

Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection : Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative

Anthony Collin

▶ **To cite this version:**

Anthony Collin. Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection : Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative. Autre. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2006. Français. NNT : 2006NAN10053 . tel-01754338

HAL Id: tel-01754338
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01754338

Submitted on 30 Mar 2018

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.

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Faculté des Sciences et Techniques - UFR Sciences et Techniques de la Matière et des Procédés
École Doctorale EMMA (Énergétique, Mécanique, MAtériaux) - ED 409
Département de Formation Doctorale : Mécanique Énergétique

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le mardi 04 juillet 2006

présentée pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Henri Poincaré – Nancy 1

en Mécanique et Énergétique

par

Anthony Collin

Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative

Composition du jury

Président :	J.P. Vantelon	Directeur de recherche, LCD ENSMA-Poitiers
Rapporteurs :	G. Flamant	Directeur de recherche, CNRS PROMES-Odeillo
	B. Porterie	Professeur, IUSTI École Polytechnique Universitaire de Marseille
Examinateur :	R. Vaillon	Chargé de recherches, CETHIL INSA-Lyon
Directeurs de thèse :	P. Boulet	Professeur, LEMTA UHP-Nancy
	G. Parent	Maître de conférences, LEMTA UHP-Nancy
Invité :	M. Lebey	Maître de conférences, LMPG Université du Havre

Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée — UMR 7563
Groupe Énergie - Équipe Transfert Radiatif - Faculté des Sciences et Techniques - BP 239 - 54506 Vandœuvre-lès-Nancy

Bonne lecture.

“ Je me suis fait un serment : entre toutes les nécessités du temps présent, entre tous les problèmes, j’en choisirai un auquel je consacrerai tout ce que j’ai d’intelligence, tout ce que j’ai d’âme, de cœur, de puissance physique et morale, c’est le problème de l’éducation du peuple”

Jules Ferry (1832, Saint Dié - 1893, Paris), Paris le 10 avril 1870.

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA - UMR 7563), et plus particulièrement dans l'équipe de la faculté des sciences et techniques de Nancy, dirigée par Monsieur Gérard JEANDEL.

Je tiens tout d'abord à remercier très chaleureusement, mes encadrants, Messieurs Pascal BOULET (directeur de thèse) et Gilles PARENT (co-directeur de thèse) de m'avoir fait confiance pour cette longue et ambitieuse étude, mais aussi pour la qualité de l'encadrement dont j'ai bénéficié pendant ces quelques années.

Je souhaite également témoigner toute ma sympathie aux membres de cette équipe avec lesquels j'ai travaillé dans une excellente ambiance. Ils ont toujours su se rendre disponibles pour m'écouter. Merci à Mademoiselle Laetitia SOUDRE, Messieurs Fatmir ASLLANAJ, Nacer BEROUR (toi qui nous regarde maintenant de là haut !), Xavier BRIGE, Sébastien FUMERON, Gérard JEANDEL, David LACROIX, Bernard MONOD et André WARIN ainsi qu'aux nombreuses autres personnes, non citées ici, qui ont travaillé un jour ou un autre au laboratoire.

Je tiens également à adresser toute ma reconnaissance à Messieurs Benoît OESTERLE (LEMTA) et Olivier SERO-GUILLAUME (LEMTA) pour leurs grandes disponibilités et la qualité de leurs conseils qui m'ont permis d'évoluer dans mon travail.

J'exprime toute ma gratitude à Messieurs Jean Louis CONSALVI (IUSTI) et Rodolphe VAILLON (CETHIL) pour les échanges fructueux que j'ai eus avec eux durant ma thèse.

Je suis en particulier très sensible à l'honneur que m'ont fait Messieurs Gilles FLAMANT, Michel LEBEY, Bernard PORTERIE et Jean-Pierre VANTELON d'avoir bien voulu participer à mon jury de thèse et d'avoir examiné mon travail.

Que mes parents, Françoise et Pierre, trouvent en ces lignes toute la reconnaissance qui leur est due, de m'avoir toujours encouragé dans mes choix et de m'en avoir donné les moyens pour y arriver. Encore un grand grand MERCI !

Que Floriane soit également remerciée pour sa bonne humeur et son soutien toujours présent et qui a toujours été pour moi une source de motivations importante et encourageante.

Je remercie également les volontaires pour la relecture de ce mémoire, par ordre alphabétique, David, Fatmir, Floriane, Françoise, Gilles, Pascal et Valérie, merci encore pour votre aide et votre patience.

Enfin je dédie ce mémoire à tous mes proches et plus particulièrement à ceux qui ne sont plus là, mais qui auraient été fiers de savoir ce que je suis devenu.

Vandœuvre lès Nancy - le 05 mai 2006



Anthony Collin

Table des matières

Liste des abréviations **ix**

Nomenclature **xi**

Introduction générale **xvii**

1 Présentation de la problématique liée à la protection incendie xvii

2 Bilan des études antérieures. Bibliographie spécifique sur les rideaux d'eau . . xx

3 Les caractéristiques des sprays xxiii

3.1 Définitions xxiii

3.2 Différents types de buses xxiv

3.3 Caractérisation d'une tuyère xxvi

4 Introduction aux outils de simulation applicables aux sprays. Bibliographie étendue xxviii

4.1 Aspects hydrodynamiques et thermiques xxix

4.2 Transfert radiatif à travers les sprays xxx

5 Méthodologie adoptée xxxii

Partie I Simulation eulérienne - lagrangienne **1**

Chapitre 1 Suivi lagrangien **5**

1.1 Établissement des équations liées à une particule 5

1.1.1 Le modèle lagrangien 5

1.1.2 L'équation du mouvement 6

1.1.3 Bilan de masse effectué sur la goutte 10

1.1.4 L'équation de la chaleur 15

1.1.5 Évolution de la température au sein de la particule 16

1.2 Modèles de dispersion 18

1.2.1 Généralités 18

1.2.2 Modélisation des fluctuations de vitesses 19

1.2.3 Modélisation des fluctuations de température 23
1.3 Mise en œuvre numérique du suivi lagrangien 24
1.3.1 Pas d'intégration 24
1.3.2 Correction pour obtenir le débit volumique 25
1.3.3 Choix du nombre de particules à lancer 26
1.3.4 Mode de calcul des statistiques 26

Chapitre 2 Simulation eulérienne **29**
2.1 Établissement des équations liées à l'écoulement d'air 29
2.1.1 Conservation de la masse 29
2.1.2 Conservation de la vapeur d'eau 30
2.1.3 Équation de conservation de l'énergie 30
2.1.4 Conservation de la quantité de mouvement - modèle RANS 31
2.1.5 Modélisation du phénomène de turbulence 32
2.1.6 Synthèse du modèle choisi 34
2.2 Méthode des volumes finis appliquée à la simulation eulérienne 35
2.2.1 Méthode générale 35
2.2.2 Conditions aux limites 36
2.2.3 Validation 38

Chapitre 3 Couplage du suivi lagrangien à la simulation eulérienne et résolution numérique **41**
3.1 Couplage des différents modèles 41
3.1.1 Échanges de quantités de mouvement 41
3.1.2 Échanges de chaleur par convection 41
3.1.3 Modification de la turbulence 42
3.2 Résolution numérique des équations couplées 43
3.2.1 Algorithme de résolution 43
3.2.2 Évaluation de la convergence des résultats 44
3.2.3 Technique de sous relaxation 45

Annexe A Validation sur le suivi lagrangien **47**
A.1 Validation du modèle d'évaporation 47
A.2 Validation du modèle de dispersion 51

Annexe B Propriétés physiques et lois de mélange **57**
B.1 Propriétés physiques 57
B.2 Lois de mélange 60

Partie II Transfert radiatif dans les milieux semi-transparents 63

Chapitre 4 Propriétés radiatives d'une pulvérisation 67

4.1 Détermination des propriétés radiatives des gouttes par la théorie de Mie . . 67

4.1.1 Établissement du modèle de Mie 69

4.1.2 Calcul des facteurs d'efficacité 70

4.1.3 Détermination des propriétés radiatives pour un ensemble de gouttes . 71

4.2 Détermination des propriétés radiatives des gaz par le modèle Ck 77

4.2.1 Quelques modèles pour les gaz 77

4.2.2 Formalisme mathématique du modèle Ck 78

Chapitre 5 Résolution du transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo 85

5.1 Méthode de Monte Carlo 85

5.1.1 Envoi de quanta 86

5.1.2 Évolution des quanta dans le milieu 89

5.1.3 Densités et divergence de flux radiatifs 92

5.2 Validation des modèles radiatifs 92

5.2.1 Détermination de facteurs de forme par la méthode de Monte Carlo . 92

5.2.2 Cas d'un milieu gris absorbant et diffusant 93

5.3 Étude de sensibilité sur les différentes techniques de méthode de Monte Carlo 94

5.3.1 Présentation des cas de comparaisons 94

5.3.2 Bilan des comparaisons 96

5.3.3 Rapidité de convergence de la MMC 2.2 98

Chapitre 6 Sensibilité au phénomène de diffusion par les gouttes 99

6.1 Résultats d'une étude préliminaire 99

6.2 Les limites de certaines méthodes numériques 102

6.2.1 Renormalisation de la fonction de phase 102

6.2.2 Problème de la renormalisation 104

6.2.3 Comparaison sur les méthodes de résolution 107

6.2.4 Bilan de l'influence des renormalisations 111

6.3 Tests sur l'approximation Delta Eddington 112

6.3.1 Approximation Dirac-Delta ou Delta Eddington 112

6.3.2 Bilan sur l'approximation Delta Eddington 118

Annexe C Équation du Transfert Radiatif 119

C.1 Définition de la luminance 119

C.2 Décomposition angulaire 120

C.3 Établissement de l'ETR 120
C.4 Calculs de densités et de divergences de flux radiatifs 123

Annexe D Méthodes numériques pour résoudre l'ETR **125**
D.1 Méthodes des ordonnées discrètes 125
D.2 Méthode des volumes finis 127
D.3 Similitude entre la MOD et la MVF 131

Partie III Résultats de simulations numériques **133**

Chapitre 7 Simulation numérique de sprays isolés **137**
7.1 Étude de la pulvérisation TP 400 067 à 1,5 bars 137
7.1.1 Comparaison sur la dynamique du spray 137
7.1.2 Comparaison sur l'atténuation spectrale du spray 148
7.2 Étude de la pulvérisation TP 400 067 à 2,6 bars 152
7.2.1 Comparaison sur la dynamique du spray 152
7.2.2 Comparaison sur le transfert radiatif au travers du spray 154
7.3 Études de sensibilité 155
7.3.1 Approche par une monodispersion 155
7.3.2 Influence du débit 158
7.3.3 Influence du diamètre moyen de Rosin Rammler 159
7.3.4 Influence de la dispersion turbulente 160
7.3.5 Influence de l'humidité absolue 163
7.3.6 Influence des termes sources de la modulation de la turbulence 164

Chapitre 8 Étude de l'atténuation du rayonnement par des rampes **169**
8.1 Étude d'une rampe 170
8.2 Évolution de l'atténuation en fonction du débit 179
8.3 Étude de doubles rampes 181
8.4 Évolution en fonction de la granulométrie 184
8.5 Évolution en fonction des angles d'injection des gouttes 187

Conclusions et perspectives **189**

Bibliographie **197**

Index **209**

Liste des abréviations

ADF : Absorption Distribution Coefficient
ASTRRE : Atténuation des Sources Thermiques Radiatives par Rideaux d'Eau

BERGAMOTE : Balance for Energy and Radiation Generating an Attenuation Model - Optimization of the Total Extinction

CDSD : Carbon Dioxide Spetroscopic Databank
CEREN : Centre d'Essais et de Recherche de l'ENtente
CETHIL : Centre de Thermique de l'INSA de Lyon
CFD : Computational Fluid Dynamics
Ck : Correlated k
CNPP : Centre National de Prévention et de Protection

DE : Delta Eddington

EIM : Eddy Interaction Model
ETR : Equation du Transfert Radiatif

FDS : Fire Dynamics Simulator
FSCK : Full Spectrum Correlated K
FTIR : Fourier Transform Infrared Spectrometer

GGDH : Generalized Gradient Diffusion Hypothesis
GRT : Global Rainbow Thermometry

HG : Henyey Greenstein
HITRAN : HIgh resolution TRANsmission
HR : Humidité Relative

ITC : Institut des Technologies Chimiques de Lyon
IVK : Institut Von Karman

LAS : Linear Anisotropic Scattering
LBL : Line-By-Line
LEMTA : Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
LEVM : Linear Eddy Viscosity Model

MCT : HgCdTe, Tellurure de Cadmium et Mercure
MIRABELLES : Modeling of Infrared Radiation Attenuation - Building of an Eulerian Lagrangian Linked Equation Solution
MMC : Méthode de Monte Carlo

MOD : Méthode aux Ordonnées Discrètes
MP : Miroir plan
MS : Miroir sphérique
MVF : Méthode des Volumes Finis

NIST : National Institute of Standards and Technology

QUETSCHES : QUantitative Evaluation of Transmittance through a SCHield Erected by Sprays

RANS : Reynolds Average Navier Stokes

SED : Simple Eddy Diffusivity
SLW : Spectral Line-based Weighted sum of gray gases
SMD : Sauter Mean Diameter
SNB : Statistical Narrow Band

TDMA : Tri Diagonal Matrix Algorithm
THI : Turbulence Homogène Isotrope

Nomenclature

Grandeurs

$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air, [m^2 s^{-1}]
$\mathcal{F}(Z)$	Quantité d'eau par mètre en fonction de l'abscisse Z, [m^3 d'eau m^{-1}]
$\mathcal{Q}$	Énergie transportée par un quantum, [W]
$\mathcal{S}$	Élément de surface, [m^2]
$\mathcal{V}$	Élément de volume, [m^3]
A_e	Section d'entrée de la buse, [m^2]
A_o	Section de sortie de la buse, [m^2]
A_C	Nombre d'accélération, [s^{-1}]
A_m	Coefficient du polynôme de Legendre d'ordre m, [-]
a_n	Coefficient de Mie, [-]
A_t	Atténuation, [-]
B_M	Coefficient de transfert de masse de Spalding, [-]
b_n	Coefficient de Mie, [-]
B_T	Coefficient de transfert thermique de Spalding, [-]
C_0	Constante de Kolmogorov
C_cor	Facteur correctif du débit simulé par rapport au débit réel, [-]
C_euler	Coefficient de sous relaxation pour la simulation eulérienne, [-]
C_lagrange	Coefficient de sous relaxation pour les termes sources, [-]
C_N	Coefficient de décharge, [-]
C_B	Paramètre pour le terme de force historique, [-]
C_F	Coefficient de frottement, [-]
C_i	Forme intégrée du cosinus directeur selon la composante i, [sr]
C_p	Capacité calorifique, [J kg^{-1} K^{-1}]
C_V	Paramètre pour le terme de force de masse ajoutée, [-]
$C_\mathrm{traînée}$	Coefficient de traînée, [-]

d	Diamètre, [m]
d_0	Diamètre de l'orifice de sortie de la tuyère, [m]
$d_{\ln}$	Diamètre moyen de la loi Log Normale, [m]
d_{rr}	Diamètre moyen de la loi de Rosin Rammler, [m]
D_n	Dérivée logarithmique, [-]
D_{10}	Diamètre arithmétique moyen, [m]
D_{20}	Diamètre surfacique moyen, [m]
D_{30}	Diamètre volumique moyen, [m]
D_{32}	Diamètre de Sauter moyen, [m]
d_i	Diamètre de la $i$ème classe de gouttes, [m]
D_{pq}	Diamètre moyen, [m]
$F(x)$	Fonction de répartition de la variable x, [-]
f	Part de diffusion vers l'avant dans l'approximation Delta Eddington, [-]
$f(d)$	Loi de distribution de la fraction volumique en fonction du diamètre, [m^{-1}]
F_{N}	Nombre de débit, [$\mathrm{m}^3\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{Pa}^{-1/2}$]
f_i	Poids de la $i$ème composante du schéma de Carlson Lathrop, [-]
F_M	Facteur correctif pour le transfert de masse, [-]
F_T	Facteur correctif pour le transfert de chaleur, [-]
f_v	Fraction volumique, [m^3 d'une espèce m^{-3} d'air]
$F_{i\to j}$	Facteur de forme entre les surfaces i et j, [-]
$g(k)$	Fonction de distribution cumulée de k, [-]
G	Terme de luminance intégrée, [$\mathrm{W/m}^2$]
g	Paramètre d'asymétrie de la fonction de phase de Henyey Greenstein, [-]
h	Coefficient de convection, [$\mathrm{W\ m}^{-2}\ \mathrm{K}^{-1}$]
K	Coefficient de perte de charge, [m d'eau]
k	Indice d'absorption, [-]
$k(\lambda)$	Coefficient spectral d'absorption réduit, [m^{-1}]
K_{c}	Coefficient de transfert de masse global, [$\mathrm{m\ s}^{-1}$]
k_{f}	Énergie cinétique turbulente, [$\mathrm{m}^2\ \mathrm{s}^{-2}$]
L	Luminance, [$\mathrm{W\ m}^{-2}\ \mathrm{sr}^{-1}$]
L^0	Luminance du corps noir, [$\mathrm{W\ m}^{-2}\ \mathrm{sr}^{-1}$]
L_f	Échelle intégrale de longueur longitudinale, [m]
L_v	Chaleur latente d'évaporation, [$\mathrm{J\ kg}^{-1}$]

m Masse, [kg]

m_{app} Masse apparente, [kg]

N Densité volumique de particules, [m^{-3}]

n Indice de réfraction, [-]

n^* Indice complexe de réfraction, [-]

n_λ Nombre de longueurs d'onde, [-]

$N_{\text{absorbé}}$ Nombre de quanta ayant une partie de leur énergie absorbée dans une cellule considérée, [-]

N_{euler} Nombre d'itérations pour un cycle eulérien, [-]

$N_{\text{frontière}}$ Nombre de quanta ayant traversé un élément de frontière considéré, [-]

$N_{\text{particules}}$ Nombre de particules suivies pour un cycle lagrangien, [-]

N_{quanta} Nombre de quanta lancés, [-]

N_c Nombre de classes de diamètre, [-]

n_d Nombre de directions de la quadrature directionelle, [-]

n_g Nombre de points utilisés pour la quadrature du modèle Ck, [-]

N_i Densité de gouttes de la classe de diamètre i, [m^{-3}]

n_i Nombre de gouttes de la classe de diamètre i, [-]

$p\,(x)$ Densité de probabilité de la variable x, [-]

P Fonction de phase, [-]

P_r Pression, [kg s^{-2} m^{-2}]

P_{Lm} Fonction de Legendre d'ordre m, [-]

Q_{l} Quantité de chaleur échangée par convection et évaporation, [J s^{-1}]

$Q_{\text{évap}}$ Débit massique d'eau évaporée, [kg s^{-1}]

Q_r Flux radiatif, [W]

$Q_{\lambda\text{abs}}$ Efficacité spectrale d'absorption, [-]

$Q_{\lambda\text{diff}}$ Efficacité spectrale de diffusion, [-]

$Q_{\lambda\text{ext}}$ Efficacité spectrale d'extinction, [-]

Q_v Débit volumique, [m^3 s^{-1}]

R Résidu, [-]

r Abscisse radiale, [m]

R_λ Fonction source spectrale, [W m^{-4} sr^{-1}]

R_i Nombre aléatoire tiré pour la détermination de la variable i, [-]

S_1, S_2 Fonctions d'amplitude complexe, [-]

S_i	Distance d'interaction basée sur l'élément i, [m]
S_p	Terme source modélisant la contribution des particules, [-]
T	Température, [K]
t	Temps, [s]
T_θ^*	Échelle intégrale temporelle de température du fluide vu par la particule, [s]
T_i^*	ième composante de l'échelle intégrale du fluide vu par la particule, [s]
T_r	Transmittance, [-]
T_L	Échelle lagrangienne du fluide, [s]
T_{mE}	Échelle mobile eulérienne du fluide, [s]
u	Fluctuation de vitesse de la phase fluide, [m s^{-1}]
u_p	Parcours de pression, $u_p = f_v P_r \Delta s$, [Pa m]
U_s	Vitesse de liquide à la surface de la particule, [m s^{-1}]
$V_\mathrm{éjec}$	Vitesse d'éjection des particules, [m s^{-1}]
w_i	Poids d'une quadrature associé au point i, [-]
x_p	Paramètre de taille, [-]
Y	Humidité absolue, [kg de vapeur d'eau kg^{-1} d'air sec]

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique, [m^2 s^{-1}]
β	Coefficient d'extinction, $\beta = \kappa + \sigma$, [m^{-1}]
χ	Variable aléatoire de moyenne 0, [-]
$\delta(x)$	Fonction Dirac, [-]
δ_ln	Paramètre de dispersion de la loi Log Normale, [-]
δ_rr	Paramètre de dispersion de la loi de Rosin Rammler, [-]
δ_M	Épaisseur du film gazeux autour de la gouttelette avec flux de Stefan, [m]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker, [-]
δ_{Mo}	Épaisseur du film gazeux autour de la gouttelette sans flux de Stefan, [m]
ϵ	Émissivité, [-]
ϵ_f	Taux de dissipation visqueuse, [m^2 s^{-3}]
ϵ_m	Facteur correctif sur la direction m pour la renormalisation de Wiscombe, [-]
η	cosinus directeur selon $\vec{e}_z$, [m]
Γ	Constante d'évaporation de Kent, [m^2 s^{-1}]
κ	Coefficient d'absorption, [m^{-1}]
Λ	Conductivité thermique, [W m^{-1} K^{-1}]

μ	Viscosité dynamique, [kg m^{-1} s^{-1}] ou cosinus directeur selon $\vec{e}_x$, [m]
∇	Opérateur de Laplace
ν	Viscosité cinématique, [m^2 s^{-1}]
ω_λ	Albédo spectral, $\omega_\lambda = \sigma_\lambda/\kappa_\lambda$, [-]
Ω	Angle solide, [sr]
Φ	Angle de circonférence, [rad]
Ψ	Variable gaussienne, [-]
ψ_n	Fonction de Riccati - Bessel, [-]
ρ	Masse volumique, [kg m^{-3}]
σ	Coefficient de diffusion, [m^{-1}]
σ_b	Constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma_\mathrm{b} = 5{,}67{\cdot}10^{-8}$, [W m^{-2} K^{-4}]
σ_f	Écart type des fluctuations de vitesse de la phase fluide, [m s^{-1}]
τ	Épaisseur optique, $\tau = \beta\Delta s$, [-]
τ_parcours	Temps de traversée de cellule de la particule, [s]
τ_p	Temps de relaxation dynamique de la particule, [s]
τ_θ	Temps de relaxation thermique de la particule, [s]
Θ	Angle de diffusion, [rad]
θ	Angle azimutal, [rad]
θ_0, φ_0	Angles de la pulvérisation, [rad]
θ_f	Fluctuation de température de la phase fluide, [K]
φ	Angle polaire, [rad]
ξ	Variable gaussienne, [-] ou cosinus directeur selon $\vec{e}_y$, [m]
ζ_n	Fonction de Riccati - Bessel, [-]

Indices

∞	Grandeur considérée loin de la particule
λ	Grandeur spectrale
eff	Grandeur dite “effective”
f	Grandeur relative au fluide
m	Grandeur de mélange
p	Grandeur relative à la particule
r	Grandeur dite “relative”
s	Grandeur relative à la surface de la particule
sat	Grandeur considérée aux conditions de saturation

t	Grandeur turbulente
v	Grandeur relative à la vapeur
x	Composante selon $\vec{e}_x$ de la grandeur considérée
y	Composante selon $\vec{e}_y$ de la grandeur considérée
z	Composante selon $\vec{e}_z$ de la grandeur considérée

Nombres adimensionnés

Bi	Nombre de Biot, [-], $Bi = hd/\Lambda_{\text{solide}}$
Le	Nombre de Lewis, [-], $Le = Sc/Pr$
Nu	Nombre de Nusselt, [-], $Nu = hd/\Lambda_{\text{liquide}}$
Pr	Nombre de Prandtl, [-], $Pr = \mu C_p/\Lambda$
Re	Nombre de Reynolds, [-], $Re = \rho V d/\mu$
Sc	Nombre de Schmidt, [-], $Sc = \mu/\mathcal{D}\rho$
Sh	Nombre de Sherwood, [-], $Sh = K_{\text{c}}L/\mathcal{D}$
St	Nombre de Stokes, [-], $St = \tau_{\text{p}}/T_{mE}$

Opérateurs

$< X >$	Moyenne de X
$\overline{X}$	Moyenne de X
$\vec{\nabla} \cdot \vec{X}$	Divergence du vecteur X
$\vec{\nabla} X$	Gradient de X
$\vec{X} \cdot \vec{Y}$	Produit scalaire entre les vecteurs X et Y
div	Opérateur de divergence

Vecteur

$\vec{\Omega}$	Direction de propagation du rayonnement, [-]
$\vec{e}_i$	Vecteur unité selon la composante i, [m]
$\vec{F}$	Force, [N] ou [kg m s^{-2}]
$\vec{g}$	Gravité, [m s^{-2}]
$\vec{J}$	Densité de flux massique, [kg de vapeur d'eau m^{-2} s^{-1}]
$\vec{n}$	Normale extérieure d'une surface, [m]
$\vec{q}_r$	Densité de flux radiatif, [W m^{-2}]
$\vec{U}$	Vecteur vitesse, [m s^{-1}]
$\vec{V}$	Vecteur vitesse, [m s^{-1}]
$\vec{X}$	Vecteur position, [m]

Introduction générale

Ce chapitre fait à la fois office d'introduction et d'étude bibliographique. On y trouve d'abord, dans le paragraphe 1, des généralités sur les rideaux d'eau et leur utilisation en protection incendie. Le paragraphe 2 fait ensuite une synthèse sur la littérature spécifique consacrée aux rideaux d'eau. Le paragraphe 3 présente les caractéristiques principales des sprays (notamment ceux générés par la tuyère TP 400 067 que nous utiliserons tout au long du rapport). Le paragraphe 4 étend la revue bibliographique au delà des rideaux d'eau utilisés comme bouclier radiatif. On y trouvera des données utiles d'une part, sur les écoulements diphasiques et d'autre part, sur le transfert radiatif à travers les milieux semi-transparents. Enfin, le paragraphe 5 présentera la méthodologie que nous avons suivie au cours de ce travail.

1 Présentation de la problématique liée à la protection incendie

Notre travail porte sur la modélisation d'un procédé de protection contre le rayonnement thermique issu d'une source de chaleur (comme un incendie) grâce à des rideaux d'eau. Cette technique utilise des pulvérisations liquides constituées de très fines particules d'eau, qui dispersées dans l'air forment un bouclier limitant la propagation du rayonnement. La figure 1 schématise un exemple de dispositif de protection incendie à l'aide d'une rampe. Une rampe représente une association de plusieurs sprays les uns à côté des autres, tous alimentés en série.

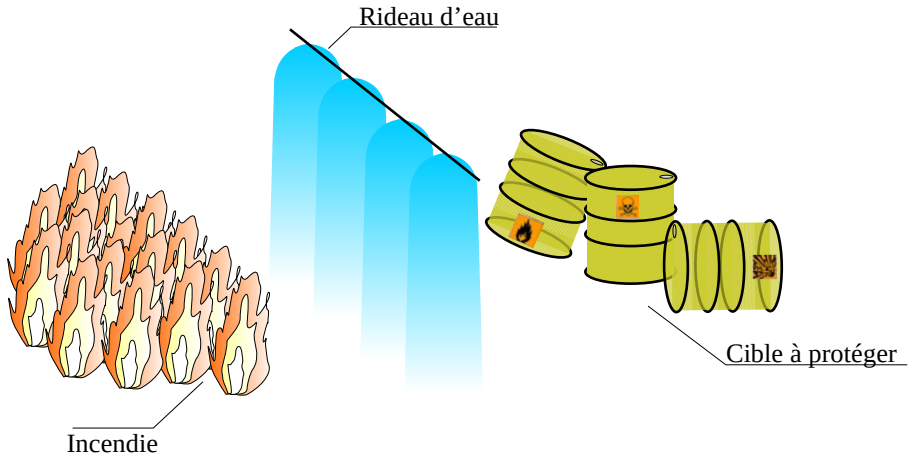


FIG. 1 – Schéma de principe du dispositif de protection incendie

L'intérêt de ces dispositifs n'est pas d'éteindre le foyer de l'incendie mais de protéger des biens ou des personnes contre une source de chaleur. Quand le foyer de l'incendie est suffisamment éloigné, le transfert de chaleur par rayonnement thermique représente, en effet, le mode de propagation prépondérant de l'incendie.

Signalons que les pulvérisations liquides ont été étudiées à l'origine comme dispositifs de protection contre les pollutions d'origine chimique. Des études menées par Lopez [Lopez, 1991], Saint Georges [Saint Georges, 1993], Buchlin [Buchlin, 1994] et Griolet [Griolet, 1996] ont mis en évidence l'efficacité des rideaux d'eau comme barrière contre des composants aériens toxiques et inflammables. Les sprays permettent de diminuer la concentration des polluants dans l'atmosphère par l'écoulement d'air généré (dilution) et par l'adsorption des composants chimiques par les gouttes d'eau.

La première motivation de notre travail est de comprendre le mécanisme complexe de ces dispositifs de protection incendie. L'objectif majeur est de définir un dispositif optimal de protection incendie. Ce problème devient crucial compte tenu de la multiplication des incidents. Citons quelques exemples récents :

- L'incendie dans le tunnel sous la Manche, le 18 novembre 1996, qui n'a pas fait de victime.
- L'incendie dans le tunnel du Mont Blanc, le 24 mars 1999, où un camion prend feu et s'immobilise dans le tunnel. L'incendie alimenté par les matières combustibles présentes dans les véhicules (carburants, chargements, pneumatiques, ...) est amplifié par l'effet de four provoqué par le tunnel. Le bilan est dramatique, 39 personnes périssent et 53 heures sont nécessaires aux pompiers pour venir à bout de cet incendie.
- L'incendie dans le tunnel de Tauern (Autriche), le 29 mai 1999. La situation est similaire à celle du Mont Blanc, avec 12 victimes.
- L'incendie du tunnel du Saint Gothard en Suisse, le 24 octobre 2001. Le bilan est de 11 personnes décédées.
- En juin 2005, 2 personnes perdent la vie au cours d'un incendie dans le tunnel du Fréjus. En août 2005, dans le même tunnel, un nouvel incendie provoqué par un camion ne fait cette fois aucune victime.

Le premier exemple d'applications de notre travail concerne donc la sécurité dans les tunnels. Les dispositifs actuels de secours reposent sur :

- le désenfumage,
- la signalétique de sécurité,
- les abris résistants au feu et étanches aux fumées,
- l'intégrité de la construction (risque d'écaillage du béton par exemple),
- le compartimentage,
- l'intégrité des installations techniques permettant le maintien de l'éclairage et des moyens de communication.

Sur ces six dispositifs de sécurité, les quatre derniers sont reliés à la protection incendie. Actuellement, seuls des procédés de ventilation permettent à la fois d'évacuer les fumées et de lutter contre la propagation de l'incendie. Cependant, une étude de Hwang *et al.* [Hwang et Edwards, 2005] montre que les fumées et les produits chauds de la combustion peuvent circuler dans le sens opposé à la ventilation, à partir d'une certaine vitesse critique, ce qui limite l'efficacité de ces dispositifs de ventilation.

A la suite des nombreux incidents survenus dans les tunnels routiers et ferroviaires, une commission parlementaire a été mandatée pour analyser et proposer de nouveaux dispositifs pour assurer la sécurité dans ces structures. Une des propositions est reprise ci-dessous :

Recommandation 28

Les brouillards d'eau sont actuellement envisagés comme moyen de lutte contre les incen-



FIG. 2 – Camions de pompiers protégés par des sprays (CEREN Valabre)

dies de très forte puissance (tunnels routiers à fort trafic poids lourds, tunnels pour autoroute ferroviaire) en tant qu'équipement de stations d'intervention spécialement aménagées. D'autres moyens, comme le réseau fixe de pulvérisation d'eau télécommandé en cas d'incendie par l'usager du tunnel ou encore d'aspersion d'eau pressurisée par lance à compression sont expérimentés ou en cours d'expérimentation malgré des premiers avis négatifs de pompiers craignant la destratification des fumées. Les recherches en ce domaine doivent donc être accélérées, et compte tenu de l'extrême nécessité de résultats fiables, le programme européen de recherche en ce domaine devrait faire l'objet d'une absolue priorité.

"Extrait du rapport sur les moyens nécessaires à mettre en œuvre pour améliorer la sécurité des tunnels routiers et ferroviaires français", par l'Office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques, C. Kert, mai 2000.

Un second exemple d'application concerne la protection des personnels d'intervention sur les incendies de forêts. Chaque été, de nombreux pompiers perdent la vie en luttant contre des feux de forêts. Une application directe des rideaux d'eau est illustrée au travers de la figure 2. Les pompiers utilisent déjà ce dispositif de protection incendie, pour leur permettre en cas d'encerclement par le feu, de se réfugier dans leurs véhicules et d'attendre le passage du front de flamme. Chaque véhicule utilise des sprays reliés à une réserve d'eau leur garantissant l'alimentation pour une dizaine de minutes.

Cependant, ces techniques de protection reposent essentiellement sur l'empirisme. L'optimisation de ces dispositifs nécessiterait des recherches aussi bien sur la taille idéale des gouttes que sur le débit d'eau à utiliser.

Il s'agit là d'une application sur des feux en "milieux ouverts", mais le problème est le même pour les feux en "milieux confinés". Un exemple d'application est la protection de sites de stockage de matières dangereuses ou inflammables. L'objectif est ici d'éviter les réactions en chaîne

permettant la propagation de l'incendie et le rideau d'eau peut être utilisé comme bouclier. Mais une fois encore, comme dans l'exemple précédent, les systèmes utilisés sont en partie empirique et leur efficacité est difficile à juger.

Nous essaierons donc dans ce rapport de contribuer à une meilleure compréhension du fonctionnement des rideaux d'eau et nous étudierons plusieurs solutions d'optimisation. Ce travail s'inscrit dans l'un des thèmes de recherche du LEMTA, en particulier au travers de collaborations entre l'équipe "Transfert Radiatif" et l'équipe "Feux de Forêts". Notre équipe échange déjà avec différents groupes de recherche (IVK, IUSTI[1], CNPP[2]) et sera amenée à étendre ses activités dans le domaine des "Sciences des Feux" (vers une collaboration possible avec le CEREN[3] notamment).

Le développement, la recherche et la maîtrise des dispositifs de rideaux d'eau pour la protection incendie sont des éléments déterminants pour le développement de futurs systèmes de sécurité.

2 Bilan des études antérieures. Bibliographie spécifique sur les rideaux d'eau

Premiers travaux

Les premiers travaux entrepris pour l'étude des rideaux d'eau utilisés comme écran de protection ont porté uniquement sur l'aspect radiatif du problème.

Parmi les premières études disponibles dans la littérature, nous pouvons citer le travail précurseur de Ravigurajan *et al.* [Ravigurajan et Beltran, 1989]. Les auteurs ont simulé numériquement l'évolution de la température d'une cible soumise à une source radiative mais protégée par des sprays. L'étude de la partie radiative du problème repose uniquement sur la prise en compte du phénomène d'absorption par une méthode des zones. Les conclusions de ce travail montrent que l'efficacité optimale pour un spray est obtenue en utilisant des gouttes dont le diamètre est égal à la longueur d'onde du rayonnement incident. Dans cette configuration, le débit d'eau nécessaire pour obtenir une bonne atténuation est très faible. Cependant, ces fines gouttelettes nécessitent des équipements spéciaux pour produire les sprays. Des particules de tailles plus importantes peuvent fournir des résultats d'atténuation similaires mais avec des quantités d'eau beaucoup plus importantes.

Ensuite, nous noterons comme travail de référence, celui de Coppalle *et al.* [Coppalle *et al.*, 1993] qui a introduit des propriétés radiatives réalistes obtenues par la théorie de Mie [Ozisik, 1973, Bohren et Huffman, 1983, Modest, 1993]. La méthode choisie pour modéliser le transfert radiatif est la méthode à deux-flux. La particularité de ce travail réside dans la prise en compte du phénomène de diffusion en plus de l'absorption par les gouttes.

Cependant, la méthode à deux-flux prédit des atténuations mal estimées. Le travail de Dembélé *et al.* [Dembélé *et al.*, 2000] montre, pour le cas précis d'une pulvérisation de fines gouttelettes et de faible épaisseur optique, que cette méthode apporte des écarts de l'ordre de 8% à 10% par

[1]Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels à Marseille

[2]Le Centre National de Prévention et de Protection est situé à Vernon. Dans un cadre purement privé, ce centre a pour objectifs de modéliser et d'analyser les risques d'incendies et d'explosions sur des sites industriels.

[3]Le Centre d'Essais et de Recherche de l'ENtente à Valabre est un pôle de recherche sur la lutte contre les incendies de forêts. Leurs missions sont multiples. D'une part, ils élaborent des outils prévisionnels et opérationnels d'aide à la décision pour les opérations des sapeurs pompiers. D'autre part, ils analysent l'efficacité de dispositifs liés à la protection incendie.

rapport à un modèle du type méthode aux ordonnées discrètes. De plus, dans les cas d'applications plus réalistes (des diamètres des gouttes plus importants et une épaisseur optique plus élevée), les écarts peuvent atteindre 35% à 50%.

L'étude expérimentale de l'atténuation du rayonnement par des sprays a également fait l'objet de nombreux travaux. Nous noterons pour exemple ceux de Murrell *et al.* [Murrell *et al.*, 1995] qui décrivent une série d'expériences permettant de déterminer l'atténuation de 4 types de sprays dont la gamme de débit s'étend entre 350 mL/min à 7500 mL/min. Leurs conclusions rejoignent celles de Ravigurajan *et al.* [Ravigurajan et Beltran, 1989], selon lesquelles l'atténuation augmente si on diminue le diamètre des particules ou si le débit est plus important.

Le projet ASTRRE

Dans la suite des travaux concernant les rideaux d'eau, un projet européen, nommé ASTRRE (*Atténuation des Sources Thermiques Radiatives par Rideaux d'Eau*) a impliqué trois centres de recherche, l'Institut Von Karman de dynamiques des fluides (IVK - Belgique), le Centre de Thermique de Lyon (CETHIL - France), l'Institut des Technologies Chimiques de Lyon (ITC - France) et des partenaires industriels. L'objectif de ces recherches était de développer un code d'ingénierie servant d'aide au dimensionnement des rideaux d'eau, pour la protection incendie sur sites pétrochimiques ou gaziers. Deux thèses ont été réalisées dans le cadre de ce programme de recherche. En 1997, Prétrel [Pretrel, 1997] a étudié la simulation monodimensionnelle d'un écoulement vertical de gouttes d'eau soumis à un rayonnement incident. Cette étude associe à la fois un bilan hydrodynamique (échanges de quantité de mouvement entre l'air et les gouttes), un bilan d'énergie (en prenant en compte l'évaporation et la convection) et la résolution du problème radiatif à l'aide d'une méthode de type deux-flux. Ce travail s'accompagne également d'une étude expérimentale d'un spray afin d'analyser le comportement hydrodynamique et les performances d'atténuation d'un rideau d'eau. En parallèle, en 1998, Dembélé [Dembélé, 1998] s'est intéressé à la modélisation et à l'étude expérimentale du transfert de chaleur par rayonnement à travers le spray. Il a travaillé sur un code numérique radiatif mono et bidimensionnel utilisant la méthode des ordonnées discrètes. La résolution de l'équation du transfert radiatif sous sa forme intégrée est associée à la théorie de Mie et à un modèle Ck pour déterminer respectivement les propriétés des gouttes et des gaz présents dans le rideau d'eau. Une étude expérimentale a été également menée afin d'analyser le comportement du milieu semi-transparent et de discerner les paramètres essentiels permettant de contrôler l'atténuation d'un rideau d'eau.

Les travaux de Prétrel [Pretrel, 1997] ont permis notamment d'identifier les mécanismes physiques impliqués dans l'atténuation du rayonnement par des rideaux d'eau, grâce à la description de la dynamique du spray. Ces résultats contribuent à proposer des lignes directrices pour le dimensionnement d'installations industrielles.

L'étude de Dembélé [Dembélé, 1998] a mis clairement en évidence que le niveau d'atténuation est extrêmement dépendant du choix de la tuyère. Pour obtenir le maximum d'atténuation du rayonnement, il faut à la fois associer à la pulvérisation une faible granulométrie (petits diamètres de particules), une forte concentration massique en eau et une épaisseur de rideau d'eau importante.

La contribution du LEMTA

Les premiers travaux de notre groupe de recherches ont été ceux de Berour *et al.* [Berour *et al.*, 2004], portant sur la simulation numérique des effets combinés de la conduction et du rayonnement à l'intérieur d'un milieu homogène équivalent, bidimensionnel, représentant le spray.

La granulométrie est ici supposée connue et homogène dans tout le rideau d'eau. Cette étude associe un bilan d'énergie résolu par différences finies et la méthode aux ordonnées discrètes qui permet de déterminer le champ de luminances. Les propriétés radiatives du milieu sont obtenues par la théorie de Mie (pour celles des gouttes) et par un modèle SNB (pour celles des gaz). Ce travail a permis à la fois d'estimer des niveaux d'atténuation du rayonnement et d'obtenir des niveaux de température à l'intérieur du spray. Cependant, les champs de température prédits ont été largement surestimés, du fait de la non prise en considération d'un bilan d'énergie regroupant l'ensemble des transferts de chaleur possibles à l'intérieur du spray, notamment l'évaporation des gouttes.

