des phases (voir [6]), pour une substance pure donnée, ces états d'équilibre entre deux phases n'existent que pour une seule valeur de la pression et de la température. Dans le cas d'un équilibre liquide-vapeur, le lieu de ce couple unique  $(P, T)$  décrit la courbe de saturation (voir figure 2.1a pour un exemple de représentation).

On définit alors la *pression de vapeur saturante*, notée  $P_{\text{sat}}$ , la pression maximale de vapeur à laquelle le liquide peut se vaporiser pour une température  $T$  donnée. Dans le cas de l'air humide, la pression de vapeur saturante représente la quantité maximale de vapeur d'eau que peut contenir l'air. Ainsi, en considérant que l'eau est un gaz parfait, on peut obtenir par la donnée de la pression de vapeur saturante, la quantité d'eau maximale que peut contenir  $1 \text{ m}^3$  d'air en fonction de sa température. Le tableau 2.1 donne les valeurs de ces deux quantités, dans le cas de l'eau, pour différentes températures.

En coordonnées de Clapeyron  $(P, v)$  où  $v$  est le volume massique, la courbe de saturation a une allure différente de celle de la figure 2.1a vu qu'elle présente une bosse au niveau du

point critique (voir figure 2.1b). Le domaine du liquide pur est situé à gauche de la courbe de saturation (pour  $v$  petit), celui de la vapeur seule étant situé à droite ( $v$  relativement grand). Sur la figure 2.1b on a également représenté quelques isothermes (dits isothermes d'Andrews). On remarque qu'au niveau de l'équilibre liquide-vapeur il apparaît un palier de pression qui traduit le fait que, pour une température donnée, l'équilibre entre les phases ne se produit qu'à une certaine pression  $P_{\text{sat}}(T)$ .

Dans un mélange de gaz parfaits, la pression partielle de vapeur est la pression de la vapeur si elle occupait tout le volume. Elle est en général notée  $P_v$ . Dans le cas d'un mélange d'une vapeur avec un gaz incondensable, la pression de vapeur saturante reste inchangée et il y a équilibre entre les phases liquides et gazeuses lorsque la pression partielle  $P_v$  de la vapeur au sein du mélange est égale à  $P_{\text{sat}}$ .

A partir des notions de pression partielle et de pression de vapeur saturante, on peut définir l'humidité relative d'un mélange gaz + vapeur d'eau comme le rapport  $P_v/P_{\text{sat}}$  à la température considérée.

### Chaleur latente de vaporisation

La *chaleur latente de vaporisation* est la quantité d'énergie qu'il faut fournir à l'unité de masse d'un corps pour faire passer celui-ci de l'état liquide à l'état gazeux en restant à température constante. Elle est notée  $L_v$ .

La relation de Clapeyron permet d'obtenir l'équation exacte de  $L_v$  en fonction des variables d'état du système :

$$L_v = T \Delta v \frac{dP_{\text{sat}}}{dT}, \quad (2.10)$$

où  $\Delta v$  représente la différence de volume massique entre la phase liquide et la phase gazeuse liée au changement de phase. Sous réserve de connaître l'évolution de  $P_{\text{sat}}$  en fonction de la température,  $L_v$  peut être déterminée de façon précise à partir de la relation de Clapeyron.

## 2.2.2 Phénoménologie de l'évaporation

### Description

Considérons une nappe d'eau liquide à la température  $T$ . Localement, cette eau liquide est en équilibre avec sa vapeur. La pression de vapeur est alors égale à  $P_{\text{sat}}$ . Si, dans l'air environnant, on a une pression partielle de vapeur  $P_v < P_{\text{sat}}(T)$ , il se produit alors un transfert de masse de la phase liquide vers l'extérieur, transfert qui s'effectue en deux temps :

1. déplacement des molécules de vapeur d'eau dans la phase gazeuse, dû au gradient de pression partielle; c'est un phénomène de *diffusion en phase gazeuse*
2. transformation liquide-vapeur, au niveau de la surface de l'eau pour maintenir l'équilibre entre l'eau liquide et sa vapeur, équilibre perturbé par le mouvement de diffusion. C'est un phénomène de *vaporisation*

D'une façon analogue, pour une goutte d'eau dans un écoulement ambiant, le phénomène d'évaporation se fait en deux temps. Cependant, dans ce cas, la vaporisation engendre un transfert couplé de chaleur entre la goutte et l'écoulement ambiant.

Pour modéliser l'évaporation d'une goutte, en pratique, ce n'est que le phénomène de diffusion qui est modélisé, vu que l'on suppose qu'il y a saturation en vapeur du liquide dans le voisinage immédiat de la goutte.

### Etude de la diffusion : loi de Fick

Considérons un élément de surface  $dS$  orienté par la normale  $\vec{n}$  (voir figure 2.2). Le débit massique du constituant  $i$  au travers de la surface  $dS$  est donné par la loi de Fick [8] :

$$d\dot{m}_i = -D_c(\vec{\nabla}c_i \cdot \vec{n})dS, \quad (2.11)$$

où  $c_i$  représente la concentration massique du composé  $i$  exprimée en  $\text{kg m}^{-3}$ , et  $D_c$  le coefficient de diffusion moléculaire exprimé en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

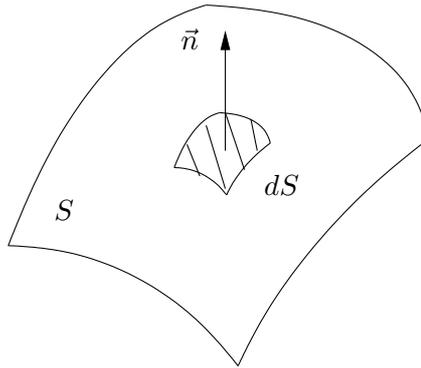


FIG. 2.2 – Système de coordonnées pour la loi de Fick.

### Quantification du transfert de masse

La loi de Fick permet de décrire le transfert de masse au niveau de la surface extérieure de la goutte. En géométrie sphérique, cette loi peut se mettre sous la forme :

$$\dot{m}_p'' = h_m(c_{v,s} - c_{v,\infty}), \quad (2.12)$$

où  $\dot{m}_p''$  est le débit de masse au travers de la surface de la goutte,  $c_{v,s}$  et  $c_{v,\infty}$  la concentration massique en vapeur de liquide à la surface et loin de la goutte respectivement. Dans cette équation, on a introduit un coefficient de transfert de masse  $h_m$  d'une façon similaire au coefficient d'échange convectif. Ce coefficient est défini par l'équation suivante, dans le cas de gouttes au repos :

$$h_m = \frac{2D_c}{d_p},$$

où  $D_c$  est le coefficient de diffusion de la vapeur du liquide dans le gaz ambiant.

Pour généraliser l'expression de  $h_m$  au cas où les gouttes sont en présence d'un écoulement convectif, on introduit de préférence le nombre adimensionnel  $Sh = \frac{d_p h_m}{D_c}$  dit nombre de Sherwood, qui est l'analogie du nombre de Nusselt vu précédemment. Une façon de quantifier ce nombre adimensionnel, qui finalement permet de quantifier le transfert de masse entre une goutte et son environnement, est d'avoir recours à des corrélations empiriques du même type que celles développées par Ranz et Marshall dans [60, 61]. Ces corrélations sont similaires à celles déjà introduites pour  $Nu$  à l'équation (2.5) :

$$Sh = 2 + \beta_c Re_p^{1/2} Sc^{1/3}, \quad (2.13)$$

où  $Sc = \frac{\nu_g}{D_c}$  est le nombre de Schmidt, analogue du nombre de Prandtl pour la diffusion moléculaire.

### 2.2.3 Modèles hydrodynamiques

L'objet des modèles d'évaporation est de proposer une intégrale de la loi de Fick sur la surface extérieure à partir de la prise en compte de différentes interactions qui peuvent jouer sur l'expression du gradient de concentration en vapeur entre la surface de la goutte et l'extérieur. Il en existe plusieurs types qui dépendent essentiellement de la complexité des phénomènes retenus [67] :

1. les modèles qui supposent que la température de surface de la goutte est uniforme et constante dans le temps
2. les modèles supposant qu'il n'y a pas de gradients de température au sein de la goutte, ce qui revient à supposer que la conductivité thermique du liquide est infinie
3. les modèles prenant en compte une conductivité thermique finie pour le liquide mais qui ne modélisent pas les phénomènes de re-circulation à l'intérieur des gouttes
4. les modèles prenant en compte, à la fois une conductivité thermique finie pour le liquide et les phénomènes de re-circulation par le biais d'un terme correctif sur la conductivité thermique du liquide
5. les modèles décrivant la re-circulation à l'intérieur des gouttes en analysant la dynamique des vortex qui se créent
6. les modèles basés sur la résolution complète des équations de Navier-Stokes à l'intérieur des gouttes

Nous avons vu à la section précédente un exemple du premier type de modèle d'évaporation. En outre, la réalisation de calculs CFD sur des sprays évaporants (voir chapitres 4 et 5) impose de se limiter à des modèles d'évaporation d'une complexité compatible avec la résolution détaillée de la turbulence de l'écoulement diphasique. C'est pourquoi, en général, les codes de CFD n'utilisent que des modèles d'évaporation à conductivité thermique du liquide infinie. Dans la suite de cette section, nous allons en détailler trois qui sont de complexité croissante.

### Modèle de Spalding ou modèle classique

Le modèle de Spalding (ou modèle classique) tente de prendre en compte simplement le phénomène de transfert de masse à la surface d'une goutte, en supposant que le taux d'évaporation  $\dot{m}_p$  n'est contrôlé que par la diffusion et les effets convectifs loin de la goutte (écoulement de Stefan). On a alors, pour  $r \geq r_p$  rayon de la goutte [67] :

$$\dot{m}_p = 4\pi r^2 \left( D_v \frac{d\rho_v}{dr} - D_g \frac{\rho_v}{\rho_g} \frac{d\rho_g}{dr} \right).$$

Pour résoudre cette équation, on fait souvent l'hypothèse que  $D_v = D_g \equiv D_c$  et que la masse volumique du mélange gazeux  $\rho = \rho_v + \rho_g$  est constante. On a ainsi, par intégration entre  $r_p$  et l'infini :

$$\dot{m}_p = -2\pi d_p D_c \rho \ln(1 + B_M), \quad (2.14)$$

où

$$B_M = \frac{\rho_{v,s} - \rho_{v,\infty}}{\rho_{g,s}} = \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}}, \quad (2.15)$$

est le nombre de Spalding en masse, et  $x_v$  est la fraction massique en vapeur de liquide dans le mélange gazeux.

Une alternative consiste à effectuer un bilan d'énergie au niveau de la goutte. En supposant pour simplifier que la goutte est au repos, on a :

$$4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} = -\dot{m}_p C_{pe} (T - T_{p,s}) - \dot{m}_p L_v(T_{p,s}) + |\dot{q}_p|,$$

soit par intégration :

$$\dot{m}_p = -\frac{2\pi \lambda_g d_p}{C_{pe}} \ln(1 + B_T), \quad (2.16)$$

avec

$$B_T = \frac{C_{pe}(T_{g,\infty} - T_{p,s})}{L_v(T_{p,s}) - \frac{|\dot{q}_p|}{\dot{m}_p}}, \quad (2.17)$$

le nombre de Spalding en transfert thermique.  $B_T$  et  $B_M$  sont cependant liés par la relation :

$$B_T = (1 + B_M)^\varphi - 1,$$

avec

$$\varphi = \left( \frac{C_{pe}}{C_{pg}} \right) \frac{1}{Le},$$

où  $Le$  est le nombre de Lewis défini par :

$$Le = \frac{\lambda_g}{\rho_g C_{pg} D_c} = \frac{\kappa_g}{D_c} = \frac{Sc}{Pr}.$$

### Modèle de Abramzon et Sirignano

Ce modèle affine la modélisation et la prise en compte des phénomènes convectifs liés au mouvement relatif des gouttes dans le fluide porteur. Pour cela, il faut faire appel à la théorie des films. Cette théorie définit l'épaisseur des films thermiques et de diffusion  $\delta_T$  et  $\delta_M$  tels que le taux de transport purement moléculaire par conduction thermique ou diffusion au travers du film soit égal au transfert réel de masse ou de chaleur entre la surface de la goutte et le fluide porteur. Pour la conduction thermique à la surface d'une sphère, cette condition se traduit par :

$$\dot{q}_s'' \frac{2\lambda_g(T_{g\infty} - T_{p,s})}{d_p - \frac{d_p^2}{d_p + 2\delta_{T_0}}} = h(T_{g\infty} - T_{p,s}),$$

soit

$$\delta_{T_0} = \frac{d_p}{Nu^0 - 2}. \quad (2.18)$$

De la même façon on trouve :

$$\delta_{M_0} = \frac{d_p}{Sh^0 - 2}. \quad (2.19)$$

Pour tenir compte des effets liés à un écoulement de type Stefan, on utilise des coefficients correcteurs  $F_T = \frac{\delta_T}{\delta_{T_0}}$  et  $F_M = \frac{\delta_M}{\delta_{M_0}}$ . Par l'expérience, on trouve que les coefficients  $F_i$  ( $i = M$  ou  $T$ ) sont bien approximés par :

$$F_i = (1 + B_i)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_i)}{B_i}. \quad (2.20)$$

En tenant compte de cette correction on obtient des nombres de Nusselt et de Sherwood modifiés :

$$Nu^* = 2 + \frac{Nu^0 - 2}{F_T},$$

$$Sh^* = 2 + \frac{Sh^0 - 2}{F_M}.$$

On obtient le modèle de Abramzon et Sirignano en remplaçant, dans les expressions de  $Nu$  et  $Sh$  du modèle classique,  $Nu^0$  et  $Sh^0$  respectivement par  $Nu^*$  et  $Sh^*$ .

### Modèle de Yao, Abdel-Khalik et Ghiaasiaan

Ce modèle reprend le concept d'épaisseur finie pour les couches limites thermiques et de diffusion autour d'une goutte. Il diffère du modèle de Abramzon et Sirignano par le traitement de l'écoulement de Stefan et de son influence sur l'évaporation. Les nombres de Nusselt et de Sherwood s'expriment alors sous la forme :

$$Nu = \left(2 + \frac{d_p}{\delta_T}\right) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T},$$

$$Sh = \left(2 + \frac{d_p}{\delta_M}\right) \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M},$$

où  $B_T$  a une expression différente de celle vue précédemment qui fait intervenir l'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_T$ .

## 2.3 Evaporation d'une goutte isolée

Dans cette section nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'évaporation d'une goutte d'eau isolée supposée sphérique de diamètre  $d_p$ . Cette configuration simple (voir figure 2.3) permet de se familiariser avec les différents modèles d'évaporation détaillés précédemment, avant d'étendre l'étude à des configurations plus complexes.

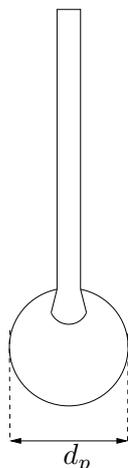


FIG. 2.3 – Configuration expérimentale possible pour l'étude de l'évaporation d'une goutte isolée. La goutte d'eau de diamètre  $d_p$  est plongée au bout d'un filament de quartz dans l'écoulement d'air de caractéristiques  $(u_\infty, T_g, x_{v,\infty})$ .

### 2.3.1 Equations de base

#### Evolution de la température $T_p$

Pour obtenir une équation sur la température de la goutte  $T_p$ , il nous faut résoudre une équation semblable à l'équation (2.1) qui prenne en compte les transferts thermiques liés à la convection/conduction (et éventuellement le rayonnement) ainsi que les transferts de masse au niveau de la surface de la goutte. En effet, l'évaporation induit un puits de chaleur égal à  $L_v \dot{m}_p''$ , où  $L_v$  est la chaleur latente du liquide constituant les gouttes et  $\dot{m}_p''$  le taux de transfert de masse par unité de surface déterminé par la loi de Fick.

Dans l'optique d'une approche simplificatrice du phénomène d'évaporation, on supposera que le rayonnement est négligeable par rapport à la conduction/convection autour de la goutte. De plus, étant donné que l'on s'intéresse à une goutte d'eau dans un écoulement d'air, on peut considérer que la conductivité thermique du liquide est infinie, ou du moins très grande devant

celle du gaz. Cela se traduit par un temps de réponse en température très faible pour la goutte (voir remarque à la section 2.1.1) et on peut alors considérer que la température  $T_p$  à l'intérieur de la goutte est uniforme et ne dépend que du temps  $t$ .

Sous ces hypothèses, on peut alors décrire l'évolution de la température  $T_p$  par l'équation suivante :

$$m_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = Nu \pi \lambda_g d_p (T_g - T_p) + L_v \frac{dm_p}{dt}, \quad (2.21)$$

où  $Nu$  (ou nombre de Nusselt) caractérise le transfert convectif lié à l'écoulement ambiant autour de la goutte. Dans sa forme, l'équation (2.21) est semblable à l'équation (2.2) mis à part l'introduction du puits de chaleur relatif à l'évaporation.

A présent, si l'on considère que la goutte reste sphérique pendant tout le processus d'évaporation, on peut réécrire l'équation (2.21) en faisant intervenir le diamètre de la goutte  $d_p$  :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{Nu}{2} \frac{12\lambda_g}{\rho_e C_{pe} d_p^2} (T_g - T_p) + \frac{3L_v}{C_{pe} d_p} \frac{dd_p}{dt}. \quad (2.22)$$

### Evolution de la masse $m_p$

Le phénomène d'évaporation d'une goutte se traduit par une perte de masse et donc un transfert de masse entre la goutte et le fluide porteur. Ce transfert est régi par la loi de Fick (voir section 2.2.2). En géométrie sphérique, et en retenant le formalisme de Maxwell pour l'expression du gradient de concentration de vapeur, on obtient l'équation suivante sur  $m_p$  pour caractériser ce transfert de masse :

$$\frac{dm_p}{dt} = Sh \pi d_p \rho_g D_c (x_{v,\infty} - x_{v,s}), \quad (2.23)$$

où  $x_{v,\infty}$  et  $x_{v,s}$  représentent respectivement la fraction massique de vapeur dans l'écoulement ambiant et au niveau de la surface de la goutte.  $Sh$  est le nombre de Sherwood qui caractérise le transfert de masse.

En tirant parti du fait que la goutte reste sphérique pendant tout le processus d'évaporation, l'équation précédente est équivalente à une équation d'évolution du diamètre  $d_p$  :

$$d_p \frac{dd_p}{dt} = - \frac{2Sh \rho_g D_c}{\rho_e} (x_{v,s} - x_{v,\infty}). \quad (2.24)$$

**Remarque.** En considérant, dans cette dernière équation le second membre comme constant, on obtient une loi d'évaporation dite "en  $d^2$ " :

$$d_p^2(t) = d_p^2(0) - \chi t,$$

où

$$\chi = \frac{4Sh \rho_g D_c}{\rho_e} (x_{v,s} - x_{v,\infty}).$$

□

### Système d'équations à résoudre

Pour décrire le phénomène d'évaporation d'une goutte d'eau isolée dans un écoulement d'air, il nous faut résoudre les équations différentielles couplées (2.22) et (2.24). Ces deux équations forment alors le modèle de Maxwell :

$$\begin{cases} \frac{dT_p}{dt} = \frac{6\rho_g}{\rho_e C_{pe} d_p^2} \left[ Nu \frac{\lambda_g}{\rho_g} (T_g - T_p) - Sh L_v D_c (x_{v,s} - x_{v,\infty}) \right] \\ \frac{dd_p}{dt} = -\frac{2Sh\rho_g D_c}{\rho_e d_p} (x_{v,s} - x_{v,\infty}) \end{cases} \quad (2.25)$$

#### 2.3.2 Prise en compte de la couche limite thermique

##### Modèle de Spalding

Le modèle de Maxwell précédent, est basé uniquement sur le phénomène de diffusion autour de la goutte. Cependant, quand la vitesse d'évaporation est importante, il se forme un écoulement radial de vapeur appelé "écoulement de Stefan". Ceci provoque un épaissement de la couche limite et modifie donc l'évaluation des coefficients de transferts et par voie de conséquence les équations sur la température et la masse de la goutte.

Pour prendre en compte ce phénomène, on introduit des termes correcteurs dans les équations 2.25 du modèle de Maxwell. C'est le modèle de Spalding qui s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{dT_p}{dt} = \frac{Nu}{2} \frac{12\lambda_g}{\rho_e C_{pe} d_p^2} (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} + \frac{L_v}{m_p C_{pe}} \frac{dm_p}{dt} \\ \frac{dm_p}{dt} = -Sh\pi d_p \rho_g D_c \ln(1 + B_M) \end{cases} \quad (2.26)$$

avec

$$B_M = \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}},$$

et

$$B_T = (1 + B_M)^\varphi - 1, \quad \varphi = \frac{C_{pe}}{C_{pg}} \frac{1}{Le},$$

où  $Le$  est le nombre de Lewis.

**Remarque.** Une correction supplémentaire peut être apportée à  $B_M$  afin de mieux prendre en compte la formation d'un film de vapeur autour de la goutte. Pour cela on introduit une fraction massique "équivalente" à la surface de la goutte, définie par la règle des tiers [33] :

$$\tilde{x}_{v,s} = x_{v,s} + \frac{1}{3}(x_{v,\infty} - x_{v,s}).$$

$B_M$  s'écrit alors en fonction de  $x_{v,s}$  et  $x_{v,\infty}$  :

$$B_M = \frac{2(x_{v,s} - x_{v,\infty})}{3 - x_{v,\infty} - 2x_{v,s}}.$$

Cependant, la correction étant relativement marginale, elle ne sera pas prise en compte par la suite.  $\square$

En géométrie sphérique, comme c'est notre cas ici, les équations du modèle de Spalding 2.26 peuvent être écrites en température  $T_p$  et en diamètre  $d_p$  :

$$\begin{cases} \frac{dT_p}{dt} = \frac{6\rho_g D_c}{\rho_e C_{pe} d_p^2} \ln(1 + B_M) \left[ C_{pe} Nu \frac{(T_g - T_p)}{B_T} - L_v Sh \right] \\ \frac{dd_p}{dt} = -\frac{2\rho_g D_c}{\rho_e d_p} Sh \ln(1 + B_M) \end{cases}$$

### Modèle de Abramzon et Sirignano

Comme vu à la section 2.2.3, le modèle de Abramzon et Sirignano affine la prise en compte de l'écoulement de Stefan, qui accélère l'évaporation en présence de convection, par rapport au modèle classique. Il introduit des coefficients correctifs afin de tenir compte des films de masse et de chaleur où se déroulent les échanges entre la goutte et le fluide porteur.

Cela se traduit par l'utilisation de nombres de Nusselt et de Sherwood modifiés par rapport aux corrélations de Ranz et Marshall. Dans les équations du modèle de Spalding (2.26), on doit alors remplacer les valeurs de  $Sh$  et  $Nu$  par  $Sh^*$  et  $Nu^*$  respectivement :

$$\begin{cases} Nu^* = 2 + \frac{Nu - 2}{F_T} \\ Sh^* = 2 + \frac{Sh - 2}{F_M} \end{cases}$$

avec

$$F_i = (1 + B_i)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_i)}{B_i}.$$

### 2.3.3 Hypothèses complémentaires

#### Evaluation des inconnues secondaires du système d'équations

Pour résoudre le système d'équations détaillés précédemment, il nous faut obtenir une expression de  $Nu$  et de  $Sh$ . En première approche, on peut utiliser les corrélations empiriques de Ranz et Marshall [60, 61] à savoir :

$$\begin{cases} Nu = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \\ Sh = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \end{cases}$$

Dans ces expressions on a :

- $Re_p$  qui est le nombre de Reynolds des gouttes formé à partir de la vitesse relative  $u_r = |u_\infty - u_p|$  :  $Re_p = \frac{u_r d_p}{\nu_g}$
- $Pr$  qui est le nombre de Prandtl de l'écoulement porteur :  $Pr = \frac{\nu_g}{\kappa_g}$
- $Sc$  qui est le nombre de Schmidt de l'écoulement porteur :  $Sc = \frac{\nu_g}{D_c}$

Pour ce qui est de  $x_{v,s}$ , qui intervient directement dans le cas du modèle de Maxwell et indirectement, par l'intermédiaire de  $B_M$ , pour le modèle de Spalding, on suppose qu'au voisinage de la goutte, la vapeur est à la pression de saturation pour la température  $T_p$ .  $x_{v,s}$  correspond

ainsi au taux maximum de vapeur que peut contenir le mélange gazeux à la température de la surface de la goutte  $T_p$  :

$$x_{v,s} = \frac{\overline{M}_e}{\overline{M}_e + \overline{M}_g \left( \frac{P}{P_{sat}(T_p)} - 1 \right)},$$

où  $P$  est la pression totale du mélange. Pour  $x_{v,\infty}$  on a, en repartant de la définition :

$$x_{v,\infty} = \frac{m_{v,\infty}}{m},$$

où  $m_{v,\infty}$  est la masse de vapeur dans l'écoulement porteur et  $m$  la masse totale du mélange. En introduisant le rapport de mélange  $r_\infty$  de l'écoulement porteur on obtient :

$$x_{v,\infty} = \frac{r_\infty}{1 + r_\infty}.$$

### Détermination des propriétés thermophysiques

Afin de résoudre le système (2.25) il nous faut également les valeurs des propriétés thermodynamiques du liquide (l'eau) et du gaz (l'air). Or ici comme nous avons une évolution de la température (notamment celle du liquide) ces propriétés ont des valeurs qui varient au cours du temps. De plus, localement autour de la goutte les échanges de températures sont importants et l'on ne peut considérer que les propriétés physiques de l'écoulement porteur restent les mêmes. Ainsi, afin de déterminer les propriétés thermophysiques du gaz, on introduit les résultats de la théorie des films. En effet, en présence de la goutte il se forme un film gazeux autour qui est le lieu des échanges de masse et de chaleur. La température de ce film est donnée par la règle des "tiers" [33] :

$$T_f = T_p + \frac{1}{3}(T_g - T_p).$$

On calcule alors les valeurs de  $\lambda_g$ ,  $\rho_g$  et  $D_c$  à partir de cette température de film.

Pour obtenir la densité  $\rho_g$  de la phase porteuse (supposée être de l'air), on considère que l'on a affaire à un gaz parfait. La loi des gaz parfaits donne alors la relation :

$$\rho_g = \frac{\overline{M}_g P}{R T_f},$$

où  $\overline{M}_g$  est la masse molaire du gaz.

Pour le calcul de la conductivité thermique  $\lambda_g$  on utilise la relation de Sutherland :

$$\lambda_g = \lambda_g^0 \left( \frac{T_f}{T^0} \right)^{3/2} \frac{T^0 + S_\lambda}{T_f + S_\lambda},$$

où  $\lambda_g^0 = 2.414 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  est la conductivité thermique de l'air à la température  $T^0 = 273.15 \text{ K}$ , et  $S_\lambda = 194.4 \text{ K}$  la constante de Sutherland pour la conductivité thermique.

Pour calculer  $\nu_g$  qui apparaît dans  $Re_p$ ,  $\mathcal{S}$  et  $Pr$ , on utilise la loi de Sutherland sur la viscosité dynamique  $\mu_g = \rho_g \nu_g$  :

$$\mu_g = \mu_g^0 \left( \frac{T_f}{T^0} \right)^{3/2} \frac{T^0 + S_\mu}{T_f + S_\mu},$$

où  $\mu_g^0 = 1.71 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  est la viscosité dynamique de l'air à la température de référence  $T^0 = 273.15 \text{ K}$ , et  $S_\mu = 110.4 \text{ K}$  la constante de Sutherland pour la viscosité. Pour calculer la diffusivité thermique  $\kappa_g$  qui intervient dans le nombre de Prandtl, on utilise l'expression de définition :

$$\kappa_g = \frac{\lambda_g}{C_{p_g} \rho_g}.$$

Pour calculer la diffusivité moléculaire  $D_c$  en fonction de la température, plusieurs approches sont possibles :

- Loi de Schirmer :  $D_c = 2.26 \cdot 10^{-5} \frac{1}{P} \left( \frac{T}{273} \right)^{1.81}$  où  $P$  est la pression en bar et  $T$  la température en K. Cette relation est valable entre 293 et 373 K.
- Relations issues de la dynamique moléculaire : Une relation faisant intervenir la vitesse moyenne des molécules et le libre parcours moyen permet d'écrire  $D_c = \frac{k_B^{3/2} T^{3/2}}{\pi P (3m)^{1/2} (r + r_c)^2}$ . En introduisant une diffusivité de référence pour un mélange donné, cette relation donne  $D_c = D_c^0 \frac{P_{ref}}{P} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2}$ , ce qui est proche de la loi de Schirmer. Une autre relation consiste à introduire la viscosité dynamique par  $D_c = \frac{k_B T}{6\pi r \mu_g}$  soit à l'aide d'une diffusivité de référence  $D_c = D_c^0 \frac{\mu_g^0}{\mu_g} \frac{T}{T_{ref}}$ ,  $\mu_g$  étant donné par la loi de Sutherland.
- Loi d'Arrhénius : Si on suppose que la diffusion est liée uniquement à l'agitation thermique, alors  $D_c$  suit une loi d'Arrhénius du type  $D_c = D_c^0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)$ . Pour un mélange air/eau cette relation s'écrit  $D_c = 6.17 \cdot 10^{-5} \exp\left(-\frac{2215}{RT}\right)$ .

On retiendra la première de ces formules, qui donne de bons résultats pour  $D_c$  sur sa plage de validité.

Concernant les propriétés thermophysiques du liquide, on considère que ni  $\rho_e$  ni  $C_{p_e}$  ne varient avec la température<sup>11</sup>. Pour de l'eau on a alors :

$$\rho_e = 1000 \text{ kg m}^{-3} \quad \text{et} \quad C_{p_e} = 4186 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Les seules quantités relatives au liquide qui varient avec la température sont alors la pression de vapeur saturante qui intervient dans le calcul de la fraction massique de vapeur à la surface de la goutte, et la chaleur latente de vaporisation.

Pour calculer la fraction massique à la surface de la goutte, il nous faut l'expression de la pression de vapeur saturante en fonction de la température de la goutte, vu que l'on suppose qu'il y a équilibre liquide/vapeur au voisinage immédiat de la surface de la goutte. Pour cela, on utilise la formule de Dupré qui approxime les données thermodynamiques fournies au tableau 2.1 :

$$\ln\left(\frac{P_{sat}}{P^0}\right) = 56.56 - \frac{7182}{T_p} - 6.3 \ln T_p.$$

11. Cette condition est assez bien vérifiée par l'eau, liquide qu'on utilise ici

On peut alors calculer  $x_{v,s}$  par la formule vue précédemment.

Pour la chaleur latente de vaporisation  $L_v$ , on a aussi une loi de dépendance avec la température qui s'écrit ( $L_v$  en  $\text{kJ kg}^{-1}$ ) :

$$L_v = 3224.8 - 2.65T_p.$$

### 2.3.4 Evaluation des différents modèles d'évaporation

#### Cas statique

On suppose ici qu'il n'y a pas d'écoulement d'air autour de la goutte, donc pas de transfert convectif, et que l'évaporation de vapeur ne crée pas d'écoulement. Dans ces conditions, les valeurs pour les nombres de Nusselt et de Sherwood se réduisent à  $Nu = Sh = 2$ . On cherche alors à comparer les résultats obtenus avec un modèle de Maxwell à ceux donnés par le modèle de Spalding. A noter que le modèle de Abramzon et Sirignano n'est pas utilisé ici, vu que les corrections supplémentaires qu'il introduit au modèle de Spalding sont uniquement d'ordre dynamique.

Avec le modèle de Spalding on a une évaporation plus lente de la goutte, comme cela est illustré par la figure 2.4 pour la température de surface de la goutte, la figure 2.5 pour le diamètre, et la figure 2.6 pour la durée de vie. En effet, vu que ce modèle prend mieux en compte l'épaississement de la couche limite, les transferts de masse et de chaleur sont alors ralentis.

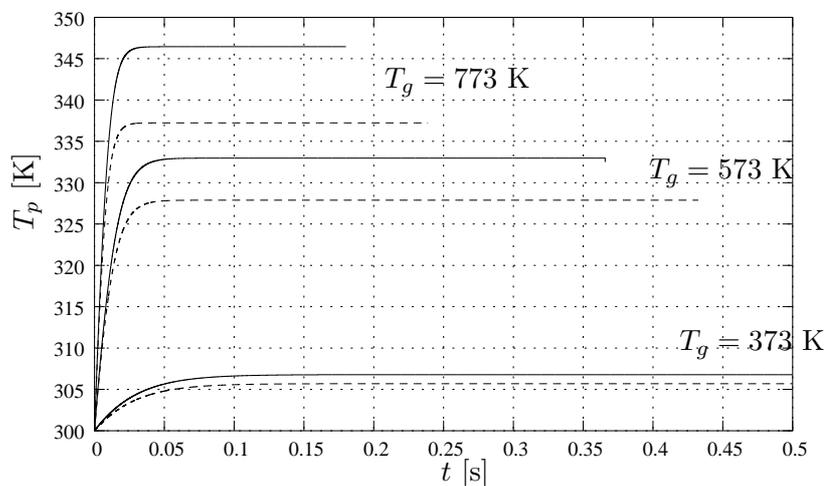


FIG. 2.4 – Evolution temporelle de la température de la goutte  $T_p$  pour différentes températures  $T_g$  (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)).

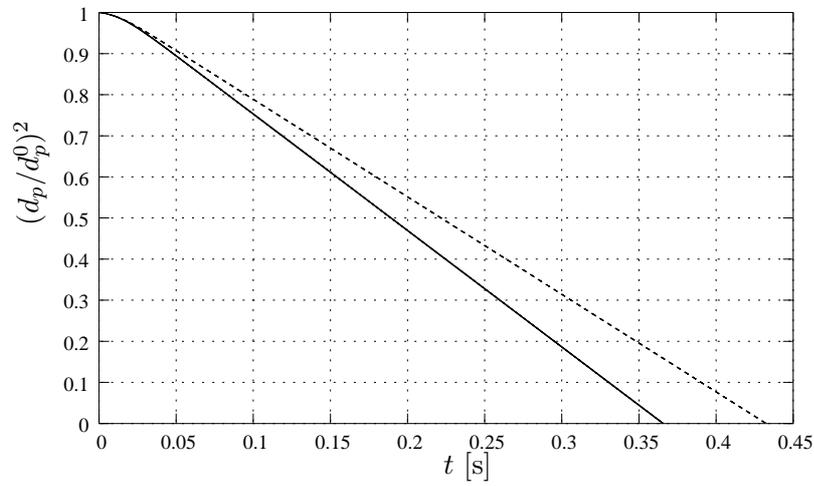


FIG. 2.5 – Evolution temporelle du diamètre adimensionné de la goutte pour  $T_g = 573$  K (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)).

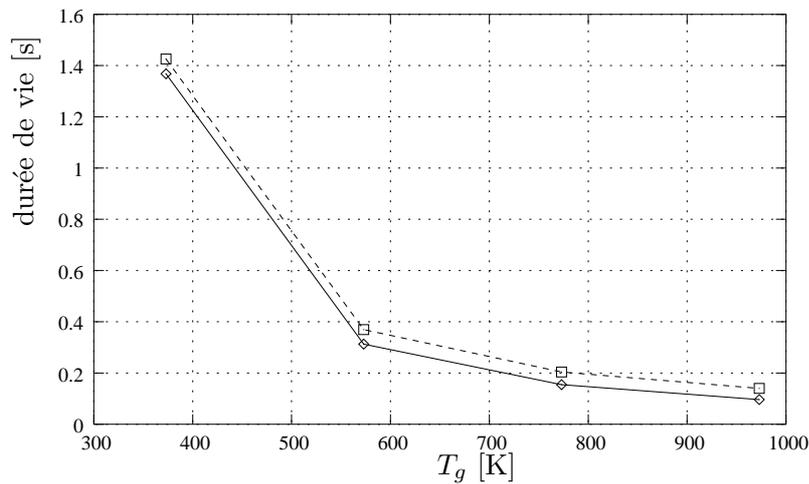


FIG. 2.6 – Evolution de la durée de vie de la goutte ( $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ ) en fonction de la température de l'écoulement ambiant (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)).

### Évaporation en présence d'un écoulement convectif

Ici, on se place dans le cas où la goutte s'évapore dans une ambiance convective de température constante. On a donc un flux d'air à une certaine vitesse  $u_\infty$  et à la température  $T_g$  qui atteint la goutte, elle-même immobile. Cette évaporation convective est prise en compte par une modification des nombres de Nusselt  $Nu$  et de Sherwood  $Sh$  par le biais des corrélations de Ranz-Marshall. Il est à noter que la vitesse relative  $u_r$  intervenant dans le calcul de  $Re_p$  se réduit à la vitesse de l'écoulement ambiant  $u_\infty$  puisque la goutte est considérée comme immobile ( $u_p = 0$ ). Pour déterminer l'évaporation de la goutte dans ces conditions, on peut reprendre les équations de l'un ou l'autre des modèles vus précédemment.

De façon globale, le modèle de Abramzon et Sirignano corrige le modèle de Spalding, mais relativement à la marge, comme le montrent les figures 2.7 et 2.8. *A priori* le modèle de Spalding sous-estime l'évaporation liée à l'écoulement de Stefan ce que corrige le modèle de Abramzon et Sirignano. L'erreur liée à l'utilisation du modèle de Maxwell est relativement importante. Il convient par la suite d'utiliser un modèle hydrodynamique (soit Spalding, soit Abramzon et Sirignano).

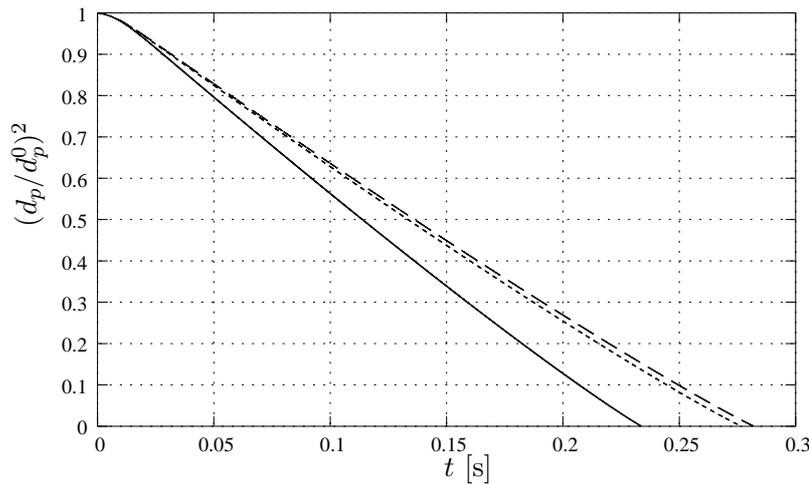


FIG. 2.7 – Evolution temporelle du diamètre adimensionnalisé de la goutte pour  $T_g = 573$  K et  $u_\infty = 2$  m s<sup>-1</sup> (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -), modèle de Abramzon-Sirignano (- · -)).

### Notion de puissance absorbée

A la surface de la goutte, la puissance absorbée se décompose en deux termes :

- la puissance nécessaire au chauffage ou à l'élévation de la température de la goutte,  $\mathcal{P}_{\text{ch}}$
- la puissance nécessaire à l'évaporation de la goutte,  $\mathcal{P}_{\text{evap}}$

La puissance nécessaire au chauffage de la goutte  $\mathcal{P}_{\text{ch}}$  s'écrit :

$$\mathcal{P}_{\text{ch}} = m_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt}.$$

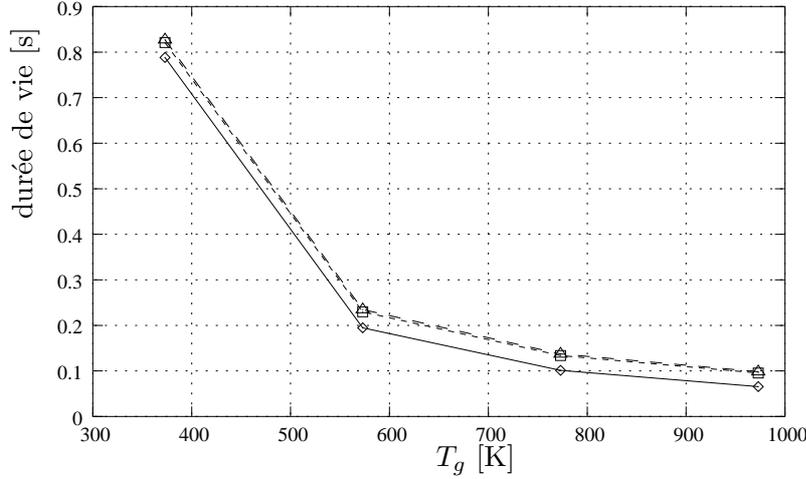


FIG. 2.8 – Evolution de la durée de vie de la goutte ( $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ ) en fonction de la température de l'écoulement ambiant pour  $u_\infty = 2 \text{ m s}^{-1}$  (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -), modèle de Abramzon-Sirignano (- · -)).

Pour ce qui est de la puissance nécessaire à l'évaporation, vu qu'elle traduit le transfert de masse, on a de façon assez directe :

$$\mathcal{P}_{\text{evap}} = -L_v \frac{dm_p}{dt}.$$

La puissance absorbée s'écrit alors comme la différence de ces deux termes soit :

$$\mathcal{P}_p = m_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt} + L_v \frac{dm_p}{dt}.$$

Pour obtenir une expression explicite en fonction des données du problème, il faut recourir à un des modèles d'évaporation détaillé précédemment. Par la suite, nous allons employer uniquement le modèle de Spalding. En effet, comme vu précédemment, les corrections apportées par le modèle de Abramzon-Sirignano sont relativement marginales et ne changent pas la tendance des résultats. Avec ce formalisme, la puissance absorbée s'écrit de façon générale :

$$\mathcal{P}_p = \pi d_p \lambda_g \text{Nu}(T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

Cette puissance correspond à l'échange convectif (ou conductif dans le cas statique) entre la goutte et l'écoulement porteur. Cet écoulement contribue pour partie au chauffage de la goutte, et donc à sa variation de température, et à son évaporation. D'une façon générale, le terme d'évaporation prend rapidement le pas sur le chauffage. Les paramètres influant sur cette puissance absorbée sont a priori de deux types :

- les caractéristiques initiales de la goutte, que ce soit le diamètre initial  $d_p^0$  qui conditionne fortement la phase d'évaporation et par extension la durée de vie de la goutte, ou la température initiale  $T_p^0$  qui affecte le temps de chauffe de la goutte

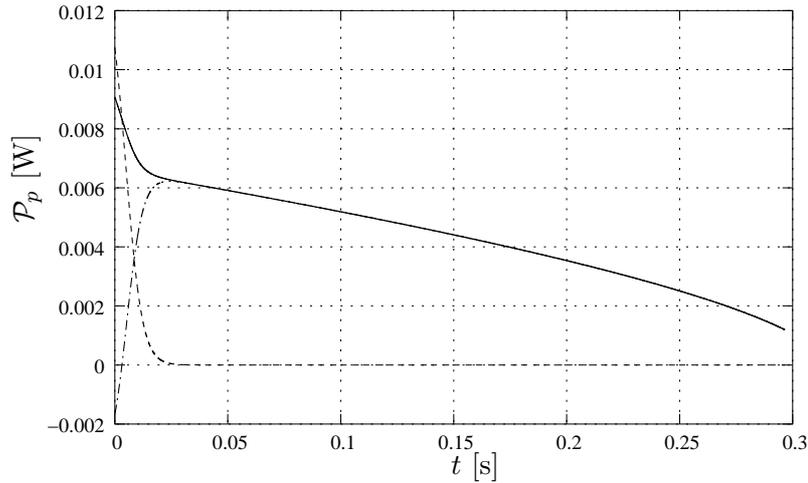


FIG. 2.9 – Evolution de la puissance absorbée par une goutte fixe et isolée, et de ses composantes. Puissance absorbée totale (—), puissance de chauffage  $\mathcal{P}_{\text{ch}}$  (--) et puissance liée à l'évaporation  $\mathcal{P}_{\text{evap}}$  (- · -).

- les caractéristiques de l'air ambiant (température, vitesse d'écoulement, humidité relative, ...) qui conditionnent également le transfert de masse et donc l'évaporation tout comme la phase de chauffage

Dans un premier temps intéressons nous à la sensibilité de  $\mathcal{P}_p$  aux paramètres spécifiques à la goutte tels que la température de surface  $T_p$  et le diamètre initial. La figure 2.9 présente, pour une ambiance extérieure  $(u_\infty, T_g, x_{v,\infty})$  donnée, l'évolution des différentes composantes de la puissance absorbée. On voit bien qu'assez rapidement la composante "chauffage" de la puissance absorbée devient négligeable par rapport à la puissance absorbée par évaporation. De ce fait, l'influence de la température de surface initiale de la goutte sur la puissance absorbée est moindre que celle du diamètre initial.

Afin de mieux apprécier la relation entre  $\mathcal{P}_p$  et les différents paramètres tant propres à la goutte (notamment  $d_p^0$ ) qu'externes, on introduit la notion de chaleur absorbée par la goutte au cours de sa vie  $\mathcal{Q}_p$ . Cette quantité s'écrit simplement :

$$\mathcal{Q}_p = \int_0^{t_{\text{evap}}} \mathcal{P}_p dt,$$

où  $t_{\text{evap}}$  est le temps nécessaire à l'évaporation complète de la goutte. La figure 2.10 montre l'évolution de  $\mathcal{Q}_p$ , en échelle logarithmique, en fonction du diamètre initial de la goutte. L'évolution est de type loi quadratique pour une ambiance extérieure donnée. De façon évidente on s'aperçoit que la chaleur absorbée augmente avec le diamètre initial de la goutte du fait de l'augmentation de la durée de vie de la goutte.

A présent, étudions l'influence des paramètres liés à l'écoulement porteur sur la puissance absorbée. Ces paramètres sont au nombre de 3 : il s'agit de la fraction massique de vapeur  $x_{v,\infty}$ ,

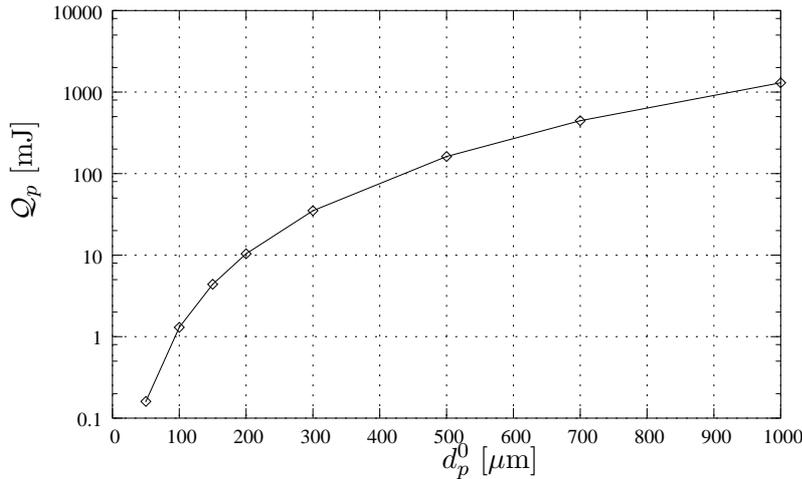


FIG. 2.10 – Evolution de la chaleur absorbée par une goutte fixe et isolée en fonction du diamètre initial. Les calculs sont menés avec un modèle de Spalding et  $T_g = 573$  K,  $u_\infty = 1$  m s<sup>-1</sup> et  $x_{v,\infty} = 0.05$ .

de la vitesse de l'écoulement  $u_\infty$  et de sa température  $T_g$ .

Concernant la fraction massique de vapeur dans l'écoulement porteur, la figure 2.11a présente l'évolution de la chaleur absorbée définie plus haut en fonction de cette même variable. On observe une augmentation de la chaleur absorbée avec la fraction massique, mais celle-ci reste modérée. En effet, entre la chaleur absorbée pour  $x_{v,\infty} = 0.05$ , notée  $Q_p(0.05)$ , et celle absorbée pour  $x_{v,\infty} = 0.5$ , notée  $Q_p(0.5)$ , il n'y a qu'une différence de  $0.234 \cdot 10^{-4}$  J, toute chose égale par ailleurs. Ceci peut s'expliquer par le fait que  $x_{v,\infty}$  intervient dans  $\mathcal{P}_p$  et donc dans  $Q_p$  par l'intermédiaire du calcul du nombre de Spalding en température  $B_T$ . Son influence est alors moins directe que celle du diamètre de la goutte par exemple qui intervient directement dans  $\mathcal{P}_p$ .

Pour ce qui est de la sensibilité de  $Q_p$  à la vitesse de l'écoulement porteur  $u_\infty$ , elle est en définitive assez faible. L'intégrale de la puissance absorbée conserve une valeur constante pour différentes valeurs de la vitesse. Pourtant il existe une influence de la vitesse de l'écoulement porteur sur les transferts de masse et de chaleur entre l'écoulement porteur et la goutte par le biais des nombres de Nusselt et de Sherwood, qui font intervenir à l'aide des corrélations de Ranz-Marshall le nombre de Reynolds de la particule, lui-même formé avec  $u_\infty$ . Pour observer cette influence, il faut plutôt s'intéresser au niveau maximum de puissance absorbée  $\mathcal{P}_p^{\max}$  et à la durée de vie de la goutte (ou temps d'évaporation)  $t_{\text{evap}}$ . La figure 2.12 montre clairement que plus la vitesse augmente et plus  $\mathcal{P}_p^{\max}$  augmente, et inversement pour  $t_{\text{evap}}$ . Cela permet d'expliquer le fait que l'intégrale  $Q_p$  de la puissance absorbée sur la durée de vie de la goutte reste constante avec la vitesse.

La figure 2.11b permet d'observer l'influence de la température sur la quantité de chaleur pompée par la goutte. Comme pour la fraction massique de vapeur, la différence  $\Delta Q_p$  est rela-

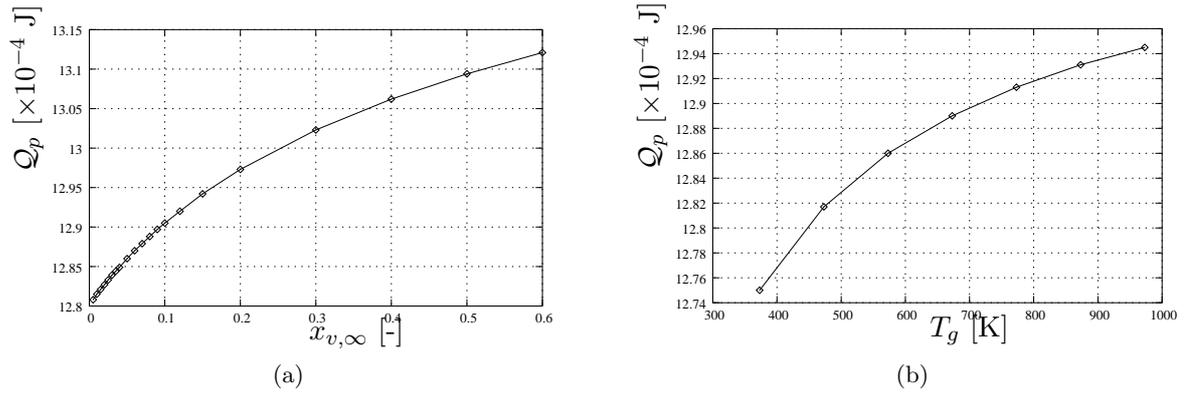


FIG. 2.11 – Evolution de la chaleur absorbée par une goutte fixe et isolée en fonction de divers paramètres : (a) fraction massique de vapeur présent dans l'écoulement ambiant et (b) température de l'écoulement ambiant. Les calculs sont menés avec un modèle de Spalding et  $T_g = 573$  K,  $u_\infty = 1$  m s $^{-1}$ ,  $x_{v,\infty} = 0.05$  et  $d_p^0 = 100$   $\mu$ m, suivant le cas.

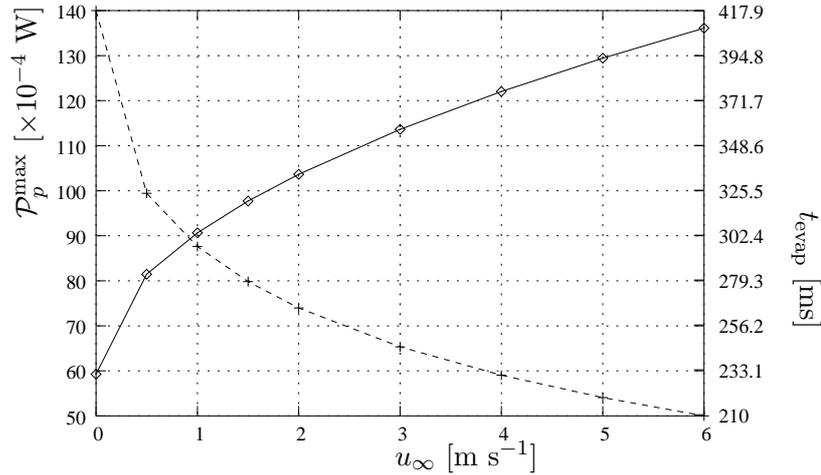


FIG. 2.12 – Evolution de la puissance maximale absorbée par une goutte fixe et isolée, et de la durée de vie, en fonction de la vitesse de l'écoulement porteur. Les résultats sont obtenus avec  $T_g = 573$  K,  $x_{v,\infty} = 0.05$  et  $d_p^0 = 100$   $\mu$ m.

tivement faible pour des températures très différentes. L'influence de la température ambiante se fait plus sentir sur la durée de vie de la goutte comme le montre la figure 2.8, plutôt que sur l'énergie totale absorbée par la goutte.



# Evaporation d'un nuage de gouttes

L'objectif de ce chapitre est de se rapprocher de la situation représentée à la figure 3.1. Il s'agit d'étudier les effets de l'évaporation d'un nuage de gouttes en mouvement issu de l'activation d'un SFLF, sur un écoulement d'air de vitesse  $u_{g\infty}$  et de température  $T_{g\infty}$ , supposées constantes dans un premier temps, qui pourrait s'apparenter à une couche de fumée déstratifiée se déplaçant dans le tunnel.

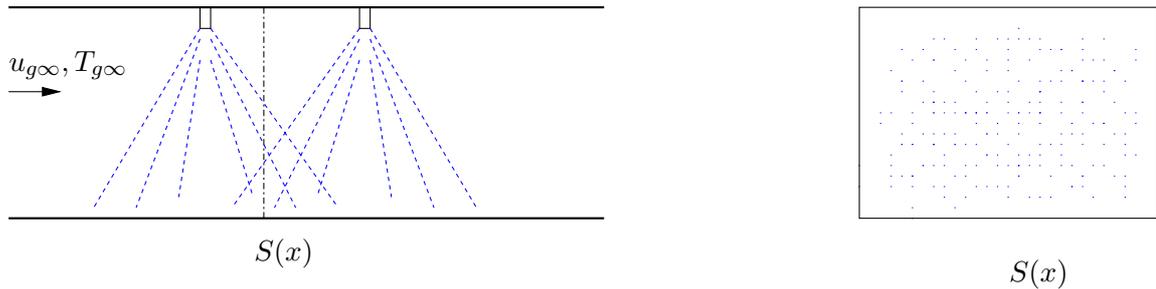


FIG. 3.1 – Représentation d'une section du tunnel avec aspersion.

Pour cela, deux types d'approches sont possibles. La première consiste à considérer que les gouttes formant le nuage n'interagissent pas entre elles. Elles se comportent comme des gouttes isolées juxtaposées. Cette approche peut être qualifiée de "lagrangienne" au sens de la section 4.1. La seconde approche, qui peut être qualifiée de "eulérienne", tient compte des interactions entre les gouttes par le biais de la saturation de l'écoulement dans lequel est plongé le nuage de gouttes.

## 3.1 Cas particulier des familles de gouttes isolées

Ce cas particulier tend à généraliser le cas de la goutte isolée précédemment étudié au chapitre 2. En effet, on s'intéresse ici à l'évolution au cours du temps d'un nuage de gouttes fixes que l'on considère comme isolées les unes des autres. Cela revient à négliger les possibles couplages entre

les gouttes, le cas avec couplages étant abordé plus loin. En extrapolant un peu, cette section correspond à l'étude en lagrangien (voir section 4.1) d'un nuage de gouttes qui pourrait être issu d'une buse d'aspersion. Afin de pousser plus en avant la modélisation, on s'intéressera également dans cette section à l'injection de gouttes en continu. Dans ce problème il n'y a pas de notion d'espace, la génération des gouttes étant considérée comme homogène dans tout l'espace.

### 3.1.1 Equations d'évaporation dans le cas mono-dispersé

D'un point de vue formel, dans un nuage de gouttes fixes et isolées, chaque goutte se comporte comme une goutte fixe et isolée et est donc régie par les mêmes équations que celles vues précédemment. Si on suppose de plus que le nuage est mono-dispersé, c'est-à-dire que toutes les gouttes le constituant ont le même diamètre initial  $d_p^0$ , on a alors un seul système d'équations qui régit l'évaporation des gouttes du nuage. Avec le formalisme du modèle de Spalding, ces équations s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dT_p}{dt} = \frac{6\rho_g D_c}{\rho_e C_{pe} d_p^2} \ln(1 + B_M) \left[ C_{pe} Nu \frac{(T_g - T_p)}{B_T} - L_v Sh \right] \\ \frac{dd_p}{dt} = -\frac{2\rho_g D_c}{\rho_e d_p} Sh \ln(1 + B_M) \end{cases}$$

Si l'on souhaite calculer la puissance absorbée par le nuage de gouttes isolées dans son ensemble, il suffit de multiplier l'expression obtenue pour une goutte fixe et isolée par le nombre  $n_p$  de gouttes présentes dans le nuage. Ainsi, la puissance absorbée par une famille mono-dispersée de gouttes fixes et isolées s'écrit :

$$\mathcal{P}_p = n_p \underbrace{\pi d_p \lambda_g Nu (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}}_{\mathcal{P}_p \text{ pour une goutte}}. \quad (3.1)$$

Cependant, lorsque l'on cherche à prendre en compte la génération en continu de gouttes fixes et isolées de diamètre initial  $d_p^0$  dans le calcul de la puissance absorbée, l'expression précédente devient caduque. En effet, la génération en continu se fait à un certain débit  $\dot{n}_p$  en gouttes par seconde, et la puissance absorbée totale doit aussi tenir compte de l'historique des gouttes présentes dans le domaine.

Si l'on suppose que toutes les gouttes injectées dans l'enceinte peuvent être considérées comme isolées et ont toutes les mêmes caractéristiques en termes de diamètre et de température, alors la puissance absorbée par ces gouttes s'exprime en fonction de leur "âge" dans l'enceinte et de la fonction "puissance absorbée" unitaire :

$$\mathcal{P}_p^1(t) = \pi d_p(t) \lambda_g Nu (T_g - T_p(t)) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

C'est ce que schématise la figure 3.2. En effet, à un instant  $t$  donné, la puissance totale absorbée est égale à la somme des puissances individuelles de la goutte apparue à  $t = 0$ , de celle d'âge  $A$ , de celle d'âge  $A'$ , etc. Vu que toutes les gouttes ont les mêmes caractéristiques, les contributions

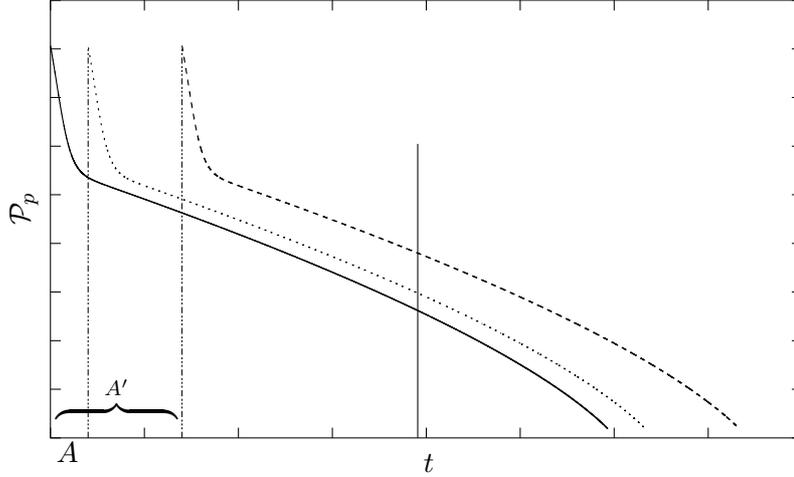


FIG. 3.2 – Schéma de principe de l'absorption de puissance par une famille de gouttes fixes et isolées.

unitaires des gouttes d'âge  $A$  et  $A'$  sont les mêmes que celle de la goutte initiale, moyennant un déphasage dans le temps. Ce déphasage est en fait l'âge de chacune des gouttes.

Généralisons le raisonnement précédent à une goutte apparaissant dans l'enceinte à l'instant  $t = \tau$ . Tout au long de sa vie dans l'enceinte, sa contribution à la puissance absorbée totale est la même que celle d'une goutte apparue à l'instant  $t = 0$ . La contribution de notre goutte est donc la translatée d'un vecteur  $\tau$  de la contribution d'une goutte originelle. De façon formelle, cette contribution s'écrit  $\forall t \geq \tau$  :

$$\mathcal{P}_p^\tau(t) = \mathcal{P}_p^1(t - \tau) = \pi d_p(t - \tau) \lambda_g Nu (T_g - T_p(t - \tau)) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

La puissance totale absorbée à un instant  $t$  donné s'écrit donc comme la somme sur  $\tau$  des différentes contributions individuelles :

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = \int_0^t \mathcal{P}_p^1(t - \tau) d\tau. \quad (3.2)$$

Si on s'intéresse à une injection de  $\dot{n}_p$  gouttes par seconde dans l'enceinte,  $\dot{n}_p$  étant considéré comme indépendant du temps, on a alors la puissance totale absorbée qui est :

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = \int_0^t \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t - \tau) d\tau. \quad (3.3)$$

**Remarque.** Si, à l'instant initial, on considère qu'il y a des gouttes déjà présentes dans l'enceinte, alors la puissance totale absorbée s'exprime :

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = n_p^0 \mathcal{P}_p^1(t) + \int_0^t \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t - \tau) d\tau, \quad (3.4)$$

où  $n_p^0$  est le nombre de gouttes à  $t = 0$ . □

### 3.1.2 Régime permanent

L'équation 3.3 traduit la puissance totale absorbable par les gouttes injectées à  $t = 0$ . Cependant, lorsque  $t$  est supérieur à  $t_{\text{evap}}$ , on est dans le cas de figure où les gouttes apparues à l'instant initial viennent juste de s'évaporer et donc ne participent plus à la puissance totale absorbée par la famille de gouttes.

Chaque goutte de la famille, pour une ambiance extérieure donnée et les mêmes caractéristiques initiales (diamètre et température), a la même durée de vie  $t_{\text{evap}}$ . Passée cette durée de vie, la goutte n'existe plus et donc ne participe plus à l'absorption de puissance. Ainsi, une goutte qui entre dans l'enceinte à l'instant  $t = t_0$  contribue à l'absorption de puissance jusqu'à l'instant  $t_0 + t_{\text{evap}}$ .

Ce phénomène de disparition des gouttes se traduit mathématiquement par l'introduction dans l'expression de  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  d'un terme de consommation de puissance. Ce terme est en fait l'opposé de la puissance absorbée par les gouttes nées avant  $t - t_{\text{evap}}$  puisque seules les gouttes nées entre  $t - t_{\text{evap}}$  et  $t$  participent activement à l'absorption de puissance, soit :

$$- \int_0^{t-t_{\text{evap}}} \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t_{\text{evap}} - \tau) d\tau.$$

La puissance totale absorbée à l'instant  $t$  s'écrit alors :

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = \int_0^t \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t - \tau) d\tau - \int_0^{t-t_{\text{evap}}} \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t_{\text{evap}} - \tau) d\tau,$$

soit

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = \int_{t-t_{\text{evap}}}^t \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t - \tau) d\tau.$$

En effectuant le changement de variable  $\tau' = \tau - (t - t_{\text{evap}})$ , on obtient pour  $t > t_{\text{evap}}$  :

$$\mathcal{P}_p^{\text{tot}}(t) = \int_0^{t_{\text{evap}}} \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t_{\text{evap}} - \tau') d\tau'.$$

On voit bien que  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  ne dépend plus de  $t$  dans son expression. On a donc atteint le régime permanent avec une puissance totale absorbée qui vaut

$$\mathcal{P}_{p,\infty} = \int_0^{t_{\text{evap}}} \dot{n}_p \mathcal{P}_p^1(t_{\text{evap}} - \tau) d\tau. \quad (3.5)$$

Ce régime permanent traduit le renouvellement des générations de gouttes dans l'enceinte, le débit d'injection étant bien évidemment considéré comme constant.