Une seconde étude a permis d'une part d'introduire un modèle Ck [Collin *et al.*, 2005] et d'autre part d'effectuer un bilan d'énergie plus complet [Boulet *et al.*, 2006] en y intégrant les phénomènes de convection, d'évaporation des gouttes et les flux de chaleur turbulents. Le bilan d'énergie est, cette fois, résolu par la méthode des volumes finis. Ce travail a étudié, notamment, différentes configurations permettant d'atténuer la source de rayonnement. Il a permis de montrer que le niveau de température de la pulvérisation évolue très peu. En effet, les effets combinés de l'évaporation et de la convection permettent de dissiper l'apport de chaleur dû au transfert radiatif.

Autres travaux récents

L'étude de l'atténuation du rayonnement par un spray en fonction du diamètre des particules et du taux de chargement a fait l'objet des travaux de Consalvi *et al.* [Consalvi *et al.*, 2003]. Le transfert radiatif est résolu par la méthode des volumes finis associée à la théorie de Mie (avec toutefois l'utilisation d'une fonction de phase de type Henyey Greenstein). Les objectifs de ces travaux ont permis d'évaluer les erreurs commises sur les niveaux d'atténuation quand on suppose que le milieu est gris.

Le code de calcul FDS (NIST) permet la réalisation d'études sur les rideaux d'eau comme barrières thermiques. Les travaux de Hostikka *et al.* [Hostikka et McGrattan, 2006] ont permis, à partir de ce code CFD, de développer un module de transfert radiatif utilisant la théorie de Mie et la méthode des volumes finis modifiée (approximation sur le calcul du terme de renforcement par diffusion). Différents types de polydispersions ont été simulés afin de déterminer l'efficacité d'atténuation de ces sprays.

De façon beaucoup plus générale, de nombreux travaux traitent de problèmes liés de près ou de loin à l'utilisation des rideaux d'eau comme dispositifs de protection incendie. Nous noterons comme références les travaux de Sacadura [Sacadura, 2005] qui proposent une bibliographie complète concernant des travaux scientifiques ayant pour sujet les incendies, ceux de Grant *et al.* [Grant *et al.*, 2000] qui fournissent des données caractéristiques des sprays et ceux de Grosshandler *et al.* [Grosshandler *et al.*, 1994] qui donnent également des informations sur ces pulvérisations.

Nous noterons également des travaux précurseurs portant sur la simulation de rideaux d'eau impactant. Dans cette configuration, non seulement le spray atténue le rayonnement, mais celui-ci est associé à une fine pellicule d'eau sur la cible à protéger, qui augmente encore l'efficacité de protection.

Log [Log, 1996] compare les efficacités d'atténuation entre un spray et un film de 0,1 mm d'épaisseur ramené à la même quantité d'eau. Il montre que le film déposé par les particules est plus efficace que l'atténuation réalisée par les gouttes d'eau. Cependant, la technique de résolution du problème radiatif est la méthode de type deux-flux, qui, comme nous l'avons vu,

peut sous-estimer l'efficacité du spray.

Hald *et al.* [Hald et Buchlin, 2003] développent la technique de rideaux d'eau impactant (numériquement et expérimentalement). Ils étudient, ainsi, l'influence de différents paramètres pour la réalisation d'un dispositif de protection incendie. La difficulté de cette technique est d'assurer le parfait recouvrement de la cible, ce qui nécessite dans certains cas une consommation d'eau importante et non justifiée.

De façon totalement découplée du problème radiatif, de nombreuses études ont contribué aux développements et à la compréhension de la dynamique d'un spray. Voici deux exemples de travaux menés à l'Institut Von Karman que nous avons spécialement utilisés.

Les travaux de Zimmer [Zimmer, 2001] au LEMTA ont permis d'étudier l'hydrodynamique du spray, en réalisant un couplage entre les écoulements de la phase continue (l'air) et de la phase dispersée (les gouttes) dans des configurations de type "tunnel". Ces résultats ont permis de cerner les conditions de déformation d'un rideau d'eau sous l'action d'un vent latéral.

Enfin, des mesures expérimentales de tailles et de températures de gouttes pour un spray sont disponibles dans la littérature. Les travaux de Vetrano *et al.* [Vetrano *et al.*, 2006] ont permis, par exemple, de cartographier les caractéristiques granulométriques d'un spray grâce à la GRT (Global Rainbow Thermometry [Van Beeck *et al.*, 1999]).

3 Les caractéristiques des sprays

Au préalable, nous allons définir certaines grandeurs caractéristiques des sprays que nous retrouverons tout au long de notre étude.

3.1 Définitions

Un rideau d'eau est formé par un écoulement d'un grand nombre de gouttelettes d'eau dispersées dans un mélange d'air humide (présence d'air sec et de vapeur d'eau).

Cet écoulement est produit par des buses, ou tuyères, qui sont fixées sur une rampe d'alimentation, comme le montre la figure 1. La désignation en anglais d'un rideau d'eau est *water spray curtain* ou *mist* pour des particules de petites tailles (on parle alors de “brouillard”).

Les applications industrielles des rideaux d'eau sont diverses, telles que la protection contre la pollution chimique, la protection incendie, la protection des plantes en agriculture, l'humidification en industrie chimique, ...

Pour l'étude d'une pulvérisation, deux paramètres sont à prendre en compte :
- la distribution de taille de gouttes : la pulvérisation peut être une mono ou une polydispersion,
- l'énergie initiale des gouttelettes en sortie de tuyère, qui s'exprime par l'énergie cinétique (définissant la vitesse d'éjection des particules).

Dans la littérature [Jones et Nolan, 1995], de nombreux termes existent pour décrire les écoulements gaz-gouttelettes en fonction de la taille des gouttes, comme le présente la figure 3.

Il est donc assez difficile de donner une définition précise d'un spray [Grant *et al.*, 2000]. Par exemple, selon Ramsden [Ramsden, 1996], un spray est caractérisé par une fine distribution granulométrique où le diamètre moyen est situé entre 80 et 200 μm et le diamètre médian volumique $D_{V0,99}$ (99% de la fraction volumique du spray a un diamètre inférieur au $D_{V0,99}$) est plus petit ou égal à 500 μm.

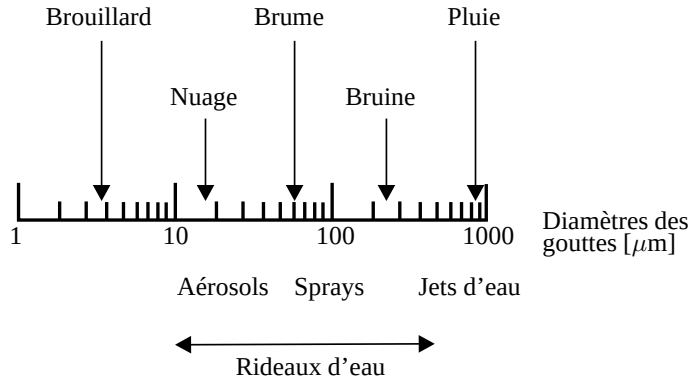


FIG. 3 – Spectre des différentes tailles de particules selon Jones *et al.* [Jones et Nolan, 1995]

3.2 Différents types de buses

Les pulvérisations liquides sont constituées de gouttes dispersées dans l'air. Il existe deux méthodes pour générer ces particules d'eau : les pulvérisateurs (ou buses à pression) et les atomiseurs.

Les pulvérisateurs utilisent la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la buse pour fragmenter la masse de fluide qui se transforme en de très fines particules. Les atomiseurs utilisent deux fluides (air et eau) qui sont mis en contact à l'intérieur de la buse. Cette technique permet d'obtenir une zone de fragmentation réduite (puisque la fragmentation se fait à l'intérieur de la buse), ce qui permet à la fois de maîtriser l'empreinte du spray ainsi que les diamètres des particules.

Pour un spray, il existe différentes géométries d'empreintes. Chacune d'entre elles possède ses propres spécificités. Par exemple, les produits de la société Spraying Systems Co. ont les caractéristiques suivantes (références extraites de www.ispray.com en juillet 2006),

- le cône creux, illustré sur la figure 4(a), est composé en général de petites particules dont la distribution se fait de façon uniforme. Ce type de jet est couramment employé dans tous les systèmes d'évaporation, de refroidissement et d'humidification. L'angle d'ouverture du cône peut atteindre la valeur limite de 90°.
- le jet plat plein, illustré sur la figure 4(b), est caractérisé par une empreinte pleine soit elliptique, soit rectangulaire. La caractéristique de cette empreinte est due à la forme géométrique de l'orifice de sortie. Le but de ce genre de jet est d'obtenir une répartition uniforme en gouttelettes sur la zone d'impact du spray.
- le cône plein, illustré sur la figure 4(c), est entièrement rempli de particules. L'empreinte peut être ronde, carrée (voire rectangulaire) ou bien légèrement ovale (le rapport entre le petit axe et le grand axe ne peut pas dépasser 0,5). Les angles d'ouverture du cône peuvent varier entre 50° et 95°.
- le jet plat creux, illustré sur la figure 4(d), permet d'obtenir une empreinte elliptique. Les angles ouverture peuvent varier entre 50° et 180°.

De manière générale, ces buses sont orientées verticalement vers le sol. Néanmoins, une autre disposition pourrait, peut-être, permettre d'obtenir des meilleures efficacités d'atténuation du rayonnement en orientant les buses vers le haut : on parle de jets de type "queue de paon".



(a) Exemple d'un spray à cône creux



(b) Exemple d'un spray à jet plat plein



(c) Exemple d'un spray à cône plein



(d) Exemple d'un spray à jet plat creux

FIG. 4 – Différents exemples de pulvérisations liquides

3.3 Caractérisation d'une tuyère

Les caractéristiques générales

Une buse d'injection peut être caractérisée par quatre paramètres [Saint Georges, 1993, Pretrel, 1997, Zimmer, 2001] :

- le diamètre de son orifice de sortie, noté d_0,
- l'angle initial de la pulvérisation, noté θ_0 dans le cas d'une empreinte circulaire, ou, les angles initiaux de la pulvérisation, notés θ_0 et φ_0 dans le cas d'une empreinte elliptique,
- le nombre de débit, noté F_N,
- le coefficient de décharge, noté C_N.

d_0, θ_0 et φ_0 sont, en général, des données fournies par le constructeur de tuyères (les angles θ_0 et φ_0 sont représentés sur la figure 5). Le nombre de débit F_N permet de définir le débit volumique Q_v de la pulvérisation à partir de la pression relative P_r, selon la relation :

$$Q_v = F_\mathrm{N}\sqrt{P_r} \tag{1}$$

Le coefficient de décharge C_N est lié aux caractéristiques géométriques de la tuyère par :

$$C_\mathrm{N} = \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{A_\mathrm{o}}{A_\mathrm{e}}\right)^2(1-K)}} \tag{2}$$

A_e et A_o étant respectivement les sections d'entrée de la buse et de son orifice de sortie. K est le coefficient de perte de charge singulière de l'orifice de sortie.

La vitesse d'éjection des gouttes est déterminée à partir de ces données. Nous poserons l'hypothèse selon laquelle la vitesse d'éjection est constante quel que soit le diamètre des gouttes. Cette hypothèse se justifie par la manière dont sont créées les gouttelettes. Un très fin film d'eau est formé par la buse, qui sous l'action d'une différence de pression, se déchire pour se disperser en gouttelettes d'eau. Cette vitesse peut se définir par la relation qui la lie au débit volumique par :

$$V_\mathrm{éjec} = \frac{4Q_v}{\pi d_0^2} \tag{3}$$

La vitesse est également caractérisée par une direction d'éjection, identifiée par un couple d'angles θ et φ. Par exemple, pour une empreinte elliptique, deux angles θ_0 et φ_0 représentent, respectivement, le plus petit angle et le grand angle d'ouverture (Cf. figure 5). Une fois que l'angle φ est fixé ($-\varphi_0 < \varphi < \varphi_0$), l'angle θ varie dans la gamme (relation extraite de Zimmer [Zimmer, 2001]) :

$$-\theta_0\sqrt{1-\frac{|\varphi|}{\varphi_0}} \leq \theta \leq \theta_0\sqrt{1-\frac{|\varphi|}{\varphi_0}} \tag{4}$$

La distribution granulométrique

Enfin, le dernier élément à respecter pour bien modéliser la pulvérisation est la distribution granulométrique. Nous utiliserons dans nos simulations une loi de distribution pour représenter le nombre de particules en fonction du diamètre. La loi la plus couramment utilisée est celle de Rosin

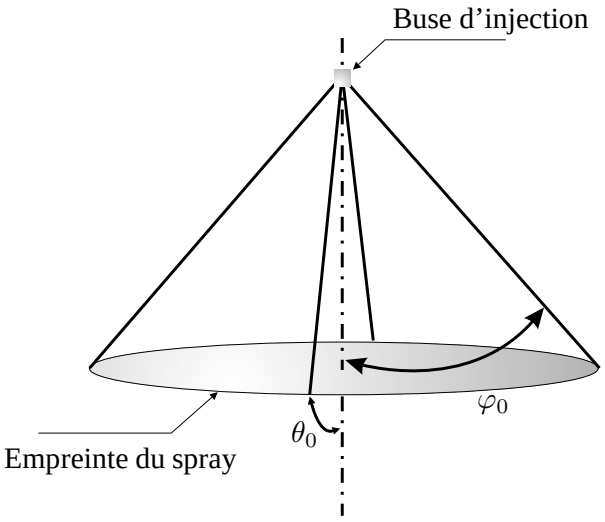


FIG. 5 – Distinction des angles d'ouverture du spray

Rammler [Zimmer, 2001]. La distribution s'exprime en fonction d'un diamètre d_i, d'un diamètre moyen de Rosin Rammler d_{rr} et d'un paramètre de dispersion δ_{rr}, sous la forme suivante :

$$f(d_i) = \delta_{\mathrm{rr}} \frac{d_i^{\delta_{\mathrm{rr}}-1}}{d_{\mathrm{rr}}^{\delta_{\mathrm{rr}}}} \exp\left[-\left(\frac{d_i}{d_{\mathrm{rr}}}\right)^{\delta_{\mathrm{rr}}}\right] \tag{5}$$

La deuxième solution proposée pour représenter la granulométrie est la loi Log-normale [Zimmer, 2001]. Cette loi est fonction d'un diamètre d_i, d'un diamètre moyen $d_{\ln}$ et d'un paramètre de dispersion $\delta_{\ln}$. La distribution suit alors la loi donnée par :

$$f(d_i) = \frac{1}{\delta_{\ln} d_{\ln} \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(\frac{d_i}{d_{\ln}})}{\delta_{\ln}}\right)^2\right] \tag{6}$$

Les diamètres moyens

Une pulvérisation est composée d'une multitude de gouttelettes de tailles différentes. Pour permettre la comparaison de tuyères, le même diamètre moyen doit être utilisé comme élément de référence. Plusieurs techniques existent pour définir des diamètres représentatifs d'un spray donné. Les plus courants sont [Schick, 1997] :

- $D_{\mathrm{V0,5}}$: le diamètre médian volumique (VDM) correspond à une valeur où 50% de la fraction volumique totale du spray a un diamètre plus important et les autres 50% un diamètre plus petit. De la même manière, il existe également le $D_{\mathrm{V0,1}}$ et le $D_{\mathrm{V0,9}}$.
- $D_{\max}$ et $D_{\min}$: $D_{\max}$ correspond à la taille maximale de goutte présente dans le spray. La connaissance de ce diamètre est utile pour déterminer si la pulvérisation peut s'évaporer totalement. Le $D_{\min}$ représente la taille minimale des gouttes. L'intérêt est de renseigner sur la dérive potentielle du spray, pour sa tenue face à un vent latéral par exemple.

La norme ASTM Standard E799-92 [Schick, 1997] permet de définir plusieurs types de diamètres moyens. Pour obtenir ces diamètres, la granulométrie du spray est définie à partir d'un découpage en plusieurs classes de diamètres de gouttes. Chacun de ces intervalles correspond à un diamètre de classe d_i et un nombre de gouttes n_i. Ainsi, chaque diamètre moyen est défini

par :

$$D_{pq}^{p-q} = \frac{\sum_i n_i d_i^p}{\sum_i n_i d_i^q} \tag{7}$$

La liste suivante de diamètres moyens correspond à ceux qui sont les plus connus [Schick, 1997] :

- D_{32} : Le diamètre de Sauter, également nommé SMD, est un diamètre basé sur le rapport entre le volume total occupé par les gouttes et la surface totale des gouttes dans le spray. Ce diamètre est notamment utilisé pour le calcul d'efficacités et de transferts de masse dans les réactions chimiques.
- D_{10} : Ce diamètre est le diamètre moyen arithmétique. Il est employé pour estimer le taux d'évaporation des particules.
- D_{20} et D_{21} : Ces diamètres représentent des diamètres moyens surfaciques. Ils sont utilisés lorsque des phénomènes agissent à la surface des gouttes, comme le phénomène d'adsorption chimique.
- D_{30} : Cette grandeur est le diamètre moyen volumique.
- D_{31} : Le diamètre d'évaporation moyen est utilisé dans toutes les applications faisant intervenir les phénomènes d'évaporation ou de diffusion moléculaire.
- D_{43} : Le diamètre de Herdan est très utilisé dans les études de combustion.

Exemple de la pulvérisation TP 400 067

Tout au long de ce rapport, nous présenterons des résultats sur des pulvérisations produites par la tuyère TP 400 067 qui a été notamment caractérisée de façon expérimentale à 1,5 bars [Zimmer, 2001] par l'Institut Von Karman (IVK). A cette pression, le spray est un cône plein d'empreinte elliptique dont les angles de la pulvérisation sont les suivants :

$$\varphi_0 = 20^o \text{ et } \theta_0 = 8^o \tag{8}$$

Le nombre de débit et le diamètre de l'orifice de sortie sont :

$$F_{\mathrm{N}} = 10,7 \cdot 10^{-9} \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1} \mathrm{Pa}^{-1/2} \text{ et } d_0 = 0,53 \text{ mm} \tag{9}$$

Les paramètres de la loi de Rosin - Rammler pour 1,5 bars et à 20 cm sous la buse d'injection sont les suivants [Zimmer, 2001] :

$$d_{\mathrm{rr}} = 245 \ \mu\mathrm{m} \text{ et } \delta_{\mathrm{rr}} = 2,66 \tag{10}$$

D'après ces paramètres, la tuyère nommée TP 400 067 à 1,5 bars présente les caractéristiques suivantes à 20 cm sous le point d'injection :

$$D_{10} = 112\mu\mathrm{m},\ D_{20} = 127\mu\mathrm{m},\ D_{30} = 143\mu\mathrm{m} \text{ et } D_{32} = 182\mu\mathrm{m} \tag{11}$$

4 Introduction aux outils de simulation applicables aux sprays. Bibliographie étendue

Ce travail est pluridisciplinaire puisqu'il traite d'une part des aspects hydrodynamiques de l'écoulement du spray, et d'autre part de la propagation du rayonnement à travers le rideau d'eau. En dehors de la littérature spécifiquement consacrée aux écrans radiatifs (Cf. section 2), on trouve de nombreux travaux qui peuvent nous aider sur l'un ou l'autre des aspects de la modélisation.

Cette section traite des différentes approches utilisées pour simuler les écoulements d'air chargés en particules. Elle présente ensuite différentes techniques de simulation du transfert radiatif dans les milieux semi-transparents.

4.1 Aspects hydrodynamiques et thermiques

Approche à un seul fluide

Cette modélisation repose sur l'hypothèse que le fluide et les particules peuvent être modélisés à l'aide d'un seul fluide homogène et équivalent. Les propriétés physiques de ce nouveau fluide sont des grandeurs de mélange, basées sur celles du fluide et celles des particules.

Michaelides [Michaelides, 1986] montre notamment que cette procédure amène à des résultats globaux tout à fait satisfaisants. Cependant, cette technique ne permet pas de distinguer ensuite, au niveau des résultats, les contributions des différentes phases.

Approche eulérienne-eulérienne ou modélisation à deux fluides

On considère ici que l'écoulement d'air et les particules sont deux fluides continus distincts. Généralement, chacune de ces phases répond aux équations de Navier Stokes moyennées (modèle RANS). La phase dispersée est donc considérée comme une phase continue avec des caractéristiques dynamiques et thermiques lui conférant un comportement global le plus proche possible de la réalité.

De nombreux travaux font notamment référence à cette technique et montrent les réelles potentialités de cette méthode : Louge *et al.* [Louge *et al.*, 1993], Boulet *et al.* [Boulet *et al.*, 1999], Laurent *et al.* [Laurent *et al.*, 2004] et plus particulièrement sur l'extinction des incendies Prasad *et al.* [Prasad *et al.*, 1999, Prasad *et al.*, 2002] et Consalvi *et al.* [Consalvi *et al.*, 2004].

Bien que cette modélisation offre des résultats tout à fait satisfaisants, la difficulté est de définir clairement des conditions aux limites et des modèles de fermeture pour la phase représentant les particules. En revanche, les temps de calcul sont notamment plus faibles qu'en approche eulérienne-lagrangienne.

La méthode des moments

Les travaux de Beck et Watkins [Beck et Watkins, 2002, Beck et Watkins, 2003a, Beck et Watkins, 2003b] proposent une méthode alternative pour modéliser l'écoulement d'un spray polydispersé. Le concept de la méthode réutilise la modélisation eulérienne des phases continue et discrète. Ici, la nature polydispersé du spray est représentée par une seule phase, alors que dans la formulation eulérienne eulérienne, le nombre de phases discrètes est fixé par le nombre de classes de diamètres gouttes qui est nécessaire pour représenter le spray. Cette phase unique est définie par des moments qui caractérisent en tout point du milieu la granulométrie du spray.

L'intérêt majeur de cette méthode est que le nombre d'équations à résoudre a considérablement diminué par rapport à une formulation eulérienne eulérienne classique.

Approche eulérienne-lagrangienne

Dans cette approche, la phase continue est souvent simulée par l'intermédiaire d'un modèle RANS. La partie associée aux particules est simulée en effectuant le suivi d'un très grand nombre de gouttes au sein de l'écoulement d'air. Cette approche est sans nul doute la modélisation qui apporte le moins d'hypothèses sur la résolution de la phase dispersée.

De nombreux travaux font référence à cette approche. Nous avons donc choisi de recenser dans la littérature quelques études développant des techniques intéressantes pour notre travail.

Berlemont *et al.* [Berlemont *et al.*, 1990, Berlemont *et al.*, 1991, Berlemont *et al.*, 1995] proposent de nombreux travaux sur le suivi de particules au sein d'un écoulement turbulent. Les auteurs présentent notamment [Berlemont *et al.*, 1995] une simulation eulérienne-lagrangienne de la vaporisation de particules. La dispersion des gouttes est modélisée par un processus aléatoire du type Eddy Interaction Model [Berlemont *et al.*, 1990]. Bien que le couplage entre les deux phases soit complet, les auteurs montrent les difficultés liées à ce genre de modélisation.

Les travaux de Rüger *et al.* [Rüger *et al.*, 2000] proposent également la simulation eulérienne-lagrangienne d'une pulvérisation. Leur étude est basée sur un suivi lagrangien complet faisant intervenir les phénomènes de dispersion et d'évaporation des gouttes. Les auteurs étudient les effets de collisions et de coalescence des particules. Ils montrent notamment que le diamètre moyen de Sauter augmente le long du spray à cause du phénomène de coalescence et que le phénomène d'évaporation joue un rôle de moindre importance. Le modèle de dispersion choisi pour cette étude fait également référence à un processus aléatoire du type EIM.

Enfin, les derniers travaux que nous pouvons citer sont ceux de Pétrissans [Pétrissans, 2001], Moissette *et al.* [Moissette, 2001, Moissette *et al.*, 2001] et Chagras [Chagras, 2004]. L'objectif de ces travaux est d'étudier des écoulements gaz-solide anisothermes par une modélisation eulérienne-lagrangienne. L'intérêt de ces travaux pour nous est le modèle de dispersion mis en place qui est du type stochastique du premier ordre [Moissette *et al.*, 2001].

4.2 Transfert radiatif à travers les sprays

Il existe dans la littérature de nombreuses méthodes numériques pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur par rayonnement à travers les milieux semi-transparents. La complexité de la modélisation de ce mode de transfert de chaleur nécessitait, jusque dans un passé récent, l'utilisation de méthodes simplifiées. Cependant, depuis une vingtaine d'années, l'augmentation des moyens de calcul a permis l'essor de nouvelles méthodes numériques plus complètes.

Approximation de la diffusion

Une approche, assez simple et rapide, pour résoudre un problème de transfert radiatif est l'approximation de Rosseland (1936) également connue sous le nom "approximation de la diffusion". Cette modélisation est particulièrement bien adaptée aux milieux optiquement épais et quand les zones d'études se trouvent suffisamment éloignées des frontières.

Cette méthode évalue une conductivité équivalente pour prendre en compte le problème radiatif. Ainsi, le problème de transfert de chaleur couplé (rayonnement, conduction par exemple) se réduit à une loi de type Fourier basée sur une conductivité thermique dite effective.

Par exemple, cette approche est beaucoup utilisée pour l'étude du transfert de chaleur au sein des fours verriers [Pierrot, 2004, Cheong *et al.*, 1999]. Cependant, Lee *et al.* [Lee et Viskanta, 1999, Lee et Viskanta, 2001] ont montré que l'approximation de Rosseland peut prédire un champ de température fortement sous-estimé.

Les travaux récents de Brige [Brige, 2005] comparent cette méthode à des modèles plus complets sur des applications d'isolants fibreux. L'objectif de ces travaux a été de quantifier les erreurs et de déterminer au mieux les domaines de validité liés à ce modèle.

Méthodes plus élaborées : méthode des zones - méthodes multiflux

La méthode des zones de Hottel (1958) fait partie des méthodes plus élaborées. Son principe repose sur le partitionnement du milieu considéré ainsi que de sa frontière en zones, ayant chacune une température et des propriétés radiatives uniformes. Ensuite un bilan radiatif est effectué sur chaque zone reposant sur l'évaluation de facteurs d'échange entre les différentes zones.

Les méthodes de type multi-flux [Boulet, 1992, Asllanaj, 2001] ont en commun le principe de découper la luminance selon des directions de propagation discrète, puis d'associer à chacune de ces directions une équation à résoudre. Le modèle à deux-flux en est une version simplifiée, avec deux équations différentielles à résoudre [Guilbert, 1985]. Sans entrer dans les détails, parmi les méthodes classiques de résolution, citons le modèle de Schuster Hamaker (1905, pour les milieux froids), le modèle de Schuster Schwarzschild (1905, la méthode à deux flux), la méthode des moments (1955) ou des harmoniques sphériques (1917) ...

Méthode des ordonnées discrètes

La méthode des ordonnées discrètes [Fiveland, 1991, Lacroix, 1997, Balsara, 2001] (MOD) fait également partie de la famille de méthodes multiflux et mérite qu'on la décrive plus précisément car elle a reçu une attention particulière. Elle s'attache à décomposer l'ensemble des directions de propagation en un nombre discret de directions, puis à résoudre l'ETR pour chacune de ces directions (nombre de directions plus important que dans les méthodes précédentes). Son défaut principal provient des problèmes de diffusion numérique qui sont liés aux schémas de fermeture utilisés et des problèmes d'effets de rayons dus à l'utilisation d'une discrétisation angulaire malgré tout trop faible en nombre de directions.

La MOD est sans nul doute la méthode la plus utilisée dans les différents domaines de recherche : Selçuk *et al.* [Selçuk et Kayakol, 1997] pour les fours verriers, Berour *et al.* [Berour *et al.*, 2004] sur l'étude des sprays, Lemonnier *et al.* [Lemonnier, 1996, Lemonnier et Le Dez, 2002] pour l'étude du transfert radiatif à travers des couches d'indices optiques variables ...Les travaux de Dembélé [Dembélé, 1998] permettent d'avoir une vision assez large de l'utilisation de cette méthode, notamment dans le cadre de l'application qui nous intéresse.

Méthode des éléments finis

Dérivée de son utilisation, essentiellement pour la mécanique du solide, la méthode des éléments finis [Razzaque *et al.*, 1984] est également employée pour résoudre l'équation du transfert radiatif. Cette méthode offre une bonne précision et elle permet le couplage avec d'autres équations comme celles de la chaleur ou bien de la mécanique du solide (équation de Navier). Cependant, le temps de calcul est assez important compte tenu de l'utilisation de maillages fins, pour éviter les problèmes d'interpolations que demande cette méthode.

Méthode des volumes finis

Récemment utilisée, la méthode des volumes finis (MVF) est particulièrement bien adaptée à toutes les équations de transport (mécanique des fluides, énergétique, mécanique du solide, ...). Elle s'applique aussi très bien à l'étude du transfert radiatif. Cette méthode est conservative, assurant un bilan d'énergie radiative correct (au contraire, la non conservation de l'énergie radiative est un inconvénient rencontré avec la MOD). De plus, la MVF est associée à des schémas de fermeture qui minimisent les phénomènes de fausse diffusion. De nombreux travaux utilisent maintenant cette technique comme ceux de Raithby *et al.* [Raithby et Chui, 1990], de Chai [Chai,

1994], de Consalvi *et al.* [Consalvi *et al.*, 2003], de Porterie *et al.* [Porterie *et al.*, 2005] ou ceux de Berour [Berour, 2005].

Méthode des transferts discrets

La méthode du suivi de rayons est plus couramment nommée méthode des transferts discrets. Cette technique est récente dans son développement. Le principe général consiste à résoudre l'ETR selon des rayons choisis pour un nombre de directions clairement défini. Ces rayons parcourent le milieu de la face d'entrée jusqu'à la sortie. L'ETR est résolue sur l'ensemble de la trajectoire.

Feldheim [Feldheim, 2002] a utilisé cette méthode sur un maillage non structuré pour un milieu absorbant et non diffusant. Cependant, la prise en considération de la diffusion complique de façon assez importante la modélisation. Des travaux comme ceux de Cumber [Cumber, 1995] proposent une alternative pour modéliser ce phénomène.

Cependant l'inconvénient majeur de cette technique est l'effet de rayons (présent aussi avec la MOD et la MVF). En effet, les résultats dépendent très fortement du nombre de directions discrètes choisies pour représenter les directions de propagation, comme nous le verrons dans le chapitre 6.

Méthode de Monte Carlo

Cette méthode a trouvé sa première utilisation dans le développement de la bombe atomique durant la seconde guerre mondiale. Elle a été adaptée au transfert radiatif par Fleck [Fleck, 1961] et Howell *et al.* [Howell et Perlmutter, 1964]. Le principe se base essentiellement sur le comportement probabiliste d'un paquet de photons qui traverse un milieu semi-transparent.

La méthode de Monte Carlo est très souvent employée dans les études de transport des neutrons [Lewis et Miller, 1984] et celles de supraconducteurs. Cependant, par abus de langage, la méthode de Monte Carlo est associée à toutes les techniques ayant recours aux tirages de nombres aléatoires. L'application la plus courante est l'approximation d'intégrales multiples. Cette méthode porte ce nom en référence aux nombreux casinos et aux jeux de hasard que compte la ville de Monte Carlo.

La famille des méthodes de Monte Carlo [Kobiyama, 1989, Farmer et Howell, 1994a, Farmer et Howell, 1994b, Farmer et Howell, 1998] est assez vaste et regroupe deux techniques différentes : la formulation analogue (présentée au cours de ce travail au chapitre 5) et la formulation intégrale dont certaines font appel au principe de réciprocité [De Lataillade, 2001, De Lataillade *et al.*, 2002, Tessé, 2001, Tessé *et al.*, 2002].

Pour notre étude, où la diffusion est très influente, nous utiliserons plutôt une technique de Monte Carlo Analogue, méthode très largement reprise dans la littérature [Lemonnier, 1996, Wong et Mengüç, 2002, Vaillon *et al.*, 2004] pour des milieux absorbants et diffusants.

5 Méthodologie adoptée

L'objectif de nos travaux est d'élaborer un outil numérique permettant de simuler l'atténuation du rayonnement par un rideau d'eau, selon un schéma analogue à la figure 6. Nous avons vu que la littérature fait état de résultats obtenus par des méthodes approchées ou bien plus élaborées, sans toutefois relier les aspects dynamique et radiatif. Nous voulons donc contribuer

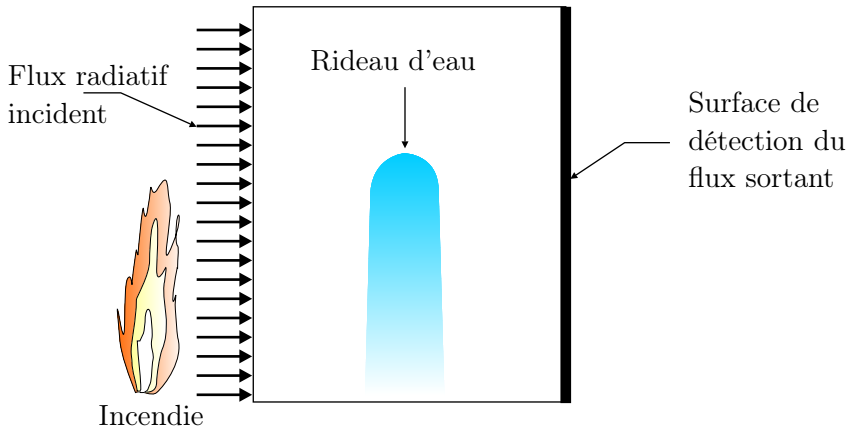


FIG. 6 – Figure de principe du problème radiatif

à la modélisation du problème complet, en utilisant des modèles performants sur les différents aspects identifiés.

Les configurations envisagées sont de plusieurs types : soit en spray seul, soit en sprays associés sous forme de rampe. Chaque cas de simulation suppose que le rideau d'eau est confiné au sein d'une enceinte fermée. Notre but est de cerner les paramètres optimaux permettant d'avoir la meilleure atténuation possible du rayonnement par le spray.

A ce stade, nous ne prendrons pas en compte l'effet du vent ou de la ventilation sur la structure du rideau d'eau (comme certaines applications vues à la section 1). Le rideau d'eau sera supposé "en ambiance calme" mais le code sera écrit pour permettre une extension rapide au cas "tunnel" ou "rideau d'eau en extérieur sous l'action d'un vent latéral".

La résolution du problème radiatif est nécessaire pour estimer l'atténuation du rayonnement par la pulvérisation. Cependant, les propriétés radiatives utilisées dépendent des compositions et des concentrations en air humide et en gouttes. La simulation de l'écoulement du spray devient donc indispensable pour obtenir ces différentes informations. Nous avons choisi pour cela une méthode eulérienne-lagrangienne.

Le problème que nous avons choisi de traiter est complexe, puisqu'il est pluridisciplinaire, faisant intervenir de manière couplée :

- l'étude des milieux diphasiques,
- les écoulements turbulents,
- l'énergétique,
- le transfert radiatif.

Notre étude part des travaux récents, que nous avons vus dans la partie bibliographique de la section 4. L'originalité de la modélisation proposée ici, repose sur plusieurs points :

- une simulation tridimensionnelle, car les sprays ne représentent pas de symétries qui pourraient simplifier l'étude à un problème 1-D ou 2-D (pour les études en spray seul notamment),
- la prise en considération de deux phases distinctes (par une simulation eulérienne-lagrangienne),
- l'introduction de modèles d'évaporation et de dispersion élaborés dans le suivi des particules,
- l'utilisation de la méthode de Monte Carlo Analogue, couplée à un modèle Ck et à la théorie de Mie pour résoudre le problème radiatif.

L'hypothèse principale de notre travail est de considérer que les rideaux d'eau sont suffisamment éloignés de la source d'incendie. Ainsi, uniquement l'influence de la dynamique de la pulvérisation vers la partie radiative sera prise en compte dans notre étude, et non le couplage réciproque. Nous supposons, ici, que le transfert radiatif n'a pas d'incidence sur la représentation spatiale du spray (la granulométrie). Cette hypothèse permet de rester selon des temps de simulations raisonnables.

Ce mémoire s'articule autour des deux grands pôles : la simulation eulérienne-lagrangienne et la résolution du problème de transfert radiatif. Le plan de ce rapport est le suivant :

- Partie 1 : Simulation eulérienne lagrangienne.
  - Le chapitre 1 établit le modèle de suivi lagrangien. Il permet notamment d'obtenir une représentation spatiale de la pulvérisation, tant sur la granulométrie que sur la fraction volumique des particules.
  - Pour estimer les trajectoires de particules par le suivi lagrangien, il est indispensable de connaître le champ de vitesses et le niveau de turbulence de l'écoulement d'air. Le chapitre 2 présente le modèle de simulation eulérienne que nous avons choisi d'implémenter.
  - Le chapitre 3 développe le couplage entre la simulation eulérienne et le suivi lagrangien. Il présente également l'ensemble des aspects numériques permettant la résolution du système couplé d'équations.

- Partie 2 : Transfert radiatif dans les milieux semi-transparents.
  - Le chapitre 4 introduit les différentes méthodes de calcul des propriétés radiatives de notre milieu. La théorie de Mie et le modèle Ck permettent de déterminer respectivement les coefficients d'absorption et de diffusion (éventuellement la fonction de phase) pour les gouttes et les gaz.
  - La méthode de Monte Carlo Analogue est développée et validée au chapitre 5. Par rapport aux techniques qui sont couramment rencontrées dans la littérature pour cette méthode, nous proposons, ici, une version légèrement modifiée.
  - Le chapitre 6 évoque les problèmes spécifiques liés au phénomène de diffusion rencontrés avec les méthodes habituelles du type MOD ou MVF. Ce chapitre justifie pleinement l'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour nos simulations.

- Partie 3 : Résultats de simulations numériques.
  - Le chapitre 7 propose une série de résultats associés à des études de sprays isolés. Des comparaisons avec des données expérimentales permettent de valider le modèle mis en place. Une étude de sensibilité est également menée dans ce chapitre pour tester l'influence de différents paramètres sur l'atténuation du rayonnement.
  - Le chapitre 8 développe des simulations de rampes à partir de différents cas de configurations. L'objectif, ici, est de déterminer pour chaque cas étudié, le niveau d'atténuation du rayonnement, afin de définir des pistes prioritaires de recherche pour l'optimisation de ces dispositifs.

En début de chaque partie, un court résumé en décrit le contenu. Cette introduction succincte permet le cas échéant une lecture séparée du mémoire et rappelle le contexte de l'étude.

Première partie

Simulation eulérienne - lagrangienne

Introduction de la partie 1

Avant de décrire la propagation du rayonnement à travers le spray, il faut caractériser l'écoulement. Les grandeurs qui vont permettre de décrire la pulvérisation, dépendent d'une part du comportement des particules d'eau, et d'autre part du mouvement moyen de l'air autour du spray. La description de l'écoulement de ces deux phases nécessite donc un développement particulier pour chacune d'entre elles : le suivi lagrangien et la simulation eulérienne. Ces modélisations sont complexes et couplées (elles dépendent les unes des autres).

Cette partie comprend trois chapitres. Elle est entièrement consacrée au développement de notre code de calcul MIRABELLES (Modeling of Infrared Radiation Attenuation - Building of an Eulerian Lagrangian Linked Equation Solution).

Le premier chapitre concerne la mise en place du suivi lagrangien qui permet de suivre les particules individuellement et d'enregistrer leur taille, leur position et leur température. Le second chapitre est dédié à la résolution des équations de transport sur la phase gazeuse. Le dernier chapitre expose le couplage entre les différentes équations du suivi lagrangien et de la simulation eulérienne. Il présente également l'ensemble de la procédure numérique qui permet la convergence de nos calculs.

Deux annexes sont associées à cette partie. L'annexe A présente tout d'abord plusieurs cas de validation sur le suivi lagrangien (dispersion, évolution de la température moyenne de gouttes), puis, une étude de sensibilité sur l'évolution du champ de température à l'intérieur d'une goutte d'eau. L'annexe B liste l'ensemble des propriétés physiques que nous avons utilisées au cours de ce travail.

D'un point de vue programmation, le suivi lagrangien permet une parallélisation facile du code de calcul. Ainsi, le code MIRABELLES est exécuté sur un cluster de 16 processeurs.

Chapitre 1

Suivi lagrangien

L'objectif de ce chapitre est de mettre en place la première partie du code de calcul, permettant de déterminer les caractéristiques physiques moyennes (taille, concentration, température ...) des gouttes pulvérisées dans le rideau d'eau. L'idée principale est d'étudier le comportement de la phase dispersée en suivant l'évolution (vitesses, diamètre ...) d'un grand nombre de particules : c'est le modèle lagrangien[4].

Dans un premier temps, nous présenterons l'ensemble des équations utilisées pour effectuer le suivi d'une particule évoluant dans un milieu gazeux. Une équation s'attachera à déterminer la position de la particule, une autre nous renseignera sur sa vitesse, une troisième sur sa température et enfin la dernière sur son diamètre.

Ces deux dernières équations nécessitent de modéliser le phénomène d'évaporation de la particule car elle est soumise à des gradients d'humidité absolue et de température. Nous détaillerons donc le modèle d'évaporation choisi qui est celui de Abramzon et Sirignano [Abramzon et Sirignano, 1987].

Ensuite, nous analyserons s'il est nécessaire de connaître l'évolution de la température à l'intérieur de la goutte ou non. Pour cela trois modélisations seront présentées (conductivité infinie, effective et limitée). Nous verrons que sur des particules d'eau soumises à un faible gradient de température, considérer que la température de la goutte est entièrement homogène est une bonne approximation pour nos divers cas de configurations.

Nous présenterons également le modèle de dispersion que nous avons choisi d'implémenter : un modèle stochastique du premier ordre. Ce modèle nous permet, en lien avec les données sur la turbulence du fluide, de déterminer les fluctuations des vitesses et de température de l'écoulement gazeux afin de les considérer au cours du suivi lagrangien.

Les modèles d'évaporation et de dispersion font l'objet, dans l'annexe A d'une validation individuelle, à partir de plusieurs cas tests extraits de la littérature.

1.1 Établissement des équations liées à une particule

1.1.1 Le modèle lagrangien

Dans un modèle lagrangien, les équations qui régissent les caractéristiques d'une particule sont :

[4] Joseph Louis Lagrange, mathématicien et astronome italien (1736, Turin - 1813, Paris)

– l'équation de la trajectoire :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{X}_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = \vec{V}_\mathrm{p} \tag{1.1}$$

– le principe fondamental de la dynamique :

$$m_\mathrm{p}\frac{\mathrm{d}\vec{V}_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = \sum \vec{F}_{\text{extérieures}} \tag{1.2}$$

$\vec{F}_{\text{extérieures}}$ représente une force extérieure s'exerçant sur la particule.

– l'équation de la chaleur :

$$m_\mathrm{p}C_{pp}\frac{\mathrm{d}T_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = \sum Q_{\text{transferts extérieurs}} \tag{1.3}$$

$Q_{\text{transferts extérieurs}}$ représente une densité de flux de chaleur intervenant dans le bilan d'énergie de la particule (phénomène d'évaporation, de convection ...).

– le bilan de masse au niveau de la gouttelette :

$$\frac{\mathrm{d}m_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = -Q_{\text{évap}} \tag{1.4}$$

$Q_{\text{évap}}$ représente le débit d'eau évaporée.

La position de la particule s'obtient à partir de la connaissance de sa vitesse. Cependant, pour obtenir sa vitesse, l'ensemble des forces extérieures qui agit sur la particule doit être clairement défini. La section suivante permet de recenser l'ensemble de ces forces et de déterminer celles qui peuvent être négligées au cours de ce travail.

1.1.2 L'équation du mouvement

Pour les fluides, le nombre de Reynolds[5], noté Re, permet de qualifier le régime de l'écoulement. Ce nombre compare la force d'inertie à la force de viscosité. Pour un suivi lagrangien, ce nombre de Reynolds est calculé pour la particule, nous parlons alors de nombre de Reynolds particulaire qui est défini par la relation :

$$Re_\mathrm{p} = \frac{\rho_\mathrm{f} d_\mathrm{p} ||\vec{U}_\mathrm{f} - \vec{V}_\mathrm{p}||}{\mu_\mathrm{f}} \tag{1.5}$$

où ρ_f est la masse volumique du fluide, μ_f la viscosité dynamique, $\vec{U}_\mathrm{f}$ et $\vec{V}_\mathrm{p}$ les vitesses instantanées de la phase fluide et de la particule et d_p le diamètre de la particule.

Basset, Boussinesq et Ossen ont formulé l'équation du mouvement pour une petite particule au sein d'un fluide visqueux en régime de Stokes[6] (c'est à dire que $Re_\mathrm{p} << 1$), l'équation générale est appelée "équation de BBO".

De nombreux auteurs [Maxey et Riley, 1983, Gatignol, 1983] se sont attachés à compléter cette formulation pour des cas moins restrictifs où le nombre de Reynolds particulaire est plus élevé. Cette généralisation a permis d'obtenir une équation globale regroupant les différentes forces agissant sur le mouvement d'une particule.

Dans notre cas de configuration, en considérant que la gravité est la seule force extérieure de volume, l'équation générale du mouvement d'une particule s'écrit :

$$m_\mathrm{p}\frac{\mathrm{d}\vec{V}_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{masse ajoutée}} + \vec{F}_{\text{gradient de pression}} + \vec{F}_{\text{historique}} + \vec{F}_{\text{portance}} + \vec{F}_{\text{masse apparente}} \tag{1.6}$$

[5] Osborne Reynolds, ingénieur et physicien irlandais (1842, Belfast - 1912, Watchet)

[6] George Gabriel Stokes, mathématicien et physicien irlandais (1819, Skreen - 1903, Cambridge)

La force de traînée stationnaire

La force $\vec{F}_{\text{trainée}}$ est la résultante de la résistance qu'oppose le fluide environnant au mouvement de la particule. Cette force est due essentiellement aux frottements visqueux et aux contraintes de pression à la surface de la particule.

Dans de nombreuses configurations d'écoulement, cette force est généralement la composante prépondérante du bilan global des forces. Son expression dépend de la vitesse instantanée relative notée $\vec{V}_{\text{r}}$ entre le fluide et la particule en mouvement. La composante vectorielle de la traînée agit suivant la direction de cette vitesse relative :

$$\vec{V}_{\text{r}} = \vec{U}_{\text{f}} - \vec{V}_{\text{p}} \tag{1.7}$$

L'expression générale de cette force est la suivante :

$$\vec{F}_{\text{traînée}} = C_{\text{traînée}} \rho_{\text{f}} \frac{\pi d_{\text{p}}^2}{8} V_{\text{r}}^2 \frac{\vec{V}_{\text{r}}}{||\vec{V}_{\text{r}}||} \tag{1.8}$$

où $C_{\text{trainée}}$ est le coefficient de traînée. Pour déterminer ce coefficient autour d'une sphère, il existe plusieurs types de corrélations qui sont valables sur des gammes de Reynolds particulaires plus ou moins étendues.

– Loi de traînée standard établie par Stokes (1851) :

$$C_{\text{traînée}} = \frac{24}{Re_{\text{p}}} \quad \text{valable quand } Re_{\text{p}} \to 0 \tag{1.9}$$

– Loi de Schiller et Naumann [Schiller et Naumann, 1935] :

$$C_{\text{traînée}} = \frac{24}{Re_{\text{p}}} \left(1 + 0,15 Re_{\text{p}}^{0,687}\right) \quad \text{valable quand } Re_{\text{p}} < 700 \tag{1.10}$$

– Loi de Morsi et Alexander [Morsi et Alexander, 1972] :

$$C_{\text{traînée}} = \frac{k_1}{Re_{\text{p}}} + \frac{k_2}{Re_{\text{p}}^2} + k_3 \quad \text{valable quand } Re_{\text{p}} < 50 \cdot 10^3 \tag{1.11}$$

avec k_1, k_2 et k_3 pris dans la table ci-dessous.

Re_{p}	$< 0,1$	0,1-1	1-10	10-10^2	10^2-10^3	10^3-$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$-10^4	10^4-$5 \cdot 10^4$
k_1	24	22,73	29,167	46,5	98,33	148,62	$-491,546$	$-1662,5$
k_2	0	0,0903	$-3,889$	$-116,67$	-2778	$-4,75 \cdot 10^4$	$57,87 \cdot 10^4$	$5,4167 \cdot 10^6$
k_3	0	3,69	1,222	0,6167	0,3644	0,357	0,46	0,5191

Toutes ces corrélations ne sont pas valables pour les mêmes gammes du nombre de Reynolds. La figure 1.1 compare la loi de Morsi et Alexander [Morsi et Alexander, 1972] aux points expérimentaux de Wieselsberger [Wieselsberger, 1921] pour une sphère.

Sur la figure 1.1, les points expérimentaux illustrent parfaitement la crise de traînée. Elle est observée vers les grands nombres de Reynolds particulaires. Ce phénomène est dû à une transition spontanée (plus ou moins induite par l'aspérité de la sphère) de la couche limite vers la turbulence. Ce phénomène s'accompagne d'une réduction brusque de la traînée.

Les relations vues jusqu'à présent considèrent uniquement le cas de particules sphériques non déformables. Par la suite, nous verrons que le phénomène d'évaporation peut modifier le coefficient de traînée. L'utilisation de nouvelles corrélations pour le coefficient de traînée est envisageable dans ce cas (voir section 1.1.3).

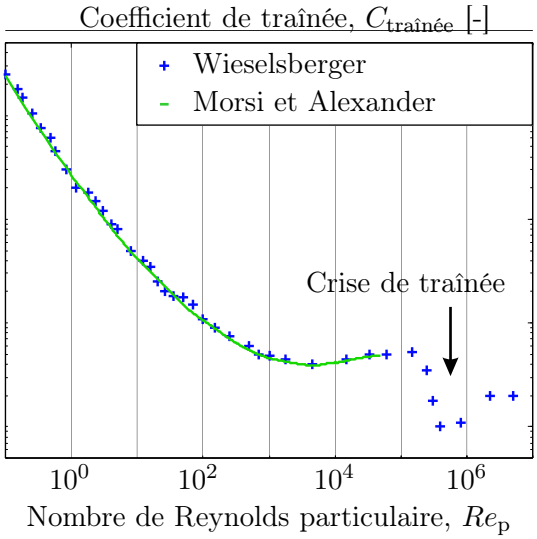


FIG. 1.1 – Comparaison entre la corrélation de Morsi et Alexander [Morsi et Alexander, 1972] et des points expérimentaux de Wieselsberger [Wieselsberger, 1921]

La force de masse ajoutée

La force de masse ajoutée s'assimile à un terme d'inertie. Elle modélise l'effet de l'accélération du mouvement relatif entre la particule et le fluide : la particule ayant une certaine masse et étant placée au sein d'un fluide en accélération ou en décélération, cela engendre un terme d'inertie qui est la force de masse ajoutée. Odar et Hamilton [Odar et Hamilton, 1964] proposent la modélisation de ce terme par :

$$\vec{F}_{\text{masse ajoutée}} = C_V \frac{\pi d_\text{p}^3}{6} \rho_\text{f} \frac{\text{d}\vec{V}_\text{p}}{\text{d}t} \tag{1.12}$$

où C_V vaut d'après Odar et Hamilton :

$$C_V = 1,05 - \frac{0,066}{A_C^2 + 1} \tag{1.13}$$

avec A_C le nombre d'accélération valant :

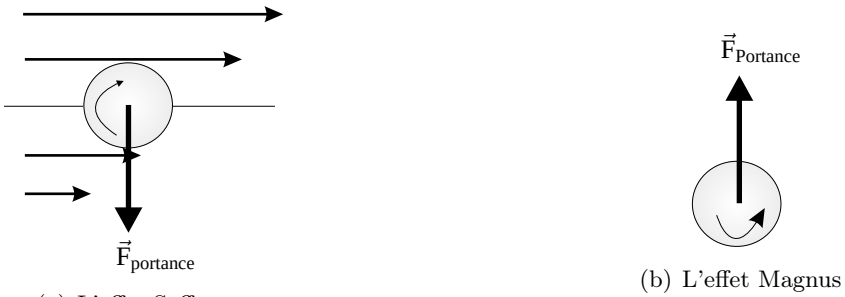
$$A_C = \frac{||\vec{V}_\text{r}||^2}{2 d_\text{p} \left| \frac{\text{d}||\vec{V}_\text{r}||}{\text{d}t} \right|} \tag{1.14}$$

La force de gradient de pression

$\vec{F}_{\text{gradient de pression}}$ représente la force que le fluide doit exercer sur un élément de volume identique à celui de la particule, afin de lui fournir une accélération identique à l'accélération sans la présence de la particule. Cette force est analogue à un terme de poussée due au gradient de pression :

$$\vec{F}_{\text{gradient de pression}} = \frac{\pi d_\text{p}^3}{6} \vec{\nabla} P_r \tag{1.15}$$

mais il est possible également de l'écrire sous la forme :



(a) L'effet Saffman

(b) L'effet Magnus

FIG. 1.2 – Les différentes origines de la force de portance

$$\vec{F}_{\text{gradient de pression}} = \rho_{\text{f}} \frac{\pi d_{\text{p}}^3}{6} \frac{\mathrm{D}\vec{U}_{\text{f}}}{\mathrm{D}t} \tag{1.16}$$

Le terme historique

Le terme $\vec{F}_{\text{historique}}$ est attribué à Basset. Il rend compte du passé récent de la particule au travers des différentes accélérations et décélérations qu'elle a pu subir. Comme le fluide ne peut pas réagir instantanément, ces antécédents peuvent engendrer une résultante de force non nulle (par inertie) et qui s'atténue avec le temps. L'expression de cette force peut être décrite selon Odar et Hamilton [Odar et Hamilton, 1964] par la relation suivante :

$$\vec{F}_{\text{historique}} = \frac{3}{2} C_B d_{\text{p}}^2 \sqrt{\pi \mu_{\text{f}} \rho_{\text{f}}} \int_0^t \frac{\mathrm{d}\vec{V}_{\text{r}}}{\mathrm{d}t} \frac{\mathrm{d}\tau}{(t-\tau)^{1/2}} \tag{1.17}$$

avec C_B valant d'après Odar et Hamilton [Odar et Hamilton, 1964] :

$$C_B = 2,88 + \frac{3,12}{\left(A_C^2 + 1\right)^3} \tag{1.18}$$

où A_C est le nombre d'accélération. Depuis cette première modélisation, de nombreux auteurs se sont attachés à compléter ce modèle ou à l'améliorer [Pétrissans, 2001].

La force de portance

Cette force $\vec{F}_{\text{portance}}$ peut avoir comme origine deux effets, soit l'effet Saffman dû à la présence de la particule dans un écoulement cisaillé ou soit l'effet Magnus dû à un mouvement de rotation propre à la particule.

La figure 1.2 représente ces différents effets. Ils ne seront pas pris en compte dans notre cas pour plusieurs raisons :

- N'ayant pas considéré la rotation des gouttelettes, il n'y a pas d'effet Magnus.
- A l'heure actuelle, il n'existe pas de relation satisfaisante de l'effet Saffman quand le Re_{p} est plus grand que 1. Par ailleurs, ce terme n'est généralement pas prépondérant.

La force de masse apparente

Le terme de masse apparente regroupe l'ensemble des forces de gravité et d'Archimède[7]. Ainsi pour simplifier l'écriture, il est possible de définir la masse apparente sous la forme suivante :

$$m_{\text{app}} = \pi \frac{d_{\text{p}}^3}{6}(\rho_{\text{p}} - \rho_{\text{f}}) \tag{1.19}$$

Ensuite, il est très simple d'obtenir la force issue de la masse apparente par :

$$\vec{F}_{\text{masse apparente}} = m_{\text{app}}\vec{g} \tag{1.20}$$

ou encore :

$$\vec{F}_{\text{masse apparente}} = \pi \frac{d_{\text{p}}^3}{6}(\rho_{\text{p}} - \rho_{\text{f}})\vec{g} \tag{1.21}$$

Simplification de l'équation du mouvement

Dans les écoulements gaz-particules, les forces de masse ajoutée et historique peuvent être négligées compte tenu du rapport des masses volumiques des particules (de l'eau) et du gaz (de l'air) comme l'a démontré Michaelides [Michaelides, 1997]. Pour la même raison, la force liée au gradient de pression est généralement négligeable devant le terme de traînée. L'équation simplifiée pour notre cas d'application devient :

$$\rho_{\text{p}}\pi\frac{d_{\text{p}}^3}{6}\frac{\mathrm{d}\vec{V}_{\text{p}}}{\mathrm{d}t} = C_{\text{trainée}}\rho_{\text{f}}\pi\frac{d_{\text{p}}^2}{8}V_{\text{r}}^2\frac{\vec{V}_{\text{r}}}{||\vec{V}_{\text{r}}||} + \pi\frac{d_{\text{p}}^3}{6}(\rho_{\text{p}} - \rho_{\text{f}})\vec{g} \tag{1.22}$$

Les vitesses présentes dans l'équation 1.22 sont à considérer comme des grandeurs instantanées et non pas comme des vitesses moyennes obtenues par la résolution des équations de Navier Stokes (avec un modèle RANS).

1.1.3 Bilan de masse effectué sur la goutte

Le diamètre des gouttes peut évoluer de façon sensible par la présence du phénomène d'évaporation. Un bilan de masse sur la particule doit être appliqué pour suivre l'évolution de son diamètre. Selon la quantité d'énergie mise en jeu, les gouttes peuvent être totalement évaporées avant d'atteindre le sol.

Évolution du diamètre de la particule

Pour déterminer une équation sur l'évolution du diamètre d'une goutte, il est nécessaire de revenir sur la définition du débit d'eau évaporée :

$$\frac{\mathrm{d}m_{\text{p}}}{\mathrm{d}t} = -Q_{\text{évap}} \tag{1.23}$$

Ce qui peut s'écrire également :

$$\frac{\mathrm{d}d_{\text{p}}^3}{\mathrm{d}t} = -\frac{6}{\rho_{\text{p}}\pi}Q_{\text{évap}} \tag{1.24}$$

Le débit d'eau évaporée $Q_{\text{évap}}$ est obtenu par un modèle d'évaporation que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

[7] Archimède, scientifique grec de Sicile (287 av JC, Syracuse - 212 av JC, Syracuse)

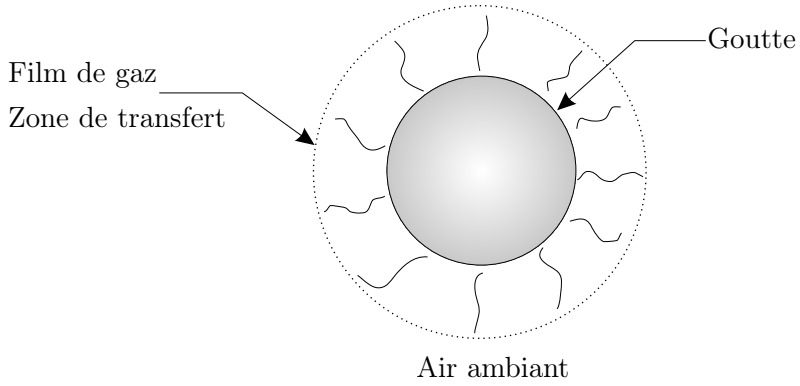


FIG. 1.3 – Phénomène d'évaporation autour d'une gouttelette

Modèle d'évaporation

Le mécanisme moteur dans le phénomène d'évaporation est le gradient d'humidité absolue Y [kg de vapeur d'eau / kg d'air sec]. Nous verrons en effet qu'en protection incendie, au contraire de ce qui se passe en extinction, les niveaux de température dans le rideau d'eau sont peu éloignés de la température ambiante. La différence d'humidité entre l'air humide (contenant une certaine quantité de vapeur) et la particule (saturée en eau) entraîne l'évaporation de la phase liquide qui augmente la teneur en vapeur d'eau de l'air environnant.

De nombreux modèles d'évaporation existent, associant un bilan de masse à une seule équation pour les plus simples jusqu'à l'écriture d'une équation sur chaque espèce gazeuse présente pour les modèles les plus complexes, d'après les travaux de Sirignano [Sirignano, 1999].

Le modèle que nous avons choisi d'implémenter est un modèle nommé modèle de diffusion avec soufflage (modèle que l'on retrouve dans les travaux de Sirignano [Sirignano, 1999] et de Prétrel [Pretrel, 1997]). Ce modèle a pour objectif de modéliser un mécanisme important d'évaporation, en prenant en compte le flux de Stefan[8] qui joue un rôle de soufflage sur le film gaz (Cf. figure 1.3). Ce mécanisme a pour conséquence d'augmenter le flux d'évaporation mais également le flux de convection. Pour obtenir ce modèle d'évaporation, revenons sur l'équation de transport de l'humidité absolue Y autour d'une goutte (Cf. figure 1.3) :

$$\frac{\mathrm{d}\rho Y}{\mathrm{d}t} + \mathrm{div}\underbrace{\left(\rho\vec{V}Y\right)}_{\vec{J}_{\text{convection}}} = -\mathrm{div}\left(\vec{J}_{\text{diffusion}}\right) \tag{1.25}$$

où ρ est la masse volumique de l'espèce considérée. Le premier terme représente la variation dans le temps de la masse volumique. Le deuxième est le flux de Stefan (négligé dans les modèles d'évaporation simplifiés). Le dernier terme représente le flux par diffusion qui s'écrit :

$$\vec{J}_{\text{diffusion}} = -\rho\mathcal{D}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,(Y) \tag{1.26}$$

où $\mathcal{D}$ est le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air. L'équation de transport 1.25 peut se reformuler par :

$$\frac{\mathrm{d}\rho Y}{\mathrm{d}t} + \mathrm{div}\left(\rho\vec{V}Y - \rho\mathcal{D}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,(Y)\right) = 0 \tag{1.27}$$

[8] Joseph Stefan, physicien et mathématicien slovène (1835, St-Peter - 1893, Vienne)

La goutte étant isolée dans un milieu infini de propriétés Y_f et T_f fixées, notre problème est permanent et l'équation 1.27 est réécrite :

$$\left(\rho\vec{V}Y - \rho\mathcal{D}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,(Y)\right) = \vec{J}_\mathrm{convection} + \vec{J}_\mathrm{diffusion} = \vec{J}_\mathrm{total} = \mathrm{Cte} \tag{1.28}$$

Appliquons l'équation 1.28 au cas d'évaporation présenté sur la figure 1.3. En gardant l'hypothèse que la goutte est sphérique, l'équation 1.28 s'écrit en cordonnées sphériques :

$$\left(\rho V_r Y - \rho\mathcal{D}\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}r}\right) = J_{\mathrm{total},\,r} \tag{1.29}$$

La densité de flux total de vapeur qui s'échappe du film de vapeur à une position r donnée peut s'écrire sous la forme :

$$J_{\mathrm{total},\,r} = \frac{Q_\mathrm{évap}}{4\pi r^2} \tag{1.30}$$

avec $Q_\mathrm{évap}$ qui est le débit d'eau évaporée s'obtenant également par :

$$Q_\mathrm{évap} = \rho 4\pi r^2 V_r \tag{1.31}$$

En introduisant les équations 1.30 et 1.31 dans 1.29, l'équation de transport de l'humidité devient :

$$Q_\mathrm{évap}Y - 4\pi r^2\rho\mathcal{D}\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}r} = Q_\mathrm{évap} \tag{1.32}$$

A partir de cette équation différentielle, on recherche une solution générale puis une solution particulière et on détermine la constante en imposant qu'au bord extérieur du film de vapeur (à $r = r_\infty$), l'humidité est celle de l'air environnant la particule Y_f. La solution est donc :

$$Q_\mathrm{évap} = 4\pi\rho\mathcal{D}r\left(\frac{r_\infty}{r_\infty - r}\right)\ln\left(\frac{1-Y_\mathrm{f}}{1-Y}\right) \tag{1.33}$$

Ainsi nous pouvons déterminer le débit d'eau évaporée en connaissant, en un point donné r dans le film, l'humidité Y associée. Comme point particulier, nous choisirons cette fois le bord intérieur du film de vapeur $r = d_\mathrm{p}/2$ (surface de la particule) où l'air humide est à saturation en vapeur d'eau, $Y = Y_\mathrm{sat}$:

$$Q_\mathrm{évap} = 4\pi\rho\mathcal{D}r_\mathrm{p}\left(\frac{r_\infty}{r_\infty - d_\mathrm{p}/2}\right)\ln\left(1 + \frac{Y_\mathrm{sat} - Y_\mathrm{f}}{1 - Y_\mathrm{sat}}\right) \tag{1.34}$$

Ainsi, l'équation finale s'écrit :

$$Q_\mathrm{évap} = \pi d_\mathrm{p} Sh^*\rho\mathcal{D}\ln\left(1 + B_M\right) \tag{1.35}$$

où B_M est le nombre de transfert de masse de Spalding défini par :

$$B_M = \frac{Y_\mathrm{sat} - Y_\mathrm{f}}{1 - Y_\mathrm{sat}} \tag{1.36}$$

où Y_sat est l'humidité absolue à pression de saturation et Sh^* est le nombre de Sherwood[9] modifié, défini par [Sirignano, 1999] :

[9]Thomas Kilgore Sherwood, ingénieur américain (1903, Columbus - 1976)

$$Sh^* = \left(\frac{2r_\infty}{r_\infty - r_\mathrm{p}}\right) = \frac{d_\mathrm{p}}{\delta_M} + 2 \tag{1.37}$$

avec δ_M l'épaisseur du film gazeux autour de la gouttelette. Cette épaisseur est déterminée en fonction du nombre de Sherwood modifié. Il est obtenu par une corrélation à partir du nombre de Sherwood Sh_o et d'un facteur correctif F_M selon la relation [Sirignano, 1999] :

$$F_M = \frac{\delta_M}{\delta_{Mo}} = \frac{Sh_o - 2}{Sh^* - 2} \tag{1.38}$$

Sh_o est le nombre de Sherwood obtenu sans tenir compte du flux de Stefan, soit [Sirignano, 1999] :

$$Sh_o = 1 + (1 + Re_\mathrm{p} Sc)^{1/3}\, g\left(Re_\mathrm{p}\right) \text{ avec } g\left(Re_\mathrm{p}\right) = \max\left(1, Re_\mathrm{p}^{0,077}\right) \tag{1.39}$$

où Re_p est le nombre de Reynolds particulaire déjà défini et Sc le nombre de Schmidt[10] défini par :

$$Sc = \frac{\mu_\mathrm{f}}{\mathcal{D}\rho_\mathrm{f}} \tag{1.40}$$

Sirignano [Sirignano, 1999] donne une expression pour le facteur correctif F_M à partir du nombre de transfert de masse de Spalding, sous la forme :

$$F_M = (1 + B_M)^{0,7} \frac{\ln\left(1 + B_M\right)}{B_M} \tag{1.41}$$

Le facteur correctif est toujours supérieur à 1 et il augmente avec le nombre de Spalding B_M. Ce comportement confirme que l'effet de soufflage contribue à augmenter l'épaisseur du film et donc les échanges de masse et de chaleur.

Pour simplifier l'écriture, le modèle d'évaporation est basé sur des propriétés physiques de la phase fluide constantes dans tout le film. Abramzon et Sirignano [Abramzon et Sirignano, 1987] proposent d'introduire le concept de propriétés de mélange, où ces grandeurs sont évaluées sous des conditions de référence, basées sur une température et une humidité de référence obtenues par :

$$T_\mathrm{m} = T_\mathrm{s} + \frac{1}{3}\left(T_\mathrm{f} - T_\mathrm{s}\right) \tag{1.42}$$

$$Y_\mathrm{m} = Y_\mathrm{s} + \frac{1}{3}\left(Y_\mathrm{f} - Y_\mathrm{s}\right) \tag{1.43}$$

L'écriture du modèle d'évaporation devient alors :

$$Q_\mathrm{évap} = \pi d_\mathrm{P} Sh^* \rho_\mathrm{m} \mathcal{D} \ln\left(1 + B_M\right) \tag{1.44}$$

L'expression du nombre de Schmidt devient alors :

$$Sc = \frac{\mu_\mathrm{m}}{\mathcal{D}\rho_\mathrm{m}} \tag{1.45}$$

Nous avons vu que la prise en compte du phénomène d'évaporation modifie la structure du film de vapeur qui se trouve autour de la particule. Cette conséquence a des répercutions d'un point de vue dynamique, notamment au niveau du coefficient de traînée. C'est ce que nous allons avoir dans la prochaine section.

[10] Ernst Heinrich Wilhelm Schmidt, thermodynamicien allemand (1892, Vögelsen - 1977, Munich)

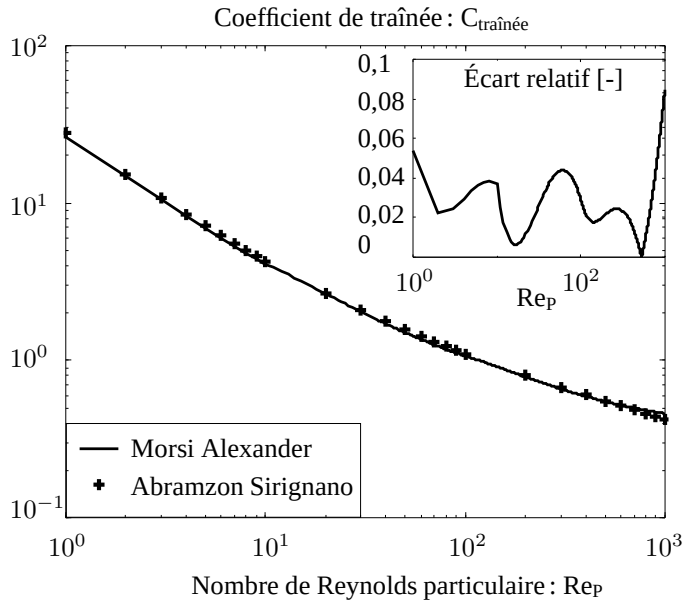


FIG. 1.4 – Comparaison des corrélations de Morsi Alexander et de Abramzon

Influence de l'évaporation sur le coefficient de traînée

Renksizbulut *et al.* [Renksizbulut et Yuen, 1983] ont observé que l'augmentation de la couche de vapeur présente autour de la particule (par le flux de Stefan) modifie le coefficient de traînée par un facteur $(1+B_M)$. La modélisation qui est proposée pour prendre en compte ce phénomène est :

$$C_{\text{traînée avec evap}} = \frac{C_{\text{traînée sans evap}}}{1+B_M} \tag{1.46}$$

Yuen *et al.* [Yuen et Chen, 1993], montrent que le coefficient de traînée suit toujours la courbe standard, si le nombre de Reynolds particulaire est calculé à l'aide d'une viscosité dynamique de mélange, μ_{m}, par la relation :

$$Re_{\text{p}} = \frac{\rho_{\text{f}} V_{\text{r}} d_{\text{p}}}{\mu_{\text{m}}} \tag{1.47}$$

Dans les travaux réalisés par Abramzon et Sirignano [Abramzon et Sirignano, 1989], le coefficient de traînée est estimé grâce à une corrélation de référence issue des travaux de Faeth [Faeth, 1977] :

$$C_{\text{traînée}} = \frac{24}{Re_{\text{p}}}\left[1+\frac{Re_{\text{p}}^{2/3}}{6}\right] \tag{1.48}$$

La comparaison de cette corrélation à celle de Morsi et Alexander [Morsi et Alexander, 1972] est effectuée sur la figure 1.4. D'un point de vue général, l'allure des deux représentations semble être similaire. Cependant, l'échelle est logarithmique. En fait, l'erreur relative rapportée au $C_{\text{traînée}}$ de Abramzon et Sirignano montre des écarts de l'ordre de 10 %. C'est notamment le cas pour des nombres de Reynolds particulaire de l'ordre de 1000. La corrélation (1.48) prédit un coefficient C_t plus faible que celle de Morsi Alexander [Morsi et Alexander, 1972].

Pour conclure, dans la suite de nos travaux, nous utiliserons la corrélation de Faeth [Faeth, 1977] qui permet d'estimer le coefficient de traînée pour une particule qui s'évapore.

1.1.4 L'équation de la chaleur

L'intérêt de suivre l'évolution de la température de la goutte est double. Tout d'abord, il est intéressant de savoir comment les gouttes peuvent s'échauffer lorsqu'elles évoluent au sein du rideau d'eau. Ensuite, la connaissance de la température de la particule est déterminante pour le modèle d'évaporation.

Pour le moment, nous considérons une goutte de température homogène (cette hypothèse fera l'objet d'une étude de sensibilité dans la section 1.1.5).

La variation de la température d'une particule est due à trois modes de transfert de chaleur principaux :

– la convection avec l'extérieur autour de la goutte,
– l'évaporation de la goutte,
– le rayonnement incident sur la goutte (contribution non considérée dans ce travail).

Les deux premiers modes sont regroupés dans le bilan énergétique sous une même expression Q_l. Le bilan énergétique est le suivant :

$$m_\mathrm{p} C_{p\mathrm{p}} \frac{\mathrm{d}T_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = Q_\mathrm{l} \tag{1.49}$$

où $C_{p\mathrm{p}}$ représente la capacité calorifique de la particule, Q_l les échanges de chaleur entre la particule et l'extérieur.

Le modèle d'évaporation, vu dans la section précédente, permet d'obtenir le taux d'évaporation $Q_\text{évap}$, mais pas la quantité d'énergie échangée Q_l entre la particule et le milieu extérieur.

En partant d'une équation de transport similaire à la relation 1.25, appliquée au transfert de chaleur, nous obtenons alors l'expression devient [Sirignano, 1999] :

$$Q_\text{évap} = \pi d_\mathrm{p} N u^* \frac{\Lambda_\mathrm{m}}{C_{p\mathrm{m}}} \ln\left(1 + B_T\right) \tag{1.50}$$

où B_T est le nombre de transfert thermique de Spalding et Nu^* le nombre de Nusselt[11] modifié tel que :

$$Nu^* = 2 + \frac{Nu - 2}{F_T} \tag{1.51}$$

avec :

$$F_T = \left(1 + B_T\right)^{0,7} \frac{\ln\left(1 + B_T\right)}{B_T} \tag{1.52}$$

Le nombre de Nusselt peut être estimé par la corrélation suivante [Sirignano, 1999] :

$$Nu_o = 1 + \left(1 + Re_\mathrm{p} Pr_\mathrm{m}\right)^{1/3} g\left(Re_\mathrm{p}\right) \text{ avec } g\left(Re_\mathrm{p}\right) = \max\left(1, Re_\mathrm{p}^{0,077}\right) \tag{1.53}$$

Pr_m est le nombre de Prandtl[12] associé au mélange air - vapeur.

Au final, nous avons à notre disposition deux relations pour estimer le taux d'évaporation. A partir de ces deux formulations, une relation entre le nombre de Spalding de transfert thermique et celui de transfert de masse est écrite :

[11] Ernst Kraft Wilhelm Nusselt, ingénieur allemand (1882, Nuremberg - 1957 Munich)
[12] Ludwig Prandtl, physicien allemand (1875, Freising - 1953, Göttingen)

$$(1 + B_T) = (1 + B_M)^{\frac{Sh^*}{Nu^*}\frac{C_{\mathrm{pv}}}{C_{\mathrm{pm}}}\frac{1}{Le_{\mathrm{m}}}} \tag{1.54}$$

où Le_m est le nombre de Lewis pour le mélange, défini par :

$$Le_{\mathrm{m}} = \frac{\Lambda_{\mathrm{m}}}{C_{p\mathrm{m}}\rho_{\mathrm{m}}\mathcal{D}} \tag{1.55}$$

Le calcul de B_T n'est pas direct, il est itératif. La méthodologie est la suivante :

1. Estimation de la première valeur de B_T et calcul de la valeur Nu_o
2. Calcul de Nu^* avec les équations 1.51 et 1.52
3. Calcul du nouveau B_T grâce à l'équation 1.54 ...jusqu'à convergence de B_T.

A l'issue du calcul du nombre de Spalding de transfert thermique B_T, la quantité de chaleur échangée entre la particule et le milieu extérieur est estimée par Abramzon et Sirignano [Abramzon et Sirignano, 1987] par la relation :

$$Q_{\mathrm{l}} = Q_{\mathrm{évap}}\left(\frac{C_{p\mathrm{v}}\left(T_{\mathrm{f}} - T_{\mathrm{s}}\right)}{B_T} - L_v\right) \tag{1.56}$$

où T_{s} représente la température de surface de la particule et T_{f} la température du milieu extérieur. A noter que $C_{p\mathrm{v}}$ correspond à la capacité calorifique de la vapeur et L_v à la chaleur latente d'évaporation de l'eau.

Le modèle d'évaporation a fait l'objet de nombreuses validations suivant des cas tests extraits de la littérature. L'ensemble de ces confrontations et analyses se situe à l'annexe A, section A.1. Dans cette annexe, nous évoquerons aussi la sensibilité du modèle d'évaporation de Abramzon et Sirignano aux propriétés physiques.

1.1.5 Évolution de la température au sein de la particule

L'expression de l'équation de l'énergie (Eq. 1.49) suppose que la température est homogène à l'intérieur de la gouttelette. Cette hypothèse de travail s'appuie sur les conclusions des travaux de Fan *et al.* [Fan et Zhu, 1998]. Ils analysent l'évolution de la température au sein d'une particule dont la surface est soumise à un flux de chaleur constant. Leurs conclusions indiquent que la température peut être considérée uniforme au sein de la particule dans le cas où le nombre de Biot[13] respecte la condition suivante :

$$Bi = \frac{h d_{\mathrm{p}}}{2\Lambda_{\mathrm{p}}} < 0,1 \tag{1.57}$$

Nous noterons que l'échelle de longueur utilisée pour le calcul du nombre de Biot sur une goutte est le rayon, ce qui explique le 2 au dénominateur. Il est donc déterminant de savoir (notamment pour les temps de simulation) si la prise en compte d'un éventuel profil de température à l'intérieur de la goutte influe ou pas sur nos résultats. Trois modèles sont couramment utilisés :

1. Modèle de conduction infinie,
2. Modèle de conduction limitée,
3. Modèle de conduction effective.

[13] Jean Baptiste Biot, physicien, astronome et mathématicien français (1774, Paris - 1862, Paris)

Modèle de conduction infinie

Dans le cadre de ce modèle, le champ de température est supposé uniforme à l'intérieur de la particule. Aucune autre équation n'est à ajouter à la modélisation proposée jusqu'à présent. La température de la surface est égale à la température de la goutte :

$$T_{\mathrm{p}}(r,t) = T_s \tag{1.58}$$

Modèle de conduction limitée

Cette modélisation prend en considération un éventuel gradient de température existant au sein de la particule, mais le transfert de chaleur à l'intérieur de la goutte est purement conductif (pas de mouvement de fluide dans la goutte). La température locale $T_{\mathrm{p}}(r,t)$ est obtenue par résolution de l'équation de la chaleur :

$$\rho_{\mathrm{p}} C p_{\mathrm{p}} \frac{\partial T_{\mathrm{p}}(r,t)}{\partial t} = \Lambda_{\mathrm{p}} \left(\frac{\partial^2 T_{\mathrm{p}}(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_{\mathrm{p}}(r,t)}{\partial r} \right) \tag{1.59}$$

où Λ_{p} désigne la conductivité thermique de la particule. Les conditions aux limites associées à ce genre de modèle sont les suivantes :

– en $r = 0$,

$$\frac{\partial T_{\mathrm{p}}}{\partial r} = 0 \tag{1.60}$$

– en $r = d_{\mathrm{p}}/2$,

$$\frac{\partial T_{\mathrm{p}}}{\partial r} = \frac{Q_{\mathrm{l}}}{\pi \Lambda_{\mathrm{p}} d_{\mathrm{p}}^2} \tag{1.61}$$

Modèle de conduction effective

Les modèles de conduction infinie et limitée sont considérés comme deux représentations dites "limites" pour l'étude du transfert de chaleur autour d'une particule : dans un cas, le transfert est instantané, dans l'autre il est purement diffusif ce qui limite la capacité de transfert. Abramzon [Abramzon et Sirignano, 1989] montre qu'en réalité la particule est le siège de forts mouvements de convection de fluide, causés en particulier par les effets de friction à la surface de la goutte.

Cette agitation de fluide permet d'homogénéiser un peu plus la température par un brassage à l'intérieur de la particule. Au niveau de la modélisation, la conduction thermique "ordinaire" est remplacée par une conduction dite "effective" plus importante. Béard [Béard, 1994], reprenant la proposition de Abramzon, suggère d'utiliser :

$$\Lambda_{\mathrm{eff}} = \Lambda_{\mathrm{p}} \left(1,86 + 0,86 \tanh \left[2,245 \ln \left(\frac{Pe_{\mathrm{p}}}{30} \right) \right] \right) \tag{1.62}$$

où Pe_{p} est le nombre de Péclet[14] de la particule, défini par :

$$Pe_{\mathrm{p}} = Re_{\mathrm{p}} Pr_{\mathrm{p}} = \frac{\rho_{\mathrm{p}} U_s d_{\mathrm{p}}}{\mu_{\mathrm{p}}} \frac{\mu_{\mathrm{P}} C p_{\mathrm{p}}}{\Lambda_{\mathrm{p}}} \tag{1.63}$$

U_s désigne une vitesse de liquide à la surface de la particule, donnée par :

[14] Jean Claude Eugène Péclet, physicien français (1793, Besançon - 1857, Paris)

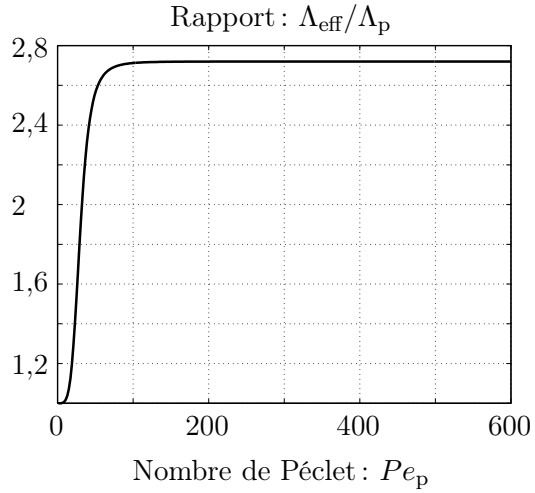


FIG. 1.5 – Rapport des conductivités thermiques

$$U_s = \frac{\mu_m}{\mu_{\text{p}}} \frac{||\vec{U}_f - \vec{V}_{\text{P}}|| Re_{\text{p}}}{30} C_F \tag{1.64}$$

C_F est un coefficient de frottement obtenu par la relation : $C_F = 12,69 Re_{\text{p}}^{-2/3}$.

La figure 1.5 montre que très rapidement le rapport $\frac{\Lambda_{\text{eff}}}{\Lambda_{\text{p}}}$ atteint une valeur asymptotique de $2,72$ à partir d'un nombre de Péclet égal à 100.