### 3.1.3 Résultats

Dans cette section nous détaillons les résultats obtenus pour un nuage de gouttes fixes et isolées. En considérant qu'à l'instant initial il n'y a pas de gouttes présentes dans l'enceinte ( $n_p^0 = 0$ ) et que l'on génère  $\dot{n}_p = 1000$  gouttes/s de diamètre  $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ , on obtient l'évolution de la puissance absorbée totale comme représenté à la figure 3.3.

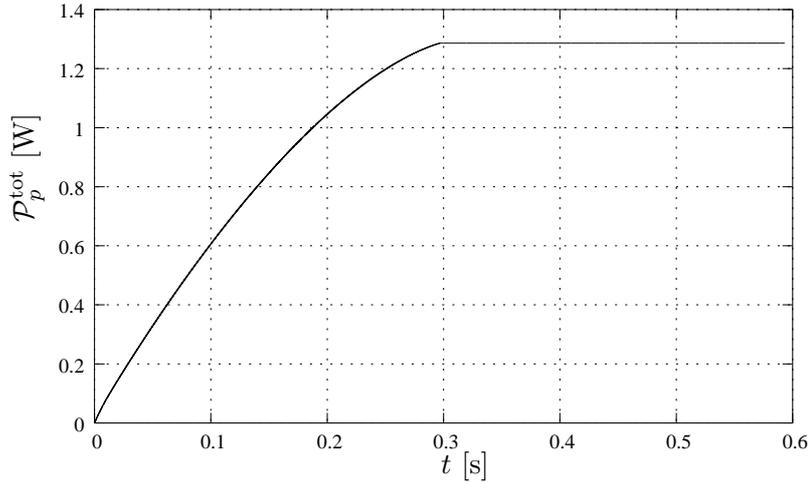


FIG. 3.3 – Evolution de la puissance totale absorbée par un nuage de gouttes fixes et isolées en fonction du temps. Les données ont été obtenues pour  $T_g = 573 \text{ K}$ ,  $u_\infty = 1 \text{ m s}^{-1}$  et  $x_{v,\infty} = 0.05$ .

Concernant la sensibilité de  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  au débit de gouttes injectées dans l'enceinte, si l'on considère  $\dot{n}_p$  comme indépendant du temps, on a alors une relation linéaire croissante entre ces deux quantités. Par rapport aux variables caractéristiques des gouttes d'une part et de l'écoulement d'autre part,  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  se comporte de la même façon que  $\mathcal{P}_p^1$  ou plus globalement comme la chaleur absorbée  $\mathcal{Q}_p$  (voir section 2.3.4).

## 3.2 Evaporation d'un nuage de gouttes immobile dans un écoulement convectif

L'objet de cette section est d'introduire, par rapport au cas précédent, les termes de couplage propres à un nuage de gouttes contenu dans un volume  $\mathcal{V}$  donné, notamment l'effet de la saturation de l'air en vapeur d'eau.

### 3.2.1 Equations de conservation

Dans cette section, on va appliquer les équations de conservation moyennées (voir annexe A) au cas d'un nuage de gouttes immobile dans un écoulement convectif. En fait, il s'agit d'une généralisation du cas de la goutte isolée dans un écoulement convectif puisqu'on considère le

nuage comme mono-dispersé, c'est-à-dire dont les gouttes ont toutes le même diamètre. Pour cela on repart des équations pour la phase "particule" ( $\phi \equiv p$ ), en considérant que  $U_{p,j} = 0$ .

### Conservation de la masse

Dans notre cas particulier, l'équation moyennée sur les particules de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{d(\alpha_p \rho_p)}{dt} = -\langle \rho(u_j - w_j)n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega}.$$

Cette équation fait intervenir la vitesse de déplacement de l'interface fluide/particules ( $u_j - w_j$ ). Ce déplacement est dû à l'évaporation des gouttes et donc au déplacement de la surface de chaque goutte. En considérant cette vitesse constante sur toute l'interface, le second membre de l'équation précédente se met sous la forme :

$$\langle \rho(u_j - w_j)n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega} = \rho_s \omega \frac{S_p}{\Omega},$$

où  $\rho_s \omega$  représente l'évaporation des gouttes, et  $S_p$  la surface de l'ensemble des gouttes. Cette surface peut être considérée comme le produit de la surface d'une goutte par le nombre total de gouttes  $N$ . En introduisant le nombre densité de gouttes dans le volume de contrôle  $n_p = \frac{N}{\Omega}$ , on obtient une nouvelle expression pour le terme source de masse :

$$\langle \rho(u_j - w_j)n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega} = n_p \rho_s \omega \pi d_p^2.$$

Le terme  $\pi d_p^2 \rho_s \omega$  représente le terme d'évaporation pour une goutte. Pour l'exprimer on reprend le formalisme adopté précédemment pour le modèle de Spalding. On a alors :

$$\pi d_p^2 \rho_s \omega = Sh \pi d_p \rho_g D_c \ln(1 + B_M).$$

De plus, comme le nombre densité  $n_p$  est relié à  $\alpha_p$  et  $d_p$  par :

$$n_p = \frac{6\alpha_p}{\pi d_p^3},$$

on obtient finalement l'équation de conservation suivante, en considérant  $\rho_p$  comme constante :

$$\frac{d\alpha_p}{dt} = -\frac{6\alpha_p}{d_p^2} Sh \frac{\rho_g}{\rho_p} D_c \ln(1 + B_M). \quad (3.6)$$

### Conservation de l'enthalpie

L'équation de conservation de l'enthalpie pour la phase liquide s'écrit sous la forme abrégée suivante :

$$\frac{d(\alpha_p \rho_p H_p)}{dt} = \Pi_p + S_p^m + \frac{d(\alpha_p P_p)}{dt}.$$

Dans cette équation les termes  $\Pi_p$  et  $S_p^m$  valent :

$$\begin{aligned} \Pi_p &= -\langle \rho h(u_j - w_j)n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega} + \langle p(u_j - w_j)n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega} - \langle q_j n_{p,j}\delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega}, \\ S_p^m &= -\frac{\partial(\alpha_p Q_{p,j})}{\partial x_j}. \end{aligned}$$

Si on suppose que le flux de chaleur moyen  $Q_{p,j}$  est indépendant des coordonnées d'espace, et que la pression de la phase liquide  $P_p$  est égale à la pression du fluide  $P_g$  et ne dépend pas du temps, on obtient l'équation de conservation de l'enthalpie suivante :

$$\frac{d(\alpha_p \rho_p H_p)}{dt} = -\langle \rho h(u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega + \langle p(u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega - \langle q_j n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega + P_g \frac{d\alpha_p}{dt}.$$

Détaillons à présent les différents termes qui interviennent au second membre de cette équation. Le premier représente l'échange d'enthalpie dû aux transferts de masse. En considérant que l'enthalpie au niveau de la surface est constante dans l'ensemble du volume de contrôle, on obtient :

$$\begin{aligned} \langle \rho h(u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega &= h_s \langle \rho(u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega \\ &= -h_s \frac{d(\alpha_p \rho_p)}{dt}, \end{aligned}$$

vu que  $\langle \rho(u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega$  est le terme de transfert de masse détaillé précédemment. A l'interface, l'enthalpie  $h_s$  s'écrit sous la forme :

$$h_s = L_v + C_{pe} T_p,$$

en considérant la température uniforme à l'intérieur des gouttes. Dans cette dernière expression,  $L_v$  est la chaleur latente de vaporisation.

Pour le terme de transfert thermique  $\langle q_j n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega$ , on va supposer que le rayonnement peut être négligé. On a alors un transfert de chaleur entre le fluide porteur et les gouttes qui s'effectue uniquement par convection. Comme pour le transfert de masse, en introduisant le nombre densité, on a :

$$\langle q_j n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega = n_p \dot{q}_c \pi d_p^2,$$

où  $\dot{q}_c \pi d_p^2$  représente le transfert convectif vers une goutte. Ce dernier transfert s'exprime, dans le cadre du modèle de Spalding sous la forme :

$$\dot{q}_c \pi d_p^2 = \pi d_p \lambda_g Nu (T_p - T_g) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

D'où, en utilisant l'expression de  $n_p$  en fonction de  $\alpha_p$  et  $d_p$  :

$$\langle q_j n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_\Omega = \frac{6\alpha_p}{d_p^2} \lambda_g Nu (T_p - T_g) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

**Remarque.** Dans l'expression des termes sources de transfert de masse et de transfert thermique par convection/conduction, on retrouve la quantité  $\frac{6\alpha_p}{d_p}$  qui est appelée "aire interfaciale" et est souvent notée  $\mathcal{A}$ . □

Le terme d'échange de pression se met sous la forme  $-P_g \frac{d\alpha_p}{dt}$  puisqu'on néglige la tension de surface des gouttes (ce qui revient à dire que  $P_g \equiv P_p$ ).

En regroupant les différents termes, on obtient alors l'équation moyennée de conservation de l'enthalpie :

$$\frac{d(\alpha_p \rho_p H_p)}{dt} = (L_v + C_{pe} T_p) \frac{d(\alpha_p \rho_p)}{dt} + \frac{6\alpha_p}{d_p^2} \lambda_g Nu (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T},$$

soit, en considérant  $\rho_p \equiv \rho_e$  comme constant :

$$\alpha_p \rho_p \frac{dH_p}{dt} = \rho_p (L_v + C_{pe} T_p - H_p) \frac{d\alpha_p}{dt} + \frac{6\alpha_p}{d_p^2} \lambda_g Nu (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}.$$

De plus, vu que l'on considère la température des gouttes comme homogène, l'enthalpie  $H_p$  s'écrit :  $H_p = C_{pe} T_p$ . Et donc on obtient une expression pour l'évolution de la température  $T_p$  :

$$\alpha_p \rho_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = \rho_p L_v \frac{d\alpha_p}{dt} + \frac{6\alpha_p}{d_p^2} \lambda_g Nu (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}. \quad (3.7)$$

### Conservation du nombre densité

Les deux équations que nous venons d'obtenir donnent l'évolution au cours du temps de la fraction volumique  $\alpha_p$  et de la température  $T_p$  en fonction notamment du diamètre des gouttes. Or il nous manque une équation sur ce diamètre. Pour cela, on introduit l'équation de conservation du nombre densité :

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p U_{p,j}}{\partial x_j} = 0.$$

Dans notre cas, comme le nuage est immobile on a  $U_{p,j} = 0$  et donc  $\frac{dn_p}{dt} = 0$ . On a alors  $n_p = n_p^0$ , nombre densité du nuage à l'instant initial. Pour des gouttes sphériques,  $n_p$  peut s'écrire sous la forme :

$$n_p = \frac{6\alpha_p}{\pi d_p^3},$$

ce qui nous donne une équation algébrique sur le diamètre :

$$d_p = \sqrt[3]{\frac{6\alpha_p}{\pi n_p^0}}. \quad (3.8)$$

### 3.2.2 Prise en compte de la saturation

Dans le cas particulier d'un nuage de gouttes, l'évaporation d'une goutte conditionne l'évaporation des autres du fait de la production de vapeur d'eau et donc de l'augmentation de la fraction massique  $x_{v,\infty}$ . Cela se traduit par une modification du nombre de Spalding en masse  $B_M$  vu que ce paramètre fait intervenir directement la fraction massique de vapeur dans l'écoulement ambiant :

$$B_M = \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}}.$$

Dans cette expression,  $x_{v,s}$  est la fraction massique de vapeur à la surface de la goutte. Comme vu précédemment,  $x_{v,s}$  se calcule en supposant qu'il y a équilibre liquide-vapeur à la pression de saturation au voisinage immédiat de la surface de la goutte :

$$x_{v,s} = \frac{\overline{M}_e}{\overline{M}_e + \overline{M}_g \left( \frac{P}{P_{sat}} - 1 \right)},$$

la pression de saturation  $P_{sat}$  étant donnée, dans notre cas, par la formule de Dupré. Cependant, au voisinage de la surface de la goutte il se forme un film de vapeur qui est le lieu des échanges de masse et de chaleur. Afin de prendre en compte ce phénomène, on utilise une fraction massique "équivalente" dans l'expression de  $B_M$ , qui s'exprime à l'aide de la règle des tiers :

$$\tilde{x}_{v,s} = x_{v,s} + \frac{1}{3}(x_{v,\infty} - x_{v,s}).$$

A présent, afin de déterminer l'évolution en fonction du temps de  $x_{v,\infty}$  et donc du degré de saturation de l'air ambiant en vapeur d'eau, on a recours à l'équation de conservation des espèces que l'on applique à la seule fraction massique de vapeur d'eau dans le gaz. On a donc à résoudre l'équation suivante :

$$\frac{\partial \alpha_g \rho_g x_{v,\infty}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g \rho_g x_{v,\infty} U_{g,j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \chi_{\phi} \rho Y_k'' u_j'' \rangle_{\Omega} = \Gamma_{g,k} + \alpha_g \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho_g D_c \frac{\partial x_{v,\infty}}{\partial x_j} \right).$$

Si on ne tient pas compte de la répartition spatiale de la fraction massique de vapeur, cette dernière équation se réduit à :

$$\frac{d \alpha_g \rho_g x_{v,\infty}}{dt} = \Gamma_{g,k},$$

avec  $\Gamma_{g,k} = -\langle \rho x_v (u_j - w_j) n_{g,j} \delta_{\zeta,g} \rangle_{\Omega}$ .

Dans son expression même,  $\Gamma_{g,k}$  fait intervenir la surface de contact entre le liquide et le gaz ainsi que la normale extérieure à la phase gazeuse. En se plaçant du côté particules,  $\Gamma_{g,k}$  s'écrit :

$$\Gamma_{g,k} = \langle \rho x_v (u_j - w_j) n_{p,j} \delta_{\zeta,p} \rangle_{\Omega}.$$

Pour estimer le terme  $\Gamma_{g,k}$  plus en détail, on considère que la vitesse de déplacement de l'interface particules/gaz,  $(u_j - w_j)$ , est constante sur toute cette interface et vaut  $\omega$ , ce qui donne :

$$\Gamma_{g,k} = \tilde{x}_{v,s} \rho_s \omega \frac{S_p}{\Omega} = n_p \tilde{x}_{v,s} \rho_s \omega \pi d_p^2.$$

Or, comme vu précédemment, le terme  $\rho_s \omega \pi d_p^2$  correspond au transfert de masse par évaporation pour une goutte. En reprenant le formalisme du modèle de Spalding, on obtient alors pour  $\Gamma_{g,k}$  l'expression suivante :

$$\Gamma_{g,k} = \frac{6 \alpha_p}{d_p^2} \tilde{x}_{v,s} Sh \rho_g D_c \ln(1 + B_M).$$

Cette expression du terme source est assez semblable à celle du terme source présent dans l'équation de conservation de la masse. Ainsi, à partir de l'équation (3.6), on peut le réécrire sous la forme :

$$\Gamma_{g,k} = -\tilde{x}_{v,s} \frac{\rho_e}{\rho_g} \frac{\partial \alpha_p}{\partial t}.$$

En considérant  $\rho_g$  comme constante et comme  $\alpha_g = 1 - \alpha_p$  par définition, on obtient finalement l'équation de conservation de la fraction massique de vapeur  $x_{v,\infty}$  :

$$\frac{dx_{v,\infty}}{dt} = \frac{1}{1 - \alpha_p} \left( x_{v,\infty} - \tilde{x}_{v,s} \frac{\rho_e}{\rho_g} \right) \frac{d\alpha_p}{dt}. \quad (3.9)$$

### 3.2.3 Système d'équations à résoudre

Les équations différentielles (3.6), (3.7) et (3.9) permettent de décrire l'évolution au cours du temps de la fraction volumique, de la température du nuage de gouttes et du niveau de saturation du volume d'air contenant le nuage. Nous les récapitulons ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\alpha_p}{dt} = -\frac{6\alpha_p}{d_p^2} Sh \frac{\rho_g}{\rho_p} D_c \ln(1 + B_M) \\ \alpha_p \rho_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = \rho_p L_v \frac{d\alpha_p}{dt} + \frac{6\alpha_p}{d_p^2} \lambda_g Nu (T_g - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \\ \frac{dx_{v,\infty}}{dt} = \frac{1}{1 - \alpha_p} \left( x_{v,\infty} - \tilde{x}_{v,s} \frac{\rho_e}{\rho_g} \right) \frac{d\alpha_p}{dt} \end{array} \right. \quad (3.10)$$

A ce système d'équations portant sur les 3 inconnues principales que sont  $\alpha_p$ ,  $T_p$  et  $x_{v,\infty}$ , il nous faut rajouter des équations algébriques sur les équations secondaires que sont  $d_p$ ,  $B_M$ ,  $B_T$ ,  $Nu$  et  $Sh$ . Pour la plupart de ces inconnues, les équations algébriques les concernant ont été détaillées au chapitre 2. Pour le diamètre  $d_p$  des gouttes, il s'agit de l'équation (3.8). Le système d'équations sur les inconnues secondaires s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} d_p = \sqrt[3]{\frac{6\alpha_p}{\pi n_p^0}} \\ B_M = \frac{x_{v,s} - x_{v,\infty}}{1 - x_{v,s}} \\ B_T = (1 + B_M) \frac{C_{pe}}{C_{pg}} \frac{1}{Le} - 1 \\ Nu = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \\ Sh = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Ces équations font apparaître certains nombres adimensionnels qui sont obtenus à partir des données sur l'écoulement porteur et sur le composé constituant les gouttes du nuage. La résolution du système différentiel (3.10) peut être menée à l'aide d'un schéma numérique d'intégration de type Rune-Kutta. Cependant, ce système présente la particularité de se "saturer" par l'intermédiaire de l'équation sur  $x_{v,\infty}$ . En effet, lorsque l'on a atteint la saturation pour la température  $T_g$  dans l'écoulement porteur, soit  $x_{v,\infty} = x_{v,s}$ , il n'y a plus d'évaporation possible. On aboutit alors à une solution limite sur la fraction volumique de gouttes, vu que leur température est égale à la température de saturation.

### 3.3 Modélisation simplifiée du mode d'action de l'aspersion en tunnel

Nous avons vu précédemment la modélisation entreprise pour calculer l'évaporation d'une famille de gouttes et d'un nuage de gouttes plus dense. Cependant, cette modélisation s'est arrêtée au cas où les gouttes sont fixes et la distribution mono-dispersée. L'objectif de cette section est d'introduire les forces influant sur la dynamique des gouttes et la notion de spray polydispersé.

#### 3.3.1 Prise en compte de la dynamique des gouttes

Dans le cas réel d'un système d'aspersion en tunnel (voir schéma 3.1), les gouttes sont injectées à vitesse relativement élevée dans un écoulement longitudinal. La prise en compte de la dynamique des gouttes passe donc par la résolution d'une équation de conservation de la quantité de mouvement des gouttes.

Si on se place dans l'optique d'un suivi lagrangien<sup>12</sup> des gouttes, la vitesse des gouttes est donnée par la relation :

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p,$$

où  $x_p$  est la position de la goutte. Le principe fondamental de la dynamique appliqué au système "goutte" s'écrit alors :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_p = \sum F_k, \quad (3.12)$$

où  $F_p$  est la résultante des forces s'appliquant à la particule.

Contrairement aux équations de Navier-Stokes en variables d'Euler pour le fluide porteur, l'équation (3.12) et surtout les composantes de  $F_p$  restent encore un problème ouvert pour ce qui est de son domaine de validité. Une forme analytique possible de  $F_p$  est celle donnée par Maxey et Riley [40]. Les forces agissant sur la particule se décomposent en :

- les effets de traînée  $F_D$
- les forces de gravité  $F_G$
- les forces de portances  $F_L$
- les forces dues aux gradients de pression dans le fluide porteur (ou forces de flottabilité)  $F_S$
- les forces dites de "masse ajoutée" et de Basset  $F_H = F_M + F_B$
- les interactions (éventuelles) avec les parois  $F_W$

#### Effets gravitaires et de flottabilité

Certainement, la force la plus simple à exprimer parmi les précédentes est celle liée aux effets gravitaires  $F_G$ . En effet, cette force tient compte du poids de la particule ainsi que de la poussée

12. Si on considère la phase dispersée comme un second fluide (modélisation eulérienne), l'équation (3.12) (voir section 4.1) s'écrit sous une forme analogue à celle pour la quantité de mouvement du fluide porteur. L'analyse menée ici n'est alors plus applicable

d'Archimède dans le fluide porteur. Si on considère la particule comme une sphère de diamètre  $d_p$ , cette force s'écrit :

$$F_G = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho_g) g, \quad (3.13)$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur et  $\rho_p$  la masse volumique du matériau constituant la particule.

Les effets de flottabilité sont eux liés au déplacement de la masse de fluide équivalente<sup>13</sup> à celle de la particule.  $F_S$  s'écrit alors sous la forme :

$$F_S = \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_g \frac{Du_g}{Dt}, \quad (3.14)$$

où  $\frac{Du_g}{Dt}$  représente l'accélération de la phase porteuse au sens des équations de Navier-Stokes :

$$\frac{Du_g}{Dt} = \frac{\partial u_g}{\partial t} + u_g \nabla u_g.$$

### Effets dus à la traînée

La force de traînée, induite par le déplacement de la particule, s'écrit dans le cas d'une particule solide et sphérique :

$$F_D = \frac{\pi d_p^2}{8} \rho_g C_D |u_g - u_p| (u_g - u_p), \quad (3.15)$$

où  $C_D$  est le coefficient de traînée. Cette expression prolonge les travaux réalisés par Stokes en 1851 pour le cas d'une particule à faible nombre de Reynolds ( $Re_p \ll 1$ ).

Suivant les valeurs de  $Re_p$ , on introduit un facteur correctif pour le coefficient de traînée  $C_D$  sous la forme :

$$C_D = f \frac{24}{Re_p}.$$

$f$  peut prendre en compte des modifications liées au nombre de Reynolds ( $f_{Re}$ ), à la sphéricité de la particule ( $f_E$ ) ou encore au nombre de Mach de l'écoulement porteur ( $f_{Ma}$ ), en s'écrivant sous la forme :  $f = f_{Re} f_E f_{Ma} \dots$ . Pour  $f_{Re}$ , Clift *et al.* dans [16] donnent les valeurs suivantes (voir également figure 3.4) :

$$f_{Re} = \begin{cases} 1 + \frac{3}{16} Re_p & \text{pour } Re_p < 1 \\ 1 + 0.1935 Re_p^{0.6305} & \text{pour } 1 < Re_p < 285 \\ 1 + 0.015 Re_p + 0.2283 Re_p^{0.427} & \text{pour } 285 < Re_p < 2000 \\ 0.44 \frac{Re_p}{24} & \text{pour } 2000 < Re_p < Re_c = 3.5 \times 10^5 \end{cases}$$

Au delà de  $Re_c$  qui est le Reynolds critique pour une particule sphérique, la valeur de  $C_D$  chute (voir figure 3.4). On est alors en régime turbulent pour la particule.

13. Quantité intervenant dans le calcul de la poussée d'Archimède

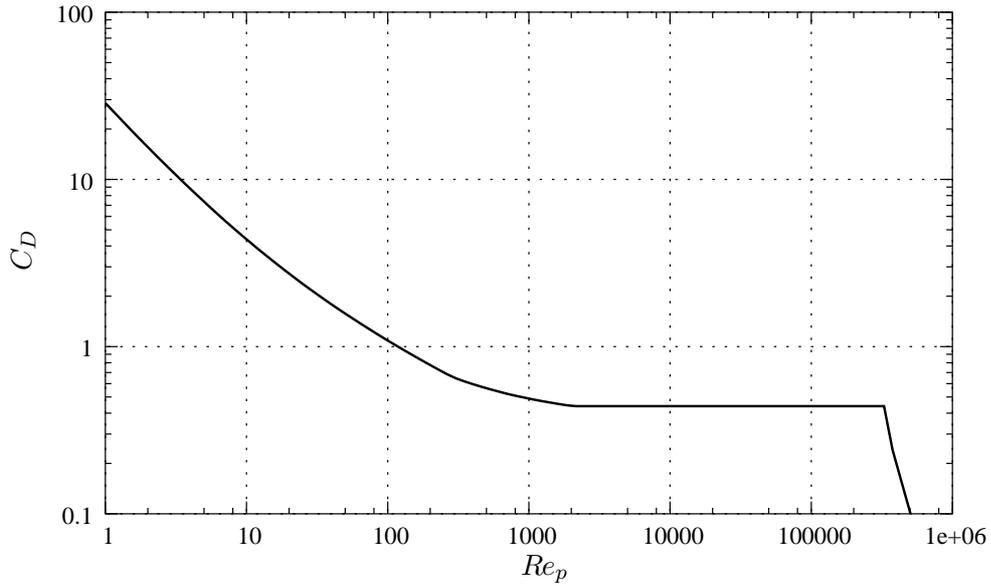


FIG. 3.4 – Evolution du coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds de la particule  $Re_p$ .

Considérons à présent le cas de particules fluides. Pour ces particules, le coefficient de traînée peut être affecté par la circulation interne et éventuellement les effets de déformation de la particule [25]. Si on se place dans le cas de gouttes d'eau dans l'air, le ratio des masses volumiques  $\frac{\rho_p}{\rho_g}$  est très largement supérieur à 1. On est donc dans le cas de ce qu'on appelle des particules "lourdes". Pour ce genre de particules, la circulation interne n'a pratiquement aucune influence sur  $C_D$ . Cependant les effets de déformation peuvent se faire sentir à Reynolds relativement élevé, lorsque la tension de surface n'est plus le phénomène prédominant au sein des gouttes. Pour des gouttes d'eau dans un air au repos, les phénomènes de déformation doivent être pris en compte lorsque le diamètre devient supérieur à 1 mm [38]. Si on se trouve en deçà de cette limite, ce qui sera notre cas la plupart du temps pour un système d'aspersion en tunnel, alors  $C_D$  a la même expression que pour les particules solides.

### Forces de "masse ajoutée" et de Basset

Concernant les forces de "masse ajoutée"  $F_M$ , il s'agit des forces s'appliquant sur le volume de fluide se déplaçant avec la particule, autrement dit la couche limite se formant autour de la particule. Pour une particule sphérique, les différentes études menées sur ce sujet convergent vers une valeur de 0.5 pour le coefficient de masse ajoutée  $C_M$  [38]. Ainsi, la masse ajoutée qui s'écrit  $\frac{\pi d_p^3}{6} C_M \rho_g$ , est soumise à l'accélération de la particule et aux effets de flottabilité. La force  $F_M$  traduisant cela a donc pour expression :

$$F_M = \frac{\pi d_p^3}{6} C_M \rho_g \left( \frac{Du_g}{Dt} - \frac{du_p}{dt} \right),$$

soit avec  $C_M = 0.5$  :

$$F_M = \frac{\pi d_p^3}{12} \rho_g \left( \frac{Du_g}{Dt} - \frac{du_p}{dt} \right). \quad (3.16)$$

Pour la force de Basset, on peut reprendre le même formalisme que celui retenu dans [38], à savoir :

$$F_B = \frac{3}{2} d_p^2 \rho_g \sqrt{\pi \nu_g} \int_{-\infty}^t \frac{d}{d\tau} (u_g - u_p) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}}. \quad (3.17)$$

Cette force traduit l'histoire du mouvement de la particule et l'effet du sillage créé par la particule sur cette dernière.

### Equation de mouvement pour des gouttes d'eau

Dans ce qui précède nous n'avons pas abordé les forces de portance. Si on se place dans l'approximation de particules "lourdes" comme des gouttes d'eau dans de l'air, l'influence de ces forces par rapport à la traînée et la gravité est négligeable. Cependant, dans certaines conditions de turbulence de l'écoulement porteur notamment, il se peut que ces forces ne soient plus négligeables et doivent ainsi être prises en compte dans l'équation de mouvement de la goutte. On pourra se référer utilement à [38, section 2.6] pour un aperçu des différentes formulations possibles.

Pour des particules "lourdes", les effets de masse ajoutée et les forces de Basset sont également négligeables [43]. L'équation de mouvement (3.12) pour des gouttes d'eau dans de l'air s'écrit alors :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{\pi d_p^2}{8} \rho_g C_D |u_g - u_p| (u_g - u_p) + m_p g,$$

soit

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g C_D}{\rho_p d_p} |u_g - u_p| (u_g - u_p) + g. \quad (3.18)$$

Si l'on prend le cas particulier d'une goutte isolée, la valeur de la vitesse  $u_p$  n'intervient qu'indirectement dans les équations du modèle de Spalding qui régissent les transferts de masse et de chaleur, par l'intermédiaire du nombre de Reynolds de la goutte  $Re_p$ .

### 3.3.2 Les principes du polydispersé

Précédemment, dans les sections 3.1 et 3.2, nous nous sommes intéressés uniquement à l'évaporation des gouttes dont la distribution en taille était monodispersée. On pouvait alors considérer toutes les gouttes comme ayant le même diamètre caractéristique  $d_p$ . Dans la réalité cependant, il est difficile d'obtenir une distribution mono-dispersée même de façon statistique.

Les distributions fournies par les systèmes d'aspersion courants, et donc potentiellement installables en tunnel, sont de type polydispersé. On a alors la juxtaposition de plusieurs classes monodispersées pour former la distribution.

Plusieurs types de distributions polydispersées peuvent être utilisées pour représenter une buse donnée [20, 3]. On distingue les distributions discrètes qui font apparaître des classes de diamètre bien définies, des distributions continues où le diamètre suit une densité de probabilité donnée. Dans les modélisations de l'évaporation développées précédemment, l'introduction de la notion de distribution polydispersée peut se faire par la prise en compte de l'évaporation dans chaque classe à la façon de l'évaporation d'une famille de gouttes (voir section 3.1). Par contre l'utilisation d'une distribution continue nécessite de remettre à plat la modélisation effectuée.

Dans la suite de cette section nous allons décrire un peu plus en détail le cas des distributions polydispersées continues. Il existe trois grands types de distributions continues fréquemment utilisés :

- la distribution log-normale
- la distribution de Rosin-Rammler
- la distribution log-hyperbolique

Une distribution mixte Rosin-Rammler/log-normale peut également être utilisée pour mieux prendre en compte les “queues” de la distribution (zone des très petites et/ou des très grosses gouttes) [32].

De façon générale, une distribution continue fait intervenir une fonction densité de probabilité (ou *pdf* en anglais)  $f_n(d_p)$  normalisée par :

$$\int_0^{d_p^{\max}} f_n(d_p) dd_p = 1.$$

Cette densité de probabilité peut être reliée à une distribution cumulative  $F_n$  par :

$$F_n(d_p) = \int_0^{d_p} f_n(\delta) d\delta.$$

Ces deux expressions sont valables pour une distribution en nombre de gouttes (indice  $n$  pour la densité de probabilité et la distribution cumulative). Des définitions similaires peuvent être fournies si on souhaite une distribution en masse plutôt qu'en nombre (indice  $m$  par la suite).

Pour pouvoir caractériser de façon globale la distribution en taille, il s'agit de pouvoir définir un diamètre caractéristique. Pour une distribution continue, on utilise généralement les moments de la densité de probabilité. Comme nous le verrons au tableau D.1, il existe plusieurs paramètres statistiques qui permettent de définir une notion de diamètre caractéristique. Pour une distribution continue le diamètre moyen  $\bar{d}_p$  s'écrit :

$$\bar{d}_p = \int_0^{d_p^{\max}} d_p f_n(d_p) dd_p.$$

Le diamètre de Sauter  $d_{32}$  s'exprime, quant à lui, à l'aide de la densité de probabilité en nombre de gouttes, comme suit :

$$d_{32} = \frac{\int_0^{d_p^{\max}} d_p^3 f_n(d_p) dd_p}{\int_0^{d_p^{\max}} d_p^2 f_n(d_p) dd_p}.$$

On emploie également fréquemment le diamètre médian  $d_{v50}$  qui correspond au diamètre pour lequel la distribution cumulative  $F_n$  vaut 0.5 (soit 50%).

La figure 3.5 représente la densité de probabilité de chacune des distributions mentionnées plus haut. Les paramètres de chaque distribution (voir sections dédiées) sont choisis de telle façon à assurer un diamètre médian  $d_{v50}$  de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$ .

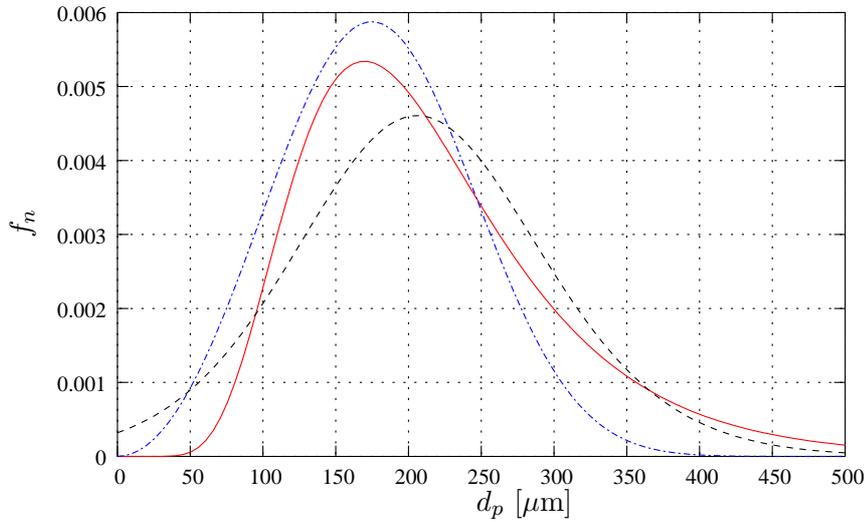


FIG. 3.5 – Evolution de la densité de probabilité  $f_n$  en fonction du diamètre  $d_p$  pour les distributions log-normale (courbe rouge), de Rosin-Rammler (courbe bleue) et log-hyperbolique (courbe noire).

### Distribution log-normale

La densité de probabilité de la distribution log-normale est basée sur une loi normale (ou gaussienne). Elle s'écrit sous la forme :

$$f_n(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln d_p - \ln d_{v50}}{\sigma_0} \right)^2 \right] \frac{1}{d_p}, \quad (3.19)$$

$\sigma_0$  étant la variance de la distribution.

### Distribution de Rosin-Rammler

C'est une distribution très souvent employée pour caractériser les répartitions de gouttes dans les sprays<sup>14</sup>. Sa forme courante d'expression est celle d'une distribution cumulative en

14. La distribution de Rosin-Rammler est un cas particulier des distributions de Nukiyama-Tanasawa [3]

masse des gouttes  $F_m(d_p)$  :

$$F_m(d_p) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{d_p}{\delta} \right)^n \right], \quad (3.20)$$

où  $n$  et  $\delta$  sont des paramètres de calage de la distribution. A noter qu'en introduisant la notion de diamètre médian en masse  $d_{v50}^m$ , on a  $\delta$  qui s'écrit :

$$\delta = \frac{d_{v50}^m}{(\ln 2)^{1/n}}.$$

On peut revenir, à partir de l'équation (3.20), à une densité de probabilité en masse  $f_m(d_p)$  pour la distribution de Rosin-Rammler, en utilisant la définition de  $f_m$  :

$$\begin{aligned} f_m(d_p) &= \frac{dF_m}{dd_p} \\ &= \frac{n}{\delta} \left( \frac{d_p}{\delta} \right)^{n-1} \exp \left[ - \left( \frac{d_p}{\delta} \right)^n \right]. \end{aligned}$$

### Distribution log-hyperbolique

Il arrive parfois que ni la distribution log-normale ni celle de Rosin-Rammler n'approximent de façon adéquate la répartition d'un spray. Dans ce cas là, on peut avoir recours à la distribution log-hyperbolique. La forme générale de la densité de probabilité log-hyperbolique est celle proposée par Barndorff-Nielsen [5] :

$$f_n(d_p) = A \exp[-\alpha \sqrt{\delta^2 + (\ln d_p - \mu)^2} + \beta(\ln d_p - \mu)], \quad (3.21)$$

où  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\mu$  sont des paramètres de calage de la distribution, et où  $A$  est un facteur de normalisation qui s'écrit :

$$A = \frac{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}{2\alpha\delta K_1(\delta\sqrt{\alpha^2 - \beta^2})},$$

avec  $K_1$  la fonction de Bessel du troisième type et d'ordre 1.

Le nom de la distribution vient du fait que le logarithme de la densité de probabilité décrit, en fonction du logarithme du diamètre, une hyperbole d'équation :

$$\ln f_n = \ln A - \alpha \sqrt{\delta^2 + (\ln d_p - \mu)^2} + \beta(\ln d_p - \mu).$$

### 3.3.3 Vers un modèle 1D stationnaire d'efficacité d'un système d'aspersion

Il s'agit ici d'étendre l'analyse de l'évaporation des gouttes menée précédemment dans le cas d'une modélisation unidimensionnelle (suivant l'axe longitudinal) du phénomène d'aspersion d'eau lors d'un incendie en tunnel. Comme dans le cas de la figure 3.1, on cherche à quantifier l'effet refroidissant de plusieurs sections d'aspersion sur un écoulement de vitesse  $u_\infty$  constante et de température  $T_g$  qui pourrait s'apparenter à une couche de fumées déstratifiées issue d'un incendie. Dans la littérature on trouve des exemples de développement de modèles unidimensionnels de ce type (voir notamment [70, 79, 15, 19]). Le propos ici est de se concentrer sur les interactions en termes de transferts de masse et de chaleur entre l'écoulement porteur et les gouttes.

### Position du problème

On se place dans le cas où la couche de fumée est déstratifiée à l'aval du foyer. Les fumées sont approximées par un écoulement porteur de température  $T_g$  variable suivant la coordonnée longitudinale  $x$ , et de vitesse  $u_\infty$  considérée comme constante. Dans la zone aval on a la présence d'un système d'aspersion produisant à un certain débit fixé des gouttes uniformément dans la section  $S$  du tunnel. Les gouttes produites sont considérées comme une famille de gouttes fixes et isolées (modélisation lagrangienne, voir section 3.1).

Au passage d'une section d'aspersion, les fumées se refroidissent du fait du puits de puissance créé par les gouttes présentes. La section d'aspersion suivante voit donc un écoulement porteur de température  $T'_g < T_g$ . Cependant cette section contient moins de gouttes que la précédente du fait de l'évaporation. On aboutit ainsi à un équilibre du fait que l'écoulement porteur se refroidit et se sature en eau au passage des différentes sections d'aspersion.

Pour traduire ce phénomène en termes de modélisation simplifiée, il faut écrire une équation de bilan sur la température  $T_g$  au travers d'une section d'aspersion de longueur  $\Delta x$ , ainsi qu'une équation sur la fraction massique de vapeur  $x_{v,\infty}$  pour prendre en compte la saturation de l'air. Les gouttes qui se sont évaporées (ou du moins qui ont diminuées en masse) pendant la durée  $\Delta t = \frac{\Delta x}{u_\infty}$  participent à la réduction de la température  $T_g$ . Les autres sont considérées comme étant transportées par l'écoulement dans la section  $x + \Delta x$ .

### Equation sur la température $T_g$

L'équation générale de transport de l'énergie en Euler pour l'écoulement porteur s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h)}{\partial x_j} = \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x_j} \right) + \mu_g \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mathcal{S}_e.$$

Dans notre cas, le terme de dissipation d'énergie mécanique et la variation de pression peuvent être considérés comme négligeables. L'équation sur l'enthalpie massique  $h$  s'écrit alors :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x_j} \right) + \mathcal{S}_e.$$

Si de plus, on se place en régime stationnaire pour la température  $T_g$  et suivant la seule dimension d'espace  $x$ , on a :

$$\rho_g C_p u_\infty \frac{\partial T_g}{\partial x} = \lambda_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2} + \mathcal{S}_e,$$

vu que la vitesse d'écoulement  $u_\infty$  est constante suivant  $x$ , et que pour de l'air comme phase porteuse  $h = C_p T_g$ . Dans cette équation, le terme source  $\mathcal{S}_e$  s'écrit comme la puissance absorbée par les gouttes pendant le temps  $\Delta t$  par unité de volume de la tranche d'aspersion. Si on suppose que la conduction de température est un phénomène négligeable par rapport au terme source, on obtient une équation différentielle du premier ordre sur  $T_g$  qui se discrétise sur la tranche d'aspersion en :

$$\rho_g C_p u_\infty (T_g(x + \Delta x) - T_g(x)) = -\frac{1}{S} \mathcal{P}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right),$$

soit

$$T_g(x + \Delta x) = T_g(x) - \frac{1}{S\rho_g C_p u_\infty} \mathcal{P}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right). \quad (3.22)$$

Dans cette équation  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  est la puissance totale absorbée par les gouttes et se calcule comme vu à la section 3.1.

### Equation sur la fraction massique de vapeur

Pour le transport de la fraction massique de vapeur, l'équation stationnaire et unidimensionnelle s'écrit :

$$\rho_g u_\infty \frac{\partial x_{v,\infty}}{\partial x} = \rho_g D_c \frac{\partial^2 x_{v,\infty}}{\partial x^2} + \mathcal{S}_{x_v}.$$

$\mathcal{S}_{x_v}$  est le terme source de production de vapeur. Il s'agit du terme de transfert de masse des gouttes. Ce terme quantifie la quantité de vapeur produite par l'évaporation des gouttes au contact de l'écoulement porteur, c'est-à-dire pendant le temps  $\Delta t = \frac{\Delta x}{u_\infty}$ . Comme pour la puissance absorbée, pour chaque goutte on a un transfert de masse  $\mathcal{M}_p^1$  qui vaut :

$$\mathcal{M}_p^1 = \pi d_p Sh \rho_g D_c \ln(1 + B_M),$$

en reprenant le formalisme du modèle de Spalding. La quantité de vapeur produite s'écrit alors en utilisant la fraction massique à la surface de la goutte (soit à saturation) :  $x_{v,s} \mathcal{M}_p^1$ . Au cours du temps  $\Delta t$  et pour un débit d'injection  $\dot{n}_p$ , la quantité de vapeur produite par évaporation s'exprime comme le produit de  $x_{v,s}$  par le transfert de masse total  $\mathcal{M}_p^{\text{tot}}$  qui est :

$$\mathcal{M}_p^{\text{tot}}(t) = \int_0^t \dot{n}_p \mathcal{M}_p^1(t - \tau) d\tau.$$

Ainsi, en négligeant la diffusion de vapeur dans la section qui peut être considérée comme un phénomène instantané, l'équation sur  $x_{v,\infty}$  s'écrit après discrétisation sur la tranche d'aspersion :

$$\rho_g u_\infty (x_{v,\infty}(x + \Delta x) - x_{v,\infty}(x)) = \frac{x_{v,s}}{S} \mathcal{M}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right),$$

soit

$$x_{v,\infty}(x + \Delta x) = x_{v,\infty} + \frac{x_{v,s}}{S\rho_g u_\infty} \mathcal{M}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right). \quad (3.23)$$

### Système à résoudre

A partir des résultats de la section 3.1, l'évolution des caractéristiques des gouttes constituant le nuage est régie par les équations suivantes pour une tranche d'abscisse  $x$  donnée <sup>15</sup> :

$$\begin{cases} \frac{dT_p}{dt} = \frac{6\rho_g D_c}{\rho_e C_{pe} d_p^2} \ln(1 + B_M) \left[ C_{pe} Nu \frac{(T_g - T_p)}{B_T} - L_v Sh \right] \\ \frac{dd_p}{dt} = -\frac{2\rho_g D_c}{\rho_e d_p} Sh \ln(1 + B_M) \end{cases} \quad (3.24)$$

15. En considérant une génération de gouttes uniforme dans l'espace et en ne s'intéressant qu'à la tranche d'abscisse  $x$ , on peut ainsi découpler la dépendance en  $(x, t)$  des grandeurs relatives aux gouttes.

Ce système est à coupler aux équations d'évolution de la température et de la fraction volumique de vapeur dans l'écoulement porteur :

$$\begin{cases} T_g(x + \Delta x) = T_g(x) - \frac{1}{S\rho_g C_p u_\infty} \mathcal{P}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right) \\ x_{v,\infty}(x + \Delta x) = x_{v,\infty} + \frac{x_{v,s}}{S\rho_g u_\infty} \mathcal{M}_p^{\text{tot}} \left( \frac{\Delta x}{u_\infty} \right) \end{cases} \quad (3.25)$$

Pour la résolution du système 3.24, on résout les équations pour le nuage de gouttes pour la “tranche” d'abscisse  $x$  en prenant pour paramètres  $T_g(x)$  et  $x_{v,\infty}(x)$ . On calcule alors la puissance totale absorbée par les gouttes  $\mathcal{P}_p^{\text{tot}}$  et la masse de vapeur produite. Ces deux quantités sont ensuite utilisées pour résoudre les équations sur  $T_g$  et  $x_{v,\infty}$  et ainsi “propager” le modèle à la tranche d'abscisse  $x + \Delta x$  où le système 3.24 sera résolu à partir des valeurs actualisées de  $T_g$  et  $x_{v,\infty}$ . Dans ce modèle, on suppose qu'il n'y a pas de phénomène de saturation local de l'écoulement porteur dans la tranche considérée d'abscisse  $x$ . Cela est conforme à une prise en compte du nuage de gouttes sous un formalisme lagrangien qui suppose une faible fraction volumique de gouttes dans l'écoulement porteur.

Pour des écoulements plus denses en gouttes, on peut éventuellement substituer aux équations du système 3.24, les équations “eulériennes” d'évaporation d'un nuage monodispersé (3.10) et (3.11). On a alors la prise en compte de la saturation locale de la tranche  $x$  en vapeur, mais le calcul de la puissance absorbée et de la quantité de vapeur produite est plus complexe à mener.

Ainsi, la présente section a posé la philosophie d'un modèle 1D ayant pour principe l'évaporation des gouttes à une abscisse donnée  $x$  dans le tunnel. Cependant, pour aboutir à un modèle applicable à des cas réels, des données expérimentales de validation sont nécessaires. Ces données doivent permettre de reconstruire des champs de vitesse, de température et de fraction massique de vapeur pour l'écoulement porteur. Cette reconstruction sera effectuée à l'aide de calculs CFD basés sur ces données expérimentales, comme nous le verrons au chapitre 5.

# ***Modélisation diphasique en CFD : application à un spray évaporant***

---

Ce chapitre décrit les simulations CFD réalisées sur l'expérience de Sommerfeld et Qiu [73] qui s'intéresse à l'évaporation d'un spray de gouttes d'isopropanol dans un écoulement d'air à co-courant. Ces simulations sont réalisées avec CFX, code en moyenne de Reynolds disponible au CETU. Le but de cette étude est de tester les différents modèles diphasiques de CFX et de comparer leurs résultats aux données expérimentales. Cette étude représente une étape nécessaire avant d'appliquer la modélisation CFD à la reconstitution d'essais incendie dans le tunnel à échelle réduite (voir chapitre 5).

En préambule à ce chapitre nous allons décrire les différents types de modélisations utilisés dans le domaine des écoulements diphasiques turbulents quelque soit le type de particule (particules solides, gouttes ou bulles).

## **4.1 Notions théoriques sur la modélisation d'un écoulement diphasique en CFD**

Pour simuler en numérique un écoulement multiphasique, on a souvent recours à des formulations dissociées pour chacune des phases. On définit ainsi la *phase dispersée* comme celle composée de bulles, particules ou gouttes, et la *phase continue* (ou porteuse) comme le fluide dans lequel sont "immergées" les particules. En général, les particules peuvent être solides, liquides ou gazeuses, et le fluide porteur être un mélange gazeux ou un liquide.

La notion de couplage entre le mouvement d'une particule et son environnement immédiat peut être utilisée pour classer les différents types d'écoulement multiphasique, et ainsi permettre de choisir la modélisation numérique adéquate. D'une façon générale, la principale distinction dans les écoulements multiphasiques se fait entre les écoulements dispersés d'une part et les écoulements densifiés d'autre part. Cette distinction est liée aux mécanismes de couplage prépondérant qui affecte le mouvement des particules. Comme le montre la figure 4.1, un

écoulement multiphasique peut être considéré comme dispersé si ce sont les interactions fluide porteur/particules qui prédominent dans le mouvement des particules. Les interactions fluide porteur/particules sont, en général, dominées par la force de traînée (voir section 3.3.1) et ainsi tendent à “aligner” les trajectoires des particules sur le mouvement moyen du fluide porteur. Lorsque ce sont les interactions entre particules qui dominent, l’écoulement peut être considéré comme densifié. Les interactions entre particules peuvent être de 2 types :

- les collisions entre particules : on peut voir apparaître des phénomènes de rebond d’une particule sur une autre, de coalescence ou de dislocation
- les interactions dynamiques par contact où la proximité des particules influence leur action dynamique sur l’écoulement

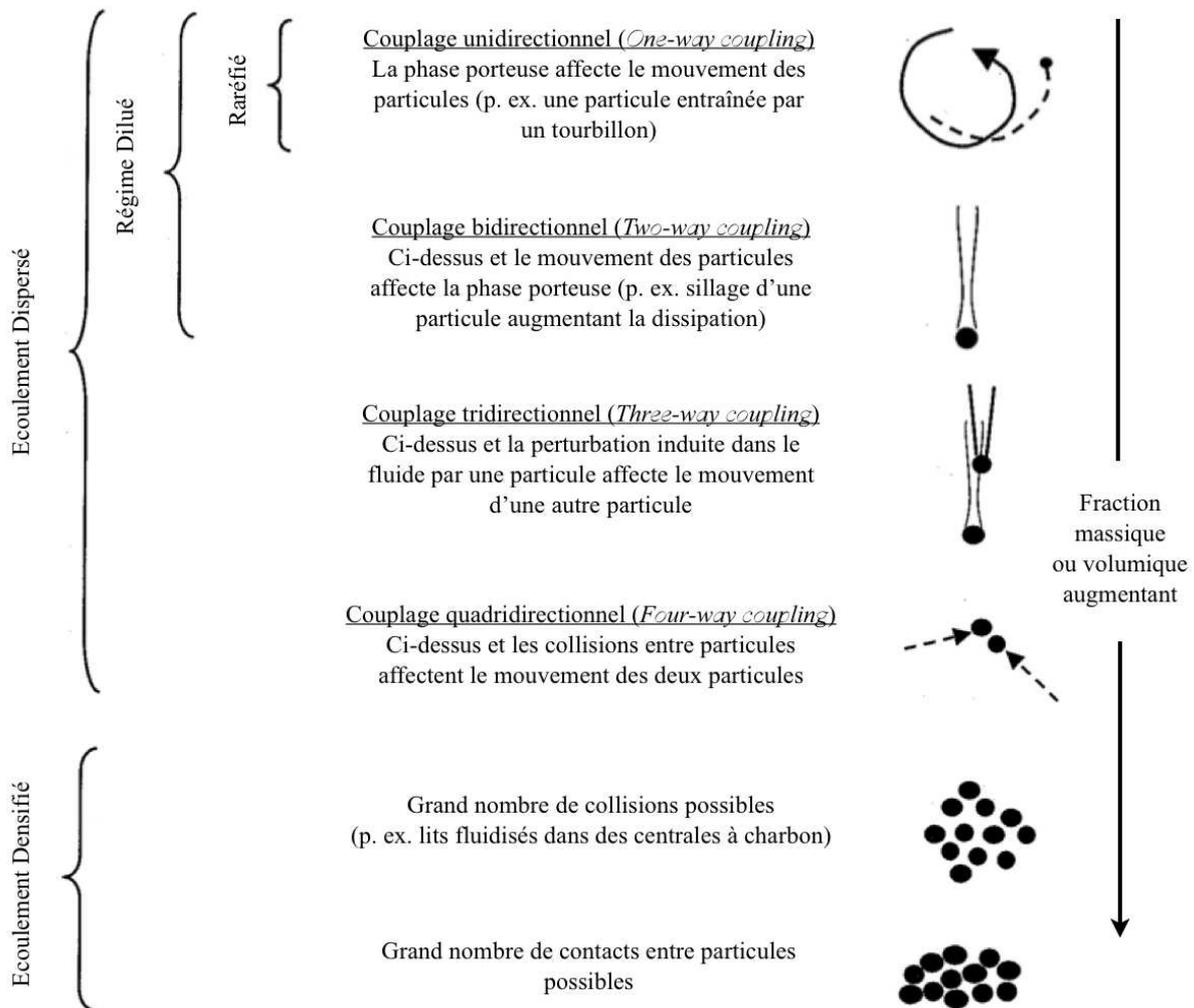


FIG. 4.1 – Classification des différents régimes d’écoulements multiphasiques en fonction des couplages inter et intra-phases.

Parmi les écoulements dispersés, on distingue généralement le couplage : unidirectionnel (la phase dispersée n'est affectée que par la phase porteuse), bidirectionnel (la phase dispersée agit en retour sur la phase continue), tridirectionnel (le sillage d'une particule influence le mouvement d'une autre particule) et quadridirectionnel (les collisions et les interactions entre particules ont une influence mais ne dominent pas le mouvement de la phase dispersée). Les écoulements densifiés sont souvent considérés comme des écoulements à couplage quadridirectionnel.

A partir de cette classification des écoulements multiphasiques, on peut alors classer les différentes formulations numériques disponibles pour résoudre un tel écoulement. Par exemple, dans le cas d'un écoulement à couplage unidirectionnel, la phase porteuse peut être résolue de façon indépendante des particules. Le choix de la formulation numérique adéquate est alors fortement dépendant du nombre de Reynolds de l'écoulement, mais repose souvent sur les équations eulériennes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement<sup>16</sup>.

L'objet de cette section est de décrire, de façon séparée, les différentes formulations numériques que l'on peut retenir pour respectivement la phase continue et la phase dispersée. Le choix d'une combinaison de modèles doit se faire en tenant compte des phénomènes physiques d'intérêt et de la capacité de calcul disponible.

#### 4.1.1 Modélisation de la phase continue

Pour la phase porteuse considérée comme un fluide newtonien, les équations eulériennes de bilan de masse, quantité de mouvement et enthalpie sont les suivantes [56] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{\partial\rho U_j}{\partial x_j} = \mathcal{S}_m, \\ \frac{D(\rho U_i)}{Dt} = \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_j} + \mathcal{S}_{ui}, \\ \frac{D(\rho h)}{Dt} = \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + (\tau_{ij} + P\delta_{ij}) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \mathcal{S}_e, \end{array} \right. \quad (4.1)$$

avec

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial U_k}{\partial x_k},$$

et

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}.$$

Dans ces équations,  $\mathcal{S}_m$ ,  $\mathcal{S}_{ui}$  et  $\mathcal{S}_e$  représentent les termes sources de masse, quantité de mouvement et énergie, respectivement.

Afin de résoudre numériquement ces équations, plusieurs approches sont possibles, approches que nous allons détailler de façon succincte par la suite. On pourra se référer utilement à [56] pour plus de précisions sur chacune des approches numériques étudiées.

16. Eventuellement de conservation de l'enthalpie si on a affaire à des transferts thermiques

### Simulation numérique directe (ou DNS)

Le terme de simulation numérique directe (ou *Direct Numerical Simulation*, DNS en anglais) recouvre la notion de simulation d'écoulements turbulents sans implémentation d'un modèle de turbulence. Ainsi on résout les équations (4.1) de façon exacte à toutes les échelles de la turbulence. Pour cela, il faut un maillage de calcul dont la maille élémentaire est de l'ordre de la taille de la plus petite structure turbulente de l'écoulement. On montre que le nombre de mailles nécessaire pour mener à bien la simulation numérique directe d'un écoulement turbulent est proportionnel à  $Re^{9/4}$ , où  $Re$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement. Pour un nombre de Reynolds de  $10^6$  par exemple, valeur représentative d'un écoulement en tunnel, le nombre de mailles nécessaire en DNS est de l'ordre de  $10^{13}$ . Ce nombre n'est pas en adéquation avec les moyens de calculs actuels qui ne permettent pas de dépasser les quelques millions ( $10^6$ ) de mailles. On comprend alors pourquoi la simulation numérique directe n'est réservée qu'à des écoulements à faible nombre de Reynolds.

### Simulation aux grandes échelles (ou LES)

Dans la majorité des domaines pratiques d'applications des écoulements turbulents, le nombre de Reynolds étant trop élevé, les simulations de type DNS ne peuvent être réalisées à moindre coût (en terme de temps de calcul). L'emploi de la simulation aux grandes échelles (ou *Large Eddy Simulation*, LES en anglais), qui ne modélise que l'effet des petits tourbillons et résout directement les effets des grosses structures, peut alors être intéressant.

Dans une approche LES, la vitesse instantanée (ainsi que la pression) est décomposée en la somme d'un champ filtré  $\tilde{U}_i = \int U_i(\mathbf{x}', t)G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')d\mathbf{x}'$  et des fluctuations autour de ce champ  $u_i'' = U_i - \tilde{U}_i$ .  $G$  représente le noyau du filtre de taille  $\Delta$  et vérifie la condition de normalisation  $\int G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')d\mathbf{x}' = 1$  (voir [59] pour plus de détails).

L'utilisation de cette décomposition dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement fait apparaître des termes inconnus au niveau de la sous-maille. Ces termes doivent être modélisés, par exemple à l'aide d'un modèle de type Smagorinsky [56], pour fermer les équations et en permettre la résolution.

### Moyenne de Reynolds (ou RANS)

La philosophie des simulations en moyenne de Reynolds est assez différente de celle de la DNS et de la LES qui consiste en fait à résoudre directement les équations jusqu'à une certaine taille limite des structures turbulentes. En effet, elle repose sur la notion de moyenne d'ensemble qui permet de décomposer le champ instantané en champ moyen et en fluctuation. C'est, historiquement, la première approche entreprise pour la résolution numérique des écoulements turbulents.

Formellement, on écrit que la vitesse instantanée  $U_i$  s'écrit sous la forme d'une somme d'une valeur moyenne  $\overline{U}_i$  et d'une fluctuation  $u_i$ , soit :  $U_i = \overline{U}_i + u_i$ . L'utilisation de cette décomposition, dite "de Reynolds", dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement fait

apparaître des termes inconnus  $\overline{u_i u_j}$  qui sont modélisés à l'aide d'un modèle de turbulence ( $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$  ou autre, voir [56, 81]). On ne résoud alors que les équations sur le champ moyen qui sont fermées par le modèle de turbulence.

#### 4.1.2 Modélisation de la phase dispersée par approche lagrangienne

Pour la phase dispersée, 2 approches peuvent être envisagées en fonction de la fraction massique ou volumique de particules dans l'écoulement porteur :

- la description lagrangienne : on résoud les équations définissant la trajectoire d'une particule dans un système de coordonnées de type Lagrange. Ainsi, les particules sont suivies tout au long de la simulation.
- la description eulérienne : lorsque le nombre de particules est trop important (régime densifié), le suivi lagrangien des trajectoires devenant trop coûteux, la phase dispersée peut être considérée comme un deuxième "fluide". La modélisation consiste à obtenir des équations identiques à celles de la phase porteuse pour les propriétés statistiques de la phase dispersée.

Nous allons, dans la suite de cette section, nous intéresser uniquement à l'approche lagrangienne de l'écoulement dispersé. L'approche eulérienne sera, pour sa part, abordée à la section 4.1.3.

D'une façon générale, les équations lagrangiennes régissant la position, la vitesse et l'énergie d'une particule sont les suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dX_i}{dt} = V_i, \\ m_p \frac{dV_i}{dt} = F_i, \\ m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = Q, \end{cases} \quad (4.2)$$

où  $\hat{V}_i$  représente la vitesse de la particule,  $F_i$  la somme des forces agissant sur la particule, et  $Q$  le transfert de chaleur net à la particule. L'équation sur la température  $T_p$  ne s'écrit sous cette forme que si l'on néglige les variations de température à l'intérieur de la particule. Dans ces équations, toute la difficulté réside dans l'expression de  $F_i$  et de  $Q$ . Plusieurs approches sont possibles quant à la définition de ces termes (voir [39, 38]) et au traitement numérique dans les équations [20].

Ces équations sur les particules sont à coupler avec celles de la phase porteuse suivant les phénomènes physiques d'intérêt (voir figure 4.1). Nous allons préciser les combinaisons possibles avec les modélisations de la phase continue et leurs implications.

#### Simulation numérique directe

Pour les écoulements diphasiques turbulents, la DNS a été utilisée afin d'étudier les trois types d'écoulements suivants : homogène et isotrope, homogène et anisotrope et non homogène [39]. La résolution par simulation numérique directe d'un écoulement turbulent comportant un grand

nombre de particules ( $\sim 10^8$ ) nécessite la résolution spatio-temporelle de toutes les échelles de la turbulence jusqu'à l'échelle de Kolmogorov et, idéalement, la résolution simultanée de l'écoulement de surface autour de chacune des particules. Cependant, pour des raisons liées à la puissance de calcul par ordinateurs disponible aujourd'hui, cette résolution complète est encore inatteignable. C'est pourquoi, généralement, on considère un nombre plus limité de particules "virtuelles", chacune représentant plusieurs particules "physiques". Ainsi, l'effet des particules sur le fluide, qui se manifeste par un terme source supplémentaire dans les équations eulériennes du fluide porteur, doit être pris correctement en compte. Plusieurs techniques ont été développées qui permettent d'obtenir une distribution régulière du terme source sur les noeuds de maillage voisins d'une particule [20].

### Simulation aux grandes échelles

La détermination de la trajectoire des particules, dans un suivi lagrangien, impose de connaître la vitesse instantanée de la phase porteuse. Par une approche LES de la phase porteuse, on n'a accès qu'à une valeur filtrée de ce champ auquel il faut ajouter la contribution des fluctuations de sous-maille. L'influence de ces fluctuations sur la trajectoire des particules reste à modéliser. De plus, dans le cas d'un couplage bidirectionnel, la prise en compte de la présence de particules dans l'écoulement porteur est réalisée par l'introduction de termes sources spécifiques dans les équations de conservation de la phase porteuse. Ce couplage impose, à la fois, de comprendre l'influence des particules au niveau de la sous-maille et de modéliser les termes source filtrés. Plusieurs études (voir notamment [9, 66]) ont été menées sur ces points pour des configurations simples, mais l'utilisation de la LES d'écoulements diphasiques pour des applications industrielles reste encore un champ nouveau à consolider par de nouvelles recherches.

### Modèles stochastiques

Cette méthode n'est pas, à proprement parler, un couplage entre un suivi lagrangien de particules et un écoulement porteur simulé en eulérien puisque le principe des modèles stochastiques pour les écoulements diphasiques est d'introduire un grand nombre de particules dans un écoulement et de générer une turbulence "synthétique" à partir de quelques propriétés statistiques connues de l'écoulement<sup>17</sup>, telles que la vitesse moyenne et son écart type par exemple. Ainsi, pour obtenir la trajectoire qu'aurait une particule dans la turbulence réelle associée à celle du modèle stochastique, il faut procéder à des analyses statistiques sur les particules, analyses d'autant plus fiables que le nombre de particules est important.

Pour générer la turbulence "synthétique", les modèles stochastiques s'appuient sur des échantillons fortement aléatoires des fluctuations de vitesse, ce qui n'est pas forcément compatible avec la reproduction d'une turbulence réelle. On utilise alors des corrélations spatiales et temporelles pour reproduire une distribution de fluctuations de vitesse compatible. Deux types d'implémentation de ces corrélations sont passés en revue dans [39] : corrélations implicites et explicites.

---

17. Ces valeurs peuvent être obtenues à partir de simulations RANS d'un véritable écoulement turbulent

Ces dernières semblent être plus précises dans l'obtention d'un écoulement turbulent de synthèse aux caractéristiques phénoménologiques proches d'un véritable écoulement.

### 4.1.3 Approche eulérienne pour la modélisation de la phase dispersée

La modélisation eulérienne de la phase dispersée suppose de construire des équations de conservations de la masse et de la quantité de mouvement (éventuellement de l'énergie) pour cette phase d'une façon semblable à ce qui se fait pour la phase continue. Un exemple d'écriture de ces équations a été vu lors de l'étude du cas d'un nuage de particules à la section 3.2. Cette approche introduit la fraction volumique en particules  $\alpha_p$ , comme analogue au nombre de particules dans un suivi lagrangien, afin de dissocier dans les équations ce qui est relatif à la phase dispersée. L'un des avantages de cette méthode de traitement de la phase dispersée réside dans l'optimisation des algorithmes de résolution du système couplé fluide/particules puisque les équations pour les deux phases sont de la même forme.