Comparaison de modèles

Dans l'annexe A, section A.1.5, nous avons mené une expérience numérique afin de juger s'il est nécessaire ou non de considérer un profil de température à l'intérieur de la particule. Le cas choisi pour ce test est une particule de 200 μm dont la température initiale est $T_{\text{p}} = 293$ K et qui évolue dans de l'air au repos à une température de $T_{\text{f}} = 273$ K.

Nous montrons sur cet exemple, où le gradient thermique est bien au-delà des cas de configuration que nous aurons à traiter, qu'il y a une parfaite similitude sur la variation du diamètre des particules en fonction du temps et également sur l'évaluation de la température de surface de la goutte, quelque soit le modèle utilisé.

Cette simulation nous permet de sélectionner le modèle de conduction infinie pour nos futures simulations puisqu'il est le moins pénalisant pour les temps de calcul.

1.2 Modèles de dispersion

1.2.1 Généralités

Dans un suivi lagrangien, la turbulence du fluide a une influence sur le mouvement et la température des particules. La prise en compte de ce phénomène est possible en se basant sur les résultats de la résolution des caractéristiques du mouvement moyen du fluide (Cf. section 1.1) et en utilisant un modèle de dispersion afin de générer les fluctuations de vitesse et de température de la phase fluide.

Ainsi, chaque vitesse instantanée doit être considérée comme étant la somme d'une grandeur moyenne et d'une fluctuation :

$$\vec{U}_{\mathrm{f}} =< \vec{U}_{\mathrm{f}} > +\vec{u}_{\mathrm{f}} \tag{1.65}$$

La même démarche peut être entreprise pour la température de la phase fluide :

$$T_{\mathrm{f}} =< T_{\mathrm{f}} > +\theta_{\mathrm{f}} \tag{1.66}$$

La partie la plus délicate est de réussir à générer cette fluctuation de vitesse compte tenu des propriétés de turbulence du fluide. La génération de ces fluctuations est possible grâce à un modèle de dispersion.

Les modèles de dispersion, les plus largement repris dans la littérature, sont les modèles du type "Eddy interaction", très largement détaillés dans Gosman *et al.* [Gosman et Ioannides, 1981] et Graham [Graham et James, 1996]. Cette méthode considère un certain nombre de tourbillons caractérisés par un temps de vie, une zone d'influence et une fluctuation de vitesse. Une particule reste sous l'influence d'un même tourbillon (même fluctuation de vitesses) tant qu'elle se situe dans la zone d'influence du tourbillon et tant que le tourbillon est influent (durée d'influence plus petit que la durée de vie du tourbillon). Si la particule sort de la zone d'influence d'un tourbillon, une nouvelle fluctuation de vitesse est calculée en respectant les propriétés de turbulence du fluide.

Une autre famille de modèles plus élaborés est celle des méthodes stochastiques du premier ordre que nous allons utiliser au cours de ce travail, compte tenu des meilleures potentialités de cette technique et de l'expérience du laboratoire dans ce domaine [Pétrissans, 2001, Moissette, 2001].

1.2.2 Modélisation des fluctuations de vitesses

Les modèles stochastiques du premier ordre, récemment développés, utilisent des processus stochastiques pour déterminer les fluctuations de vitesses du fluide. Le principe de cette méthode a été proposé par Burry et Bergeles [Burry et Bergeles, 1993]. Depuis, ces modèles ont été très largement repris par les travaux de Pétrissans [Pétrissans, 2001] et Moissette [Moissette, 2001], dont nous reprenons le formalisme. Le concept de ces modèles est de suivre la particule fluide par l'intermédiaire d'une corrélation lagrangienne de forme exponentielle. Cependant, de telles modélisations nécessitent l'estimation de l'échelle intégrale temporelle du fluide vu par la particule notée T^*. Les fluctuations de vitesses sont générées de la façon suivante :

$$u_i^n = u_i^{n-1} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) + \Psi_i \tag{1.67}$$

où, T_i^* est l'échelle intégrale temporelle du fluide vu par la particule et Ψ_i^n une variable gaussienne de moyenne nulle. u_i^n correspond à la i-ème composante des fluctuations de vitesses de la phase fluide considérée au pas de temps n. Dans l'hypothèse de quasi homogénéité, cette variable aléatoire doit répondre à :

$$< \Psi_i^2 >= \left[1 - \exp\left(-2\frac{\Delta t}{T_i^*}\right)\right] < u_i^2 > \tag{1.68}$$

Ici, Δt représente le pas de temps, $\Delta t = t^n - t^{n-1}$. Dans le cadre d'une turbulence non homogène, les variables aléatoires des différentes composantes doivent être corrélées et répondre à :

$$< \Psi_i \Psi_j >= \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_i^*} + \frac{1}{T_j^*}\right)\right)\right] < u_i u_j > \tag{1.69}$$

Pour obtenir une variable aléatoire Ψ qui vérifie les propriétés de covariances, il faut définir cette variable sous la forme suivante :

$$\Psi_i = \sum_{k=1}^{3} b_{ik}\chi_k \tag{1.70}$$

où χ est une variable aléatoire de valeur moyenne nulle et de variance égale à 1 et les b_{ij} sont des coefficients à estimer. La procédure de calcul est la suivante :

– comme nous l'avons vu, les variables Ψ_i peuvent s'écrire :

$$\Psi_1 = b_{11}\chi_1 + b_{12}\chi_2 + b_{13}\chi_3 \tag{1.71}$$
$$\Psi_2 = b_{21}\chi_1 + b_{22}\chi_2 + b_{23}\chi_3 \tag{1.72}$$
$$\Psi_3 = b_{31}\chi_1 + b_{32}\chi_2 + b_{33}\chi_3 \tag{1.73}$$

– en appliquant l'opérateur de moyenne $< . >$ et en supposant que les variables χ_1, χ_2 et χ_3 ne sont pas corrélées, les variables Ψ_i doivent répondre aux conditions suivantes :

$$< \Psi_1^2 > = b_{11}^2 + b_{12}^2 + b_{13}^2 \tag{1.74}$$
$$< \Psi_2^2 > = b_{21}^2 + b_{22}^2 + b_{23}^2 \tag{1.75}$$
$$< \Psi_3^2 > = b_{31}^2 + b_{32}^2 + b_{33}^2 \tag{1.76}$$
$$< \Psi_1\Psi_2 > = b_{11}b_{21} + b_{12}b_{22} + b_{13}b_{23} \tag{1.77}$$
$$< \Psi_2\Psi_3 > = b_{21}b_{31} + b_{22}b_{32} + b_{23}b_{33} \tag{1.78}$$
$$< \Psi_3\Psi_1 > = b_{31}b_{11} + b_{32}b_{12} + b_{33}b_{13} \tag{1.79}$$

– pour un total de 6 équations, nous avons 9 inconnues. Selon Moissette [Moissette, 2001], en fixant $b_{12} = b_{13} = b_{23} = 0$, il vient donc par conséquent :

$$b_{11} = < \Psi_1^2 >^{1/2} \tag{1.80}$$
$$b_{31} = < \Psi_1\Psi_3 > /b_{11} \tag{1.81}$$
$$b_{21} = < \Psi_1\Psi_2 > /b_{11} \tag{1.82}$$
$$b_{22} = \left(< \Psi_2^2 > -b_{21}^2\right)^{1/2} \tag{1.83}$$
$$b_{32} = \left(< \Psi_2\Psi_3 > -b_{21}b_{31}\right) b_{22}^{-1} \tag{1.84}$$
$$b_{33} = \left(< \Psi_3^2 > -b_{31}^2 - b_{32}^2\right)^{1/2} \tag{1.85}$$

Cependant, dans le cas d'une turbulence non homogène, on remarque une dérive (spurious drift) des particules vers les zones de faible intensité turbulente. L'introduction d'un gradient de la variance des fluctuations de vitesses $< u_i^2 >$ dans le modèle de dispersion permet d'éviter ce phénomène de dérive. La modélisation devient alors :

$$u_i^n = u_i^{n-1} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) + \frac{\mathrm{d} < u_i^2 >}{\mathrm{d}x_i} T_i^* \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right)\right] + \Psi_i \tag{1.86}$$

A noter que dans notre cas, la pulvérisation est injectée loin de toute paroi et qu'elle génère une zone de forte turbulence. Pour l'étude de la zone de spray elle-même, cette correction de dérive ne semble donc pas nécessaire. Pour limiter les temps de calcul liés à la dispersion, nous partirons de l'équation 1.67.

En ce qui concerne la détermination de l'échelle intégrale temporelle T_i^*, Wang *et al.* [Wang et Stock, 1993] et Pozorski *et al.* [Pozorski et Minier, 1998] ont proposé différentes expressions dans

le cadre d'une turbulence homogène isotrope et stationnaire. Le comportement asymptotique en l'absence de force extérieure de l'échelle intégrale du fluide vu par la particule est le suivant :

– quand $\tau_{\mathrm{p}} \to 0$ (cas de très faible inertie), $T_i^* \to T_L$, échelle lagrangienne du fluide,

– quand $\tau_{\mathrm{p}} \to \infty$ (cas de très grande inertie), $T_i^* \to T_{mE}$, échelle eulérienne du fluide.

Pétrissans [Pétrissans, 2001] montre dans une étude comparative que les propositions de Wang *et al.* [Wang et Stock, 1993] et Pozorski *et al.* [Pozorski et Minier, 1998] conduisent aux mêmes résultats. Nous avons retenu celle proposée par Wang *et al.* [Wang et Stock, 1993] :

$$T_i^* = T_{mE\ i} \left[1 - \left(1 - \frac{T_L}{T_{mE}} \right) \left((1 + St)^{0,4(1+0,01S_t)} \right)^{-1} \right] \tag{1.87}$$

avec S_t, le nombre de Stokes qui est défini par le rapport :

$$S_t = \frac{\tau_{\mathrm{p}}}{T_{mE}} \tag{1.88}$$

Il est rappelé que τ_{p} vaut :

$$\tau_{\mathrm{p}} = \frac{4}{3\mu_f} \frac{\rho_f}{Re_{\mathrm{p}}} \frac{d_{\mathrm{p}}^2}{C_{\text{traînée}}} \tag{1.89}$$

Toutes les expressions présentées font intervenir le temps mobile eulérien T_{mE}. Ce temps peut être obtenu par l'intermédiaire du rapport T_L/T_{mE} qui, selon Zimmer [Zimmer, 2001], pour des sprays, peut être encadré par :

$$0,2 < \frac{T_L}{T_{mE}} < 0,4 \tag{1.90}$$

A cause de la gravité, l'échelle intégrale temporelle du fluide vu par la particule est modifiée rendant le phénomène de dispersion anisotrope. Ces échelles sont différentes si l'on considère la direction longitudinale ou la direction transversale suivant le sens de la vitesse relative. En suivant Wang *et al.* [Wang et Stock, 1993], dans le plan parallèle à la vitesse relative moyenne, l'échelle vaudra :

$$T_{//}^* = \frac{T^*}{\sqrt{1 + \left(\frac{T^* V_{\mathrm{r}}^*}{L_f} \right)^2}} \tag{1.91}$$

Tandis que dans le plan perpendiculaire, son expression vaudra :

$$T_{\perp}^* = \frac{T^*}{1 + \left(\frac{T^* V_{\mathrm{r}}^*}{L_f} \right)^2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{T^* V_{\mathrm{r}}^*}{L_f} \right)^2} - \frac{T^* V_{\mathrm{r}}^*}{2L_f} \right) \tag{1.92}$$

où V_{r} est la vitesse relative moyenne et L_f l'échelle intégrale de longueur longitudinale, définie par :

$$L_f = \sqrt{\frac{2}{3}k} T_{mE} \tag{1.93}$$

La difficulté la plus importante amenée par cette formulation est de travailler dans un repère local défini par la vitesse relative. Les formules de changement de repère pour un tenseur ou pour un vecteur sont bien définies. Il ne faut pas oublier pour le choix des formules à utiliser que le tenseur des contraintes de Reynolds est un tenseur objectif.

Toutes les variables que nous avons présentées jusque là sont connues ou fonction de T_L, qui est l'échelle lagrangienne du fluide. Dans le cadre d'une turbulence homogène, stationnaire et isotrope, T_L est une matrice diagonale et s'exprime à l'aide d'une seule grandeur :

$$T_L = \begin{pmatrix} T_L & 0 & 0 \\ 0 & T_L & 0 \\ 0 & 0 & T_L \end{pmatrix}$$

Dans le cas, d'un modèle RANS (modèle que nous utiliserons dans la partie 2), l'échelle lagrangienne intégrale du fluide est fonction de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation ϵ.

1. en THI (*Turbulence Homogène Isotrope*), et en considérant la consistance du modèle de Langevin avec les hypothèses de Kolmogorov, il vient :

$$T_L = \frac{4}{3C_0}\frac{k}{\epsilon} \tag{1.94}$$

où C_0 est un coefficient du modèle. Pour les $Re_\mathrm{p} >> 1$, ce coefficient C_0 varie entre $[1;10]$, et si $Re_\mathrm{p} \approx 1$ alors $C_0 = f\left(Re_\mathrm{p}\right)$.
Cette modélisation est reprise par Hinze [Hinze, 1975] qui propose :

$$T_L = \frac{2}{C}\frac{< u_i^2 >}{\epsilon} \text{ avec } C = 8,5 \tag{1.95}$$

Pope [Pope, 1994] propose une autre écriture à partir d'un modèle simplifié de Langevin :

$$T_L = \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}C_0\right)\frac{k}{\epsilon} \text{ où } C_0 \text{ est la constante de Kolmogorov} \tag{1.96}$$

2. Dans le cas plus complexe d'une turbulence anisotrope et inhomogène, il manque des informations sur la turbulence pour obtenir une modélisation. Pour pallier ce manque d'informations, il est commun d'utiliser celles données par une THI.
Berlemont *et al.* [Berlemont *et al.*, 1990] propose d'écrire :

$$T_{L\,ij} = C_\mathrm{L}\frac{|< u_i u_j >|}{\epsilon} \text{ avec } C_\mathrm{L} = 0,2 \tag{1.97}$$

Chang [Chang, 1998] propose d'exprimer l'échelle lagrangienne intégrale du fluide par :

$$T_{L\,ij} = C_{\mathrm{L\ ij}}\frac{|< u_i u_j >|}{\epsilon} \tag{1.98}$$

avec pour les valeurs de la constante les paramètres suivants :

$$C_{\mathrm{L\ ij}} = \begin{cases} 0,2 & \text{si } i = j \\ 1,0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$$

Pour notre modèle de dispersion, nous avons choisi de mettre en œuvre à la fois le modèle de Berlemont *et al.* [Berlemont *et al.*, 1990] et celui d'une THI. Cependant, l'utilisation d'un modèle de turbulence k-ϵ (qui sera présenté dans le chapitre 2) pose un problème de réalisabilité (problème également évoqué dans le chapitre 2) qui contraint à estimer T_L en considérant que la turbulence est homogène et isotrope.

L'introduction du modèle de dispersion dans notre suivi lagrangien a aussi fait l'objet de validation à partir de deux cas empruntés à la littérature. L'ensemble de ces résultats est disponible dans l'annexe A, section A.2.

1.2.3 Modélisation des fluctuations de température

De façon similaire aux composantes de vitesses, les fluctuations de température sont à prendre en considération. Pour définir ce modèle de dispersion, nous allons utiliser le même processus stochastique que celui présenté précédemment. La relation entre des fluctuations prises à des instants et des positions successifs est :

$$\theta_{\mathrm{f}}^{n} = \theta_{\mathrm{f}}^{n-1} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{\theta}^{*}}\right) + \xi \tag{1.99}$$

où θ_{f} est la fluctuation de température, T_{θ}^{*} l'échelle intégrale temporelle de température du fluide vu et ξ une variable gaussienne de moyenne nulle.

La variable aléatoire ξ doit répondre à l'hypothèse de stationnarité soit :

$$< \xi^2 >= \left(1 - \exp\left(-2\frac{\Delta t}{T_{\theta}^{*}}\right)\right) < \theta_{\mathrm{f}}^2 > \tag{1.100}$$

De plus, les fluctuations de température doivent tenir compte des flux thermiques turbulents $< u_i\theta_{\mathrm{f}} >$, soit :

$$< \xi\Psi_i >= \left[1 - \exp\left(-\Delta t\left(\frac{1}{T_{\theta}^{*}} + \frac{1}{T_i^{*}}\right)\right)\right] < u_i\theta_{\mathrm{f}} > \tag{1.101}$$

Pour construire la variable aléatoire ξ répondant à toutes les covariances déjà définies, on l'écrira selon l'expression suivante :

$$\xi = a\chi + \sum_{k=1}^{3} c_k\Psi_k \tag{1.102}$$

où χ est une variable aléatoire de moyenne nulle et d'écart type 1. Les coefficients a et c_k sont fonction de $< \xi^2 >$ et $< \xi \cdot \Psi >$ selon les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
A_1 &= \left[< \xi\Psi_1 >< \Psi_1\Psi_2 > - < \xi\Psi_2 >< \Psi_1^2 >\right] \\
A_2 &= \left[< \Psi_1\Psi_2 >^2 - < \Psi_1^2 >< \Psi_2^2 >\right] \\
A_3 &= \left[< \Psi_1\Psi_3 >< \Psi_1\Psi_2 > - < \Psi_2\Psi_3 >< \Psi_1^2 >\right] \\
A_4 &= \left[< \xi\Psi_1 >< \Psi_1\Psi_3 > - < \xi\Psi_3 >< \Psi_1^2 >\right] \\
A_5 &= \left[< \Psi_1\Psi_2 >< \Psi_1\Psi_3 > - < \Psi_2\Psi_3 >< \Psi_1^2 >\right] \\
A_6 &= \left[< \Psi_1\Psi_3 >^2 - < \Psi_1^2 >< \Psi_3^2 >\right]
\end{aligned}$$

$$c_2 = \frac{A_1A_6 - A_3A_4}{A_2A_6 - A_3A_5} \tag{1.103}$$

$$c_3 = \frac{A_1A_5 - A_2A_4}{A_3A_5 - A_2A_6} \tag{1.104}$$

$$c_1 = \frac{< \xi\Psi_1 > -c_2 < \Psi_1\Psi_2 > -c_3 < \Psi_1\Psi_3 >}{< \Psi_1^2 >} \tag{1.105}$$

$$\begin{aligned}
a^2 = {} & < \xi^2 > -c_1^2 < \Psi_1^2 > -c_2^2 < \Psi_2^2 > -c_3^2 < \Psi_3^2 > \\
& -2c_1c_2 < \Psi_1\Psi_2 > -2c_1c_3 < \Psi_1\Psi_3 > -2c_2c_3 < \Psi_2\Psi_3 >
\end{aligned} \tag{1.106}$$

Par faute d'information, il est assez courant de considérer que le rapport entre les échelles intégrales de température et de vitesse du fluide vu est du même ordre de grandeur que le rapport des échelles intégrales lagrangienne de température et de vitesse, soit :

$$\frac{T_\theta^*}{T^*} = \frac{T_{L\theta}}{T_L} \tag{1.107}$$

Dans le cas d'une turbulence homogène isotrope, Pope [Pope, 2000] a proposé que :

$$\frac{T_{L\theta}}{T_L} = \frac{1}{Pr_\mathrm{t}} \tag{1.108}$$

où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent. Cependant, en présence d'un mouvement relatif moyen, les échelles intégrales de vitesse du fluide vu sont modifiées. Dans ce cas d'anisotropie de la turbulence, on considérera le rapport suivant :

$$\frac{T_\theta^*}{T_{//}^*} = \frac{1}{Pr_\mathrm{t}} \tag{1.109}$$

De manière générale, le nombre de Prandtl turbulent est fixé à 0,86.

1.3 Mise en œuvre numérique du suivi lagrangien

Voyons maintenant les derniers paramètres numériques nécessaires pour la mise en œuvre du suivi lagrangien.

1.3.1 Pas d'intégration

Le choix du pas de temps est déterminant dans le suivi lagrangien. En effet, si ce dernier est trop grand, les effets exercés par le fluide sur la particule peuvent être mal évalués. Cette mauvaise estimation du pas d'intégration peut influencer de façon importante les statistiques du spray (mauvaise estimation du débit simulé et donc une erreur sur les concentrations). Dans notre cas d'application, trois temps caractéristiques sont à prendre en compte,

– le temps de relaxation dynamique, τ_p, qui est défini par :

$$\tau_\mathrm{p} = \frac{4}{3}\frac{\rho_\mathrm{p}}{\mu_f}\frac{d_\mathrm{p}^2}{C_\text{traînée} Re_\mathrm{p}} \tag{1.110}$$

– le temps de relaxation thermique, τ_θ qui est défini par :

$$\tau_\theta = \frac{d_\mathrm{p}^2 \rho_\mathrm{p} C_{pp}}{6\Lambda_f Nu} \tag{1.111}$$

– le temps de parcours d'une cellule du maillage :

$$\tau_\text{parcours} = \frac{(\Delta x)_\text{min}}{(V_\mathrm{p})_\text{max}} \tag{1.112}$$

où $(\Delta x)_\text{min}$ représente la dimension la plus petite d'une cellule du maillage utilisé. $(V_\mathrm{p})_\text{max}$ est la norme maximale de la vitesse de la particule qui correspond, en général, à la vitesse d'éjection de la goutte à la buse.

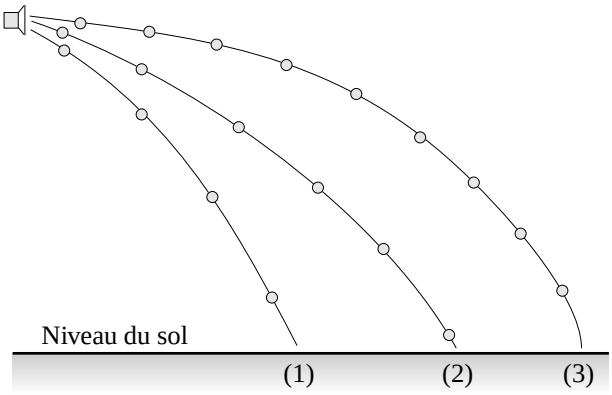


FIG. 1.6 – Exemple de suivi lagrangien

On pourrait introduire un temps caractérisant la turbulence mais il a été évalué à des ordres de grandeurs supérieurs. Pour le choix du pas d'intégration, nous allons tout naturellement choisir le plus petit de ces trois temps. Pour être certain de prendre en considération tous les phénomènes physiques dans notre milieu, nous choisirons le pas de temps selon le principe :

$$\Delta t = \min\left(\frac{\tau_{\mathrm{p}}}{10}; \frac{\tau_{\mathrm{parcours}}}{10}; \frac{\tau_{\theta}}{10}\right) \tag{1.113}$$

Le facteur 10 a été choisi après avoir procédé à des tests de sensibilité (non présentés ici) consistant à retrouver de façon numérique le débit d'eau injecté quelle que soit la hauteur dans le spray. Ce facteur 10 permet notamment à chaque particule de laisser un nombre d'informations suffisant dans les cellules qu'elle traverse pour effectuer en post-processing des statistiques correctes.

De manière générale et par expérience, le critère toujours retenu pour calculer le pas d'intégration est le temps basé sur le parcours de la plus petite cellule. Ce pas de temps est fixé de manière globale sur tout le suivi lagrangien.

1.3.2 Correction pour obtenir le débit volumique

Toutes les gouttes injectées dans le suivi lagrangien correspondent à un certain débit simulé noté $Q_{v\ \mathrm{simulé}}$. Ce débit n'est pas forcément en accord avec le débit volumique réel $Q_{v\ \mathrm{réel}}$ fixé par la buse d'injection. Une correction C_{cor} doit être effectuée pour réévaluer le nombre de gouttes en tenant compte de la fraction volumique réellement présente dans le rideau d'eau.

Pour expliquer notre manière de corriger, illustrons notre propos à l'aide de l'exemple de la figure 1.6. Supposons que nous avons effectué trois lancers issus d'une monodispersion, représentés par les trajectoires (1), (2) et (3), durant des temps de suivi lagrangien différents notés t_1, t_2 et t_3. Le temps de suivi lagrangien représente le temps écoulé entre l'instant où la particule est libérée de la buse et l'instant où elle est sortie des limites de notre domaine de calcul.

Durant le parcours d'une particule, un certain nombre de pas de temps a été nécessaire pour élaborer son suivi. Ainsi dans chaque cas, le nombre de positions relevées (Cf. figure 1.6) est :

- pour la trajectoire (1), 4 traces,
- pour la trajectoire (2), 6 traces,
- pour la trajectoire (3), 9 traces.

Le débit que doit délivrer la buse, en régime permanent, pour représenter la trajectoire (1) est équivalent à 4 fois le volume de la goutte (équivalent aux 4 traces) durant le temps t_1, soit :

$$Q_{v(1)} = \frac{4\mathcal{V}_{\text{goutte}}}{t_1} \tag{1.114}$$

où $\mathcal{V}_{\text{goutte}}$ représente le volume de la goutte. Le même calcul est fait pour les deux autres trajectoires :

$$Q_{v(2)} = \frac{6\mathcal{V}_{\text{goutte}}}{t_2} \qquad Q_{v(3)} = \frac{9\mathcal{V}_{\text{goutte}}}{t_3} \tag{1.115}$$

Le débit total (prenant en compte tous les lancers de particules) peut s'écrire de la manière suivante :

$$Q_{v \text{ simulé}} = \sum_{i=1}^{N_{lancers}} Q_{v(i)} \tag{1.116}$$

Dans le cadre de l'exemple de la figure 1.6, le débit total simulé peut s'écrire :

$$Q_{v \text{ simulé}} = \mathcal{V}_{\text{goutte}} \left(\frac{4}{t_1} + \frac{6}{t_2} + \frac{9}{t_3} \right) \tag{1.117}$$

Le facteur correctif C_{cor} est un coefficient de proportionnalité qui s'obtient par le rapport suivant :

$$C_{\text{cor}} = \frac{Q_{v \text{ réel}}}{Q_{v \text{ simulé}}} \tag{1.118}$$

Ainsi toutes les grandeurs qui dépendent de la quantité d'eau présente dans notre domaine (la concentration de gouttes, termes sources définis au sein du chapitre 3, ...) sont multipliées par ce facteur C_{cor}, corrigeant le débit volumique à la valeur imposée par la buse d'injection.

Cette technique permet d'obtenir de bons résultats lorsqu'une monodispersion est simulée, car le pas d'intégration et le nombre de traces sont sensiblement équivalents quelles que soient les particules. Le même principe est appliqué à une polydispersion discrétisée en un certain nombre de classes avec la connaissance du débit volumique par classe.

1.3.3 Choix du nombre de particules à lancer

Dans un code de suivi lagrangien, la difficulté est de déterminer le nombre de gouttelettes à considérer pour obtenir des statistiques fiables. Pour cela, il est nécessaire de considérer un nombre de gouttelettes suffisamment grand de telle sorte que si l'on en ajoute, il y ait une invariance des grandeurs considérées.

1.3.4 Mode de calcul des statistiques

Le lancer de chaque particule est une information supplémentaire pour établir les propriétés moyennes du spray. Afin de procéder à ces statistiques, nous avons choisi en terme de moyenne, la moyenne de phase.
Ainsi toute grandeur Ψ pourra être estimée à partir de :

$$\langle \Psi \rangle = \frac{\langle \chi \cdot \Psi \rangle}{\langle \chi \rangle} \tag{1.119}$$

Le symbole $< . >$ représente la moyenne de phase définie et $\langle \chi \rangle$ représente le taux de présence de particules. Chaque grandeur est donc pondérée par la masse de la particule considérée.

D'un point de vue numérique, lorsque nous nous intéressons à une cellule particulière du maillage, la procédure de statistiques est la suivante :

– soit N_g le nombre de gouttes ayant laissé une trace à cette position,
– la fraction volumique moyenne $< f_v >$ à cette position devient :

$$< f_v >= \frac{C_{\text{cor}}}{\Delta \mathcal{V}_{\text{cellule}}} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3 \tag{1.120}$$

– le diamètre arithmétique moyen D_{10} est tel que (en considérant la masse volumique constante) :

$$D_{10} = \frac{1}{N_g} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}} \tag{1.121}$$

– le diamètre surfacique moyen D_{20} est tel que (en considérant la masse volumique constante) :

$$D_{20} = \sqrt{\frac{1}{N_g} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^2} \tag{1.122}$$

– le diamètre surfacique moyen D_{30} est tel que (en considérant la masse volumique constante) :

$$D_{30} = \sqrt[3]{\frac{1}{N_g} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3} \tag{1.123}$$

– la température moyenne $< T_{\text{p}} >$ est telle que (en considérant la capacité calorifique constante) :

$$< T_{\text{p}} >= \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3 T_{\text{p}} \tag{1.124}$$

– la i-ème composante de la vitesse moyenne $< V_{\text{p}\,i} >$ est telle que (écriture identique sur chaque composante) :

$$< V_{\text{p}\,i} >= \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3} \sum_{i=1}^{N_g} d_{\text{p}}^3 V_{\text{p}\,i} \tag{1.125}$$

Ce chapitre dédié au suivi lagrangien permet d'établir une représentation spatiale du spray simulé. Ainsi, nous possédons de nombreuses informations sur cette pulvérisation, aussi bien en terme de diamètres, vitesses, température et fractions volumiques moyennes.

Cependant, pour effectuer ce suivi de particules, les caractéristiques du fluide, environnant les particules doivent être parfaitement connues. La simulation eulérienne permet d'estimer les niveaux de vitesses, de température et de turbulence de cet écoulement d'air. Elle est développée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Simulation eulérienne

Pour procéder au suivi lagrangien, développé dans le chapitre 1, les grandeurs concernant la phase fluide doivent être connues en tout point de notre milieu. La simulation eulérienne[15] nous permet de représenter ces différents champs de vitesses, d'humidité et de température.

Nous verrons dans la première section, l'ensemble des équations choisies pour notre modèle faisant intervenir un bilan de masse global, un bilan de masse sur la vapeur d'eau, trois équations de conservation sur la quantité de mouvement (pour les trois composantes de vitesse) et un bilan énergétique pour obtenir la température. Comme l'écoulement est en régime turbulent, nous avons opté pour un modèle k-ϵ standard pour caractériser la turbulence de notre fluide.

Dans la seconde section de ce chapitre, nous présenterons la technique que nous avons choisie : la méthode des volumes finis. Nous exposerons également les différents schémas de discrétisation qui lui sont associés et les conditions aux limites que nous avons implémentées dans notre modèle. Nous présenterons notamment les lois de parois qui permettent de nous affranchir de l'utilisation d'un maillage très fin en zone de proche paroi. De plus, nous présenterons l'étude d'un écoulement anisotherme qui a permis de valider notre code de calcul.

2.1 Établissement des équations liées à l'écoulement d'air

La notation indicielle sera utilisée pour simplifier l'écriture des équations. Nous commençons par effectuer un bilan de masse global sur la phase fluide.

2.1.1 Conservation de la masse

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les gouttes peuvent s'évaporer dans l'air à cause des gradients d'humidité absolue et de température. L'équation de continuité que nous devons considérer s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,j} >\right) = Q_{\text{évap}} \tag{2.1}$$

où ρ_{f} est la masse volumique de l'air humide. En raison de la faible fraction volumique de gouttes présente dans le spray, nous faisons l'hypothèse que le terme $Q_{\text{évap}}$ a une influence négligeable sur le bilan masse global. Cette simplification est très largement considérée dans de nombreux travaux [Béard, 1994, Rüger *et al.*, 2000]. On considère alors :

[15] Leonhard Euler, mathématicien et physicien suisse (1707, Bâle - 1783, St Petersbourg)

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,j} >\right) = 0 \tag{2.2}$$

2.1.2 Conservation de la vapeur d'eau

L'humidité absolue intervient dans le modèle d'évaporation des particules. Il est donc déterminant de connaître cette grandeur dans notre milieu. L'équation de transport de l'humidité absolue est de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,j} >< Y_{\mathrm{f}} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\rho_{\mathrm{f}}\mathcal{D} + \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{Sc_{\mathrm{t}}}\right)\frac{\partial < Y_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j}\right] + Q_{\mathrm{évap}} \tag{2.3}$$

Dans l'équation 2.3, le membre de gauche représente le terme de convection. Les termes de droite modélisent la diffusion laminaire et turbulente d'humidité. Le terme source est lié à l'évaporation des gouttes. Nous noterons que les flux turbulents d'humidité sont modélisés par une loi de gradient basée sur l'humidité moyenne :

$$\rho_{\mathrm{f}}\left\langle u_j y\right\rangle = -\frac{\mu_{\mathrm{t}}}{Sc_{\mathrm{t}}}\frac{\partial < Y_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j} \tag{2.4}$$

où y représente la fluctuation d'humidité. Le nombre de Schmidt turbulent, Sc_{t}, utilisé ici vaut 1.

2.1.3 Équation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie permet d'estimer le champ de température de la phase fluide. Elle fait intervenir les deux modes de transfert de chaleur, les phénomènes de convection et de conduction, qui nous avons choisi de modéliser. Cette équation s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} C_{p\mathrm{f}} U_{\mathrm{f}\,j} T_{\mathrm{f}}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Lambda_{\mathrm{f}}\frac{\partial T_{\mathrm{f}}}{\partial x_j}\right) + < S_{\mathrm{p}\,T} > \tag{2.5}$$

Le terme source $< S_{\mathrm{p}\,T} >$ provient des échanges de chaleur avec la phase dispersée. Cette équation est établie à partir de grandeurs instantanées. En introduisant la décomposition de Reynolds sur les vitesses ($U_{\mathrm{f}\,i} =< U_{\mathrm{f}\,i} > + u_i$) et sur la température ($T_{\mathrm{f}} =< T_{\mathrm{f}} > + \theta$) et en appliquant l'opérateur de moyenne, l'équation 2.5 se développe sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,j} >< T_{\mathrm{f}} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\Lambda_{\mathrm{f}}}{C_{p\mathrm{f}}}\frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j} - \rho_{\mathrm{f}} < u_j\theta >\right] + < S_{\mathrm{p}\,T} > \tag{2.6}$$

$< u_j\theta >$ représente les flux de chaleur turbulents. Ces flux sont modélisés par une relation de fermeture. Trois modèles de complexité croissante sont classiquement utilisés à partir de lois de type gradient :

– SED - Simple Eddy Diffusivity (ce modèle est basé sur le modèle de Boussinesq[16]) :

$$< u_j\theta >= -\alpha_{\mathrm{t}}\frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j} \tag{2.7}$$

[16]Joseph Valentin Boussinesq, hydraulicien et mathématicien français (1842, Saint-André-de-Sangonis - 1929, Paris)

α_{t} représente la diffusivité thermique dite turbulente, obtenue par la relation :

$$\alpha_{\mathrm{t}} = \frac{1}{\rho_{\mathrm{f}}} \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{Pr_{\mathrm{t}}} = \frac{\Lambda_{\mathrm{t}}}{\rho_{\mathrm{f}} C_{p\mathrm{f}}} \tag{2.8}$$

– GGDH (modèle anisotrope, reposant sur des lois de gradients généralisées de Daly *et al.* [Daly et Harlow, 1970], modèle Generalized Gradient Diffusion Hypothesis) :

$$< u_j \theta >= -C_{\mathrm{t}} f_\mu \frac{k_{\mathrm{f}}}{\epsilon_{\mathrm{f}}} \left(< u_j u_k > \frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial x_k} \right) \tag{2.9}$$

– WET (attribué à Launder [Launder, 1988], faisant à la fois apparaître des gradients thermiques et de vitesses) :

$$< u_j \theta >= -C_{\mathrm{t}} f_\mu \frac{k_{\mathrm{f}}}{\epsilon_{\mathrm{f}}} \left(< u_j u_k > \frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial x_k} + < u_k \theta > \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_k} \right) \tag{2.10}$$

Dans notre étude, les flux de chaleur turbulents sont modélisés par le modèle SED, dont le formalisme est le plus simple et le plus stable. Une conductivité dite "turbulente" est alors ajoutée à la conductivité dite "laminaire" dans l'équation 2.6.

2.1.4 Conservation de la quantité de mouvement - modèle RANS

Les équations générales qui régissent l'écoulement d'un fluide sont définies par les équations de Navier[17] Stokes :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{\mathrm{f}} U_{\mathrm{f}\,i} U_{\mathrm{f}\,j} \right) = -\frac{\partial P_r}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\mathrm{f}} \left(\frac{\partial U_{\mathrm{f}\,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{\mathrm{f}\,j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_{\mathrm{f}\,l}}{\partial x_l} \right) \right] + < S_{\mathrm{p}\,u_i} > \tag{2.11}$$

Le terme $< S_{\mathrm{p}u_i} >$ représente l'influence de la phase dispersée sur la phase continue. Il se traduit sous la forme d'un terme source dû à la traînée des particules. Nous reviendrons plus tard sur la formulation de ce terme, à travers le chapitre 3.

Toutes les variables présentes dans l'équation 2.11 sont considérées comme des grandeurs instantanées. En introduisant la décomposition de Reynolds ($U_{\mathrm{f}\,i} =< U_{\mathrm{f}\,i} > + u_i$) dans cette équation et en moyennant l'ensemble de l'expression, l'équation 2.11 se simplifie par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >< U_{\mathrm{f}\,j} > \right) = & - \frac{\partial < P_r >}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\mathrm{f}} \left(\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{\partial x_j} + \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,l} >}{\partial x_l} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho_{\mathrm{f}} < u_i u_j > \right) \\ & + < S_{\mathrm{p}\,u_i} > \end{aligned} \tag{2.12}$$

$< u_i u_j >$ représente une composante du tenseur des contraintes de Reynolds. Pour notre travail, nous avons choisi le modèle "Linear Eddy Viscosity Model" (LEVM) comme relation de fermeture :

$$-\rho_{\mathrm{f}} < u_i u_j >= \mu_{\mathrm{t}} \left(\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{dx_j} + \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{dx_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}} + \mu_{\mathrm{t}} \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,l} >}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \tag{2.13}$$

[17] Claude Louis Marie Henri Navier, physicien français (1785, Dijon - 1835, Paris)

Avec l'introduction de cette relation, deux nouvelles grandeurs ont été utilisées : la viscosité dynamique turbulente μ_{t} et l'énergie cinétique turbulente k_{f}. En utilisant la relation 2.13, l'équation 2.12 devient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >< U_{\mathrm{f}\,j} >\right) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}}+\mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{\partial x_j}\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}}+\mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\right] \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\frac{2}{3}\left(\mu_{\mathrm{f}}+\mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,l} >}{\partial x_l}\right] - \frac{\partial}{\partial x_i}\left[< P_r > +\frac{2}{3}\rho_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}}\right] \\ &+ < S_{\mathrm{p}\,u_i} > \end{aligned} \tag{2.14}$$

Enfin, en utilisant l'équation de continuité (relation 2.2), la relation 2.14 devient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >< U_{\mathrm{f}\,j} >\right) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}}+\mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{\partial x_j}\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}}+\mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\right] \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i}\left[< P_r > +\frac{2}{3}\rho_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}}\right] + < S_{\mathrm{p}\,u_i} > \end{aligned} \tag{2.15}$$

La détermination du champ de vitesse demande la connaissance de la viscosité dynamique turbulente μ_{t} et du champ d'énergie cinétique turbulente k. L'introduction d'un modèle de turbulence permet d'obtenir ces différentes caractéristiques de l'écoulement.

2.1.5 Modélisation du phénomène de turbulence

Quelques modèles disponibles dans la littérature

Il existe de nombreuses modélisations qui permettent de prendre en compte le phénomène de turbulence au sein du fluide :

- Les modèles à une seule équation : le modèle de Spalart - Allmaras [Spalart et Allmaras, 1992] permet de définir une viscosité effective ($\mu_{\mathrm{eff}} = \mu_{\mathrm{t}} + \mu_{\mathrm{f}}$).
- Les modèles à deux équations :
  1. Le modèle $k-\epsilon$ standard [Launder et Spalding, 1974] utilise une équation différentielle pour l'échelle des vitesses et une autre pour l'échelle des longueurs des structures turbulentes. La mise en forme conduit à deux équations de transport pour l'énergie cinétique k_{f} et le taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ_{f}.
  2. Le modèle RNG $k-\epsilon$ [Choudhury, 1993] est issu des équations de Navier Stokes en instationnaire en utilisant la méthode "Renormalization Group" (RNG). Le résultat est un modèle ressemblant au $k-\epsilon$ standard avec des constantes et des termes supplémentaires dans les équations de transport.
  3. Le modèle $k-\epsilon$ réalisable [Shih *et al.*, 1995] permet de satisfaire à des critères mathématiques sur les contraintes du tenseur de Reynolds (inégalité de Cauchy[18]-Schwarz[19]). Une fois encore, les constantes diffèrent légèrement du modèle $k-\epsilon$ standard, mais cette fois une nouvelle formulation est proposée pour l'équation sur la dissipation visqueuse.

[18] Augustin Louis Cauchy, mathématicien français (1789, Paris - 1857, Paris)
[19] Hermann Amandus Schwarz, mathématicien germano-polonais (1843, Hermsdorf - 1921, Berlin)

4. Le modèle $k-\omega$ standard [Wilcox, 1998] est basé sur des équations de transport de k_f et sur le taux de dissipation spécifique ω. ω est défini comme étant le rapport de ϵ_f et k_f. Par rapport au modèle standard, des termes de production sont rajoutés dans la modélisation.

Pour notre étude, nous avons choisi de nous orienter vers le modèle $k-\epsilon$ standard, dont nous allons présenter les fondements dans la section suivante.