### Modélisation en moyenne de Reynolds

Le traitement eulérien des écoulements turbulents diphasiques par le biais de modèles RANS <sup>18</sup> a surtout été utilisé dans l'industrie pour sa supériorité en termes de temps de calcul vis-à-vis de l'approche lagrangien. L'application principale tourne autour des réseaux d'eau dans les centrales nucléaires. La principale difficulté de cette approche réside dans la modélisation des tenseurs de Reynolds des deux phases ( $\overline{u_i u_j}$  et  $\overline{v_i v_j}$ ) ainsi que les flux de transport de la fraction volumique en particules  $\alpha_p$  ( $\overline{u_i \alpha_p}$  et  $\overline{v_i \alpha_p}$ ) pour fermer le problème. Plusieurs modèles de fermeture des équations moyennées sont disponibles pour les écoulements diphasiques turbulents, avec des niveaux de complexité différents :

- les modèles à viscosité turbulente. C'est en fait la traduction en diphasique des idées à la base du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$
- les modèles du second ordre. Il s'agit en fait d'obtenir des équations pour les termes de tenseur de Reynolds et les flux de transport de la fraction volumique ainsi que pour le tenseur fluide – particule  $\overline{u_i v_j}$ . Là encore il s'agit de la traduction diphasique des principes d'un modèle de turbulence aux contraintes de Reynolds.
- les modèles algébriques qui apportent des équations algébriques de fermeture. Ils sont à mi-chemin entre les modèles à viscosité turbulente et ceux du second ordre.

### Approche probabiliste

Elle se base sur l'étude de la théorie cinétique des gaz et sur celle du mouvement brownien. Cette approche est bien implantée dans le domaine des écoulements turbulents monophasiques, et la traduction de ces idées pour les écoulements diphasiques est assez récente (voir notamment [43]). Il existe deux types de modèles probabilistes :

<sup>18</sup>. L'association de la RANS avec un suivi lagrangien est également possible comme nous le verrons par la suite, mais c'est en approche eulérienne que cette méthode a été le plus utilisée

- les modèles à 1 point (particule). L'objectif est d'obtenir une équation de transport pour la densité de probabilité  $P(\mathbf{x}_p, \Phi_p, \Psi_g, t)$  où  $\mathbf{x}_p$  représente la position de la particule,  $\Phi_p$  les propriétés d'intérêt de la particule (vitesse, température, ...) et  $\Psi_g$  les propriétés de l'écoulement porteur le long de la trajectoire de la particule.
- les modèles à 2 points (fluide – particule). On recherche une équation de transport pour la densité de probabilité  $P(\mathbf{x}_p, \Phi_p, \Psi_g; \mathbf{x}_g, \Phi_g, \Psi_p, t)$  où  $\mathbf{x}_p$ ,  $\Phi_p$  et  $\Psi_g$  ont la même signification que pour un modèle à 1 point, mais où  $\mathbf{x}_g$  représente la position d'un élément fluide,  $\Phi_g$  ses propriétés et  $\Psi_p$  les propriétés des particules le long de la trajectoire de l'élément fluide.

## 4.2 Expérience de Sommerfeld et Qiu : modélisation de l'écoulement porteur

### 4.2.1 Présentation du dispositif expérimental

Il est constitué d'un cylindre en aluminium de diamètre intérieur 200 mm, surmonté d'un dispositif permettant d'injecter de l'air sous forme d'un écoulement annulaire, et les gouttes de liquide (voir figure 4.2). Le cylindre d'expérience fait 1.5 m de haut. Son épaisseur est de 3 mm. Le liquide employé pour le spray de gouttes est de l'iso-propanol (de formule  $C_3H_8O$ ).

Les mesures de vitesses et de tailles des gouttes sont effectuées par anémométrie en phase Doppler (PDA). Les mesures sont effectuées à différentes hauteurs dans le cylindre. La méthode de mesure employée ne permet pas d'obtenir à la fois les données pour l'écoulement porteur et

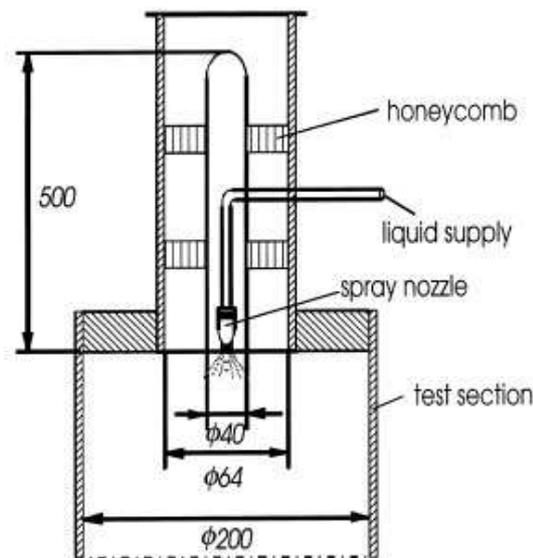


FIG. 4.2 – Configuration géométrique de l'expérience : détail au niveau de l'injection des gouttes (d'après [72]).

celles relatives à la phase dispersée.

Les données relatives à l'écoulement porteur sont aussi obtenues par PDA. En effet, en l'absence de gouttes, l'écoulement est ensemencé avec des billes de verre de diamètre inférieur à  $3 \mu\text{m}$ . On obtient ainsi avec précision les valeurs de la vitesse du fluide.

Des mesures de température du fluide et de la paroi sont effectuées à l'aide de thermocouples placés à différentes hauteurs dans le cylindre. Il est à noter que l'ensemble des mesures (vitesse et température du fluide) ne sont disponibles que jusqu'à  $x = 400 \text{ mm}$  de l'entrée du cylindre.

Pour l'écoulement porteur, on dispose des mesures de vitesses et de température moyenne pour différentes distances au centre du cylindre et différentes hauteurs. En fonction de la distance radiale  $y$  au centre, on a pour les différentes hauteurs  $x$ , les valeurs de la vitesse ( $U$ ,  $V$  et éventuellement  $W$  au niveau de l'injection), les fluctuations de vitesse sous forme de moyennes quadratiques ( $\sqrt{\overline{\varphi^2}}$ ), ainsi que la température. Les fluctuations de vitesse permettent d'obtenir une estimation de l'énergie cinétique turbulente  $k$  par la formule [80] :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (4.3)$$

Pour  $x = 0$ , soit à l'entrée de la section d'expérience, le fichier donne les valeurs de  $U$ ,  $V$  et  $W$  en fonction de  $y$ . Pour les autres hauteurs, vu que le problème est axisymétrique, on n'a accès qu'à  $U$  et  $V$  pour les composantes de la vitesse. Le débit d'air pour l'essai est de  $0.032 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ou  $29 \text{ g s}^{-1}$  en termes de débit massique. La vitesse maximale atteinte par le fluide est de  $18 \text{ m s}^{-1}$ , la température maximale étant proche de  $100^\circ\text{C}$ .

A partir des données expérimentales, on peut reconstituer le champ de température sur un plan de coupe suivant un diamètre, ainsi que le champ de vitesse (voir figure 4.3). Le champ d'énergie cinétique turbulente peut aussi être reconstitué à l'aide des valeurs des *rms* de la vitesse, comme vu précédemment. La reconstitution sur le maillage des points a été faite à l'aide de `paraview`. Les valeurs manquantes sur un diamètre sont interpolées de façon linéaire.

## 4.2.2 Modélisation CFD monophasique

Cette reconstitution en CFD de l'expérience monophasique tend à être la plus précise possible et à utiliser les données expérimentales disponibles pour initialiser au mieux le calcul. On fait le choix délibéré de traiter le problème en stationnaire dans un premier temps.

### Maillage retenu

La géométrie modélisée est un demi-cylindre de diamètre  $\Phi = 200 \text{ mm}$  et de hauteur  $x = 1500 \text{ mm}$  (voir figure 4.4). A l'entrée de ce cylindre, l'injection de gaz chaud est modélisée par un anneau de diamètre extérieur  $\Phi = 64 \text{ mm}$  et de diamètre intérieur  $\Phi = 40 \text{ mm}$ , conformément au cas de l'expérience de Sommerfeld et Qiu [73].

Le maillage est généré avec un raffinement local pour  $x$  petit et au niveau de la zone d'injection (voir figure 4.4a). Dans la direction  $x$  le déraffinement se fait suivant une loi géométrique de raison 1.07 avec 90 noeuds de contrôle. La transition entre la zone proche de l'injection et

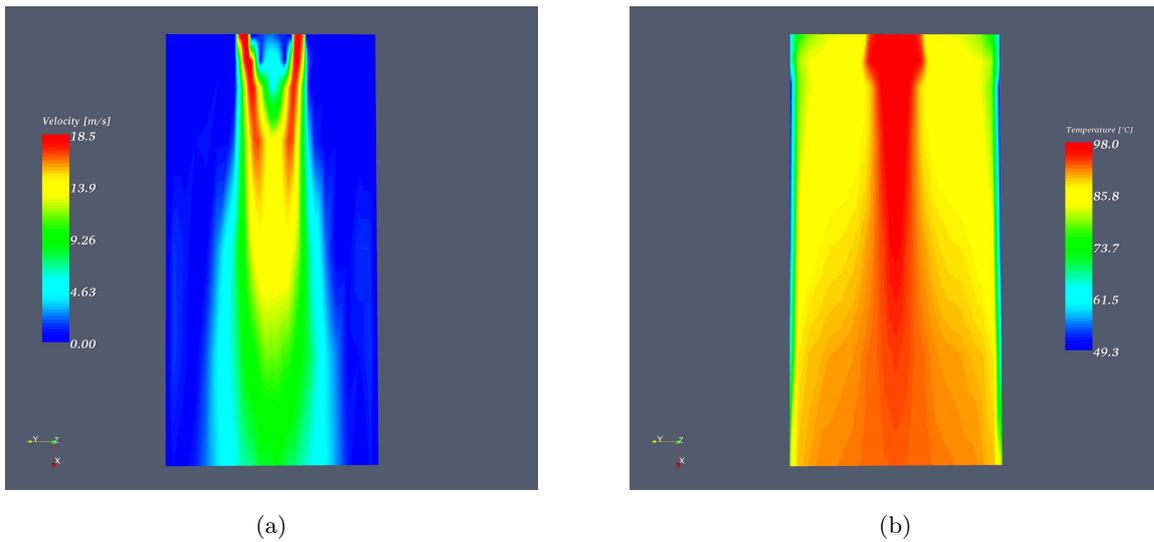
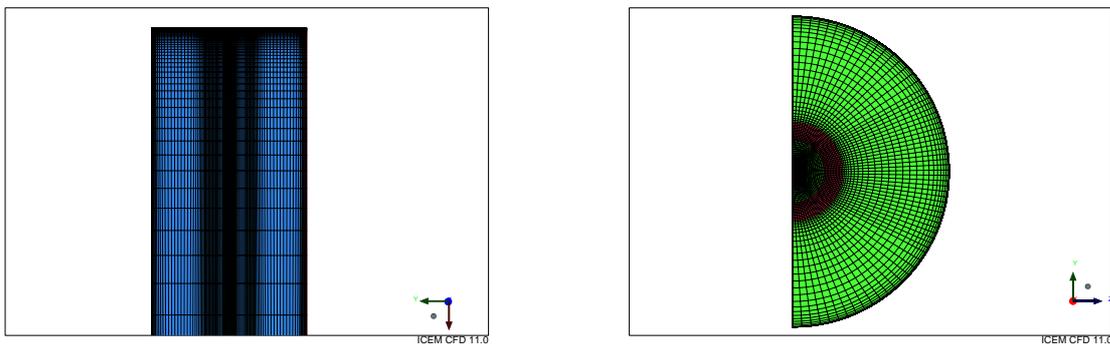


FIG. 4.3 – Champs de vitesse (a) et de température (b) expérimentaux pour l'expérience monophasique.



(a) détail du plan de symétrie

(b) détail de la surface d'entrée (injection en rouge)

FIG. 4.4 – Vues 3D du domaine de calcul retenu.

le reste du domaine (qui ne nécessite pas un maillage aussi fin) est assurée par un maillage de type "couche limite" de raison géométrique 1.2. Le maillage est également raffiné au niveau des parois (voir figure 4.4b). Les caractéristiques globales du maillage sont les suivantes :

- Nombre total d'éléments (hexa) : 203432
- 92 % des éléments ont une obliquité supérieure à 0.861
- Jacobien minimal = 0.735, Jacobien maximal = 0.999.
- 90 % des éléments avec un jacobien supérieur à 0.9

### Hypothèses de calcul

Concernant la mise en donnée globale du calcul, on utilise un modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  avec prise en compte des effets de flottabilité à la fois sur la production et la dissipation turbulente. Un modèle SST<sup>19</sup> a aussi été employé pour améliorer la prise en compte des couches limites en paroi. Le vecteur gravité est orienté suivant  $+x$  (configuration vers le bas dans l'expérience, voir figure 4.3). La pression de référence est la pression atmosphérique. La densité de référence de l'air est fixée à  $1.2 \text{ kg m}^{-3}$ .

Une attention particulière a été portée aux conditions aux limites. Au niveau de l'injection annulaire d'air chaud (condition de type INLET), on utilise les données expérimentales pour  $u$ ,  $v$ ,  $w$  ainsi que pour la température  $T$ . On est tenté également d'imposer le niveau de turbulence à l'injection. En effet, on peut calculer l'énergie cinétique turbulente expérimentale  $k$  à partir des valeurs de  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  et  $\overline{w'^2}$ , fournies par les données expérimentales, en utilisant la formule (4.3). Pour la dissipation turbulente  $\varepsilon$ , on la calcule à partir de  $k$  à l'aide de la formule :

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l},$$

où  $C_\mu = 0.09$  est une constante issue du modèle  $k - \varepsilon$ , et  $l = 0.07L$  avec  $L$  une dimension caractéristique de l'écoulement. Ici on prend pour  $L$  le diamètre de l'anneau d'injection du fluide soit  $L = 24 \text{ mm}$ . Cependant, les tests réalisés ne mettent pas en évidence un gain en précision, vis à vis des données expérimentales, suffisant pour retenir la donnée des conditions de turbulence à l'injection.

Concernant la sortie du domaine, une condition de type OUTLET avec pression relative égale à  $0 \text{ Pa}$  est mise en place. Pendant les calculs préliminaires, CFX met une condition de type WALL sur une partie de la surface pour éviter au fluide de refluer au niveau de la sortie. Le passage à une condition de type OPENING règle le problème en permettant au fluide de rentrer dans le domaine. Ce phénomène correspond à un état transitoire où, au début de l'injection de fluide chaud, des zones de recirculation importantes sont créées. Cependant, pour un calcul stationnaire, il n'y a pas vraiment d'influence sur les résultats vu que, une fois le jet établi il n'y a plus de fluide qui rentre et que la condition de sortie est loin de la zone d'intérêt ( $0 - 400 \text{ mm}$ ).

Pour les parois, une condition de type WALL a été choisie. Le transfert thermique au niveau de cette condition aux limites est du type *heat transfer coefficient/external temperature* et a pour but de prendre en compte une résistance thermique à l'extérieur du domaine de calcul. Cela permet de modéliser un mur d'épaisseur fine comme par exemple la paroi d'aluminium du cylindre où se développe le jet [2]. On définit alors un coefficient d'échange  $h = \frac{\lambda_{\text{Al}}}{\delta_{\text{Al}}}$  où  $\lambda_{\text{Al}}$  est la conductivité thermique de l'aluminium et  $\delta_{\text{Al}}$  l'épaisseur des parois (pour mémoire,  $\delta_{\text{Al}} = 3 \text{ mm}$ ), et une température de référence de la paroi  $T_0$ . Le flux échangé entre le fluide et les parois

19. Le modèle SST (pour Shear Stress Transport) a été développé par Menter [41] pour tirer le meilleur parti des modèles  $k - \varepsilon$  et  $k - \omega$ . Suivant la distance à la paroi, le modèle opte pour une formulation  $k - \omega$  proche des parois et pour une formulation  $k - \varepsilon$  dans le coeur de l'écoulement.

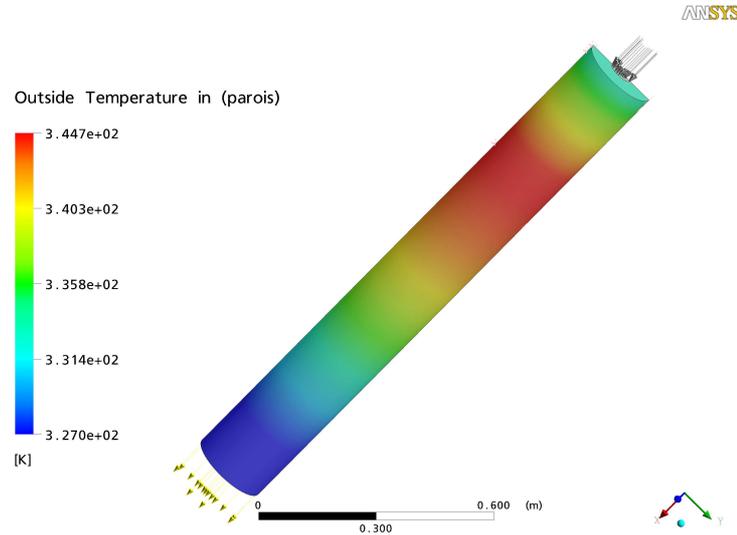


FIG. 4.5 – Profil de température expérimental imposé au niveau des parois du domaine de calcul.

s'écrit :

$$q = h(T_0 - T_f).$$

Dans notre cas, on interpole pour  $T_0$  les valeurs mesurées dans l'expérience. L'interpolation des valeurs faite par CFX est à symétrie de révolution (voir figure 4.5), autrement dit sur une bande de hauteur  $x$  donnée, la température est uniforme, cette dernière ne variant qu'avec  $x$ .

### Analyse des résultats

Pour pouvoir comparer aux données expérimentales disponibles, les données en vitesse moyenne ( $U, V$ ), température et énergie cinétique turbulente sont extraites des fichiers de résultats au niveau des lignes  $x = \{2, 25, 50, 100, 200, 300, 400\}$  mm. Sur les planches de résultats fournies à l'annexe B, on compare un calcul avec la mise en donnée précédente (courbe bleue) aux données expérimentales (courbe-symboles en noir). 4 planches ont été tracées : température (figure B.1), vitesse  $u$  (figure B.2), vitesse  $v$  (figure B.3) et énergie cinétique  $k$  (figure B.4). Ces deux dernières ne sont obtenues que pour  $y > 0$ .

Concernant la température, le calcul CFD est relativement proche des données expérimentales avec un écart de l'ordre de  $5^\circ$ . Cependant, plus on s'éloigne de l'injection et plus l'accord se dégrade. A  $x = 400$  mm, on a un écart quasi constant sur un diamètre du cylindre, ce qui n'est pas le cas avant. On remarque également que le profil de température s'homogénéise moins vite d'après le calcul par rapport à l'expérience. En analysant les fichiers de résultat, on montre que

cette homogénéisation est prédite par le calcul autour des 500 mm, mais avec une valeur de la température nettement inférieure à celle mesurée dans l'expérience. Au niveau des températures en paroi, on a également une surestimation à partir de  $x = 100$  mm. Cet écart peut atteindre près de  $20^\circ$ .

Concernant la vitesse longitudinale  $u$ , l'accord avec les données expérimentales est plutôt bon. On observe ainsi la disparition progressive des pics de vitesse liés à l'injection annulaire de fluide. Au delà de  $x = 300$  mm, on observe une certaine surestimation de la vitesse maximale au centre du jet.

Sur la vitesse radiale  $v$ , l'accord n'est pas très bon. Les profils calculés "décrochent" du profil expérimental assez vite, typiquement à partir de  $x = 50$  mm. On a un net phénomène d'amortissement de la vitesse radiale dans le calcul. Ce phénomène est éventuellement dû à la trop grande isotropie introduite par les hypothèses du modèle SST.

Sur l'énergie cinétique turbulente  $k$ , c'est plutôt le contraire. Le calcul s'approche du profil expérimental avec  $x$  croissant. Par contre, le niveau de turbulence très proche de l'entrée et sur l'axe du cylindre n'est pas très bien prédit. Cela pourrait expliquer les différences au niveau de la température et de la vitesse radiale  $v$ .

La figure 4.6 représente les lignes de courant du champ de vitesse ainsi que le champ de température obtenus par le calcul. Elle permet d'obtenir une comparaison qualitative entre les résultats du calcul et l'expérience (voir figure 4.3).

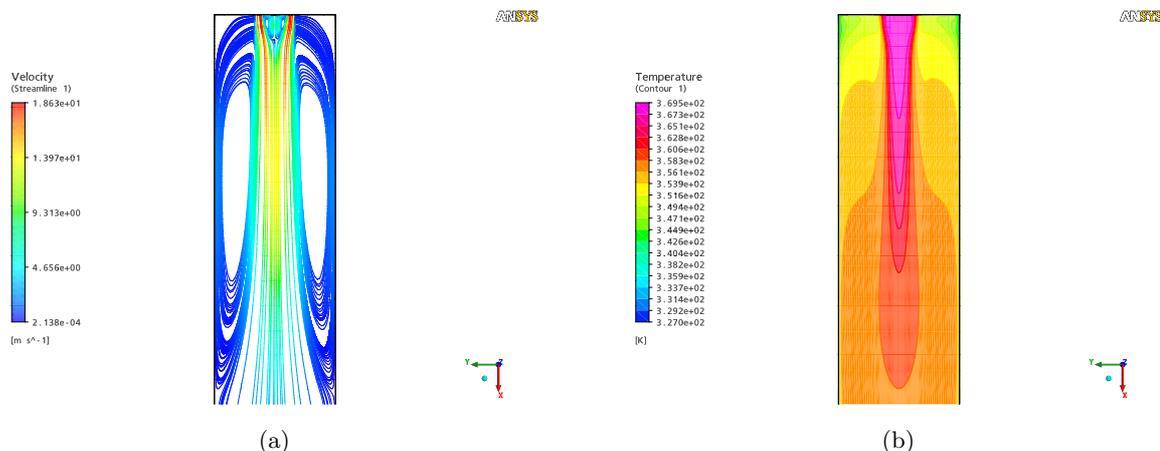


FIG. 4.6 – Lignes de courant de vitesse (a) et champ de température (b) obtenus par le calcul.

Finalement, en l'état actuel, la modélisation entreprise ne permet pas d'avoir une approximation satisfaisante des données expérimentales. Les écarts proviennent certainement d'une modélisation isotrope d'un phénomène fortement anisotrope. Les écarts observés entre le calcul et l'expérience peuvent *a priori* provenir :

- d'un problème de turbulence en rapport avec l'amortissement trop important de la vitesse radiale. Les hypothèses d'isotropie sous-jacentes au modèle SST ne permettent pas de

prédire correctement le niveau de mélange turbulent dans la direction radiale

- d’une mauvaise prise en compte des échanges thermiques aux parois, ce qui induit des températures au centre du jet trop faibles.

Dans les sections qui suivent nous allons tenter d’apporter des réponses sur ces deux points particuliers.

### 4.2.3 Modélisation des échanges thermiques aux parois

#### Calcul avec parois adiabatiques

Sur la même base que le calcul précédent, un calcul employant des parois adiabatiques a été lancé. Ce calcul a pour but de vérifier les niveaux de température prédits par le code avec les conditions de vitesse et de température imposées à l’entrée.

Concernant les profils de température (figure B.5), bien évidemment on ne reproduit pas les bons profils en proche paroi du fait de l’hypothèse adiabatique. Au coeur du jet, la température s’approche de celle mesurée expérimentalement bien que légèrement inférieure ( $\Delta T \approx 2^\circ\text{C}$ ). Cette meilleure approximation est peut-être due au fait qu’à l’entrée le jet n’échange pas de chaleur avec les parois, ce qui était le cas auparavant (voir figure 4.7).

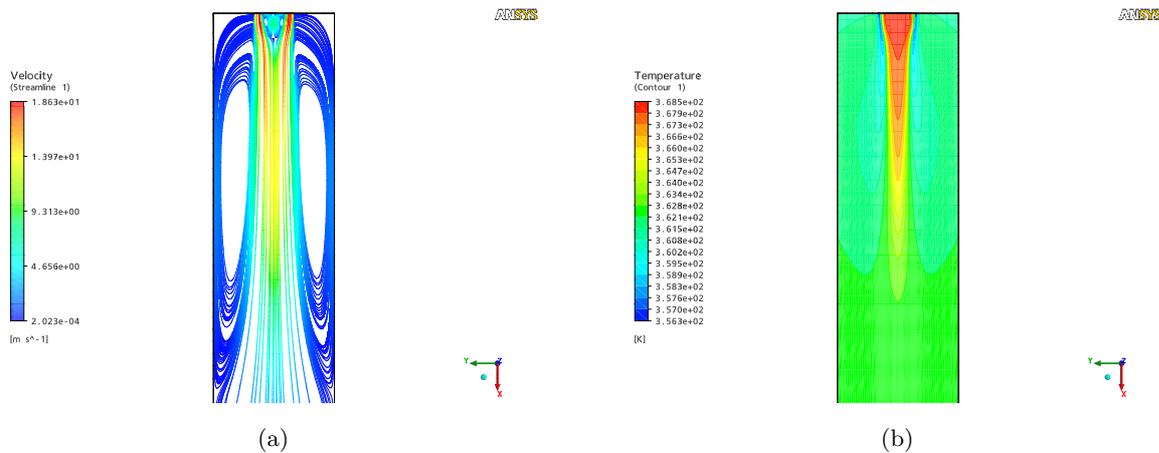


FIG. 4.7 – Lignes de courant de vitesse (a) et champ de température (b) pour le calcul avec parois adiabatiques.

#### Analyse des pertes de chaleur

Nous venons de voir que même un calcul effectué avec des parois adiabatiques ne permet pas de retrouver les valeurs expérimentales de température. L’homogénéisation de la température dans le cylindre n’est pas correctement prédite par le calcul. C’est pourquoi nous allons nous intéresser plus particulièrement aux pertes de chaleur au niveau de la paroi. Cela passe par le calcul du flux d’enthalpie en fonction de la distance à l’injection.

L'équation de Navier Stokes sur l'énergie exprime en fait la conservation de l'enthalpie massique du fluide  $h$ , ou plus exactement son flux  $\rho uh$ . A partir de CFX, on peut calculer assez facilement cette quantité. En effet, en utilisant la fonction *massFlowInt* sur un plan de coupe d'abscisse  $x$  fixée pour la variable enthalpie, on calcule l'intégrale de la quantité  $\dot{m}h$ , où  $\dot{m}$  est le débit massique au travers du plan de coupe, qui est en fait le flux  $\rho uh$  multiplié par la section du plan de coupe  $S$ .

Concernant les données expérimentales, on calcule l'enthalpie de l'air en supposant qu'il s'agit d'un gaz parfait. Ainsi, la différence d'enthalpie  $\Delta h$  s'écrit :

$$\Delta h = c_p T,$$

où  $c_p$  est la chaleur massique de l'air. Sur la plage des températures expérimentales,  $c_p$  varie faiblement, et on le considérera alors comme constant et égal à  $1008 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Afin d'obtenir des valeurs de  $h$  comparables entre l'expérience et le calcul CFD, on retient les hypothèses de la CFD concernant l'enthalpie de référence. Autrement dit, CFX considère que  $h$  est nulle pour  $T = T_{\text{ref}} = 25^\circ\text{C}$ . On a alors l'enthalpie expérimentale qui s'écrit :

$$h = c_p(T - T_{\text{ref}}).$$

Dans le calcul du flux d'enthalpie, la masse volumique de l'air est une donnée importante. Etant donnée les fortes variations de température dans le cylindre, on ne peut la considérer comme constante. Ainsi, en utilisant la loi des gaz parfaits on exprime  $\rho$  en fonction notamment de la température :

$$\rho = \frac{\overline{M}p}{RT}.$$

La masse volumique dépend alors implicitement de la position radiale  $y$  par le biais de  $T$ . On peut raisonnablement penser que pour la vitesse  $u$  et la masse volumique  $\rho$  le profil est à symétrie cylindrique ce qui permet un calcul plus simple du flux d'enthalpie. Ainsi,  $\varphi_h$  s'écrit :

$$\varphi_h = \int \int \rho u h dS = \int_0^{\phi/2} \int_0^\pi y \rho u h dy d\theta = \pi \int_0^{\phi/2} y \rho u h dy,$$

où  $\phi$  représente le diamètre du cylindre. Pour mener à bien le calcul de cette intégrale, on utilise une méthode d'intégration numérique du type méthode des trapèzes avec comme points de contrôle les points où sont disponibles les données expérimentales de vitesse et de température. L'expression intégrale précédente de  $\varphi_h$  s'entend pour un plan de coupe d'abscisse  $x$  donnée.

La figure 4.8 représente les valeurs obtenues pour le flux d'enthalpie massique (en W) à différentes abscisses (en mm), pour l'expérience et pour différents calculs. On voit clairement qu'expérimentalement le transfert thermique s'inverse dans le cylindre. Jusqu'à  $x = 100 \text{ mm}$ , on a un transfert vers la paroi qui se traduit par une décroissance du flux d'enthalpie. Mais très vite après, on assiste à une augmentation de ce flux qui semble contraire à l'intuition. Ce phénomène pourrait correspondre à un transfert thermique de la paroi vers le fluide ou à une accumulation

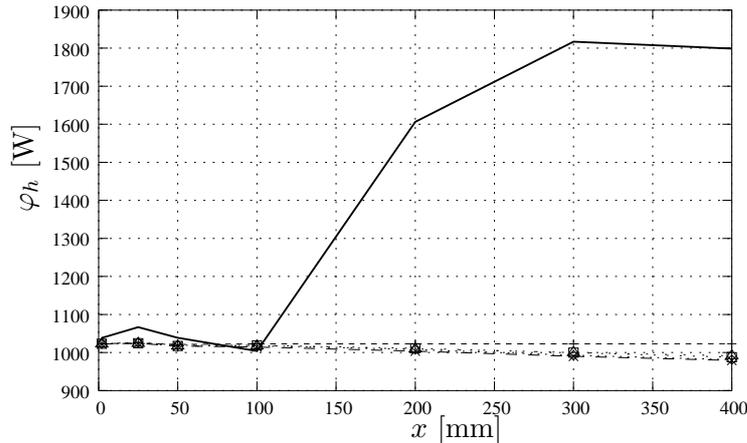


FIG. 4.8 – Comparaison de l'évolution du flux d'enthalpie massique  $\varphi_h$  le long du cylindre entre l'expérience (courbe en trait plein) et les différents calculs monophasiques réalisés.

de fluide dans cette zone. A partir de  $x = 400$  mm, il semblerait que l'on repasse dans une zone où le transfert thermique s'effectue à nouveau du fluide vers la paroi.

La figure 4.8 montre également qu'aucun des calculs menés jusqu'à présent ne permet d'observer cette augmentation du flux d'enthalpie à partir de  $x = 200$  mm. Concernant les niveaux d'entrée, l'utilisation des données expérimentales en entrée donne une valeur légèrement inférieure de  $\varphi_h$  que l'expérience. Il est à noter également que la valeur de  $\varphi_h$  pour l'expérience à  $x = 25$  mm est calculée avec des profils de vitesse et de température qui ne sont disponibles que jusqu'à  $y = 90$  mm et non  $y = 97$  mm comme pour les autres valeurs.

Ainsi, il semblerait que la paroi d'aluminium joue un rôle important dans la répartition de la chaleur dans le cylindre. Il est donc nécessaire de la modéliser en CFD.

**Remarque.** Pour corroborer ces observations sur le flux d'enthalpie massique, le tableau 4.1 reprend les données expérimentales correspondants à la température sur la surface extérieure de la paroi et à celle du fluide en proche paroi (généralement pour  $y = 97$  mm sauf pour  $x = 25$  mm). Sachant que la paroi n'est pas chauffée par l'extérieur (air ambiant du laboratoire à environ  $25^\circ\text{C}$ ), son élévation de température n'est due qu'au fluide. Si celui-ci a une température inférieure à celle de la paroi, le transfert thermique se fait alors vers le fluide et non vers l'extérieur de la paroi.  $\square$

### Prise en compte de la paroi

A partir du maillage utilisé pour les calculs précédents (voir figure 4.4), on construit par extrusion un maillage comportant deux domaines : le domaine fluide sur le maillage précédent et le domaine solide à partir des parois. Ce maillage comporte 243036 noeuds et 225458 éléments hexaédriques (voir figure 4.9). Ce sont 20000 éléments de plus que le maillage précédent, ce supplément représentant le maillage solide correspondant à l'épaisseur de la paroi en aluminium.

$x$ [mm]	$T_{\text{ext}} \text{ paroi}$ [°C]	$T_{\text{fluide}}$ [°C]
2	60	60
25	61.6	80.6 ( $y = 90$ mm)
50	62.5	49.3
100	64.2	50.8
200	68.1	53.4
300	71.4	62
400	71.6	80.2

TAB. 4.1 – Comparaison entre les mesures de température extérieure de paroi ( $T_{\text{ext}}$ ) et de température du fluide en proche paroi ( $T_{\text{fluide}}$ ).

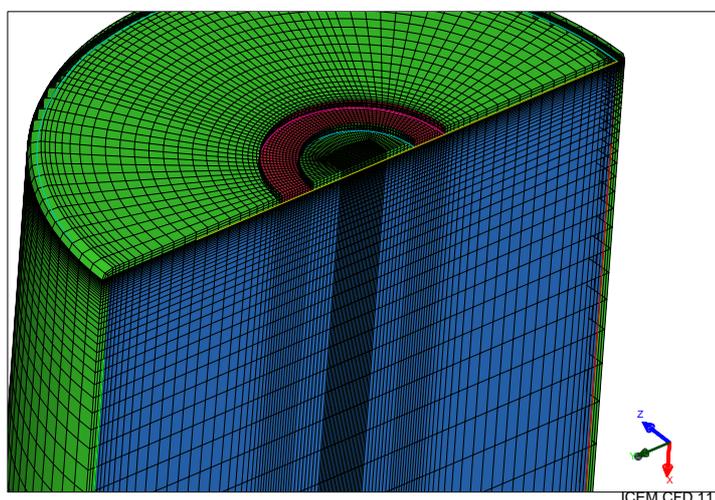


FIG. 4.9 – Détail du maillage fluide+parois réalisé.

Concernant les modèles physiques employés, lorsqu'il y a un domaine solide dans la simulation et que son option de transfert thermique est du type *Thermal Energy*, CFX résout l'équation suivante pour la température :

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S_E,$$

où  $S_E$  représente les sources de chaleur dans le domaine solide. Cette équation permet bien de résoudre la conduction dans le solide en 3D et en fonction du temps. Cependant, la constante de temps caractéristique pour l'établissement de la température est beaucoup plus importante que celle liée au fluide.

Pour le fluide, les modèles physiques sont identiques à ceux employés précédemment.

Concernant les conditions aux limites, CFX crée automatiquement des interfaces de domaine entre le fluide et le solide. Les autres conditions aux limites (injection et sortie du domaine) sont définies comme pour les calculs précédents. Seule une condition spécifique portant sur l'enveloppe extérieure du domaine solide doit être définie. Le transfert thermique au niveau de cette condition peut être modélisé à l'aide de la température de l'air du laboratoire<sup>20</sup> et d'un coefficient d'échange au niveau de la paroi d'aluminium extérieure. En effet, expérimentalement, le dispositif se trouve entouré par l'air du laboratoire qui est à l'instant initial immobile et à température constante. Lorsque commence l'expérience, la paroi se réchauffe et localement autour du dispositif on a un phénomène de convection de l'air ambiant. Cette convection est régie par le nombre de Nusselt  $\overline{Nu}$ . Dans [7], on trouve pour la convection autour d'un cylindre vertical la relation suivante pour  $Nu$  :

$$\overline{Nu}_d \exp\left(-\frac{2}{\overline{Nu}_d}\right) = 0.6 \left(\frac{d}{L}\right)^{1/4} Ra_d^{1/4},$$

où

$$\begin{aligned}\overline{Nu}_d &= \frac{hd}{\lambda_g}, \\ Ra_d &= \frac{g\beta(T_w - T_g)d^3}{\nu_g\kappa_g},\end{aligned}$$

et où  $L$  représente la longueur du cylindre et  $d$  son diamètre. Dans l'expression du nombre de Rayleigh  $Ra_d$  on voit apparaître  $T_g$  qui est la température de l'air ambiant, soit 295 K, et  $T_w$  la température de la paroi. Pour calculer cette dernière, on utilise les données expérimentales pour obtenir une température moyenne  $\overline{T}_w \simeq 337.6$  K. La température de référence pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'air est alors  $T_{\text{ref}} = \frac{\overline{T}_w + T_g}{2} = 316.3$  K. A cette température on a :

$$\begin{aligned}\lambda_g &= 0.02732 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ \frac{g\beta}{\nu_g} &= 1799.534 \text{ K}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ \kappa_g &= 2.43 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Avec ces valeurs numériques et pour le cylindre considéré, on obtient :

$$\left(\frac{d}{L}\right)^{1/4} Ra_d^{1/4} = 44.115,$$

ce qui est bien compris entre  $10^{-2}$  et  $10^3$  pour que la formule précédente soit valide. Ainsi, par résolution numérique, on trouve pour notre problème  $\overline{Nu}_d = 28.4$  ce qui se traduit par une valeur moyenne du coefficient d'échange  $h = 3.766 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Si l'on souhaite affiner le calcul de  $h$ , on peut utiliser pour chaque abscisse la température expérimentale fournie. On obtient alors

20. D'après les articles de Sommerfeld et Qiu [73, 72], on peut estimer cette température à 22°C soit 295 K.

un profil longitudinal pour le coefficient d'échange. Cependant, la dispersion des valeurs de  $h$  autour de la moyenne calculée précédemment est très faible ce qui justifie son utilisation.

Les résultats comparatifs entre le calcul avec prise en compte de la paroi, le calcul initial et les données expérimentales sont disponibles à l'annexe B pour la température, la vitesse longitudinale  $u$  et la vitesse radiale  $v$  (voir figures B.6, B.7 et B.8). Sur la température du fluide, on a une prédiction au centre du jet moins bonne par rapport au calcul sans la modélisation de la paroi, alors que c'est le contraire en proche paroi. Cette situation est confirmée par l'évolution du flux d'enthalpie pour ce calcul (voir figure 4.8).

Concernant la température extérieure de la paroi, on a une certaine variation le long de l'axe du cylindre mais on a une surestimation de la valeur expérimentale de l'ordre de 10 à 20°. Le fait d'obtenir des températures du fluide peu en accord avec l'expérience paraît alors paradoxal.

Qualitativement, les contours de vitesse et de température sont donnés à la figure 4.10.

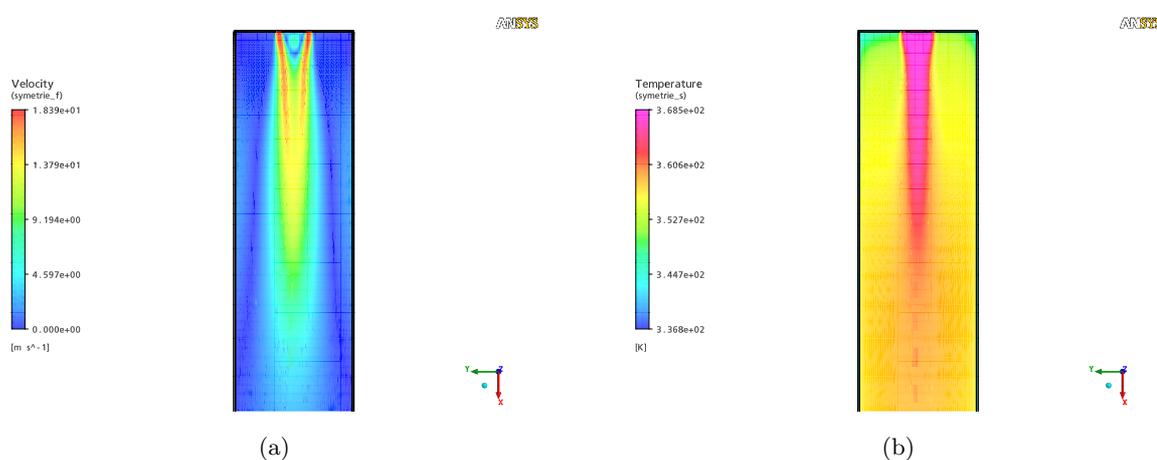


FIG. 4.10 – Champs de vitesse (a) et de température (b) pour le calcul avec modélisation de la paroi.

Finalement, on s'aperçoit que les conditions d'échange thermique en paroi n'influent que relativement peu sur la prédiction de la température au centre du jet. Un autre phénomène peut être invoqué pour analyser les différences entre la CFD et les données expérimentales sur l'homogénéisation de la température dans le cylindre : l'anisotropie intrinsèque du jet et sa modélisation en CFD. C'est ce phénomène que nous allons aborder dans la section suivante.

#### 4.2.4 Influence de la modélisation de la turbulence

Les calculs précédents nous ont montré que l'utilisation d'un modèle de turbulence à 2 équations ( $k - \varepsilon$ , SST, ...), même avec prise en compte des parois, ne permet pas d'obtenir une approximation satisfaisante du développement radial du jet et de l'homogénéisation de la température qui en résulte. Les hypothèses à l'origine de ces modèles impliquent un développement isotrope de la turbulence (voir [81]) alors que le phénomène présent semble fortement anisotrope.

Pour mieux prendre en compte l'anisotropie de l'écoulement, au lieu d'utiliser un modèle

à 2 équations, on fait appel à un modèle de turbulence du second ordre. Ce type de modèle introduit 6 équations de transport des termes du tenseur de Reynolds  $\overline{u'_i u'_j}$  en lieu et place de l'équation sur  $k$  pour un modèle à 2 équations. Il permet une meilleure résolution des échelles de turbulence. Deux modèles différents ont été employés :

- le modèle *Baseline* (BSL par la suite) qui est le pendant du modèle SST en modèle du second ordre
- le modèle SSG (voir [74] pour plus de détails) qui fait intervenir une composante anisotrope dans les équations sur les termes du tenseur de Reynolds

Il est à noter que le modèle SSG a été employé pour un calcul prenant en compte la modélisation de la paroi.

Globalement le modèle BSL permet un meilleur traitement de l'écoulement et du mélange turbulent qui s'opère que le calcul avec un modèle SST. Cependant, que cela soit au niveau de la température ou de la vitesse radiale (et donc de l'énergie cinétique turbulente), des écarts persistent avec les valeurs expérimentales, le plus préoccupant étant lié à la température (voir figures B.1 à B.4). Le flux d'enthalpie massique (voir figure 4.8) confirme cela avec des niveaux comparables à ceux obtenus pour le calcul avec un modèle SST.

Pour le modèle SSG avec prise en compte de la paroi, on a une meilleure approximation de la température maximale mais le taux d'homogénéisation du profil de température est largement moins bon que pour le calcul avec un modèle à 2 équations. Pour ce qui est de la température extérieure de la paroi, on a des valeurs très comparables à celles obtenues précédemment. Les résultats de ce modèle en terme de flux d'enthalpie sont représentés à la figure 4.8. Les valeurs restent très proches des autres calculs et ne font pas apparaître l'augmentation du flux observé expérimentalement.

Finalement, l'utilisation de modèles du second ordre ne permet pas d'améliorer grandement la précision des calculs vis-à-vis de l'expérience. Le niveau de turbulence dans l'expérience est difficilement reproductible par le calcul même avec une bonne initialisation des différentes quantités. Ce phénomène a d'ailleurs aussi été observé dans d'autres tentatives de reconstitution de cette expérience [37]. Une tentative d'analyse des causes de l'amortissement trop important de la vitesse radiale  $v$  a été menée (voir annexe C). Cependant, en coordonnées cylindriques, il est difficile de découpler les effets des termes anisotropes des effets des termes diagonaux (notamment  $\overline{u'^2_z}$ ). De plus, au vu du temps de calcul supplémentaire nécessaire pour des modèles du second ordre, on ne retiendra par la suite que des modélisations à l'aide d'un modèle SST.

## 4.3 Calculs diphasiques sur l'expérience de Sommerfeld et Qiu

### 4.3.1 Généralités

#### Présentation des expériences diphasiques

L'article par Sommerfeld et Qiu [73] fait état de 4 expériences diphasiques dans le dispositif expérimental présenté précédemment (voir figure 4.2). Le tableau 4.2 donne les principales ca-

Cas n°	$\Phi$ injection [mm]	$\dot{V}_g$ [m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\dot{M}_g$ [g s <sup>-1</sup> ]	$U_g$ max [m s <sup>-1</sup> ]	$T_g$ max [°C]	$\dot{M}_p$ [g s <sup>-1</sup> ]	$T_p$ [°C]
1	40	0.034	32.6	18.0	80	0.44	32
2	40	0.031	28.3	18.0	100	0.44	34
3	40	0.015	14.2	9.0	80	0.44	32
4	20	0.023	21.2	9.0	100	0.83	34
gasflow	40	0.032	29.0	18.0	100	-	-

TAB. 4.2 – Récapitulatif des différentes conditions expérimentales (d'après [73]).

ractéristiques des 4 expériences ainsi que les valeurs pour l'expérience monophasique à titre de comparaison.

Dans le but d'une modélisation CFD d'une expérience diphasique, il convient de retenir un cas proche de l'expérience monophasique. C'est pourquoi le cas 4 ne sera pas considéré du fait que le diamètre de l'injection n'est que de 20 mm, ce qui nécessite une modification en profondeur de la géométrie et du maillage retenus pour les runs monophasiques.

Par conséquent, seuls les cas 1, 2 et 3 sont des candidats acceptables à la modélisation CFD. Le cas 2 a un avantage sur les autres du fait que les caractéristiques de l'écoulement porteur dans ce cas sont très proches de celles de l'expérience monophasique. Comme les propriétés de l'écoulement porteur ne sont pas mesurées dans les cas diphasiques, les calculs menés précédemment pourront servir de référence (voire de conditions initiales) pour les calculs sur le cas 2. Ainsi, nous allons nous attacher à modéliser à l'aide de CFX le cas diphasique n° 2.

### Modélisations diphasiques disponibles dans CFX

CFX est, à l'origine, un code de calcul en moyenne de Reynolds (RANS). Bien qu'un module LES ait été développé dans les dernières versions, nous n'emploierons, tout comme en monophasique, que les modèles RANS dont la robustesse a été prouvée dans la simulation d'incendie en tunnel [23]. A cette modélisation RANS pour l'écoulement porteur, CFX est capable d'associer deux types de modélisation pour la phase dispersée :

- le suivi de particules (ou modélisation Euler-Lagrange) : seul un nombre limité de particules sont introduites dans la simulation. Le suivi se fait du point d'injection jusqu'à l'état final de la particule (fin de vie, sortie du domaine de calcul, ...), ce qui permet de recourir à des simulations stationnaires.
- le modèle multi-fluide (ou modélisation Euler-Euler) : il utilise une modélisation RANS pour la phase dispersée. Un modèle spécifique dénommé *MUSIG* (pour Multiple Size Group) permet de modéliser plusieurs classes de taille dans une même simulation sans multiplier les équations à résoudre.

L'objet de ce chapitre étant de valider une modélisation diphasique qui sera utilisée dans la simulation d'essais d'incendie en tunnel avec système d'aspersion (voir chapitre 5), nous allons

utiliser, par la suite, les deux types de modélisations diphasiques disponibles dans CFX sur les données du cas n° 2 de Sommerfeld et Qiu.

### Maillage retenu pour l'ensemble des calculs

Afin de ne pas trop alourdir les temps de calcul en diphasique, on reconsidère le maillage réalisé pour les calculs monophasiques pour tirer parti de l'axisymétrie de l'expérience. On se contente alors de mailler une “tranche de camembert” d'angle au centre maximal de  $5^\circ$ . On obtient ainsi un maillage axisymétrique où les deux plans de symétrie ont le même maillage, et suivant  $z$  on a une seule maille. Au voisinage de  $y = 0$  on a des mailles qui se rapprochent de la forme triangulaire. Le maillage en  $x, y$  est le suivant :

- suivant  $+x$  : 150 noeuds, loi géométrique de raison 1.03884, interdistance minimale de 0.2 mm
- suivant  $+y$  :
  - $32 < y < 100$  : 47 noeuds, loi bigéométrique ( $r_1 = 1.2, r_2 = 1.1$ ), interdistance minimale de 1 mm dans les deux cas
  - $0 < y < 32$  (zone de l'injection) : maillage uniforme de 33 noeuds soit une interdistance de 1 mm.

Au total on a 11622 éléments dont 11473 hexaèdres, les autres éléments étant des prismes lorsque  $y$  est petit (voir figure 4.11). Du côté du  $y^+$ , on a des valeurs comprises entre 0.14 et 16.7 avec une moyenne sur l'ensemble de la paroi de l'ordre de 9.23. Dans l'ensemble le maillage apparaît de bonne qualité.

ANSYS

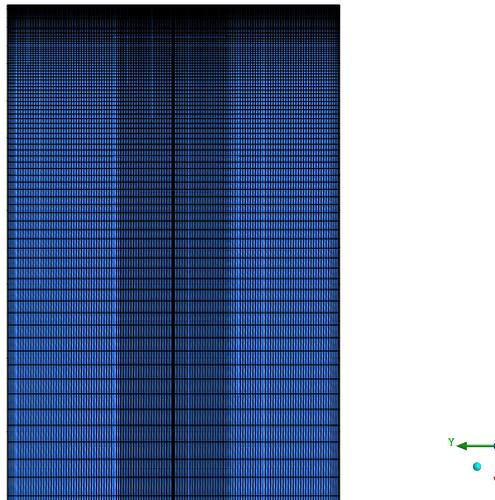


FIG. 4.11 – Détail du maillage axisymétrique au niveau d'un plan de symétrie ( $x, y$ ) (largeur complète).

### 4.3.2 Calculs avec suivi lagrangien

Comme première approche de la modélisation diphasique en CFD, nous allons nous intéresser à la modélisation de type Euler-Lagrange (ou suivi de particules). Ce modèle n'est cependant valide que si la fraction volumique des gouttes est petite. Dès que la concentration en gouttes atteint une valeur significative, la modélisation lagrangienne de la phase dispersée n'est plus valable et une modélisation eulérienne doit être menée (modèle multi-fluide). Ici nous allons supposer que la concentration en gouttes est faible pour rester dans les hypothèses de validité du modèle Euler-Lagrange.

#### Modélisation initiale

Nous allons plus particulièrement nous intéresser ici aux hypothèses retenues pour la phase dispersée, dans le contexte du suivi lagrangien. Pour la phase continue, l'expérience n° 2 étant relativement proche de l'expérience monophasique, nous allons reprendre les mêmes hypothèses de modélisation mais sans tenir compte de la paroi et en ayant recours à un modèle de turbulence à 2 équations (modèle SST). Cette mise en donnée est appliquée au maillage axisymétrique décrit précédemment.

**Hypothèses retenues :** La première question qui se pose pour modéliser la phase dispersée, est relative au choix du type de couplage : unidirectionnel ou bidirectionnel (nommé *Fully Coupled* dans CFX). A première vue, si l'on se contente juste de comparer les débits massiques  $\dot{M}_i$  entre les deux phases, rapport aussi appelé charge massique et noté  $Z$ , on s'aperçoit, avec les données du tableau 4.2, que  $Z \ll 1$  dans le cas de l'expérience n° 2. Ce résultat tendrait à considérer que les gouttes d'isopropanol n'ont que peu d'influence sur l'écoulement porteur et conduirait à retenir alors l'option d'un couplage unidirectionnel entre les phases. Cependant, du fait de l'évaporation des gouttes, il y a une influence directe sur la composition de l'écoulement porteur qui lui-même limite l'évaporation des gouttes par la saturation en vapeur d'isopropanol. Même si dynamiquement, il n'y a que peu d'influence des gouttes sur l'écoulement porteur, les transferts de masse à l'oeuvre justifient d'avoir recours à une modélisation bidirectionnelle du couplage entre les deux phases.

Pour un suivi lagrangien de particules en couplage bidirectionnel, il nous faut définir les termes sources dus aux particules intervenant dans les équations de conservation de la phase porteuse. Ces termes découlent directement de l'expression retenue pour les forces agissant sur les particules (terme  $F_i$  dans l'équation (4.2)). Comme vu à la section 3.3.1, plusieurs forces contribuent à modifier la vitesse des particules. CFX permet de les inclure une à une dans la simulation. Dans un premier temps, vu que les gouttes d'isopropanol peuvent être considérées comme "lourdes"<sup>21</sup>, on se contentera de n'inclure que la force de traînée. On utilise le modèle Ishii-Zuber, conçu pour des particules fluides génériques, pour l'expression du coefficient de

---

21. La masse volumique de l'isopropanol liquide  $\rho_p$  est de  $773.7 \text{ kg m}^{-3}$  contre  $1.2 \text{ kg m}^{-3}$  pour l'air à température normale

traînée  $C_D$ . Ce modèle fait également appel au coefficient de tension de surface de l'isopropanol qui est de  $\sigma = 0.02 \text{ N m}^{-1}$  à  $T = 307 \text{ K}$ .

Concernant le transfert thermique entre les deux phases, CFX utilise la corrélation de Ranz-Marshall pour calculer le nombre de Nusselt. Le transfert de masse entre le liquide constituant les gouttes et sa vapeur est pris en compte par le biais du modèle de Spalding. Il nécessite la donnée de la chaleur latente qui, pour l'iso-propanol, vaut  $L_v(T_{\text{evap}}) = 655.7 \text{ kJ kg}^{-1}$  à  $T_{\text{evap}} = 82.2^\circ\text{C}$ .

La mise en donnée d'une simulation diphasique avec suivi lagrangien n'a pas vraiment d'impact sur la plupart des conditions limites utilisées pour les simulations monophasiques. Seules les conditions de type *mur* voient leurs options être modifiées, l'utilisateur ayant la possibilité de définir le comportement de la particule lorsqu'elle rentre en contact avec le mur par le biais de coefficients de restitution dans la direction perpendiculaire et dans la direction parallèle. Par défaut, les deux coefficients valent 1, ce qui traduit un choc élastique entre la particule et la paroi. Si l'on souhaite voir les particules mouiller la paroi, on spécifiera un coefficient de restitution perpendiculaire de 0.

**Modélisation de l'injection :** Les données disponibles pour l'expérience n° 2 de Sommerfeld et Qiu donnent accès aux valeurs moyennes de la vitesse ( $u$ ,  $v$ ,  $w$  et les rms), du flux massique et des diamètres caractéristiques ( $d_{10}$ ,  $d_{20}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{32}$ ) des gouttes, ainsi qu'aux corrélations diamètre/vitesse et à la densité de probabilité de répartition, ce à plusieurs abscisses dans le tube et notamment très proche de l'injection de gouttes. Dans CFX, nous devons spécifier à la fois la distribution en taille (ou granulométrie) et la forme de l'injection.

Pour modéliser la distribution en taille produite par la buse, on fait le choix d'une interpolation des corrélations diamètre/vitesse proche de l'injection. On considère que la densité de probabilité obtenue traduit une répartition en masse en fonction du diamètre. A partir de cette distribution cumulative, on peut caler les paramètres d'une distribution de Rosin-Rammler qui peuvent être employés dans CFX. D'une façon générale, la densité de probabilité d'une distribution de Rosin-Rammler s'écrit :

$$F(d_p) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{d_p}{\delta} \right)^n \right].$$

Les deux paramètres de la distribution,  $\delta$  et  $n$ , ont pour valeur, à partir des données expérimentales :

$$\delta = 19.3836 \text{ } \mu\text{m},$$

$$n = 3.73624.$$

La figure 4.12 permet de juger de la qualité de l'approximation de la distribution mesurée expérimentalement par une distribution de Rosin-Rammler.

Le choix de la forme de l'injection provient de l'analyse des différents articles traitant de l'expérience [73, 72]. En effet, le type de buse employé lors de l'expérience était une buse à cône creux (*hollow cone* en anglais). Cette buse produit en l'absence d'écoulement ambiant une trace

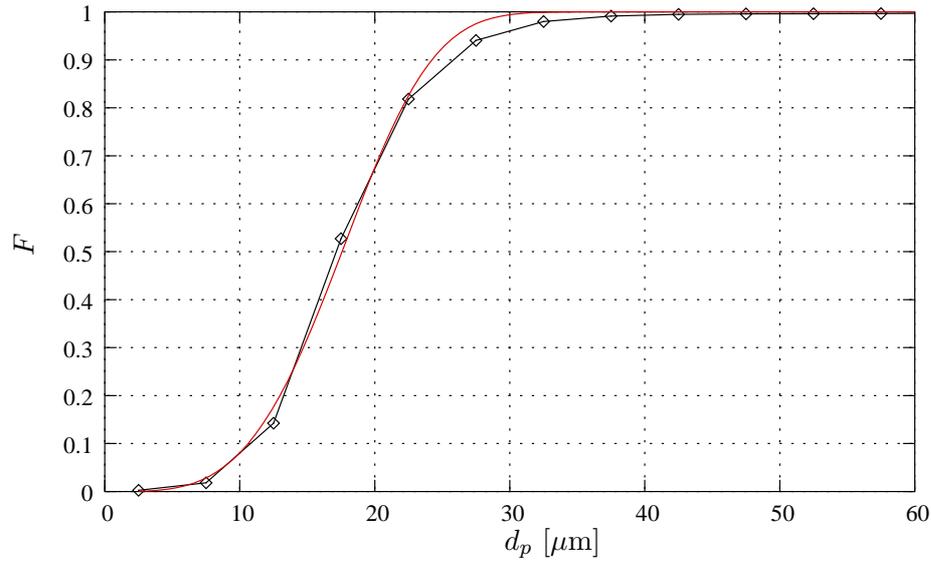


FIG. 4.12 – Distribution cumulée de la taille des gouttes expérimentale (courbe-symbole noir) et Rosin-Rammler équivalente (courbe rouge).

circulaire et creuse (pas de gouttes à l'intérieur de la trace). CFX dispose, en standard, d'une option pour simuler une buse produisant un spray conique. Les différents paramètres à renseigner pour cette modélisation sont présentés schématiquement à la figure 4.13. Les paramètres  $R_i$  (pour *Inner Radius of Injection Plane*) et  $R_o$  (pour *Outer Radius of Injection Plane*) permettent de spécifier la forme du cône produit :

- si  $R_i = 0$  et/ou  $R_o = 0$  : on modélise le cône depuis son sommet qui correspond au centre d'injection des gouttes. Le cône généré est plein.
- si seul  $R_i \geq 0$  est donné : on modélise un cône creux tronqué au niveau du plan contenant le centre d'injection
- si seul  $R_o \geq 0$  est donné : on modélise un cône plein uniquement à partir du plan contenant le centre d'injection
- si  $R_i$  et  $R_o$  sont donnés ( $R_o \geq R_i$ ) : on modélise un anneau conique à partir du plan contenant le centre d'injection

Dans notre cas, nous allons retenir la donnée de  $R_i$ . Reste à en donner une valeur et à déterminer l'angle du cône produit par la buse. Si l'on s'intéresse aux données expérimentales au niveau de l'injection des gouttes (mesures faites 3 mm en amont en réalité), on s'aperçoit que c'est pour  $y = \pm 5$  mm que l'on a le flux de gouttes le plus important. Dans les autres directions, le flux de gouttes est largement inférieur. Dans les faits, l'orifice de la buse est situé à 5 mm au dessus de l'entrée du cylindre désignée par la côte  $x = 0$  mm, afin de permettre une atomisation la plus complète possible avant que le spray ne pénètre dans le cylindre. Ainsi, à 8 mm de l'injecteur de la buse on a un cône qui s'étale sur 5 mm, ce qui nous donne un angle  $\theta$  du cône d'environ  $32^\circ$ . A partir de cette valeur de l'angle du cône, on peut déterminer  $R_i$  en supposant que nous ne

simulons qu'à partir de l'entrée du domaine de calcul, soit  $x = 0$  dans la réalité. On obtient alors  $R_i \simeq 3.125$  mm. Enfin, pour déterminer la norme de la vitesse des gouttes suivant le vecteur directeur du cône d'injection (voir figure 4.13), on utilise les valeurs expérimentales pour  $y = 5$  mm et  $x = 0$  ce qui donne une norme de la vitesse de  $16.97$  m s<sup>-1</sup>.

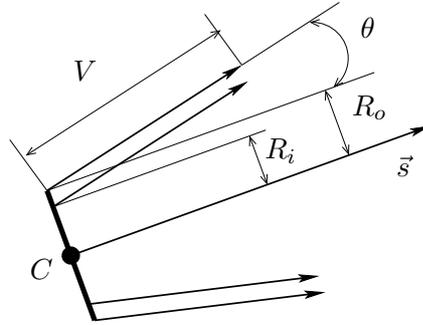


FIG. 4.13 – Schéma de principe de la modélisation d'un cône d'injection dans CFX.  $C$  représente le centre d'injection,  $\vec{s}$  la direction de l'injection,  $\theta$  l'angle du cône,  $R_i$  et  $R_o$  les rayons intérieur et extérieur du cône (si nécessaire) et  $V$  la norme de la vitesse suivant la direction d'injection.

**Premiers résultats :** Les figures 4.14 et 4.15 présentent les évolutions du diamètre de Sauter et de la vitesse des gouttes mises en parallèle, respectivement, avec la fraction massique de vapeur d'isopropanol et la vitesse de l'écoulement porteur.

Concernant la vitesse des gouttes, globalement on assiste à un "alignement" de cette dernière sur la vitesse de l'écoulement porteur qui n'apparaît pas influencé par la présence de gouttes. Pour s'en convaincre, on peut comparer les résultats de la figure 4.15 à ceux de la figure 4.6. Les gouttes ont tendance à se concentrer sur l'axe central du cylindre. Ce phénomène peut être analysé en introduisant la notion de temps de réponse en vitesse d'une particule  $\tau_v$  [53]. En se plaçant dans le cadre de l'approximation de Stokes, on exprime ce temps de réponse sous la forme :

$$\tau_v = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g}.$$

Dans le cas de gouttes d'isopropanol de diamètre moyen  $30 \mu\text{m}$  injectées dans l'air, on obtient  $\tau_v \simeq 0.002$  s, ce qui signifie qu'on atteint environ 63 % de la vitesse de l'écoulement porteur en 0.002 s.

Sur l'évolution du diamètre, avec la distribution de Rosin-Rammler telle que définie, on aboutit à un diamètre de Sauter de  $27.09 \mu\text{m}$  à 2 mm de l'injection, alors qu'expérimentalement on est à  $34.72 \mu\text{m}$ . Cet écart se retrouve dans le développement du spray comme le montre la figure B.9. Il semble que la distribution calculée à partir des corrélations taille/vitesse sous-estime nettement la répartition réelle du spray.

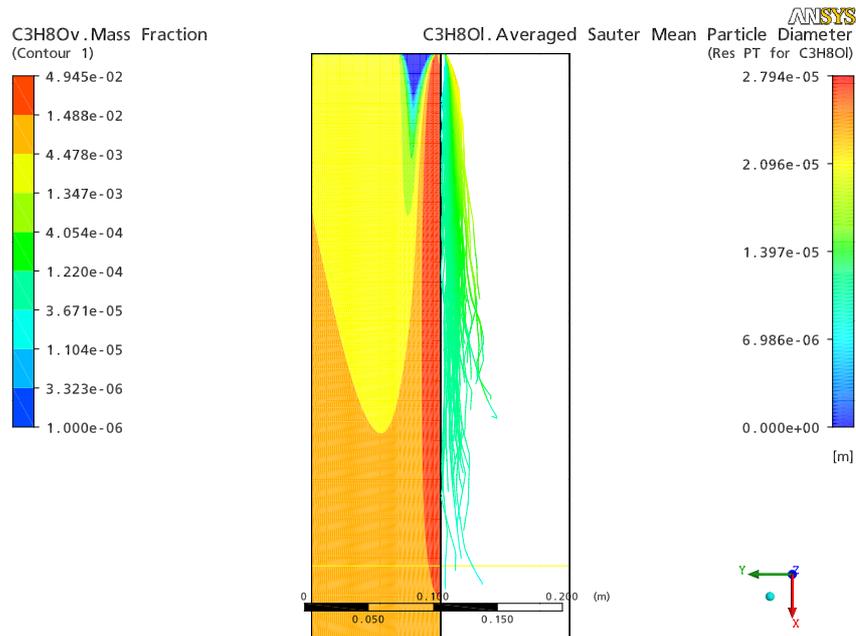


FIG. 4.14 – Champs de fraction massique de vapeur d’isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Modélisation diphasique initiale.

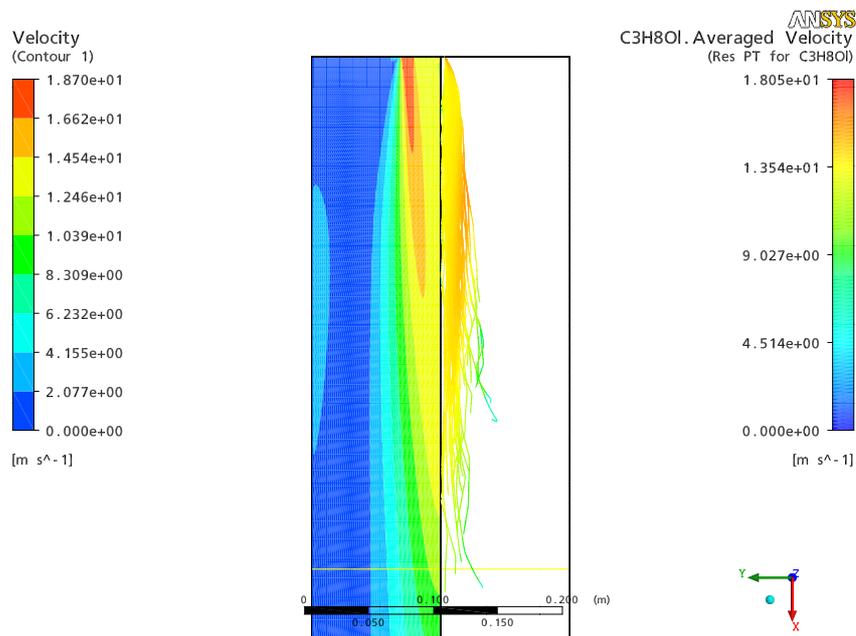


FIG. 4.15 – Champs de vitesse de l’écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Modélisation diphasique initiale.

### Influence du choix de la distribution

Nous avons vu que les premiers calculs réalisés faisaient état d'un écart important sur la taille des gouttes au niveau de l'injection entre le calcul CFD et l'expérience. Pour y remédier il nous faut recalculer les paramètres de la distribution de Rosin-Rammler employée à l'aide des mesures expérimentales en  $y = 5$  mm et  $x = 0$  des différents diamètres  $d_{10}$ ,  $d_{20}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{32}$  ou diamètre de Sauter.

D'une façon générale, on définit le diamètre  $d_{ab}$  sous la forme [46] :

$$d_{ab} = \left( \frac{\sum n_i d_i^a}{\sum n_i d_i^b} \right)^{1/(a-b)},$$

soit pour une distribution continue caractérisée par sa densité de probabilité  $f(d)$  :

$$d_{ab} = \left( \frac{\int_0^\infty d^a f(d) dd}{\int_0^\infty d^b f(d) dd} \right)^{1/(a-b)}.$$

Dans le cadre d'une distribution de Rosin-Rammler, le moment d'ordre  $k$  de la distribution s'exprime en fonction des paramètres  $\delta$  et  $n$  sous la forme :

$$\int_0^\infty d^k f_m(d) dd = \delta^k \Gamma \left( \frac{k}{n} + 1 \right).$$

Ainsi, les diamètres  $d_{10}$ ,  $d_{20}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{32}$  peuvent être reliés à des moments de la distribution de Rosin-Rammler :

$$\begin{cases} d_{10} = \delta \Gamma \left( \frac{1}{n} + 1 \right) \\ d_{20}^2 = \delta^2 \Gamma \left( \frac{2}{n} + 1 \right) \\ d_{30}^3 = \delta^3 \Gamma \left( \frac{3}{n} + 1 \right) \\ d_{32} = \delta \frac{\Gamma \left( \frac{3}{n} + 1 \right)}{\Gamma \left( \frac{2}{n} + 1 \right)} \end{cases}$$

Si pour ces diamètres on emploie les valeurs expérimentales, on peut alors caler différents moments d'une distribution de Rosin-Rammler et ainsi obtenir des valeurs pour  $\delta$  et  $n$ . Par une régression aux moindres carrés, on obtient  $\delta = 41.5506 \mu\text{m}$  et  $n = 2.6206$ , valeurs assez différentes de celles retenues initialement.

Un calcul est lancé en utilisant cette nouvelle définition de la distribution. On voit clairement que les gouttes sont entraînées dans les recirculations latérales de l'écoulement porteur (voir figure 4.17). De plus, on observe un effet d'étalement du spray qui provoque la disparition des gouttes de la zone centrale du cylindre, et une trop forte tendance des gouttes à suivre l'écoulement porteur. Ce phénomène semble lié au transport turbulent des gouttes et à l'influence des fluctuations de vitesse du fluide porteur sur leur trajectoire. L'évolution du diamètre de Sauter pour les gouttes (voir figure B.9) va dans le même sens, avec un profil qui a tendance à se paraboliser avec les  $x$  croissants.

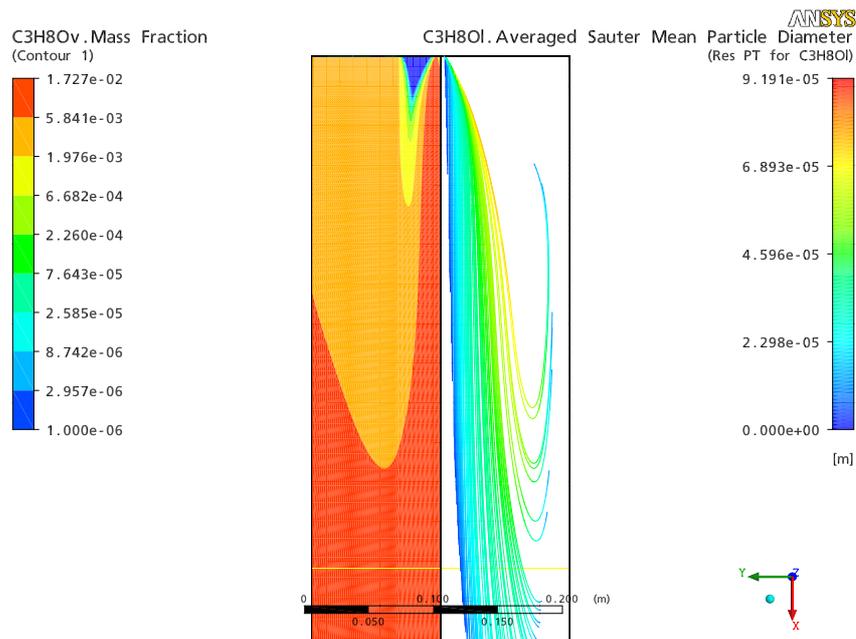


FIG. 4.16 – Champs de fraction massique de vapeur d’isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Calage de la distribution de Rosin-Rammler sur les mesures expérimentales.

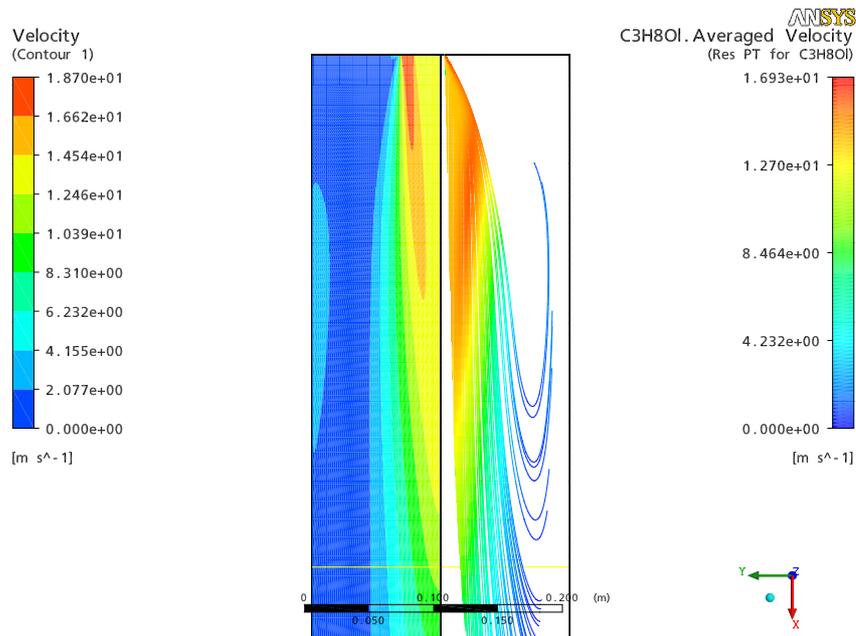


FIG. 4.17 – Champs de vitesse de l’écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Calage de la distribution de Rosin-Rammler sur les mesures expérimentales.

Pour prendre en compte ce phénomène, CFX propose d'inclure, parmi les forces pouvant agir sur les particules, un modèle de dispersion turbulente. Ce modèle stochastique introduit une fluctuation  $u'_p$  dans le calcul de la vitesse des particules. On observe alors la formation d'un brouillard de gouttes qui est entraîné par l'écoulement. Cependant, l'emploi du modèle stochastique rend la convergence plus difficile.

Qualitativement, un calcul intégrant la dispersion turbulente donne des résultats plus réalistes pour le jet de gouttes (voir figure 4.19). En effet, ce dernier arrête son étalement vers 200 mm du fait des recirculations latérales de l'écoulement porteur qui entraînent les gouttes vers les parois où elles se déposent<sup>22</sup>. Cependant, on ne constate pas de recirculation du fluide porteur en aval immédiat de l'injection, phénomène pourtant constaté expérimentalement. En comparant les profils radiaux de l'expérience et de ce calcul, on s'aperçoit qu'à l'injection les diamètres des gouttes ne sont pas les mêmes, avec environ 20  $\mu\text{m}$  d'écart entre le calcul et l'expérience (voir figures 4.18 et B.9), et on observe de fortes disparités sur la vitesse axiale des gouttes. Cette recirculation en aval de la buse est peut-être un phénomène transitoire que ne capture pas la simulation stationnaire, ou liée à un effet du modèle de dispersion turbulente vu que les fluctuations de vitesse peuvent être du même ordre que la vitesse axiale d'après l'expérience. Cependant, à partir de 200 mm (voir figure B.9), soit au moment où le spray arrête son étalement, le calcul fournit des valeurs du diamètre de Sauter très proche de celles mesurées dans l'expérience. Ainsi, loin de l'injection on obtient des résultats très satisfaisants vis-à-vis de l'expérience.

A priori, la sous-estimation par CFX de  $d_{10}$ ,  $d_{20}$ ,  $d_{30}$  et  $d_{32}$  à 3 mm de la buse n'est pas liée à un défaut d'initialisation de la distribution de gouttes. Une source d'erreur pourrait venir du fait que la distribution de Rosin-Rammler est une distribution en masse alors que CFX pourrait calculer les différents diamètres sur la base d'une distribution en nombre. Une façon de vérifier serait de recourir à une distribution du type log-normale qui se fait en nombre et de lancer un run avec cette distribution pour vérifier. D'une façon générale, les moments d'une distribution log-normale s'écrivent :

$$\int_0^{\infty} d^k f(d) dd = d_M^k \exp(\sigma_0^2 k^2 / 2),$$

où  $d_M$  et  $\sigma_0$  sont les paramètres de la distribution. Avec la donnée de  $d_{10}$ ,  $d_{20}$  et  $d_{30}$ , on a à résoudre le système :

$$\begin{cases} d_M e^{\sigma_0^2 / 2} = d_{10} \\ d_M^2 e^{2\sigma_0^2} = d_{20}^2 \\ d_M^3 e^{9\sigma_0^2 / 2} = d_{30}^3 \end{cases}$$

Avec cette distribution, le diamètre de Sauter s'écrit :

$$d_{32} = \frac{\int_0^{\infty} d^3 f(d) dd}{\int_0^{\infty} d^2 f(d) dd} = d_M e^{5\sigma_0^2 / 2}.$$

---

22. Le coefficient de restitution perpendiculaire de la paroi est considéré comme nul pour permettre de simuler le phénomène de mouillage

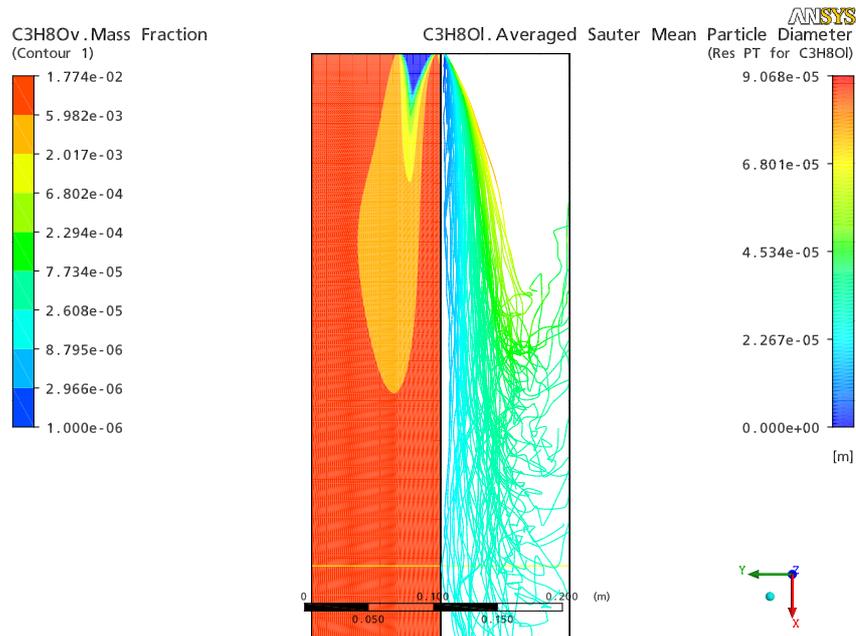


FIG. 4.18 – Champs de fraction massique de vapeur d’isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Prise en compte de la dispersion turbulente.

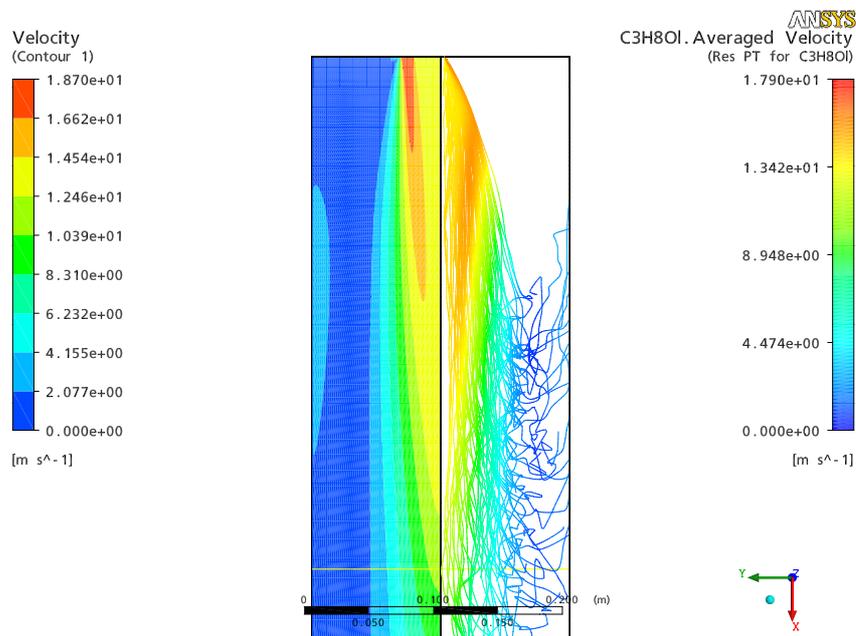


FIG. 4.19 – Champs de vitesse de l’écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Prise en compte de la dispersion turbulente.

La résolution de ces équations donne comme valeurs de paramètre optimisant le diamètre de Sauter vis-à-vis de l'expérience :  $d_M = 35.1674 \mu\text{m}$  et  $\sigma_0 = 0.3553$ .

CFX ne dispose pas en standard de la loi log-normale pour la distribution des gouttes. On peut cependant contourner le problème en utilisant la fonction *Discrete Diameter Distribution*. Avec cette option, il nous faut définir les classes de gouttes, la densité de probabilité en masse (pour les particules réelles) et la densité de probabilité en nombre (pour les particules réellement suivies dans la simulation). Pour une loi log-normale, la densité de probabilité en nombre s'écrit :

$$f_n(d) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln d - \ln d_{nM}}{\sigma_0} \right)^2 \right] \frac{1}{d},$$

avec pour  $\sigma_0$  et  $d_{nM}$  les valeurs calculées précédemment. Si l'on veut la distribution en masse, on a :

$$f_m(d) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln d - \ln d_{mM}}{\sigma_0} \right)^2 \right] \frac{1}{d},$$

avec  $d_{mM} = d_{nM} e^{3\sigma_0^2} = 51.358671 \mu\text{m}$ . Pour chacune de ces distributions, la distribution cumulée s'écrit sous la forme :

$$\begin{cases} F_n(d) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln d - \ln d_{nM}}{\sqrt{2}\sigma_0} \right) \right] \\ F_m(d) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln d - \ln d_{mM}}{\sqrt{2}\sigma_0} \right) \right] \end{cases}$$

où erf est la fonction erreur qui s'écrit :

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-\lambda^2} d\lambda.$$

Globalement, en ayant recours à une distribution log-normale, on a un comportement similaire à celui obtenu avec la distribution de Rosin-Rammler précédente (figures 4.19 et 4.18). On observe des surestimations de la vitesse axiale proche de l'axe et une sous-estimation des différents diamètres. Ces deux imprécisions sont liées, il semblerait, à l'absence de recirculation en aval de la buse. Cependant, loin de l'injection, dans la zone où le spray arrête son étalement radial, les résultats sont satisfaisants comparés à l'expérience.

### 4.3.3 Modélisation Euler-Euler

L'objet de cette section est de présenter la modélisation Euler-Euler (ou modèle à 2 fluides) disponible dans CFX. Dans cette approche, le principe est de considérer la phase dispersée comme suffisamment dense dans l'écoulement porteur pour pouvoir utiliser des équations de description eulérienne.

#### Simulation d'une distribution polydispersée

L'approche eulérienne pour la phase dispersée considère cette phase comme un fluide ayant des caractéristiques propres en termes de fraction volumique  $\alpha_p$  et de diamètre moyen  $d_p$ . CFX

effectue un traitement des équations eulériennes pour la phase dispersée qui fait intervenir la notion d'aire interfaciale  $\mathcal{A} = \frac{6\alpha_p}{d_p}$ . Ainsi, contrairement à un suivi lagrangien, il n'est pas possible, en l'état, de simuler une distribution polydispersée de gouttes en eulérien. Or, dans le cas de l'expérience de Sommerfeld et Qiu, le caractère polydispersé du spray influe fortement sur l'évaporation.

Pour modéliser ce spray en eulérien, il faudrait définir autant de fluides que de classes de gouttes et faire un traitement multiphasique et non plus diphasique de l'écoulement. Chaque fluide représentant une classe de gouttes serait à considérer comme une phase dispersée de diamètre moyen, le diamètre moyen de la classe en question, et de fraction volumique, la contribution en nombre de cette classe à la distribution totale. Cette façon de faire engendre une grande complexification de la modélisation. Cependant, CFX propose un modèle spécifique : le modèle MUSIG (pour *Multiple Size Group*). Ce modèle permet de définir un écoulement dispersé composé de plusieurs groupes de particules de tailles différentes. Dans sa version actuelle, une hypothèse homogène est faite, ce qui revient à dire que tous les groupes partagent le même champ de vitesse. L'intérêt de l'approche précédente réside dans le fait que chacune des classes conserve son champ de vitesse propre. L'approche MUSIG introduit moins d'équations à résoudre qu'une approche multi-fluides puisque seules les équations sur la fraction volumique de chaque classe sont résolues en plus des 3 équations de conservation de la quantité de mouvement de la phase dispersée.

Pour déterminer les classes de gouttes prépondérantes, on s'intéresse aux corrélations entre la taille et la vitesse pour différentes abscisses qui permettent de déduire les classes de gouttes qui sont importantes à suivre. La figure 4.20 montre clairement qu'entre 0 et 9 mm on a un phénomène de coalescence qui est prédominant puisque des classes de diamètre proche de 60  $\mu\text{m}$  deviennent significatives alors qu'à l'injection on ne dépasse pas 30  $\mu\text{m}$ . Au-delà de  $x = 9$  mm, le phénomène de coalescence proche de l'injection est largement minoritaire vis-à-vis de l'évaporation. Ainsi la contribution des classes de diamètre supérieur à 50  $\mu\text{m}$  à la distribution globale est moindre et on ne retiendra que 8 classes de gouttes prépondérantes entre 12.5 et 47.5  $\mu\text{m}$ .

Cependant, vu que l'évaporation joue un rôle important dans l'évolution de la distribution en taille, il nous faut inclure suffisamment de classes correspondant à des diamètres faibles, mais en limiter leur nombre pour ne pas pénaliser le temps de calcul. Si l'on souhaite de plus pouvoir utiliser le modèle MUSIG et son hypothèse homogène sur le champ de vitesse des groupes de gouttes, une idée est de se baser sur le nombre de Stokes  $St$  des gouttes qui détermine le comportement cinématique vis-à-vis de l'écoulement porteur. En effet, pour  $St < 1$ , la goutte suivra l'écoulement porteur alors que pour  $St > 1$  sa trajectoire sera distincte [21]. La borne supérieure de la classe "petites gouttes" pourra éventuellement être la valeur du diamètre moyen pour lequel  $St = 1$ , toutes les gouttes de diamètre inférieur ayant le même comportement cinématique.

Le nombre adimensionnel de Stokes permet de comparer une échelle de temps particulière à une échelle de temps de l'écoulement porteur. Comme nous l'avons vu dans [53], plusieurs temps

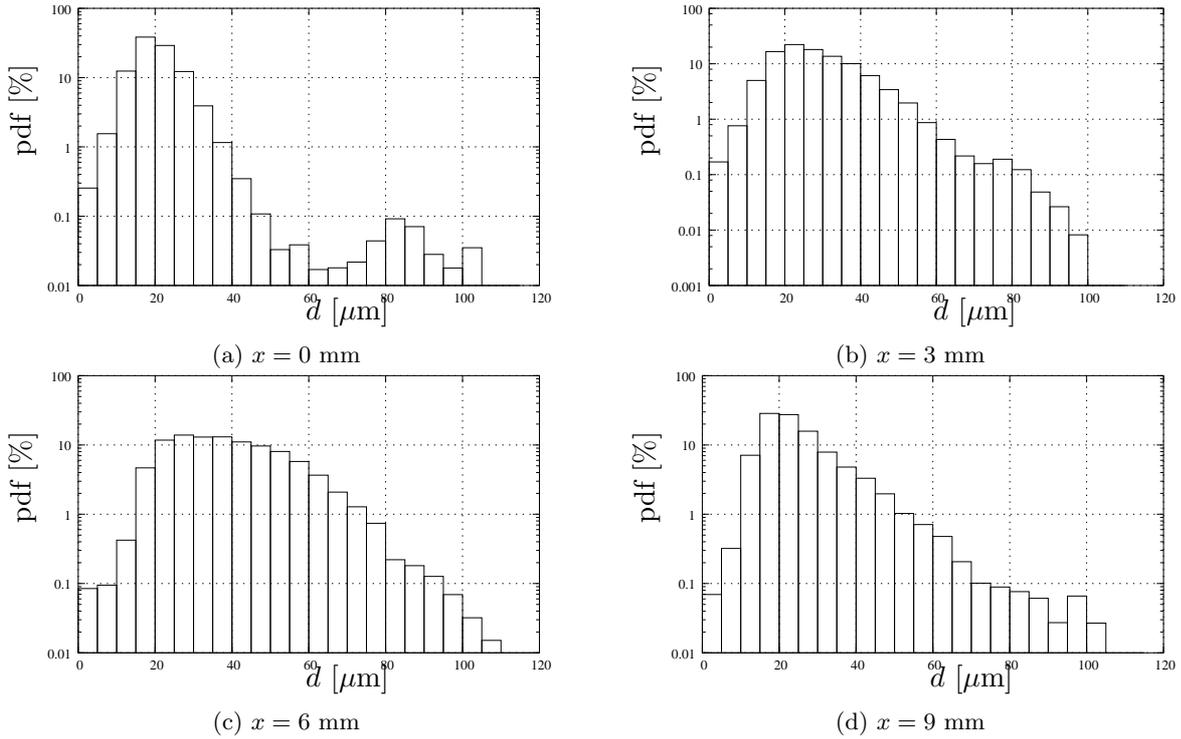


FIG. 4.20 – Evolution de la répartition en taille de gouttes du spray en fonction de la distance à la buse (entre 0 et 9 mm).

de réponse particulières sont utilisables. Dans notre cas, vu que le comportement cinématique des gouttes nous paraît prépondérant, on utilisera le temps de réponse en vitesse  $\tau_v$  qui s'écrit dans le cas de l'approximation de Stokes :

$$\tau_v = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g}.$$

Concernant l'écoulement porteur, une bonne échelle locale de temps serait  $\frac{k}{\varepsilon}$  pour la turbulence vue par les gouttes. Cependant, ce temps ne correspond pas à une échelle lagrangienne qui conviendrait mieux pour estimer les fluctuations de turbulence dans le voisinage immédiat d'une goutte. Lorsque l'on utilise la dispersion turbulente dans CFX pour un suivi lagrangien des gouttes, le code a recours à la durée de vie des tourbillons comme échelle de temps. D'après [2], ce temps  $\tau_e$  s'écrit :

$$\tau_e = l_e \sqrt{\frac{3}{2k}},$$

avec

$$l_e = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon},$$

soit :

$$\tau_e = C_\mu^{3/4} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{k}{\varepsilon}.$$

Numériquement, avec  $C_\mu = 0.09$ , le facteur devant  $\frac{k}{\varepsilon}$  vaut 0.201. Oesterlé dans [48] considère qu'une échelle de temps de l'écoulement porteur intéressante pour estimer la dispersion des particules, est l'échelle intégrale lagrangienne  $T_L$ . Cette échelle s'exprime sous la forme  $C \frac{k}{\varepsilon}$  où  $C$  est une constante qui peut varier entre 0.2 et 0.6. En turbulence isotrope cependant, Oesterlé préconise une valeur de 0.2 pour  $C$ , valeur très proche de celle obtenue pour la durée de vie des tourbillons. Ainsi le nombre de Stokes lié à la dispersion turbulente des gouttes s'écrit :

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 / 18 \mu g}{0.2 k / \varepsilon}.$$

La valeur limite de  $d_p$  pour que  $St = 1$  s'écrit alors :

$$d_p^{\text{lim}} = \sqrt{3.6 \frac{k \mu g}{\rho_p \varepsilon}}.$$

En dessous de cette valeur on aura bien  $St < 1$ , et au dessus  $St > 1$ .

À partir des simulations sur l'écoulement porteur on peut obtenir une carte de ce diamètre limite sur l'ensemble du plan de symétrie (voir figure 4.21). Globalement les zones de recirculation

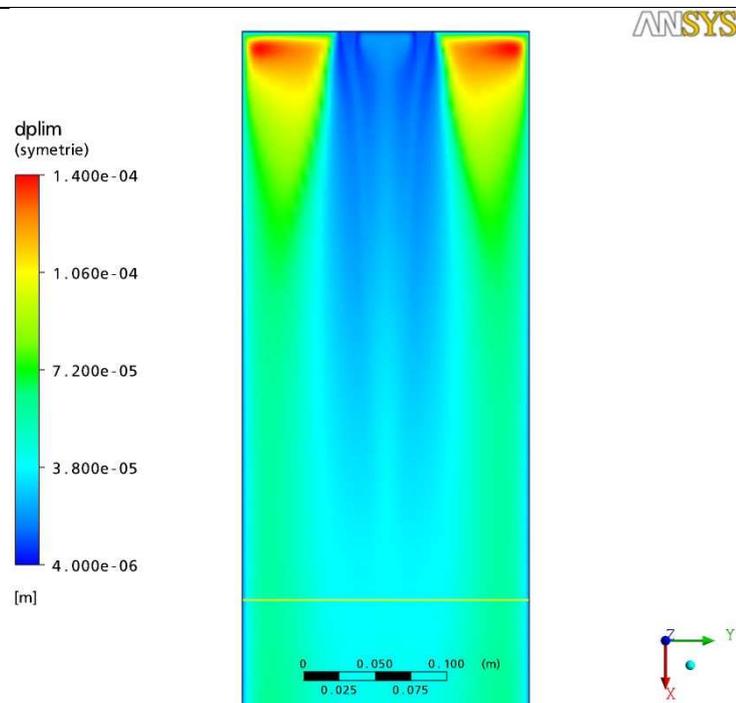


FIG. 4.21 – Cartographie des diamètres limites au niveau du plan de symétrie du cylindre.

autour du jet n'imposent pas un diamètre limite faible. Dans ces zones on est plutôt autour de  $70 \mu\text{m}$  voire plus. C'est au coeur du jet que l'on trouve les diamètres limites les plus contraignants. On peut atteindre jusqu'à  $4 \mu\text{m}$  à l'entrée du jet. Mais rapidement on a une homogénéisation pour atteindre des valeurs de l'ordre de  $35 \mu\text{m}$ , valeur assez proche du diamètre de Sauter expérimental. Ainsi dans la plupart du domaine les classes comprises entre  $12.5$  et  $37.5 \mu\text{m}$  auront un comportement cinématique proche. Ainsi, on pourra distinguer la classe dynamique  $[0 - 30]$  des autres classes. Certes le modèle homogène inclus dans le modèle MUSIG ne prédira pas de façon convenable les phénomènes proches de l'injection du fluide, mais en moyenne sur le reste du jet on devrait atteindre un niveau d'approximation intéressant. La seconde classe dynamique à modéliser est du type  $[30 - 50]$  vu qu'au delà de  $50 \mu\text{m}$ , la contribution à la distribution est relativement faible.

### Prise en compte de l'évaporation

L'expérience de Sommerfeld et Qiu s'intéresse à l'évaporation de gouttes d'isopropanol dans un écoulement d'air qui s'enrichit en vapeur d'isopropanol. La modélisation retenue pour les simulations avec suivi lagrangien définit la phase continue comme un mélange gazeux entre l'air et la vapeur d'isopropanol et la phase dispersée comme de l'isopropanol liquide pur. En approche Euler-Euler, nous souhaitons conserver cette mise en donnée. Il nous faut alors définir, dans CFX, les modèles régissant le transfert de masse lié à l'évaporation entre un liquide pur et un mélange gazeux.

Pour intégrer les phénomènes d'évaporation dans les simulations Euler-Euler, CFX dispose d'un modèle spécifique appelé *Thermal Phase Change Model*. Cependant ce modèle n'est utilisable que pour les changements de phase d'un corps pur, du moins dans sa version actuelle. Pour pallier cette absence de fonctionnalité, il est recommandé dans [2] d'employer un modèle décrivant l'équilibre thermodynamique au niveau de l'interface gaz/liquide. Pour l'évaporation d'un liquide dans un mélange gazeux, la loi de Raoult permet de calculer la pression partielle de vapeur dans le mélange gazeux en fonction de la pression de saturation [6]. L'activation de ce modèle dans CFX se fait en définissant la phase liquide sous la forme d'un mélange entre le liquide s'évaporant et un autre liquide considéré comme inerte. La fraction massique de ce dernier dans le mélange est contrainte par l'évaporation du liquide d'intérêt. Cette définition relativement peu orthodoxe de la phase dispersée engendre des résultats difficilement exploitables. En effet, au fur et à mesure de l'évaporation de l'isopropanol, on voit augmenter la fraction massique du liquide inerte. On se retrouve alors avec des gouttes d'isopropanol pur qui se sont transformées en gouttes de liquide inerte pur, ces dernières continuant à avoir une influence sur l'écoulement porteur. Finalement, aucune des possibilités offertes en standard par CFX pour des simulations Euler-Euler, ne permet de modéliser aussi simplement qu'en Euler-Lagrange, l'évaporation d'un liquide dans un mélange gazeux contenant sa vapeur.

La seule solution réside dans l'implémentation d'un modèle d'évaporation par des routines externes. Considérons une seule classe de gouttes de diamètre caractéristique  $d_p$ . L'évolution de

sa masse est décrite, en utilisant le modèle de Spalding pour l'évaporation, par l'équation (3.6) que l'on rappelle ici :

$$\frac{d\alpha_p \rho_p}{dt} = -\mathcal{A} Sh \frac{\rho_g D_c}{d_p} \ln(1 + B_M), \quad (4.4)$$

où  $\mathcal{A}$  est la densité d'aire interfaciale,  $Sh$  le nombre de Sherwood et  $B_M$  le nombre de Spalding en masse. Le premier membre de cette équation représente le flux massique lié à l'évaporation des gouttes de la classe que l'on notera  $\phi_m$  par la suite. Pour intégrer cette variation de masse dans les équations de continuité pour la phase porteuse et la phase dispersée, en considérant que cette dernière n'est constituée que d'une seule classe de gouttes, on définit des termes sources dans CFX. Pour la phase dispersée, on doit intégrer la perte de masse par évaporation, soit  $-\phi_m$ , dans l'équation de continuité ainsi que le puits de chaleur engendré par l'évaporation  $-\phi_m L_v$  dans l'équation d'énergie. On prend alors en compte tous les aspects de l'évaporation comme décrit au chapitre 3. Pour la phase continue, il y a génération de vapeur au même taux massique qu'il y a évaporation des gouttes. On introduit alors uniquement le terme source  $\phi_m$  dans l'équation de continuité de la phase porteuse.

À présent, intéressons nous à la généralisation de ce modèle dans le cas d'une distribution polydispersée. Si l'on opte pour une modélisation multi-classe avec un modèle inhomogène, c'est-à-dire que toutes les classes sont considérées comme des fluides à part entière, alors on peut transposer relativement facilement l'approche précédente. Il nous faut calculer pour chaque fluide-classe  $i$  un flux massique d'évaporation  $\phi_m^i$  à partir du diamètre caractéristique  $d_p^i$  et de la fraction volumique  $\alpha_p^i$ , puis intégrer les termes source adéquats dans les équations de continuité et d'énergie de chaque fluide-classe ainsi que dans l'équation de continuité de la phase porteuse. Si, par contre, on opte pour une approche homogène avec le modèle MUSIG décrit plus haut, l'utilisation du modèle d'évaporation précédent est moins évidente. En effet, le modèle MUSIG introduit une équation de transport pour la fraction volumique de chacune des classes définies pour la phase dispersée, ainsi qu'un bilan de population par une équation sur le nombre densité permettant d'évaluer les transferts inter-classes. Cette dernière équation s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} n(d_p, t) + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i n(d_p, t)) = B_B - D_B + B_C - D_C,$$

où  $n(d_p, t)$  représente le nombre densité des particules de taille  $d_p$  et  $B_B$ ,  $D_B$ ,  $B_C$  et  $D_C$  les termes sources liés respectivement à la dislocation (ou *break-up* en anglais) et à la coalescence des gouttes. Les termes  $D_B$  et  $D_C$  correspondent à la destruction des gouttes de taille  $d$  par dislocation ou coalescence, alors que les termes  $B_B$  et  $B_C$  correspondent à la création de gouttes de taille  $d$  par ces mêmes phénomènes. Le nombre densité de chaque groupe est obtenu en intégrant  $n(d_p, t)$  sur la plage  $[d_p^i - \Delta d_p, d_p^i + \Delta d_p]$  où  $d_p^i$  est le diamètre caractéristique de la classe  $i$ . Lorsqu'on ne s'intéresse qu'au phénomène d'évaporation, le nombre densité du groupe  $i$  est influencé par l'évaporation des groupes de diamètre caractéristique supérieur. L'expression de ce transfert inter-groupe reste à déterminer. De plus, vu que le modèle MUSIG est un modèle homogène, CFX ne résoud qu'une seule équation de continuité pour l'ensemble de la phase dispersée. La combinaison de ce modèle avec l'évaporation nécessite de spécifier un terme source

global qui traduit l'évaporation de chaque groupe. Ce flux massique global peut s'écrire comme la somme des flux massiques pour chaque groupe  $i$ ,  $\phi_m^i$  qui s'écrivent de façon similaire au second membre de l'équation (4.4).

#### 4.3.4 Comparaison des deux approches

##### Mise en donnée

Pour les simulations Euler-Euler, la phase porteuse est modélisée comme en monophasique. Le maillage retenu est le maillage axisymétrique décrit à la section 4.3.1. Pour la phase dispersée, vu les difficultés pour intégrer un modèle d'évaporation, nous ne retiendrons qu'une seule classe de diamètre caractéristique  $d_p = 27.5 \mu\text{m}$ . Outre les échanges thermiques entre cette phase et la phase porteuse, qui seront modélisés par une corrélation de Ranz-Marshall comme en suivi lagrangien, et les forces agissant sur les gouttes, il nous faut spécifier un modèle de turbulence pour les gouttes. En première approche, on peut se contenter d'un modèle algébrique (ou à 0 équation) qui permet de relier la viscosité cinématique turbulente de la phase dispersée  $\nu_{tp}$  à celle du fluide porteur  $\nu_{tg}$  par l'intermédiaire d'un nombre de Prandtl, qui vaut par défaut 1<sup>23</sup>. Concernant l'évaporation, on implémente, par routines externes, le modèle décrit précédemment pour la seule classe traitée dans la simulation. À noter que, par manque de données thermodynamiques précises sur l'isopropanol et sa vapeur, les calculs Euler-Euler avec évaporation sont réalisés avec de l'eau.

Au niveau des conditions limites, seules les conditions de paroi ont un comportement spécifique vis-à-vis de l'écoulement diphasique. On conserve le comportement par défaut de CFX qui consiste à considérer que la fraction en contact avec la paroi pour chaque fluide est égale à la fraction volumique de chaque fluide dans le volume de contrôle proche de la paroi. Pour le transfert thermique à la paroi, on peut le définir en fonction du fluide, mais on choisira de le définir globalement pour plus de facilité. À l'entrée du domaine, on utilise les données issues des corrélations diamètre/vitesse pour imposer le champ de vitesse des gouttes.

Pour déterminer la fraction volumique  $\alpha_p$  des gouttes, on utilise la notion de vitesse superficielle de la phase  $i$  (voir [20]) qui s'écrit :

$$U_i = \frac{\dot{m}_i}{\rho_i S},$$

où  $S$  est, dans notre cas, la section du cylindre où se développe l'écoulement. Cette vitesse superficielle est reliée à la vitesse réelle de la phase  $i$ ,  $u_i$ , par la fraction volumique  $\alpha_i$ , tel que  $U_i = \alpha_i u_i$ . Or dans l'expérience de Sommerfeld et Qiu [73], on a accès par mesure à la vitesse réelle des gouttes  $u_p$ . On peut alors facilement calculer  $\alpha_p$  qui vaut  $1.2 \cdot 10^{-5}$ . Comme nous ne nous intéressons qu'à la classe  $d_p = 27.5 \mu\text{m}$  qui représente environ 12 % de la distribution totale, les simulations en Euler-Euler seront menées avec une fraction volumique de  $1.5 \cdot 10^{-6}$ .

23. Si le temps de relaxation des particules est grand comparé au temps de dissipation turbulente, ce nombre de Prandtl turbulent peut prendre des valeurs supérieures à 1. A priori, ce n'est pas notre cas ici, donc la valeur par défaut semble justifiée.

## Résultats

Globalement, la modélisation Euler-Euler d'un spray évaporant est complexe à mettre en oeuvre surtout si l'on souhaite prendre en compte une distribution polydispersée. Même si le calcul s'effectue plus rapidement qu'un suivi lagrangien du fait de l'optimisation des algorithmes de résolution en formulation eulérienne, la convergence est délicate.

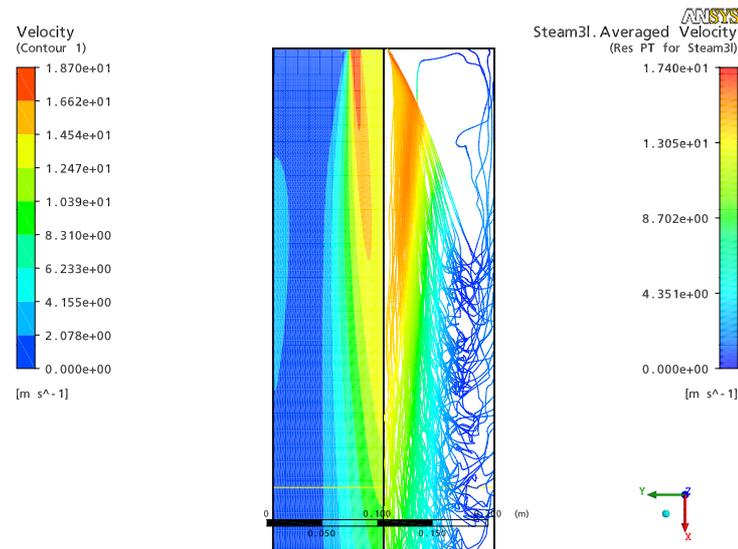


FIG. 4.22 – Champ de vitesse de l'écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse pour la simulation en Euler-Lagrange.

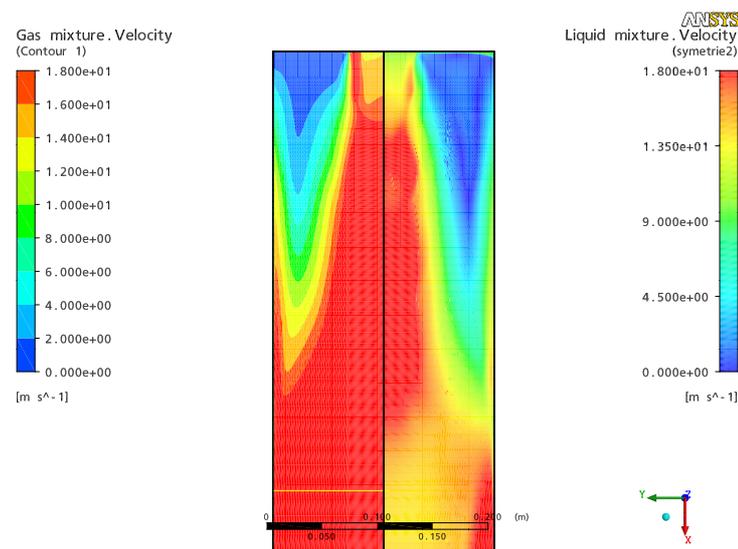


FIG. 4.23 – Champs de vitesse de l'écoulement porteur et des gouttes d'eau pour la simulation en Euler-Euler.

Les figures 4.22 et 4.23 présentent l'évolution des champs de vitesse pour la phase porteuse et pour les gouttes respectivement pour une simulation en Euler-Lagrange et une en Euler-Euler. On s'aperçoit que la simulation Euler-Euler prédit un fort couplage entre les deux phases, le champ de vitesse de l'écoulement porteur étant complètement différent de celui prédit en Euler-Lagrange qui ressemble à celui calculé en monophasique (voir figure 4.6). La comparaison sur les diamètres de la phase dispersée est difficile à mener du fait de la prise en compte, dans la simulation Euler-Euler, d'une seule classe de gouttes.

Vu les difficultés de convergence et de mise en donnée, ainsi que les résultats obtenus qui ne semblent pas très réalistes, l'approche Euler-Euler, telle qu'implémentée dans CFX à l'heure actuelle, ne nous semble pas pertinente pour la modélisation de l'action d'un système d'aspersion sur un incendie en tunnel. Bien que les résultats sur l'expérience monophasique (voir section 4.2) ne reproduisent qu'approximativement les données expérimentales, les calculs réalisés ici tendent à montrer que l'approche Euler-Lagrange est la plus adaptée à la simulation d'un spray évaporant. Cette approche sera retenue pour la reconstitution en CFD d'essais incendie en tunnel avec activation d'un système d'aspersion que nous allons aborder au chapitre 5.

# *Modélisation en CFD d'essais incendie dans un tunnel à échelle réduite*

---

Dans le cadre de ses réflexions sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel, le CETU a initié une démarche expérimentale afin de mieux caractériser certains paramètres dont le rôle sur l'efficacité du système est relativement mal connu. Cette démarche se décompose en deux phases :

- dans un premier temps, mener des essais à échelle réduite
- dans un second temps, mener – ou du moins participer à – une campagne d'essais conséquente en vraie grandeur

Vu les coûts prévisionnels des essais en vraie grandeur, leur réalisation est soumise à la recherche de partenaires extérieurs et à la définition précise du programme des essais. C'est pour cela qu'il a été décidé de réaliser des essais préalables à échelle réduite, en utilisant la maquette de tunnel disponible au CSTB.

Cette campagne d'essais, réalisée par le biais d'une collaboration de recherche entre le CETU, le CSTB et le Laboratoire de Combustion et Détonique (LCD) de l'Université de Poitiers, vise les objectifs suivants [13] :

- Obtenir des observations qualitatives sur les phénomènes d'interactions entre les gouttes d'eau et l'incendie.
- Récupérer des données pour des simulations CFD. Cet objectif doit permettre de valider un modèle diphasique CFD et/ou de préciser certains termes sources à introduire dans les simulations.
- Préciser les principes de mesure sous aspersion. En vue d'essais en vraie grandeur, il convient de valider les protocoles de mesure afin d'obtenir des valeurs fiables des différentes quantités caractérisant l'écoulement. Les essais sur maquette auront valeur de test pour les appareils de mesure et permettront de confirmer le choix de l'instrumentation.

Ce chapitre décrit la campagne d'essais réalisée ainsi que les premiers résultats tirés d'essais avec bac d'heptane. Il présente également la modélisation CFD entreprise sur des essais de référence (*i.e.* sans aspersion), et avec aspersion. Enfin, il fournit des éléments sur les similitudes par changement d'échelle et l'extrapolation possible à échelle réelle des résultats obtenus.

## 5.1 Présentation des essais

### 5.1.1 Installation expérimentale

Le CSTB dispose depuis le printemps 2005 d'une installation fixe reproduisant le futur tunnel ferroviaire de la liaison Lyon – Turin à l'échelle 1/3 (voir figure 5.1).

Cette maquette de tunnel, réalisée à l'aide de buses d'assainissement en béton de diamètre intérieur 2.5 m, est longue de 43 m. Une dalle en béton coulée au sol permet d'obtenir un profil en “fer à cheval” de 4 m<sup>2</sup> de section. La hauteur sous plafond est de l'ordre de 1.90 m, et la largeur au sol de 2.2 m.

Les parois de la maquette sont protégées à l'aide d'un mortier spécifique appliqué sur l'ensemble du linéaire. Pour assurer la ventilation, un ventilateur d'extraction est raccordé à l'une des têtes du tunnel par le biais d'un convergent métallique. Ce ventilateur permet de générer des courants d'air longitudinaux dans le tunnel jusqu'à 5 m s<sup>-1</sup>.

### 5.1.2 Programme expérimental

Un programme expérimental d'une trentaine d'essais a été mis en place pour tester l'influence des principaux paramètres suivants :

- Type de foyer : bac d'heptane, bûcher bois ou foyer de palettes bois
- Configuration du foyer : libre ou couvert (essais heptane uniquement)
- Puissance : valeur de référence ( $\sim 1.5$  MW représentant 30 MW à échelle réelle), test de sensibilité à demi puissance
- Ventilation : 1 et 2.2 m s<sup>-1</sup> (débit volumique au ventilateur)
- Protection active : sans / avec activation d'un système d'aspersion

Le programme se décompose en 8 essais dits “de référence” réalisés sans activation du système d'aspersion, et de plus de 20 essais avec activation du système d'aspersion. Pour ces essais avec aspersion, une attention particulière a été portée à la répétabilité, chaque configuration étant réalisée 2 fois.

Le dimensionnement des foyers a été réalisé en considérant une puissance à échelle réelle de 30 MW qui correspond à un incendie de poids-lourd d'après [14]. En retenant un rapport d'échelle de 30 % entre la maquette et un tunnel réel, et par conservation du débit de flottabilité par changement d'échelle (voir section D.2), la puissance développée par les foyers à échelle réduite doit être de l'ordre de 1.5 MW. Cette puissance maximale détermine alors la surface du bac pour les foyers heptane ainsi que les dimensions et l'espacement des bûches du bûcher bois [4].



(a) Vue générale extérieure de la galerie



(b) Vue intérieure de la galerie en cours d'équipement

FIG. 5.1 – Photographies de la galerie d'essais du CSTB.

Pour les palettes de bois, des tests préalables ont permis de déterminer le nombre de palettes, conformes à la norme européenne NF EN 13698-1, à empiler.

Le système d'aspersion retenu pour cette campagne d'essais est constitué de 14 buses montées sur une ligne d'aspersion placée au centre et au plafond du tunnel. Les buses sont espacées de 1.5 m dans la direction longitudinale. La configuration retenue est de 3 buses en amont et 11 buses en aval du foyer. Des essais avec uniquement des buses à l'amont et avec une aspersion centrée sur le foyer, ont également été réalisés. Le système est alimenté par une pompe haute pression (de l'ordre de 90 bar) et fournit un spectre de gouttes qui peut être considéré comme de classe 1 au sens de la réglementation NFPA (voir section 1.3.1).

Une analyse préliminaire des résultats obtenus pour les essais réalisés avec des bacs d'heptane peut être trouvée dans [13]. Il est à noter qu'une attention particulière doit être portée aux

similitudes entre ces essais et l'échelle réelle. L'annexe D envisage quelques relations pour les paramètres aérauliques et ceux relatifs aux gouttes d'eau.

### 5.1.3 Instrumentation

La figure 5.2 schématise l'instrumentation présente dans la maquette. Cette dernière comporte plus de 200 points de mesures répartis en mesures de températures, de vitesse d'air, de flux radiatifs, d'opacité, de concentrations en gaz toxiques et d'estimation de la puissance de l'incendie.

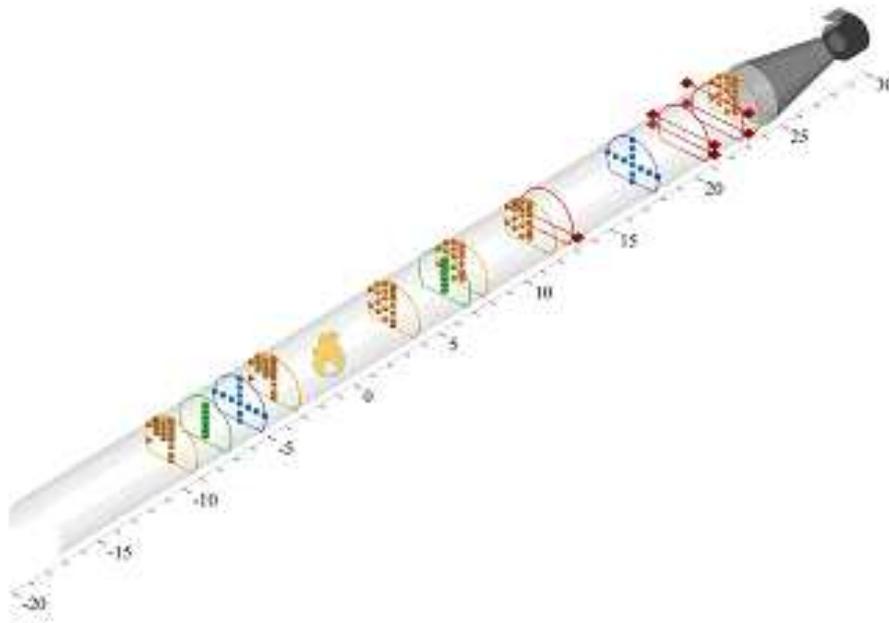


FIG. 5.2 – Schéma d'implantation des différentes sections de mesures dans la maquette.

**Températures :** Des thermocouples de type K sont répartis en 6 sections le long de la maquette. Les 2 sections amont ont été équipées de façon à avoir une bonne description de la partie supérieure du tunnel afin de disposer de mesures détaillées dans la nappe de retour qui se forme à vitesse faible. Les 4 sections aval sont, au contraire, équipées de façon homogène sur la hauteur. Dans la largeur, pour chaque section, on dispose de thermocouples situés sur l'axe de symétrie du tunnel, décalés de 35 cm et de 75 cm, et en proche paroi. Des thermocouples protégés de l'impact direct des gouttes par des capots métalliques ont été installés à 4 m et 8 m en aval du foyer à des fins de comparaisons lors des essais avec activation du système d'aspersion. A noter également que des thermocouples de paroi sont disposés sur la voute du tunnel près du foyer.

**Vitesses :** Des sondes de Recknagel équipées de micromanomètres de précision sont disposées respectivement à 5 m en amont et 18 m en aval du foyer. Ces sondes sont installées de façon

à pouvoir disposer d’un profil vertical de vitesse sur l’axe de symétrie du tunnel et d’un profil horizontal à environ 80 cm du sol sur l’ensemble de la largeur du tunnel. A noter que, couplés à ces sondes de vitesse, sont installés des thermocouples, ce qui permet d’augmenter le nombre de sections de mesures de température.

**Flux radiatifs :** 2 mâts de 6 fluxmètres chacun sont installés à 7 m de part et d’autre du foyer et sont situés sur l’axe de symétrie du tunnel. Il s’agit de fluxmètres ne mesurant que le flux radiatif sur une plage allant de 0 à 20 kW m<sup>-2</sup>. Ils sont refroidis par une circulation d’eau en continu. De plus, un fluxmètre à haute capacité (jusqu’à 200 kW m<sup>-2</sup>) est installé près du foyer pour estimer le flux thermique total émis.

**Opacité :** L’évaluation de la visibilité à l’aval de l’incendie est effectuée par 3 types d’appareils différents. Des transmissiomètres à lumière blanche, mesurant l’atténuation globale de l’intensité lumineuse, sont installés à 23 m en aval du foyer respectivement à 50 cm du sol et à 50 cm sous le plafond. A 21 m en aval, 2 diffusiomètres de marque Sigris, comparables à ceux que l’on peut rencontrer en tunnel, effectuent des prélèvements de gaz pour analyse aux mêmes hauteurs que les transmissiomètres. Enfin, un prototype de laser, permettant une mesure locale du coefficient d’extinction des fumées, a été développé et testé durant les essais.

**Concentration en gaz toxiques :** Les concentrations en CO et CO<sub>2</sub> sont mesurées à l’aval (23 m du foyer) de façon ponctuelle par des prélèvements situés respectivement à 50 cm du sol et à 50 cm sous le plafond, et par une analyse moyenne sur l’ensemble de la section par le biais de 9 prélèvements. Les analyseurs employés pour les mesures ponctuelles sont comparables à ceux pouvant être installés en tunnel.

**Estimation de la puissance :** Pour estimer la puissance dégagée par le foyer, deux méthodes complémentaires sont utilisées, à savoir la perte de masse combustible et la consommation de O<sub>2</sub> du foyer. Pour la première méthode, le foyer repose sur une balance de précision. Une méthode a été développée pour corriger cette donnée brute en tenant compte de la formation d’imbrûlés. Pour la seconde méthode, la mesure de concentration de O<sub>2</sub> est effectuée en moyenne sur la section à 23 m du foyer, en même temps que les mesures de CO et de CO<sub>2</sub>. La méthode développée dans [22] permet, à partir de ces concentrations, d’obtenir la puissance de l’incendie. A noter que, lorsque l’on est en présence d’une nappe de retour qui sort du tunnel, la configuration de la maquette fait que cette méthode sous-estime la puissance dégagée par l’incendie.

## 5.2 Modélisation CFD de la “phase sèche”

Dans cette section nous allons décrire la modélisation monophasique de certains essais utilisant des bacs d’heptane. Cette modélisation est faite dans l’optique de disposer de conditions initiales réalistes lors des calculs diphasiques effectués sur les essais avec activation de l’aspersion.

Le choix de se limiter aux essais réalisés avec un foyer constitué de bac d'heptane est dicté par une logique de simplification de la mise en donnée CFD et surtout par le manque de connaissances que l'on a sur les foyers à base de bois et la façon de les modéliser en CFD. En effet, les réactions de combustion sur les alcanes sont mieux documentées dans la littérature mais des simplifications, telles que considérer la combustion complète en une seule étape, ont déjà montré leur robustesse sur la reconstitution d'essais incendie en CFD (voir par exemple [52, 59]).

Les essais disponibles pour une modélisation CFD monophasique sont de plusieurs types :

- les essais de référence réalisés sans aspersion. Ils sont au nombre de 4 avec un bac d'heptane, réalisés avec et sans couverture du foyer
- la période de montée en température du foyer avant le déclenchement de l'aspersion ou "phase sèche", pour l'ensemble des essais avec aspersion. Pour un foyer heptane qui monte relativement vite en température, ces données permettent de corroborer les résultats obtenus lors des essais de référence. Ils sont au nombre de 11 pour un foyer heptane.

Parmi ces essais, il convient de dissocier les essais réalisés à  $1 \text{ m s}^{-1}$  de ceux à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  (les vitesses s'entendent en extraction au ventilateur), et dans chaque catégorie les essais réalisés avec couverture du foyer de ceux menés sans.

Par la suite, nous détaillerons le maillage et la mise en donnée retenus pour les simulations et analyserons les résultats pour chacun des débits d'extraction au ventilateur.

### 5.2.1 Maillage du tunnel d'essai

#### Galerie d'essai

La géométrie de la galerie d'essai décrite précédemment, a été conservée pour le maillage. Cependant, vu la configuration retenue pour les essais avec le foyer situé au milieu du tunnel en largeur (voir figure 5.2), on peut raisonnablement considérer que les phénomènes qui vont s'y développer seront symétriques dans le sens de la largeur. Ainsi, nous allons nous contenter de ne mailler qu'une moitié de la section sur l'ensemble de la longueur du tunnel. Il nous faut donc adopter un maillage pour la section transversale qui sera appliqué à toute la géométrie dans la direction longitudinale. Dans cette direction, un raffinement est nécessaire pour prendre en compte les phénomènes liés au foyer. Au final, on obtiendra un maillage structuré hexaédrique pour le tunnel.

**Section transversale :** La géométrie arrondie de la section implique d'avoir recours à un maillage structuré qui se décompose en différents blocs selon le principe de la "grille en O". Nous avons retenu un maillage en trois blocs (voir figure 5.3).

Le bloc 1 mesure 0.5 m de large sur 1.1286 m de haut au maximum. Il n'est pas tout à fait rectangulaire afin d'avoir une inclinaison de l'arête entre les blocs 2 et 3 de l'ordre de  $45^\circ$ . La hauteur de ce bloc est choisie pour obtenir une cohérence entre la largeur du bloc 3 et la hauteur du bloc 2, le nombre de noeuds sur ces arêtes devant être identique pour conserver un maillage structuré. A priori, ce bloc peut être maillé de façon uniforme. On impose 21 noeuds dans la

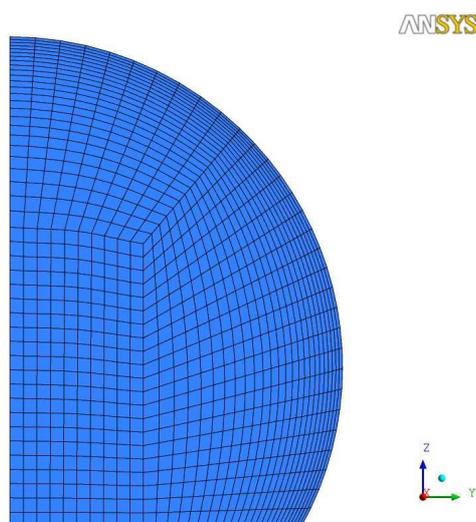


FIG. 5.3 – Maillage de la section transversale du tunnel.

hauteur (soit des mailles de 5.643 cm) et 11 noeuds dans la largeur (soit des mailles de 5 cm). Au niveau du foyer, la présence du bac dans la géométrie engendre une découpe du maillage de la section et en particulier le bloc 1. On doit alors modifier légèrement la loi uniforme dans la hauteur avec des mailles de 5.524 cm.

Pour les blocs 2 et 3, on utilise une loi géométrique qui permet d’imposer un raffinement en proche paroi. On fixe une maille limite de 1 cm proche de la paroi. Pour le bloc 2, la raison de la loi géométrique est de 1.08 ce qui impose une maille maximale de 6.16 cm. Pour le bloc 3 on a une raison de 1.065 et une maille maximale de 4.57 cm.

**Maillage longitudinal :** Pour prendre en compte le développement des fumées qui est un phénomène essentiellement longitudinal, il nous faut raffiner le maillage longitudinal suivant les zones de forts gradients. Ainsi, on effectuera un raffinement au niveau du bac d’heptane par le biais d’une loi uniforme avec des mailles de 5 cm. Cette taille permet d’obtenir des éléments cubiques dans la zone du foyer et permet un meilleur calcul des gradients [80]. Pour le bloc situé à l’aval, il est nécessaire d’intégrer un raffinement proche du foyer pour assurer la continuité entre les deux maillages. Il nous faut également introduire un raffinement proche de la sortie du domaine où l’on va appliquer la condition d’extraction. Pour le bloc à l’amont du foyer, on impose le même type de raffinement par continuité que pour le bloc à l’aval. Par contre, il n’est *a priori* pas nécessaire d’imposer un raffinement proche de la condition limite d’entrée du domaine. De plus, si l’on souhaite conserver le même maillage pour les calculs diphasiques, il nous faut tenir compte de l’implantation des buses dans le tunnel. Les buses sont situées entre  $x = -4$  et  $x = +16$  m par rapport au foyer avec une interdistance d’environ 1.5 m. Du fait de cette interdistance relativement faible, il paraît plus judicieux de raffiner le maillage globalement dans la zone de présence des buses. Cela se traduit par un “découpage” des blocs à l’amont et à

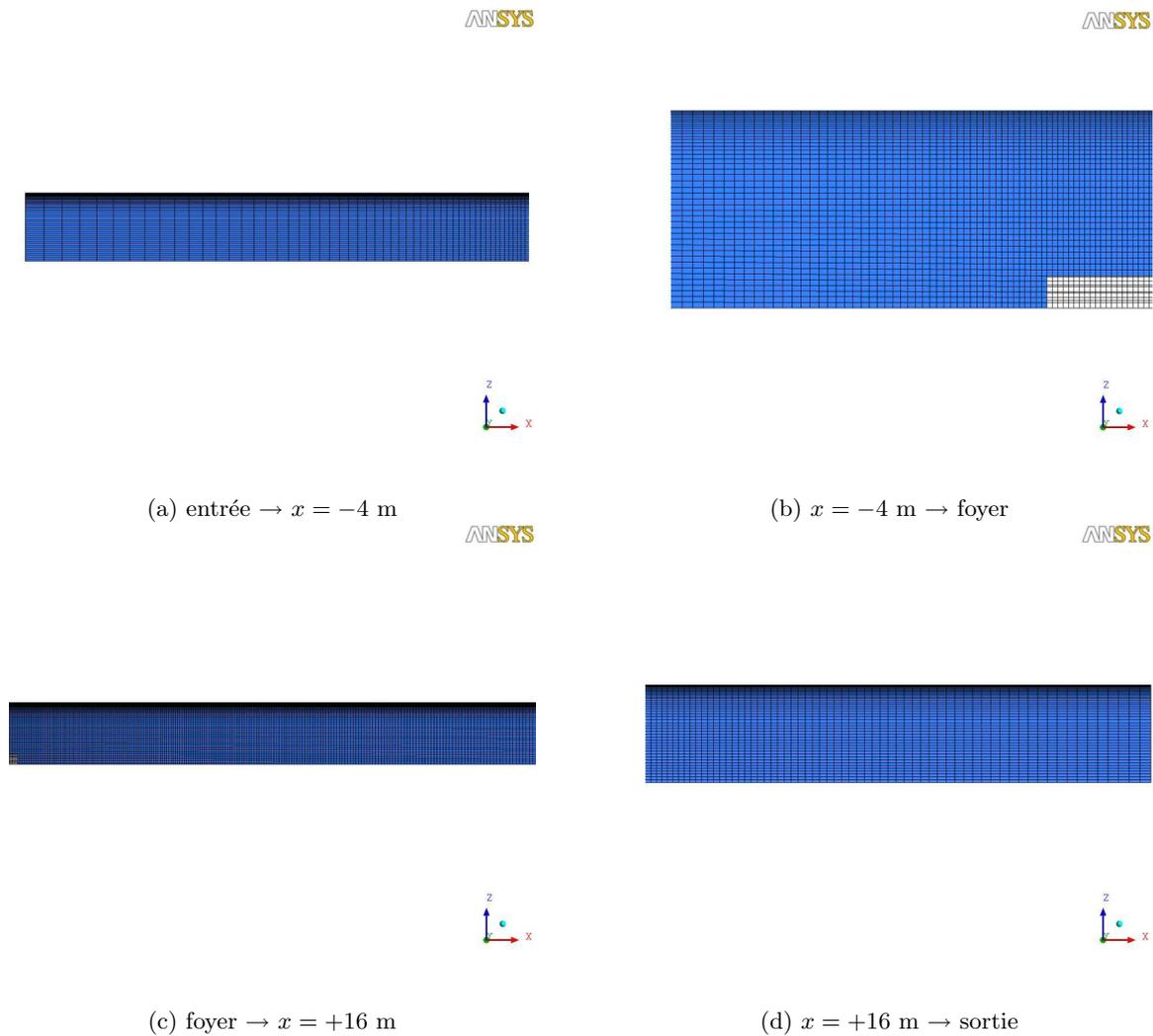


FIG. 5.4 – Maillage longitudinal du tunnel.

l'aval du foyer en deux zones, la zone sans buses et celle en contenant (voir figure 5.4).