Modèle $k-\epsilon$ standard

Avant de présenter ce modèle de turbulence, il est nécessaire de revenir sur certaines définitions. L'énergie cinétique turbulente k_f se définit de la manière suivante :

$$k = \frac{1}{2} < u_i u_i > \tag{2.16}$$

où u_i représente la fluctuation de vitesse selon la ième composante. Cette énergie cinétique turbulente est associée au taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente noté ϵ_f, dont la définition est :

$$\epsilon_\mathrm{f} = \nu_\mathrm{t} < \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} > \tag{2.17}$$

De manière générale, les équations de transport sont assez bien connues pour un modèle $k-\epsilon$ standard. Le développement de ces relations a fait l'objet de nombreux travaux. Nous reprenons ici ceux de Grancher [Grancher, 1990] et de Berlemont *et al.* [Berlemont *et al.*, 1995]. L'équation de conservation sur l'énergie turbulente k_f s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_\mathrm{f} k_\mathrm{f} < U_{\mathrm{f}\,i} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_\mathrm{f} + \frac{\mu_\mathrm{t}}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k_\mathrm{f}}{\partial x_j}\right] + G - \rho_\mathrm{f}\epsilon_\mathrm{f} + < S_{\mathrm{p}\,k} > \tag{2.18}$$

avec :

$$G = \mu_\mathrm{t}\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\left(\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{dx_j} + \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{dx_i}\right) - \frac{2}{3}\left(\rho_\mathrm{f} k_\mathrm{f} + \mu_\mathrm{t}\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,l} >}{\partial x_l}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,m} >}{\partial x_m} \tag{2.19}$$

L'équation de conservation sur le taux de dissipation ϵ_f s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_\mathrm{f}\epsilon_\mathrm{f} < U_{\mathrm{f}\,i} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_\mathrm{f} + \frac{\mu_\mathrm{t}}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon_\mathrm{f}}{\partial x_j}\right] + C_{1\epsilon}\frac{\epsilon_\mathrm{f}}{k_\mathrm{f}}G - C_{2\epsilon}\rho_\mathrm{f}\frac{\epsilon_\mathrm{f}^2}{k_\mathrm{f}} + < S_{\mathrm{p}\,\epsilon} > \tag{2.20}$$

Les termes sources, qui sont notés $< S_{\mathrm{p}\,k} >$ et $< S_{\mathrm{p}\,\epsilon} >$ traduisent l'influence des particules sur la turbulence. Ils sont décrits dans le chapitre 3.

Les différentes constantes du modèle $k-\epsilon$ sont les suivantes : $\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1{,}2$, $C_{1\epsilon} = 1{,}44$ et $C_{2\epsilon} = 1{,}99$. La modélisation de la viscosité turbulente est faite selon la relation suivante :

$$\mu_\mathrm{t} = \rho_\mathrm{f} C_\mu \frac{k_\mathrm{f}^2}{\epsilon_\mathrm{f}} \tag{2.21}$$

avec $C_\mu = 0{,}09$.

Les limites du modèle $k-\epsilon$ standard

Le modèle $k-\epsilon$ standard peut conduire sous certaines conditions à des aberrations mathématiques lors de la reconstruction du tenseur des contraintes de Reynolds. Ces aberrations peuvent notamment gêner le modèle de dispersion (impossibilité d'estimer l'échelle de temps T_L vue au chapitre 1 par exemple).

Ces problèmes dits de réalisabilité interviennent lorsqu'on observe l'un ou l'autre des problèmes ci-dessous :

1. des tensions normales négatives, $< u_i^2 > < 0$,
2. des inégalités de Schwartz non satisfaites, $< u_i u_j >^2 \leq < u_i^2 >< u_j^2 >$

Pour éviter ce type de problème, nous avons essayé d'utiliser le modèle $k-\epsilon$ réalisable. Cependant, dans notre configuration, ce modèle s'est révélé instable numériquement. C'est pourquoi, nous avons conservé le modèle $k-\epsilon$ standard, tout en écrivant notre modèle de dispersion pour une THI. Les problèmes de réalisabilité perturbent la détermination des covariances des fluctuations de vitesse. Pour évaluer les propriétés de turbulence de notre fluide nous utilisons donc : $< u_i^2 >= 2k/3$ et $< u_i u_j >^2 = 0$.

2.1.6 Synthèse du modèle choisi

Résumons l'ensemble des équations que contient notre modèle pour la simulation eulérienne :

– l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,j} >\right) = 0 \tag{2.22}$$

– la conservation de la quantité de mouvement (3 équations) :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >< U_{\mathrm{f}\,j} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}} + \mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{\partial x_j}\right] + S_{\mathrm{U_f}\,i} \tag{2.23}$$

avec :

$$S_{\mathrm{U_f}\,i} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left[< P_r > + \frac{2}{3}\rho_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}}\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}} + \mu_{\mathrm{t}}\right)\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\right] + < S_{\mathrm{p}\,u_i} > \tag{2.24}$$

– l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_{\mathrm{f}} k_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}} + \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k_{\mathrm{f}}}{\partial x_j}\right] + S_k \tag{2.25}$$

avec :

$$S_k = \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\left[\mu_{\mathrm{t}}\left(\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{dx_j} + \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{dx_i}\right)\right] - \rho_{\mathrm{f}}\epsilon_{\mathrm{f}} + < S_{\mathrm{p}\,k} > \tag{2.26}$$

– l'équation de transport sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_{\mathrm{f}}\epsilon_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\,i} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu_{\mathrm{f}} + \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon_{\mathrm{f}}}{\partial x_j}\right] + S_\epsilon \tag{2.27}$$

avec :

$$S_\epsilon = C_{1\epsilon}\frac{\epsilon_{\mathrm{f}}}{k_{\mathrm{f}}}\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{\partial x_i}\left[\mu_{\mathrm{t}}\left(\frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,i} >}{dx_j} + \frac{\partial < U_{\mathrm{f}\,j} >}{dx_i}\right)\right] - C_{2\epsilon}\rho_{\mathrm{f}}\frac{\epsilon_{\mathrm{f}}^2}{k_{\mathrm{f}}} + < S_{\mathrm{p}\,\epsilon} > \tag{2.28}$$

– l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_j >< T_{\mathrm{f}} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_{\mathrm{f}}}{Pr} + \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right)\frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j}\right] + S_T \tag{2.29}$$

avec :

$$S_T = \frac{< S_{\mathrm{p}\ T} >}{C_{p\mathrm{f}}} \tag{2.30}$$

– l'équation de transport de la vapeur d'eau :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\ j} >< Y_{\mathrm{f}} >\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mathcal{D} + \frac{\mu_{\mathrm{t}}}{Sc_{\mathrm{t}}}\right)\frac{\partial < Y_{\mathrm{f}} >}{\partial x_j}\right] + Q_{\text{évap}} \tag{2.31}$$

Nous avons donc huit équations, toutes exprimées selon un formalisme commun :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} < U_{\mathrm{f}\ j} > \varphi\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma\frac{\partial \varphi}{\partial x_j}\right) + S \tag{2.32}$$

S est le terme source regroupant les phénomènes de production et de dissipation par unité de volume. $\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_{\mathrm{f}} U_{\mathrm{f}\ j}\varphi\right)$ est le terme de convection et $\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma\frac{\partial \varphi}{\partial x_j}\right)$ est un terme de diffusion. De façon classique, cette forme générale permet d'élaborer un modèle de résolution unique pour toutes ces équations.

2.2 Méthode des volumes finis appliquée à la simulation eulérienne

2.2.1 Méthode générale

De nombreux travaux font référence à la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de transport. Ce travail s'appuie essentiellement sur les ouvrages de Patankar [Patankar, 1980] et Versteeg *et al.* [Versteeg et Malalasekera, 1995].

La forme générale des équations de transport (Cf. équation 2.32) permet une résolution similaire pour chaque grandeur étudiée. En utilisant le principe des volumes finis, les équations générales sont discrétisées sous la forme :

$$a_P\varphi_P = \sum a_i\varphi_i + b \tag{2.33}$$

Ainsi, la grandeur φ_P est calculée en connaissant les grandeurs φ_i des points voisins (est, ouest, nord, sud, haut et bas). Les variables a_i et b représentent respectivement les coefficients associés aux φ_i et un terme source lié à l'équation 2.33. De plus, la résolution de ces équations nécessite l'utilisation de procédures numériques adaptées à notre problème. Voici une synthèse des outils que nous avons mis en place dans notre code :

– l'utilisation des schémas de discrétisation se fait au choix entre le schéma Upwind, le schéma Power Law [Patankar, 1980] ou le schéma Quick [Leonard, 1979] associés à la technique de correction reportée [Khosla et Rubin, 1974] qui permet de limiter les problèmes d'instabilité liés à ces différents schémas,
– l'intégration de grilles décalées [Harlow et Welch, 1965] permet notamment d'éliminer les oscillations incohérentes entre les champs de pression et de vitesse. Cependant, l'utilisation de grilles décalées nécessite de définir quatre maillages différents (trois pour les vitesses

et un pour les scalaires) ce qui pénalise la méthode. De plus, cette solution n'évite pas l'emploi de nombreuses interpolations dans la résolution pour le passage d'une grille à une autre,
- l'algorithme de pression utilisé est du type SIMPLE [Patankar et Spalding, 1972],
- la technique de résolution du problème numérique suit l'algorithme TDMA (TriDiagonal Matrix Algorithm).

2.2.2 Conditions aux limites

Les simulations qui nous intéressent à travers ce travail sont les configurations où le spray est confiné dans une enceinte. L'ensemble des frontières peut donc être assimilé à des parois.

Conditions aux limites classiques

Pour la vitesse, la température, k_f et ϵ_f, nous utilisons des lois de parois standards qui sont développées dans le paragraphe suivant.

Cependant, le calcul sur la fraction de vapeur pose problème. A priori, si l'on souhaite reproduire les conditions d'utilisation d'un spray, il n'est jamais confiné dans une enceinte parfaitement étanche : il y a un renouvellement permanent d'air, ce qui permet de ne pas atteindre une saturation totale de l'air en eau. Pour la modélisation, il faudrait introduire des conditions aux limites de type entrée / sortie. Cela pose quelques difficultés car d'une part, le domaine devrait être agrandi (ce qui pénalise les temps de calcul) et d'autre part, nous ne pouvons pas estimer le débit d'air humide traversant ces frontières. Par ailleurs, le problème d'évaporation devrait être traité de façon instationnaire, ce qui augmenterait une fois encore les temps de simulation. Nous avons donc opté pour des conditions aux limites de type Dirichlet[20].

Dans la suite du développement, l'axe y représente la normale à la paroi.

Lois et traitements aux parois

Les cas d'applications qui font intervenir des parois nécessitent, en général, un raffinement du maillage dans les zones où les grandeurs moyennes varient très fortement (notamment aux parois). Dans le but d'optimiser le temps de calcul, il n'est pas imaginable d'utiliser un maillage trop fin sous peine d'augmenter le temps de convergence. Afin d'éviter cet inconvénient, nous utilisons alors des lois de parois [Versteeg et Malalasekera, 1995].

Ces lois sont semi-empiriques et permettent de s'affranchir du calcul en proche paroi, soit en donnant directement la valeur de la grandeur scalaire calculée, soit en fixant une corrélation pour les valeurs de flux aux parois.

Le modèle est fonction de y^+ qui est la distance à la paroi adimensionnelle :

$$y^+ = \frac{\Delta y_P}{\nu_\mathrm{f}} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_\mathrm{f}}} \tag{2.34}$$

où Δy_P représente la distance entre le premier nœud du maillage et la paroi, τ_w est la contrainte à la paroi.

On distingue deux configurations : si $y^+ < 11,63$, l'écoulement est laminaire (on parle de sous couches laminaires). Si $y^+ > 11,63$, l'écoulement est turbulent.

[20] Johann Peter Gustav Lejeune Dirichlet, mathématicien allemand (1805, Düren - 1859, Göttingen)

$y^+ < 11,63$, écoulement laminaire

Dans ce cas précis, la contrainte à la paroi est essentiellement due à la viscosité du fluide. Elle peut alors s'écrire :

$$\tau_w = \mu_\mathrm{f} \frac{< U_P >}{\Delta y_P} \tag{2.35}$$

où $< U_P >$ est la vitesse tangentielle à la paroi au point P du maillage. La condition aux limites associée aux équations de conservation de la quantité de mouvement est approchée par :

$$\mu_\mathrm{f} \frac{\partial < U >}{\partial y}\bigg|_\mathrm{paroi} \approx \mu_P \frac{< U_P >}{\Delta y_P} \tag{2.36}$$

La même démarche peut être considérée pour la partie énergétique du problème :

$$\Lambda_\mathrm{f} \frac{\partial < T_\mathrm{f} >}{\partial y}\bigg|_\mathrm{paroi} \approx \Lambda_P \frac{< T_P > - < T_\mathrm{mur} >}{\Delta y_P} \tag{2.37}$$

$y^+ > 11,63$, écoulement turbulent

Dans ce cas de configuration, le nœud de la première cellule est supposé être dans la région dite de la couche limite turbulente. Les grandeurs évoluent selon des lois logarithmiques fonction de la distance à la paroi. La relation applicable dans cette zone pour la vitesse adimensionnée est la suivante :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa_{VK}} \ln\left(E y^+\right) \tag{2.38}$$

où la constante de Von Karman[21] vaut $\kappa_{VK} = 0,4178$. E est une constante d'intégration dépendant de la rugosité des parois et vaut, en général, $E = 9,793$. u^+ est la vitesse adimensionnée :

$$u^+ = \frac{< U_\mathrm{f} >}{u_\tau} = \frac{< U_\mathrm{f} >}{\left(\tau_w / \rho_\mathrm{f}\right)^{1/2}} \tag{2.39}$$

La composante tangentielle à la paroi peut alors s'écrire :

$$\tau_w = -\mu_\mathrm{f} \frac{\partial < U_\mathrm{f} >}{\partial y} \approx -\rho_\mathrm{f} C_\mu^{1/4} k_{\mathrm{f}P}^{1/2} \frac{< U_P >}{u^+} \tag{2.40}$$

Pour l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, il vient :

$$\mu_\mathrm{f} \frac{\partial k_\mathrm{f}}{\partial y} \approx \left(\tau_w < U_P > -\rho_\mathrm{f} C_\mu^{3/4} k_{\mathrm{f}P}^{3/2} u^+\right) \tag{2.41}$$

Au niveau de la méthode des volumes finis, le terme de diffusion de l'énergie cinétique à la paroi est remplacé par une contribution dans le terme source :

$$S_{\mathrm{k\ paroi}} \approx \left(\tau_w < U_P > -\rho_\mathrm{f} C_\mu^{3/4} k_{\mathrm{f}P}^{3/2} u^+\right) \frac{\mathcal{V}_\mathrm{cellule}}{\Delta y_P} \tag{2.42}$$

[21] Theodore von Karman, ingénieur et physicien hongrois et américain (1881, Budapest - 1963, Aachen)

Pour l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, la valeur au premier nœud en proche paroi est directement estimée par la relation :

$$\epsilon_{\mathrm{f}P} = \frac{C_\mu^{3/4} k_{\mathrm{f}P}^{3/2}}{\kappa_{VK} \Delta y_P} \tag{2.43}$$

Pour l'équation de conservation de l'énergie, le flux de chaleur à la paroi peut s'écrire :

$$-\Lambda_{\mathrm{f}} \frac{\partial < T_{\mathrm{f}} >}{\partial y}\bigg|_{\mathrm{paroi}} = -\rho_{\mathrm{f}} C_{p\,\mathrm{f}} C_\mu^{1/4} k_{\mathrm{f}P}^{1/2} \frac{(< T_P > - < T_{\mathrm{mur}} >)}{\Theta^+} \tag{2.44}$$

Θ^+ est la distribution universelle de température en proche paroi dans un écoulement turbulent. Elle est obtenue par la relation suivante :

$$\Theta^+ = Pr_{\mathrm{t}} \left[u^+ + f\left(\frac{Pr_{\mathrm{l}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right) \right] \tag{2.45}$$

où Pr_{l} et Pr_{t} sont réciproquement les nombres de Prandtl laminaire et turbulent. $f\,(Pr_{\mathrm{l}}/Pr_{\mathrm{t}})$ est appelée la fonction Pee, dont l'expression est la suivante (formulation de Jayatilleke [Jayatilleke, 1969]) :

$$f\left(\frac{Pr_{\mathrm{l}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right) = 9,24 \left[\left(\frac{Pr_{\mathrm{l}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right)^{0,75} - 1 \right] \left[1 + 0,28 \exp\left(-0,007 \left(\frac{Pr_{\mathrm{l}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right) \right) \right] \tag{2.46}$$

Nous noterons que ces lois sont obtenues pour un écoulement classique et que nous les utilisons ici malgré tout en écoulement diphasique (démarche habituelle dans la littérature).

2.2.3 Validation

L'objectif de cette partie est de proposer différents cas tests qui permettent la validation de notre code de simulation eulérienne. L'ensemble des cas tests proposé ici porte sur des écoulements en conduite où de nombreux résultats sont disponibles dans la littérature.

Nous avons dans un premier temps étudié un écoulement laminaire 2D de type Poiseuille[22] (non présenté ici) où l'on compare le coefficient de perte de charge estimé par la simulation et celui exprimé de façon analytique. Sur cette même configuration, les travaux de Shah *et al.* [Shah et London, 1978] permettent de comparer l'évolution du coefficient d'échange de chaleur entre le fluide et la paroi. Les estimations faites par notre code de calcul des coefficients de perte de charge et d'échange de chaleur à la paroi sont en parfaite adéquation avec les solutions de référence.

Un second test (non présenté ici) propose, pour une conduite 2D en régime turbulent, une confrontation des résultats entre notre code de calcul et le code commercial Fluent. Cette comparaison nous a permis de retrouver des résultats similaires.

Enfin, le dernier cas test porte sur l'étude d'un écoulement en conduite pour une configuration 3D en régime turbulent (plus proche de notre problème). Les objectifs sont de rechercher les coefficients de pertes de charge K et d'échange de chaleur aux parois (nombre de Nusselt, Nu) pour les comparer à des corrélations extraites de la littérature.

Pour se faire, nous avons considéré une conduite rectangulaire de dimensions 140 m x 2 m x 2 m, découpée par un maillage 400 x 15 x 15. Cette discrétisation est sans doute un peu trop

[22] Jean-Louis Marie Poiseuille, médecin et physicien français (1797, Paris - 1869, Paris)

grossière, mais elle offre un bon compromis entre temps de simulation et précision du résultat. Les propriétés du fluide étudié sont celles de l'air.

Des corrélations bien connues dans la littérature offrent une estimation des paramètres que nous recherchons :

– la corrélation de Blasius :

$$K_{\text{Blasius}} = (100 Re_{D_H})^{-0,25} \tag{2.47}$$

– la corrélation de Dittus Boelter :

$$Nu_{\text{Dittus}} = 0,023 Re_{D_H}^{0,8} Pr^{0,4} \tag{2.48}$$

– la corrélation de Colburn :

$$Nu_{\text{Colburn}} = 0,023 Re_{D_H}^{0,8} Pr^{0,33} \tag{2.49}$$

Nous avons donc procédé à des simulations selon des valeurs de vitesses débitantes différentes. La longueur de la conduite est imposée, car elle doit permettre d'obtenir à la fois l'établissement dynamique (stabilisation des profils de vitesse) et thermique. Nos résultats sont les suivants :

– avec une vitesse débitante de 0,5 m/s :

Nombre de Reynolds	$K_{\text{estimé}}$	K_{Blasius}	Écart relatif [%]
$6,48 \cdot 10^4$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$	8,45

$Nu_{\text{estimé}}$	Nu_{Dittus}	Nu_{Colburn}	Écart relatif [%]
123	141	145	13

– avec une vitesse débitante de 1 m/s :

Nombre de Reynolds	$K_{\text{estimé}}$	K_{Blasius}	Écart relatif [%]
$1,29 \cdot 10^5$	$1,57 \cdot 10^{-2}$	$1,66 \cdot 10^{-2}$	5,21

$Nu_{\text{estimé}}$	Nu_{Dittus}	Nu_{Colburn}	Écart relatif [%]
215	246	252	13

– avec une vitesse débitante de 2 m/s :

Nombre de Reynolds	$K_{\text{estimé}}$	K_{Blasius}	Écart relatif [%]
$2,59 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,40 \cdot 10^{-2}$	1,0

$Nu_{\text{estimé}}$	Nu_{Dittus}	Nu_{Colburn}	Écart relatif [%]
377	429	440	12

Les valeurs simulées des coefficients de perte de charge sont dans un ordre tout à fait acceptable par rapport à la corrélation de Blasius. En ce qui concerne le nombre de Nusselt, nous obtenons sur chaque simulation des valeurs avec plus de 10 % d'écart. La conclusion quant à cette simulation peut être nuancée. En effet, de tels écarts sont raisonnables compte tenu de l'utilisation combinée de lois de parois pour la gestion des conditions aux limites et d'un modèle $k - \epsilon$ à une relation de fermeture du type SED pour la turbulence. Des écarts du même ordre de grandeur ont été constatés par Rokni *et al.* [Rokni et Sundén, 1996]. Ajoutons que des imprécisions en zone de proche paroi ont une influence modérée sur le spray qui, lui, sera étudié "loin" des parois, au centre du domaine.

Ce chapitre a présenté le modèle de simulation eulérienne que nous avons choisi d'implémenter pour déterminer l'ensemble des caractéristiques de notre écoulement d'air. Nous avons

vu à travers ce chapitre que l'influence des particules sur la phase fluide est modélisée par la formulation de termes sources. Ils sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Couplage du suivi lagrangien à la simulation eulérienne et résolution numérique

Le couplage entre la simulation eulérienne et le suivi lagrangien est réciproque. La phase fluide agit sur le calcul du suivi lagrangien par l'intermédiaire des grandeurs moyennes calculées par le modèle RANS. La phase dispersée, quant à elle, agit sur le calcul de la phase continue par le biais des différents termes sources présents dans les équations de transport. Ces termes, notés $< S_\mathrm{p} >$ dans le chapitre 2 traduisent les échanges aux interfaces entre la phase fluide et la phase discrète.

Tout d'abord, nous verrons l'ensemble du formalisme des différents termes sources qui ont été introduits au sein de notre modèle RANS (Cf. chapitre 2).

Ensuite, nous détaillerons comment la résolution numérique est établie entre le suivi lagrangien et la simulation eulérienne.

3.1 Couplage des différents modèles

3.1.1 Échanges de quantités de mouvement

Dans notre cas d'étude, seule la force de traînée contribue aux échanges de quantités de mouvement entre le fluide et les particules. Ce terme s'exprime par :

$$< S_{\mathrm{p}\ u_i} >= N \left\langle -m_\mathrm{p} \left[\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}i}}{\mathrm{d}t} - g_i \right] \right\rangle \tag{3.1}$$

où, g_i est la i-ème composante de la gravité, N est le nombre de particules par unité de volume, m_p est la masse de la particule, $V_{\mathrm{p}i}$ est la i-ème composante de la vitesse de la particule.

3.1.2 Échanges de chaleur par convection

Les échanges d'énergie entre les particules et la phase fluide interviennent uniquement pour notre cas par le mécanisme de convection :

$$< S_{\mathrm{p}\ T} >= N \left\langle -Q_\mathrm{évap} C_{pv} \frac{(T_\mathrm{f} - T_\mathrm{p})}{B_T} \right\rangle \tag{3.2}$$

3.1.3 Modification de la turbulence

Origine du couplage sur la turbulence

La présence de gouttes d'eau dans l'écoulement d'air modifie la turbulence. Tout d'abord, la modification du champ de vitesses induite par la présence de particules conduit à une modulation de la turbulence à travers le terme de production. De plus, les coefficients $C_{\epsilon 2}$, $C_{\epsilon 3}$ et C_μ (déjà introduit au cours de ce travail) ne doivent pas avoir la même valeur dans le cas d'un écoulement mono ou diphasique. Enfin, il est nécessaire d'introduire les termes $< S_{\mathrm{p}\,k} >$ et $< S_{\mathrm{p}\,\epsilon} >$ qui représentent la modulation de la turbulence par les particules.

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de cette modification. Les actions directes sont les suivantes :

1. dissipation de l'énergie cinétique par les particules,
2. augmentation de la viscosité apparente,
3. sillage derrière les particules qui entraîne une production de turbulence,
4. augmentation du gradient de vitesse de la phase continue entre les particules,
5. concentration préférentielle des particules due à la turbulence : localisation des gouttes privilégiée dans les zones dites «mortes».

Les modèles actuels sont incapables de prendre en compte tous ces mécanismes à cause de la complexité des couplages et du manque de connaissance sur la génération de la turbulence.

La modélisation de ce genre de couplage reste un exercice difficile et bien souvent des hypothèses sont émises pour simplifier le problème, comme dans les modèles que nous allons voir.

Modèles envisageables

Le premier modèle, nommé modèle standard, repose sur l'hypothèse d'équilibre local qui stipule que l'énergie cinétique turbulente produite dans le sillage des particules est immédiatement dissipée. Au niveau de l'énergie cinétique k du fluide, cette hypothèse amène à une écriture assez courante dans la littérature [Berlemont *et al.*, 1990, Sommerfeld, 1997] :

$$\langle S_{\mathrm{p}\,k} \rangle = \langle s_{\mathrm{p}\,u_i} u_i \rangle \tag{3.3}$$

ou encore :

$$\langle S_{\mathrm{p}\,k} \rangle = \langle S_{\mathrm{p}\,u_i} U_{\mathrm{f}\,i} \rangle - \langle S_{\mathrm{p}\,u_i} \rangle \langle U_{\mathrm{f}\,i} \rangle \tag{3.4}$$

Par analogie avec un écoulement de fluide pur, la modélisation du terme source dans l'équation de la dissipation visqueuse amène à écrire :

$$\langle S_{\mathrm{p}\,\epsilon} \rangle = C_{\epsilon 3} \frac{\epsilon_{\mathrm{f}}}{k_{\mathrm{f}}} \langle S_{\mathrm{p}\,k} \rangle \tag{3.5}$$

où la constante de modélisation $C_{\epsilon 3}$ varie dans la gamme : $0,9 < C_{\epsilon 3} < 2$, Chang [Chang, 1998] propose de fixer cette constante à $C_{\epsilon 3} = 1,87$ pour des écoulements en conduite. Berlemont *et al.* [Berlemont *et al.*, 1995] propose d'utiliser la valeur de 1,1 pour la modélisation d'un jet dans une conduite, associée à un nouveau formalisme pour la constante C_μ.

La limite de ce modèle est qu'il n'est capable que de prédire une atténuation de l'énergie cinétique turbulente, alors qu'il est démontré expérimentalement qu'il peut y avoir une production lorsque l'écoulement est chargé en grosses particules.

Un modèle plus complet est proposé par Crowe *et al.* [Crowe et Gilandt, 1998, Crowe, 2000]. Il prend en considération les effets de production de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage des particules. Ce modèle est le suivant :

$$\langle S_{\mathrm{p}\,k} \rangle = |< S_{\mathrm{p}\,u_i} > (< U_{\mathrm{f}\,i} > - < V_{\mathrm{p}\,i} >)| + \langle s_{\mathrm{p}\,u_i} v_i \rangle \tag{3.6}$$

Dans le modèle original, ϵ_{f} est évaluée de façon approchée par une relation dérivée de sa valeur en écoulement monophasique. Cette formulation est instable ou imprécise en milieu confiné. Sommerfeld [Sommerfeld, 1997] ou Boulet *et al.* [Boulet et Moisette, 2002] proposent de revenir à une modélisation classique par une équation de transport sur ϵ_{f}. Ils parlent de modèle "consistant" ou "hybride" associant les relations 3.5 et 3.6.

Nous verrons dans la partie dédiée aux résultats que les choix de modélisation du terme source $\langle S_{\mathrm{p}\,k} \rangle$ et de la constante $C_{\epsilon 3}$ jouent un rôle particulièrement important au niveau des résultats sur l'hydrodynamique du spray.

3.2 Résolution numérique des équations couplées

Comme nous venons de le voir, le couplage entre la simulation eulérienne et le suivi lagrangien peut être défini comme "fort". En effet, il ne suffit pas de faire converger l'une des parties, puis la seconde pour obtenir la convergence globale de notre problème. La résolution doit être itérative.

Au travers de cette section, nous présenterons l'algorithme principal de résolution de notre modèle. Ensuite, nous verrons comment nous évaluons la convergence de nos résultats. Enfin, nous exposerons nos techniques de relaxation pour le calcul des grandeurs de la phase fluide et pour la détermination des termes sources du suivi lagrangien.

3.2.1 Algorithme de résolution

L'ensemble Euler-Lagrange suit un processus itératif jusqu'à obtenir la convergence des résultats. Cependant, tant au niveau du suivi lagrangien qu'au niveau de la simulation eulérienne, chacun s'exécute sur un nombre bien défini de cycles. Lors du suivi lagrangien, nous suivons $N_{\mathrm{particules}}$ particules supplémentaires qui viennent s'ajouter à celles précédemment injectées. De cette façon, lors de la convergence des résultats, le nombre de particules injectées est considérable dans notre milieu. La partie eulérienne quant à elle itère également sur elle-même sur N_{euler} cycles.

L'algorithme principal de notre modèle eulérien-lagrangien est le suivant :

1. Suivi lagrangien sur le suivi de $N_{\mathrm{particules}}$ particules,
2. Génération des termes sources pour la partie eulérienne,
3. Simulation eulérienne sur N_{euler} cycles :
   (a) Résolution du champ de vitesses en X,
   (b) Résolution du champ de vitesses en Y,
   (c) Résolution du champ de vitesses en Z,
   (d) Algorithme SIMPLE,
   (e) Résolution du champ d'énergie cinétique turbulente k_{f},
   (f) Résolution du champ de dissipation visqueuse ϵ_{f},
   (g) Résolution du champ de température,

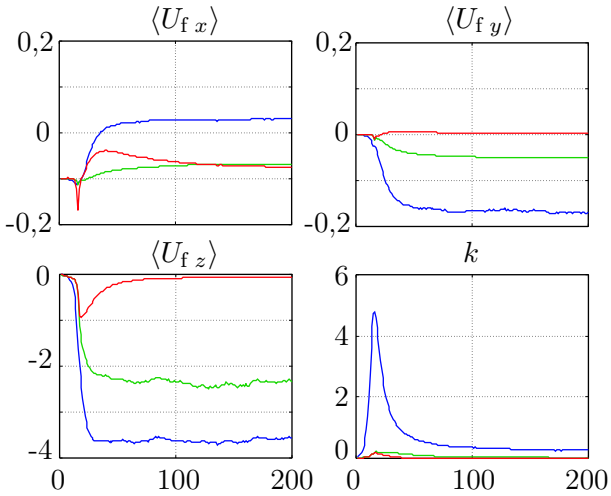


FIG. 3.1 – Exemple de suivi de convergence sur trois points en fonction du nombre de couplage Euler-Lagrange

(h) Résolution du champ d'humidité absolue,

(i) Sous relaxation des grandeurs estimées

4. Convergence des résultats ? Non → 1.

Ce schéma est répété jusqu'à la convergence de nos résultat. Voyons, maintenant, comment nous évaluons la convergence de nos résultats.

3.2.2 Évaluation de la convergence des résultats

Comme tous les codes de CFD, nous avons mis en place après la détermination de chacune des variables de notre problème (vitesse, température, ...), le calcul de résidus qui s'obtient par la relation :

$$R = \sum_{i=1}^{\text{toutes cellules}} \left| X_i^n - X_i^{n-1} \right| \tag{3.7}$$

Bien que sur un cycle eulérien, ces résidus tendent à diminuer, lorsque de nouveaux termes sources sont estimés à partir du dernier suivi lagrangien, ces résidus remontent. Cette opération se reproduit à chaque cycle Euler-Lagrange. Il n'est donc pas envisageable de fixer un seuil à ces résidus à partir desquels nous pourrions juger de la bonne convergence de nos résultats.

Nous avons choisi d'opter pour la même procédure que Kohnen *et al.* [Kohnen *et al.*, 1994]. Au lieu de choisir les résidus comme critères de convergence, nous allons sélectionner des points particuliers au sein de notre maillage (dans l'axe du spray par exemple), et nous allons suivre l'évolution des vitesses, de la pression, de l'énergie cinétique ... au cours des différents cycles Euler-Lagrange. Un exemple est donné par la figure 3.1, où nous suivons l'évolution des trois composantes de vitesse et l'énergie cinétique en trois points particuliers du maillage. Nous pouvons constater qu'au bout de 200 cycles Euler-Lagrange, les différentes grandeurs qui caractérisent notre milieu n'évoluent plus, ce qui assure que le calcul a abouti.

Nous avons choisi ce critère de convergence pour l'ensemble de nos simulations.

3.2.3 Technique de sous relaxation

Les problèmes de convergence du calcul peuvent intervenir à deux endroits : tout d'abord au sein de la simulation eulérienne elle-même, où une technique de sous relaxation permet de stabiliser le calcul ; et ensuite au niveau de l'introduction des termes sources de la partie lagrangienne à la simulation eulérienne. Voyons tout d'abord la première difficulté.

La méthode que nous utilisons est la technique principale que nous pouvons retrouver dans les nombreux codes de CFD. Une grandeur à l'itération n est estimée à partir de la grandeur calculée $X^{\text{calculée}}$ et de la grandeur à itération précédente X^{n-1} par :

$$X^n = C_{\text{euler}} X^{\text{calculée}} + (1 - C_{\text{euler}})\, X^{n-1} \tag{3.8}$$

où n représente une itération de la simulation eulérienne et C_{euler} le coefficient de sous relaxation. Selon les cas de configurations que nous traitons, cette valeur peut évoluer entre 0,1 et 0,5.

Ensuite, la deuxième difficulté est l'introduction des termes sources. Si les valeurs associées à ces termes sources sont beaucoup trop importantes, le calcul de la partie eulérienne peut diverger. Ainsi, nous avons opté pour une sous relaxation des termes sources, qui nous permet à chaque couplage Euler-Lagrange d'augmenter la contribution des termes sources, jusqu'à leur prise en compte totale. La technique utilisée dans les travaux de Kohnen *et al.* [Kohnen *et al.*, 1994] est la suivante :

$$TS^N = C_{\text{lagrange}} TS^{\text{calculé}} + (1 - C_{\text{lagrange}})\, TS^{N-1} \tag{3.9}$$

avec TS^{N-1} qui représente la valeur du terme source du couplage Euler-Lagrange précédent et qui vaut à l'origine 0. Le coefficient de sous relaxation, C_{lagrange}, dépend énormément du cas de simulations, il peut être faible (0,05 à 0,1) si le débit du spray simulé est important.

Ce chapitre conclut la mise en place de notre modèle de suivi lagrangien et de simulation eulérienne. A l'issue d'une simulation complète, nous obtenons une caractérisation globale de notre pulvérisation, concernant d'une part la dynamique de l'écoulement d'air et d'autre part la représentation spatiale de notre spray. Avec ces informations, nous pouvons, dès lors, résoudre le problème de transfert radiatif pour estimer l'atténuation du rayonnement par la pulvérisation.

Annexe A

Validation sur le suivi lagrangien

Cette annexe a pour objectif de présenter les différentes étapes de validation du suivi lagrangien mis en place au cours de cette étude.

Dans un premier temps, nous comparons les résultats du modèle d'évaporation mis en place avec différents résultats extraits de la littérature. Ensuite, nous développons le cas de l'évaporation d'une particule d'eau sous des conditions proches de nos futurs cas de simulation. Cette application nous permet de justifier l'emploi du modèle de conduction infinie pour simuler le champ de température à l'intérieur de la goutte.

Enfin, dans la dernière section, nous comparons sur 2 cas tests le modèle de dispersion mis en place avec des données expérimentales extraites de la littérature.

A.1 Validation du modèle d'évaporation

L'objectif de cette première partie est de confronter les résultats issus du modèle d'évaporation à des données expérimentales ou numériques. De plus, les trois approches de suivi de température de la particule sont testées ici afin de déterminer quel est le meilleur compromis entre ces différents modèles.

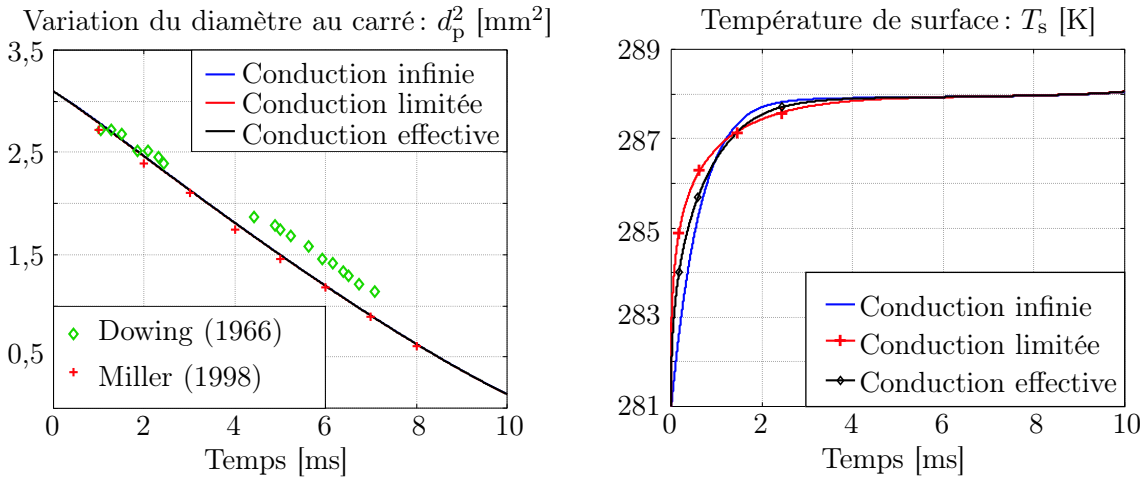
A.1.1 Évaporation d'une goutte de hexane

Le premier cas présenté ici est une goutte de hexane soumise aux seules forces de gravité et de traînée. Les conditions d'injection sont les suivantes : $Re_\mathrm{p} = 110$, $d_\mathrm{p} = 1{,}76$ mm et $T_\mathrm{p} = 281$ K à $t = 0$ s. La température et la vitesse du milieu environnant sont supposées constantes : $T_\mathrm{f} = 437$ K et $U_\mathrm{f} = 1{,}4$ m/s.

La figure A.1(a) illustre l'évolution du d_p^2 (d_p : diamètre de la particule). Les trois modèles reproduisent exactement les mêmes résultats sur l'évolution du diamètre de la particule. L'évolution du d_p^2 semble être linéaire par rapport au temps.

Ces résultats peuvent être comparés à l'expérience de Downing [Downing, 1966] faite dans les mêmes conditions et à la simulation numérique de Miller *et al.* [Miller *et al.*, 1998]. La comparaison entre ces résultats montre un bon accord entre les valeurs expérimentales et les données issues du calcul numérique. Cependant, une légère différence est constatée, pouvant provenir des différentes propriétés physiques utilisées.

La figure A.1(b) représente l'évolution de la température de surface. Cette fois-ci, les trois modèles se distinguent sur la montée en température de la particule, mais le seuil d'équilibre thermique atteint est exactement le même sur les trois modélisations.



(a) Évolution du diamètre au carré

(b) Évolution de la température de surface

FIG. A.1 – Évaporation d'une goutte de hexane, où à $t = 0$, $T_f = 473$ K, $T_p = 281$ K, d_p= 1,76 mm et $Re_p = 110$

A.1.2 Évaporation d'une goutte de décane

Le deuxième cas présenté est une goutte de décane soumise à l'effet de la gravité et à la force de traînée. Les conditions d'injection sont les suivantes : $Re_p = 17$, $d_p = 2$ mm et $T_p = 315$ K à $t = 0$ s. La température et la vitesse du milieu environnant sont supposées constantes : $T_f = 1000$ K et $U_f = 0{,}7$ m/s.

La représentation du d_P^2 est représentée sur la figure A.2(a). Cette fois-ci, les trois modèles se distinguent très légèrement et suivent l'évolution des points expérimentaux de Wong *et al.* [Wong et Lin, 1992].

Concernant l'évolution de la température de surface (Cf. figure A.2(b)), les trois modèles ne sont pas comparables encore une fois au niveau de la montée en température. La comparaison avec les points expérimentaux de Wong *et al.* [Wong et Lin, 1992] montre une légère différence, mais le niveau atteint pour l'équilibre thermique est identique.

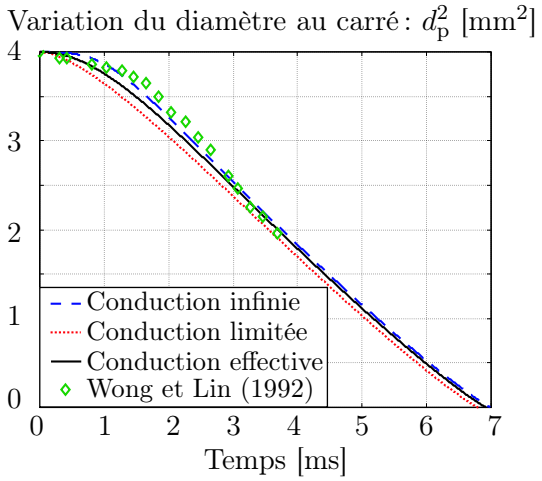
Sur ces deux exemples, les trois modèles donnent des résultats quasiment similaires pour l'évolution de la température de la particule. Ainsi, plus le gradient de température est important entre les températures de la particule et celle du milieu ambiant, plus les écarts augmentent entre les modèles.