Finalement, les choix de maillage effectués en dehors de la zone foyer sont les suivants :

- pour le bloc à l'amont du foyer :
  - entre la condition d'entrée du domaine et la section  $x = -4$  m, on impose une loi géométrique avec des mailles d'environ 50 cm proches de l'entrée du domaine se réduisant à 10 cm au niveau de la section  $x = -4$  m. La raison de cette loi est de 1.03
  - entre la section  $x = -4$  m et le bloc foyer, on assure la transition entre une maille de 10 cm et une maille de 5 cm au niveau du foyer par une loi géométrique de raison 1.015.
- pour le bloc à l'aval du foyer :
  - entre le bloc foyer et la section  $x = +16$  m, on déaffine le maillage par une loi géométrique de raison 1.003 de façon à atteindre des mailles d'environ 10 cm au niveau de la section  $x = +16$  m.

- entre la section  $x = +16$  m et la sortie du domaine, on utilise une loi géométrique de raison 1.011 pour obtenir des mailles de l’ordre de 20 cm en sortie de domaine à partir des mailles de 10 cm en  $x = +16$  m.

En considérant le maillage transversal réalisé et le raffinement longitudinal ci-dessus, on obtient un maillage de 381400 éléments hexaédriques pour le demi-tunnel représenté.

### Prise en compte du convergent

Les calculs préliminaires menés sur le maillage précédent ont montré qu’il fallait porter une attention particulière à la condition limite d’extraction au niveau de la sortie du domaine de calcul. Naïvement, on est, en effet, tenté d’imposer sur cette limite du domaine une condition de type OUTLET à vitesse imposée égale à la vitesse d’extraction, soit 1 ou 2.2 m s<sup>-1</sup> suivant les cas. Cela revient à contraindre l’écoulement à cette vitesse sur l’ensemble de la section. Or, le front de fumées issu du foyer se déplace à une vitesse de l’ordre de 4 m s<sup>-1</sup> et perçoit donc cette condition limite comme un mur<sup>24</sup>. Une forte recirculation se crée alors en amont de la condition limite ce qui provoque un entraînement vers le foyer de fumées chaudes qui auraient dû être évacuées du domaine. Pour éviter ce blocage, il nous faut alors déplacer la condition limite de sortie et en augmenter le débit pour permettre un meilleur mélange. Cela peut être réalisé en incluant dans le maillage le convergent métallique présent sur le tunnel réel.

D’un point de vue géométrique, le convergent est réalisé en appliquant une homothétie à la section courante du tunnel. Ainsi, la section de sortie est 2.5 fois plus petite que la section courante du tunnel et se situe à 4 m de la sortie du tunnel<sup>25</sup>. On la centre par rapport à la section courante du tunnel (voir figure 5.5). Le demi-angle du convergent ainsi obtenu est de l’ordre de 8°.

Au niveau du maillage transversal du convergent, afin de ne pas trop densifier le maillage au niveau de la sortie du convergent et d’éviter une trop forte interpolation au niveau de l’interface avec le maillage du tunnel, on est tenté d’opter pour des mailles deux fois plus grosses que dans la section courante du tunnel. Cela conduit à des mailles de l’ordre de 10 cm à la fois en hauteur et en largeur pour l’interface et de l’ordre de 5 cm pour la section de sortie du convergent. Le raffinement en proche paroi est toutefois conservé. Dans la direction longitudinale, on prolonge le maillage de l’extrémité du tunnel au niveau du convergent en imposant des mailles de 20 cm. Au final le convergent représente 4900 éléments hexaédriques supplémentaires.

Dans cette configuration, la réduction de section par le convergent permet d’imposer une vitesse d’extraction plus élevée et ainsi s’affranchir de l’effet “mur” entrevu précédemment. En effet, si l’on souhaite une vitesse de l’ordre de 1 m s<sup>-1</sup> au niveau de l’interface tunnel-convergent, il nous faut imposer une vitesse de 6.27 m s<sup>-1</sup> à la sortie du convergent pour conserver le même

---

24. Le modèle simplifié développé dans [45] permet d’estimer la vitesse du front de fumées en fonction de la puissance convective de l’incendie. Dans notre cas, le foyer étant calibré pour 1.5 MW (soit 1 MW convectif environ), on obtient une vitesse de front de fumées de l’ordre de 3 m s<sup>-1</sup> avec un courant d’air de 1 m s<sup>-1</sup> en extraction.

25. Les dimensions sont choisies de façon arbitraire mais semblent cohérentes avec l’installation réelle.

ANSYS

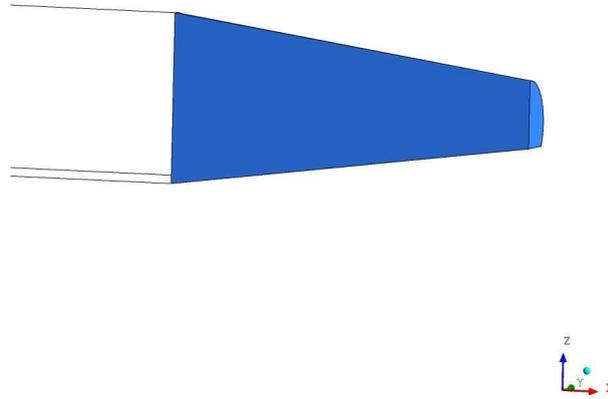


FIG. 5.5 – Vue en 3D de la géométrie retenue pour le convergent.

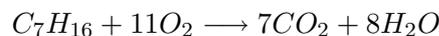
débit volumique.

## 5.2.2 Modélisation CFD retenue

### Modèles physiques

La mise en donnée retenue pour les calculs en “phase sèche” est relativement semblable à celle qui a été utilisée pour la modélisation de l’expérience monophasique de Sommerfeld et Qiu (voir section 4.2.2) excepté l’utilisation d’un modèle de combustion. On emploie ainsi comme modèle de turbulence un modèle SST avec prise en compte de la flottabilité. Le rayonnement est simulé par le biais d’un modèle de transferts discrets (voir [52] pour plus de précisions).

Pour ce qui est de la combustion, il nous faut au préalable définir une réaction de combustion entre l’heptane et l’oxygène présent dans l’air. En première approche, on pourrait se contenter de considérer la réaction comme complète suivant le mécanisme suivant <sup>26</sup> :



La donnée seule des coefficients stoechiométriques de cette réaction dans CFX ne permet pas d’obtenir une convergence des calculs satisfaisante. Il nous faut alors inclure, dans la définition de la réaction, des données relatives à la cinétique chimique. CFX permet de définir la constante de réaction  $k$  sous la forme d’une loi d’Arrhénius :

$$k = A_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\beta \exp \left( -\frac{E}{RT} \right),$$

26. De nombreuses recherches ont été menées autour de la combustion de l’heptane liquide dans l’air. Les mécanismes chimiques réalistes, en phase gazeuse, comportent un grand nombre d’étapes et font intervenir trop de composés pour être utilisables dans notre cas.

où  $A_0$  est le facteur dit pré-exponentiel,  $\beta$  l'exposant sur la température et  $E$  l'énergie d'activation,  $R$  représentant la constante des gaz parfaits. Pour l'heptane, à partir de données présentes dans la littérature, on obtient  $A_0 = 5 \cdot 10^8$ ,  $\beta = 0$  et  $E = 15.78 \text{ kcal mol}^{-1}$ . L'unité du coefficient  $A_0$  dépend de la réaction et de la définition d'ordres de réactions pour les réactifs<sup>27</sup>. Généralement, on spécifie un ordre de réaction sur l'heptane de 0.25 et de 1.5 sur l'oxygène.

A partir de la donnée de la réaction de combustion de l'heptane, on utilise un modèle *Eddy Break Up* pour calculer le taux de réaction et ainsi la concentration en produits et l'énergie libérée. Ce modèle fait l'hypothèse que les phénomènes chimiques sont très rapides devant les échelles de turbulence [11]. Ainsi, on peut faire l'hypothèse que le taux de réaction est directement proportionnel au temps nécessaire pour que les réactifs se mélangent ce qui correspond au temps caractéristique du mélange turbulent  $\frac{\varepsilon}{k}$  [80]. Le modèle définit alors un taux de réaction pour chaque composé représenté dans la réaction en fonction de la concentration molaire. On peut en compter 3 distincts, un pour le combustible, un autre pour l'oxydant et un dernier pour les produits :

$$\begin{cases} q_{com} = A \frac{\varepsilon}{k} [X_{com}], \\ q_{ox} = A \frac{\varepsilon}{k} \frac{[X_{ox}]}{\nu_{ox}}, \\ q_{pr} = AB \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sum_{pr} [X_i]}{\sum_{pr} \nu_i}. \end{cases} \quad (5.1)$$

Dans les équations précédentes,  $\nu_i$  représente le coefficient stoechiométrique du composé  $i$  dans la réaction, alors que  $A$  et  $B$  sont les constantes du modèle. Ce dernier prend le minimum des trois taux de réactions précédents pour calculer le terme source en énergie à inclure. A noter que CFX n'utilise le taux relatif aux produits que si le coefficient  $B$  est spécifié et positif. L'utilisation de ce coefficient permet d'imposer que la réaction ne débute dans un volume de contrôle que si les réactifs et les produits sont présents dans ce même volume. On a alors une prise en compte plus réaliste de la combustion dans l'air. Dans nos simulations, le coefficient  $A$  est maintenu à sa valeur par défaut (soit  $A = 4$ ) et  $B$  est pris égal à 0.5 suivant les recommandations de [2].

### Conditions aux limites

Nous avons vu lors de la description du maillage du tunnel que le fait d'intégrer un convergent à la sortie du domaine de calcul permettait d'assurer la convergence des calculs. A la sortie de ce convergent, on peut imposer une condition de type OUTLET à vitesse imposée. Cependant, afin de mieux prendre en compte le caractère hétérogène de l'écoulement arrivant sur cette condition limite (couche de fumées chaude à vitesse élevée et air frais en dessous), on a recours à une condition en pression statique moyenne. La valeur de la pression à imposer est calculée à partir

27. En présence d'ordres de réaction, le taux de réaction  $q$  est donné par :

$$q = k \Pi_{i=1}^N [X_i]^{F_i},$$

où  $F_i$  représente l'ordre du réactif  $X_i$ ,  $[X_i]$  sa concentration et  $k$  la constante de la réaction.

du débit volumique imposé par le ventilateur à température ambiante. Ainsi, pour une vitesse d'extraction de  $1 \text{ m s}^{-1}$ , le débit volumique est de  $4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , ce qui donne une pression relative à la sortie du convergent d'environ 23.74 Pa. Pour une vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ , on obtient une pression d'environ 114 Pa.

Concernant la condition d'entrée du domaine, il n'y a, *a priori*, rien de particulier à spécifier. On a une entrée de l'air qui se fait de façon libre à la pression atmosphérique. Cependant, les essais réalisés à vitesse d'extraction de  $1 \text{ m s}^{-1}$  ont montré qu'une nappe de retour peut se former et remonter jusqu'à l'entrée du tunnel. En première approche on emploiera alors une condition de type OPENING à pression relative nulle, ce qui permet au fluide d'entrer ou de sortir du domaine par cette condition. Nous verrons plus loin (section 5.2.3) l'influence que ce choix peut avoir sur le déroulement du calcul.

Pour les transferts thermiques aux parois du tunnel, il nous faut tenir compte de la présence d'une protection thermique appliquée sur le béton constituant le tunnel. En première approche on pourrait retenir une modélisation adiabatique pour le transfert thermique aux parois, mais le fait de l'inclure dans la simulation permet de stabiliser l'écoulement. Ainsi, sous CFX, on définit le transfert thermique aux parois par la donnée d'un coefficient d'échange  $h$  et d'une température extérieure. Les parois du tunnel étant constituées de protection thermique pour 5 cm et de béton pour 20 cm, le coefficient d'échange résultant se calcule en prenant l'inverse de la somme des résistances thermiques de chacun des composés [65], si l'on fait l'hypothèse d'une conduction unidimensionnelle de la chaleur dans la paroi, soit :

$$h = \frac{1}{R_{\text{protec}} + R_{\text{béton}}},$$

où  $R_i$  représente la résistance thermique du composé  $i$  (ici soit béton soit protection thermique) qui s'exprime en fonction de l'épaisseur du composé et de sa conductivité thermique. Avec des valeurs typiques des conductivités thermiques du béton et de la protection thermique, on obtient un coefficient d'échange global au niveau de la paroi qui vaut  $h = 2.67 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Pour la température extérieure, on considère la température ambiante de l'air.

De même, pour les transferts thermiques au niveau des parois du convergent, on définit un coefficient d'échange en supposant qu'elles sont constituées d'acier d'épaisseur 3 mm. On obtient alors un coefficient  $h$  qui vaut  $h = 17333 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , la température extérieure étant également la température ambiante.

Au niveau du foyer, il nous faut spécifier la masse d'heptane injectée qui permet d'atteindre la puissance estimée dans la réalité, soit 1.5 MW. Après plusieurs calculs préliminaires, définissant une injection d'heptane gazeux au niveau de la surface supérieure du bac, qui aboutissaient à une surestimation de la puissance du foyer, nous avons fait le choix d'imposer au niveau de la surface supérieure du foyer un débit massique par unité de surface comme terme source de l'équation de transport sur la fraction massique d'heptane. Babrauskas dans [4] donne une formule assez précise, calée sur des données expérimentales, permettant d'estimer le débit massique par unité

de surface de l’heptane  $\dot{m}''$  en fonction du diamètre apparent du bac considéré  $D$  :

$$\dot{m}'' = 0.101(1 - e^{-1.1D}).$$

Dans notre cas, on obtient un débit  $\dot{m}'' = 0.06043 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  qui est imposé comme source dans l’équation de conservation de la fraction massique d’heptane, au niveau de la surface supérieure du foyer. La température sur cette surface est également fixée à la température d’évaporation de l’heptane, soit  $98.5^\circ\text{C}$ , pour s’assurer que la combustion se déroule bien en phase gazeuse.

### 5.2.3 Essais à vitesse d’extraction de $1 \text{ m s}^{-1}$

#### Choix de l’essai à simuler

Parmi les essais de référence et la “phase sèche” des essais avec activation du système d’aspersion, nous disposons de 6 essais réalisés avec un bac d’heptane à une vitesse d’extraction au ventilateur proche de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Dans ces essais, certains ont été réalisés en utilisant un dispositif de couverture du foyer pour empêcher l’action directe des gouttes sur le foyer. A priori, un tel dispositif pourrait modifier le développement du foyer même sans aspersion.

Pour ces différents essais, on va s’intéresser aux données en vitesse et température à l’instant initial  $t = 0$  et au bout de 300 s. Ce dernier instant est immédiatement avant le déclenchement du système d’aspersion pour les essais avec aspersion et semble représenter un état stationnaire du développement du foyer d’après les données récoltées. Le fait de se limiter à ces deux instants permet d’entreprendre deux modélisations CFD stationnaires : la première en isotherme pour l’instant initial qui doit permettre d’initialiser le champ de vitesse pour la seconde qui inclut les transferts thermiques et le modèle de combustion.

Bien que les 6 essais aient été réalisés avec une vitesse d’extraction de  $1 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur, la comparaison des données pour les deux sections de mesure de vitesse (voir figure 5.2) laisse apparaître une relative dispersion des mesures comme le montre la figure 5.6. Visiblement, la plupart des essais ont été réalisés avec un débit d’extraction supérieur à la valeur nominale. Ainsi, il semblerait qu’une vitesse de l’ordre de  $1.3 \text{ m s}^{-1}$  soit plus représentative des conditions de ventilation pour ce groupe d’essais. La valeur de la pression imposée au niveau de la condition limite de sortie du convergent doit alors être fixée à environ 39.8 Pa.

Au niveau des mesures de températures effectuées 300 s après le démarrage du feu, on retrouve une certaine dispersion des mesures induite par deux phénomènes différents :

- à l’amont, il y a des écarts très nets entre l’essai réalisé à vitesse plus faible (courbe en trait plein à la figure 5.7) et les autres essais, l’épaisseur de la nappe de retour et son niveau de température étant très fortement liés à la vitesse du courant d’air.
- à l’aval les différences se font sentir plutôt entre les essais sans couverture et ceux avec le dispositif (voir figure 5.8 par exemple)

Globalement, les écarts de température entre les essais, autant à l’amont qu’à l’aval du foyer, peuvent atteindre les  $100^\circ\text{C}$ .

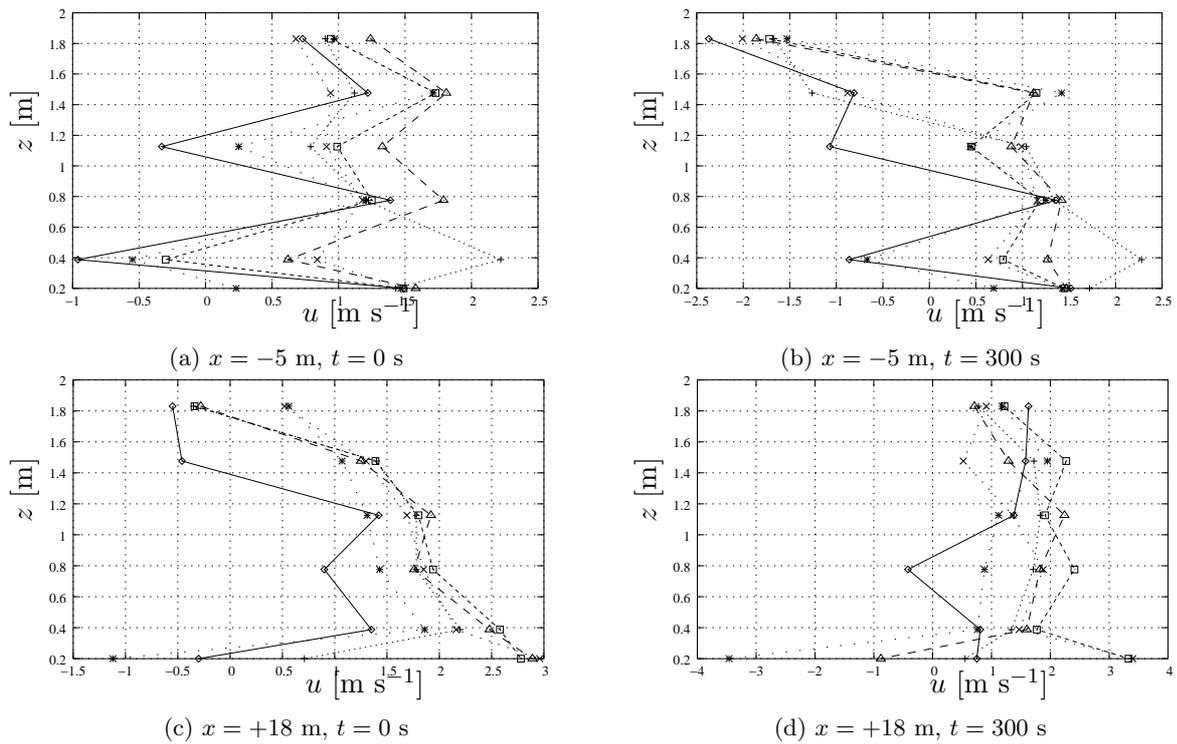


FIG. 5.6 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l'instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire).

Ainsi, il paraît difficile de retenir un essai qui serait représentatif des résultats que l'on peut attendre de cette configuration. Finalement, le parti pris retenu pour analyser les calculs CFD est de comparer les valeurs moyennes obtenues pour chaque section de mesure sur l'ensemble des essais aux résultats CFD.

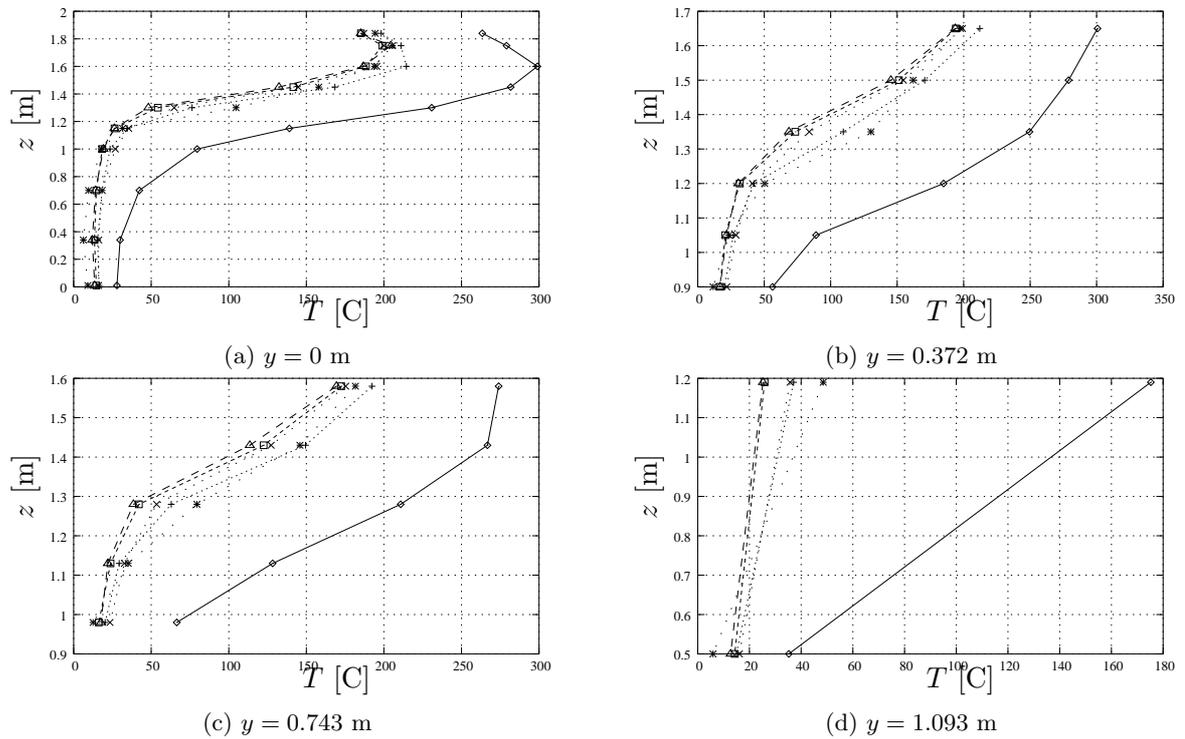


FIG. 5.7 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux de température à 9 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu).

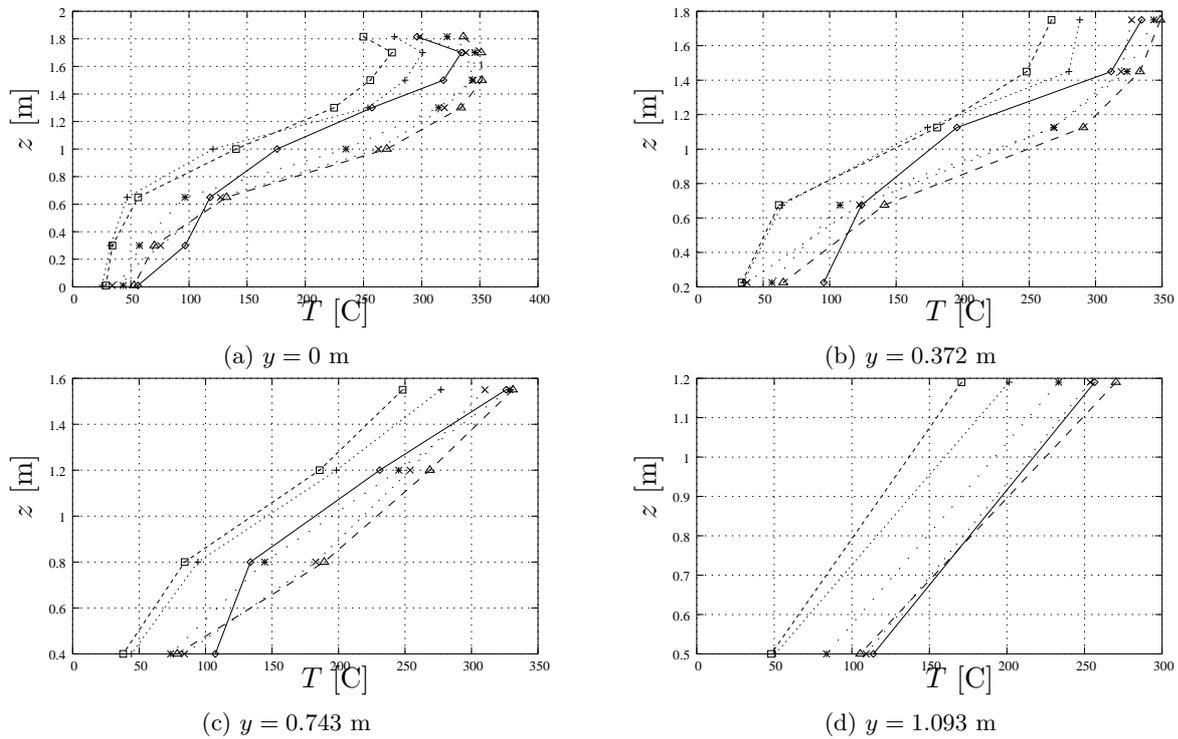


FIG. 5.8 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux de température à 12 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu).

### Influence de la condition limite d’entrée de domaine

Avec la mise en donnée précédente, la condition limite d’entrée du domaine avait été modélisée par une condition de type OPENING à pression relative nulle. Ce choix avait été fait pour ne pas contraindre la remontée et la sortie du domaine de la nappe de retour. Pour valider ce choix à la faveur des résultats expérimentaux, il nous faut le comparer à une configuration où une partie du domaine extérieur est inclus dans la simulation.

On inclut dans la géométrie, un domaine supplémentaire qui prend appui sur la géométrie du tunnel 1 m avant l’entrée du tunnel et se prolonge de 3 m au-delà de l’entrée (voir figure 5.9). Sa section est homothétique de la section courante du tunnel avec un rapport de 2.5, afin de faciliter le maillage par bloc de ce domaine. Il présente la particularité de ne disposer que de conditions limite de type OPENING à pression relative nulle, vu qu’il représente une partie de l’atmosphère à l’extérieur du tunnel.

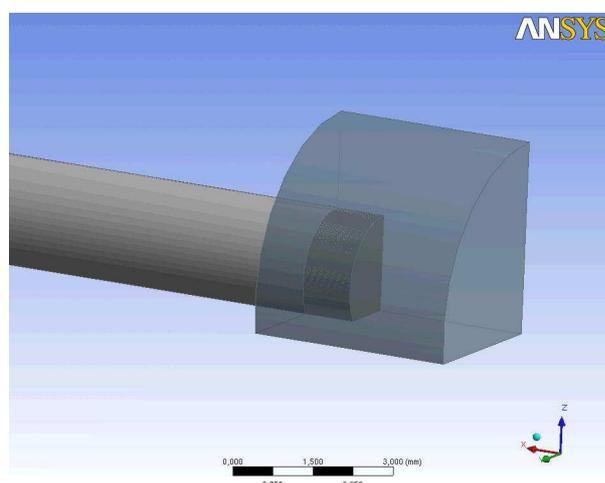


FIG. 5.9 – Vue en 3D de la géométrie retenue pour le domaine extérieur au niveau de l’entrée du tunnel.

Cette nouvelle définition de la condition limite d’entrée de domaine a été testée pour des calculs isothermes et avec incendie. Pour les calculs isothermes, à 5 m en amont du foyer, on observe un profil de vitesse peu homogène (voir figure 5.10). En effet, la zone basse de l’écoulement se déplace plus rapidement que la zone haute. Cette situation est certainement générée par la façon dont CFX prend en compte la répartition des débits entre les différentes conditions limite du domaine extérieur. Le code a tendance à privilégier la condition périphérique. Il se développe alors une poche de recirculation à l’entrée du tunnel, ce qui “ralentit” le déplacement de l’air en partie haute. Vu que le maillage dans cette zone est relativement lâche (mailles de 20 cm en longueur), cette zone de recirculation n’est pas capturée de façon adéquate par le code. Il faudrait, pour y remédier, raffiner le maillage dans cette zone, alors que les calculs isothermes sans domaine extérieur ne présentent pas ce profil de vitesse non établi. A l’aval du foyer, il

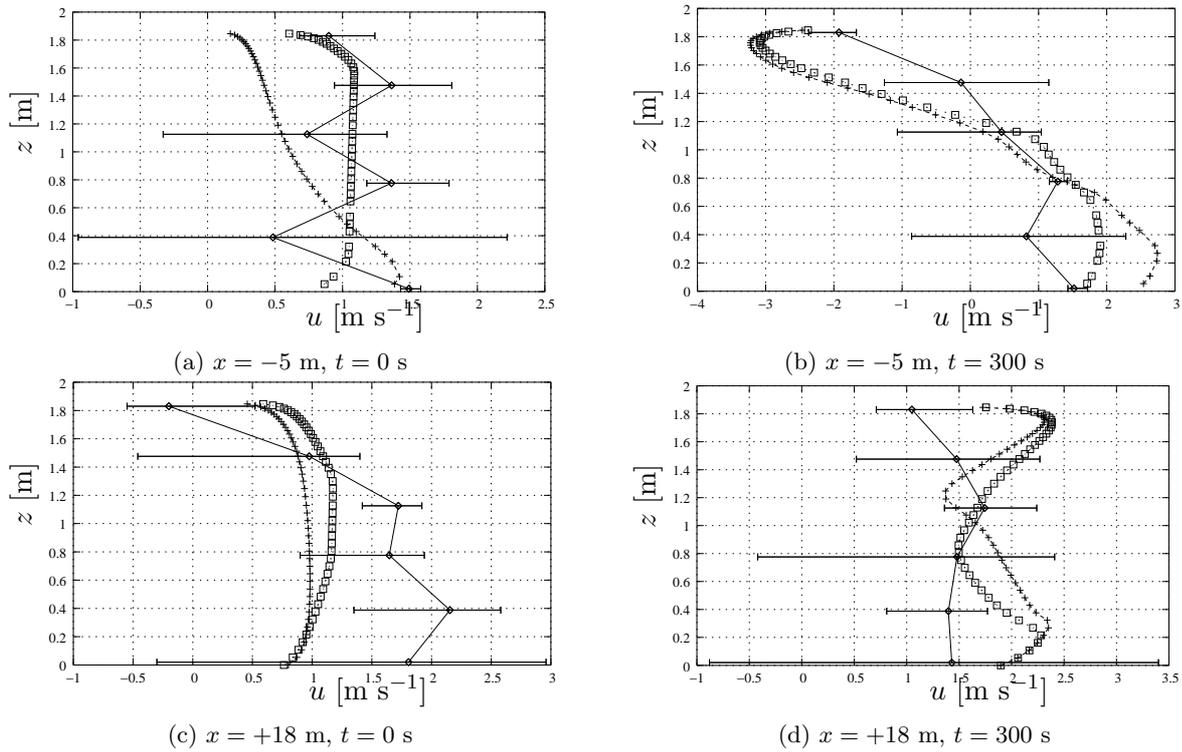


FIG. 5.10 – Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l’instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire). Calcul avec maillage extérieur (+), sans maillage extérieur ( $\square$ ) et moyenne des données expérimentales ( $—$ ).

n’y a pratiquement aucune différence entre les calculs avec domaine extérieur et ceux sans (voir figure 5.10). Dans une situation avec incendie, on aboutit aux mêmes observations concernant l’emploi du domaine extérieur : le profil de vitesse à l’amont est accéléré en partie basse alors que la partie haute est comparable aux calculs sans maillage extérieur.

Finalement, la définition de la condition limite d’entrée du domaine sans prendre en compte l’extérieur semble la plus indiquée pour obtenir une bonne approximation des profils de vitesse expérimentaux. Elle sera conservée pour l’ensemble des calculs à venir.

### Analyse des résultats

Dans cette section, nous allons uniquement analyser les résultats des calculs avec incendie au niveau des sections de mesures de température. En effet, l’analyse des données en vitesse ne permet que de caler le débit d’extraction au niveau du ventilateur. La figure 5.11 fournit le champ de température obtenu par le calcul sur l’axe de symétrie du tunnel.

Le calcul réalisé avec les hypothèses précisées précédemment et une vitesse d’extraction au niveau du ventilateur de  $1.3 \text{ m s}^{-1}$ , permet une bonne approximation des températures expérimentales à l’amont du foyer et ce jusqu’à 4 m en aval (voir figures E.1a à E.1c). Au niveau

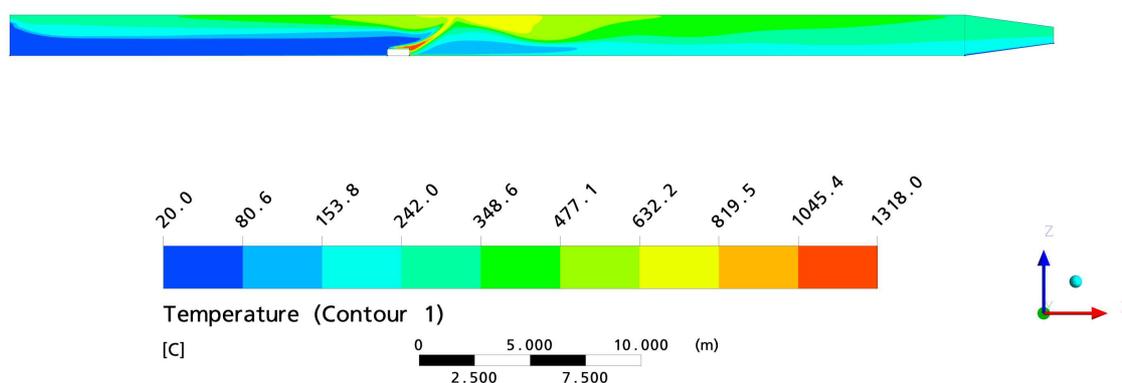


FIG. 5.11 – Champ de température calculé sur l’axe médian du tunnel.

de cette section, comme le montre la figure 5.12, le résultat du calcul est correct sur l’axe de symétrie du tunnel mais l’accord avec les données expérimentales se dégrade plus on s’approche de la paroi. Globalement, ce bon accord entre calcul et expérience n’est obtenu que pour les données expérimentales issues de l’essai réalisé à vitesse d’extraction plus faible pouvant être estimée à  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Par rapport aux autres essais réalisés à une vitesse d’extraction comparable à celle imposée dans le calcul, on a une très nette surestimation d’environ  $100^\circ\text{C}$  de la température de la couche de fumées (capteurs positionnés au dessus de  $0.8 \text{ m}$  du sol).

Au-delà de la section  $x = +4 \text{ m}$  (voir figures E.1e à E.1h), on observe également une surestimation d’environ  $100$  à  $150^\circ\text{C}$  des valeurs expérimentales par le calcul. Pour les sections à l’aval, la distinction entre l’essai à plus faible vitesse et les autres n’est plus valable, les niveaux de températures étant comparables. Ainsi, pour la plupart des essais, le développement en aval du foyer est similaire ce qui exclut un problème de calage de la vitesse imposée dans la simulation. Cette dernière ne peut influencer que sur la présence d’une nappe de retour et son développement. Il semblerait que le mauvais accord entre le calcul et les données expérimentales provienne d’un problème de calage de la puissance du foyer voire de sa modélisation.

Si l’on reconsidère les données expérimentales des 6 essais réalisés à environ  $1 \text{ m s}^{-1}$  en extraction, on s’aperçoit que les valeurs de puissance mesurées fluctuent énormément. Cela semble dû aux incertitudes propres à la méthode d’estimation par consommation d’oxygène ou par perte de masse, mais aussi à la configuration du foyer et donc à la présence ou non d’un dispositif de couverture. En moyenne, on peut considérer que le niveau théorique de  $1.5 \text{ MW}$  est rarement atteint et on se situe alors plutôt autour de  $1.3 \text{ MW}$ . Cette valeur de puissance réellement obtenue s’explique en partie par le fait que la combustion de l’heptane n’est pas complète au niveau du foyer. Il y a donc production de suies, de CO et peut-être d’autres sous-produits de la combustion. Pour prendre en compte la formation d’imbrûlés dans la simulation, qui suppose une combustion complète de l’heptane, il nous faut réduire la masse injectée et donc la puissance

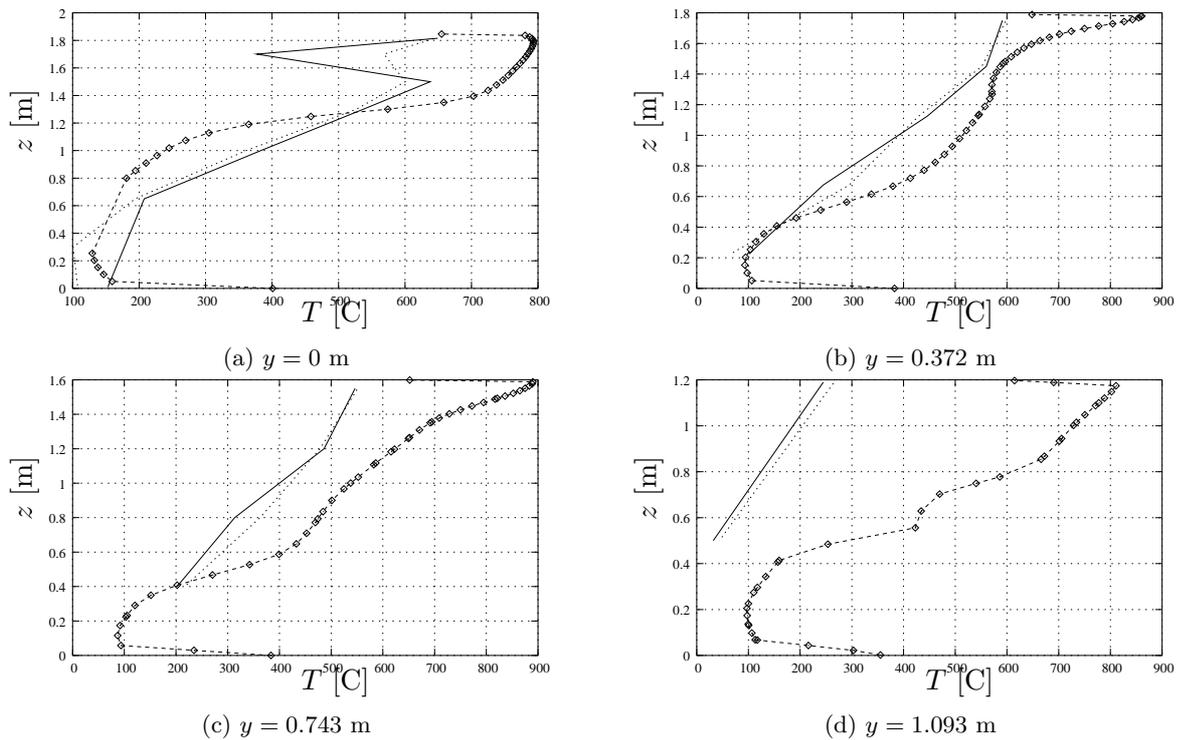


FIG. 5.12 – Comparaison entre le calcul CFD (symboles) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température à 4 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (régime stationnaire).

d'un pourcentage égal au taux de production d'imbrûlés. Pour estimer ce taux, on fait appel aux données recueillies par Tewarson au cône calorimétrique [78]. Pour un feu d'heptane bien ventilé, on peut considérer qu'environ 5 % de la masse d'heptane est transformée en imbrûlés que ce soit des suies, du CO ou d'autres sous-produits.

Ainsi, une nouvelle simulation, avec un débit massique par unité de surface d'heptane réduit de 5 %, a été lancée. L'allure du champ de température obtenu est donné par la figure 5.13. Au niveau des températures à l'amont, il n'y a pratiquement aucune différence avec la simulation précédente, ce qui était prévisible puisque c'est principalement la vitesse de ventilation qui pilote la nappe de retour (voir figures E.2a à E.2c). Par contre à l'aval du foyer, on voit l'effet de la réduction, même faible, de la puissance (voir figures E.2d à E.2h). On a des températures calculées plus faibles d'environ 20 à 50°C que précédemment. Cependant, l'écart avec les données expérimentales reste toujours important, de l'ordre de 100°. A priori, cet écart ne semble pas être dû aux transferts thermiques aux parois vu qu'il affecte l'ensemble du profil de température. La modélisation de la source pourrait plus sûrement en être la cause. Néanmoins, cette modélisation simple du foyer doit être confrontée à d'autres données expérimentales, notamment à une vitesse plus élevée, avant d'être reprise.

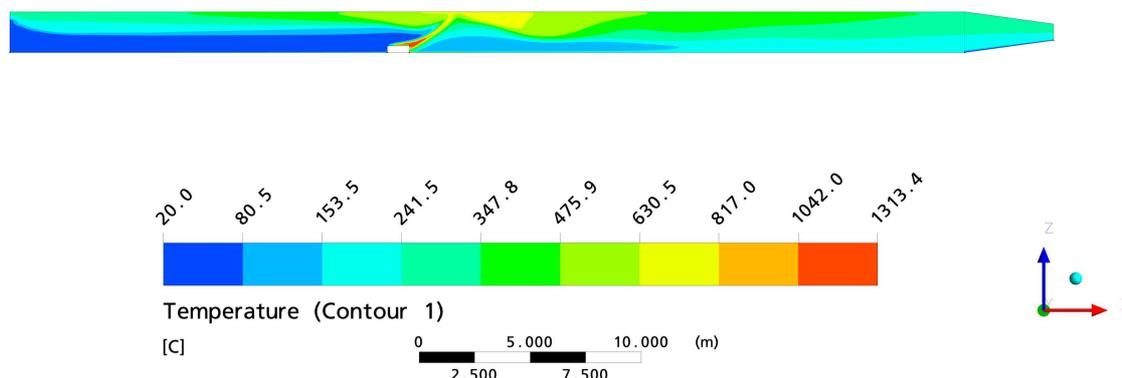


FIG. 5.13 – Champ de température calculé sur l’axe médian du tunnel (calcul avec prise en compte des imbrûlés).

## 5.2.4 Essais à vitesse d’extraction de $2.2 \text{ m s}^{-1}$

### Choix de l’essai à simuler

Au total, 9 essais ont été réalisés avec un bac d’heptane et une vitesse d’extraction de l’ordre de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . De la même façon que pour les essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$  décrits à la section 5.2.3, parmi ces 9 essais, certains ont été réalisés en employant un dispositif de couverture du foyer.

En termes de mesures de vitesse, la dispersion des valeurs expérimentales est relativement faible (voir figure 5.14). On peut ainsi, contrairement aux essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$ , mieux approcher la vitesse réellement imposée au niveau du ventilateur. Le fait d’imposer une pression relative de 114 Pa au niveau de la sortie du convergent dans la simulation permet d’obtenir une vitesse longitudinale dans le tunnel compatible avec les données expérimentales.

En termes de niveau de température, la dispersion est relativement importante, essentiellement à l’amont. En effet, vu la vitesse longitudinale imposée, on n’observe pas de nappe de retour et donc les températures à l’amont sont de l’ordre de la température extérieure. Les essais n’ayant pas tous été réalisés avec les mêmes conditions extérieures, on observe une certaine disparité des profils de température à l’amont. Pour certains essais, il apparaît toutefois un semblant de nappe de retour entre le foyer et la section  $x = -3 \text{ m}$  (voir figure 5.15). Ce phénomène n’est pas reproduit par tous les essais et reste marginal. En aval par contre, à partir de la section  $x = +8 \text{ m}$  (voir figure 5.16), on observe des différences de niveaux de températures entre les essais avec couverture et ceux réalisés sans. Ces écarts peuvent être de plus de  $100^\circ\text{C}$  par endroit.

Ainsi, pour modéliser les essais à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ , il suffit de définir une température initiale vu que les écarts de vitesse entre les essais sont peu dispersés autour de la valeur de consigne. Puisque un essai avec couverture et un sans ont été réalisés dans des conditions extérieures proches de  $11^\circ\text{C}$  en température, on retiendra cette valeur comme température extérieure initiale dans le

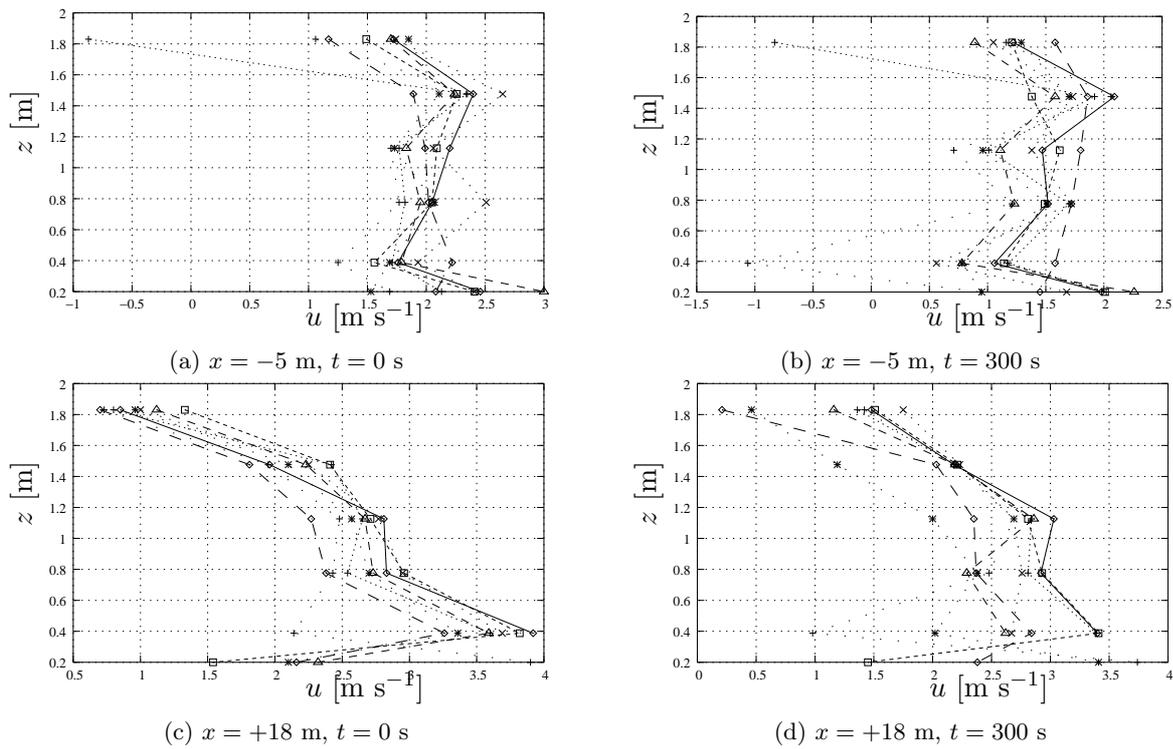


FIG. 5.14 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l'instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire).

calcul.

### Analyse des résultats

Pour les simulations des essais à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ , nous reprenons la mise en donnée décrite précédemment (section 5.2.2) ainsi que l'adaptation de la puissance du foyer, pour tenir compte des imbrûlés, suggérée à la section 5.2.3. La seule différence dans la mise en donnée réside dans la valeur de la condition limite en pression à la sortie du convergent qui est ici d'environ 114 Pa. L'objectif de ces calculs est d'approximer les essais réalisés avec une température extérieure de l'ordre de  $11^\circ\text{C}$ . Le champ de température sur l'axe médian du tunnel obtenu par le calcul est donné à la figure 5.17.

A l'amont, on a un très bon accord en température entre le calcul et les données expérimentales. Cependant, le calcul ne fait pas apparaître de nappe retour au niveau de la section  $x = -3$  m, nappe observée sur les essais (voir figure 5.18). Vraisemblablement cela est dû à une vitesse longitudinale un peu trop élevée au niveau du foyer. Néanmoins, il est difficile de corriger ce décalage vu que le phénomène de nappe de retour est assez sensible à plusieurs paramètres [23]. Dans la simulation on emploie des parois considérées comme lisses alors que dans le tunnel réel, on a une certaine rugosité due à l'application de la protection thermique sur le béton. Le fait

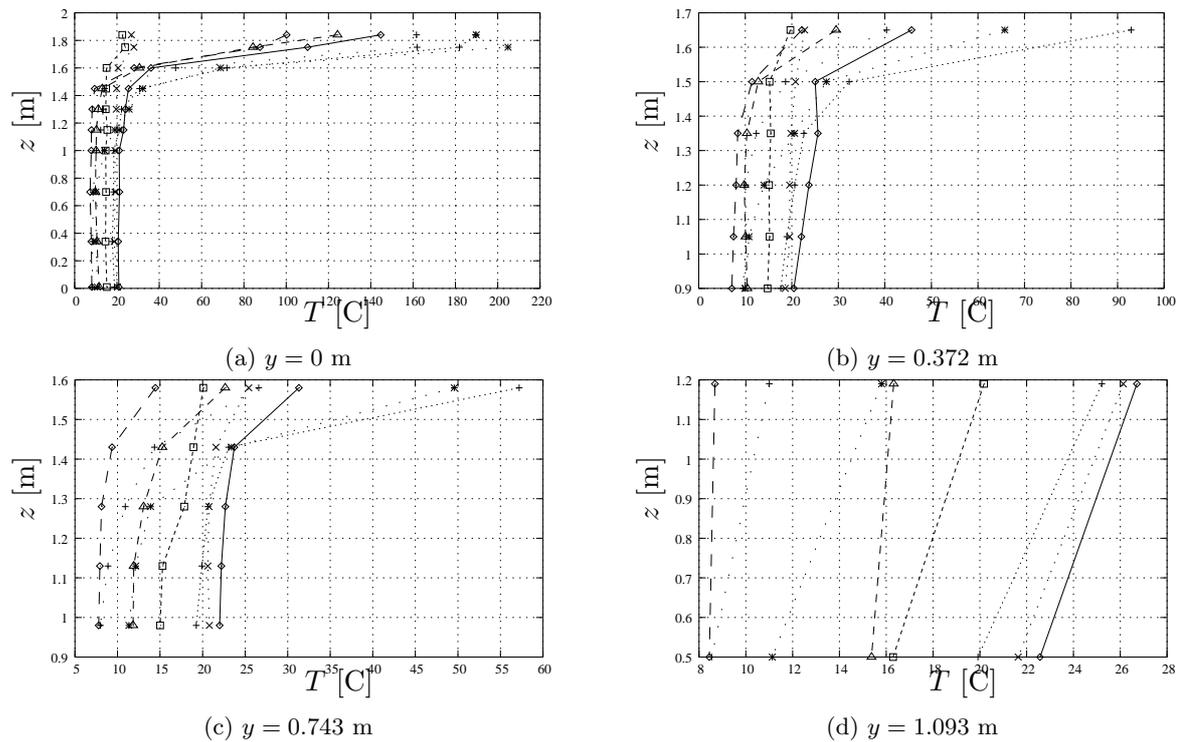


FIG. 5.15 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux de température à 3 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu).

d’inclure de la rugosité au niveau des parois pourrait éventuellement favoriser l’apparition de cette nappe de retour dans les résultats du calcul.

A l’aval du foyer, le calcul approxime de façon relativement satisfaisante les données issues des essais avec couverture du foyer (voir figures E.3b à E.3f). L’écart maximum entre le calcul et ces données expérimentales se situe autour des  $50^\circ\text{C}$ . Par contre, vis-à-vis des essais sans couverture, les écarts sont de l’ordre de 100 à  $150^\circ\text{C}$ . Le fait que la modélisation CFD reproduise de façon plus fidèle les résultats des essais avec couverture est assez paradoxal, vu que le dispositif de couverture n’a pas été inclus dans le maillage. On est ainsi confronté au même problème entrevu lors de la modélisation des essais à  $1 \text{ m s}^{-1}$  : le niveau de puissance que l’on impose dans la simulation surestime la puissance réellement développée. Cela peut être lié, soit au terme source imposé, soit à la modélisation du foyer et donc au modèle de combustion. Vu que l’on ne dispose pas de suffisamment de données sur la combustion de l’heptane pour en faire une modélisation simple compatible avec le niveau de détail recherché, et que les données expérimentales sur la puissance sont trop dispersées pour pouvoir être une source d’information fiable, nous nous contenterons pour les calculs diphasiques de la modélisation décrite à la section 5.2.2.

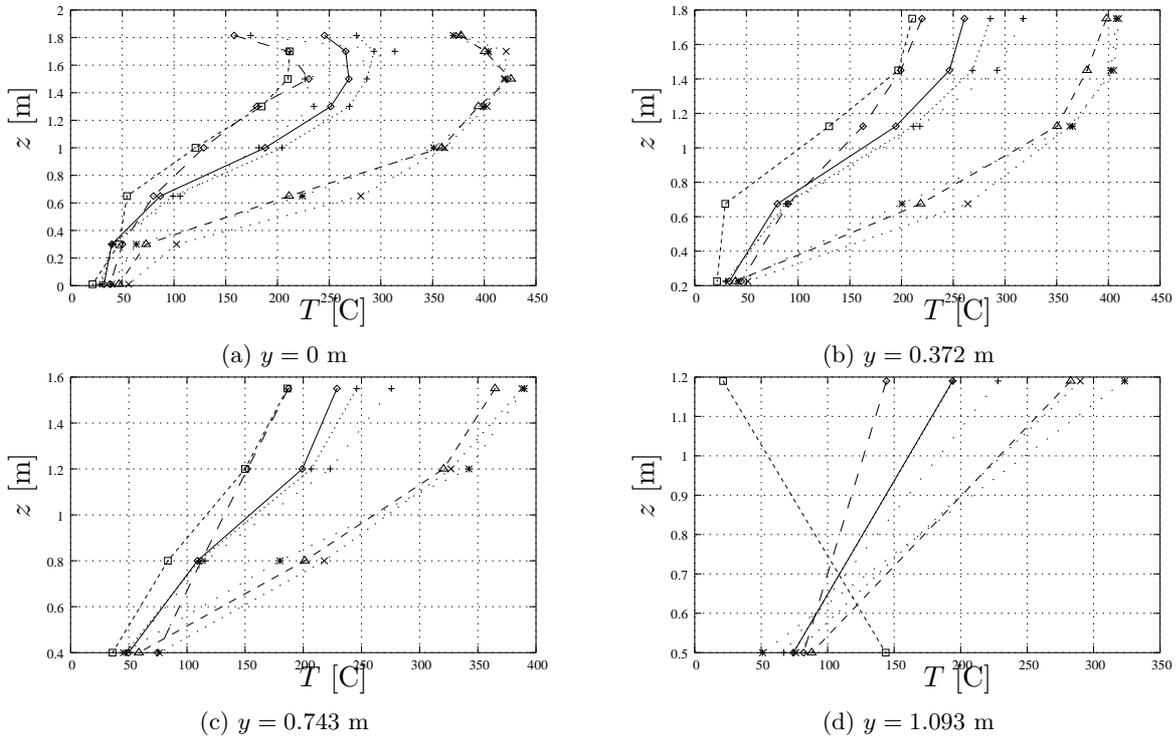


FIG. 5.16 – Comparaisons des données expérimentales pour les essais à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  au ventilateur. Profils verticaux de température à 8 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu).

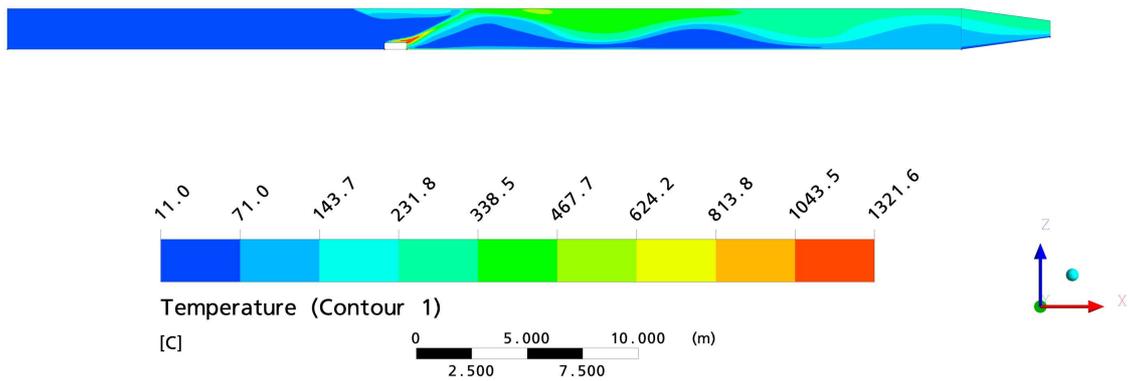


FIG. 5.17 – Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ ).

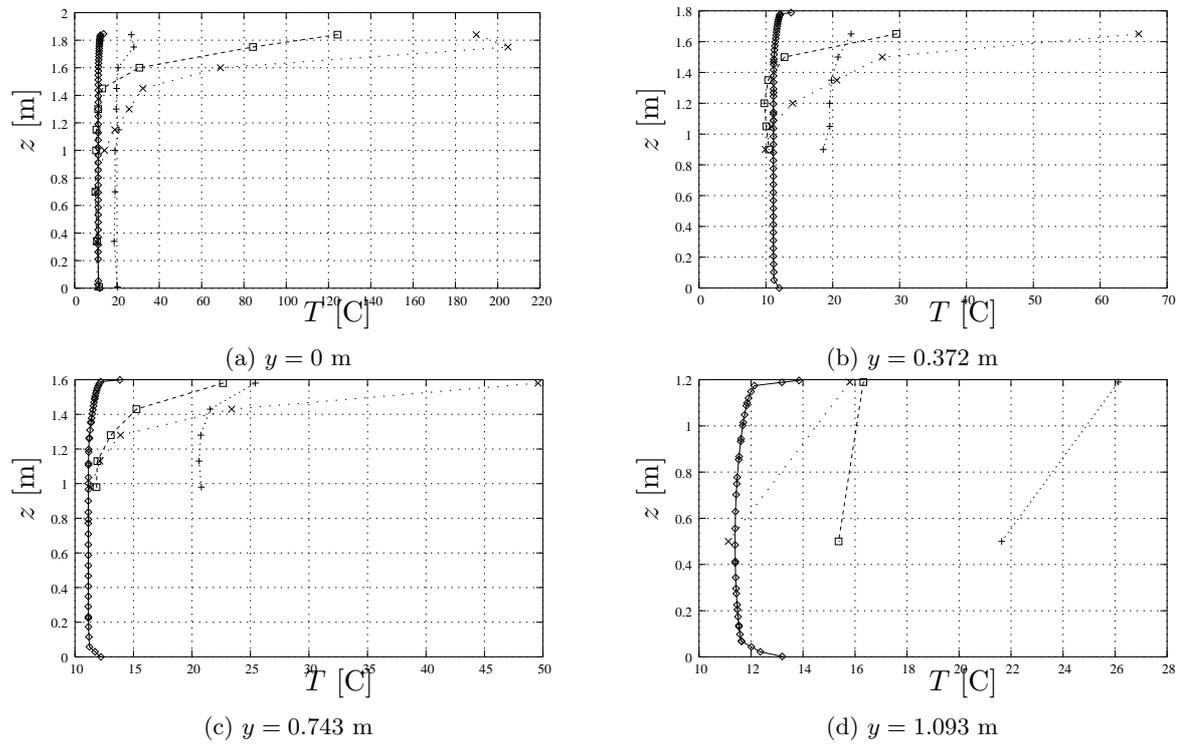


FIG. 5.18 – Comparaison entre le calcul CFD (trait plein) et les données expérimentales (pointillés). Profils verticaux de température à 3 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (régime stationnaire).

### 5.3 Modélisation diphasique après activation de l'aspersion

Nous avons précédemment tenté de reproduire en CFD, les résultats de la “phase sèche” des essais avec bac d’heptane menés dans le tunnel du CSTB. Pour une vitesse d’extraction au ventilateur de  $1 \text{ m s}^{-1}$ , des écarts importants sur la température persistent, alors que pour  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  le calage est plus facile à mener. Dans cette section, nous allons nous attacher à reconstituer les “phases humides” relatives à ces essais, et ce préférentiellement à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . En effet, c’est pour cette valeur de la vitesse d’extraction que l’on dispose du plus grand nombre d’essais. De plus, des essais avec des configurations de buses différentes ont été réalisés à cette vitesse et il serait intéressant de pouvoir les simuler en CFD pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu.

Les différents tests de modélisation diphasiques effectués sur l’expérience de Sommerfeld et Qiu (voir chapitre 4), nous orientent vers l’utilisation d’une modélisation Euler-Lagrange du problème d’interaction entre un foyer en tunnel et un système d’aspersion, modélisation qui semble la plus efficace, dans CFX, pour prédire correctement les transferts de masse et de chaleur entre les gouttes d’eau et le fluide porteur. Cependant, cette modélisation nécessite une connaissance précise des caractéristiques de la buse d’aspersion, tant en termes de granulométrie qu’en termes de distribution de vitesse. Ainsi, une caractérisation précise de la buse a été entreprise et sera décrite dans cette section.

#### 5.3.1 Caractérisation d’une buse d’aspersion

Plusieurs méthodes, essentiellement optiques, sont utilisables pour déterminer la granulométrie et la distribution en vitesse du spray de gouttes produit par une buse. Un recensement quasi-exhaustif des différentes techniques, ainsi qu’une description du principe de mesure et des avantages/inconvénients de chaque technique ont été effectués dans [34]. Parmi ces techniques, l’anémométrie laser en phase Doppler (ou *PDA* en anglais) en est une fréquemment utilisée pour caractériser les sprays et particulièrement adaptée. D’ailleurs c’est cette technique qui a été retenue par Sommerfeld et Qiu pour décrire l’évolution du spray de gouttes d’isopropanol [73, 72].

Le Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique (LMFA) dispose dans les locaux de l’Ecole Centrale de Lyon, d’un dispositif PDA qui sera utilisé pour caractériser une buse d’aspersion identique à celles employées lors de la campagne d’essais au CSTB. La présente section décrit le dispositif expérimental ainsi que les résultats obtenus pour cette buse.

#### Dispositif expérimental

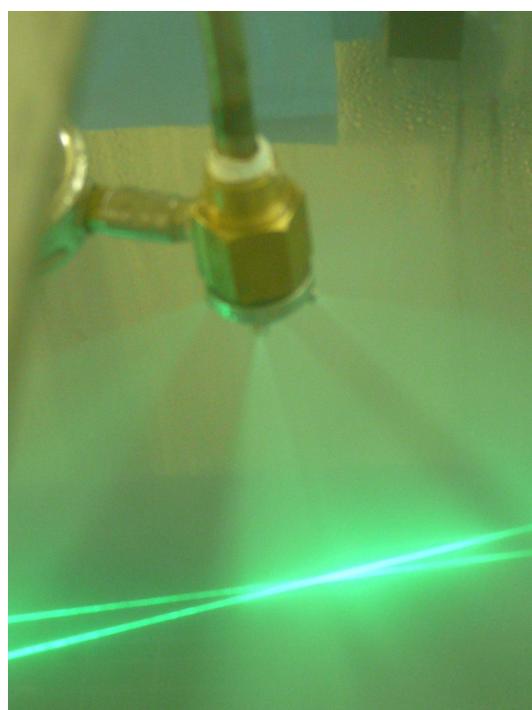
La buse est disposée dans une cabine fermée sur les 4 côtés et disposant d’une aspiration en partie basse pour recueillir les gouttes. La vitesse engendrée par cette aspiration est volontairement faible afin de ne pas perturber le spray produit par la buse. L’objectif de cette cabine est d’éviter la dispersion de gouttes dans l’environnement et ainsi limiter les risques électriques au niveau du dispositif laser (voir figure 5.19).

L'alimentation en eau de la buse se fait par l'intermédiaire d'un système de type Kärcher® qui autorise une pression pouvant aller jusqu'à 100 bar. La buse est montée sur un système permettant un déplacement dans les trois directions d'espace sans avoir à modifier l'emplacement de l'émetteur et du récepteur laser du PDA.

Le système PDA est constitué d'un laser Argon 5 W comme source lumineuse qui alimente une optique d'émission permettant de séparer les faisceaux lumineux, d'une optique de réception et de l'électronique d'acquisition et de traitement du signal en temps réel. Après traitement des données, on récupère la granulométrie du spray en nombre de gouttes suivant des classes de diamètre définies, la répartition en nombre suivant des classes de vitesse et les corrélations diamètre/vitesse. L'ensemble a été calibré à l'aide d'un humidificateur d'air qui a la particularité de produire des gouttes d'environ  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre moyen.



(a) Vue générale du dispositif expérimental



(b) Buse en cours de caractérisation

FIG. 5.19 – Photographies du dispositif expérimental pour la caractérisation d'une buse d'aspersion.

### Paramètres retenus en vue d'une modélisation en Euler-Lagrange

Comme nous l'avons vu à la section 4.3.2, la modélisation d'un spray issu d'une buse sous la forme d'un cône semble être la mieux adaptée dans CFX. Or, contrairement à la buse utilisée dans l'expérience de Sommerfeld et Qiu qui était à un seul orifice, les buses utilisées dans le tunnel se composent de 4 injecteurs latéraux et d'un injecteur central (voir figure 5.20). Il nous faut alors soit obtenir des caractéristiques pour le cône global formé par interaction entre les



FIG. 5.20 – Photographie du spray généré par la buse à caractériser.

différents sprays issus de chaque injecteur, soit caractériser de façon fine un seul cône et de modéliser la buse sous la forme de 5 injecteurs distincts.