A.1.3 Expérience de Ranz & Marshall

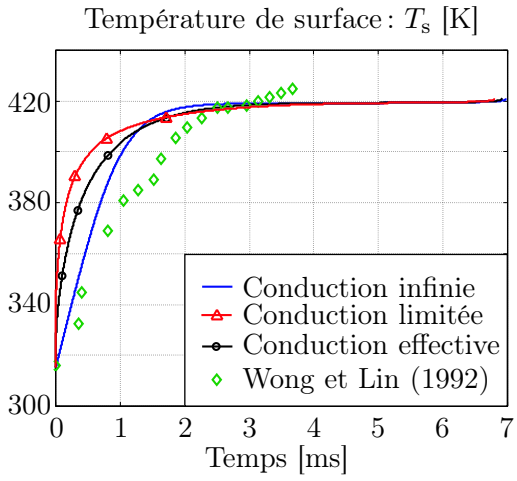
La dernière comparaison se base sur l'expérience de Ranz *et al.* [Ranz et Marshall, 1952]. Cette application porte sur l'évaporation d'une goutte d'eau sous des conditions proches de l'ambiant. L'intérêt ici est de se situer dans les mêmes conditions que celles de nos futures simulations.

Cette expérience considère une goutte immobile de taille donnée par $d_P^2 = 0{,}011$ cm^2 et à une température initiale de $T_p = 9{,}11^o$C, sous des conditions extérieures telles que $T_f = 24{,}9\ ^o$C et $P_r = 741$ mmHg.

La figure A.3 permet de comparer les données expérimentales à la prévision donnée par la simulation. Dans le cadre de cette comparaison, le modèle de conduction infinie a été préféré. Cependant, d'autres simulations (non représentées ici) ont montré que les trois modèles donnent



(a) Évolution du diamètre au carré



(b) Évolution de la température de surface

FIG. A.2 – Évaporation d'une goutte de décane, où à $t = 0$, $T_f = 1000$ K, $T_p = 315$ K, $d_p = 2$ mm et $Re_p = 17$

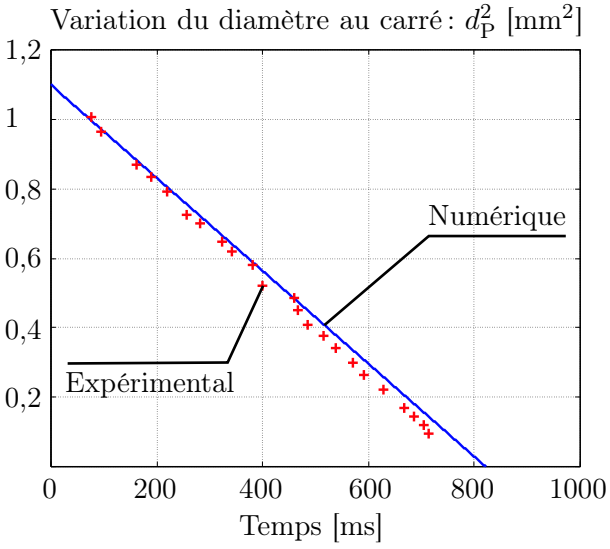


FIG. A.3 – Expérience de Ranz & Marshall, où à $t = 0$, $T_f = 298$ K, $T_p = 282$ K, $d_p^2 = 0{,}011$ cm^2

exactement les mêmes résultats. Il est possible de remarquer sur la figure A.3, la bonne adéquation entre les résultats.

De plus, comme nous l'avons déjà remarqué, l'évolution du d_{p}^2 se fait de façon linéaire en fonction du temps. Kent [Kent, 1973], ayant remarqué cette évolution, propose de simplifier les modèles d'évaporation (en s'intéressant uniquement au diamètre sur une particule stagnante et non à sa température) par une constante d'évaporation notée Γ. Ce coefficient est obtenu de la façon suivante :

$$\frac{\partial m_{\mathrm{p}}}{\partial t} = -Q_{\mathrm{évap}} \tag{A.1}$$

$$\frac{\pi}{6}\rho_{\mathrm{p}}\frac{3}{2}\frac{d_{\mathrm{p}}}{2}\frac{\partial d_{\mathrm{p}}^2}{\partial t} = -Q_{\mathrm{évap}} \tag{A.2}$$

d'où,

$$\Gamma = \frac{\partial d_{\mathrm{p}}^2}{\partial t} = -4\frac{Q_{\mathrm{évap}}}{\rho_{\mathrm{p}}\pi d_{\mathrm{p}}} \tag{A.3}$$

Ainsi, Kent [Kent, 1973] propose une série d'abaques permettant, en fonction des conditions souhaitées de déterminer Γ. Dans cette expérience précise, nous obtenons une bonne adéquation car :

- Constante d'évaporation proposée par Kent, $\Gamma_{\mathrm{Kent}} = 1{,}75{\cdot}10^{-5}\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$,
- Constante d'évaporation estimée d'après la simulation, $\Gamma_{\mathrm{simulation}} = 1{,}34{\cdot}10^{-5}\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$.

Le modèle basé sur les travaux de Kent [Kent, 1973], nommé loi du D^2, peut apporter de bons résultats en un minimum de temps de calcul sous certaines conditions : goutte stagnante, milieu extérieur invariant, faible variation du diamètre ... mais aucune information n'est apportée sur la température de la particule, ce qui rend le modèle non applicable pour notre problème.

A.1.4 Sensibilité du modèle d'évaporation

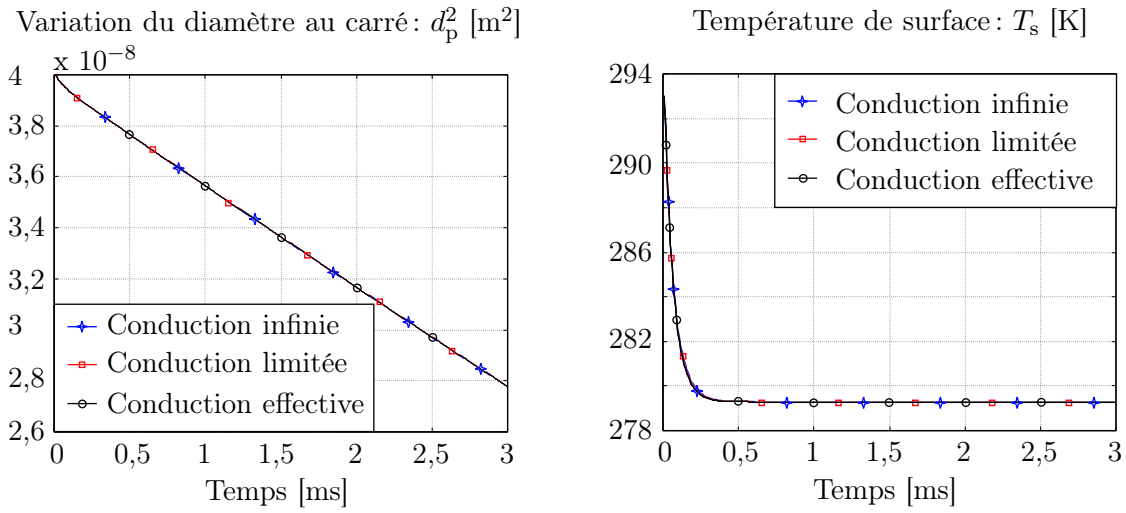
L'ensemble des résultats proposés jusqu'à présent reposent sur des données thermodynamiques extraites de la littérature (Annexe B). Le choix des propriétés physiques peut jouer un rôle assez important sur le modèle d'évaporation.

En effet, Faeth [Faeth, 1977] ou Law [Law, 1982] montrent qu'une évaluation incorrecte des propriétés physiques de la phase gazeuse (mélange air vapeur d'eau) peut entraîner une erreur considérable sur le taux d'évaporation. Une étude de sensibilité (non présentée ici), nous a montré que le modèle d'évaporation est très sensible à la conductivité thermique Λ.

A.1.5 Simulation d'un cas d'évaporation sous conditions ambiantes

Comme nous venons de le voir précédemment, le test effectué sur l'expérience de Ranz *et al.* [Ranz et Marshall, 1952], nous laisse penser que le modèle de conduction infinie est suffisant pour la modélisation. En effet, les résultats obtenus sont identiques quel que soit le modèle utilisé et les simulations utilisant le formalisme de conduction infinie sont les plus rapides en temps de calcul. La comparaison qui est proposée ici, est une confrontation des trois modèles sur un cas d'évaporation d'une goutte en mouvement sous des conditions extérieures proches de l'ambiant.

Le cas présenté est une goutte d'eau soumise à l'effet de la gravité et à la force de traînée, avec les conditions d'injection suivantes : $Re_{\mathrm{p}} = 17$, $d_{\mathrm{p}} = 200$ μm et $T_{\mathrm{p}} = 293$ K à $t = 0$ s. La température du milieu environnant est supposée constante à $T_{\mathrm{f}} = 273$ K.



(a) Évolution du diamètre au carré

(b) Évolution de la température de surface

FIG. A.4 – Expérience d'une goutte, à $t = 0$, $T_f = 273$ K, $T_p = 293$ K, $d_p = 2$mm et $Re_p = 17$

La figure A.4 regroupe l'ensemble des résultats. La première remarque est que les trois courbes représentant les différents modèles de conduction sont exactement confondues : aussi bien sur l'évolution de la température que sur la représentation du d_p^2 en fonction du temps. Cette constatation valide l'utilisation du modèle de conduction infinie pour nos simulations.

A.2 Validation du modèle de dispersion

Au travers de cette section, nous allons valider le modèle de dispersion mis en place dans notre code de calculs. Nous allons nous intéresser tout d'abord à l'expérience de Snyder *et al.* [Snyder et Lumley, 1971] qui s'applique à un écoulement ascendant. Dans cette expérience, le mouvement moyen des particules est directement opposé à la gravité. Cette configuration permet de ne pas tenir compte de l'effet de la gravité sur la dispersion des particules. Ensuite, nous nous intéresserons à l'expérience de Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983], qui propose le même genre d'expérience mais cette fois-ci sur un écoulement horizontal de particules de verre.

A.2.1 Expérience de Snyder & Lumley - 1971

Dans l'expérience proposée ici, Snyder *et al.* [Snyder et Lumley, 1971] ont mesuré la dispersion transverse de différents types de particules, soumises à une turbulence de grille dans une soufflerie verticale, comme le montre la figure A.5. L'ensemble des propriétés des particules utilisées est regroupé dans le tableau suivant :

	Verre creux	Pollen	Verre	Cuivre
Diamètre [μm]	46,5	87	46,5	87
Densité [kg/m^3]	260	1000	2500	8900
Vitesse relative moyenne [m/s]	0,0167	0,198	0,442	0,483
Temps de relaxation [s]	0,0017	0,0202	0,0451	0,0492

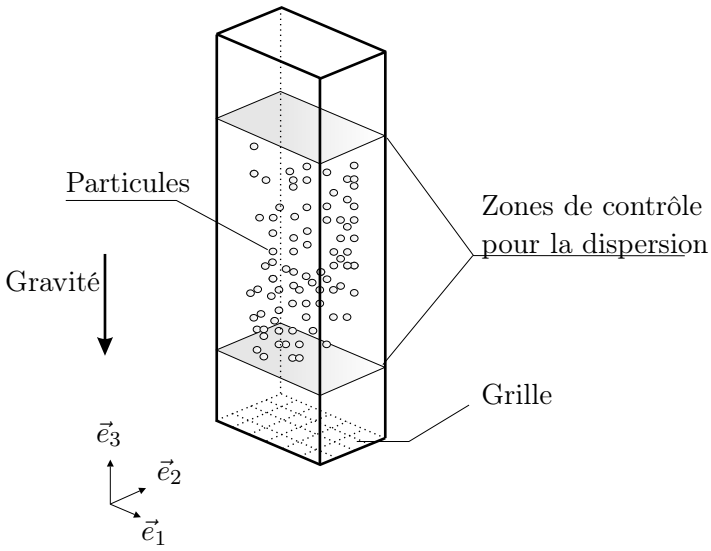


FIG. A.5 – Schéma de principe de la manipulation - Snyder & Lumley [Snyder et Lumley, 1971]

Le fluide est caractérisé par de l'air dont la masse volumique est $\rho_\mathrm{f} = 1{,}205$ kg/m^3 et la viscosité cinématique vaut $\nu_\mathrm{f} = 1{,}4937{\cdot}10^{-5}$m^2/s. La vitesse moyenne $< U_\mathrm{f} >$ de l'écoulement d'air est de 6,55 m/s. Selon Snyder *et al.* [Snyder et Lumley, 1971], la turbulence de cet écoulement est modélisée par les corrélations suivantes :

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_3^2 >} = 42{,}4\left(\frac{x_3}{M} - 16\right) \tag{A.4}$$

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_1^2 >} = \frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_2^2 >} = 39{,}4\left(\frac{x_3}{M} - 12\right) \tag{A.5}$$

Le taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ_f peut s'écrire :

$$\epsilon_\mathrm{f} = -\frac{\mathrm{d}k_\mathrm{f}}{\mathrm{d}t} = \frac{< U_\mathrm{f} >^2}{2M}\left(\frac{1}{42{,}4}\left(\frac{x_3}{M} - 16\right)^{-2} + \frac{2}{39{,}4}\left(\frac{x_3}{M} - 12\right)^{-2}\right) \tag{A.6}$$

où x est la distance par rapport à la grille et M le paramètre de maille qui vaut 2,54 cm. En ce qui concerne les indices des composantes, il est nécessaire de se référer à la figure A.5.

Ensuite, pour déterminer les propriétés de turbulence de l'écoulement d'air, nous allons travailler à partir d'une fluctuation de vitesse homogène dans toutes les directions, comme l'ont proposé Pascal *et al.* [Pascal et Oesterlé, 2000], soit :

$$< u^2 >= \frac{1}{3}\left(< u_1^2 > + < u_2^2 > + < u_3^2 >\right) \tag{A.7}$$

Le temps intégral lagrangien est obtenu de la manière suivante :

$$T_L = 0{,}235\frac{< u^2 >}{\epsilon_\mathrm{f}} \tag{A.8}$$

Le rapport entre l'échelle intégral de temps T_L et l'échelle mobile eulérienne est fixé à la valeur de 0,33 [Pétrissans, 2001]. Les échelles de longueur sont obtenues par :

$$L_{ii} = C_{Li}T_L\sqrt{< u_i^2 >} \tag{A.9}$$

avec C_{Li} étant choisies ici par : $C_{L1} = C_{L2} = 2$ et $C_{L3} = 5$.

Les particules sont injectées à la position $x/M = 20$. A cette cote, les particules n'ont aucune propriété de dispersion sur la position ou sur la vitesse.

Le calcul de la dispersion s'effectue ici durant deux temps de suivi différents : $t_1 = 400$ ms et $t_2 = 500$ ms. La dispersion est déterminée de la façon suivante :

$$< x_{\mathrm{p}i}^2 >=< (x_{\mathrm{p}i} - < x_{\mathrm{p}i} >)^2 >=< x_{\mathrm{p}i}^2 > - < x_{\mathrm{p}i} >^2 \tag{A.10}$$

Le pas de temps est fixé à $\tau_\mathrm{p}/100$, et 100 000 particules sont suivies. L'ensemble des résultats est retranscrit dans le tableau suivant :

	Verre creux	Pollen	Verre	Cuivre
Dispersion estimée à $t_1 = 400$ ms, [cm^2]	4,93	2,51	1,18	1,07
Dispersion mesurée à $t_1 = 400$ ms, [cm^2]	4,5	2,6	1,3	1,2
Dispersion estimée à $t_2 = 500$ ms, [cm^2]	6,17	3,05	1,42	1,31
Dispersion mesurée à $t_2 = 500$ ms, [cm^2]	6,2	3,1	1,4	1,4

Il est possible de remarquer que les particules les plus lourdes sont très peu influencées par la turbulence du fluide, alors que les particules de verre creux, assez légères, réagissent plus aux fluctuations de l'écoulement d'air (coefficient de dispersion plus important que celui des particules de cuivre).

Les résultats concernant le calcul des différentes dispersions sont tout à fait satisfaisants et cette première phase valide notre code de calcul concernant la dispersion et le suivi de particule dans un écoulement.

A.2.2 Expérience de Wells & Stock - 1983

Dans la deuxième phase de validation de notre modèle de dispersion, nous avons travaillé sur les données expérimentales de Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983]. L'expérience a été réalisée dans une soufflerie horizontale dans laquelle la turbulence est générée par une grille de maille de dimension M = 2,54 cm, comme le montre la figure A.6. Lors de cette manipulation, deux types de billes en verre ont été testés :

- $d_\mathrm{p} = 57\mu$m et $\rho_\mathrm{p} = 2420$ kg/m^3,
- $d_\mathrm{p} = 5\mu$m et $\rho_\mathrm{p} = 2475$ kg/m^3.

Ces particules évoluent dans un environnement d'air dont la masse volumique est $\rho_\mathrm{f} = 1{,}205$ kg/m^3 et la viscosité cinématique $\nu_\mathrm{f} = 1{,}4937{\cdot}10^{-5}$m^2/s et la vitesse moyenne $< U_\mathrm{f} >$ de l'écoulement est de 6,55 m/s.

Pour permettre la comparaison entre les données expérimentales et numériques, Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983] ont déterminé toutes les propriétés du fluide en fonction de la distance adimensionnelle x/M. Dans la direction de l'écoulement et dans la direction de la force extérieure, les variances des fluctuations de vitesse valent :

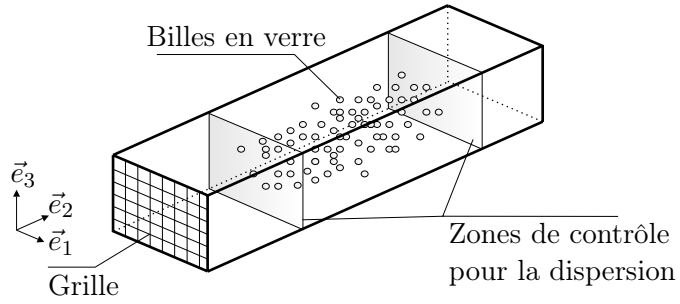


FIG. A.6 – Schéma de principe de la manipulation

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_1^2 >} = 56,546 \left(\frac{x}{M} - 8,867\right) \tag{A.11}$$

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_2^2 >} = 53,224 \left(\frac{x}{M} - 7,053\right) \tag{A.12}$$

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u_3^2 >} = 53,224 \left(\frac{x}{M} - 7,053\right) \tag{A.13}$$

où $< u_i^2 >$ est la variance de la vitesse fluctuante dans la direction i. En supposant que l'écoulement est isotrope, Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983] déduisent une nouvelle relation pour la variance des fluctuations de vitesse :

$$\frac{< U_\mathrm{f} >^2}{< u^2 >} = 54,88 \left(\frac{x}{M} - 7,987\right) \tag{A.14}$$

En utilisant les échelles temporelles mesurées au point $x/M = 30$, Wang *et al.* [Wang et Stock, 1993] déterminent l'échelle mobile eulérienne :

$$T_{mE} = 1,39 \cdot 10^{-3} \left(\frac{x}{M} - 7,987\right) \tag{A.15}$$

L'échelle intégrale spatiale est déduite :

$$L_f = 1,25 \cdot 10^{-3} \left(\frac{x}{M} - 7,987\right)^{1/2} \tag{A.16}$$

Le premier point expérimental mesuré par Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983] se situe à la cote de $x/M = 20$, car en amont de ce point, l'écoulement est considéré comme très irrégulier. Ainsi, cette position sera considérée comme le départ de la simulation. La position initiale et la vitesse fluctuante des particules sont déterminées par un tirage aléatoire suivant une loi gaussienne de variances fixées. A la cote $x/M = 68$, les particules sont photographiées et le calcul de la dispersion peut commencer.

Les données pour les particules de 5 μm de diamètre sont,

Vitesse de chute [m s^{-1}]	Gravité vue par les particules [m s^{-2}]	Variance de la position des particules [m^2]	Variance de la vitesse fluctuante des particules [m^2 s^{-2}]
0	0	$7,5{\cdot}10^{-5}$	$7,656 \cdot 10^{-2}$
0,1331	-693,2	$7,5{\cdot}10^{-5}$	$5,924{\cdot}10^{-2}$
0,2365	-1231,77	$7,5{\cdot}10^{-5}$	$6,25{\cdot}10^{-2}$

Les données pour les particules de 57 μm de diamètre sont,

Vitesse de chute [m s^{-1}]	Gravité vue par les particules [m s^{-2}]	Variance de la position des particules [m^2]	Variance de la vitesse fluctuante des particules [m^2 s^{-2}]
0	0	$7{,}692{\cdot}10^{-5}$	$4{\cdot}10^{-2}$
0,258	-10,51	$7{,}115{\cdot}10^{-5}$	$3{,}48{\cdot}10^{-2}$
0,545	-22,3	$6{,}538{\cdot}10^{-5}$	$4{,}27{\cdot}10^{-2}$

Pour la simulation numérique environ 100 000 particules sont suivies. Le rapport entre les échelles temporelles lagrangienne et eulérienne est fixé à 0,33. Le pas de temps quant à lui satisfait à la condition $\Delta t = \min(\tau_{\mathrm{p}}/10, \tau_L/10)$.

Résultats des simulations sur les particules de 57 μm :

Vitesse de chute [m s^{-1}]	Variance de la position des particules [m^2] $x/M = 70$ - Axe 3	Variance de la position des particules [m^2] Wells & Stock
0	$2{,}65{\cdot}10^{-4}$	$2{,}8{\cdot}10^{-4}$
0,258	$2{,}26{\cdot}10^{-4}$	$2{,}19{\cdot}10^{-4}$
0,545	$1{,}81{\cdot}10^{-4}$	$1{,}77{\cdot}10^{-4}$

Résultats des simulations sur les particules de 5 μm :

Vitesse de chute [m s^{-1}]	Variance de la position des particules [m^2] $x/M = 70$ - Axe 3	Variance de la position des particules [m^2] Wells & Stock
0	$2{,}17{\cdot}10^{-4}$	$2{,}65{\cdot}10^{-4}$
0,1331	$2{,}13{\cdot}10^{-4}$	$2{,}57{\cdot}10^{-4}$
0,2365	$2{,}02{\cdot}10^{-4}$	$2{,}3{\cdot}10^{-4}$

Concernant les résultats sur les particules de 57 μm, nous obtenons des variances tout à fait comparables à celles mesurées. Cependant, pour les particules de 5 μm, une différence subsiste entre les résultats expérimentaux et numériques.

La construction d'un tel code nécessite de nombreuses modélisations notamment de la partie concernant de la dispersion. La sensibilité la plus importante de la dispersion peut être contenue dans la définition du rapport des échelles de temps lagrangien et mobile eulérien. Tout au long de notre simulation, nous avons fixé sa valeur à 0,33. Cependant, si nous revenons sur les simulations des particules de 5 μm avec un rapport des échelles de temps lagrangien et mobile eulérien valant 0,5, les résultats de dispersion sont les suivants :

Vitesse de chute [m s^{-1}]	Variance de la position des particules [m^2] $x/M = 70$ - Axe 3	Variance de la position des particules [m^2] Wells & Stock
0	$2{,}88{\cdot}10^{-4}$	$2{,}65{\cdot}10^{-4}$
0,1331	$2{,}75{\cdot}10^{-4}$	$2{,}57{\cdot}10^{-4}$
0,2365	$2{,}46{\cdot}10^{-4}$	$2{,}3{\cdot}10^{-4}$

Les résultats sont bien évidemment sur-estimés cette fois-ci, mais ils sont plus proches des résultats expérimentaux obtenus par Wells *et al.* [Wells et Stock, 1983].

Le bilan de cette phase de validation, nous permet d'être confiants concernant le suivi lagrangien mis en place. Néanmoins, nous devons toujours garder à l'esprit que les résultats sont très sensibles à un certain nombre de paramètres (la conductivité thermique, le rapport des échelles de temps lagrangien et mobile eulérien).

Annexe B

Propriétés physiques et lois de mélange

Cette annexe a pour objectifs de lister les corrélations des propriétés physiques que nous utilisons au travers de nos simulations.

Ensuite, nous exposons les lois de mélange employées ce qui nous permettra de discuter de l'influence de la fraction volumique de vapeur d'eau sur les propriétés physiques de mélange.

B.1 Propriétés physiques

Propriétés de l'air sec

- Masse molaire :

$$M_{\text{Mol}} = 28,97 \cdot 10^{-3} \text{ [kg mol}^{-1}\text{]} \tag{B.1}$$

- Conductivité thermique :

$$\Lambda = 3,227 \cdot 10^{-3} + 8,3894 \cdot 10^{-5} T - 1,9858 \cdot 10^{-8} T^2 \text{ [W m}^{-1} \text{ K}^{-1}\text{]} \tag{B.2}$$

- Viscosité dynamique :

$$\mu = 6,109 \cdot 10^{-6} + 4,604 \cdot 10^{-8} T - 1,051 \cdot 10^{-11} T^2 \text{ [m s}^{-2}\text{]} \tag{B.3}$$

- Nombre de Prandtl :

$$Pr = 0,851 - 4,958 \cdot 10^{-4} T + 4,514 \cdot 10^{-7} T^2 \text{ si T} < 600\text{K} \tag{B.4}$$

$$Pr = 0,647 - 5,5 \cdot 10^{-5} T \text{ si T} > 600\text{K} \tag{B.5}$$

Propriétés pour l'eau liquide

- Masse volumique :

$$\rho = 997 \text{ [kg m}^{-3}\text{]} \tag{B.6}$$

- Capacité calorifique :

$$C_p = 4184 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}\text{]} \tag{B.7}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda = 0,6531 \text{ [W m}^{-1} \text{ K}^{-1}] \tag{B.8}$$

– Chaleur latente d'évaporation :

$$L_v(T) = 2,257 \cdot 10^6 + 2595\,(373,15 - T) \text{ [J kg}^{-1}] \tag{B.9}$$

Propriétés de la vapeur d'eau

– Masse molaire :

$$M_{\text{Mol}} = 18,015 \cdot 10^{-3} \text{ [kg mol}^{-1}], \tag{B.10}$$

– Pression de vapeur saturante :

$$P_{\text{sat}}(T) = 101,3 \cdot 10^3 \exp\left(\frac{L_v M_{\text{Mol}}}{8,314}\left[\frac{1}{373,15} + \frac{1}{T}\right]\right) \text{ [Pa]}, \tag{B.11}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda(T) = 1,024 \cdot 10^{-2} - 8,21 \cdot 10^{-6} T + 1,41 \cdot 10^{-7} T^2 - 4,51 \cdot 10^{-11} T^3 \text{ [W m}^{-1} \text{ K}^{-1}], \tag{B.12}$$

– Viscosité dynamique :

$$\mu(T) = 4,07 \cdot 10^{-8} T - 3,077 \cdot 10^{-6} \text{ [m}^2 \text{ s}^{-1}], \tag{B.13}$$

– Coefficient de diffusion de masse :

$$\mathcal{D} = 1,732 \cdot 10^{-9} T^{1,685} \text{ [m}^2 \text{ s}^{-1}], \text{ si T} < 400\text{K}, \tag{B.14}$$

$$\mathcal{D} = 5,385 \cdot 10^{-9} T^{1,88} \text{ [m}^2 \text{ s}^{-1}], \text{ si T} > 400\text{K}, \tag{B.15}$$

– Capacité calorifique :

$$C_p = 8137 - 37,34T + 0,7482T^2 - 4,956 \cdot 10^{-5} T^3 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}], \text{ si T} < 535\text{K}, \tag{B.16}$$

Propriétés pour le n-décane liquide

– Masse volumique :

$$\rho = 642 \text{ [kg m}^{-3}], \tag{B.17}$$

– Capacité calorifique :

$$C_p = 2520,5 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}], \tag{B.18}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda = 0,1055 \text{ [W m}^{-1} \text{ K}^{-1}], \tag{B.19}$$

– Chaleur latente d'évaporation :

$$L_v(T) = 3,958 \cdot 10^4 (619 - T)^{0,38} \text{ [J kg}^{-1}], \tag{B.20}$$

Propriétés du n-décane vapeur

– Masse molaire :

$$M_{\text{Mol}} = 142 \cdot 10^{-3} \text{ [kg mol}^{-1}\text{]}, \tag{B.21}$$

– Pression de vapeur saturante :

$$P_{\text{sat}}(T) = 101,3 \cdot 10^3 \exp\left(\frac{L_v M_{\text{Mol}}}{8,314}\left[\frac{1}{447,7} + \frac{1}{T}\right]\right) \text{ [Pa]}, \tag{B.22}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda(T) = 1,214 \cdot 10^{-2}\left(\frac{T}{300}\right)^{1,8} \text{ [W m}^{-1}\text{ K}^{-1}\text{]}, \tag{B.23}$$

– Viscosité dynamique :

$$\mu(T) = 5,64 \cdot 10^{-6} + 1,75 \cdot 10^{-8}(T - 300) \text{ [m}^2\text{ s}^{-1}\text{]}, \tag{B.24}$$

Propriétés pour le n-hexane liquide

– Masse volumique :

$$\rho = 664 \text{ [kg m}^{-3}\text{]}, \tag{B.25}$$

– Capacité calorifique :

$$C_p = 2302 \text{ [J kg}^{-1}\text{ K}^{-1}\text{]}, \tag{B.26}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda = 0,1046 \text{ [W m}^{-1}\text{ K}^{-1}\text{]}, \tag{B.27}$$

Propriétés du n-hexane vapeur

– Masse molaire :

$$M_{\text{Mol}} = 86,178 \cdot 10^{-3} \text{ [kg mol}^{-1}\text{]}, \tag{B.28}$$

– Pression de vapeur saturante :

$$P_{\text{sat}}(T) = 101,3 \cdot 10^3 \exp\left(\frac{L_v M_{\text{Mol}}}{8,314}\left[\frac{1}{344,6} + \frac{1}{T}\right]\right) \text{ [Pa]}, \tag{B.29}$$

– Conductivité thermique :

$$\Lambda(T) = 1,112 \cdot 10^{-2} + 3,837 \cdot 10^{-5}T + 3,778 \cdot 10^{-8}T^2 \text{ [W m}^{-1}\text{ K}^{-1}\text{]}, \tag{B.30}$$

– Viscosité dynamique :

$$\mu(T) = 5,592 \cdot 10^{-6} + 5,622 \cdot 10^{-8}T \text{ [m}^2\text{ s}^{-1}\text{]}, \tag{B.31}$$

B.2 Lois de mélange

Les indices 1 et 2 figurant sur les variables correspondent aux deux différents gaz. Les grandeurs X_i et Y_i correspondent respectivement à la fraction molaire et massique du composant i. Les variables M_i sont les masses molaires.

– Fraction molaire :

$$X_1 = \frac{\frac{Y_1}{M_1}}{\frac{Y_1}{M_1} + \frac{Y_2}{M_2}} \tag{B.32}$$

– Masse volumique de mélange :

$$\rho_\mathrm{m} = \frac{1}{\frac{Y_1}{\rho_1} + \frac{Y_2}{\rho_2}} \tag{B.33}$$

– Capacité calorifique de mélange :

$$C_{p\mathrm{m}} = Y_1 C_{p1} + Y_2 C_{p2} \tag{B.34}$$

– Viscosité dynamique de mélange :

$$\mu_\mathrm{m} = \frac{X_1 \mu_1}{X_1 + X_2 \Phi_{12}} + \frac{X_2 \mu_2}{X_2 + X_1 \Phi_{21}} \tag{B.35}$$

où,

$$\Phi_{12} = \frac{\left(1 + \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2}} \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{1/4}\right)^2}{\sqrt{8\left(1 + \frac{M_1}{M_2}\right)}} \tag{B.36}$$

$$\Phi_{21} = \Phi_{12} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{M_1}{M_2} \tag{B.37}$$

– Conductivité thermique de mélange :

$$\lambda_\mathrm{m} = \frac{X_1 \lambda_1}{X_1 + X_2 A_{12}} + \frac{X_2 \lambda_2}{X_2 + X_1 A_{21}} \tag{B.38}$$

où,

$$A_{12} = \Phi_{12} \tag{B.39}$$

$$A_{21} = \Phi_{21} \tag{B.40}$$

Nous pouvons nous demander s'il est nécessaire de remettre à jour les propriétés de la phase fluide compte tenu de l'évolution de l'humidité dans notre milieu. La figure B.1 permet de comparer l'évolution de la viscosité dynamique, de la masse volumique, de la conductivité thermique et de la capacité calorifique en fonction de l'humidité relative pour une température homogène de 300 K.

Si l'on compare les variations de ces différentes grandeurs rapportées à leurs valeurs pour de l'air sec, nous obtenons :

– pour la viscosité dynamique : $\Delta\mu/\mu = 2$ %,
– pour la masse volumique : $\Delta\rho/\rho = 3$ %,

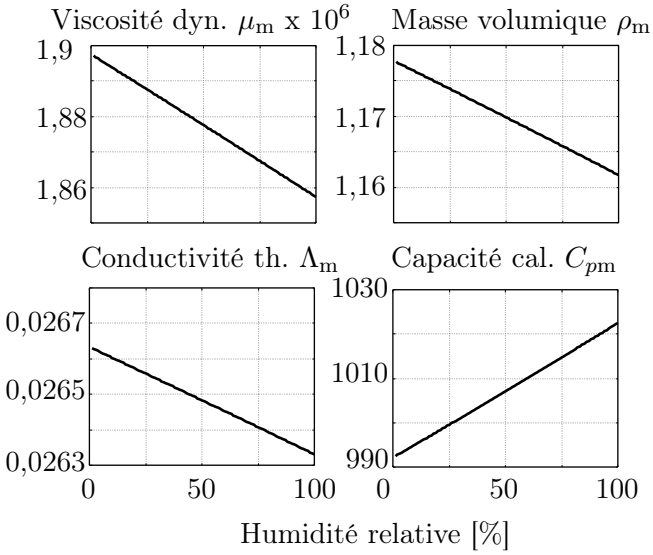


FIG. B.1 – Influence de l'humidité relative sur les propriétés de mélange à 300 K

– pour la conductivité thermique : $\Delta\Lambda/\Lambda = 1$ %,
– pour la capacité calorifique : $\Delta C_p/C_p = 4$ %.

Ces variations relativement modestes nous permettent de supposer que les propriétés physiques restent constantes pour la simulation eulérienne bien que l'humidité évolue dans notre milieu.

D'autre part, la figure B.2 illustre l'évolution de la fraction volumique de vapeur d'eau contenue dans l'air humide. Plusieurs cas sont représentés sur cette figure pour différents niveaux de température d'air de 280 K à 340 K. Pour les applications qui nous intéressent, où la température avoisine 300 K, la saturation est atteinte quand la fraction volumique de vapeur est seulement de 4%. Cette part montre que l'air humide contient très peu de vapeur d'eau dans les conditions où nous travaillons.

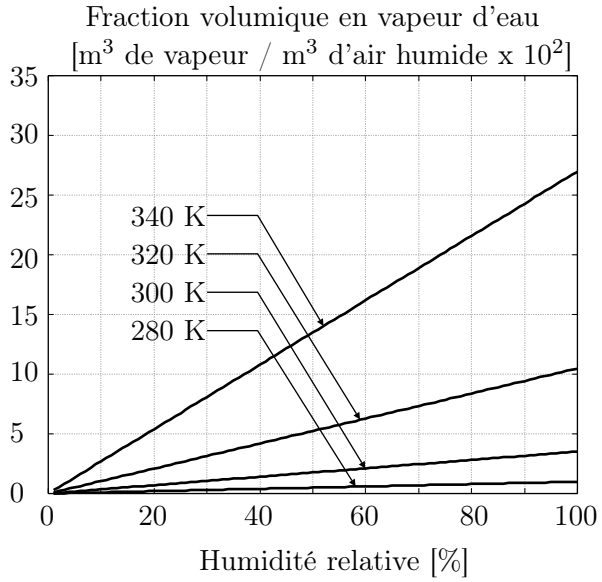


FIG. B.2 – Évolution de la fraction volumique en fonction de l'humidité relative

Deuxième partie

Transfert radiatif dans les milieux semi-transparents

Introduction de la partie 2

Nous avons vu jusqu'à présent quels sont les outils numériques utilisés pour simuler l'écoulement d'une pulvérisation ou bien d'une rampe de sprays.

Cette seconde partie est dédiée à l'étude du transfert radiatif et plus particulièrement aux propriétés radiatives spectrales de la pulvérisation. Notre objectif ici est de définir les niveaux d'atténuation de rayonnement atteints grâce à des sprays. Cette partie est associée au code de calcul QUETSCHES (QUantitative Evaluation of Transmittance through a SCHield Erected by Sprays) que nous avons écrit pour résoudre la partie radiative de notre problème.

Cette partie se décompose en 3 chapitres. Le chapitre 4 développe les modèles que nous utilisons pour définir les propriétés radiatives de notre milieu. La théorie de Mie permet d'estimer les coefficients d'absorption et de diffusion et la fonction de phase, représentant la contribution des gouttes au rayonnement. La prise en compte du phénomène d'absorption par la phase gazeuse est effectuée par un modèle Ck.

Le chapitre 5 expose la méthode de Monte Carlo utilisée pour résoudre le problème de transfert radiatif dans un milieu semi-transparent. La méthode de Monte Carlo regroupe plusieurs techniques différentes. Nous proposons, ici, un formalisme légèrement modifié. Après la validation de cette nouvelle version, nous proposons des comparaisons avec les techniques déjà existantes dans la littérature.

Le chapitre 6 propose une étude permettant de définir clairement le rôle du phénomène de diffusion dans notre problème. Il contribue notamment à identifier des précautions à suivre pour modéliser correctement ce phénomène et il justifie pleinement l'utilisation de la méthode de Monte Carlo dans notre travail.

La méthode de Monte Carlo est parfaitement bien adaptée pour une parallélisation du code de calcul. Ainsi, tout comme le code MIRABELLES, le code QUETSCHES est parallélisé et peut fonctionner sur le même cluster.

Chapitre 4

Propriétés radiatives d'une pulvérisation

Les pulvérisations, ensembles formés de gouttes d'eau et d'air, sont des milieux semi-transparents, car elles interagissent avec le rayonnement thermique. Ces milieux ont la particularité d'être absorbant, diffusant de façon fortement anisotrope, non gris et hétérogènes (l'émission n'est pas prise en compte pour des raisons qui seront présentées plus loin, en particulier en annexe C).

Les gouttes contribuent à une partie du phénomène d'absorption et à la totalité du phénomène de diffusion. Leurs propriétés radiatives sont obtenues par la théorie de Mie. La phase gazeuse composée essentiellement, pour le transfert radiatif, de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone, absorbe une partie de l'énergie radiative.

Ce chapitre présente l'ensemble des modèles permettant d'estimer les propriétés radiatives de chacune des phases.

Tout d'abord, la section 4.1 permet de déterminer les propriétés radiatives associées aux particules d'eau. L'application de la théorie de Mie sur une particule sphérique et isolée (diffusion indépendante) permet d'estimer les coefficients d'absorption et de diffusion et la fonction de phase. Ensuite en supposant qu'il y a additivité simple de la contribution de chacune des gouttes, nous pouvons évaluer des propriétés radiatives pour l'ensemble d'une pulvérisation.

Enfin, la section 4.2 est consacrée à la présentation du modèle Ck que nous utilisons pour estimer les propriétés radiatives (coefficient d'absorption) des gaz interagissant avec le rayonnement. Après avoir rappelé les bases du modèle, des cas de tests extraits de la littérature sont proposés et permettent de valider la mise en place de ce modèle.

4.1 Détermination des propriétés radiatives des gouttes par la théorie de Mie

L'ensemble des phénomènes d'absorption et de diffusion peut être caractérisé par trois propriétés radiatives :

- le coefficient spectral d'absorption, $\kappa_\lambda\left(\vec{\Omega}\right)$,
- le coefficient spectral de diffusion, $\sigma_\lambda\left(\vec{\Omega}\right)$,
- la fonction de phase, $P_\lambda\left(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}\right)$.

Ces propriétés radiatives vont dépendre de plusieurs paramètres :

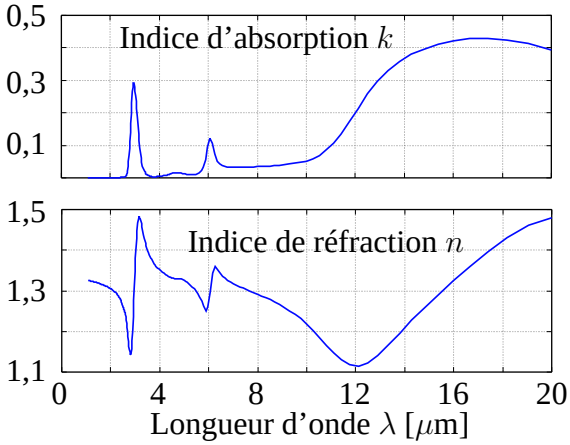


FIG. 4.1 – Indice d'absorption et de réfraction de l'eau d'après Hale *et al.* [Hale et Querry, 1973]

- la forme des particules étudiées (sphériques, cylindriques, ...),
- la composition du milieu semi-transparent. La matière qui constitue le milieu étudié est définie notamment grâce à son indice complexe de réfraction :

$$n^* = n - ik \tag{4.1}$$

où n est l'indice de réfraction et k est l'indice d'absorption du milieu. Ces grandeurs sont spectrales car elles dépendent de la longueur d'onde. L'indice optique complexe relatif m est défini par :

$$m = \frac{n^*}{n_0} \tag{4.2}$$

où n_0 est l'indice du milieu environnant la particule. Les indices n et k de l'eau sont représentés sur la figure 4.1, d'après Hale *et al.* [Hale et Querry, 1973].
- d'un paramètre de taille. Ce paramètre est donné par la relation :

$$x_\mathrm{p} = \frac{\pi d_\mathrm{p}}{\lambda} \tag{4.3}$$

Il représente le rapport entre une dimension caractéristique de la particule et la longueur d'onde.
- la direction de propagation du rayonnement, $\vec{\Omega}$.