Les premiers essais de caractérisation de la buse ont montré que les sprays issus de chacun des injecteurs étaient relativement indépendants et ne forment un cône unique qu'au-delà d'une distance à la buse de 50 cm. Le dispositif expérimental mis en place ne permet pas d'obtenir des résultats fiables en termes de granulométrie au-delà de cette distance. Ainsi, nous nous sommes contentés d'obtenir des mesures précises pour un injecteur (par exemple l'injecteur central) à différentes distances de la buse et de vérifier si ces mesures étaient cohérentes avec celles effectuées pour d'autres injecteurs.

La figure 5.21 présente les distributions en nombre mesurées par le système PDA à différentes distances de la buse et pour l'injecteur central. De 4 cm à 30 cm de la buse, on assiste à un développement normal du spray [34, 47]. Par contre, la distribution mesurée à 50 cm de la buse exhibe un pic secondaire aux alentours de 10  $\mu\text{m}$  en diamètre. On assiste alors à la remise en suspension de gouttes de diamètres petits, soit par rebond sur les parois de la cabine, soit par entraînement du spray lui-même. Il semblerait ainsi que les mesures les plus représentatives de la granulométrie du spray soient celles effectuées vers 30 cm de la buse.

Afin d'estimer l'angle des cônes produits par les différents injecteurs ainsi que de vérifier la bonne représentativité du spray issu de l'injecteur central, des mesures ont été réalisées sur un cercle de rayon 30 cm dans le plan de l'injecteur central. La position sur le cercle est repérée par l'angle  $\alpha$  formé par rapport à la verticale. On fait varier  $\alpha$  de 0 à 65° (voir figure 5.22). L'analyse des distributions et des vitesses moyennes mesurées, on s'aperçoit qu'il existe une zone de transition comprise entre 15 et 30°. La distribution en taille fait apparaître un grand nombre de petites gouttes et les vitesses moyennes sont relativement faibles (voir figure 5.23). Cela traduit la présence d'une zone de recirculation dans le spray, soit la transition d'un cône à l'autre. Une fois passée cette transition, on se retrouve avec des distributions comparables à celles mesurées pour  $\alpha < 15^\circ$  (voir figure 5.24). Ainsi, la structure des cônes issus des injecteurs

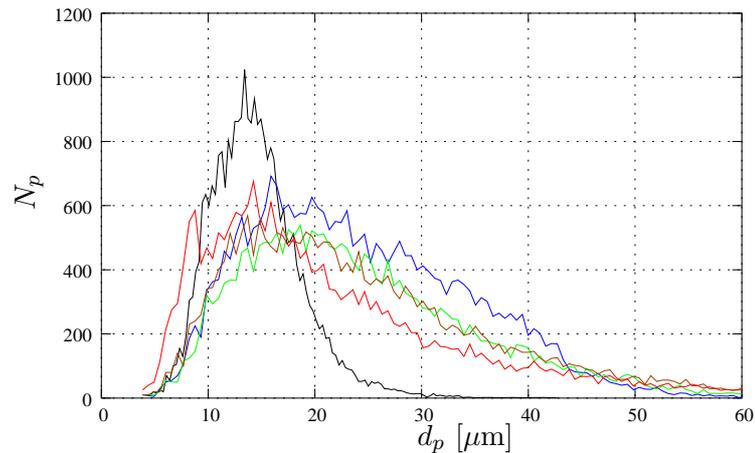


FIG. 5.21 – Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes distances de l'injecteur central : 4 cm (noir), 10 cm (bleu), 20 cm (vert), 30 cm (marron) et 50 cm (rouge).

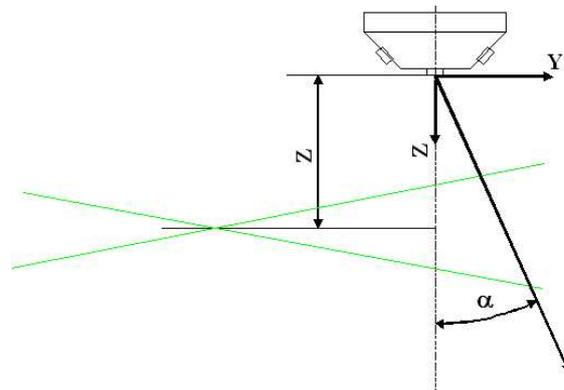


FIG. 5.22 – Système de coordonnées pour repérer le volume de mesure vis-à-vis de la buse.

latéraux est comparable, en première approche, à celle de l'injecteur central. Cela plaide pour une modélisation en CFD de la buse sous la forme de plusieurs injections mono-point de type cône avec un angle de l'ordre de  $20^\circ$ .

Pour modéliser la distribution d'un cône, on pourrait spécifier les distributions mesurées pour chaque position dans le cône. Cependant, CFX n'accepte que la donnée d'une seule distribution pour chaque cône. A priori, l'utilisation du suivi lagrangien permet de calculer l'évolution de la distribution le long de la trajectoire des gouttes. Ainsi, en première approche, on peut considérer la distribution obtenue pour  $\alpha = 0$  comme représentative du spray. Une régression par la méthode des moindres carrés permet d'obtenir les paramètres d'une distribution de Rosin-Rammler équivalente. Numériquement, pour  $\alpha = 0$ , on trouve  $\delta = 50.15 \mu\text{m}$  et  $n = 2.85$ .

Pour la vitesse des gouttes, vu la définition faite dans CFX d'une injection sous la forme d'un cône (voir section 4.3.2), on se contentera de spécifier la valeur moyenne de la vitesse verticale mesurée en  $\alpha = 0$  projetée suivant la direction du cône, soit numériquement  $V = 16.8 \text{ m s}^{-1}$ .

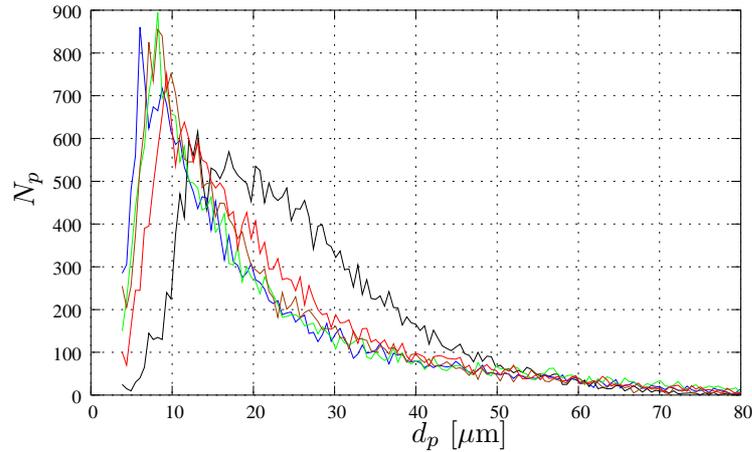


FIG. 5.23 – Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes positions sur le cercle de rayon 30 cm :  $\alpha = 0$  (noir),  $\alpha = 15$  (bleu),  $\alpha = 20$  (vert),  $\alpha = 25$  (marron) et  $\alpha = 30$  (rouge).

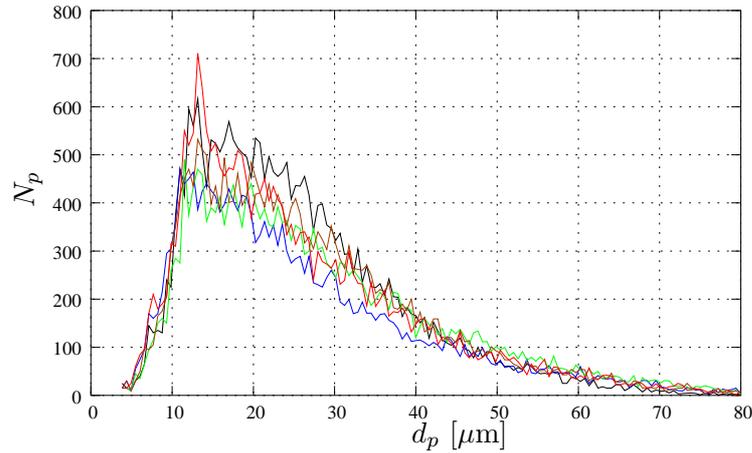


FIG. 5.24 – Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes positions sur le cercle de rayon 30 cm :  $\alpha = 0$  (noir),  $\alpha = 35$  (bleu),  $\alpha = 40$  (vert),  $\alpha = 45$  (marron) et  $\alpha = 50$  (rouge).

### 5.3.2 Reconstitution d'essais en CFD

#### Choix des essais

Un grand nombre d'essais avec aspersion ont été réalisés à une vitesse d'extraction au ventilateur de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . Comme nous l'avons vu à la section 5.2.4, le système d'aspersion se déclenche sur une situation où toutes les fumées se trouvent à l'aval de l'incendie. Il est légitime de privilégier la reconstitution en CFD d'un de ces essais, d'autant plus que la modélisation monophasique entreprise fournit les résultats les plus cohérents avec les données expérimentales pour cette configuration.

Les essais menés à  $1 \text{ m s}^{-1}$  sont également intéressants mais plus difficiles à reproduire en CFD du fait de l'incertitude portant sur la valeur de la vitesse d'extraction au niveau du

ventilateur. Il est à noter que dans cette configuration, le système est parvenu à éteindre le foyer dans un seul essai. Ainsi, l'action du système peut varier en fonction de certaines conditions telle que la ventilation, ce qui en fait des essais difficilement modélisables en CFD.

Par la suite, nous nous contenterons de modéliser des essais avec aspersion réalisés à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . Des essais paramétriques, avec une activation différente des buses, ont également été menés avec cette vitesse de ventilation. On dispose alors :

- d'un essai où seules les trois buses situées à l'amont du foyer ont été activées
- d'un essai avec une aspersion dite "centrée" sur le foyer. Trois buses de part et d'autre du foyer, réparties symétriquement, sont activées.
- d'un essai avec la rampe complète des 14 buses

La reconstitution en CFD de ces trois situations différentes peut permettre de mieux comprendre certains phénomènes mis en oeuvre par l'aspersion du foyer. De plus, le comportement transitoires de ces essais est digne d'intérêt puisque pour l'essai avec la rampe complète on aboutit à un état stable dans le tunnel où les températures sont en dessous des  $50^\circ\text{C}$  dans l'ensemble du tunnel, alors que pour les deux autres essais on assiste à une reprise de l'activité du foyer et donc à une ré-augmentation des températures, essentiellement en aval. La reconstitution progressive de ces trois essais, permet également de valider certaines hypothèses de modélisation et d'estimer les temps de calcul nécessaires pour ce genre de simulations.

### Hypothèses complémentaires de modélisation

Par rapport à la mise en donnée monophasique décrite à la section 5.2.4, on ne rajoute que les modèles relatifs aux gouttes d'eau et la définition des régions d'injection. En effet, d'après les résultats du chapitre 4, la modélisation la plus adaptée dans CFX pour un écoulement diphasique est une approche Euler-Lagrange.

Comme vu à la section 4.3.2, nous retiendrons un couplage bidirectionnel entre les phases bien que les gouttes d'eau soient plus massiques que l'écoulement porteur. Comme forces appliquées aux gouttes, nous nous limiterons à la traînée, avec un coefficient  $C_D$  calculé suivant un modèle de Ishii-Zuber, et à la dispersion turbulente. Les transferts thermiques entre les gouttes et l'écoulement porteur sont pris en compte par des corrélations de type Ranz-Marshall [60, 61], et pour l'évaporation, on spécifie une chaleur latente de  $L_v = 2.257 \text{ MJ kg}^{-1}$  pour la température de référence de  $100^\circ\text{C}$ .

Pour modéliser les buses d'aspersion dans la simulation, on retient le parti pris évoqué plus haut de considérer la buse comme cinq injecteurs indépendants qui sont modélisés de la même façon. Cependant, vu que la rampe d'aspersion est située sur l'axe de symétrie du tunnel et que les simulations conduites le sont sur un demi-tunnel uniquement, on est amené à n'inclure dans la simulation que certains injecteurs de chaque buse. On supposera alors que seuls 2 injecteurs latéraux au complet et la moitié de l'injecteur central sont à prendre en compte. On doit donc spécifier par buse trois régions d'injection de gouttes distinctes. Vu que l'on compte utiliser les données mesurées à 30 cm de la buse, il nous faut spécifier, en plus de l'angle du cône qui est

fixé à  $20^\circ$ , le rayon extérieur du plan d'injection  $R_o$  (voir figure 4.13). En considérant que les buses sont situées au plafond du tunnel, on obtient une valeur de  $R_o$  de 10.92 cm. Pour les injecteurs latéraux, la direction d'injection est différente de la verticale vu qu'ils sont inclinés de  $45^\circ$  par rapport à l'injecteur central. On a un injecteur latéral qui "regarde" vers l'amont et l'autre vers l'aval. Enfin, il nous faut spécifier le débit d'eau pour chaque injecteur. Lors de la caractérisation de la buse, le dispositif expérimental permettait une mesure approximative du débit d'eau alimentant la buse. Ainsi, pour chaque injecteur, il faut retenir  $1/5^e$  de ce débit, soit environ  $0.016 \text{ kg s}^{-1}$ .

Les calculs préliminaires réalisés en couplant cette mise en donnée à la mise en donnée monophasique présentée à la section 5.2.4, ont montré le peu d'influence que pouvait avoir l'évaporation des gouttes sur le foyer. Le volume global de la zone de combustion ne se trouve pas modifié avec ou sans aspersion. Visiblement, le modèle de combustion ne prend pas en compte les phénomènes locaux de non-ignition de l'heptane en fonction de la température. En effet, en dessous d'une certaine température, l'heptane ne peut plus s'auto-enflammer dans l'air. Les travaux menés par Zabetakis dans [82] permettent d'estimer cette température limite d'inflammabilité à environ  $754^\circ\text{C}$ . Dans CFX, nous spécifions, au sein du modèle de combustion, cette valeur comme température d'extinction. Ainsi, lorsque la température dans le volume de contrôle est inférieure à cette valeur, CFX ne calcule pas le taux de réaction et désactive la combustion.

Une autre difficulté liée au modèle de combustion a été mise en lumière par les calculs préliminaires. L'évaporation des gouttes dans une zone proche du foyer provoque une augmentation de la concentration molaire en vapeur d'eau. Dans ces zones, CFX a alors tendance à calculer le taux de réaction de la combustion de l'heptane préférentiellement à l'aide des concentrations en produits (voir équations (5.1)). Pour éviter ce phénomène, on dissocie l'eau provenant des gouttes de celle produite par la réaction en considérant la vapeur d'eau produite par évaporation comme un traceur passif au sein de l'écoulement porteur.

## Résultats obtenus

Dans cette section, nous allons détailler les résultats obtenus pour chacun des calculs diphasiques réalisés avec une vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . Trois calculs ont été menés, chacun avec une activation différente des buses d'aspersion. Les comparaisons entre les calculs et vis-à-vis des résultats expérimentaux seront menées dans la section 5.3.3.

**Activation de trois buses à l'amont du foyer :** Dans cette situation seules les buses situées à 3.75, 2.25 et 0.75 m en amont du foyer sont activées. Le calcul utilise les résultats obtenus pour les simulations monophasiques avec une vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . Le champ de température sur l'axe médian du tunnel, obtenu en régime stationnaire, est visible à la figure 5.25.

En comparaison au champ obtenu en monophasique (voir figure 5.17), on a une très nette diminution des températures à l'aval du foyer. En moyenne sur la section, à 4 m en aval du foyer,

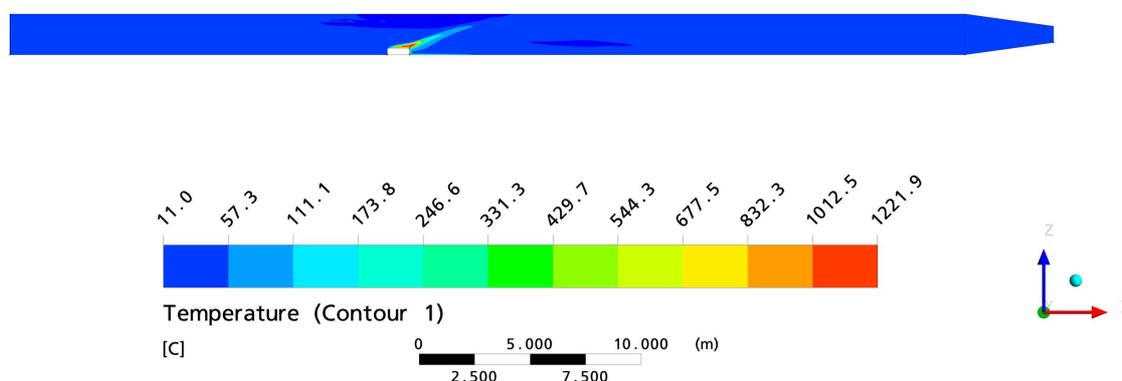


FIG. 5.25 – Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont).

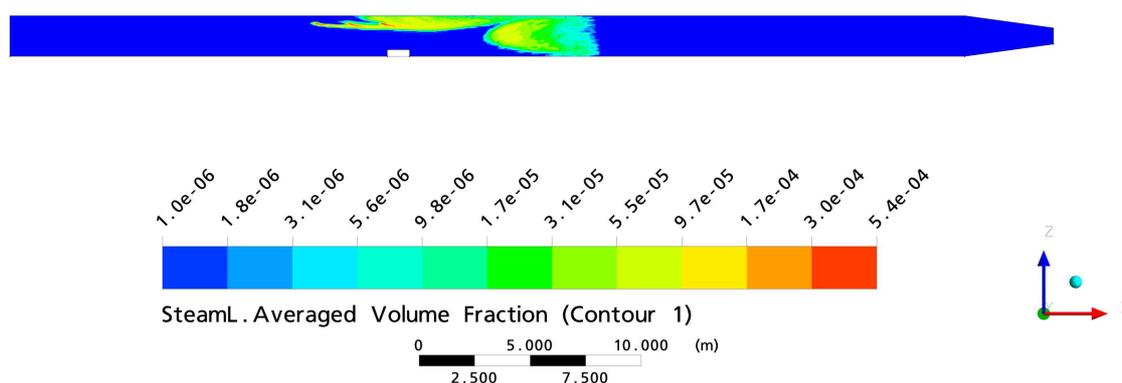


FIG. 5.26 – Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont).

on atteint seulement les  $31^{\circ}\text{C}$ . Avant activation de l'aspersion, à cette même section, on avait une température moyenne de l'ordre de  $245^{\circ}\text{C}$ . Cette réduction s'explique par la présence d'une grande quantité d'eau liquide, qui s'évapore alors, à partir de 4 m en aval du foyer, comme le montre la figure 5.26.

Concernant la pénétration des gouttes, la figure 5.26 montre, qu'avec la modélisation retenue, les gouttes sont largement emportées par l'écoulement longitudinal pour ne s'évaporer qu'en aval du foyer. Dans l'expérience, ce phénomène n'est pas observé vu que l'on retrouve de l'eau sur le sol du tunnel y compris en amont du foyer.

**Activation centrée des buses :** Dans cette configuration, aux trois buses activées à l'amont, on rajoute trois buses à l'aval installées de façon symétrique par rapport au foyer (soit à 0.75, 2.25 et 3.75 m à l'aval du foyer). De la même façon que précédemment, on initialise le calcul avec les résultats monophasiques correspondant. Le champ de température sur l'axe médian du tunnel, obtenu en régime stationnaire, est représenté à la figure 5.27.

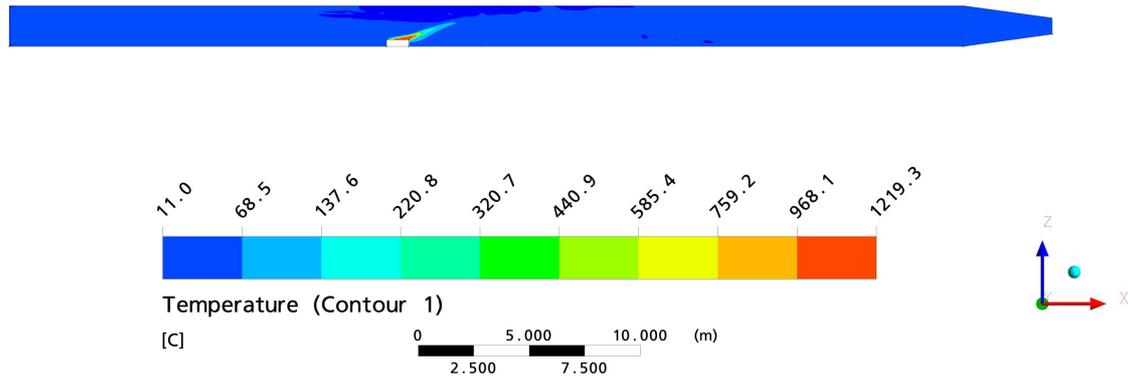


FIG. 5.27 – Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer).

Le champ de température de la figure 5.27 n'est pas très différent de celui obtenu pour uniquement 3 buses à l'amont du foyer (voir figure 5.25). D'ailleurs, au niveau de la section  $x = +4$  m, on retrouve une température moyenne de l'ordre des  $31^{\circ}\text{C}$ . Dans le cas de l'activation de 6 buses centrées sur le foyer, cette nette diminution de la température est obtenue en 25 s environ, d'après la simulation transitoire menée sur ce cas (voir figure 5.28).

Dans le cas où 6 buses sont activées, on assiste à une concentration des gouttes vers  $x = +8$  m. La figure 5.29 montre le champ de fraction volumique d'eau liquide sur l'axe de symétrie du tunnel. Comme vu à la figure 5.26, on observe une faible pénétration verticale des gouttes générées par les buses. Le déplacement de la zone d'accumulation, par rapport au cas précédent, n'est lié qu'à l'activation de buses en aval. Les sprays produits ont alors tendance à entraîner les gouttes venues de l'amont à suivre l'écoulement porteur.

**Utilisation de la rampe complète d'aspersion :** Cette configuration reproduit l'activation des 14 buses constituant la rampe d'aspersion installée dans le tunnel. On a alors des buses, espacées d'environ 1.5 m, entre la section  $x = -3.75$  m et la section  $x = +15.25$  m. Du fait de difficultés de convergence en stationnaire, nous avons réalisé un calcul transitoire. La figure 5.30 représente le champ de température calculé au bout de  $t = 4.5$  s. Vers l'extrémité du tunnel côté convergent, on observe les résidus d'une poche de fumée. Cette poche de fumée, qui s'étend entre  $x = +18$  m environ et la sortie du convergent, sera évacuée du tunnel par le convergent en

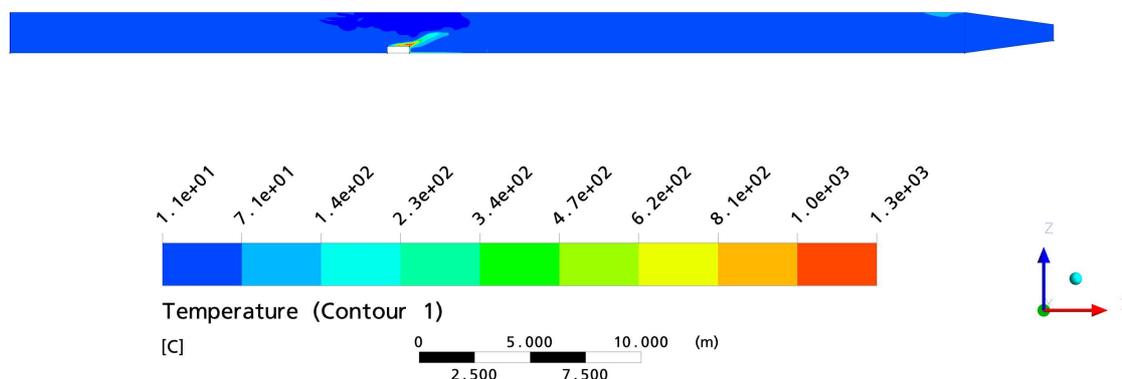


FIG. 5.28 – Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel à  $t = 25$  s (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer).

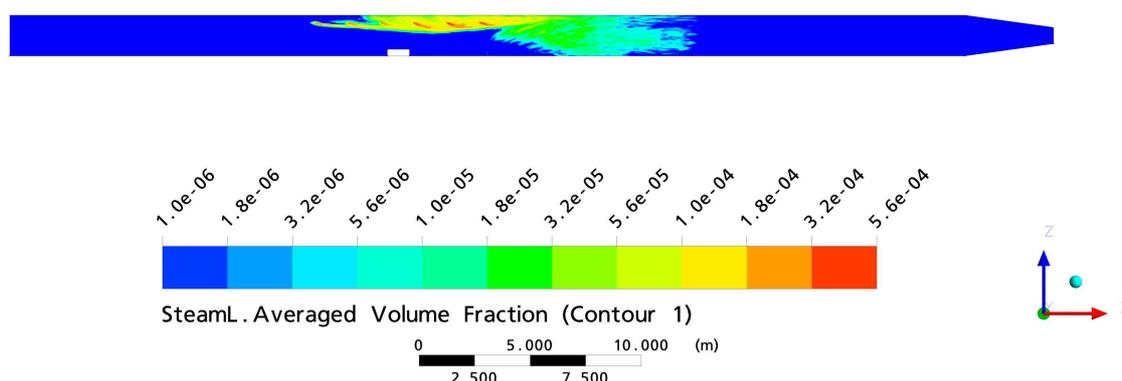


FIG. 5.29 – Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer).

un peu plus de 3 s à la vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . Autrement dit, en moins de 10 s on a atteint un état, qui peut être qualifié de stationnaire, comparable à celui présenté à la figure 5.27.

Au niveau de la section  $x = +4$  m, on aboutit à une température moyenne de l'ordre de  $38^\circ\text{C}$  au bout de 4.5 s. On est dans une plage de valeur relativement comparable aux autres configurations d'activation. On peut s'attendre à la même valeur de la température moyenne en régime stationnaire, soit au bout d'environ 10 s d'activation d'après la discussion précédente.

Concernant la concentration des gouttes, la figure 5.31 représente le champ de fraction volumique d'eau liquide sur l'axe de symétrie du tunnel. Là encore, on observe une très faible

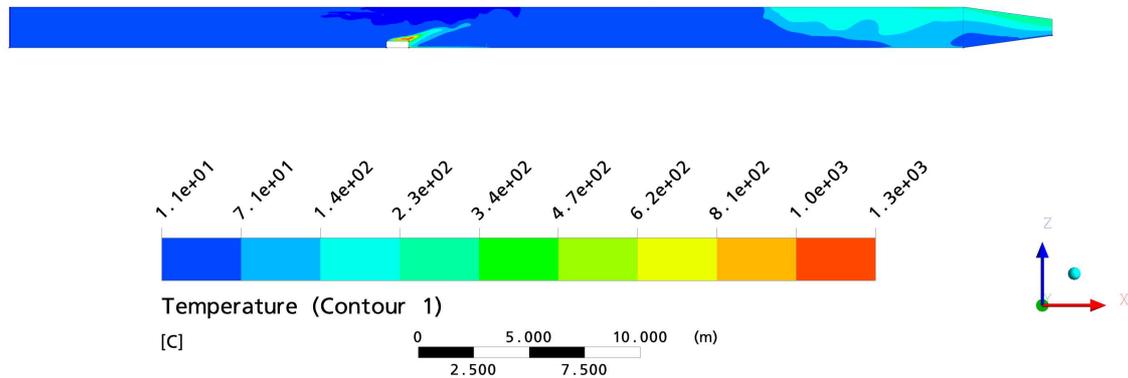


FIG. 5.30 – Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel à  $t = 4.5$  s (calcul diphasique avec la rampe complète).

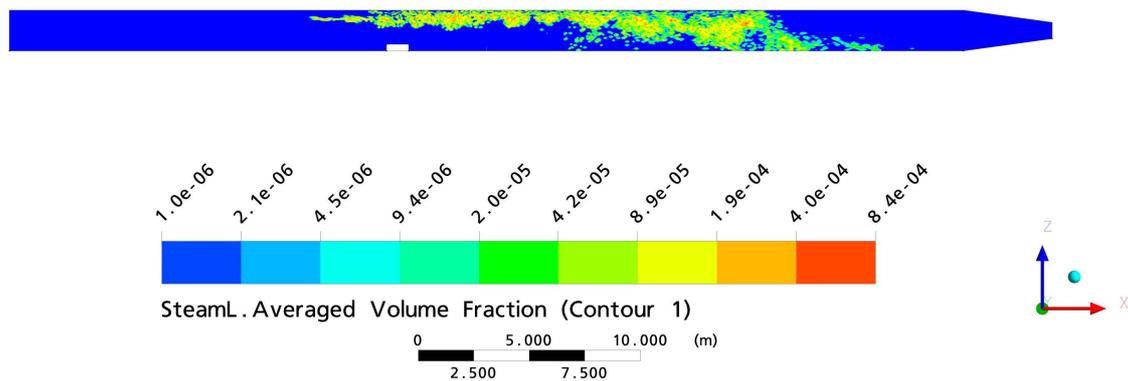


FIG. 5.31 – Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel à  $t = 4.5$  s (calcul diphasique avec la rampe complète).

pénétration verticale des gouttes dans la zone du foyer. A partir de  $x = +8$  m, on assiste à une meilleure pénétration des gouttes. Les buses travaillant en aval de cette section profitent de l'effet refroidissant induit par les buses précédentes pour pénétrer la couche de fumée.

### 5.3.3 Analyse et comparaison des résultats

Cette section se focalise sur la comparaison des calculs présentés précédemment, à la fois entre les calculs et vis-à-vis de l'expérience. Elle propose également quelques éléments d'analyse des calculs en rapport avec les effets attendus d'un système d'aspersion sur un incendie en tunnel tels que détaillés au chapitre 1.

Globalement, quelque soit le nombre de buses activées, les calculs précédents exhibent le même comportement stationnaire. Plus le nombre de buses activées est important et plus le temps d'atteinte du régime stationnaire est faible. Pour une configuration à 6 buses centrées, il faut environ 25 s alors que pour l'activation de la rampe complète, on peut estimer ce temps à environ 10 s.

Pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu, il nous faut alors nous intéresser au comportement transitoire de ces calculs. Les figures 5.32, 5.33 et 5.34 présentent l'évolution du champ de température sur l'axe médian du tunnel au cours du temps pour le cas à 3 buses situées à l'amont du foyer, celui à 6 buses centrées sur le foyer et celui avec la rampe d'aspersion complète. On observe alors un phénomène semblable au niveau de la couche de fumée : l'évaporation des gouttes en partie haute permet de réaliser des trouées dans la couche de fumée et ainsi de réduire sa propagation. La couche de fumée située en dehors de la zone d'aspersion n'est pas affectée par l'activation du système et est extraite du tunnel par le ventilateur à la vitesse du courant d'air.

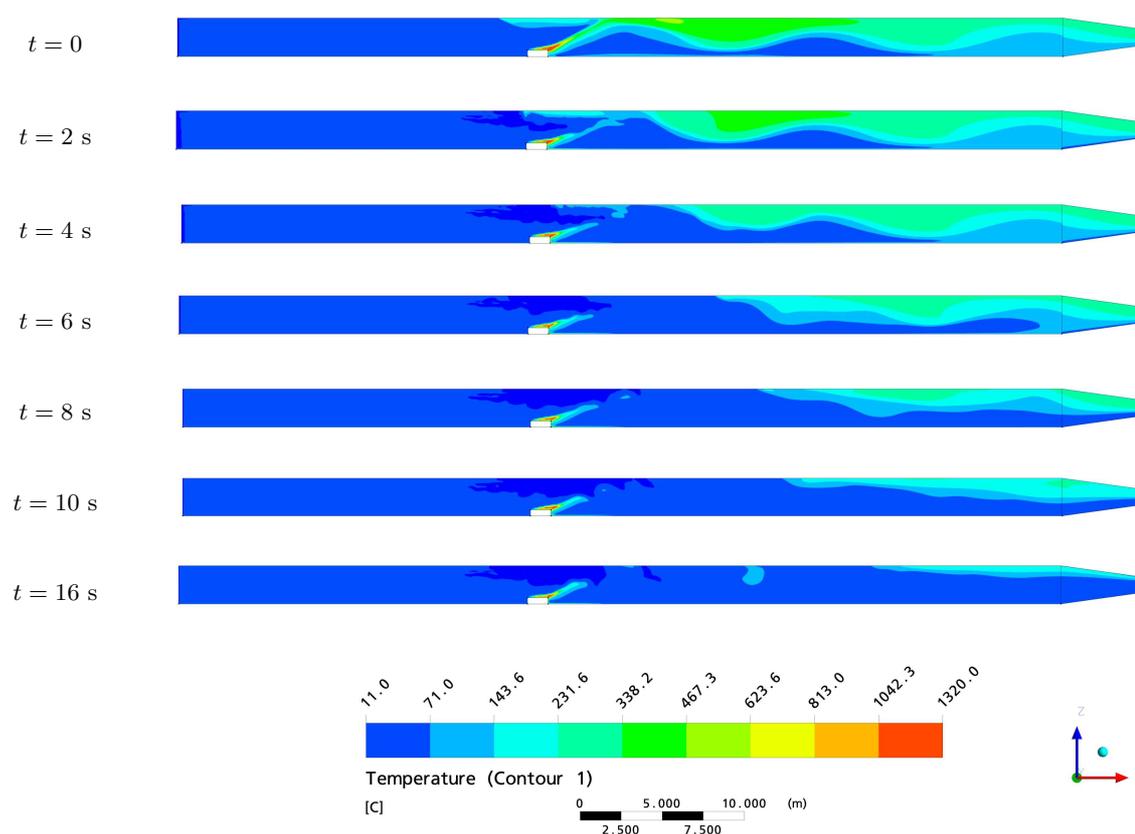


FIG. 5.32 – Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont).

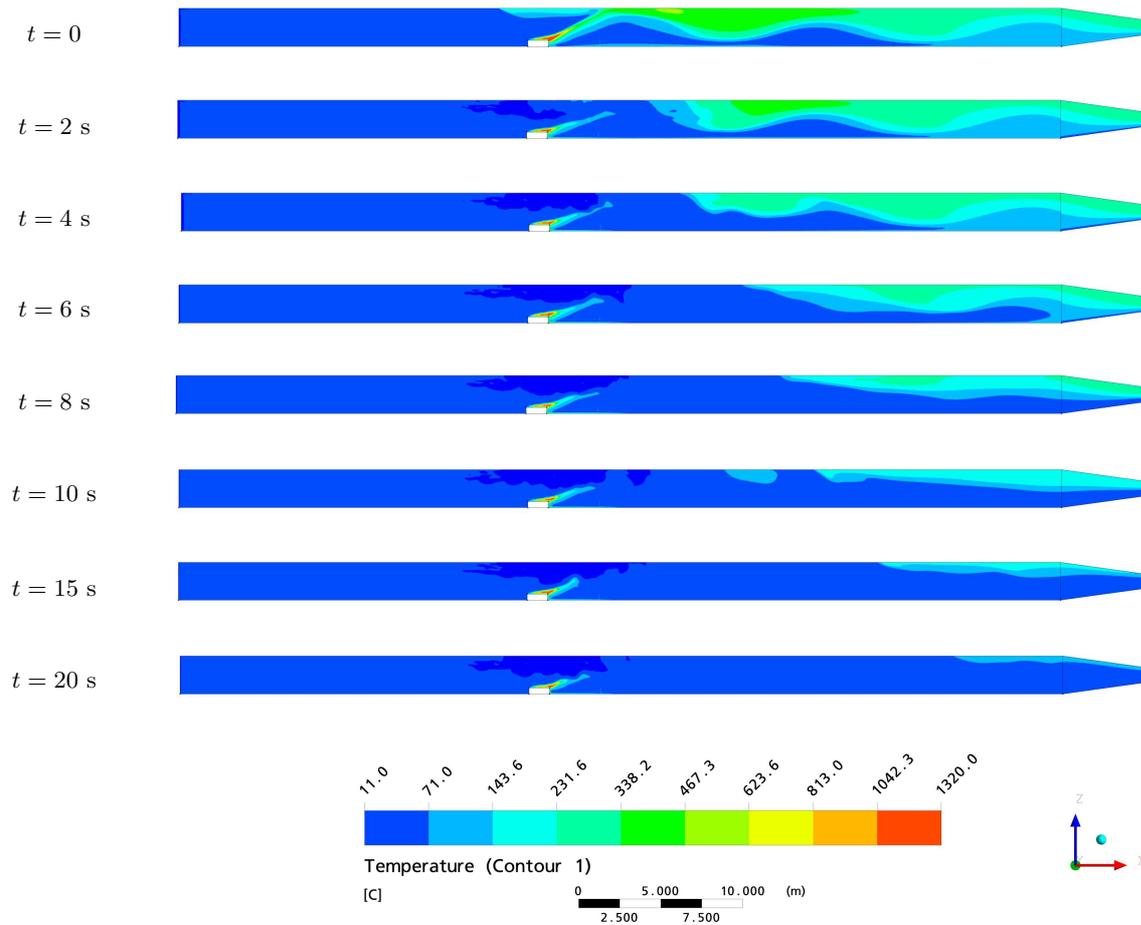


FIG. 5.33 – Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer).

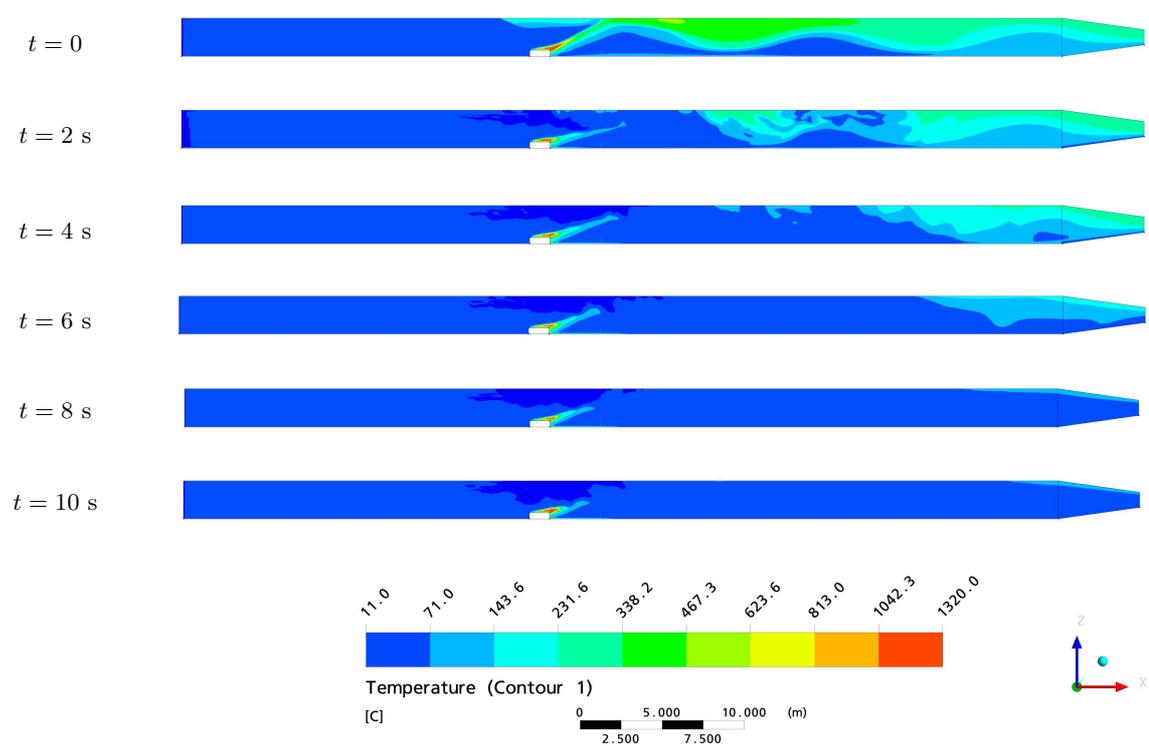


FIG. 5.34 – Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec la rampe complète).

Pour analyser ce phénomène, on peut introduire, à la façon de [45], le débit de flottabilité. Cette notion permet d'exprimer de façon simple la force motrice entraînant le front de fumée, dans le cadre d'une approximation de la couche de fumée en tant que courant de densité. On exprime le débit de flottabilité, noté  $B$ , par la formule suivante :

$$B = \int_{\Sigma} \frac{\rho_{\infty} - \rho}{\rho_{\infty}} g \vec{u} \cdot \vec{n} d\Sigma.$$

Dans cette formule  $\rho_{\infty}$  représente la masse volumique de l'air à la température extérieure<sup>28</sup>,  $\vec{u}$  le vecteur vitesse et  $\Sigma$  la surface sur laquelle est calculée  $B$ . Pour les calculs menés précédemment, la figure 5.35a présente l'évolution de  $B$  au cours du temps à 8 m en aval du foyer. Cette section a été choisie du fait qu'elle permet d'observer le comportement de la couche de fumée avec ou sans l'effet direct d'une buse d'aspersion. On remarque sur la figure 5.35a que le débit de flottabilité est divisé par un facteur 10 lors de l'activation du système par rapport à la situation sans aspersion. Cela se traduit par une réduction de la vitesse de propagation du front de fumée. Lors des calculs monophasiques à  $1 \text{ m s}^{-1}$  en extraction, nous avons estimé la vitesse de propagation du front à environ  $4 \text{ m s}^{-1}$  par la formule fournie dans [45]. Pour les calculs diphasiques présents, réalisés à  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  en extraction, on trouve au niveau de la section  $x = +8 \text{ m}$ , une vitesse du front de fumée d'environ  $3.7 \text{ m s}^{-1}$ . Après activation du système d'aspersion, on trouve une vitesse de front de fumée de l'ordre de  $2.6 \text{ m s}^{-1}$  soit très proche de la valeur du courant d'air. On peut alors difficilement continuer à parler d'un front de fumée qui "surnage" au-dessus du courant d'air longitudinal.

Cette forte diminution du débit de flottabilité des fumées est à mettre en relation avec le comportement du foyer sous aspersion. En effet, seul le foyer est une source de flottabilité qu'il transmet à la couche de fumée. Les figures 5.32, 5.33 et 5.34 montrent que les gouttes empêchent la température de se propager dans le tunnel dès 3 m en aval environ, et ce quelque soit le

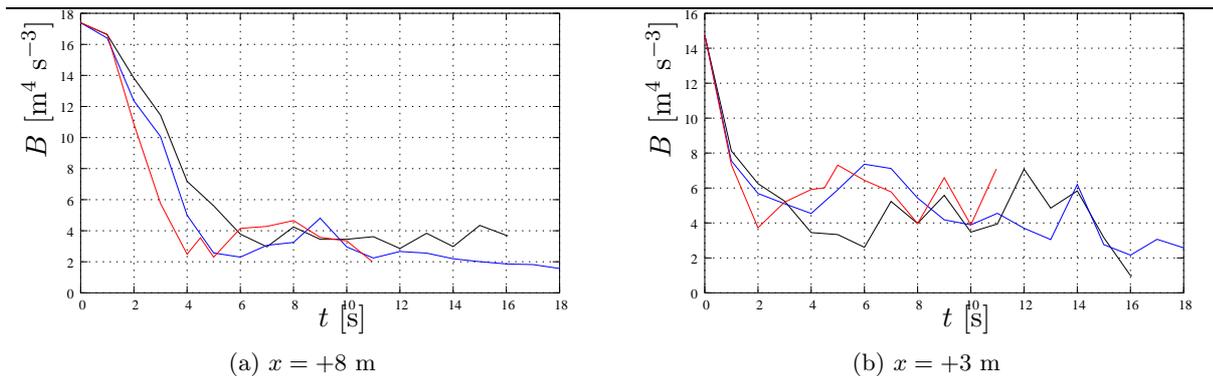


FIG. 5.35 – Evolution du débit de flottabilité  $B$  en fonction du temps pour les calculs avec : 3 buses à l'amont (noir), 6 buses centrées sur le foyer (bleu) et la rampe complète (rouge).

<sup>28</sup>. Cette température, pour les calculs CFD, correspond à la température initiale imposée. Dans les calculs réalisés, elle vaut environ  $11^\circ\text{C}$ .

nombre de buses activées. Même pour le cas à 3 buses en amont du foyer, on observe une très forte concentration des gouttes dans cette zone (voir figure 5.26), du fait principalement de l'entraînement de l'écoulement porteur. Au niveau de la section  $x = +3$  m, il y a rencontre entre le courant d'air longitudinal et le panache ascendant dû au foyer. Cela provoque une zone de recirculation à vitesse plus faible qui "piège" les gouttes et favorise donc leur évaporation puisque cette zone est l'une des plus chaudes. La figure 5.36 permet de se rendre compte de cette situation en représentant le champ de vecteurs vitesse dans la zone proche du foyer immédiatement avant l'activation du système. Ainsi, le comportement, similaire aux autres calculs, que développe le cas à 3 buses à l'amont semble plus lié à un manque de pénétration verticale du spray tel que prédit par la CFD et donc à un entraînement par l'écoulement porteur trop important.

ANSYS

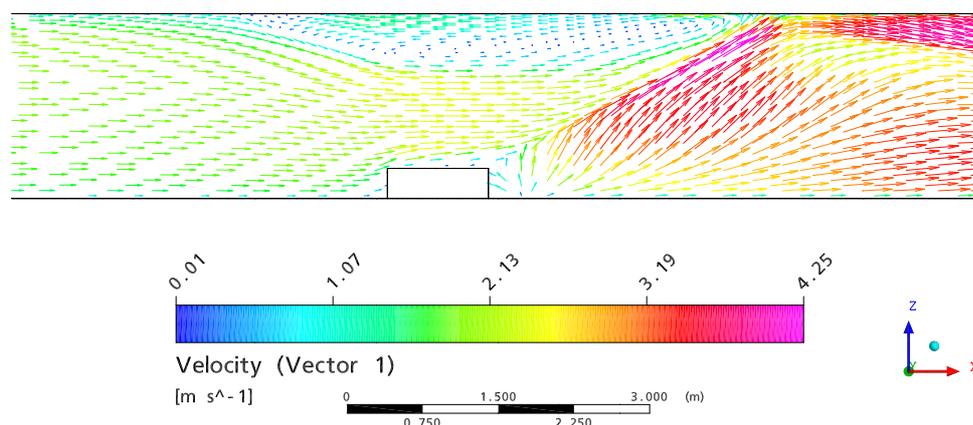


FIG. 5.36 – Vecteurs vitesse dans la zone du foyer avant activation de l'aspersion.

Toujours à propos du foyer, la figure 5.35b représente, à titre de comparaison, l'évolution du débit de flottabilité au niveau de la section située 3 m à l'aval du foyer. On observe là encore une chute importante de  $B$  qui limite la vitesse de déplacement des fumées à une valeur proche de la vitesse du courant, ce qui permet une meilleure action des gouttes pour refroidir l'ambiance. Cependant, les différents calculs ne permettent pas d'estimer l'action du système d'aspersion directement sur le foyer. En effet, on n'observe qu'une très faible variation du volume de la flamme et de la température maximale du foyer entre les calculs monophasiques et ceux avec aspersion. Cela tient au fait que, dans la modélisation retenue, le foyer est vu comme un terme source de débit massique par unité de surface constant et que la combustion est supposée

complète. Une étude particulière serait nécessaire pour pouvoir estimer la variation dans le temps de ce débit massique en fonction des conditions ambiantes induites par l'activation du système d'aspersion.

Concernant le refroidissement de l'ambiance au sein du tunnel, les figures 5.37, 5.38 et 5.39 représentent le champ de température et son évolution dans le temps au niveau de la section  $x = +8$  m pour les trois configurations simulées. Contrairement aux calculs avec 3 et 6 buses, le calcul avec la rampe complète met en évidence l'action directe du système sur le refroidissement des fumées (voir figure 5.39b). Pour les deux autres calculs, la diminution de la température au niveau de la section  $x = +8$  m est essentiellement due au transport d'un air plus frais venant de la zone d'aspersion.

Un aspect connexe avec le refroidissement de l'ambiance et l'action du système sur les fumées, est celui de l'effet du système sur la stratification. Les figures 5.32, 5.33 et 5.34 ne permettent pas d'observer de mélange de la couche de fumée sous l'action du système. Le fait de réduire la vitesse des fumées à la valeur du courant d'air et d'empêcher l'alimentation par le foyer permet de remplacer la couche de fumée en une section donnée par de l'air frais extérieur. Il semble que ce comportement soit, une nouvelle fois, lié à la faible pénétration verticale du spray de gouttes.

Ainsi, les calculs permettent de prédire de façon acceptable le niveau de température que l'on peut retrouver expérimentalement en aval du foyer, en prédisant un fort entraînement des gouttes en aval. Cependant, la présence d'une quantité d'eau non négligeable sur le sol du tunnel lors des différentes expériences semble plaider pour une pénétration verticale du spray relativement importante. La réduction de température en aval serait alors le résultat de la combinaison de plusieurs phénomènes parmi lesquels l'évaporation joue un rôle essentiel. Avec les hypothèses de modélisation faites, la CFD mène aux mêmes conclusions mais par le biais de phénomènes différents. L'outil reste donc délicat à manier mais peut apporter un éclairage différent sur des données expérimentales.

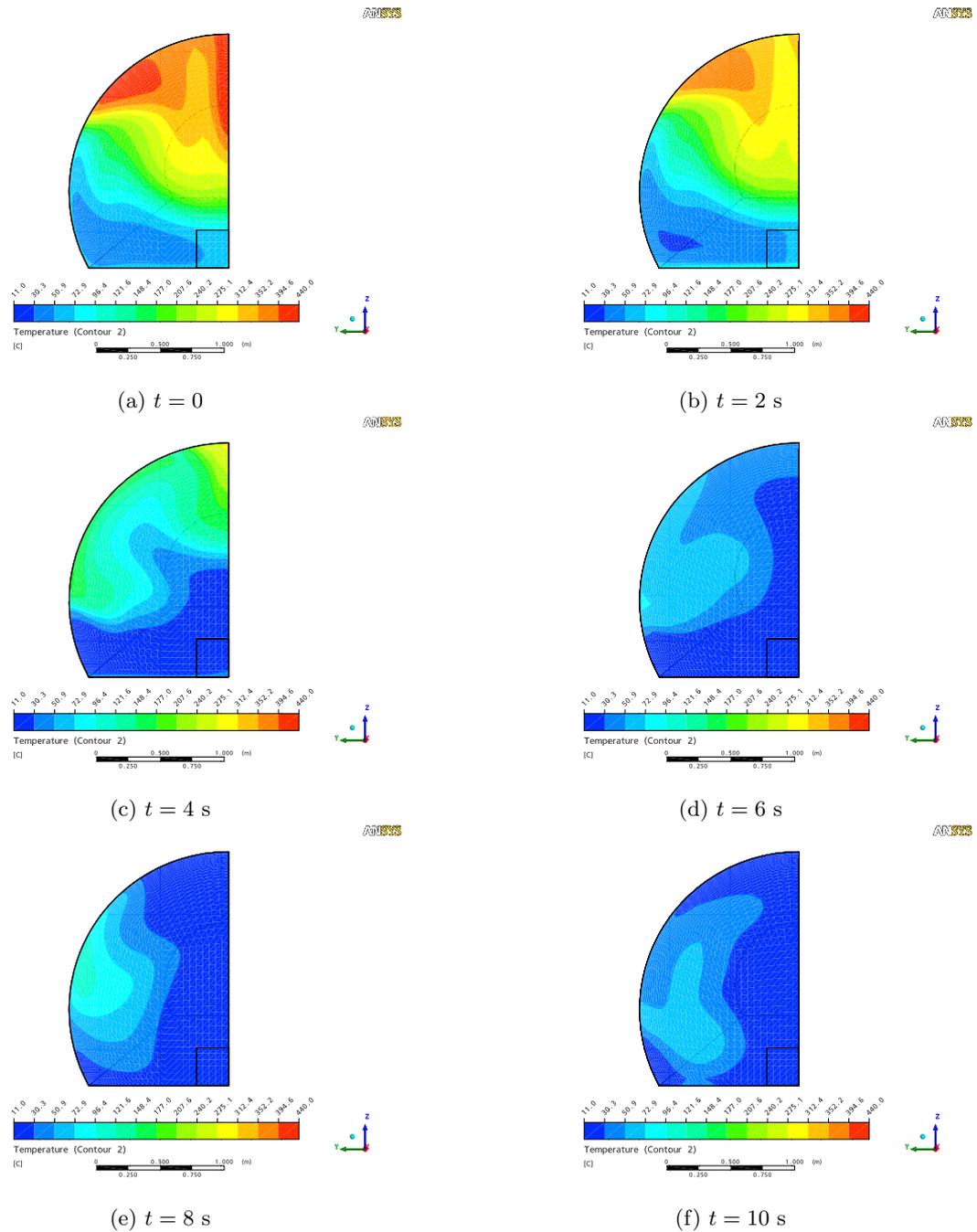


FIG. 5.37 – Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec 3 buses à l'amont du foyer).

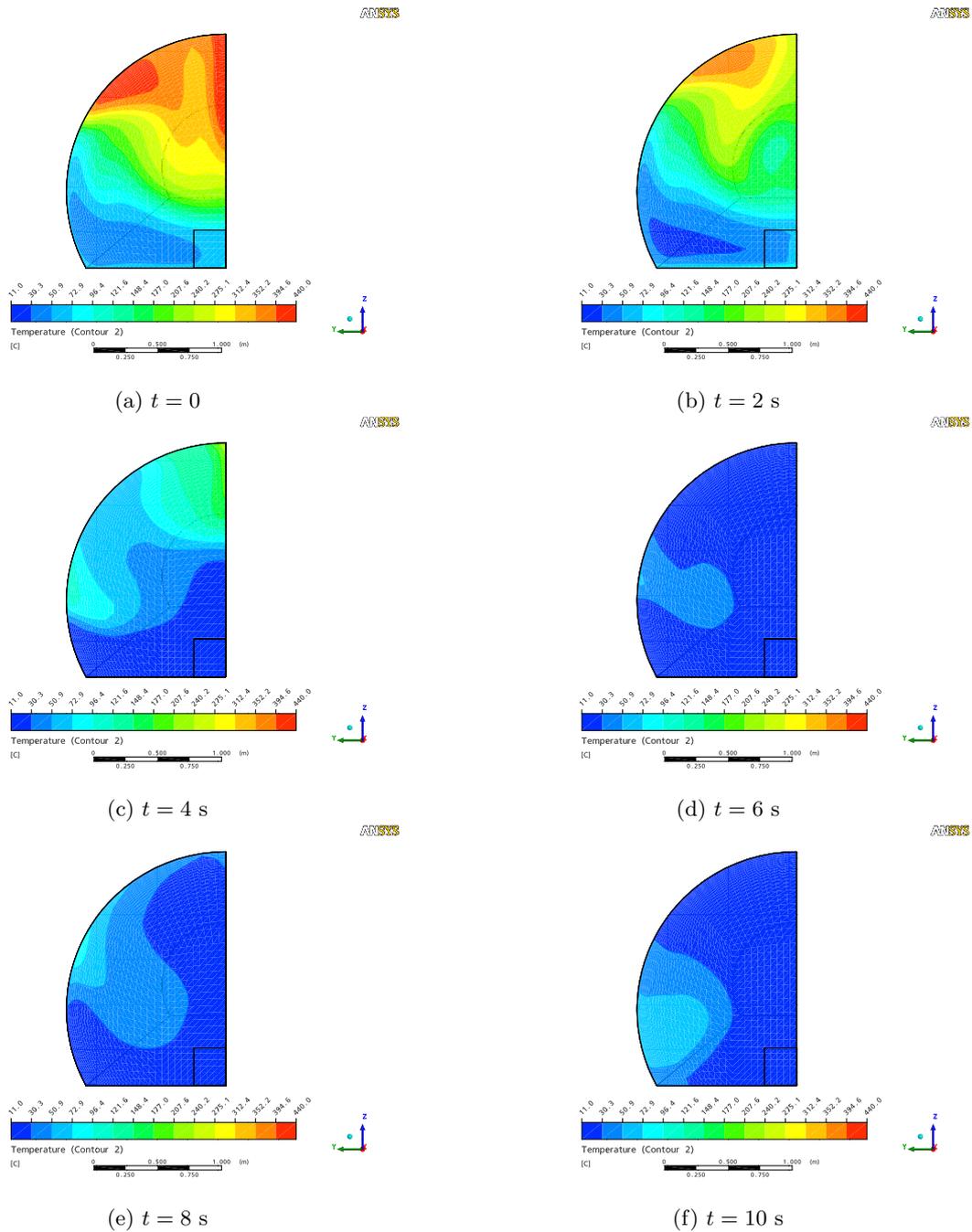


FIG. 5.38 – Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec 6 buses centrées sur foyer).

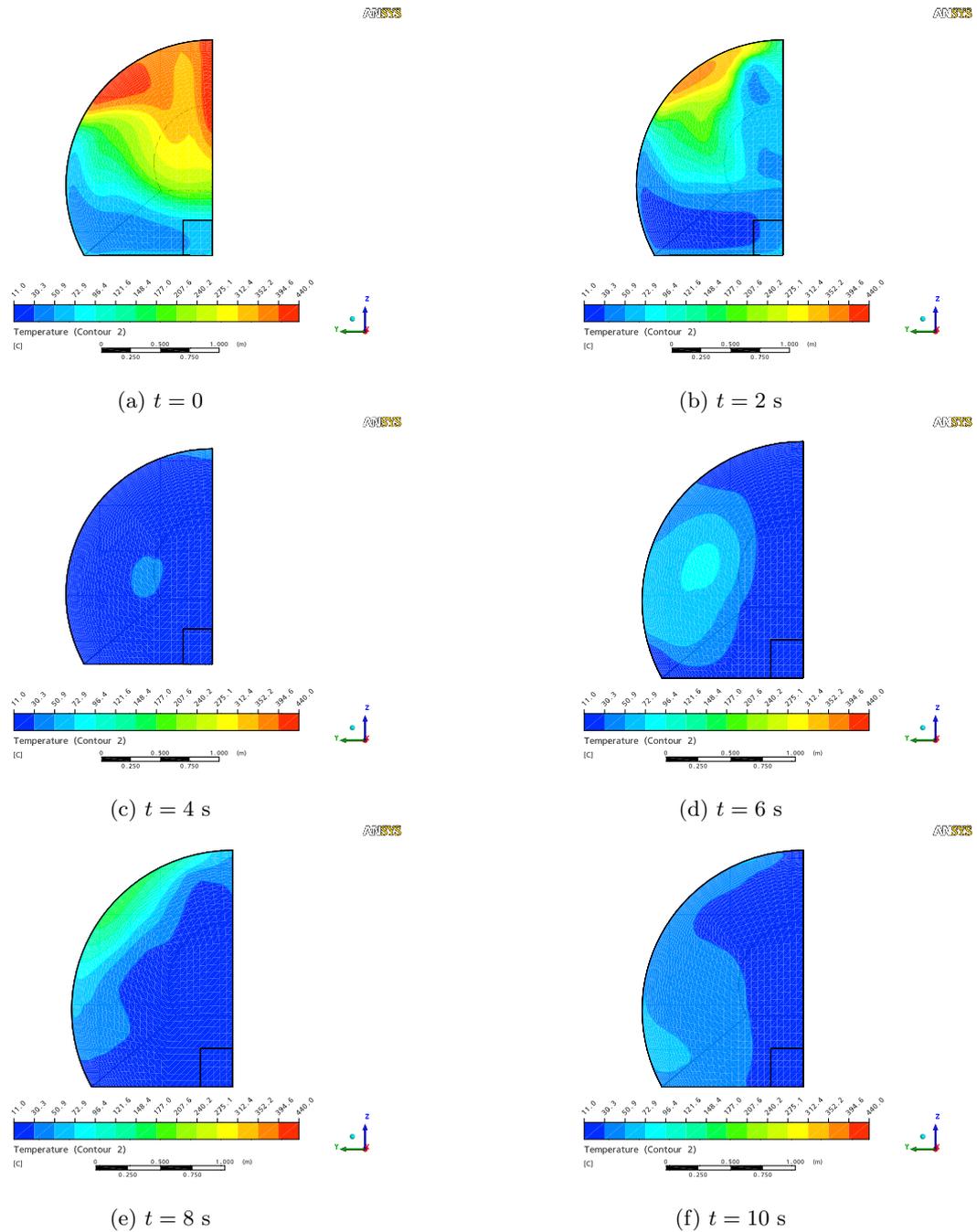


FIG. 5.39 – Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec la rampe complète).



---

## Conclusion Générale

---

Tout au long de ce travail, nous nous sommes penchés sur l'interaction d'un système d'aspersion avec un incendie en tunnel sous l'angle de l'évaporation. Comme mis en évidence au chapitre 1, un des modes d'action prépondérant, à considérer dans le cas d'un incendie en tunnel, d'un SFLF est sa capacité à absorber de la chaleur provenant du foyer et de la couche de fumée par évaporation des gouttes d'eau générées.

Les chapitres 2 et 3 ont mis l'accent sur la compréhension et l'analyse théorique du phénomène d'évaporation, ainsi que sur l'application de sa modélisation à des cas s'apparentant à l'action d'un système d'aspersion sur un incendie en tunnel. C'est particulièrement le cas de la modélisation de l'évaporation d'un nuage de gouttes détaillée au chapitre 3.

A partir de ces approches simplifiées de l'action d'un brouillard d'eau issu d'un système d'aspersion sur un incendie en tunnel, nous avons pu poser les bases d'un modèle unidimensionnel stationnaire. Ce modèle doit permettre d'estimer à partir de données globales sur le système d'aspersion (telles que le diamètre moyen des gouttes, le débit, ...) l'effet refroidissant sur l'écoulement porteur en régime stationnaire. Une adaptation transitoire prenant également en compte la dynamique des gouttes est envisageable. Cependant, pour aboutir à un modèle applicable à des cas réels, des données expérimentales de validation restent nécessaires. Ces données sont utiles pour reconstruire des champs de vitesse, de température et de fraction massique de vapeur pour l'écoulement porteur, champs qui sont employés comme condition initiale dans le modèle simplifié. Cette reconstruction peut être effectuée à l'aide de calculs CFD basés sur ces données expérimentales.

Ainsi, les chapitres 4 et 5 se sont attachés à la modélisation en CFD d'un écoulement diphasique comportant un spray de gouttes s'évaporant. Ces modélisations ont été conduites sur la base de deux situations expérimentales distinctes : une configuration qui peut être qualifiée d'académique pour le chapitre 4, et des essais incendie dans un tunnel à échelle réduite pour le chapitre 5. La modélisation de l'expérience académique a mis en lumière les difficultés de calage des modèles diphasiques, même couramment employés. Les données d'entrée requises pour pouvoir pleinement utiliser ces modèles sont d'un niveau difficilement accessible sans avoir recours à une expérience de caractérisation pour les buses employées (voir chapitre 5). Cette limitation peut devenir handicapante pour l'utilisation de la CFD dans le cas d'une reconstitution d'essais réels où les données précises sur le système d'aspersion ne sont pas accessibles. Contrairement

aux simulations CFD monophasiques qui peuvent s'accomoder de données moins précises, les calculs diphasiques se retrouvent cantonnés à un cadre très restrictif.

Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 5, la CFD peut être un outil puissant seulement une fois que les données d'entrée sont connues avec suffisamment de précision. En effet, elle permet d'interpréter certains phénomènes observés sur l'expérience, et particulièrement ceux liés à l'interaction du système avec la couche de fumée. Les calculs que nous avons menés sur les essais incendie en tunnel n'ont pas permis de mieux comprendre des phénomènes liés au développement du foyer. L'inter-dépendance des différents modèles utilisés ne permet pas d'obtenir des résultats dignes de confiance sur la zone du foyer. Par contre, cette inter-dépendance est moindre pour ce qui est de la couche de fumée. On peut ainsi interpréter l'effet refroidissant du système du fait de la forte évaporation en partie haute du tunnel comme une sorte d'effet "rideau" qui ralentit les fumées en influant sur leur débit de flottabilité. Cette analyse peut alors être utilisée en vue de l'optimisation de la configuration du système d'aspersion, étude non menée dans le cadre de ce travail.

Dans le cadre de la démarche engagée par le CETU sur les SFLF, dont cette thèse constitue un élément important, les essais incendie à échelle réduite, utilisés au chapitre 5, sont une première étape d'un programme expérimental d'envergure. Cependant, leur exploitation, en rapport aux effets mal connus d'un système d'aspersion sur un foyer tels que décrits au chapitre 1, reste encore à mener. Le recours à la CFD pourrait être envisagé alors, afin de limiter les paramètres à analyser lors d'une éventuelle campagne d'essais en vraie grandeur. Cependant, des études portant sur la modélisation d'un feu de bac d'heptane, et éventuellement d'un bûcher bois, sont nécessaires pour améliorer la prédiction des phénomènes par la CFD. Cela permettrait également de mieux cerner le comportement transitoire du foyer sous l'effet d'un système d'aspersion et les facteurs de perturbations qui peuvent apparaître.

---

# Bibliographie

---

- [1] B. ABRAMZON and W. A. SIRIGNANO. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 32, pp. 1605–1618, 1989. [28](#)
- [2] ANSYS Inc. *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*, 2006. [81](#), [104](#), [106](#), [121](#)
- [3] E. BABINSKY and P. E. SOJKA. Modeling drop size distributions. *Progr. Energy Combust. Sci.*, vol. 28, pp. 303–329, 2002. [65](#), [66](#)
- [4] V. BABRAUSKAS. Heat Release Rates. In *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, edited by P. J. DINENNO, pp. 3/1–3/37. National Fire Protection Association, Quincy, MA, 3rd edn., 2002. [112](#), [122](#)
- [5] O. BARNDORFF-NIELSEN. Exponentially decreasing distributions for the logarithm of particle size. *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 353, pp. 401–419, 1977. [67](#)
- [6] M. BERTIN, J. P. FAROUX et J. RENAULT. *Thermodynamique – Cours de physique Classes préparatoires 1<sup>er</sup> cycle universitaire*. Dunod Université, 1989. [31](#), [106](#)
- [7] A.-M. BIANCHI, Y. FAUTRELLE et J. ETAY. *Transferts Thermiques*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2004. [88](#)
- [8] R. B. BIRD, W. E. STEWART and E. N. LIGHTFOOT. *Transport Phenomena*. John Wiley & Sons Inc., 1960. [33](#), [195](#), [196](#)
- [9] M. BOIVIN, O. SIMONIN and K. D. SQUIRES. On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation. *Phys. Fluids*, vol. 12, pp. 2080–2090, 2000. [76](#)
- [10] BOKU/Institute of Structural Engineering, Vienna, Austria. *Virgolo Tunnel Fire Tests*, 2005. [11](#)
- [11] R. BORGHI et M. CHAMPION. *Modélisation et théorie des flammes*. Editions TECHNIP, 2000. [121](#)
- [12] P. CARLOTTI. An integrated safety study for the use of Fixed Fire Fighting Systems. In *NFPA World Safety Conference*. Las Vegas, NV, 2005. [xii](#)
- [13] E. CESMAT *et al.* Assessment of Fixed Fire-Fighting Systems for Road Tunnels by Experiments at Intermediate Scale. In *3rd International Symposium on Tunnel Safety & Security*. Stockholm, Sweden, 2008. [111](#), [113](#)

- [14] CETU. Les études spécifiques des dangers (ESD) pour les tunnels du réseau routier. Rapp. tech., Ministère de l'Équipement, 2003. 1, 4, 112
- [15] W. K. CHOW and B. YAO. Numerical modeling for interaction of a water spray with smoke layer. *Numer. Heat Transf., A*, vol. 39, pp. 267–283, 2001. 67
- [16] R. CLIFT, J. R. GRACE and M. E. WEBER. *Bubbles, Drops and Particules*. Academic Press, New York, 1978. 27, 62
- [17] A. COLLIN. *Transferts de chaleur couplés rayonnement-conduction-convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré – Nancy I, 2006. xii, 30
- [18] J.-L. CONSALVI. *Développement d'un modèle diphasique dédié au calcul de l'interaction d'un brouillard d'eau et d'un feu en milieu compartimenté. Application à la lutte incendie*. Thèse de Doctorat, Université de Provence (Aix-Marseille I), 2002. 28, 30
- [19] L. Y. COOPER. The interaction of an isolated sprinkler spray on a two-layer compartment fire environment. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 38, pp. 679–690, 1995. 67
- [20] C. T. CROWE (Editor). *Multiphase Flow Handbook*, vol. 27 of *Mechanical Engineering*. CRC Press, Boca Raton, FL, 2005. 65, 75, 76, 108, 206
- [21] C. T. CROWE, M. SOMMERFELD and Y. TSUJI. *Multiphase Flow with Droplets and Particles*. CRC Press, Boca Raton, FL, 1998. 103, 177
- [22] M. CURTAT. Physique du feu pour l'ingénieur. Dans *Traité de Physique du Bâtiment*, tome 3. Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), 2001. 115
- [23] F. DEMOUGE. *Contribution à la modélisation numérique de la stratification des fumées dans le cas d'un incendie en tunnel routier*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. 91, 132
- [24] Directorate-General for Public Works and Water Management/Civil Engineering Division, The Netherlands. *Safety Test - Report on Fire Tests*, 2002. 12
- [25] G. GOGOS *et al.* Thin-flame theory for the combustion of a moving liquid drop: effects due to variable density. *J. Fluid Mech.*, vol. 171, pp. 121–144, 1986. 63
- [26] J. R. GRACE and F. TAGHIPOUR. Verification and validation of CFD models and dynamic similarity for fluidized beds. *Powder Technol.*, vol. 139, pp. 99–110, 2004. 201
- [27] G. GRANT, J. BRENTON and D. DRYSDALE. Fire suppression by water sprays. *Progr. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, pp. 79–130, 2000. xii, 15, 17, 18, 165, 202
- [28] X. GUIGAS et A. WEATHERILL. Etudes des principes, systèmes et matériels fixes d'aspersion d'eau pour la lutte contre l'incendie en tunnel routier. Rapp. tech., Bonnard & Gardel Consulting Engineers, 2005. 15
- [29] X. GUIGAS *et al.* Dynamic fire spreading and water mist tests for the A86 East Tunnel. In *Tunnel Fires - Fifth International Conference*, pp. 261–270. 2004. 11, 21, 165

- 
- [30] H. HEJNY. Task 2.3: Evaluation of Current Mitigation Technologies in Existing Tunnels. Tech. rep., UpTun, 2006. [7](#)
- [31] G. HESKESTAD. Scaling the interaction of water sprays and flames. *Fire Saf. J.*, vol. 37, pp. 535–548, 2002. [201](#)
- [32] S. HOSTIKKA and K. MCGRATTAN. Numerical modeling of radiative heat transfer in water sprays. *Fire Saf. J.*, vol. 41, pp. 76–86, 2006. [65](#)
- [33] G. L. HUBBARD, V. E. DENNY and A. F. MILLS. Droplet evaporation: Effects of transients and variable properties. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1003–1008, 1975. [39](#), [41](#)
- [34] B. P. HUSTED. *Experimental measurements of water mist systems and implications for modelling in CFD*. Ph.D. thesis, Lund University, Sweden, 2007. [xii](#), [136](#), [138](#)
- [35] T. KADOTA and H. HIROYASU. Evaporation of a single droplet at elevated pressures and temperatures. *Bulletin of the JSME*, vol. 19, pp. 1515–1521, 1976. [25](#)
- [36] A. KAUFMANN. *Vers la simulation des grandes échelles en formulation Euler-Euler des écoulements réactifs diphasiques*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2004. [177](#), [179](#)
- [37] H. LEBORGNE. *Modélisation de l'évaporation à haute pression de gouttes multicomposants dans le code KIVA II*. Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 1999. [25](#), [90](#)
- [38] E. LOTH. Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles. *Progr. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, pp. 161–223, 2000. [xii](#), [63](#), [64](#), [75](#)
- [39] F. MASHAYEK and R. V. PANDYA. Analytical description of particle/droplet-laden turbulent flows. *Progr. Energy Combust. Sci.*, vol. 29, pp. 329–378, 2003. [xii](#), [75](#), [76](#)
- [40] M. R. MAXLEY and J. J. RILEY. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, vol. 26, pp. 883–889, 1983. [61](#)
- [41] F. R. MENTER. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA J.*, vol. 32, pp. 1598–1605, 1994. [81](#)
- [42] E. E. MICHAELIDES. Hydrodynamic Force and Heat/Mass Transfer from Particles, Bubbles and Drops - The Freeman Scholar Lecture. *J. Fluids Eng.*, vol. 125, pp. 209–238, 2003. [xii](#), [28](#)
- [43] J.-P. MINIER and E. PEIRANO. The pdf approach to turbulent polydispersed two-phase flows. *Phys. Rep.*, vol. 352, pp. 1–214, 2001. [64](#), [77](#)
- [44] MINISTÈRE DE L'ÉQUIPEMENT, DES TRANSPORTS ET DU LOGEMENT. Circulaire 2000-63 relative à la sécurité dans les tunnels du réseau routier national, 2000. [xi](#), [1](#)
- [45] A. MOS. *Modèles phénoménologiques pour la simulation d'incendies en tunnel routier*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 2005. [119](#), [150](#), [204](#)
- [46] R. MUGELE and H. D. EVANS. Droplet size distribution in sprays. *Ind. Eng. Chem.*, vol. 43, pp. 1317–1324, 1951. [98](#), [173](#), [202](#), [203](#)

- [47] F. NMIRA. *Modélisation et simulation numérique de l'interaction entre un feu et un brouillard d'eau*. Thèse de Doctorat, Université de Provence (Aix-Marseille I), 2007. 138
- [48] B. OESTERLÉ and L. I. ZAICHIK. Time scales for predicting dispersion of arbitrary-density particles in isotropic turbulence. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 32, pp. 838–849, 2006. 105, 210
- [49] K. OPSTAD, J. P. STENSAAS and A. W. BRANDT. Task 2.4: Development of new innovative technologies. Tech. rep., UpTun, 2006. 7
- [50] PIARC COMMITTEE ON ROAD TUNNELS. Fire and Smoke Control in Road Tunnels. Tech. rep., PIARC, 1999. 7
- [51] PIARC TECHNICAL COMMITTEE C3.3 ROAD TUNNEL OPERATIONS. Road Tunnels: an Assessment of Fixed Fire Fighting Systems. Tech. rep., PIARC, 2008. 1, 7
- [52] X. PONTICQ. *Etudes d'incendie en tunnel : Contrôle du courant d'air et Modélisation du rayonnement*. Rapport de DESS, Université Claude Bernard Lyon I, 2004. 30, 116, 120
- [53] —. *Etudes sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel*. Rapport de première année de thèse, Université Claude Bernard Lyon I, 2006. 7, 8, 96, 103
- [54] X. PONTICQ and B. BROUSSE. Fixed fire-fighting systems for road tunnels: current status of French integrated studies. In *2nd International Symposium on Tunnel Safety & Security*. Madrid, Spain, 2006. xii
- [55] X. PONTICQ *et al.* Feasibility and safety assessments of fixed fire-fighting systems for road tunnels. In *12th International Symposium on Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels*. Portoroz, Slovenia, 2006. xii, 1, 22, 165
- [56] S. B. POPE. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. 73, 74, 75, 197
- [57] J. POZORSKI *et al.* Spray Penetration in a Turbulent Flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 68, pp. 153–165, 2002. xii
- [58] H. PRETREL. *Etude du comportement thermohydraulique de pulvérisations liquides sous l'effet d'un rayonnement infrarouge ; Application à la protection incendie par rideau d'eau*. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 1997. 30
- [59] A. RAHMANI. *Simulation des Grandes Echelles pour les incendies en tunnels*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 2006. 74, 116
- [60] W. E. RANZ and W. R. MARSHALL. Evaporation from drops - Part I. *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, pp. 141–146, 1952. 27, 34, 40, 141
- [61] —. Evaporation from drops - Part II. *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, pp. 173–180, 1952. 27, 34, 40, 141
- [62] M. RASHIDI, G. HETSRONI and S. BANERJEE. Particle-Turbulence Interaction in a Boundary Layer. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 16, pp. 935–949, 1990. xii
- [63] J. RICHARD *et al.* Addition of a water mist on a small-scale liquid pool fire : Effect on radiant heat transfer at the surface. *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, pp. 377–384, 2002. 21

- 
- [64] B. P. RIGTER and C. MULDER. Experiences with automatic fire extinguishing devices in dutch road and rail tunnels. In *3rd International Conference on Traffic and Safety in Road Tunnels*. Hamburg, Germany, 2005. 13
- [65] J. F. SACADURA (éditeur). *Initiation aux transferts thermiques*. Tec & Doc, 1980. 122
- [66] V. SANKARAN and S. MENON. LES of spray combustion in swirling flows. *J. Turbulence*, vol. 3, 2002. 76
- [67] S. S. SAZHIN. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progr. Energy Combust. Sci.*, vol. 32, pp. 162–214, 2006. xii, 25, 27, 28, 34, 35
- [68] J. A. SCHWILLE and R. M. LUEPTOW. Effect of a fire plume on suppression spray droplet motion. *At. Sprays*, vol. 16, pp. 563–578, 2006. 211
- [69] —. The reaction of a fire plume to a droplet spray. *Fire Saf. J.*, vol. 41, pp. 390–398, 2006. 211
- [70] —. A Simplified Model of the Effect of a Fire Sprinkler Spray on a Buoyant Fire Plume. *J. Fire Prot. Eng.*, vol. 16, pp. 131–153, 2006. 67
- [71] A. SOLDATI. Particles turbulence interactions in boundary layers. *Z. Angew. Math. Mech.*, vol. 85, pp. 683–699, 2005. xii
- [72] M. SOMMERFELD. Analysis of isothermal and evaporating turbulent sprays by phase-Doppler anemometry and numerical calculations. *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 19, pp. 173–186, 1998. xiii, 78, 88, 94, 136, 167, 183
- [73] M. SOMMERFELD and H.-H. QIU. Experimental studies of spray evaporation in turbulent flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 19, pp. 10–22, 1998. xiii, 71, 79, 88, 90, 91, 94, 108, 136, 173, 183, 197
- [74] C. G. SPEZIALE, S. SARKAR and T. B. GATSKI. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *J. Fluid Mech.*, vol. 227, pp. 245–272, 1991. 90
- [75] R. STROEKS. Sprinklers in japanese road tunnels. Tech. rep., Chiyoda Engineering Consultants Co., Ltd., 2001. 12
- [76] P. J. STURM *et al.* Test of Water Mist Equipment to increase Escape Chances in Case of Fire in Tunnels. In *International Water Mist Conference*. Vienna, Austria, 2001. 9
- [77] M. TESSON and B. BROUSSE. Fixed water sprinkling systems for fire control in road tunnels. In *Safety In Road and Rail Tunnels Conference*. Marseille, France, 2003. xi, 14
- [78] A. TEWARSON. Generation of Heat and Chemical Compounds in Fires. In *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, edited by P. J. DINENNO, pp. 3/82–3/161. National Fire Protection Association, Quincy, MA, 3rd edn., 2002. 130
- [79] J. VAARI. A transient one-zone computer model for total flooding water mist fire suppression in ventilated enclosures. *Fire Saf. J.*, vol. 37, pp. 229–257, 2002. 67

- [80] H. K. VERSTEEG and W. MALALASEKERA. *An introduction to Computational Fluid Dynamics*. Longman Scientific & Technical, 1995. [79](#), [117](#), [121](#)
- [81] D. C. WILCOX. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., 1993. [75](#), [89](#)
- [82] M. G. ZABETAKIS. Flammability characteristics of combustible gases and vapors. Tech. Rep. Bulletin 627, U.S. Bureau of Mines, 1965. [142](#)

---

## *Table des figures*

---

1.1 Schéma de principe des différents dispositifs permettant d'assurer la sécurité des usagers en tunnel. . . . .	3
1.2 Schéma de principe du désenfumage en ventilation longitudinale. . . . .	4
1.3 Schéma de principe du désenfumage en ventilation transversale. . . . .	4
1.4 Enchaînement des différents temps de tenabilité qui caractérise la capacité d'un être humain à supporter les conditions ambiantes hostiles (chaleur, toxicité, . . .).	5
1.5 Disposition des véhicules dans la zone de test (Galerie VSH à Hagerbach) [29]. . .	11
1.6 Profil en travers du tunnel de Silverforest (Russie). En bleu, les espaces équipés d'un système d'aspersion. . . . .	14
1.7 Schémas de principe de l'installation d'un SFLF et des équipements annexes en tunnel. . . . .	16
1.8 Nomenclature des différents types de jets de gouttes suivant le diamètre caractéristique [27]. . . . .	17
1.9 Classification des brouillards d'eau suivant la distribution de gouttes [27]. . . . .	18
1.10 Schéma représentant le bilan de puissance global au niveau de la flamme en présence d'aspersion. . . . .	20
1.11 Variation du flux de chaleur global à 10 m en aval de l'incendie en fonction de la puissance, avec et sans aspersion (données expérimentales) [29]. . . . .	21
1.12 Schéma de principe du processus de réduction des émissions en CO <sub>2</sub> et en CO par activation d'un SFLF [55]. . . . .	22
2.1 Courbes de saturation de l'eau : (a) en coordonnées $(T, P)$ (b) en coordonnées de Clapeyron $(v, P)$ avec allure des isothermes d'Andrews. . . . .	31
2.2 Système de coordonnées pour la loi de Fick. . . . .	33
2.3 Configuration expérimentale possible pour l'étude de l'évaporation d'une goutte isolée. La goutte d'eau de diamètre $d_p$ est plongée au bout d'un filament de quartz dans l'écoulement d'air de caractéristiques $(u_\infty, T_g, x_{v,\infty})$ . . . . .	37
2.4 Evolution temporelle de la température de la goutte $T_p$ pour différentes températures $T_g$ (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)). . . . .	43

2.5	Evolution temporelle du diamètre adimensionnalisé de la goutte pour $T_g = 573$ K (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)). . . . .	44
2.6	Evolution de la durée de vie de la goutte ( $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ ) en fonction de la température de l'écoulement ambiant (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -)). . . . .	44
2.7	Evolution temporelle du diamètre adimensionnalisé de la goutte pour $T_g = 573$ K et $u_\infty = 2 \text{ m s}^{-1}$ (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -), modèle de Abramzon-Sirignano (- -)). . . . .	45
2.8	Evolution de la durée de vie de la goutte ( $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ ) en fonction de la température de l'écoulement ambiant pour $u_\infty = 2 \text{ m s}^{-1}$ (modèle de Maxwell (—), modèle de Spalding (- -), modèle de Abramzon-Sirignano (- -)). . . . .	46
2.9	Evolution de la puissance absorbée par une goutte fixe et isolée, et de ses composantes. Puissance absorbée totale (—), puissance de chauffage $\mathcal{P}_{\text{ch}}$ (- -) et puissance liée à l'évaporation $\mathcal{P}_{\text{evap}}$ (- · -). . . . .	47
2.10	Evolution de la chaleur absorbée par une goutte fixe et isolée en fonction du diamètre initial. Les calculs sont menés avec un modèle de Spalding et $T_g = 573$ K, $u_\infty = 1 \text{ m s}^{-1}$ et $x_{v,\infty} = 0.05$ . . . . .	48
2.11	Evolution de la chaleur absorbée par une goutte fixe et isolée en fonction de divers paramètres : (a) fraction massique de vapeur présent dans l'écoulement ambiant et (b) température de l'écoulement ambiant. Les calculs sont menés avec un modèle de Spalding et $T_g = 573$ K, $u_\infty = 1 \text{ m s}^{-1}$ , $x_{v,\infty} = 0.05$ et $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ , suivant le cas. . . . .	49
2.12	Evolution de la puissance maximale absorbée par une goutte fixe et isolée, et de la durée de vie, en fonction de la vitesse de l'écoulement porteur. Les résultats sont obtenus avec $T_g = 573$ K, $x_{v,\infty} = 0.05$ et $d_p^0 = 100 \mu\text{m}$ . . . . .	49
3.1	Représentation d'une section du tunnel avec aspersion. . . . .	51
3.2	Schéma de principe de l'absorption de puissance par une famille de gouttes fixes et isolées. . . . .	53
3.3	Evolution de la puissance totale absorbée par un nuage de gouttes fixes et isolées en fonction du temps. Les données ont été obtenues pour $T_g = 573$ K, $u_\infty = 1 \text{ m s}^{-1}$ et $x_{v,\infty} = 0.05$ . . . . .	55
3.4	Evolution du coefficient de traînée $C_D$ en fonction du nombre de Reynolds de la particule $Re_p$ . . . . .	63
3.5	Evolution de la densité de probabilité $f_n$ en fonction du diamètre $d_p$ pour les distributions log-normale (courbe rouge), de Rosin-Rammler (courbe bleue) et log-hyperbolique (courbe noire). . . . .	66
4.1	Classification des différents régimes d'écoulements multiphasiques en fonction des couplages inter et intra-phases. . . . .	72

4.2	Configuration géométrique de l'expérience : détail au niveau de l'injection des gouttes (d'après [72]). . . . .	78
4.3	Champs de vitesse (a) et de température (b) expérimentaux pour l'expérience monophasique. . . . .	80
4.4	Vues 3D du domaine de calcul retenu. . . . .	80
4.5	Profil de température expérimental imposé au niveau des parois du domaine de calcul. . . . .	82
4.6	Lignes de courant de vitesse (a) et champ de température (b) obtenus par le calcul. . . . .	83
4.7	Lignes de courant de vitesse (a) et champ de température (b) pour le calcul avec parois adiabatiques. . . . .	84
4.8	Comparaison de l'évolution du flux d'enthalpie massique $\varphi_h$ le long du cylindre entre l'expérience (courbe en trait plein) et les différents calculs monophasiques réalisés. . . . .	86
4.9	Détail du maillage fluide+parois réalisé. . . . .	87
4.10	Champs de vitesse (a) et de température (b) pour le calcul avec modélisation de la paroi. . . . .	89
4.11	Détail du maillage axisymétrique au niveau d'un plan de symétrie $(x, y)$ (largeur complète). . . . .	92
4.12	Distribution cumulée de la taille des gouttes expérimentale (courbe-symbole noir) et Rosin-Rammler équivalente (courbe rouge). . . . .	95
4.13	Schéma de principe de la modélisation d'un cône d'injection dans CFX. $C$ représente le centre d'injection, $\vec{s}$ la direction de l'injection, $\theta$ l'angle du cône, $R_i$ et $R_o$ les rayons intérieur et extérieur du cône (si nécessaire) et $V$ la norme de la vitesse suivant la direction d'injection. . . . .	96
4.14	Champs de fraction massique de vapeur d'isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Modélisation diphasique initiale. . . . .	97
4.15	Champs de vitesse de l'écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Modélisation diphasique initiale. . . . .	97
4.16	Champs de fraction massique de vapeur d'isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Calage de la distribution de Rosin-Rammler sur les mesures expérimentales. . . . .	99
4.17	Champs de vitesse de l'écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Calage de la distribution de Rosin-Rammler sur les mesures expérimentales. . . . .	99
4.18	Champs de fraction massique de vapeur d'isopropanol et diamètre de Sauter moyen des gouttes. Prise en compte de la dispersion turbulente. . . . .	101
4.19	Champs de vitesse de l'écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse. Prise en compte de la dispersion turbulente. . . . .	101
4.20	Evolution de la répartition en taille de gouttes du spray en fonction de la distance à la buse (entre 0 et 9 mm). . . . .	104

4.21	Cartographie des diamètres limites au niveau du plan de symétrie du cylindre. . .	105
4.22	Champ de vitesse de l'écoulement porteur et trajectoires des gouttes colorées en fonction de leur vitesse pour la simulation en Euler-Lagrange. . . . .	109
4.23	Champs de vitesse de l'écoulement porteur et des gouttes d'eau pour la simulation en Euler-Euler. . . . .	109
5.1	Photographies de la galerie d'essais du CSTB. . . . .	113
5.2	Schéma d'implantation des différentes sections de mesures dans la maquette. . .	114
5.3	Maillage de la section transversale du tunnel. . . . .	117
5.4	Maillage longitudinal du tunnel. . . . .	118
5.5	Vue en 3D de la géométrie retenue pour le convergent. . . . .	120
5.6	Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $1 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l'instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire). . . . .	124
5.7	Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $1 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux de température à 9 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu). . . . .	125
5.8	Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $1 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux de température à 12 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu). . . . .	126
5.9	Vue en 3D de la géométrie retenue pour le domaine extérieur au niveau de l'entrée du tunnel. . . . .	127
5.10	Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l'instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire). Calcul avec maillage extérieur (+), sans maillage extérieur ( $\square$ ) et moyenne des données expérimentales (—). . . . .	128
5.11	Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel. . . . .	129
5.12	Comparaison entre le calcul CFD (symboles) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température à 4 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (régime stationnaire). . . . .	130
5.13	Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel (calcul avec prise en compte des imbrûlés). . . . .	131
5.14	Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $2.2 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux, au centre du tunnel, de vitesse longitudinale, à 5 m en amont (a et b) et à 18 m en aval (c et d), à l'instant initial et après 5 min de feu (régime stationnaire). . . . .	132

5.15 Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $2.2 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux de température à 3 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu). . . . .	133
5.16 Comparaisons des données expérimentales pour les essais à $2.2 \text{ m s}^{-1}$ au ventilateur. Profils verticaux de température à 8 m en aval du foyer et à différentes positions dans la largeur (après 5 min de feu). . . . .	134
5.17 Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (vitesse d'extraction de $2.2 \text{ m s}^{-1}$ ). . . . .	134
5.18 Comparaison entre le calcul CFD (trait plein) et les données expérimentales (pointillés). Profils verticaux de température à 3 m en amont du foyer et à différentes positions dans la largeur (régime stationnaire). . . . .	135
5.19 Photographies du dispositif expérimental pour la caractérisation d'une buse d'aspiration. . . . .	137
5.20 Photographie du spray généré par la buse à caractériser. . . . .	138
5.21 Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes distances de l'injecteur central : 4 cm (noir), 10 cm (bleu), 20 cm (vert), 30 cm (marron) et 50 cm (rouge). . . . .	139
5.22 Système de coordonnées pour repérer le volume de mesure vis-à-vis de la buse. . . . .	139
5.23 Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes positions sur le cercle de rayon 30 cm : $\alpha = 0$ (noir), $\alpha = 15$ (bleu), $\alpha = 20$ (vert), $\alpha = 25$ (marron) et $\alpha = 30$ (rouge). . . . .	140
5.24 Distributions de taille mesurées pour la buse à différentes positions sur le cercle de rayon 30 cm : $\alpha = 0$ (noir), $\alpha = 35$ (bleu), $\alpha = 40$ (vert), $\alpha = 45$ (marron) et $\alpha = 50$ (rouge). . . . .	140
5.25 Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont). . . . .	143
5.26 Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont). . . . .	143
5.27 Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer). . . . .	144
5.28 Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel à $t = 25 \text{ s}$ (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer). . . . .	145
5.29 Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel en régime stationnaire (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer). . . . .	145
5.30 Champ de température calculé sur l'axe médian du tunnel à $t = 4.5 \text{ s}$ (calcul diphasique avec la rampe complète). . . . .	146
5.31 Champ de fraction volumique d'eau liquide calculé sur l'axe médian du tunnel à $t = 4.5 \text{ s}$ (calcul diphasique avec la rampe complète). . . . .	146
5.32 Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec 3 buses à l'amont). . . . .	147

5.33	Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec 6 buses centrées sur le foyer). . . . .	148
5.34	Evolution du champ de température calculé sur l'axe médian à différents instants (calcul diphasique avec la rampe complète). . . . .	149
5.35	Evolution du débit de flottabilité $B$ en fonction du temps pour les calculs avec : 3 buses à l'amont (noir), 6 buses centrées sur le foyer (bleu) et la rampe complète (rouge). . . . .	150
5.36	Vecteurs vitesse dans la zone du foyer avant activation de l'aspersion. . . . .	151
5.37	Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec 3 buses à l'amont du foyer). . . . .	153
5.38	Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec 6 buses centrées sur foyer). . . . .	154
5.39	Evolution du champ de température calculé au niveau de la section située 8 m en aval du foyer (calcul avec la rampe complète). . . . .	155
A.1	Particules dans un volume de contrôle. . . . .	175
B.1	Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge). . . . .	184
B.2	Comparaison des profils de vitesse longitudinale $u$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge). . . . .	185
B.3	Comparaison des profils de vitesse radiale $v$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge). . . . .	186
B.4	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente $k$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge). . . . .	187
B.5	Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial avec échanges de chaleur aux parois (courbe en bleu) et le calcul avec parois adiabatiques (courbe en rouge). . . . .	188
B.6	Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge). . . . .	189
B.7	Comparaison des profils de vitesse longitudinale $u$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge). . . . .	190

- 
- B.8 Comparaison des profils de vitesse radiale  $v$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge). . . . . 191
- B.9 Comparaison des profils de diamètre de Sauter des gouttes, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec distribution initiale (courbe en bleu), le calcul avec calage de la distribution sur les valeurs expérimentales (courbe en vert) et le calcul avec prise en compte de la dispersion turbulente (courbe en rouge). . . . . 192
- E.1 Comparaison entre le calcul (modélisation initiale – symboles) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température sur l’axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire). . . . . 214
- E.2 Comparaison entre le calcul avec prise en compte des imbrûlés (+), le calcul initial ( $\diamond$ ) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température sur l’axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire). . . . . 215
- E.3 Comparaison entre le calcul (vitesse de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  – trait plein) et les données expérimentales (pointillés). Profils verticaux de température sur l’axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire). . . . . 216



---

# *Liste des tableaux*

---

1.1	Caractéristiques de tunnels américains équipés de SFLF. . . . .	10
1.2	Essais en vraie grandeur de systèmes d'aspersion dans les tunnels japonais. . . . .	13
1.3	Paramètres de dimensionnement d'un SFLF proposés par les constructeurs. . . . .	19
2.1	Valeurs de $P_{\text{sat}}$ (en bar) pour l'eau obtenues par les tables thermodynamiques, et quantité d'eau maximale (en g) pouvant être contenue dans 1 m <sup>3</sup> d'air, en fonction de la température. . . . .	31
4.1	Comparaison entre les mesures de température extérieure de paroi ( $T_{\text{ext}}$ ) et de température du fluide en proche paroi ( $T_{\text{fluide}}$ ). . . . .	87
4.2	Récapitulatif des différentes conditions expérimentales (d'après [73]). . . . .	91
D.1	Diamètres moyens courants et leur champ d'application [46]. . . . .	203



# *Equations de conservation en moyenne de phase*

---

Considérons un mélange fluide-particules compris dans un volume supposé sphérique  $\Omega$  (voir figure A.1). Ce volume peut être décomposé en un volume pour le fluide  $\Omega_g$  et un volume pour les particules  $\Omega_p$ , la somme des deux étant égale à  $\Omega$ . Le volume  $\Omega$  sur lequel on fait les moyennes doit être suffisamment grand pour qu'une légère augmentation de celui-ci n'affecte pas la valeur de la moyenne.

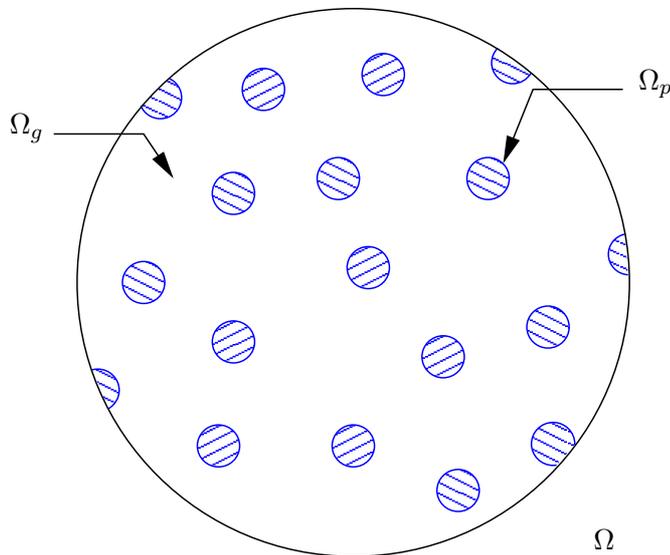


FIG. A.1 – Particules dans un volume de contrôle.

Pour moyenner les équations pour un écoulement diphasique, plusieurs techniques existent :  
– soit on choisit la description lagrangienne pour la phase dispersée et à ce moment là, le fait de moyenner n'est plus utile

- soit on considère une description eulérienne pour la phase dispersée et dans ce cas on a deux types de moyenne :
  - moyenne d'ensemble : les équations sont déduites de la théorie cinétique en supposant qu'il n'y a pas d'influence de la phase dispersée sur l'écoulement porteur ("one-way coupling" ou couplage unidirectionnel)
  - moyenne en volume qui considère qu'il existe des équations de continuité pour chaque phase et "filtre" les quantités suivant leur appartenance à l'une ou l'autre des phases. Cette approche permet l'interaction entre les deux phases ("two-way coupling" ou couplage bidirectionnel)

Par la suite nous allons détailler la moyenne en volume pour une représentation Euler-Euler de l'écoulement diphasique (voir section 4.1).

## A.1 Propriétés de la moyenne en volume

D'une façon générale, les équations de Navier-Stokes pour chacune des phases s'écrivent :

- masse :  $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0$
- espèce :  $\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_k}{\partial x_j} = \frac{\partial \rho D_k}{\partial x_j} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} + \dot{\omega}_k$
- quantité de mouvement :  $\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$
- enthalpie :  $\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho h u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial P}{\partial t} + u_j \frac{\partial P}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{\omega}_T$

Dans ces équations,  $\rho$ ,  $u$  et  $h$  représentent la masse volumique, la vitesse et l'enthalpie de la phase considérée.  $Y_k$  est la fraction massique de l'espèce  $k$  et  $D_k$  son coefficient de diffusion.  $\dot{\omega}_k$  représente le taux de réaction de l'espèce  $k$ .  $P$  est la pression,  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $q_i$  le vecteur flux de chaleur et  $\dot{\omega}_T$  la chaleur produite par réaction.

Afin d'obtenir des équations globales pour le système diphasique, on introduit la notion de fonction caractéristique de phase. Cette fonction notée  $\chi_\phi$  permet d'identifier chaque phase de la façon suivante :

$$\chi_\phi = \begin{cases} 1 & \text{si phase } \phi \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

A partir de cette fonction caractéristique on peut définir la moyenne en volume sur le volume de contrôle  $\Omega$ . De façon directe on a la fraction volumique de la phase  $\phi$  qui est :

$$\alpha_\phi = \langle \chi_\phi \rangle_\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_\Omega \chi_\phi d\Omega.$$

Ainsi pour obtenir la moyenne en volume d'une fonction  $g$  scalaire ou vecteur, il suffit de la multiplier par la fonction caractéristique et de prendre l'intégrale du produit sur  $\Omega$ . En notant  $G_\phi$  la moyenne en volume de  $g$ , on a :

$$\alpha_\phi G_\phi = \langle \chi_\phi g \rangle_\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_\Omega g \chi_\phi d\Omega.$$

Si de plus on veut utiliser une moyenne en masse et volume (moyenne de Favre), on pose :

$$\alpha_\phi \rho_\phi G_\phi = \langle \rho g \chi_\phi \rangle_\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_\Omega \rho g \chi_\phi d\Omega.$$

La moyenne en volume, telle que définie ici, a les propriétés suivantes :

- linéarité :  $\langle a + b \rangle_\Omega = \langle a \rangle_\Omega + \langle b \rangle_\Omega$  et  $\langle \lambda a \rangle_\Omega = \lambda \langle a \rangle_\Omega$  pour  $\lambda \in \mathbb{R}$
- idempotence :  $\langle \langle a \rangle_\Omega b \rangle_\Omega = \langle a \rangle_\Omega \langle b \rangle_\Omega$

Concernant son comportement vis-à-vis des opérateurs gradient et dérivée temporelle, le raisonnement détaillé dans [21] permet d'aboutir à :

$$\begin{cases} \left\langle \frac{\partial B}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{\partial \langle B \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{\Omega} \int_{\Sigma_p} B n_\phi d\Sigma \\ \left\langle \frac{\partial B}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle B \rangle}{\partial t} + \frac{1}{\Omega} \int_{\Sigma_p} B \dot{r} d\Sigma \end{cases}$$

Cependant, de façon à simplifier les calculs, on peut considérer qu'il y a commutativité de la moyenne en volume avec les opérateurs dérivée, soit :

$$\begin{cases} \left\langle \frac{\partial B}{\partial x_i} \right\rangle_\Omega = \frac{\partial \langle B \rangle_\Omega}{\partial x_i} \\ \left\langle \frac{\partial B}{\partial t} \right\rangle_\Omega = \frac{\partial \langle B \rangle_\Omega}{\partial t} \end{cases}$$

Cette dernière propriété introduit certes des erreurs mais qui sont d'un ordre de grandeur acceptable pour les phénomènes que l'on cherche à modéliser [36].

Afin d'appliquer la moyenne en volume aux équations de continuité précédentes, il faut s'intéresser aux propriétés de commutativité de la fonction caractéristique avec les opérateurs dérivées. Considérons que l'interface entre les deux phases est d'épaisseur nulle et peut se déplacer à la vitesse  $w_i$ . On a alors :

$$\begin{aligned} \frac{D\chi_\phi}{Dt} - \chi_\phi \frac{D}{Dt} &= (w_{\phi,j} - u_{\phi,j}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi}, \\ \frac{\partial \chi_\phi}{\partial t} - \chi_\phi \frac{\partial}{\partial t} &= w_{\phi,j} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi}, \\ \frac{\partial \chi_\phi}{\partial x_j} - \chi_\phi \frac{\partial}{\partial x_j} &= -n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi}, \end{aligned}$$

$n_{\phi,i}$  est la normale à l'interface pour la phase  $\phi$ ,  $\delta_{\zeta,\phi}$  la surface de contact entre chaque phase.

La méthode pour obtenir les équations moyennées en volume est alors la suivante :

1. on multiplie l'équation locale par la fonction caractéristique de phase  $\chi_\phi$
2. on applique les relations de commutativité
3. on prend la moyenne sur le volume de contrôle
4. on remplace les termes inconnus par des modèles de fermeture

## A.2 Conservation de la masse

L'équation générale de conservation de la masse est :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0.$$

En multipliant cette équation par la fonction caractéristique de phase on a :

$$\chi_\phi \frac{\partial \rho}{\partial t} + \chi_\phi \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0.$$

On utilise alors les propriétés de commutativité de  $\chi_\phi$  avec les opérateurs dérivées, ce qui nous donne :

$$\frac{\partial \chi_\phi \rho}{\partial t} + \frac{\partial \chi_\phi \rho u_j}{\partial x_j} = -\rho(u_j - w_j)n_{\phi,j}\delta_{\zeta,\phi}.$$

On intègre à présent cette relation sur le volume de contrôle  $\Omega$ , ce qui peut encore s'écrire sous la forme :

$$\left\langle \frac{\partial \chi_\phi \rho}{\partial t} \right\rangle_\Omega + \left\langle \frac{\partial \chi_\phi \rho u_j}{\partial x_j} \right\rangle_\Omega = -\langle \rho(u_j - w_j)n_{\phi,j}\delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega.$$

En utilisant les propriétés de commutativité de la moyenne en volume avec les opérateurs dérivées, on a :

$$\frac{\partial \langle \chi_\phi \rho \rangle_\Omega}{\partial t} + \frac{\partial \langle \chi_\phi \rho u_j \rangle_\Omega}{\partial x_j} = -\langle \rho(u_j - w_j)n_{\phi,j}\delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega,$$

et par définition de la moyenne de Favre en volume, on obtient finalement l'équation de conservation de la masse moyennée :

$$\frac{\partial (\alpha_\phi \rho_\phi)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,j})}{\partial x_j} = \Gamma_\phi, \quad (\text{A.1})$$

où  $\Gamma_\phi = -\langle \rho(u_j - w_j)n_{\phi,j}\delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega$  est le terme de transfert de masse au travers de l'interface. Dans notre cas il s'agit du terme qui régit l'évaporation des gouttes.

## A.3 Conservation de la quantité de mouvement

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

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j},$$

ou en introduisant le tenseur global des efforts  $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}$  :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}.$$

En multipliant les deux membres de cette dernière équation par la fonction caractéristique de phase on a :

$$\chi_\phi \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \chi_\phi \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \chi_\phi \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}.$$

On utilise alors les propriétés de commutativité de  $\chi_\phi$  avec les opérateurs dérivées, ce qui se traduit par :

$$\frac{\partial \chi_\phi \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \chi_\phi \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \rho u_i (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} = \frac{\partial \chi_\phi \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi}.$$

Par passage à la moyenne sur le volume de contrôle  $\Omega$  et en utilisant les propriétés de commutativité de la moyenne avec les opérateurs dérivées, on a :

$$\frac{\partial \langle \chi_\phi \rho u_i \rangle_\Omega}{\partial t} + \frac{\partial \langle \chi_\phi \rho u_i u_j \rangle_\Omega}{\partial x_j} + \langle \rho u_i (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega = \frac{\partial \langle \chi_\phi \sigma_{ij} \rangle_\Omega}{\partial x_j} + \langle \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega,$$

équation que l'on peut encore écrire sous la forme suivante, en utilisant la moyenne de Favre :

$$\frac{\partial (\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i})}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i} U_{\phi,j})}{\partial x_j} = \frac{\partial (\alpha_\phi \Sigma_{\phi,ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i} U_{\phi,j} - \langle \chi_\phi \rho u_i u_j \rangle_\Omega) + I_{\phi,i}, \quad (\text{A.2})$$

où  $\alpha_\phi \Sigma_{\phi,ij} = \langle \chi_\phi \sigma_{ij} \rangle_\Omega$  et  $I_{\phi,i} = \langle (\sigma_{ij} - \rho u_i (u_j - w_j)) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega$ .  $I_{\phi,i}$  représente le tenseur de toutes les forces résultant de l'interaction entre les deux phases (traînée, tension de surface, échange de quantité de mouvement par évaporation ...)

Une difficulté réside dans l'expression de  $\Sigma_{p,ij}$ , tenseur des efforts pour la phase dispersée. Pour la phase continue, ce tenseur se décompose en pression et efforts visqueux. Pour la phase dispersée, la décomposition de  $\Sigma_{p,ij}$  introduit la pression et les efforts visqueux à l'intérieur des particules [36]. En négligeant la tension de surface, on montre que la pression à l'intérieur des particules est la même que celle de la phase continue. Il apparaît alors un terme du type  $\alpha_p \frac{\partial p_g}{\partial x_i}$  dans l'équation de la quantité de mouvement de la phase dispersée. En général, le tenseur des efforts visqueux présent dans  $\Sigma_{p,ij}$  est négligé du fait que l'on ne tient pas compte de l'écoulement interne aux particules.

Si on décompose la pression  $p$  en valeur moyenne  $P_\phi$  et fluctuation  $p'$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega &= \langle (\tau_{ij} - p \delta_{ij}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega \\ &= \langle (\tau_{ij} - p' \delta_{ij}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega - \langle P_\phi \delta_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega, \end{aligned}$$

soit, par idempotence

$$\langle \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega = \langle (\tau_{ij} - p' \delta_{ij}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega - P_\phi \delta_{ij} \langle n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega.$$

Or, d'après les relations de commutativité de la fonction caractéristique de phase avec les opérateurs dérivées on a :

$$-\langle n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega = \left\langle \frac{\partial \chi_\phi}{\partial x_j} \right\rangle_\Omega = \frac{\partial \alpha_\phi}{\partial x_j}.$$

On obtient l'expression suivante pour  $\langle \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega$  :

$$\langle \sigma_{ij} n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega = \langle (\tau_{ij} - p' \delta_{ij}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega + P_\phi \frac{\partial \alpha_\phi}{\partial x_i}.$$

Pour le terme dérivé portant sur  $\Sigma_{\phi,ij}$  on a :

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \Sigma_{\phi,ij})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_\phi [\langle \tau_{ij} \rangle_\Omega - P_\phi \delta_{ij}]) = \frac{\partial(\alpha_\phi T_{\phi,ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial(\alpha_\phi P_\phi)}{\partial x_j}.$$

On peut alors ré-écrire l'équation de quantité de mouvement (A.2) sous la forme :

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i} U_{\phi,j})}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \chi_\phi \rho u_i'' u_j'' \rangle_\Omega = \frac{\partial(\alpha_\phi T_{\phi,ij})}{\partial x_j} - \alpha_\phi \frac{\partial P_\phi}{\partial x_i} + I'_{\phi,i} - \Upsilon_{\phi,i}, \quad (\text{A.3})$$

avec

$$\begin{aligned} I'_{\phi,i} &= \langle (\tau_{ij} - p' \delta_{ij}) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega, \\ \Upsilon_{\phi,i} &= \langle \rho u_i (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega, \\ \langle \chi_\phi \rho u_i'' u_j'' \rangle_\Omega &= \langle \chi_\phi \rho u_i u_j \rangle_\Omega - \alpha_\phi \rho_\phi U_{\phi,i} U_{\phi,j}. \end{aligned}$$

## A.4 Conservation de l'enthalpie

L'équation de conservation de l'enthalpie  $h$  s'écrit :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho h u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{\omega}_T,$$

soit

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho h u_j}{\partial x_j} = \frac{Dp}{Dt} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{\omega}_T,$$

où  $\frac{Dp}{Dt}$  représente la dérivée matérielle de la pression  $p$ . En multipliant l'équation précédente par la fonction caractéristique de phase on obtient :

$$\chi_\phi \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \chi_\phi \frac{\partial(\rho h u_j)}{\partial x_j} = \chi_\phi \frac{Dp}{Dt} - \chi_\phi \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \chi_\phi \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \chi_\phi \dot{\omega}_T.$$

En utilisant les propriétés de commutativité de  $\chi_\phi$  avec les opérateurs dérivées, et par passage à la moyenne sur le volume de contrôle  $\Omega$ , on obtient finalement l'équation moyennée de conservation de l'enthalpie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_\phi \rho_\phi H_\phi}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_\phi \rho_\phi H_\phi U_{\phi,j}}{\partial x_j} + \langle \rho h (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \rho u_j'' h'' \chi_\phi \rangle_\Omega = \\ \frac{D \alpha_\phi P_\phi}{Dt} + \langle p (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega + \left\langle u_j'' \frac{\partial \chi_\phi P''}{\partial x_j} \right\rangle_\Omega \\ + \left\langle \chi_\phi \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle_\Omega - \frac{\partial(\alpha_\phi Q_{\phi,j})}{\partial x_j} - \langle q_j n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega + \alpha_\phi \dot{\Omega}_{\phi,T}. \end{aligned}$$

Dans cette équation, on a les termes suivants :

- $\langle \rho h (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_\Omega$  qui représente l'échange d'enthalpie (pondérée par la masse volumique) au niveau de l'interface phase continue/phase dispersée

- $\langle p(u_j - w_j)n_{\phi,j}\delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega}$  qui représente les échanges en pression (tension de surface) au niveau de l'interface
- $\langle q_j n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega}$  qui représente l'échange de flux de chaleur au niveau de l'interface
- $\left\langle \chi_{\phi} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle_{\Omega}$  qui est le terme visqueux et qui s'écrit :

$$\left\langle \chi_{\phi} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle_{\Omega} = T_{\phi,ij} \frac{\partial(\alpha_{\phi} U_{\phi,i})}{\partial x_j} - \langle \tau_{ij} u_i n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega}.$$

En regroupant les termes liés aux interactions au niveau de l'interface d'une part et ceux liés aux efforts des forces visqueuses et turbulentes, on obtient finalement l'équation d'enthalpie suivante :

$$\frac{\partial \alpha_{\phi} \rho_{\phi} H_{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_{\phi} \rho_{\phi} H_{\phi} U_{\phi,j}}{\partial x_j} = \Pi_{\phi} + S_{\phi}^m + \frac{D(\alpha_{\phi} P_{\phi})}{Dt} + \alpha_{\phi} \dot{\Omega}_{\phi,T}, \quad (\text{A.4})$$

avec

$$\Pi_{\phi} = -\langle \rho h(u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega} + \langle p(u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega} - \langle q_j n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega} - \langle \tau_{ij} u_i n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega},$$

et

$$S_{\phi}^m = T_{\phi,ij} \frac{\partial \alpha_{\phi} U_{\phi,i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \alpha_{\phi} Q_{\phi,j}}{\partial x_j} + \left\langle u_j'' \frac{\partial \chi_{\phi} p''}{\partial x_j} \right\rangle_{\Omega} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \rho u_j'' h'' \chi_{\phi} \rangle_{\Omega}.$$

## A.5 Conservation des espèces

L'équation de conservation de la fraction massique  $Y_k$  de l'espèce  $k$ , s'écrit de façon générale :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho Y_k u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right).$$

En multipliant les deux membres de cette dernière équation par la fonction caractéristique de phase, on a :

$$\chi_{\phi} \frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \chi_{\phi} \frac{\partial \rho Y_k u_j}{\partial x_j} = \chi_{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right).$$

Les propriétés de commutativité de  $\chi_{\phi}$  avec les opérateurs donnent :

$$\frac{\partial \chi_{\phi} \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \chi_{\phi} \rho Y_k u_j}{\partial x_j} = -\rho Y_k (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} + \chi_{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right).$$

Par passage à la moyenne sur le volume de contrôle  $\Omega$ , on obtient alors l'équation de conservation des espèces :

$$\frac{\partial \alpha_{\phi} \rho_{\phi} Y_{\phi,k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_{\phi} \rho_{\phi} Y_{\phi,k} U_{\phi,j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \chi_{\phi} \rho Y_k'' u_j'' \rangle_{\Omega} = \Gamma_{\phi,k} + \alpha_{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho_{\phi} D_k \frac{\partial Y_{\phi,k}}{\partial x_j} \right), \quad (\text{A.5})$$

avec

$$\Gamma_{\phi,k} = -\langle \rho Y_k (u_j - w_j) n_{\phi,j} \delta_{\zeta,\phi} \rangle_{\Omega}.$$

Ce terme source sur la conservation des espèces est assez semblable à  $\Gamma_{\phi}$ , terme source de conservation de la masse.



# ***Comparaison des calculs CFD avec l'expérience de Sommerfeld & Qiu***

---

Cette annexe présente des planches de comparaisons entre les calculs CFD menés au chapitre 4 et les données expérimentales de Sommerfeld et Qiu [73, 72]. L'évolution le long du cylindre de plusieurs quantités est représentée.

## B.1 Influence de la modélisation de la turbulence

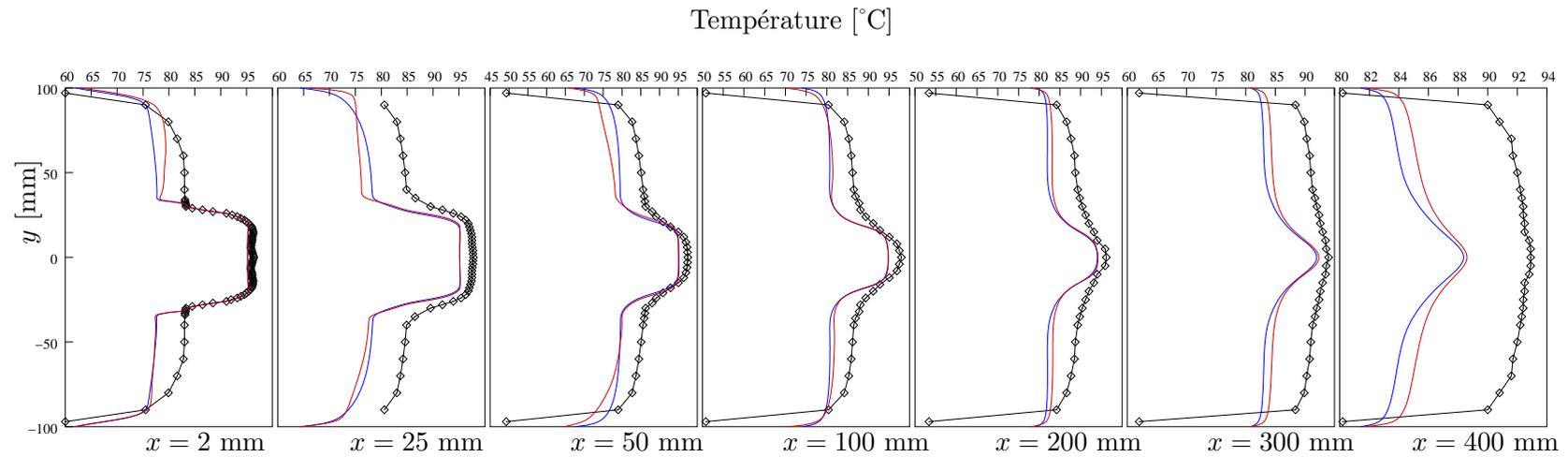


FIG. B.1 – Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge).

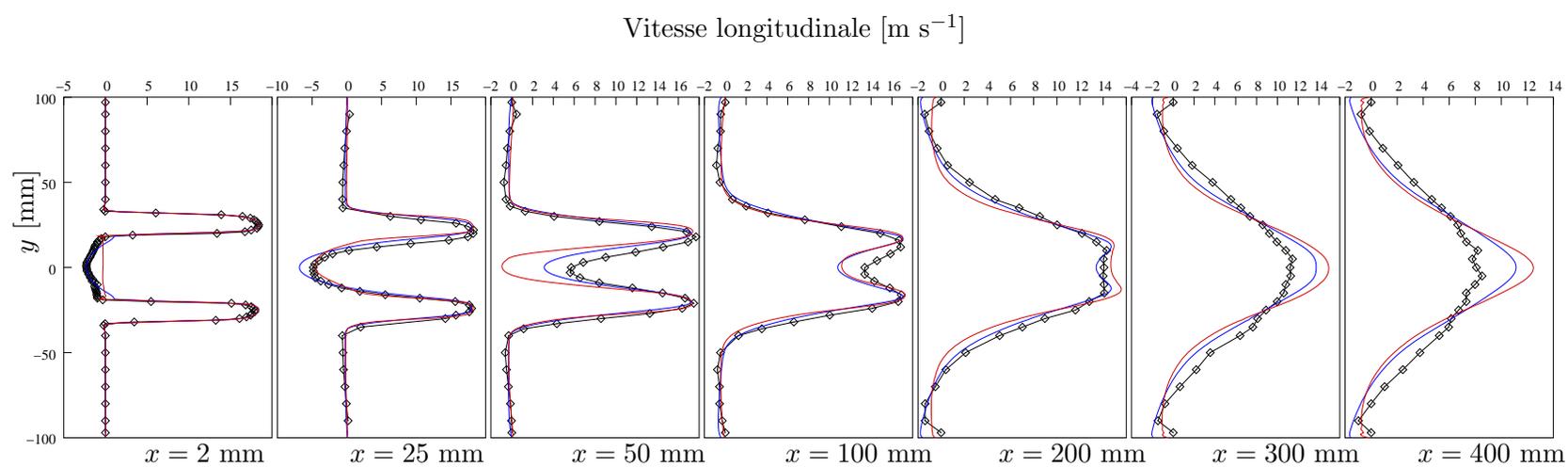


FIG. B.2 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale  $u$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge).

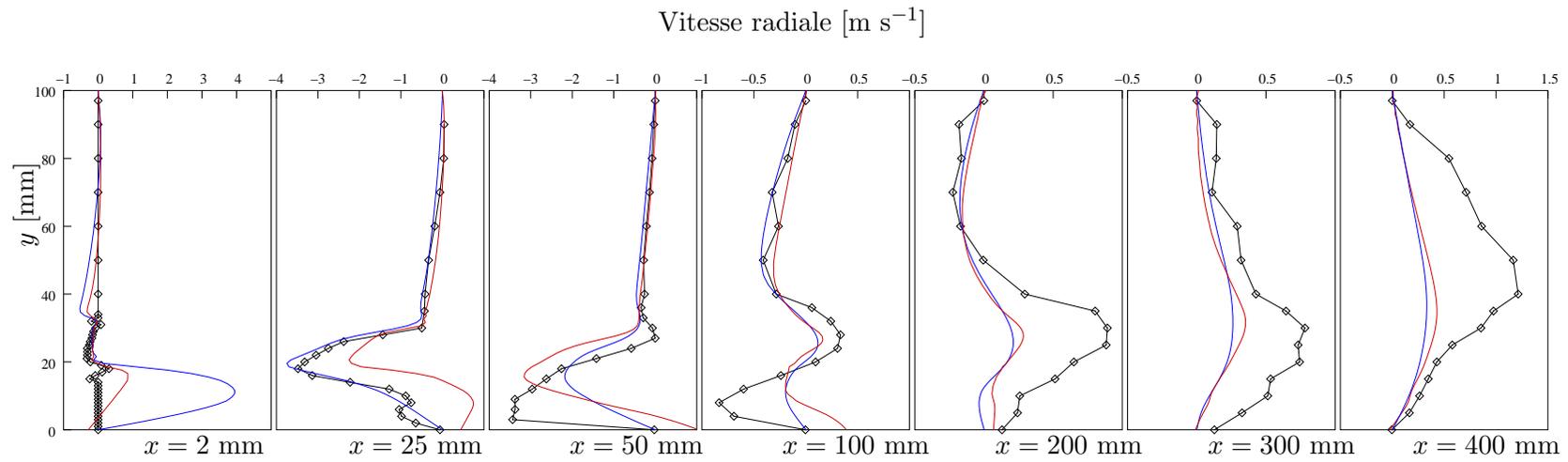


FIG. B.3 – Comparaison des profils de vitesse radiale  $v$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge).

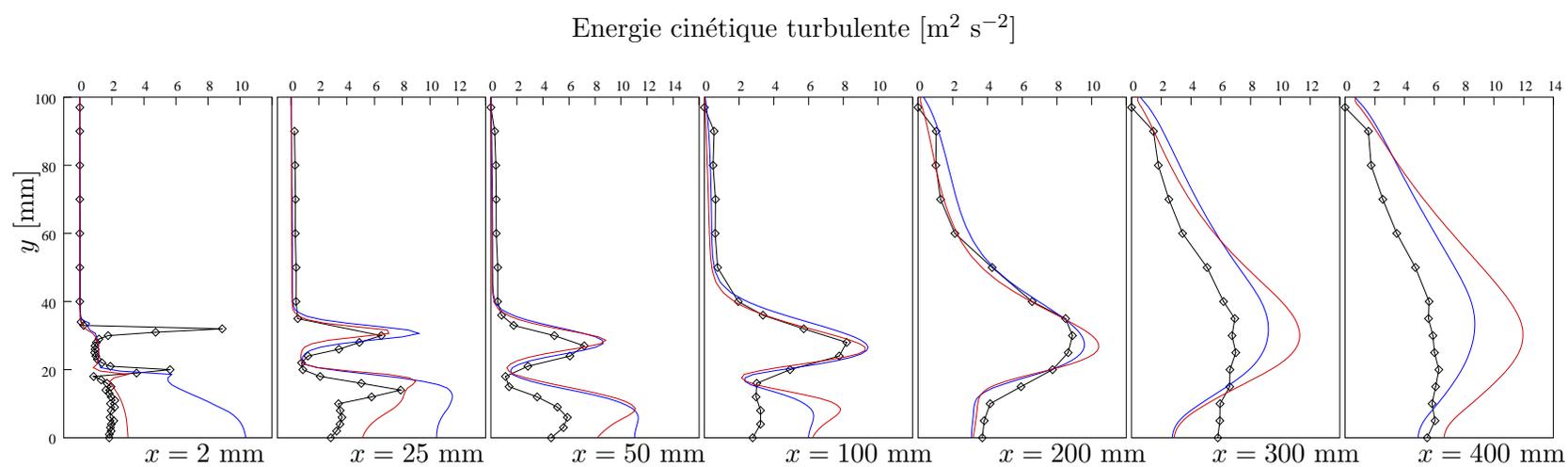


FIG. B.4 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente  $k$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec modèle SST (courbe en bleu) et le calcul avec modèle BSL du second ordre (courbe en rouge).

## B.2 Influence des pertes thermiques aux parois

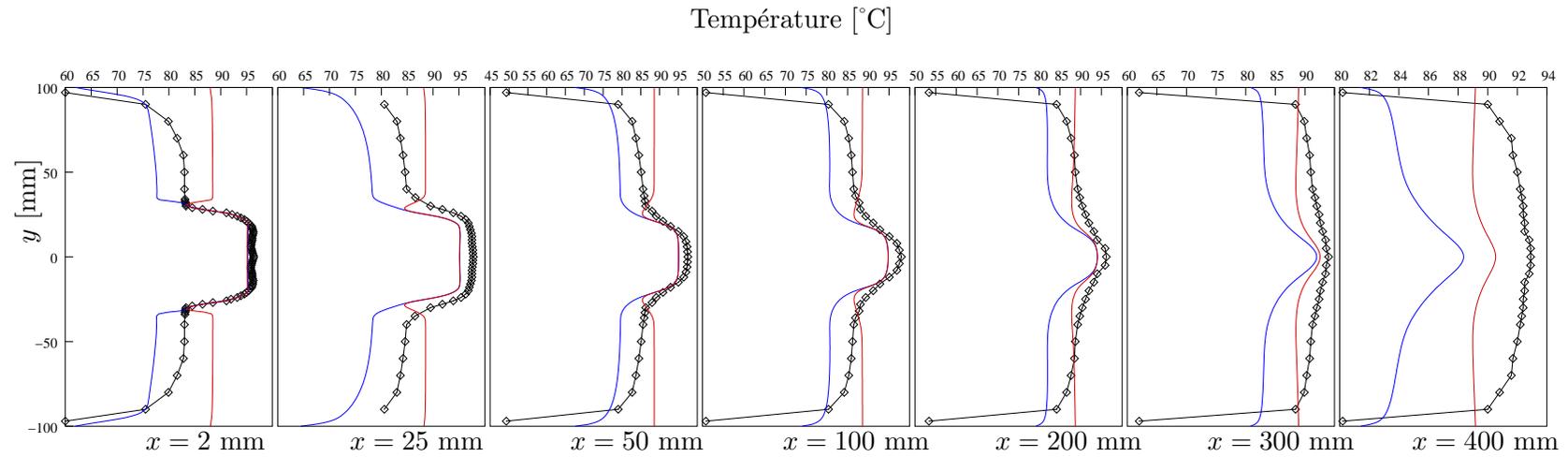


FIG. B.5 – Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial avec échanges de chaleur aux parois (courbe en bleu) et le calcul avec parois adiabatiques (courbe en rouge).

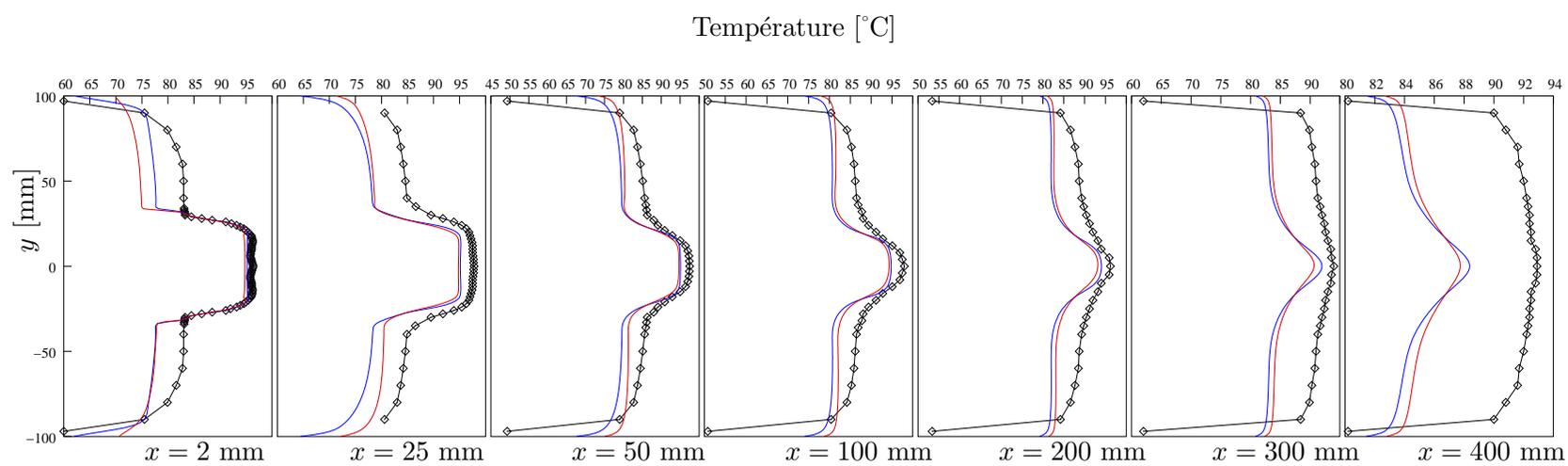


FIG. B.6 – Comparaison des profils de température, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge).