Nous pouvons utiliser l'hypothèse de diffusion indépendante, ce qui correspond à un spray où les gouttes sont suffisamment éloignées les unes des autres [Modest, 1993]. Compte tenu du faible taux de chargement en gouttelettes, inférieur à 10^{-2} m^3 d'eau par m^3 d'air et des paramètres de taille étudiés, de $x_\mathrm{p} = 2{,}6$ (pour une particule de 50 μm et une longueur d'onde de 60 μm) à $x_\mathrm{p} = 1{,}6 \cdot 10^3$ (pour une particule de 500 μm et une longueur d'onde de 1 μm), l'hypothèse de diffusion indépendante est vérifiée [Modest, 1993].

En fonction de tous ces paramètres, différentes méthodes de calcul existent pour obtenir les efficacités et la fonction de phase. Nous noterons par exemple [Brewster, 1992] :

- l'approche de Rayleigh[23], valable pour $x << 1$ et $x|m-1| << 1$,
- l'optique géométrique, valable pour $x >> 1$ et $x|m-1| >> 1$,

[23] John William Strutt Rayleigh, physicien anglais (1842, Landford Grove - 1919, Witham)

– la diffraction anormale, valable pour $x >> 1$ et $x|m-1| << 1$.

Ces trois méthodes ne sont que des approximations, mais elles ont la particularité de fournir des résultats pour des temps de calcul assez courts. Cependant, elles ne sont valables que sur des domaines d'application assez étroits. Dans le cas le plus général, la théorie de Mie est valable initialement pour des sphères pour n'importe quel indice complexe de réfraction et paramètre de taille [Bohren et Huffman, 1983], et elle a été par la suite développée pour différentes morphologies (cylindres, ellipsoïdes).

Nous noterons que pour des particules d'eau, les coefficients d'absorption et de diffusion ne dépendent pas de la direction de propagation du rayonnement. Cette particularité est due à la géométrie des gouttes, que l'on suppose ici parfaitement sphérique.

4.1.1 Établissement du modèle de Mie

Gustav Mie[24] a décrit la diffusion d'une onde électromagnétique plane, par une particule sphérique homogène et isotrope. Le formalisme est basé sur la résolution des équations de Maxwell[25]. Par abus de langage, la théorie de Mie permet de déterminer les propriétés radiatives de nombreux milieux comportant des particules. Dans sa version originale, elle n'est valable que pour les sphères, mais elle a été étendue à d'autres géométries (cylindriques, sphères non homogènes, ellipsoïdes, ...).

La théorie de Mie a déjà fait l'objet de plusieurs travaux dans notre équipe de recherche pour modéliser le transfert radiatif, soit dans les milieux fibreux [Guilbert, 1985, Boulet, 1992, Milandri, 2000], soit dans milieux composés de gouttes [Lacroix, 1997, Berour *et al.*, 2004].

D'un point de vue numérique, l'étape initiale est la détermination des coefficients de Mie a_n et b_n. Différentes écritures de ces coefficients existent dans la littérature. Ainsi, selon Modest [Modest, 1993], ils s'écrivent sous la forme suivante :

$$a_n = \frac{\psi'_n(mx_\mathrm{p})\psi_n(x_\mathrm{p}) - m\psi_n(mx_\mathrm{p})\psi'_n(x_\mathrm{p})}{\psi'_n(mx_\mathrm{p})\zeta_n(x_\mathrm{p}) - m\psi_n(mx_\mathrm{p})\zeta'_n(x_\mathrm{p})} \tag{4.4}$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(mx_\mathrm{p})\psi_n(x_\mathrm{p}) - \psi_n(mx_\mathrm{p})\psi'_n(x_\mathrm{p})}{m\psi'_n(mx_\mathrm{p})\zeta_n(x_\mathrm{p}) - \psi_n(mx_\mathrm{p})\zeta'_n(x_\mathrm{p})} \tag{4.5}$$

où ψ_n et ζ_n sont les fonctions de Riccati[26] - Bessel[27]. Ces fonctions sont reliées à celles de Bessel et de Hankel par :

$$\psi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(z) \tag{4.6}$$

$$\zeta_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} H_{n+1/2}(z) \tag{4.7}$$

Une autre forme est donnée par Bohren et Huffman [Bohren et Huffman, 1983], qui est plus simple pour la programmation et numériquement plus stable :

$$a_n = \frac{[D_n(mx_\mathrm{p})/m + n/x_\mathrm{p}]\, Re\,[\zeta_n(x_\mathrm{p})] - Re\,[\zeta_{n-1}(x_\mathrm{p})]}{[D_n(mx_\mathrm{p})/m + n/x_\mathrm{p}]\, \zeta_n(x_\mathrm{p}) - \zeta_{n-1}(x_\mathrm{p})} \tag{4.8}$$

$$b_n = \frac{[mD_n(mx_\mathrm{p}) + n/x_\mathrm{p}]\, Re\,[\zeta_n(x_\mathrm{p})] - Re\,[\zeta_{n-1}(x_\mathrm{p})]}{[mD_n(mx_\mathrm{p}) + n/x_\mathrm{p}]\, \zeta_n(x_\mathrm{p}) - \zeta_{n-1}(x_\mathrm{p})} \tag{4.9}$$

[24] Gustav Mie, physicien allemand (1868, Rostock - 1957, Freiburg)
[25] James Clerk Maxwell, physicien écossais (1831, Edinburgh - 1879, Cambridge)
[26] Vincenzo Riccati, mathématicien italien (1707, Castelfranco Veneto - 1775, Trévise)
[27] Friedrich Wilhelm Bessel, astronome et mathématicien allemand (1784, Minden - 1846, Königsberg)

où :

$$D_n(z) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \ln \psi_n(z) \tag{4.10}$$

avec D_n la dérivée logarithmique. Toutes ces fonctions sont calculées par récurrence. Deux techniques sont à notre disposition, soit un algorithme ascendant, soit un algorithme descendant. La récurrence ascendante est choisie pour calculer la suite ζ_n, soit :

$$\zeta_n(z) = \frac{(2n-1)}{z}\zeta_{n-1}(z) - \zeta_{n-2}(z) \tag{4.11}$$

avec pour valeurs initiales :

$$\zeta_{-1}(z) = \cos z - i \sin z \tag{4.12}$$

et :

$$\zeta_0(z) = \sin z + i \cos z \tag{4.13}$$

et pour déterminer la suite des D_n :

$$D_{n-1}(mx_\mathrm{p}) = \frac{n}{mx_\mathrm{p}} - \frac{1}{D_n(mx_\mathrm{p}) + n/(mx_\mathrm{p})} \tag{4.14}$$

avec comme valeur initiale :

$$D_{n\max} = 0 + i.0 \tag{4.15}$$

Ainsi, les termes d'ordre inférieur peuvent être obtenus en connaissant les termes d'ordre supérieur. Théoriquement, ces coefficients a_n et b_n sont obtenus par des séries et leurs valeurs tendent vers 0 quand n tend vers $+\infty$. Dans la pratique, il suffit de se limiter à un nombre assez important de termes, de façon à ce que les termes qui sont omis ne représentent qu'une part négligeable. Pour se donner cette limite, plusieurs règles existent : par exemple, Modest [Modest, 1993] explique que pour une longueur d'onde et un diamètre donnés, tous les termes de n supérieurs au double du paramètre de taille sont négligeables. D'autres travaux, comme ceux développés par Bohren et Huffman [Bohren et Huffman, 1983], ont montré que le nombre de termes nécessaire peut être donné par la relation :

$$N_\mathrm{max} = \max\left[x_\mathrm{p} + 4x_\mathrm{p}^{1/3} + 2, |mx_\mathrm{p}|\right] \tag{4.16}$$

où $|.|$ désigne le module du nombre complexe. Pour obtenir plus de stabilité de la dérivée logarithmique D_n, la suite aura pour limite $n_\mathrm{max} = N_\mathrm{max} + 15$.

4.1.2 Calcul des facteurs d'efficacité

Les grandeurs optiques que l'on cherche à estimer pour le calcul des propriétés radiatives sont les facteurs d'efficacité de diffusion, d'absorption et d'extinction. Ils sont liés aux coefficients de Mie, a_n et b_n. Ces relations sont obtenues, selon Kerker [Kerker, 1969] sous la forme de séries à partir des expressions suivantes :

$$Q_{\lambda\mathrm{ext}}\left(d_\mathrm{p}\right) = \frac{2}{x_\mathrm{p}^2} \sum_{n=1}^{N\max} (2n+1)\mathrm{Re}[a_n + b_n] \tag{4.17}$$

$$Q_{\lambda\mathrm{diff}}\left(d_\mathrm{p}\right) = \frac{2}{x_\mathrm{p}^2} \sum_{n=1}^{N\max} (2n+1)\left[|a_n|^2 + |b_n|^2\right] \tag{4.18}$$

$$Q_{\lambda\mathrm{abs}}\left(d_\mathrm{p}\right) = Q_{\lambda\mathrm{ext}}\left(d_\mathrm{p}\right) - Q_{\lambda\mathrm{diff}}\left(d_\mathrm{p}\right) \tag{4.19}$$

Chacune de ces grandeurs dépend du paramètre de taille et donc du diamètre de la particule considérée d_p.

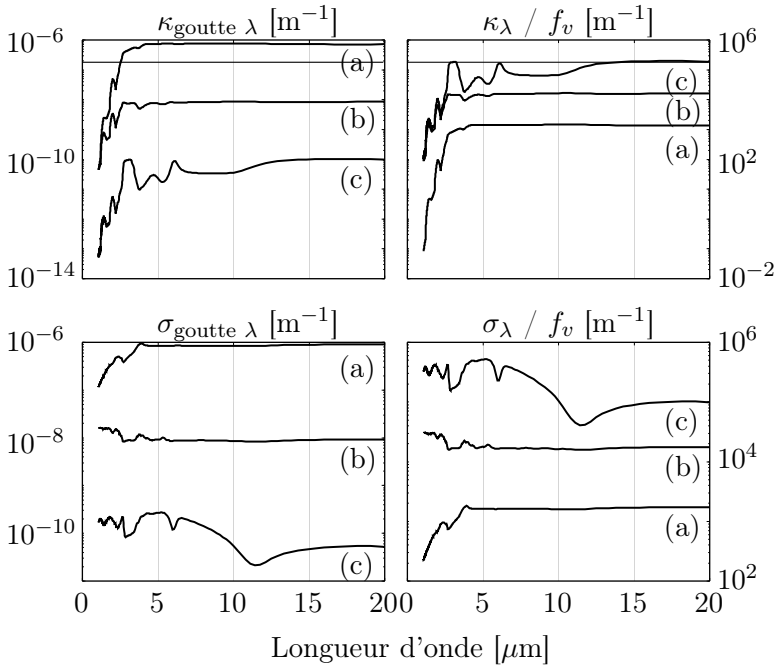


FIG. 4.2 – Comparaison des propriétés radiatives d'absorption et de diffusion pour une goutte et pour une fraction volumique fixe : (a) $d_\text{p} = 1000$ μm, (b) $d_\text{p} = 100$ μm, (c) $d_\text{p} = 10$ μm

4.1.3 Détermination des propriétés radiatives pour un ensemble de gouttes

Détermination des coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction

Les propriétés radiatives spectrales sont liées aux efficacités monochromatiques. Dans le cas le plus général intéressons-nous à une polydispersion d'une granulométrie formée par N_c classes de diamètres de gouttes. En posant l'hypothèse de diffusion indépendante, les coefficients spectraux globaux sont obtenus par une simple sommation des contributions des différentes classes de diamètres. On obtient alors :

– le coefficient spectral d'absorption noté κ_λ. Son expression est donnée par :

$$\kappa_\lambda = \sum_{\text{i}=1}^{N_c} \pi \frac{d_\text{i}^2}{4} N_\text{i} Q_{\lambda\text{abs}}\left(d_\text{i}\right) \tag{4.20}$$

– le coefficient spectral de diffusion noté σ_λ. Son expression est donnée par :

$$\sigma_\lambda = \sum_{\text{i}=1}^{N_c} \pi \frac{d_\text{i}^2}{4} N_\text{i} Q_{\lambda\text{diff}}\left(d_\text{i}\right) \tag{4.21}$$

– le coefficient spectral d'extinction noté β_λ. Son expression est donnée par :

$$\beta_\lambda = \sum_{\text{i}=1}^{N_c} \pi \frac{d_\text{i}^2}{4} N_\text{i} Q_{\lambda\text{ext}}\left(d_\text{i}\right) \tag{4.22}$$

où N_i est le nombre de particules par unité de volume de diamètre d_i.

Les deux représentations de gauche de la figure 4.2 permettent d'illustrer l'évolution des coefficients d'absorption et de diffusion pour une seule particule isolée ($d_\text{p} = 1000$ μm, 100

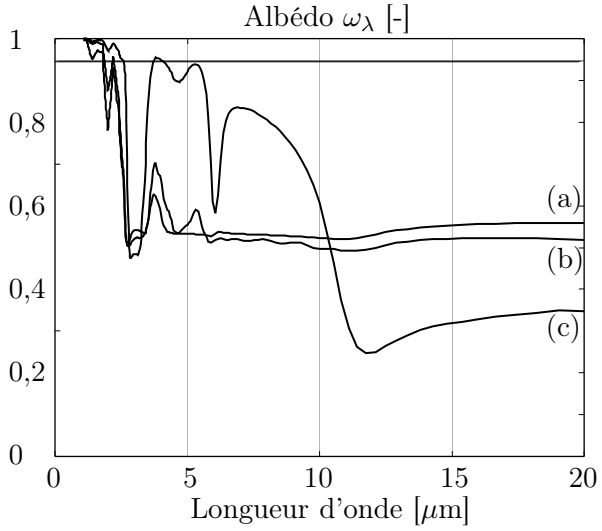


FIG. 4.3 – Évolution de l'albédo spectrale en fonction des diamètres de particules : (a) $d_\mathrm{p} = 1000$ μm, (b) $d_\mathrm{p} = 100$ μm, (c) $d_\mathrm{p} = 10$ μm

μm, 10 μm). Cette représentation nous permet de vérifier que, plus une particule isolée offre une surface d'interaction importante avec l'onde électromagnétique, plus elle interagit avec le rayonnement (du moins dans la gamme considérée ici).

A noter que, de nombreuses études ont affirmé que l'atténuation du rayonnement est importante quand la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que le diamètre de la particule [Coppalle *et al.*, 1993, Ravigurajan et Beltran, 1989]. On s'aperçoit que ces conclusions ne peuvent pas être aussi catégoriques ici : les propriétés de gouttes à 10 μm, par exemple, ne présentent pas de singularité autour de $\lambda = 10$ μm. Ces conclusions étaient par exemple issues d'une étude simplifiée sur des monodispersions dans [Coppalle *et al.*, 1993] où un paramètre de taille légèrement inférieur à 1 semble optimal pour minimiser la transmittance totale pour une source type corps noir à 1300 K. En fait, la répartition spectrale du rayonnement associée à l'indice complexe et ses variations sont notamment des facteurs qui influencent le résultat. On retiendra toutefois qu'il semble plus intéressant sur le plan radiatif d'utiliser des "petites" gouttes. La même étude pour des particules de 1 μm aurait certainement donnée des propriétés encore meilleures pour l'atténuation. Cependant, d'un point de vue hydrodynamique, la stabilité d'un rideau d'eau composé de telles gouttelettes serait impossible et les conditions d'applications irréalisables.

Les deux représentations de droite de la figure 4.2 proposent l'évolution des coefficients d'absorption et de diffusion pour un spray monodispersé de diamètre 1000 μm, 100 μm et 10 μm divisés par la fraction volumique. Ces grandeurs globales nous permettent de prédire de meilleures atténuations de rayonnement pour des sprays de particules de petites tailles car, plus importantes en terme de population, elles offrent une surface d'interaction beaucoup plus grande.

La figure 4.3 représente la variation de l'albédo $\omega_\lambda = \sigma_\lambda/\beta_\lambda$ en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres de particules. Cette illustration démontre que le phénomène de diffusion joue un rôle important. Sa part est estimée entre 50% et 100% de l'atténuation dans des gammes de longueurs d'onde correspondant au maximum d'émission de rayonnement de flamme (température entre 1000 K et 1500 K).

Détermination de la fonction de phase de Mie

Le phénomène de diffusion joue le rôle de redistribution directionnelle de l'énergie radiative. La probabilité pour que le rayonnement diffusé provenant de la direction $\vec{\Omega}'$ soit dans l'angle solide dΩ centré autour de la direction $\vec{\Omega}$ est de :

$$\frac{1}{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \mathrm{d}\Omega \tag{4.23}$$

La somme des probabilités sur toutes les directions de diffusion de l'espace doit être égale à l'unité, ainsi la fonction de phase doit être normalisée :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \mathrm{d}\Omega = 1 \tag{4.24}$$

Pour une goutte parfaitement sphérique, cette fonction de phase possède des propriétés de symétrie :

$$P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = P_\lambda(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \text{ et } P_\lambda(\vec{\Omega} \rightarrow -\vec{\Omega}') = P_\lambda(-\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \tag{4.25}$$

La fonction de phase de Mie pour une particule sphérique est fonction de la longueur d'onde, du diamètre de la particule et d'un angle de diffusion noté Θ (angle formé par les deux directions $\vec{\Omega}$ et $\vec{\Omega}'$). Son expression est la suivante [Bohren et Huffman, 1983] :

$$P_\lambda^{\mathrm{Mie}}(d_\mathrm{p}, \Theta) = 2 \frac{|S_1(\Theta)|^2 + |S_2(\Theta)|^2}{x_\mathrm{p}^2 Q_{\lambda\mathrm{diff}}(d_\mathrm{p})} \tag{4.26}$$

S_1 et S_2 sont les fonctions d'amplitude complexe qui peuvent être obtenues grâce aux coefficients de Mie a_n et b_n [Bohren et Huffman, 1983] :

$$S_1(\Theta) = \sum_{n=1}^{N\mathrm{max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\mu) + b_n \tau_n(\mu)] \tag{4.27}$$

$$S_2(\Theta) = \sum_{n=1}^{n\mathrm{max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\mu) + a_n \tau_n(\mu)] \tag{4.28}$$

avec $\mu = \cos\Theta$. Les séries π_n et τ_n sont données par les expressions suivantes :

$$\pi_n(\mu) = \frac{2n-1}{n-1} \mu \pi_{n-1}(\mu) - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\mu) \tag{4.29}$$

$$\tau_n(\mu) = n\mu\pi_n(\mu) - (n+1)\pi_{n-1}(\mu) \tag{4.30}$$

avec l'initialisation, $\pi_0 = 0$ et $\pi_1 = 1$. Pour une polydispersion, la fonction de phase de Mie se calcule de la manière suivante :

$$P_\lambda^{\mathrm{Mie}}(\Theta) = \frac{1}{\sigma_\lambda} \sum_{\mathrm{i}=1}^{N_\mathrm{c}} \pi \frac{d_\mathrm{i}^2}{4} Q_{\lambda\mathrm{diff}}(d_\mathrm{i}) P_\lambda^{\mathrm{Mie}}(d_\mathrm{i}, \Theta) N_\mathrm{i} \tag{4.31}$$

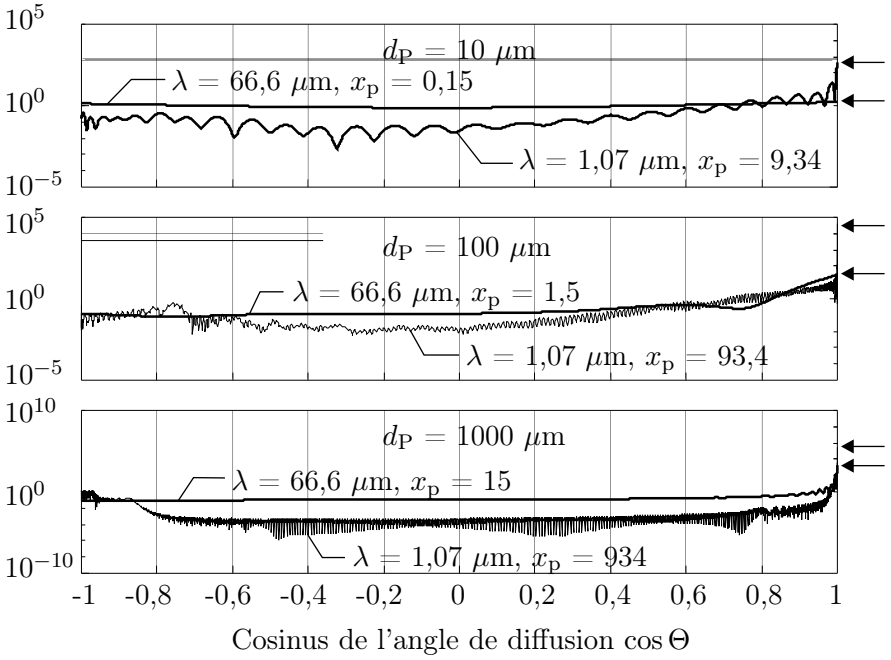


FIG. 4.4 – Évolution de la fonction de phase de Mie en fonction du paramètre de taille

Quelques caractéristiques de la fonction de phase de Mie

La figure 4.4 représente quelques allures de fonctions de phase pour des diamètres de particules et des longueurs d'onde différents. Volontairement les longueurs d'onde ont été choisies de façon à obtenir des petits et des grands paramètres de taille. Les pics de diffusion vers l'avant sont localisés sur cette figure par des flèches. Cette représentation montre que pour des particules sphériques dont le diamètre est supérieur à 100 μm et pour un paramètre de taille important, la fonction phase présente un pic de diffusion très pointu pour la direction d'incidence. A l'inverse, pour la particule de 10 μm (paramètre de taille faible), la distribution de rayonnement diffusé tend à s'uniformiser sur l'ensemble des directions de propagation : on va vers une diffusion isotrope.

Cette analyse complémentaire nous permet de montrer que les particules de petits diamètres (pour lesquelles le paramètre de taille est inférieur ou égal à l'unité) sont beaucoup plus efficaces en terme d'atténuation, car la quantité d'énergie arrivant sur cette particule est redistribuée de façon uniforme dans toutes les directions.

Fonction de phase approchée

La fonction de phase de Mie est complexe et délicate à utiliser, car elle présente des variations très fines pour certains paramètres de taille, notamment pour des sprays monodispersés. Pour éviter ces contraintes, l'alternative est d'utiliser des fonctions de phase approchées [Dembélé, 1998].

– ***Fonction de phase en polynômes de Legendre***
Pour simplifier les calculs de la fonction de phase, Chu *et al.* [Ozisik, 1973] ont recherché

une expression sous forme de série de polynômes de Legendre :

$$P_\lambda = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n P_{Ln}(\cos\Theta) \tag{4.32}$$

où $P_n(\cos\Theta)$ est le polynôme de Legendre[28] à l'ordre n et d'argument $\cos\Theta$. Les coefficients A_n peuvent être déterminés de deux manières différentes, soit par l'intermédiaire des coefficients de Mie (a_n et b_n), soit par la fonction de phase de Mie, par :

$$A_n = \frac{2n+1}{2} \int_0^\pi P_\lambda^{\text{Mie}} P_{Ln}(\cos\Theta) \sin\Theta \mathrm{d}\Theta \tag{4.33}$$

L'un des intérêts de cette méthode est que la valeur de la fonction de phase est connue pour n'importe quel angle de diffusion de façon analytique.

– ***Approximation Delta Eddington***
Cette approximation est soucieuse de présenter au mieux la diffusion vers l'avant. Pour cela, le pic de diffusion vers l'avant est considéré à part du reste de la fonction de phase. Ce pic est modélisé par une fonction Delta (appelée aussi fonction de Dirac[29]). Le restant de la fonction de phase est exprimé sous forme de polynômes de Legendre :

$$P_\lambda(\cos\Theta) = 2f\delta(1-\cos\Theta) + (1-f)\left(1 + \sum_{n=1}^{M} A_n^* P_{Ln}(\cos\Theta)\right) \tag{4.34}$$

où δ est la fonction Delta, f la fraction du rayonnement diffusé dans la direction avant, M l'ordre d'approximation et A_n^* des coefficients modifiés. Nous verrons dans le chapitre 6, l'emploi de cette technique ainsi que ses limites.

– ***Fonction de phase de Kagiwada - Kalaba***
Ce modèle est complètement analytique. Il traduit le rapport entre la diffusion dans les directions avant et arrière. Il est basé sur une seule variable, soit :

$$P_\lambda(\cos\Theta) = \frac{2\left[\ln\left(\frac{b+1}{b-1}\right)\right]^{-1}}{b - \cos\Theta} \tag{4.35}$$

avec :

$$b = \frac{\alpha+1}{\alpha-1} \tag{4.36}$$

Ce paramètre α est pour une particule sphérique le rapport entre les fonctions de phase de Mie dans les directions avant et arrière, soit :

$$\alpha = \frac{P_\lambda^{\text{Mie}}(\Theta=0)}{P_\lambda^{\text{Mie}}(\Theta=\pi)} \tag{4.37}$$

L'intérêt de ce modèle est de fournir une fonction analytique ne dépendant que de l'angle de diffusion. La figure 4.5 représente différentes fonctions de phase pour une polydispersion TP 400 067 à une longueur d'onde de 1,1 μm. Cette pulvérisation fera l'objet d'une étude plus détaillée au sein du chapitre 6. Cette représentation permet de comparer la fonction de phase approchée de Kagiwada-Kalaba à celle de Mie. Le pic de diffusion vers l'avant est "assez" bien représenté.

[28] Adrien Marie Legendre, mathématicien français (1752, Paris - 1833, Paris)
[29] Paul Adrien Maurice Dirac, physicien et mathématicien britannique (1902, Bristol - 1984, Tallahassee)

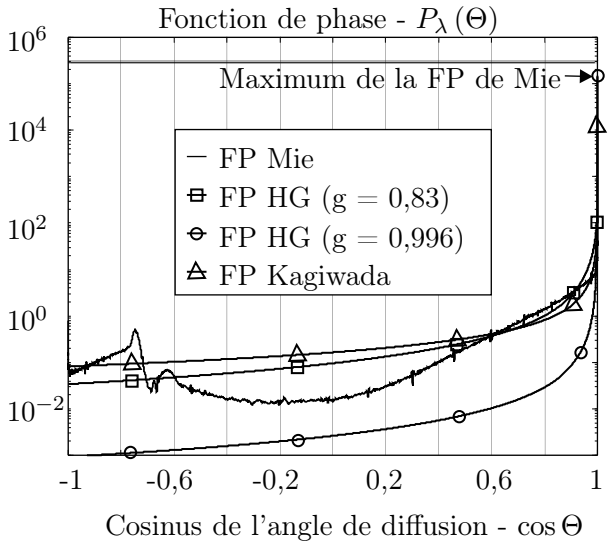


FIG. 4.5 – Comparaison de la fonction de phase de Mie et de ses fonctions approchées. Exemple pour de la pulvérisation TP 400 067 à une longueur d'onde de 1,1 μm (D_{32} = 182 μm)

– ***Fonction de phase de Henyey - Greenstein***
Cette modélisation de la fonction de phase ne nécessite qu'un seul paramètre : le facteur d'asymétrie noté g. L'expression de cette fonction de phase est :

$$P_\lambda(\Theta) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\Theta)^{3/2}} \tag{4.38}$$

De ce fait, $g = 0$ correspond à une diffusion isotrope, $g = 1$ à une diffusion totale vers l'avant et g = -1 une diffusion totale vers l'arrière. Il existe plusieurs techniques permettant de calculer la valeur de g. La première est d'utiliser les coefficients de Mie, en employant la relation [Dembélé, 1998] :

$$g = \frac{4}{x_p^2 Q_{diff}} \sum_{n=1}^{N} \left[\frac{n(n+2)}{n+1} Re\left[a_n \bar{a}_{n+1} + b_n \bar{b}_{n+1}\right] + \frac{2n+1}{n(n+1)} Re\left[a_n \bar{b}_n\right] \right] \tag{4.39}$$

où $\bar{a}_{n+1}$ est le nombre complexe conjugué de a_{n+1}. Une autre façon de calculer le coefficient d'asymétrie g est de partir de la fonction de phase de Mie, avec la relation suivante :

$$g = \frac{1}{2} \int_0^\pi P_\lambda^{Mie}(\Theta) \cos\Theta \sin\Theta d\Theta \tag{4.40}$$

La fonction de phase de Henyey Greenstein (ainsi que celle de Kagiwada-Kalaba) est souvent utilisée pour l'étude de particules diffusantes. En effet, cette fonction de phase permet de produire un pic de diffusion vers l'avant.
La figure 4.5 compare la fonction de phase de Mie (pour une polydispersion TP 400 067 à une longueur d'onde de 1,1 μm) et la fonction de phase de HG associée (g = 0,83, paramètre d'asymétrie correspondant à la fonction de phase de Mie). D'un point de vue qualitatif, nous pouvons remarquer que le pic de diffusion vers l'avant de la modélisation de HG n'est pas très représentatif de la fonction de phase de Mie (dans un rapport de 1000). Nous avons tenté de caler une fonction de phase de HG permettant de représenter ce pic de diffusion.

Cette nouvelle fonction est illustrée sur la figure 4.5 avec un paramètre d'asymétrie de 0,996. Bien que le pic de diffusion soit cette fois bien représenté, le reste de la fonction de phase ne coïncide plus avec la représentation de Mie.

4.2 Détermination des propriétés radiatives des gaz par le modèle Ck

Dans l'étude des interactions entre le rayonnement et la phase continue entraînée par le spray, deux types d'éléments sont à considérer : la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone. La modélisation des coefficients d'absorption de la phase gazeuse est complexe pour plusieurs raisons :

- la phase gazeuse est un mélange composé de plusieurs éléments qui peuvent interagir les uns avec les autres,
- les caractéristiques radiatives de chaque composante varient de façon très forte en fonction de la longueur d'onde.

A l'heure actuelle aucune représentation fidèle ne rend réellement compte du comportement exact de chaque gaz, à moins de discrétiser de façon très fine le spectre des longueurs d'onde. Cependant, plusieurs approches existent. Certaines peuvent retranscrire assez fidèlement le comportement du gaz mais pour des temps de calculs extrêmement longs. En revanche, d'autres méthodes tentent d'ajuster un compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats.

Dans cette section, plusieurs méthodes seront présentées de façon succincte. Nous présenterons, en particulier, le modèle Ck que nous avons choisi d'implémenter dans ce travail.

4.2.1 Quelques modèles pour les gaz

L'absorption est essentiellement due aux comportements de certains gaz dans l'infrarouge. Les éléments comme H_2O, CO_2 et CO sont des gaz dits participatifs ou semi-transparents d'un point de vue radiatif. Au contraire, les éléments tels que les gaz diatomiques (N_2 ou O_2) sont considérés comme transparents car ils n'absorbent et n'émettent pas de rayonnement dans l'infrarouge. Il existe alors plusieurs méthodes pour modéliser l'absorption du rayonnement par les gaz.

L'approche raie par raie (line-by-line : LBL) est sans nul doute la représentation spectrale la plus fine. Typiquement, les bandes spectrales ont une largeur de l'ordre de 0,0002 à 0,02 cm^{-1}. Cependant, sa mise en œuvre numérique demande des ressources informatiques importantes.

Des méthodes approchées sont donc souvent utilisées. Ces approximations se subdivisent en trois classes [Modest, 1993] :

- les modèles à bandes étroites (narrow band models). La résolution spectrale est typiquement comprise entre 5 et 50 cm^{-1}. Les modèles SNB (Statistical Narrow Band) et Ck (Correlated-k) [Goody et Yung, 1989, Soufiani et Taine, 1997] font partie de cette famille. Les propriétés radiatives sont moyennées sur des bandes spectrales où la fonction de Planck est supposée constante.
- les modèles à bandes larges (wide band models). Le modèle exponentiel à bandes larges de Edwards [Modest, 1993] est un exemple. Ces méthodes utilisent des résolutions spectrales assez grossières de l'ordre de 10 à 1000 cm^{-1}. Ces méthodes offrent une nette diminution du temps de calcul. Cependant, dans certains cas, elles peuvent conduire à d'importantes erreurs de calcul.
- les modèles globaux. Cette famille regroupe une quantité importante de modèles. Ils ne recherchent pas une information spectrale mais plutôt une donnée globale, intégrée sur l'ensemble du spectre des longueurs d'onde. Des exemples de cette famille sont le modèle

ADF (Absorption Distribution Coefficient) [Pierrot *et al.*, 1999], le modèle SLW (Spectral-Line-based Weighted-sum-of-gray-gases) [Denison et Webb, 1996, Solovjov et Webb, 2000] ou bien le modèle FSCK (Full Spectrum Correlated K) [Modest et Zhang, 2002, Modest et Mehta, 2004].

Ces différentes techniques utilisent toutes le modèle LBL comme point de départ. Pour chaque composant gazeux, de nombreuses bases de données existent et permettent de connaître pour chaque raie, le niveau d'énergie associé. Nous noterons comme exemples les bases de données HITRAN (HIgh resolution TRANsmission), HITEMP et CDSD (Carbon Dioxide Spectroscopic Databank).

Compte tenu des très fortes variations du coefficient d'absorption de l'air humide en fonction de la longueur d'onde, nous avons opté pour le modèle Ck.

4.2.2 Formalisme mathématique du modèle Ck

Définition

Pour un milieu d'épaisseur Δs, contenant un gaz homogène et isotherme, la transmittance moyenne sur une largeur de bande $\Delta\lambda$ est définie par :

$$T_{r\,\lambda} = \frac{1}{\Delta\lambda}\int_{\Delta\lambda} \exp(-\kappa_\lambda \Delta s)\mathrm{d}\lambda = \frac{1}{\Delta\lambda}\int_{\Delta\lambda} \exp(-k_\lambda u_p)\mathrm{d}\lambda \tag{4.41}$$

où κ_λ est le coefficient d'absorption du gaz obtenu par le modèle LBL, u_p le parcours de pression défini par $u_p = f_v P_r \Delta s$ et k_λ le coefficient d'absorption réduit. En réordonnant le coefficient d'absorption réduit sur la bande spectrale, la transmittance spectrale peut être reformuler de la façon suivante [Soufiani et Taine, 1997] :

$$T_{r\,\lambda} = \int_0^\infty f\,(k)\exp(-k u_p)\mathrm{d}k \tag{4.42}$$

$f\,(k)$ est alors définie comme la fonction de densité de probabilité du coefficient d'absorption. D'un point de vue mathématique, on montre que $f\,(k)$ est la transformée inverse de Laplace de la transmittance. Pour le même cas d'application, Malkmus [Malkmus, 1967] donne une expression analytique de la transmittance moyenne pour une couche gazeuse homogène et isotherme sous la forme :

$$T_{r\,\lambda} = \exp\left[-\frac{<\beta_\lambda>}{\pi}\left(\sqrt{1+\frac{2\pi f_v P_r \Delta s <k_\lambda>}{<\beta_\lambda>}}-1\right)\right] \tag{4.43}$$

où f_v est la fraction volumique de l'espèce gazeuse considérée, P_r la pression totale et $<\beta_\lambda>$ vaut :

$$<\beta_\lambda> = 2\pi <\gamma_\lambda> / <\delta_\lambda> \tag{4.44}$$

L'expression de $f\,(k)$ vaut donc [Dembélé, 1998] :

$$f\,(k) = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{<k_\lambda><\gamma_\lambda>}{\pi k <\delta_\lambda>}}\exp\left[\frac{<\gamma_\lambda>}{<\delta_\lambda>}\left(2-\frac{k}{<k_\lambda>}-\frac{<k_\lambda>}{k}\right)\right] \tag{4.45}$$

$<k_\lambda>$, $<\gamma_\lambda>$ et $<\delta_\lambda>$ désignent des paramètres de modélisation à évaluer à partir du modèle LBL. Grâce aux travaux de Soufiani *et al.* [Soufiani et Taine, 1997], nous disposons de nombreuses données, nécessaires pour le calcul des coefficients d'absorption par unité de pression. Pour chaque gaz (H_2O, CO_2 et CO), nous disposons des valeurs de $<\delta>$ et de $<k>$ pour

14 températures différentes, de 300 K à 2900 K avec un pas de 200 K. De plus, le paramètre $< \gamma >$ représentant la demi-largeur moyenne à mi-hauteur d'un ensemble de raies est supposé indépendant de la bande étroite et son expression pour les trois gaz est donnée par [Soufiani et Taine, 1997] :

$$< \gamma_{H_2O} >= \frac{P}{P_{\text{ref}}} \left[0,462 f_{vH_2O} \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T} \right) + \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^{0,5} (0,079\,(1 - f_{vCO_2} - f_{vO_2}) + 0,106 f_{vCO_2} + 0,036 f_{vO_2}) \right] \tag{4.46}$$

$$< \gamma_{CO_2} >= \frac{P}{P_{\text{ref}}} \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^{0,7} [0,07 f_{vCO_2} + 0,058\,(1 - f_{vCO_2} - f_{vH_2O}) + 0,1 f_{vH_2O}] \tag{4.47}$$

$$< \gamma_{CO} >= \frac{P}{P_{\text{ref}}} \left[0,075 f_{vCO_2} \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^{0,6} + 0,12 f_{vH_2O} \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^{0,7} (1 - f_{vCO_2} - f_{vH_2O}) \right] \tag{4.48}$$

où les f_{vCO_2}, f_{vO_2} et f_{vH_2O} représentent respectivement les fractions volumiques (ou molaires) du dioxyde de carbone, de l'oxygène et de la vapeur d'eau présents dans l'air étudié. Les grandeurs de références sont : $P_{\text{ref}} = 1$ atm et $T_{\text{ref}} = 296$ K.

Connaissant la fraction volumique de la vapeur d'eau, le taux de présence des autres éléments sera donné par les relations (expressions provenant de la composition de l'air sec) [Pretrel, 1997] :

$$\begin{aligned} f_{vO_2} &= 0,209475\,(1 - f_{vH_2O}) && (4.49)\\ f_{vCO_2} &= 3,22 \cdot 10^{-4}\,(1 - f_{vH_2O}) && (4.50)\\ f_{vCO} &= 1,9 \cdot 10^{-7}\,(1 - f_{vH_2O}) && (4.51)\\ f_{vN_2} &= 1 - f_{vH_2O} - f_{vCO_2} - f_{vCO} - f_{vO_2} && (4.52) \end{aligned}$$

La fonction $f\,(k)$ est une densité de probabilité, elle doit répondre à la propriété suivante :

$$\int_0^\infty f\,(k)\,\mathrm{d}k = 1 \tag{4.53}$$

On définit alors la fonction de distribution cumulée notée $g\,(k)$ qui s'obtient par l'expression :

$$g\,(k) = \int_0^k f\left(k'\right)\mathrm{d}k' \tag{4.54}$$

Cette fonction $g\,(k)$ a les particularités suivantes :

$$\begin{aligned} g\,(0) &= 0 && (4.55)\\ g\,(k \to \infty) &= 1 && (4.56)\\ \int_0^1 \mathrm{d}g &= \int_0^\infty f\,(k)\,\mathrm{d}k && (4.57) \end{aligned}$$

Cette fonction $g\,(k)$ est croissante monotone, ce qui facilite les opérations d'intégration. Ainsi, la transmittance moyenne spectrale peut s'écrire :

$$T_{r\,\lambda} = \int_0^1 \exp(-k u_p)\mathrm{d}g \tag{4.58}$$

Points - g_i	Poids - w_i
0	0,045
0,155405848	0,245
0,45	0,32
0,744594152	0,245
0,9	0,0561111111
0,935505103	0,051248583
0,984494897	0,037640306

TAB. 4.1 – Définition de la quadrature de Gauss en 7 points

L'intégration se fait sur un domaine adimensionné compris entre 0 et 1. Par conséquent, comme la fonction g est croissante monotone, il n'est pas nécessaire de prendre un grand nombre de points de quadrature pour le passage au signe somme. Dembélé [Dembélé, 1998] propose dans ses travaux une comparaison entre les quadratures en 7 et 10 points. En guise de conclusion, il démontre qu'une quadrature en 7 points est correcte pour des épaisseurs optiques inférieures à 1, ce qui est notre cas. Nous choisirons alors une quadrature de Gauss en 7 points.

Nous utiliserons pour la suite du développement une quadrature de Gauss en 7 points. Cette nouvelle écriture nous amène à considérer l'expression suivante :

$$T_{r\,\lambda} = \sum_{j=1}^{n_g} w_j \exp\left(-k_j u_p\right) \tag{4.59}$$

Ainsi pour une bande spectrale donnée et pour un point de quadrature fixé, nous sommes capables de définir un coefficient d'absorption associé à ces paramètres, grâce au calcul de la borne de l'intégrale suivante :

$$\int_0^{k_j} f\left(k'\right) \mathrm{d}k' = g_j \tag{4.60}$$

Pour rechercher cette borne k_j, plusieurs méthodes existent : méthode d'intégration de Romberg[30], Newton[31]-Cotes[32], ... Dans notre étude nous avons choisi d'utiliser la formulation de Simpson[33], car cette manière de procéder offre le maximum de précision en utilisant le moins de points possibles (et minimise donc le temps de calcul).