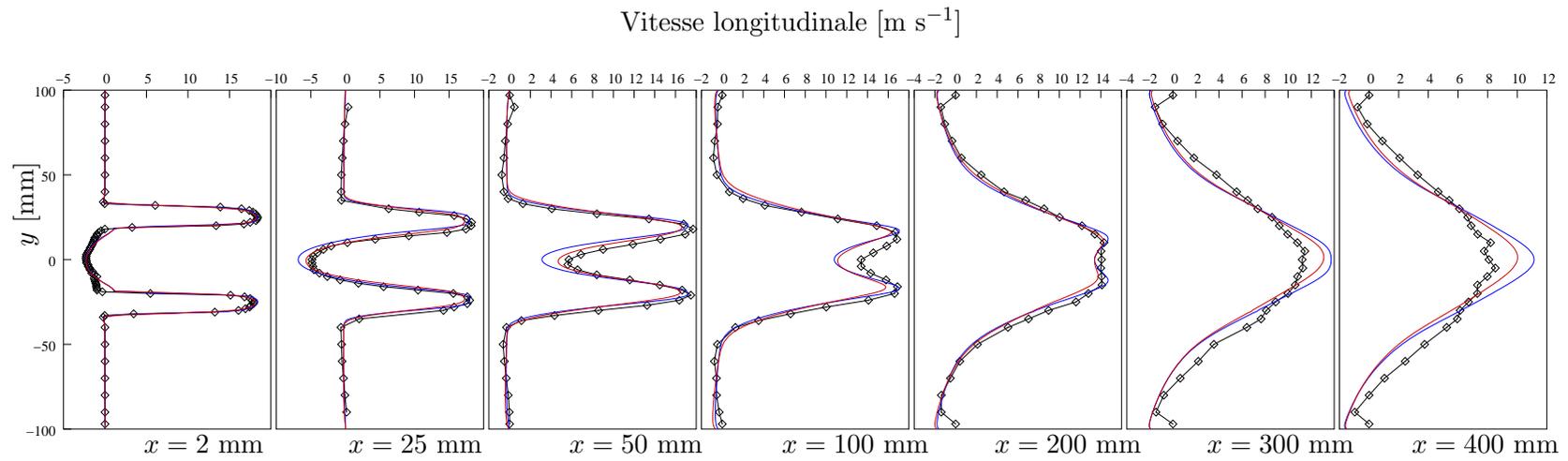


FIG. B.7 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale  $u$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge).

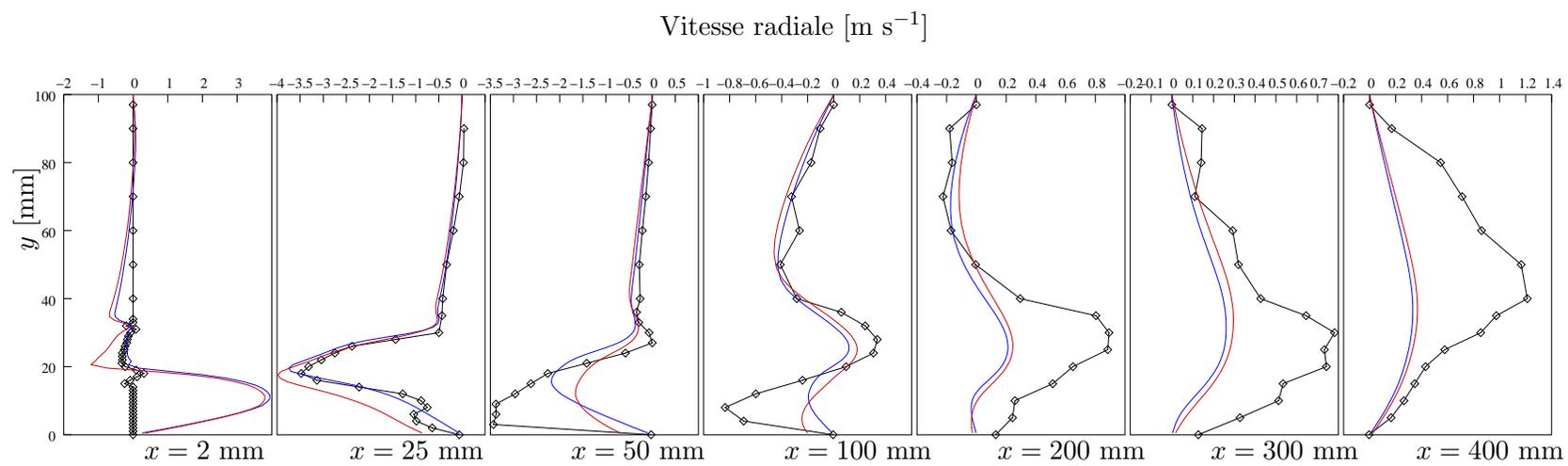


FIG. B.8 – Comparaison des profils de vitesse radiale  $v$ , à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul initial (courbe en bleu) et le calcul avec prise en compte des parois (courbe en rouge).

### B.3 Evolution du diamètre de Sauter des gouttes

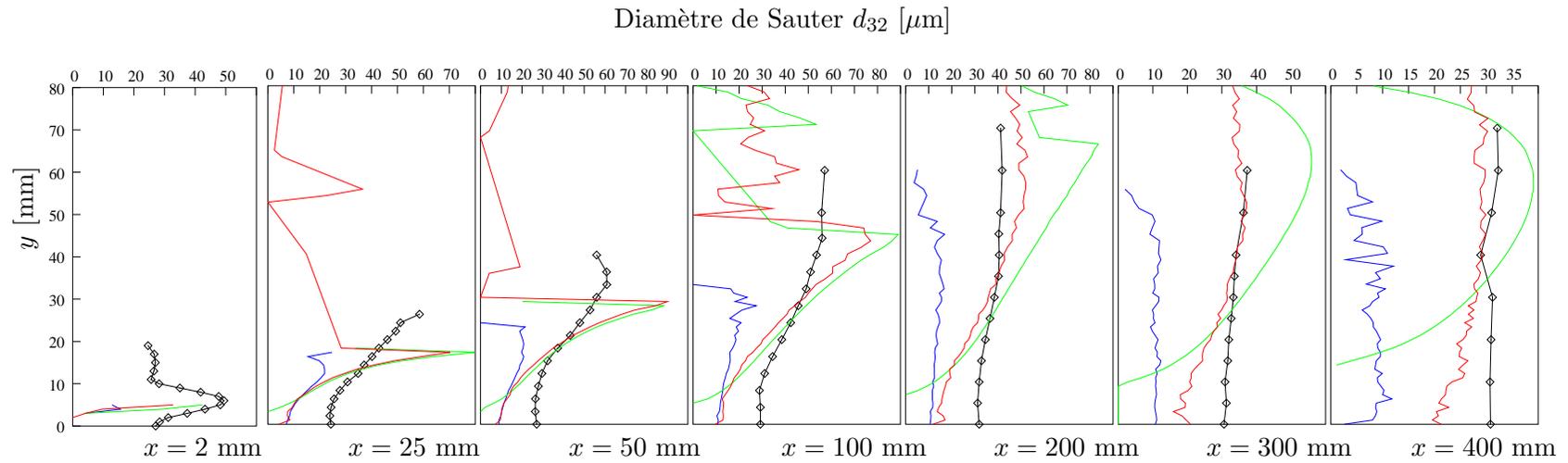


FIG. B.9 – Comparaison des profils de diamètre de Sauter des gouttes, à différentes abscisses, entre les données expérimentales (courbe en noir), le calcul avec distribution initiale (courbe en bleu), le calcul avec calage de la distribution sur les valeurs expérimentales (courbe en vert) et le calcul avec prise en compte de la dispersion turbulente (courbe en rouge).

# Analyse du phénomène d'amortissement de la vitesse radiale

---

## C.1 Equations résolues par CFX

Si l'on reprend d'une façon générale l'équation en moyenne de Reynolds pour la vitesse radiale (composante  $V$  suivant  $y$ ), on a :

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \frac{\partial U_k \rho V}{\partial x_k} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial x_k} \right) - \left[ \frac{\partial \rho \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \rho \overline{v'w'}}{\partial z} \right] + S_{M_y},$$

où  $S_{M_y}$  représente le terme source de quantité de mouvement projeté suivant  $y$ .

Dans cette équation, le terme entre crochet pose le problème de fermeture et fait intervenir les termes  $\tau_{12} = \overline{u'v'}$ ,  $\tau_{22} = \overline{v'^2}$  et  $\tau_{23} = \overline{v'w'}$  du tenseur de Reynolds. Suivant le modèle de turbulence retenu on a des expressions différentes pour ces termes. C'est de ces expressions que naît l'amortissement sur la vitesse moyenne  $V$ .

Cependant, suivant le type de modèle que l'on choisit (2 équations ou du second ordre), l'expression des termes du tenseur de Reynolds est plus ou moins compliquée. En effet, pour un modèle à 2 équations, les termes du tenseur de Reynolds sont "aggrégés" dans l'énergie cinétique turbulente  $k$ . On peut alors difficilement agir sur un terme particulier puisqu'on risque d'influer aussi sur les autres termes du tenseur de Reynolds. Par contre lorsqu'on utilise un modèle du second ordre qui définit des équations de transports pour chacun des termes du tenseur de Reynolds, on a plus de liberté pour agir. A titre d'exemple, prenons le cas du modèle BSL. Avec ce modèle l'équation de transport sur les termes du tenseur de Reynolds s'écrit de façon générale :

$$\frac{\partial \rho \tau_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial U_k \rho \tau_{ij}}{\partial x_k} = -\rho P_{ij} + \frac{2}{3} \beta' \rho \omega k \delta_{ij} - \rho \Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma^*} \right) \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right],$$

avec  $\Pi_{ij}$  la corrélation sur les contraintes de pression qui est :

$$\Pi_{ij} = \beta' C_1 \omega (\tau_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij}) - \hat{\alpha} (P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij}) - \hat{\beta} (D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij}) - \hat{\gamma} k (S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij}).$$

Dans ces équations, on voit apparaître les tenseurs  $P_{ij}$ ,  $D_{ij}$  et  $S_{ij}$  qui ont les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} P_{ij} &= \tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \\ D_{ij} &= \tau_{ik} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \tau_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}, \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned}$$

Les constantes du modèle sont :

$$\begin{aligned} \beta' &= 0.09 & \hat{\gamma} &= \frac{60C_2 - 4}{55} \\ \hat{\alpha} &= \frac{8 + C_2}{11} & C_1 &= 1.8 \\ \hat{\beta} &= \frac{8C_2 - 2}{11} & C_2 &= 0.52 \end{aligned}$$

Même en réduisant les équations précédentes pour les termes non-diagonaux du tenseur de Reynolds, il est difficile de déduire le terme prépondérant qui agit sur l'amortissement de la vitesse moyenne  $V$ . Il faudrait pour cela se pencher de façon plus précise sur les hypothèses faites pour modéliser la phénoménologie de la turbulence.

## C.2 Analyse en coordonnées cylindriques

Nous avons vu précédemment les termes du tenseur de Reynolds qui interviennent dans l'expression de l'équation sur la vitesse  $V = U_y$ . Cependant, si on reste en cartésien, on ne peut tenir compte facilement des propriétés de l'écoulement de l'expérience de Sommerfeld et Qiu qui s'apparente à un jet rond. Pour tirer parti des propriétés axisymétriques du jet, il nous faut écrire les équations sur la vitesse en coordonnées cylindriques. Pour ce faire on repart de l'équation générale de conservation de la quantité de mouvement qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p - \nabla \cdot \tau + S_{mvt}, \quad (\text{C.1})$$

où  $\mathbf{u}$  représente le vecteur vitesse de composantes  $(u_r, u_\theta, u_z)$  en cylindrique,  $\tau$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $p$  le champ de pression et  $S_{mvt}$  l'ensemble des sources de quantité de mouvement. Dans cette équation les opérateurs  $\nabla \cdot$  et  $\nabla$  représentent respectivement la divergence et le gradient.

### C.2.1 Equation sur $U_r$

Pour obtenir l'équation relative à la vitesse radiale  $u_r$  il nous faut projeter l'équation (C.1) suivant le vecteur directeur radial. Cependant, avant de faire cette projection, nous devons obtenir les expressions en coordonnées cylindriques des opérateurs que sont la divergence  $\nabla \cdot$  et le gradient  $\nabla$ . pour un tenseur symétrique quelconque  $T$  et un scalaire  $s$ . Dans [8], on a pour ces deux opérateurs les expressions suivantes pour la direction radiale :

$$\begin{aligned} [\nabla \cdot T]_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r T_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{T_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z}, \\ [\nabla s]_r &= \frac{\partial s}{\partial r}. \end{aligned}$$

En utilisant ces expressions avec l'équation générale de conservation de la quantité de mouvement projetée suivant la direction radiale (C.1), on obtient :

$$\frac{\partial \rho u_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u_r u_\theta) - \frac{\rho u_\theta^2}{r} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_r u_z) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right] + S_{mvt_r}. \quad (\text{C.2})$$

Dans cette équation, on voit apparaître certains termes du tenseur des contraintes visqueuses. Dans le cas d'un fluide newtonien comme l'air, on a en coordonnées cylindriques les expressions suivantes pour ces termes [8] :

$$\begin{aligned} \tau_{rr} &= -\mu \left[ 2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right], \\ \tau_{r\theta} &= -\mu \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{u_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right], \\ \tau_{\theta\theta} &= -\mu \left[ 2 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right], \\ \tau_{rz} &= -\mu \left[ \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right], \end{aligned}$$

avec

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z}.$$

Dans le cadre d'une analyse en moyenne de Reynolds de l'équation sur la vitesse radiale, on écrit les composantes de la vitesse et la pression sous la forme de la somme d'un champ moyen et d'une fluctuation soit :

$$\begin{aligned} u_r &= U_r + u'_r, \\ u_\theta &= U_\theta + u'_\theta, \\ u_z &= U_z + u'_z, \\ p &= P + p'. \end{aligned}$$

Pour les termes du tenseur des contraintes visqueuses, en tenant compte des propriétés de linéarité et de commutativité avec les dérivées de l'opérateur de prise de moyenne, on s'aperçoit

que  $\overline{\tau_{ij}}$  est égal à  $\tau_{ij}$  formé à partir du champ de vitesse moyen, et de même pour la fluctuation  $\tau'_{ij}$ . Pour les autres termes présents dans l'équation sur la vitesse radiale (C.2), on a les décompositions suivantes :

$$\begin{aligned} u_\theta^2 &= U_\theta^2 + u_\theta'^2 + 2U_\theta u_\theta', \\ \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u_r^2) &= \frac{\partial}{\partial r}(r\rho U_r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u_r'^2) + 2\frac{\partial}{\partial r}(r\rho U_r u_r'), \\ \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u_r u_\theta) &= \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho U_r U_\theta) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho u_r' u_\theta') + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho U_r u_\theta') + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho U_\theta u_r'), \\ \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_r u_z) &= \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_r U_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_r' u_z') + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_r u_z') + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z u_r'). \end{aligned}$$

Pour obtenir une équation sur la vitesse radiale moyenne, il nous faut prendre la moyenne de l'équation globale sur la vitesse radiale (C.2). Pour cette prise de moyenne on utilise quelques propriétés de l'opérateur de moyenne, notamment la commutativité avec les dérivées, la linéarité et aussi le fait que  $\overline{u'_i} = 0$  et que  $\overline{U_i u'_j} = 0$  puisque  $U_i$  est déjà une quantité moyennée. On considère également que  $\rho$  peut être considéré comme un scalaire vis-à-vis de la prise de moyenne. A l'aide de ces hypothèses, l'équation sur  $U_r$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho U_r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho \overline{u_r'^2}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho U_r U_\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho \overline{u_r' u_\theta'}) - \frac{\rho U_\theta^2}{r} - \frac{\rho \overline{u_\theta'^2}}{r} \\ + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_r U_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \overline{u_r' u_z'}) = -\frac{\partial P}{\partial r} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\tau_{rr}}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{\tau_{r\theta}}}{\partial \theta} - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} + \frac{\partial \overline{\tau_{rz}}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_r}}, \end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho U_r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho U_r U_\theta) - \frac{\rho U_\theta^2}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_r U_z) + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho \overline{u_r'^2}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho \overline{u_r' u_\theta'}) \right. \\ \left. - \frac{\rho \overline{u_\theta'^2}}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \overline{u_r' u_z'}) \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\tau_{rr}}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{\tau_{r\theta}}}{\partial \theta} - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} + \frac{\partial \overline{\tau_{rz}}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_r}}. \quad (\text{C.3}) \end{aligned}$$

Les termes dans le crochet du membre de gauche de (C.3) posent le problème de fermeture de l'équation sur la vitesse radiale moyenne. Il s'agit des termes du tenseur de Reynolds en coordonnées cylindriques.

### C.2.2 Equation sur $U_z$

D'une façon similaire, à partir de (C.1), on peut obtenir en projetant suivant  $z$ , une équation pour la vitesse axiale  $u_z$ . Pour cela, on utilise les expressions des projections suivant  $z$  des opérateurs de gradient et de divergence données par [8] :

$$\begin{aligned} [\nabla \cdot T]_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rT_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}, \\ [\nabla s]_z &= \frac{\partial s}{\partial z}. \end{aligned}$$

L'équation sur la vitesse radiale  $u_z$  s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho u_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u_\theta u_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z^2) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_z}}, \quad (\text{C.4})$$

avec

$$\begin{aligned} \tau_{rz} &= -\mu \left[ \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right], \\ \tau_{\theta z} &= -\mu \left[ \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \right], \\ \tau_{zz} &= -\mu \left[ 2 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \right], \end{aligned}$$

et

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z}.$$

En utilisant le même procédé de prise de moyenne que précédemment sur l'équation (C.4), on aboutit à l'équation sur la vitesse moyenne axiale  $U_z$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r U_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho U_\theta U_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z^2) + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u_r' u_z'}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{\rho u_\theta' u_z'}) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho u_z'^2}) \right] = -\frac{\partial P}{\partial z} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rz}}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{\tau_{\theta z}}}{\partial \theta} + \frac{\partial \overline{\tau_{zz}}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_z}}. \quad (\text{C.5}) \end{aligned}$$

### C.2.3 Hypothèses simplificatrices du jet rond

On vient d'établir les équations pour  $U_r$  et  $U_z$  de façon générale en cylindrique. Cependant, vu que l'écoulement monophasique dans le cas de l'expérience de Sommerfeld & Qiu [73], s'apparente au développement d'un jet rond dans le cylindre, quelques hypothèses simplificatrices peuvent être employées.

En effet, si on se réfère à [56], dans un jet rond, la vitesse radiale en norme  $U_r$  est souvent très inférieure à la vitesse axiale en norme  $U_z$ . De fait l'évolution des quantités moyennées est plus importante dans la direction radiale que dans la direction axiale. On peut alors considérer que les gradients suivant la direction axiale sont négligeables devant ceux dans la direction radiale. Pour ceux suivant  $\theta$ , du fait du caractère axisymétrique de l'écoulement, on peut également les considérés comme nuls.

Sous ces hypothèses l'équation (C.3) sur  $U_r$  peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho U_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r^2) - \frac{\rho U_\theta^2}{r} + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u_r'^2}) - \frac{\overline{\rho u_\theta'^2}}{r} \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rr}}) - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} \right] + \overline{S_{mvt_r}}.$$

De même pour  $U_z$  à partir de (C.5) on a :

$$\frac{\partial \rho U_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r U_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (r \overline{\rho u_r' u_z'}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rz}}) + \overline{S_{mvt_z}}.$$

On peut également simplifier les expressions des termes du tenseur des contraintes visqueuses sous la forme :

$$\begin{aligned}\overline{\tau_{rr}} &= -\mu \left[ \frac{4}{3} \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{U_r}{r} \right], \\ \overline{\tau_{\theta\theta}} &= -\mu \left[ \frac{4}{3} \frac{U_r}{r} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_r}{\partial r} \right], \\ \overline{\tau_{rz}} &= -\mu \frac{\partial U_z}{\partial r}.\end{aligned}$$

On a alors :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rr}}) - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} = -\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{2\mu}{3} \left( 2 \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{U_r}{r} \right) \right] - \frac{2\mu}{3r} \left[ \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{U_r}{r} \right],$$

et

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rz}}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial U_z}{\partial r} \right).$$

Finalement dans l'équation sur  $U_r$ , on n'a plus que  $\overline{u_r'^2}$  et  $\overline{u_\theta'^2}$  qui interviennent pour piloter l'amortissement de la vitesse moyenne. Sur  $U_z$ , c'est  $\overline{u_r' u_z'}$  qui joue un rôle prépondérant. Cependant ces équations simplifiées ne sont utilisables que lorsque l'écoulement est pleinement développé. Dans le cas de l'expérience monophasique, c'est surtout les zones de recirculation qui posent des problèmes d'amortissement de la vitesse radiale. Or dans ces zones-là, on ne peut simplifier tous les termes en  $\frac{\partial}{\partial z}$ , les termes faisant intervenir  $u_z'$  ou  $U_z$  pouvant devenir important.

### C.2.4 Equations réduites

En restreignant le champ d'application des hypothèses précédentes, on obtient de nouvelles équations sur  $U_r$  et  $U_z$  :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho U_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r^2) - \frac{\rho U_\theta^2}{r} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_r U_z) + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \overline{u_r'^2}) - \frac{\rho \overline{u_\theta'^2}}{r} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{u_r' u_z'}) \right] \\ = -\frac{\partial P}{\partial r} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rr}}) - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} + \frac{\partial \overline{\tau_{rz}}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_r}}, \\ \frac{\partial \rho U_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r U_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z^2) + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \overline{u_r' u_z'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{u_z'^2}) \right] \\ = -\frac{\partial P}{\partial z} - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\tau_{rz}}) + \frac{\partial \overline{\tau_{zz}}}{\partial z} \right] + \overline{S_{mvt_z}}.\end{aligned}$$

Les termes du tenseur des contraintes visqueuses s'écrivent sous cette hypothèse :

$$\begin{aligned}\overline{\tau_{rr}} &= -\frac{2\mu}{3} \left[ 2\frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{U_r}{r} - \frac{\partial U_z}{\partial z} \right], \\ \overline{\tau_{\theta\theta}} &= -\frac{2\mu}{3} \left[ 2\frac{U_r}{r} - \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{\partial U_z}{\partial z} \right], \\ \overline{\tau_{zz}} &= -\frac{2\mu}{3} \left[ 2\frac{\partial U_z}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rU_r) \right], \\ \overline{\tau_{rz}} &= -\mu \frac{\partial U_z}{\partial r}.\end{aligned}$$

Dans l'équation sur  $U_r$ , le crochet des termes visqueux s'écrit globalement :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\tau_{rr}}) - \frac{\overline{\tau_{\theta\theta}}}{r} + \frac{\partial \overline{\tau_{rz}}}{\partial z} = -\frac{4\mu}{3} \left[ \frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{U_r}{r^2} \right] - \frac{\mu}{3} \frac{\partial^2 U_z}{\partial r \partial z}.$$

De même pour l'équation sur  $U_z$ , on a :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\tau_{rz}}) + \frac{\partial \overline{\tau_{zz}}}{\partial z} = -\mu \left[ \frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial^2 U_r}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{U_r}{r} \right) \right].$$

Or, si on considère que  $\frac{\partial U_r}{\partial z}$  est petit et que  $\frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2}$ , on obtient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\tau_{rz}}) + \frac{\partial \overline{\tau_{zz}}}{\partial z} = -\mu \left[ \frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial r} \right].$$



## *Eléments sur les similitudes*

---

Pour que les résultats de ces essais sur maquette puissent être extrapolés à l'échelle 1 avec une certaine confiance, un soin particulier doit être apporté au traitement des similitudes. L'objet de cette annexe est ainsi d'envisager des similitudes applicables au cas d'un système d'aspersion d'eau en tunnel.

Concernant les similitudes pour les phénomènes liés à l'aspersion d'eau sur un foyer, peu d'articles sont disponibles dans la littérature. Plusieurs articles traitent des similitudes pour les lits fluidisés, bien que ne précisant pas toujours les lois de similitude retenues, ou proposent des méthodologies pour valider une approche par similitudes [26]. Heskestad dans [31] précise les lois de similitudes dans le cas de l'interaction entre un foyer et des gouttes d'eau. Son approche se base sur la conservation de certains nombres adimensionnels pour l'écoulement porteur, et sur la conservation de la trajectoire des gouttes d'eau. Toutes les similitudes sont obtenues à partir de l'écriture des équations régissant le système diphasique, équations nécessairement approchées pour ce qui est du mouvement des gouttes<sup>29</sup>. Une approche basée uniquement sur la conservation des nombres adimensionnels caractéristiques du phénomène semble être plus appropriée pour obtenir des lois de similitude robustes. Une telle approche est développée ici.

### D.1 Analyse dimensionnelle

Dans cette section il s'agit de déterminer les paramètres principaux qui ont une influence sur la dynamique du phénomène d'aspersion d'eau sur un foyer en tunnel. A partir de ces paramètres, on peut former des groupements adimensionnels dont la conservation (ou non) permet d'établir les lois de similitude.

---

<sup>29</sup>. L'équation de mouvement d'une goutte fait intervenir certaines forces (notamment celles relatives à la traînée) dont l'expression dépend du régime de l'écoulement dispersé

### D.1.1 Grandeurs intervenant dans le problème

*A priori*, les grandeurs ayant une influence sur le phénomène sont les suivantes :

$H$	hauteur du tunnel [m]
$S$	section du tunnel [m <sup>2</sup> ]
$L$	longueur du tunnel [m]
$u_\infty$	vitesse du courant d'air longitudinal [m s <sup>-1</sup> ]
$\nu_g$	viscosité cinématique de l'air [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]
$g$	accélération de la pesanteur [m s <sup>-2</sup> ]
$T_\infty$	température ambiante de l'air [K]
$\rho_\infty$	masse volumique de l'air ambiant [kg m <sup>-3</sup> ]
$\dot{Q}$	puissance de l'incendie [W]
$C_{p_g}$	chaleur massique à pression constante de l'air [J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$C_D$	coefficient de traînée des gouttes dans l'air [-]
$d_p$	diamètre caractéristique des gouttes [m]
$u_{ej}$	vitesse d'éjection des gouttes ( $\approx$ vitesse relative) [m s <sup>-1</sup> ]
$\dot{m}_e''$	débit massique d'eau par m <sup>2</sup> [kg s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> ]
$L_v$	chaleur latente de vaporisation de l'eau [J kg <sup>-1</sup> ]
$S_a$	section d'aspersion [m <sup>2</sup> ]

Quelques précisions sont nécessaires pour certaines de ces grandeurs. Concernant la vitesse du courant d'air longitudinal  $u_\infty$ , il s'agit de la mesure de la vitesse longitudinale de l'air suffisamment en amont du foyer pour que l'on puisse considérer l'écoulement comme libre.

Le diamètre caractéristique des gouttes  $d_p$  est une notion difficile à définir. En effet, pour une même distribution de gouttes il peut exister plusieurs diamètres caractéristiques de la taille des gouttes. Ainsi on peut citer la définition de diamètres moyens dans [46] par la formule :

$$d_{ab} = \left( \frac{\sum n_i d_i^a}{\sum n_i d_i^b} \right)^{1/(a-b)}$$

où  $n_i$  représente le nombre de gouttes de diamètre  $d_i$ , et où  $a$  et  $b$  sont des valeurs numériques dépendant du phénomène à observer. Le tableau D.1 présente quelques diamètres moyens couramment utilisés. Grant *et al.* dans [27] font état d'autres définitions du diamètre caractéristique, et notamment de la notion de diamètre cumulé en volume, base de la définition des normes américaines sur les systèmes d'aspersion d'eau (NFPA 750 entre autre).

Toujours à propos des paramètres régissant l'aspersion, on définit ici la vitesse d'éjection des gouttes  $u_{ej}$  comme la vitesse moyenne des gouttes à la buse. Cette vitesse est certes différente de la vitesse réelle que vont atteindre les gouttes injectées dans un écoulement établi, mais elle permet une analyse en ordre de grandeur des phénomènes liés à l'injection de gouttes dans

Diamètre moyen	$a, b$	Application
en taille	1,0	comparaisons
en volume	3,0	hydrologie
de Sauter	3,2	transfert de masse

TAB. D.1 – Diamètres moyens courants et leur champ d’application [46].

un écoulement d’air. En général pour la phase dispersée, c’est la vitesse relative par rapport à l’écoulement  $u_r$  qui est considérée. Cependant l’accès à une valeur numérique de  $u_r$  fait intervenir des hypothèses concernant l’entraînement des gouttes par le courant d’air, hypothèses dont on souhaite s’affranchir pour la présente analyse. On considérera ainsi par la suite que la vitesse relative des gouttes est de l’ordre de la vitesse d’éjection  $u_{ej}$ , des valeurs numériques pour cette dernière étant fournies par les constructeurs de systèmes d’aspersion.

Un autre paramètre important lié à la technologie du système d’aspersion est la surface d’aspersion  $S_a$ . Il s’agit de la surface au sol qui peut être atteinte par le système. On a la relation  $S_a \simeq l \times L_a$  où  $l$  représente la largeur du tunnel et  $L_a$  la longueur d’aspersion. Ce dernier paramètre est certes important<sup>30</sup> mais relève plus du savoir-faire technologique du constructeur. C’est pourquoi il n’intervient qu’au travers de  $S_a$  dans la présente analyse dimensionnelle, et sera considéré comme non soumis au changement d’échelle.

### D.1.2 Nombres adimensionnels

Parmi les grandeurs listées précédemment, le coefficient de traînée  $C_D$  des gouttes dans l’air est déjà un nombre adimensionnel en soi. Ainsi, résultant de l’analyse dimensionnelle, le phénomène d’aspersion d’eau sur un foyer en tunnel est régi par 15 paramètres qui font intervenir 4 unités indépendantes. D’après le théorème de Vaschy-Buckingham, on peut alors former 11 nombres adimensionnels qui vont permettre de caractériser le phénomène.

De façon naturelle, on peut former pour la phase porteuse qu’est l’air, les nombres de Reynolds  $Re$  et de Froude  $Fr$  en prenant comme longueur caractéristique la hauteur  $H$  du tunnel. En transposant l’approche aux gouttes (phase dispersée) on obtient  $Re_p$  et  $Fr_p$  qui sont formés avec  $d_p$  comme longueur caractéristique. Ces quatre premiers nombres adimensionnels s’écrivent :

$$\begin{aligned}
 Re &= \frac{u_\infty H}{\nu_g}, & Re_p &= \frac{u_{ej} d_p}{\nu_g}, \\
 Fr &= \frac{u_\infty}{\sqrt{gH}}, & Fr_p &= \frac{u_{ej}}{\sqrt{gd_p}}.
 \end{aligned}$$

Concernant la géométrie du problème on peut introduire trois nouveaux paramètres adimensionnels :

- le rapport d’aspect du tunnel  $R = \frac{S}{H^2}$

30. Il peut jouer un rôle non négligeable sur l’efficacité globale du système d’aspersion

- le rapport hauteur sur longueur  $R^* = \frac{H}{L}$
- le rapport entre la surface au sol totale du tunnel et la surface d'aspersion  $R' = \frac{SL}{HS_a}$

Afin de caractériser les phénomènes aérauliques engendrés par un incendie en tunnel (panache, courant de densité pour le front de fumée, ...), Mos dans [45] introduit la notion de débit de flottabilité. Ce débit (noté  $B$ ) s'exprime en fonction de la puissance de l'incendie  $\dot{Q}$  sous la forme<sup>31</sup> :

$$B = \frac{g\dot{Q}}{\rho_\infty T_\infty C_{pg}}.$$

On peut ainsi introduire le rapport adimensionnel  $B^*$  entre le débit de flottabilité et la géométrie du tunnel :

$$B^* = \frac{B}{g^{3/2} H^{5/2}},$$

soit en utilisant l'expression de  $B$

$$B^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_\infty T_\infty C_{pg} g^{1/2} H^{5/2}}.$$

La présence de gouttes d'eau dans le voisinage de l'incendie engendre des phénomènes d'évaporation. Pour un débit d'eau injectée  $\dot{m}_e''$  sur une surface d'aspersion  $S_a$  donnée, l'évaporation de toutes les gouttes crée un puits de puissance égal à  $L_v S_a \dot{m}_e''$ . Cette perte de puissance est à comparer avec la puissance totale de l'incendie  $\dot{Q}$ . On obtient ainsi un nouveau nombre adimensionnel  $\Upsilon$  qui traduit cette comparaison :

$$\Upsilon = \frac{L_v S_a \dot{m}_e''}{\dot{Q}}.$$

A ce stade nous avons formé 9 nombres adimensionnels. Il reste donc 2 groupements adimensionnels possibles avec les 15 paramètres décrits précédemment. Hormis  $\Upsilon$ , aucun des 9 nombres adimensionnels formés ne témoigne du couplage qu'il existe entre les gouttes et la phase porteuse. Les groupements adimensionnels manquant sont à trouver dans les caractéristiques de ce phénomène de couplage entre les phases (voir section D.3).

## D.2 Similitudes découlant de l'analyse dimensionnelle

Par réduction d'échelle, le paramètre géométrique du tunnel qui doit être conservé est la hauteur  $H$ . Si on appelle  $E$  le facteur d'échelle, la conservation de la hauteur implique la similitude suivante<sup>32</sup> :

$$H \propto E.$$

31. Dans [45],  $B$  est fonction de la puissance convective  $\dot{Q}_{\text{conv}}$  de l'incendie. Pour un incendie en tunnel  $\dot{Q}$  et  $\dot{Q}_{\text{conv}}$  étant du même ordre de grandeur, nous utiliserons la puissance totale  $\dot{Q}$  pour définir  $B$

32. Par la suite, toutes les similitudes seront exprimées en fonction de  $H$

Le rapport d'aspect  $R$  du tunnel doit lui aussi être conservé entre les deux échelles, ce qui mène à la contrainte suivante sur la section :

$$S \propto H^2.$$

Concernant  $R^*$ , sa conservation n'est pas indispensable. En effet, la longueur du tunnel n'a aucune influence sur le phénomène du moment qu'elle est suffisante pour ne pas perturber l'écoulement porteur. Pour  $R'$ , sa conservation implique ainsi une relation de similitude sur la surface d'aspersion :

$$S_a \propto \frac{S}{H} \propto H.$$

Les phénomènes purement relatifs à l'incendie sont caractérisés par les trois nombres adimensionnels  $Re$ ,  $Fr$  et  $B^*$ . L'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement résultant d'un incendie est relative, du moment qu'à l'échelle réduite le nombre de Reynolds a une valeur suffisamment élevée pour que l'écoulement soit considéré comme turbulent. Ainsi, par changement d'échelle, les paramètres à conserver pour reproduire les phénomènes liés à l'incendie à échelle réduite sont le nombre de Froude  $Fr$  et la quantité  $B^*$ . La conservation de ces deux nombres conduit à des lois de similitude sur  $u_\infty$  et  $\dot{Q}$  :

$$u_\infty \propto H^{1/2}$$

et

$$\dot{Q} \propto H^{5/2}$$

L'aspersion d'eau est régie par au moins trois nombres adimensionnels que sont  $Re_p$ ,  $Fr_p$  et  $\Upsilon$ . Cependant,  $Re_p$  et  $Fr_p$  ne font intervenir que des paramètres de la phase dispersée (diamètre et vitesse d'éjection). Pour déterminer des similitudes sur ces paramètres, une analyse complémentaire est nécessaire (voir section D.3). Un paramètre caractérisant l'aspersion peut néanmoins être d'ores et déjà fixé : il s'agit de  $\Upsilon$ . En effet, la conservation du puits de puissance lié à l'évaporation est essentielle pour pouvoir conserver la même efficacité du système d'aspersion sur le foyer par réduction d'échelle. On obtient alors la similitude suivante sur le débit massique d'eau injectée par unité de surface :

$$\dot{m}_e'' \propto \frac{\dot{Q}}{S_a} \propto H^{3/2}.$$

### D.3 Similitudes sur les particules

Le passage à une échelle réduite doit permettre d'observer les mêmes phénomènes que ceux mis en jeu en vraie grandeur. Concernant l'écoulement de la phase dispersée, une attention particulière à ce point doit être portée. En effet, suivant le régime de l'écoulement (dense ou dilué) des phénomènes différents sont mis en jeu. Dans le cas d'un écoulement dilué, le mouvement des particules est régi par la phase porteuse à travers les forces de traînée et de portance,

principalement. A l'inverse, dans le cas d'un écoulement dense, le mouvement des particules est dominé par les collisions entre particules et les phénomènes de coalescence. Le paramètre adimensionnel  $Kn$  dit nombre de Knudsen, permet de déterminer le type de régime pour la phase dispersée. Il est proportionnel au rapport  $Ma/Re_p$  où  $Ma = u_\infty/a_g$  est le nombre de Mach de l'écoulement porteur,  $a_g$  étant la vitesse du son dans le milieu porteur.

Ainsi, si l'on souhaite conserver par réduction d'échelle le même régime d'écoulement dispersé, il faut conserver le nombre de Knudsen  $Kn$ . Tout comme  $Re$  pour l'écoulement porteur, le nombre de Mach est une quantité qui est conservée de façon "automatique". Du fait que  $u_\infty$  est affecté par la réduction d'échelle, la valeur de  $Ma$  est aussi réduite et l'on reste alors dans un écoulement à faible Mach à l'échelle 1 et à l'échelle réduite. La conservation de  $Kn$  passe alors par la conservation de  $Re_p$ . Un autre argument joue en faveur de la conservation de  $Re_p$  par changement d'échelle. Le coefficient de traînée  $C_D$  s'écrit en général sous la forme d'une fonction faisant intervenir  $Re_p$ . Si l'on ne souhaite pas modifier les conditions d'écoulement des gouttes dans l'air, on doit alors conserver la même valeur de  $C_D$  et donc conserver  $Re_p$ .

La conservation de  $Re_p$  par réduction d'échelle introduit les relations de proportionnalité suivantes entre  $d_p$  et  $u_{ej}$  :

$$u_{ej} \propto d_p^{-1} \quad \text{ou} \quad d_p \propto u_{ej}^{-1}.$$

Il convient à présent de trouver une loi de similitude qui permette de relier soit  $d_p$  soit  $u_{ej}$  à  $H$  et ainsi au facteur d'échelle  $E$ .

### D.3.1 Similitude sur $d_p$ : notion de temps caractéristique

Afin de caractériser l'évolution de la vitesse, de la température ou de la masse des gouttes injectées dans un écoulement porteur, on a recours à la notion de temps caractéristique ou temps de réponse [20]. Ces temps de réponse, lorsqu'on les compare à un temps caractéristique de l'écoulement porteur, permettent de former des paramètres adimensionnels qui vont déterminer les phénomènes diphasiques.

**Temps de réponse en vitesse  $\tau_v$  :** Ce temps caractéristique représente le temps nécessaire à une particule pour répondre à un échelon de vitesse de la phase porteuse. L'équation du mouvement d'une particule sphérique dans l'air s'écrit :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_\infty (u_g - u_p) |u_g - u_p|. \quad (\text{D.1})$$

Dans cette équation,  $m_p$  représente la masse de la particule,  $u_p$  sa vitesse, et  $u_g$  est la vitesse de la phase porteuse. Pour en simplifier la forme, on introduit le nombre de Reynolds relatif

$$Re_r = \frac{\rho_\infty d_p}{\mu_g} |u_g - u_p|,$$

et l'expression de  $m_p$

$$m_p = \rho_e \frac{\pi d_p^3}{6},$$

avec  $\rho_e$  la masse volumique des particules et  $\mu_g$  la viscosité dynamique de la phase porteuse. On obtient alors une nouvelle expression de (D.1) :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{18\mu_g C_D Re_r}{\rho_e d_p^2} (u_g - u_p).$$

Dans le cas où  $Re_r$  est faible, ce qui revient à dire pour nous  $Re_p$  faible puisque  $|u_g - u_p| = u_r \simeq u_{ej}$ , on se trouve dans le cadre de l'approximation de l'écoulement de Stokes et on peut considérer que le rapport  $\frac{C_D Re_r}{24}$  est proche de 1. On voit alors apparaître clairement dans l'équation précédente le temps de réponse en vitesse  $\tau_v$  qui s'écrit :

$$\tau_v = \frac{\rho_e d_p^2}{18\mu_g}. \quad (\text{D.2})$$

**Temps de réponse en température  $\tau_T$  :** Ce temps caractérise la réponse d'une particule à un changement de température au sein du fluide porteur. Pour l'obtenir repartons de l'équation de transfert de chaleur pour une particule de température uniforme  $T_p$ . Cette équation s'écrit, en négligeant le rayonnement, sous la forme :

$$m_p C_{pe} \frac{dT_p}{dt} = Nu\pi\lambda_g d_p (T_g - T_p), \quad (\text{D.3})$$

où  $Nu$  est le nombre de Nusselt,  $\lambda_g$  la conductivité thermique du fluide porteur,  $T_g$  sa température au voisinage de la particule, et  $C_{pe}$  la chaleur massique de l'eau. En utilisant l'expression de la masse d'une particule en fonction du diamètre  $d_p$ , l'équation (D.3) se met alors sous la forme :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{Nu}{2} \frac{12\lambda_g}{\rho_e C_{pe} d_p^2} (T_g - T_p).$$

Toujours en supposant  $Re_r \simeq Re_p$  faible, le rapport  $Nu/2$  devient proche de l'unité. On met alors en évidence le temps de réponse en température  $\tau_T$  :

$$\tau_T = \frac{\rho_e C_{pe} d_p^2}{12\lambda_g}. \quad (\text{D.4})$$

**Temps de réponse en masse ou temps d'évaporation  $\tau_{\text{evap}}$  :** Par les phénomènes de diffusion moléculaire et d'évaporation à sa surface, une particule d'eau perd de la masse lors de son mouvement dans le fluide porteur. Cette perte de masse est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dm_p}{dt} = Sh\pi d_p \rho_\infty D_c (x_{v,\infty} - x_{v,s}), \quad (\text{D.5})$$

où  $Sh$  est le nombre de Sherwood,  $D_c$  le coefficient de diffusion moléculaire, et où  $x_v$  désigne la fraction massique de vapeur d'eau soit au niveau de la surface de la goutte ( $x_{v,s}$ ) soit dans l'écoulement ambiant ( $x_{v,\infty}$ ). Dans le cas de l'évaporation on a  $x_{v,s} > x_{v,\infty}$  et l'équation (D.5) traduit bien une perte de masse de la particule.

Si on reprend l'expression de  $m_p$  en fonction du diamètre, l'équation (D.5) peut s'écrire en termes de diamètre pour une particule sphérique :

$$\frac{\pi}{2}\rho_e d_p^2 \frac{d(d_p)}{dt} = Sh\pi d_p \rho_\infty D_c (x_{v,\infty} - x_{v,s}),$$

soit

$$d_p \frac{d(d_p)}{dt} = -\frac{2Sh\rho_\infty D_c}{\rho_e} (x_{v,s} - x_{v,\infty}).$$

En considérant, dans cette dernière équation le second membre comme constant, on obtient une loi d'évaporation dite "en  $d^2$ " :

$$d_p^2(t) = d_p^2(0) - \chi t,$$

où

$$\chi = \frac{4Sh\rho_\infty D_c}{\rho_e} (x_{v,s} - x_{v,\infty}).$$

Le temps d'évaporation  $\tau_{\text{evap}}$  s'écrit alors, dans le cadre d'une analyse en ordre de grandeur :

$$\tau_{\text{evap}} = \frac{d_p^2}{\chi}. \quad (\text{D.6})$$

**Remarque.** Ce temps d'évaporation  $\tau_{\text{evap}}$  n'est utilisable que si l'on suppose  $\chi$  comme constant. Dans le cas de similitudes par réduction d'échelle, il convient d'être prudent. En conservant le nombre de Froude de l'écoulement porteur et le flux de flottabilité adimensionnel  $B^*$ , on a conservation des conditions de température, et donc de pression de vapeur saturante, entre les deux échelles. Du fait que  $x_{v,s}$  soit proportionnel à la pression de vapeur saturante, sa conservation semble acquise. Bien qu'il soit difficile de garantir une humidité relative de l'air ambiant strictement égale entre l'échelle 1 et l'échelle réduite, on peut raisonnablement penser qu'en ordre de grandeur  $(x_{v,s} - x_{v,\infty})$  reste constant par réduction d'échelle. Reste le cas du nombre de Sherwood. La corrélation de Ranz-Marshall sur  $Sh$  (voir équation (2.13)) permet de tenir compte des effets de convection sur l'évaporation d'une goutte. Elle s'écrit  $Sh = 2 + 0.6Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$  où  $Sc$  est le nombre de Schmidt. On voit alors que si  $Re_p$  est conservé alors  $Sh$  est lui aussi conservé par changement d'échelle. Comme nous avons supposé précédemment que  $Re_p$  doit être conservé par changement d'échelle,  $\tau_{\text{evap}}$  devient un temps caractéristique utilisable puisque  $\chi$  est conservé.  $\square$

**Similitude sur  $d_p$  :** D'une façon générale on voit que tous les temps caractéristiques pour les particules sont proportionnels à  $d_p^2$ . Si l'on compare ces temps à un temps caractéristique de l'écoulement porteur, qui peut être un temps macroscopique comme  $H/u_\infty$  par exemple, on obtient des nombres adimensionnels (dits nombres de Stokes) que l'on peut souhaiter conserver. Ainsi, en conservant un de ces nombres de Stokes on obtient une loi de similitude sur  $d_p$  :

$$d_p^2 \propto \frac{H}{u_\infty},$$

soit

$$d_p \propto H^{1/4},$$

du fait que  $u_\infty \propto H^{1/2}$ . De plus, comme on souhaite conserver  $Re_p$ , on obtient alors sur  $u_{ej}$  la similitude suivante :

$$u_{ej} \propto H^{-1/4}.$$

**Remarque.** Ces similitudes vont dans le sens de la technologie puisqu'on a une variation de la vitesse d'éjection inversement proportionnelle au diamètre des gouttes. En effet, afin de créer des gouttes de faible diamètre, il faut une pression à la buse, nécessaire pour l'atomisation, importante ce qui implique une forte vitesse d'éjection. Inversement pour produire des gouttes d'un diamètre plus important, la pression nécessaire étant plus faible, la vitesse d'éjection est moindre.  $\square$

Le temps caractéristique de l'écoulement retenu pour établir cette similitude sur  $d_p$  est un temps macroscopique, un autre temps caractéristique étant envisageable suivant les phénomènes que l'on souhaite voir conserver. Un temps caractéristique propre à la turbulence ou à la combustion pourrait être plus adapté pour adimensionnaliser le temps d'évaporation  $\tau_{evap}$ .

### D.3.2 Similitude sur $u_{ej}$

Il est difficile de trouver une relation adimensionnelle liant  $u_{ej}$  aux caractéristiques de l'écoulement porteur. En effet, la façon dont la vitesse des particules joue sur les phénomènes de transport et d'échange de chaleur est délicate à analyser. On peut cependant former des groupements adimensionnels se rapportant à un paramètre cinétique des gouttes : la vitesse terminale  $u_{e,\infty}$ .

Cette vitesse se définit comme la vitesse maximale que peuvent atteindre les particules dans un écoulement porteur au repos. Elle s'exprime sous la forme :

$$u_{p,\infty} \simeq g\tau_v,$$

avec  $\tau_v$  le temps de réponse en vitesse des particules. Dans cette relation l'égalité est atteinte en introduisant un facteur correctif dépendant de  $Re_p$ . Par son expression, la vitesse terminale est reliée au temps de réponse en vitesse des particules. Du fait que, comme vu précédemment,  $\tau_v$  s'exprime en fonction de  $d_p$ , on obtient la proportionnalité suivante entre  $u_{p,\infty}$  et  $d_p$  :

$$u_{p,\infty} \propto d_p^2.$$

En comparant cette vitesse terminale à la vitesse de la phase porteuse  $u_\infty$ , on obtient un groupement adimensionnel qu'il peut être intéressant de conserver. On aboutit ainsi à la relation :

$$u_{p,\infty} \propto u_\infty,$$

d'où

$$d_p^2 \propto H^{1/2}.$$

On retrouve alors la similitude sur  $d_p$  précédente :  $d_p \propto H^{1/4}$ .

## D.4 Récapitulatif des lois de similitude

Dans cette section on va récapituler les différentes lois de similitude présentées précédemment, en les exprimant à partir du facteur d'échelle  $E$ . Parmi les 15 paramètres intervenant dans le problème, listés lors de l'analyse dimensionnelle, seuls 8 sont soumis à des lois de similitude par changement d'échelle. En effet, les constantes physiques (au nombre de 5) ne sont pas concernées par le changement d'échelle tout comme la longueur du tunnel  $L$  et la température ambiante  $T_\infty$ . Cette dernière ne joue pas de rôle dans les phénomènes physiques du moment qu'aux deux échelles elle est du même ordre et supérieure à 273 K (point de fusion de l'eau).

Concernant les paramètres géométriques que sont  $H$ ,  $S$  et  $S_a$  on a les similitudes suivantes :

$$H \propto E, \quad (\text{D.7})$$

$$S \propto E^2, \quad (\text{D.8})$$

$$S_a \propto E. \quad (\text{D.9})$$

La vitesse de l'écoulement porteur est déterminée par :

$$u_\infty \propto E^{1/2}. \quad (\text{D.10})$$

Pour ce qui est des transferts d'énergie ( $\dot{Q}$  et  $\dot{m}_e''$ ), on a :

$$\dot{Q} \propto E^{5/2}, \quad (\text{D.11})$$

$$\dot{m}_e'' \propto E^{3/2}. \quad (\text{D.12})$$

Les paramètres relatifs à la distribution de gouttes s'expriment de la façon suivante :

$$d_p \propto E^{1/4}, \quad (\text{D.13})$$

$$u_{ej} \propto E^{-1/4}. \quad (\text{D.14})$$

Ces similitudes sont une première approche du phénomène. En effet, elles découlent de la conservation de certains groupements adimensionnels. Notamment pour ce qui est des similitudes sur les gouttes, d'autres temps caractéristiques pour former un nombre de Stokes peuvent être employés, comme par exemple l'échelle de temps de Kolmogorov  $\tau_K = \sqrt{\frac{\nu_g}{\varepsilon}}$  (voir [48]) où  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. De même pour obtenir des similitudes sur la vitesse des gouttes. Dans ce cas-là on peut faire intervenir le groupement mis en évidence

---

dans [69, 68] qui compare la force de traînée des gouttes à la quantité de mouvement issue du panache de l'incendie.

Il apparaît évidemment que, suivant le phénomène que l'on cherche à représenter par changement d'échelle, les similitudes sont différentes. Dans le cas de l'aspersion d'eau dans un tunnel, le nombre de phénomènes entrant en jeu est relativement important ce qui peut engendrer des règles de similitudes discordantes.



# ***Comparaison des calculs CFD avec les essais sur maquette au CSTB***

---

Cette annexe présente les comparaisons obtenues entre les calculs CFD monophasiques de la phase “sèche” et les essais réalisés dans le tunnel du CSTB au niveau des différentes sections de mesure de la température.

## **E.1 Calculs menés pour une vitesse d’extraction de $1 \text{ m s}^{-1}$**

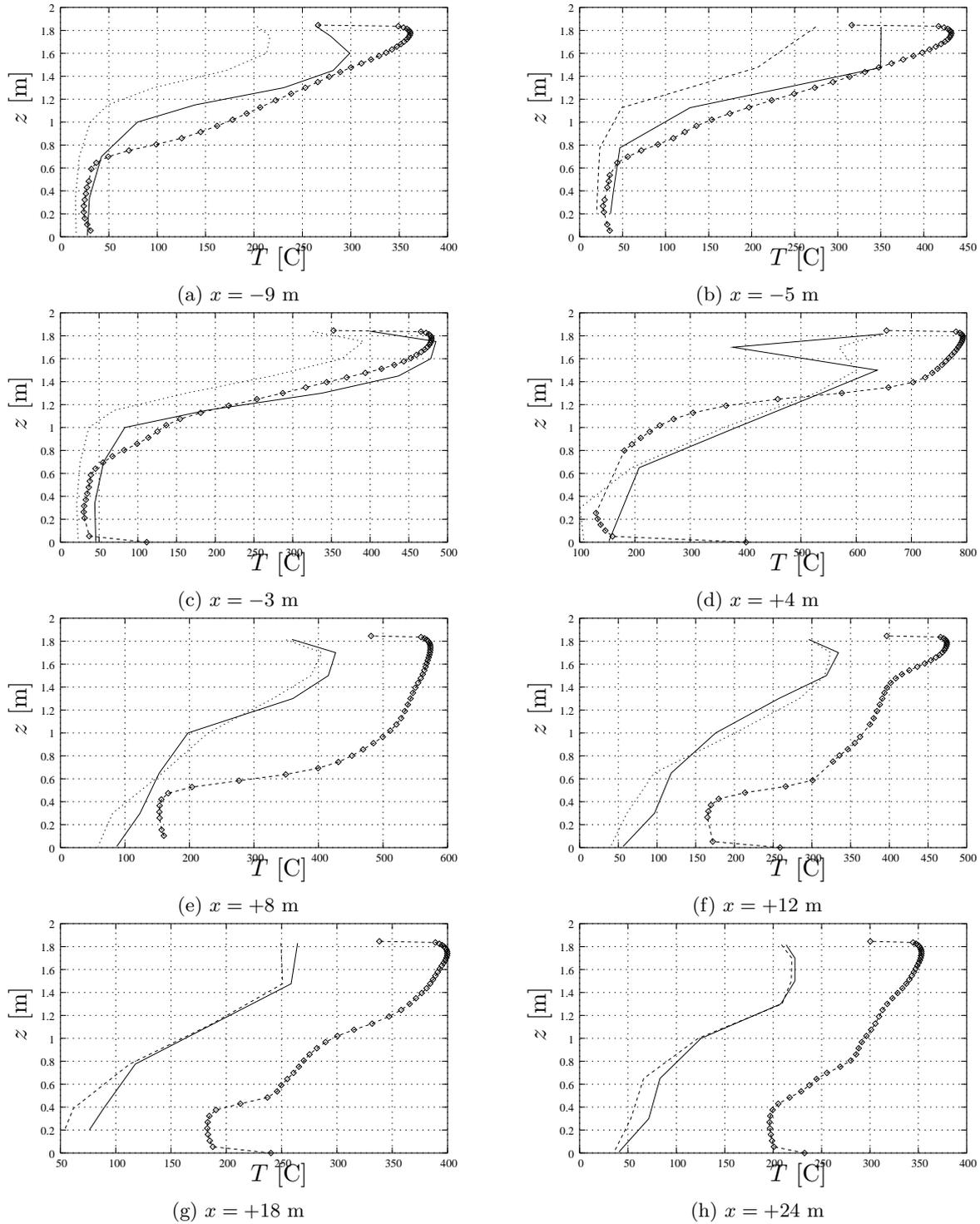


FIG. E.1 – Comparaison entre le calcul (modélisation initiale – symboles) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température sur l'axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire).

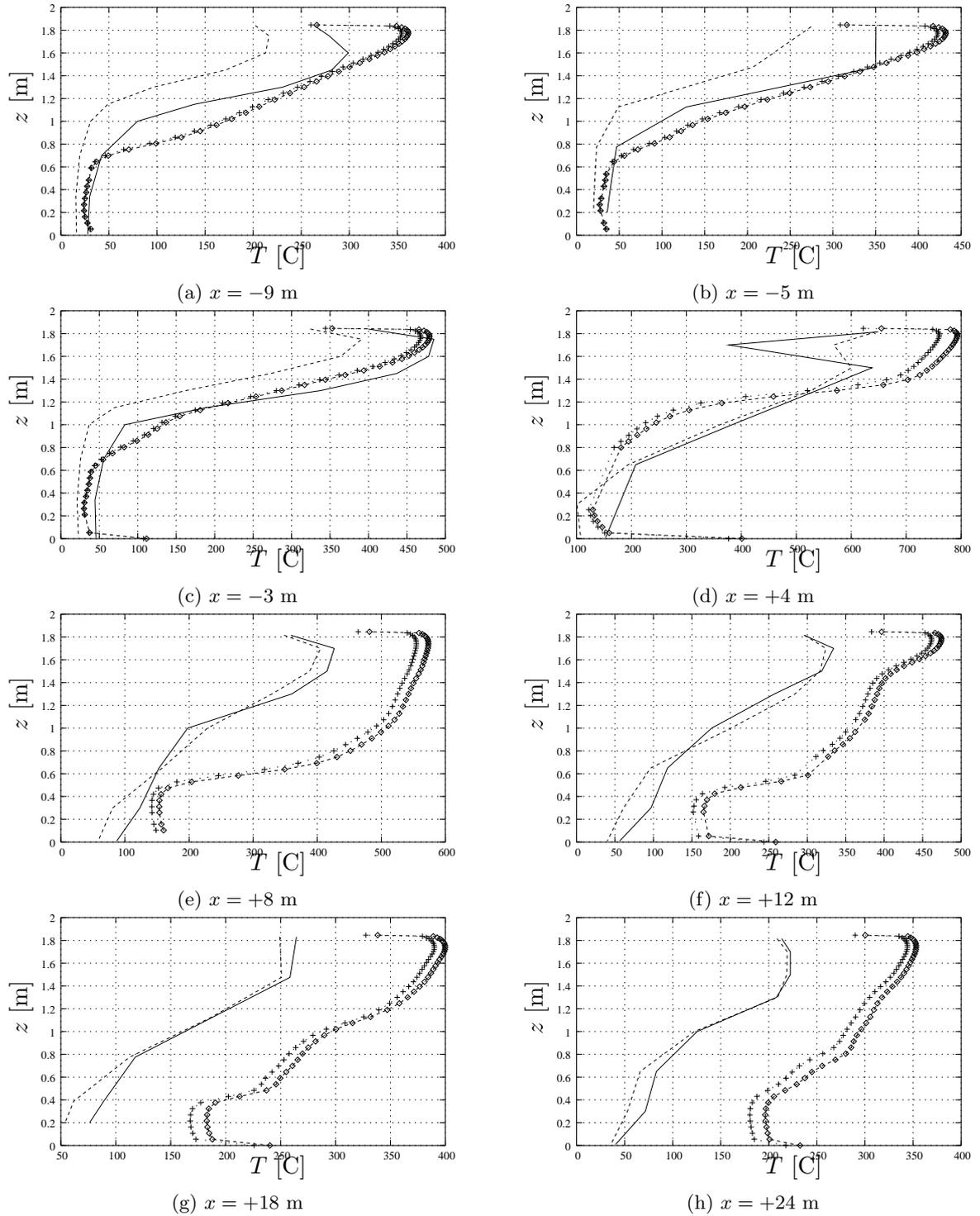


FIG. E.2 – Comparaison entre le calcul avec prise en compte des imbrûlés (+), le calcul initial ( $\diamond$ ) et les données expérimentales (essai 01 en trait plein et moyenne des essais en pointillés). Profils verticaux de température sur l'axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire).

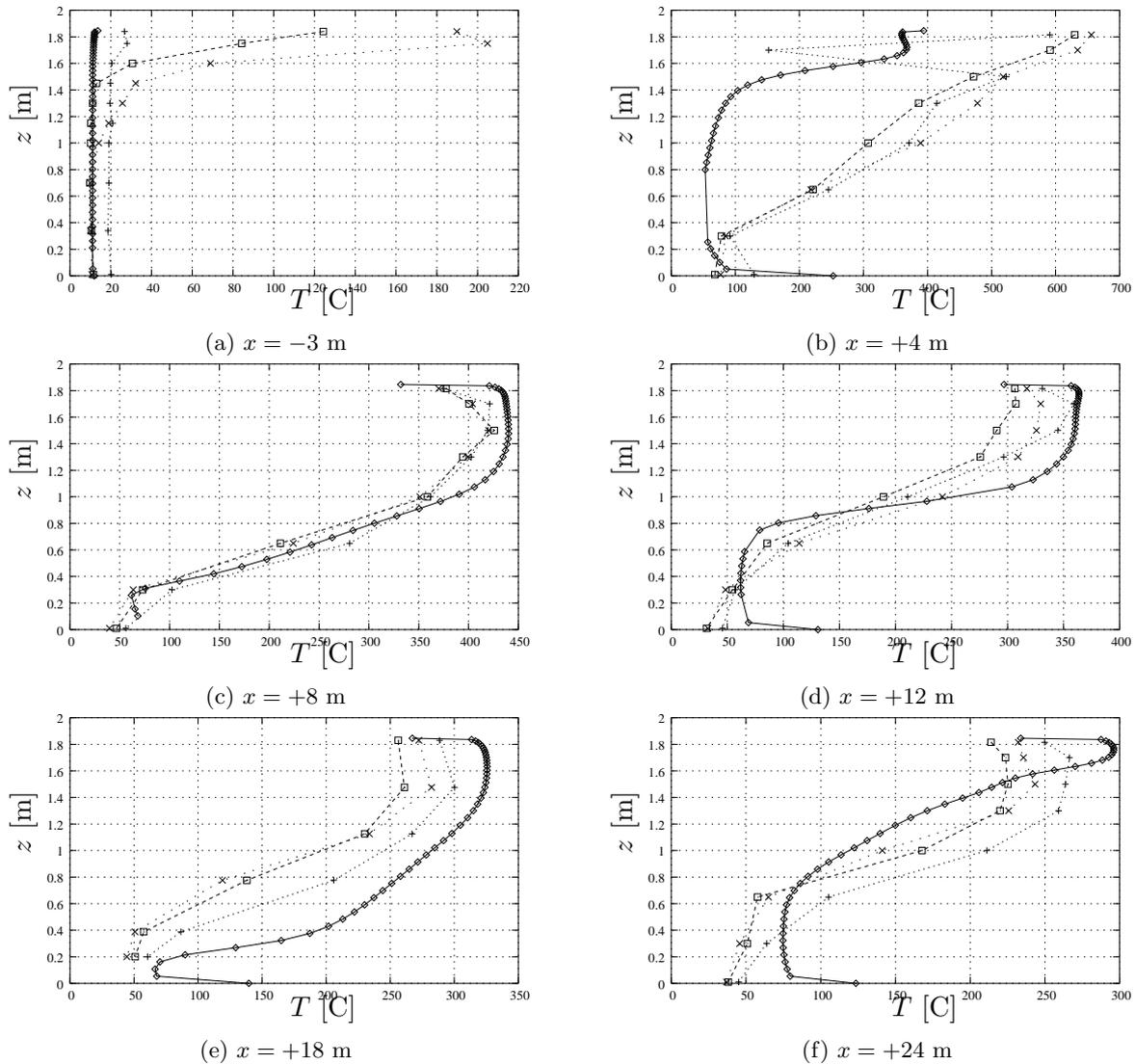
E.2 Calculs menés pour une vitesse d'extraction de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ 

FIG. E.3 – Comparaison entre le calcul (vitesse de  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  – trait plein) et les données expérimentales (pointillés). Profils verticaux de température sur l'axe médian du tunnel pour différentes abscisses le long du tunnel (régime stationnaire).



## Etudes sur les systèmes fixes d'aspersion d'eau en tunnel

**Résumé :** Les systèmes fixes par aspersion d'eau sont souvent cités comme un moyen pour améliorer le niveau de sécurité dans les tunnels routiers. Cependant, leurs effets sur un incendie en tunnel et les interactions possibles avec le système de ventilation sont encore mal connus. Le travail présenté ici vise à étudier l'action de ces systèmes par une approche phénoménologique de l'évaporation et l'utilisation d'un modèle CFD tridimensionnel. L'emploi d'un code CFD incluant des modèles diphasiques repose sur la simulation de deux situations expérimentales : une expérience académique de spray évaporant et des essais d'incendie avec aspersion dans un tunnel à échelle réduite. Les résultats obtenus sont relativement satisfaisants, en utilisant une modélisation Euler-Lagrange pour l'écoulement diphasique. L'influence du système d'aspersion sur la propagation de la couche de fumée est plus particulièrement étudiée. Cependant, ce type de modélisation nécessite des données d'entrée d'un niveau difficilement accessible sans avoir recours à une expérience de caractérisation des buses. Une approche plus phénoménologique, à intégrer dans un modèle unidimensionnel, est envisagée comme alternative.

**Mots-clés :** systèmes fixes par aspersion d'eau, écoulement diphasique, modélisation CFD, essais d'incendie, comparaison expérimentale, sécurité dans les tunnels routiers.

## Assessment of water based fixed fire suppression systems in tunnels

**Abstract :** Water based fixed fire suppression systems are often listed as systems that may improve user safety in road tunnels. However, their effects on a tunnel fire and the possible interactions with the ventilation system are still roughly known. The work presented herein aims at assessing the impact of such systems by both a phenomenological approach of evaporation and a three-dimensional CFD code use. This numerical attempt relies on experimental data provided by both an academic experiment on an evaporating spray and fire tests performed in a tunnel at intermediate scale. The results obtained within an Euler-Lagrange framework for the two-phase flow can be considered as satisfactory. The water based system impact on smoke layer propagation is studied in details. However, such modelling requires high level input data that can only be obtained through nozzle characterisation experiments. A more phenomenological approach that can be integrated in a 1D model has also been derived.

**Keywords:** water based fixed fire suppression system, two-phase flow, CFD modelling, fire tests, experimental data comparison, road tunnel safety.