Mélanges de gaz absorbants

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la présence d'une seule espèce absorbante dans la phase gazeuse. Dans nos cas d'applications, les espèces telles que le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau sont naturellement présentes dans notre milieu. Dans le spray, les gouttelettes qui s'évaporent, augmentent la fraction volumique de vapeur d'eau. De plus, le dioxyde de carbone ou du monoxyde de carbone peuvent intervenir de façon importante dans le phénomène d'absorption, si l'on modélise les gaz de combustion provenant de l'incendie. Nous ne nous placerons cependant pas dans ce cas. Dans les applications que nous traitons, nous travaillons sur de l'air humide, où

[30] Werner Romberg, mathématicien allemand (1909, Berlin - 2003)
[31] Isaac Newton, physicien, mathématicien, astronome, ...britannique (1643, Grantham - 1727, Kensington)
[32] Roger Cotes, mathématicien britannique (1682, Burbage - 1716, Cambridge)
[33] Thomas Simpson, mathématicien britannique (1710, Market Bosworth - 1761, Market Bosworth)

la fraction volumique du monoxyde de carbone est négligeable ($f_{vCO} \approx 0$) et celle du dioxyde de carbone est très faible devant celle de la vapeur d'eau ($f_{vCO_2} << f_{vH_2O}$).

Afin de traiter le cas de mélanges de plusieurs espèces gazeuses absorbant dans une même bande spectrale, nous supposerons donc que les spectres d'absorption sont totalement décorrélés. Cette hypothèse de travail permet d'écrire la transmittance moyenne sur une bande spectrale $\Delta\lambda$, d'un mélange de gaz 1 et 2, comme le produit des transmittances des deux espèces prises individuellement :

$$T_{\mathrm{r}\,\lambda} = T^1_{\mathrm{r}\,\lambda} * T^2_{\mathrm{r}\,\lambda} \tag{4.61}$$

Ces deux transmittances sont évaluées sur des parcours de pression différents : $u_{p1} = f_{v1} P_r \Delta s$ et $u_{p2} = f_{v2} P_r \Delta s$, où f_{v1} et f_{v2} sont les fractions molaires respectives des deux espèces et P_r la pression totale. En supposant que la pression P_r vaut 1 atm, le coefficient d'absorption du mélange gazeux k, à chaque point de quadrature, peut s'écrire simplement :

$$\kappa_{\mathrm{gaz}} = f_{vCO_2} k_{CO_2} + f_{vCO} k_{CO} + f_{vH_2O} k_{H_2O} \tag{4.62}$$

Prise en compte du modèle Ck pour les méthodes de transfert radiatif

Les propriétés radiatives utilisées lors de la résolution numérique du problème radiatif sont des grandeurs moyennes sur une bande spectrale. L'utilisation du modèle Ck nécessite de découper cette bande de longueur d'onde en autant de parties que de points contenus dans la quadrature choisie (ici en l'occurrence 7). Ainsi pour une bande spectrale donnée, il existe autant d'équations à résoudre que de points de quadrature utilisés.
En utilisant un modèle Ck, les propriétés radiatives du spray deviennent :

$$\kappa_j = \kappa_{\lambda,\ \mathrm{goutte}} + \kappa_{j,\ \mathrm{gaz}} \tag{4.63}$$

$$\sigma_j = \sigma_{\lambda,\ \mathrm{goutte}} \tag{4.64}$$

$$\beta_j = \kappa_{\lambda,\ \mathrm{goutte}} + \sigma_{\lambda,\ \mathrm{goutte}} + \kappa_{j,\ \mathrm{gaz}} \tag{4.65}$$

Les limites du modèle Ck

Le développement du modèle Ck repose sur l'hypothèse d'un milieu isotherme. Si l'on souhaite étudier les milieux anisothermes, le coefficient d'absorption du mélange gazeux pour le jème point de Gauss, $\kappa_{j,\ \mathrm{gaz}}$, diffère en chaque point de notre milieu.

La présence de forts gradients de température impose alors au modèle Ck de sur-corréler les raies intenses d'absorption des zones chaudes à celles des zones froides, alors que d'un point de vue spectral ces absorptions ne s'effectuent pas pour les mêmes gammes de longueurs d'onde. Pour éviter ce défaut majeur, il est courant d'introduire la notion de gaz fictifs (modèle CKFG) [Pierrot, 1997, Pierrot *et al.*, 1999, Soufiani *et al.*, 2002].

Cependant, pour notre étude, le milieu est isotherme (variations maximales de température aux alentours de 20 K comme nous le verrons plus tard), ce qui permet d'utiliser le modèle Ck sans aucune autre précaution particulière pour les configurations que nous étudierons.

Validation du modèle Ck

Les travaux de Soufiani *et al.* [Soufiani et Taine, 1997] sur l'étude de quelques mélanges gazeux nous servent de références pour la validation de notre modèle Ck. L'intérêt est de retrouver plusieurs transmittances pour des mélanges différents de N_2-CO_2 et N_2-H_2O.

Intervalle	Nombre de bandes	Largeur de bande
[137,5 -3 87,5 cm^{-1}]	5	50 cm^{-1}
[387,5 - 1187,5 cm^{-1}]	8	100 cm^{-1}
[1187,5 - 1937,5 cm^{-1}]	5	150 cm^{-1}
[1937,5 - 2062,5 cm^{-1}]	1	125 cm^{-1}
[2062,5 - 2262,5 cm^{-1}]	2	100 cm^{-1}
[2262,5 - 2412,5 cm^{-1}]	1	150 cm^{-1}
[2412,5 - 3412,5 cm^{-1}]	5	200 cm^{-1}
[3412,5 - 3562,5 cm^{-1}]	1	150 cm^{-1}
[3562,5 - 4162,5 cm^{-1}]	3	200 cm^{-1}
[4162,5 - 5962,5 cm^{-1}]	6	300 cm^{-1}
[5962,5 - 7562,5 cm^{-1}]	4	400 cm^{-1}
[7562,5 - 9312,5 cm^{-1}]	2	875 cm^{-1}

TAB. 4.2 – Définition de la discrétisation en 43 bandes

Nous avons à notre disposition deux types de discrétisation spectrale. La première est une décomposition assez fine en 367 bandes pour des nombres d'onde allant de 150 cm^{-1} à 9300 cm^{-1} avec un pas de discrétisation de 25 cm^{-1}. La deuxième discrétisation est une représentation en 43 bandes qui tient compte de la position des pics d'absorption des différents constituants composant le gaz mais propose un découpage spectral moins fin. La discrétisation spectrale de ce modèle est disponible dans le tableau 4.2.

Nous avons choisi pour cette validation de travailler avec la décomposition en 367 bandes. Cependant, le modèle à 43 bandes nous sera utile pour nos simulations complètes sur les rideaux d'eau. En effet, il présente l'avantage de posséder un nombre raisonnable de bandes spectrales permettant un gain de temps de simulation. De plus, cette discrétisation est assez efficace puisqu'elle s'attache malgré tout à modéliser l'ensemble des pics d'absorption des différents composants de la phase gazeuse.

Nous avons comparé nos résultats avec des représentations extraites des travaux de Soufiani *et al.* [Soufiani et Taine, 1997] illustrant l'allure de transmittance pour différents mélanges gazeux.

La figure 4.6 présente l'exemple d'un mélange gazeux de CO_2 et N_2, où la fraction volumique de CO_2 est de 0,1, la température de 1000 K, la pression de 1 atm et l'épaisseur de ce milieu est de 0,5 m. La transmittance du modèle SNB et celle du modèle Ck sont représentées. On remarque que les deux représentations donnent des résultats tout à fait en accord. Nous noterons les différentes positions des pics d'absorption du dioxyde de carbone :

1. Nombre d'onde : 3700 cm^{-1} ou longueur d'onde : 2,7 μm,
2. Nombre d'onde : 2330 cm^{-1} ou longueur d'onde : 4,3 μm,
3. Nombre d'onde : 656 cm^{-1} ou longueur d'onde : 15,25 μm,

Le même genre d'étude a été mené sur un mélange constitué de H_2O et de N_2, où la fraction volumique de H_2O est de 0,5, la température de 1000 K, la pression de 1 atm et l'épaisseur de milieu gazeux est de 0,5 m. Les transmittances sont représentées sur la figure 4.7. Les deux représentations donnent une fois encore des résultats tout à fait en accord. Nous noterons les différentes positions des pics d'absorption de la vapeur d'eau :

1. Nombre d'onde : 7500 cm^{-1} ou longueur d'onde : 1,33 μm,
2. Nombre d'onde : 5350 cm^{-1} ou longueur d'onde : 1,87 μm,

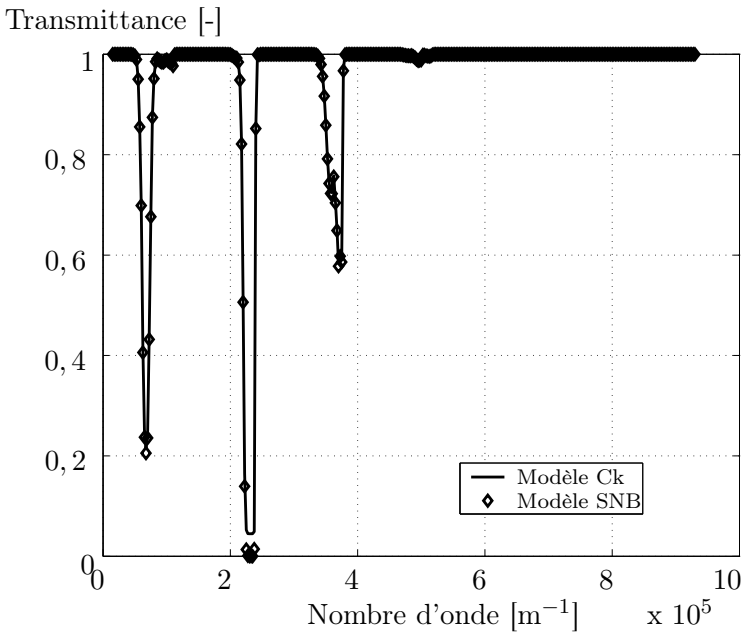


FIG. 4.6 – Transmittances d'un mélange gazeux CO_2 et N_2

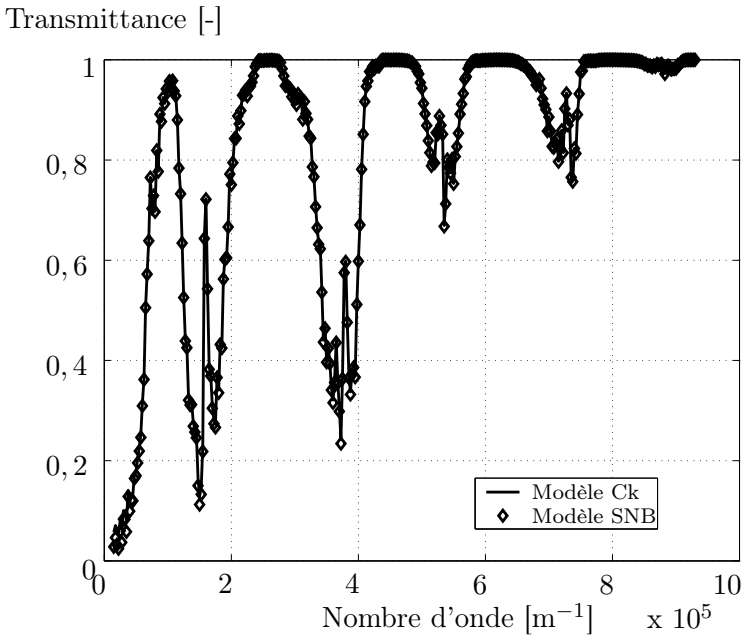


FIG. 4.7 – Transmittances d'un mélange gazeux H_2O et N_2

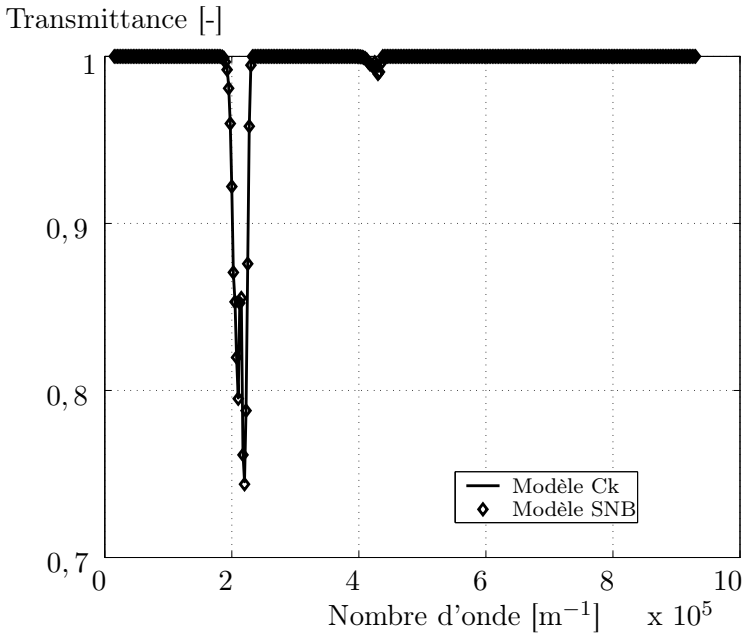


FIG. 4.8 – Transmittances d'un mélange gazeux CO et N_2

3. Nombre d'onde : 3760 cm^{-1} ou longueur d'onde : 2,66 μm,
4. Nombre d'onde : 1600 cm^{-1} ou longueur d'onde : 6,3 μm,

Le même genre d'étude a été mené sur un mélange constitué de CO et de N_2, où la fraction volumique de CO est de 0,05, la température de 1000 K, la pression de 1 atm et l'épaisseur de milieu gazeux est de 0,5 m. Les transmittances sont représentées sur la figure 4.8. On remarque que les deux représentations donnent une fois encore des résultats tout à fait en accord. Nous noterons les différentes positions des pics d'absorption du monoxyde de carbone :

1. Nombre d'onde : 2200 cm^{-1} ou longueur d'onde : 4,54 μm,
2. Nombre d'onde : 4240 cm^{-1} ou longueur d'onde : 2,36 μm,

Nous venons de voir à travers ce chapitre, comment définir les propriétés radiatives de notre pulvérisation. Le problème à traiter est celui d'un milieu absorbant et diffusant de manière fortement anisotrope, à cause de la présence de gouttes de taille relativement importante. Ce problème sera traité par la méthode de Monte Carlo analogue qui est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Résolution du transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo

Pour l'étude du transfert radiatif dans un milieu absorbant, diffusant et émissif, que ce soit sur une configuration 2D ou 3D, le problème n'admet pas de solution analytique directe sans introduire d'approximation. Pour des configurations 1D, il existe des solutions semi-analytiques, comme pour les milieux particuliers : milieu non diffusant ou non absorbant, milieu gris, ...

La première solution consiste à résoudre l'équation du transfert radiatif (ETR) et à rechercher un champ de luminances. C'est une solution classique, que nous avons également utilisée dans un premier temps. Pour cette raison et compte tenu de comparaisons effectuées plus loin, l'ETR est présentée en annexe C. Pour la résoudre, nous avons implémenté, successivement au cours de ce travail, la méthode aux ordonnées discrètes et la méthode des volumes finis (toutes les deux présentées au sein de l'annexe D). Ces deux méthodes classiques utilisent des discrétisations angulaire et spatiale. Notre étude a mis en évidence des problèmes associés à la discrétisation angulaire à cause de la diffusion fortement anisotrope du milieu étudié. C'est pourquoi, la méthode de Monte Carlo a été choisie et elle est développée au cours de ce chapitre.

La section 5.1 est consacrée à la présentation de la méthode de Monte Carlo Analogue. Les fondements de cette méthode y sont présentés. Nous proposons également dans cette section de modifier l'une des techniques de Monte Carlo pour obtenir une convergence plus rapide : cette technique portera le nom de MMC 2.2.

La section 5.2 s'attache à valider le code de calcul mis en place sur trois cas tests. Les deux premiers reposent sur la détermination de facteurs de forme pour deux enceintes différentes (enceinte carrée et parallélépipédique). La dernière configuration étudie le transfert radiatif au sein d'un milieu absorbant et diffusant de façon isotrope.

Enfin, la section 5.3 offre une comparaison sur les différentes techniques de Monte Carlo. Au travers de ces cas tests, nous comparons notre nouvelle version MMC 2.2 aux autres méthodes existantes. Nous montrons que cette nouvelle technique permet d'étudier des milieux à propriétés radiatives hétérogènes pour des temps de simulations convenables.

5.1 Méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo Analogue est basée sur la représentation du rayonnement par des quanta d'énergie (ensemble de photons). Cette méthode modélise la propagation de ces quanta qui subissent une succession d'événements dans un milieu semi-transparent (émission, absorption ou diffusion). L'ensemble des caractéristiques du parcours (directions de propagation, distances

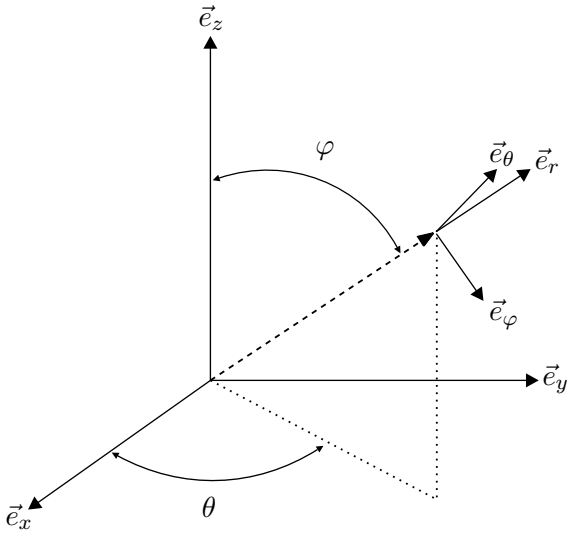


FIG. 5.1 – Référence pour le système de coordonnées sphériques

d'interaction ...) sont fixées de manière aléatoire, mais en rapport avec les propriétés radiatives du milieu. Ces quanta se propagent jusqu'à absorption totale ou jusqu'à leur sortie du domaine d'étude après absorption partielle.

Pour résoudre un problème de transfert radiatif, il faut simuler l'évolution d'un nombre important de quanta. Les termes de densités de flux aux parois et de divergence de flux à l'intérieur du milieu peuvent être estimés par un traitement statistique de leurs parcours. Le principe général de la MMC est très largement repris dans les références suivantes [Siegel et Howell, 1992, Modest, 1993, Lemonnier, 1996, Wong et Mengüç, 2002, Vaillon *et al.*, 2004].

5.1.1 Envoi de quanta

Envoi de quanta depuis les parois

La frontière de notre domaine d'étude doit être découpée en surfaces élémentaires afin de considérer l'émission de quanta depuis les parois. Chacun de ces éléments peut être considéré comme gris ou non gris, mais ils seront supposés isothermes.

La position d'émission du quantum est tirée selon une loi uniforme de surface. Ainsi pour une surface dont la normale est orientée selon l'axe Z, nous avons :

$$x_{\text{émission}} = x_{\text{cellule}} + (R_x - 0,5)\,\Delta x \tag{5.1}$$

$$y_{\text{émission}} = y_{\text{cellule}} + (R_y - 0,5)\,\Delta y \tag{5.2}$$

où R est une variable aléatoire suivant une loi uniforme dans $[0;1]$.

Pour des parois à propriétés d'émission isotrope, la direction d'émission du quantum respecte une densité de probabilité répondant à la fois à la loi de Lambert[34] et à l'expression de l'angle solide. La direction d'émission est définie par un angle polaire, noté φ (angle entre la direction d'émission et la normale à la surface) et un angle azimutal, noté θ. La densité de probabilité $p(\theta)$ liée à l'angle azimutal θ est uniforme sur $[0;2\pi]$, cela conduit au choix de l'angle θ par :

$$\theta = 2\pi R_\theta \tag{5.3}$$

[34]Johann Heinrich Lambert, mathématicien franco-allemand (1728, Mulhouse - 1777, Berlin)

R_θ est un nombre choisi de façon aléatoire dans $[0;1]$. La densité de probabilité $p(\varphi)$ pour l'angle polaire φ prend les valeurs suivantes sur $[0;\pi]$:

$$p(\varphi) = 2\cos\varphi\sin\varphi \tag{5.4}$$

Pour déterminer aléatoirement φ selon $p(\varphi)$, on calcule la fonction de répartition par :

$$F(\varphi) = \int_0^\varphi 2\cos\varphi'\sin\varphi'\mathrm{d}\varphi' \tag{5.5}$$

Pour obtenir la valeur de φ, il faut considérer la fonction de répartition comme une variable aléatoire, notée R_φ, uniforme sur $[0,1]$, ce qui conduit à :

$$R_\varphi = \int_0^\varphi 2\cos\varphi'\sin\varphi'\mathrm{d}\varphi' = \sin^2\varphi \tag{5.6}$$

ou encore :

$$\cos^2\varphi = R'_\varphi = 1 - R_\varphi \tag{5.7}$$

Ces relations sont valables si nous considérons que les quanta sont émis à partir d'un hémisphère. Si les quanta sont émis selon une incidence donnée, les directions envisageables sont dans un cône représenté par un angle d'ouverture noté $\varphi_{\max}$. Le choix de l'angle polaire est ainsi modifié :

$$R_\varphi = \frac{1}{\sin^2\varphi_{\max}}\int_0^\varphi 2\cos\varphi'\sin\varphi'\mathrm{d}\varphi' = \frac{1}{\sin^2\varphi_{\max}}\sin^2\varphi \tag{5.8}$$

et donc :

$$\sin^2\varphi = R_\varphi\sin^2\varphi_{\max} \tag{5.9}$$
$$\cos^2\varphi = 1 - R_\varphi\sin^2\varphi_{\max} \tag{5.10}$$

Ici, l'émissivité est lambertienne entre 0 et $\varphi_{\max}$.

Le quantum transporte une certaine quantité d'énergie. Pour définir cette quantité, il faut revenir sur la définition du flux radiatif pariétal. Si l'élément de surface $\mathcal{S}$ est orienté selon la normale $\vec{e}_z$ et si son émissivité est donnée par ϵ, le flux radiatif pour $\mathcal{S}$ s'écrit pour un milieu gris :

$$Q_r = \int_{\mathcal{S}}\int_{\Omega=2\pi}\epsilon\sigma_\mathrm{b}\frac{T^4}{\pi}\vec{\Omega}\cdot\vec{e}_z\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\mathcal{S} \tag{5.11}$$
$$Q_r = 2\pi\mathcal{S}\epsilon\sigma_\mathrm{b}\frac{T^4}{\pi}\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2}\cos\varphi\sin\varphi\mathrm{d}\varphi \tag{5.12}$$
$$Q_r = \mathcal{S}\epsilon\sigma_\mathrm{b}T^4 \tag{5.13}$$

De manière identique, si nous considérons que les quanta sont émis selon une incidence donnée, le flux radiatif total s'écrit :

$$Q_r = \mathcal{S}\epsilon\sigma_\mathrm{b}T^4\sin^2\varphi_{\max} \tag{5.14}$$

Dans le cadre d'un milieu non gris, le développement est exactement le même :

$$Q_{r,\lambda} = \int_{\mathcal{S}}\int_{\Omega=2\pi}\epsilon_\lambda L^0_\lambda(T)\,\vec{\Omega}.\vec{e}_z\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\mathcal{S} \tag{5.15}$$
$$Q_{r,\lambda} = \mathcal{S}\epsilon_\lambda\pi L^0_\lambda(T) \tag{5.16}$$

Si les quanta arrivent sous une incidence donnée :

$$Q_{r,\lambda} = \mathcal{S}\epsilon_\lambda \pi L_\lambda^0(T)\sin^2\varphi_{\max} \tag{5.17}$$

Ensuite l'énergie transportée par un quantum, pour un milieu non gris, se définit par :

$$\mathcal{Q}_\lambda = \frac{Q_{r,\lambda}}{N_{\text{quanta}}} \tag{5.18}$$

où N_{quantum} correspond au nombre de particules lancées à partir de l'élément de surface correspondant.

Émission de quanta depuis le milieu

Le milieu, divisé en éléments de volume, peut également émettre du rayonnement puisqu'il est à une température différente de 0 K. La position d'émission du quantum est tirée de façon équiprobable au sein de l'élément de volume :

$$x_{\text{émission}} = x_{\text{cellule}} + (R_x - 0,5)\,\Delta x \tag{5.19}$$

$$y_{\text{émission}} = y_{\text{cellule}} + (R_y - 0,5)\,\Delta y \tag{5.20}$$

$$z_{\text{émission}} = z_{\text{cellule}} + (R_z - 0,5)\,\Delta z \tag{5.21}$$

La direction d'émission du quantum respecte une densité de probabilité répondant à l'expression de l'angle solide. La densité de probabilité $p(\theta)$ liée à l'angle azimutal θ est toujours uniforme sur $[0;2\pi]$ et donc :

$$\theta = 2\pi R_\theta \tag{5.22}$$

La densité de probabilité $p(\varphi)$ pour l'angle polaire φ prend les valeurs suivantes sur $[0;\pi]$:

$$p(\varphi) = \frac{1}{2}\sin\varphi \tag{5.23}$$

Pour déterminer aléatoirement φ selon $p(\varphi)$, on calcule la fonction de répartition par :

$$F(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{1}{2}\sin\varphi' \mathrm{d}\varphi' \tag{5.24}$$

Pour obtenir la valeur de φ, il faut toujours considérer la fonction de répartition comme une variable aléatoire, notée R_φ, uniforme sur $[0,1]$, ce qui conduit à :

$$R_\varphi = \int_0^\varphi \sin\varphi' \mathrm{d}\varphi' = \frac{1}{2}(1-\cos\varphi) \tag{5.25}$$

et donc :

$$\cos\varphi = 1 - 2R_\varphi \tag{5.26}$$

L'énergie qui est émise par un élément de volume $\mathcal{V}$, dans le cas d'un milieu gris, se calcule par :

$$Q_r = \int_{\mathcal{V}}\int_{\Omega=4\pi} \kappa\sigma_{\text{b}}\frac{T^4}{\pi}\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\mathcal{V} = 4\kappa\mathcal{V}\sigma_{\text{b}}T^4 \tag{5.27}$$

La même démonstration peut être menée pour le cas d'un milieu non gris, l'énergie spectrale émise par ce même élément de volume est :

$$Q_{r,\lambda} = 4\pi\kappa_\lambda\mathcal{V}L_\lambda^0(T) \tag{5.28}$$

Note : dans les applications présentées en partie 3, l'émission propre du milieu n'interviendra pas, soit parce qu'elle est négligeable devant le rayonnement de la source à atténuer, soit parce que le dispositif expérimental simulé permet de s'en affranchir.

5.1.2 Évolution des quanta dans le milieu

Le principe de la méthode de Monte Carlo est de suivre l'évolution d'un quantum dans le milieu considéré. Les caractéristiques principales pour effectuer ce suivi sont :

- estimer la distance d'interaction, qui correspond au libre parcours moyen qu'effectue le quantum selon une direction donnée.
- définir comment le quantum est absorbé et comment il est diffusé.

Les différentes techniques

La famille des méthodes de Monte Carlo analogue regroupe de nombreuses techniques, qui se démarquent les unes des autres par le choix de la distance d'interaction et des événements subis par le quantum. Nous avons choisi de reprendre les quatre modélisations qui sont les plus fréquemment rencontrées dans la littérature [Modest, 1993, Wong et Mengüç, 2002]. Elles seront évaluées et comparées plus loin au sein de la section 5.3 pour des milieux absorbant et diffusant.

Méthode MMC 1.1

Dans cette méthode, la distance d'interaction est estimée à partir du coefficient d'extinction, β. La densité de probabilité pour que le quantum puisse parcourir une distance S_β sans subir d'événement est exprimée par :

$$p\left(S_\beta\right) = \beta \exp\left(-\beta S_\beta\right) \tag{5.29}$$

En supposant que le milieu comporte des propriétés radiatives homogènes, la distance d'interaction S_β est obtenue par l'expression :

$$S_\beta = -\frac{1}{\beta} \ln R_\beta \tag{5.30}$$

où R_β est une variable à distribution uniforme dans [0 ;1]. Cependant, si le milieu est hétérogène, la distance d'interaction est estimée en recherchant la borne supérieure de l'intégrale de l'équation 5.29 :

$$R_\beta = \exp\left(-\int_0^{S_\beta} \beta \mathrm{d}s\right) \tag{5.31}$$

Après avoir parcouru S_β, le quantum est soit diffusé dans une autre direction de propagation, soit entièrement absorbé par le milieu. Pour fixer le choix de l'événement subi par le quantum, un nombre aléatoire R_ω est comparé à l'albédo ω (qui représente la part du phénomène de diffusion dans l'extinction totale). Ainsi, nous obtenons les critères suivants :

$$\text{- Si } R_\omega < \omega \text{ , alors diffusion du quantum dans une autre direction,} \tag{5.32}$$

$$\text{- Si } R_\omega > \omega \text{ , alors absorption entière du quantum par le milieu.} \tag{5.33}$$

L'absorption du quantum s'effectue à la position où il se trouve après avoir parcouru la distance d'interaction.

Méthode MMC 1.2

Cette deuxième technique reprend une partie de la MMC 1.1. Elle repose sur la même distance d'interaction, S_β. Cependant, le choix des événement subis par le quantum est différent.

En effet, dans la méthode MMC 1.1, l'énergie du quantum est entièrement absorbée ou pas du tout (tout ou rien) à la fin de la distance d'interaction. Ici, une partie de l'énergie $(1-\omega)\,\mathcal{Q}_\lambda$ est absorbée par le milieu et la partie complémentaire $\omega \mathcal{Q}_\lambda$ est diffusée selon une nouvelle direction.

Méthode MMC 2

L'inconvénient des techniques précédentes est que la part d'énergie absorbée ne dépend que des propriétés radiatives du point où le quantum s'est arrêté. La modélisation présentée ici, propose d'estimer la distance d'interaction, S_σ, par rapport au coefficient de diffusion du milieu. Cette distance est définie pour un milieu homogène par :

$$S_\sigma = -\frac{1}{\sigma} \ln R_\sigma \tag{5.34}$$

et pour un milieu hétérogène par :

$$R_\sigma = \exp\left(-\int_0^{S_\sigma} \sigma \mathrm{d}s\right) \tag{5.35}$$

S_σ représente le trajet que peut parcourir le quantum sans être diffusé. Ici, la part d'énergie absorbée est estimée sur l'ensemble de la distance d'interaction S_σ :

$$P_{\text{absorbée}} = 1 - \exp\left(-\int_0^{S_\sigma} \kappa \mathrm{d}s\right) \tag{5.36}$$

Et la part de l'énergie qui est diffusée est :

$$P_{\text{diffusée}} = \exp\left(-\int_0^{S_\sigma} \kappa \mathrm{d}s\right) \tag{5.37}$$

La partie de l'énergie, $P_{\text{absorbée}}\mathcal{Q}_\lambda$ est supposée absorbée par le milieu à l'endroit où se situe le quantum, et la partie complémentaire, $P_{\text{diffusée}}\mathcal{Q}_\lambda$ repart, diffusée dans une autre direction.

Méthode MMC 3

La dernière approche considère deux distances d'interaction : l'une basée sur la diffusion S_σ et l'autre sur l'absorption S_κ, définie pour un milieu homogène par :

$$S_\kappa = -\frac{1}{\kappa} \ln R_\kappa \tag{5.38}$$

et pour un milieu hétérogène par :

$$R_\kappa = \exp\left(-\int_0^{S_\kappa} \kappa \mathrm{d}s\right) \tag{5.39}$$

S_κ représente le trajet que peut parcourir le quantum sans être absorbé. Pour cette modélisation, le quantum peut poursuivre son évolution dans le milieu avec une multitude de diffusions (diffusion du quantum à la fin de chaque S_σ) aussi longtemps que la distance totale parcourue est plus petite que la distance d'interaction liée au coefficient d'absorption S_κ. Une fois cette distance dépassée, le quantum est entièrement absorbé par le milieu.

Nouvelle version proposée : MMC 2.2

Nous avons choisi de modifier légèrement la modélisation proposée par la MCM 2. La distance d'interaction est toujours calculée à partir de la relation 5.35. Cependant, le phénomène d'absorption n'est plus pris en compte à la fin de la distance d'interaction, mais de façon régulière sur le trajet.

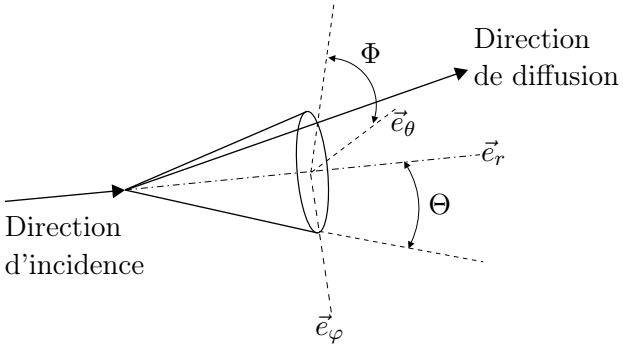


FIG. 5.2 – Référence pour les différents angles de diffusion

Lorsque le quantum entre dans une cellule à l'abscisse s_n et qu'il ressort à l'abscisse s_{n+1}, il a parcouru une distance $\Delta s = s_{n+1} - s_n$. L'énergie du quantum en entrée est notée $\mathcal{Q}_{\text{entrée}}$ et en sortie $\mathcal{Q}_{\text{sortie}}$. La relation liant ces deux niveaux d'énergie est la suivante :

$$\mathcal{Q}_{\text{sortie}} = \exp\left(-\int_0^{\Delta s} \kappa \mathrm{d}s\right) \mathcal{Q}_{\text{entrée}} \tag{5.40}$$

$$\Delta\mathcal{Q} = \mathcal{Q}_{\text{sortie}} - \mathcal{Q}_{\text{entrée}} = \left(\exp\left(-\int_0^{\Delta s} \kappa \mathrm{d}s\right) - 1\right) \mathcal{Q}_{\text{entrée}} \tag{5.41}$$

Cela nous permet de distribuer l'énergie absorbée par le milieu de façon progressive, le long de la distance d'interaction parcourue et non plus à la fin du trajet.

Prise en compte du phénomène de diffusion

Le cas de diffusion le plus simple à traiter est celui de la diffusion isotrope, pour lequel la nouvelle direction choisie est obtenue de façon aléatoire (on reprend alors le principe décrit dans la section 5.1.1 associée à l'émission d'un quantum par le milieu). Cependant, dans le cas d'un milieu à diffusion anisotrope, le choix de cette nouvelle direction doit être lié à la fonction de phase.

Deux angles sont nécessaires pour définir la nouvelle direction de propagation. Θ représente l'angle de diffusion (angle formé entre la direction incidence et la direction diffusée). Φ est l'angle formé par la normale à la direction d'incidence et la direction de diffusion. Ces angles sont repérés sur la figure 5.2. Ils sont obtenus de la manière suivante :

$$R_\Theta = \frac{1}{2}\int_0^\Theta P(\Theta)\sin\Theta \mathrm{d}\Theta \tag{5.42}$$

$$\Phi = 2\pi R_\Phi \tag{5.43}$$

Ainsi, la nouvelle direction de diffusion est repérée dans un repère de coordonnées sphériques (Cf. figure 5.1) par :

$$\vec{\Omega}_{\text{diffusée}} = \cos\Theta\vec{e}_r - \sin\Phi\sin\Theta\vec{e}_\varphi + \cos\Phi\sin\Theta\vec{e}_\theta \tag{5.44}$$

Rappelons que d'après les figures 5.1 et 5.2 :

$$\vec{e}_r = \sin\varphi\cos\theta\vec{e}_x + \sin\varphi\sin\theta\vec{e}_y + \cos\varphi\vec{e}_z \tag{5.45}$$

$$\vec{e}_\varphi = \cos\varphi\cos\theta\vec{e}_x + \cos\varphi\sin\theta\vec{e}_y - \sin\varphi\vec{e}_z \tag{5.46}$$

$$\vec{e}_\theta = -\sin\theta\vec{e}_x + \cos\theta\vec{e}_y \tag{5.47}$$

Alors les coefficients directeurs de la nouvelle direction de diffusion sont :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}_{\text{diffusée}} &= A\vec{e}_x + B\vec{e}_y + C\vec{e}_z \\ A &= \cos\Theta\sin\varphi\cos\theta - \sin\Phi\sin\Theta\cos\varphi\cos\theta - \cos\Phi\sin\Theta\sin\theta \\ B &= \cos\Theta\sin\varphi\sin\theta - \sin\Phi\sin\Theta\cos\varphi\sin\theta + \cos\Phi\sin\Theta\cos\theta \\ C &= \cos\Theta\cos\varphi + \sin\Phi\sin\Theta\sin\varphi \end{aligned} \tag{5.48}$$

5.1.3 Densités et divergence de flux radiatifs

Le flux spectral traversant une paroi de normale extérieure $\vec{n}$ s'obtient en comptabilisant l'ensemble des quanta ayant traversé cette frontière. La relation est :

$$\vec{q}_{r\lambda}\cdot\vec{n} = \sum_{i=1}^{N_{\text{frontière}}} \frac{\mathcal{Q}_\lambda}{\mathcal{S}_{\text{frontière}}} \tag{5.49}$$

où $N_{\text{frontière}}$ est le nombre de quanta ayant traversé l'élément de surface considéré $\mathcal{S}_{\text{frontière}}$ portant l'énergie $\mathcal{Q}_\lambda$. La divergence de flux radiatif s'obtient par la relation (si on omet la part émise par le milieu) :

$$\text{div}\ \vec{q}_r = \sum_{j=1}^{n_\lambda}\sum_{i=1}^{N_{\text{absorbés}}} -\frac{\Delta\mathcal{Q}_\lambda}{\mathcal{V}_{\text{cellule}}}\Delta\lambda_j \tag{5.50}$$

où $N_{\text{absorbés}}$ est le nombre de quanta ayant une partie de leur énergie absorbée ($\Delta\mathcal{Q}_\lambda$) dans la cellule considérée.

5.2 Validation des modèles radiatifs

Cette section est dédiée à la validation de la méthode de Monte Carlo Analogue implémentée dans notre étude. Les deux premiers cas d'études permettent d'estimer les facteurs de forme pour deux configurations différentes. Ensuite, le troisième cas test propose une configuration complète d'un milieu absorbant et diffusant de façon isotrope.

5.2.1 Détermination de facteurs de forme par la méthode de Monte Carlo

En guise de première validation pour la méthode de Monte Carlo, nous allons rechercher les valeurs des facteurs de forme pour deux géométries tridimensionnelles simples. Il est rappelé que les facteurs de forme, $F_{i\to j}$ sont des nombres sans dimension représentant la fraction du flux total hémisphérique de la surface $\mathcal{S}_\text{i}$ qui atteint la surface $\mathcal{S}_\text{j}$. Tout d'abord, nous débuterons par le cas d'une enceinte cubique de 2 m x 2 m x 2 m. Ensuite nous poursuivrons avec un deuxième exemple correspondant à un pavé de dimensions 2 m x 2 m x 1 m.

Pour l'ensemble des résultats à venir, la figure 5.3 permet de relier les différents indices aux faces correspondantes. De plus, le maillage que nous avons utilisé pour obtenir les résultats est du type 20 x 20 x 20.

Enceinte cubique

Dans ce cas, nous supposons que la seule surface 1 de normale $\vec{e}_x$ émet du rayonnement. Les autres surfaces sont considérées comme froides. Cette disposition nous permet d'évaluer les facteurs de forme en fonction des quantités d'énergie radiative reçues par les autres faces. Les valeurs des facteurs de forme correspondants sont :

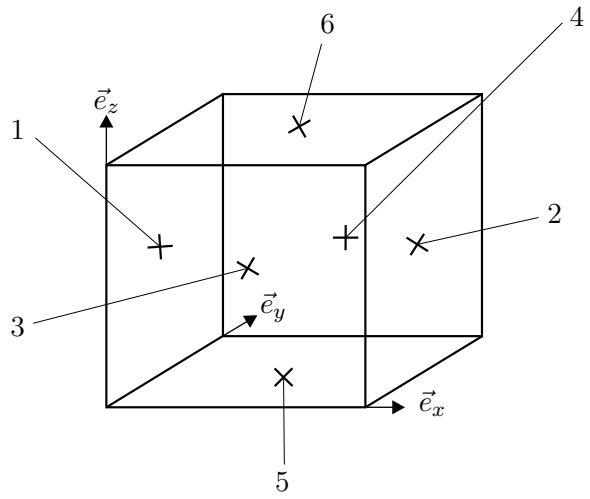


FIG. 5.3 – Repérage des indices correspondant aux différentes faces

$F_{1\to1} = 0,$ $F_{1\to3} = 0,20004,$ $F_{1\to5} = 0,20004,$
$F_{1\to2} = 0,19982,$ $F_{1\to4} = 0,20004,$ $F_{1\to6} = 0,20004.$

Ces valeurs sont à comparer à celles qui sont à notre disposition [Siegel et Howell, 1992, Sacadura, 1980] :

$F_{1\to1} = 0,$ $F_{1\to3} \approx 0,2,$ $F_{1\to5} \approx 0,2,$
$F_{1\to2} \approx 0,2,$ $F_{1\to4} \approx 0,2,$ $F_{1\to6} \approx 0,2.$

Enceinte parallélépipédique

Le milieu étudié est un pavé de dimensions 2 m x 2 m x 1 m. Nous allons considérer, encore une fois, que seule la surface de normale $\vec{e}_x$ et de cote (x = 0) émet du rayonnement. Les valeurs des facteurs de forme correspondants sont :

$F_{1\to1} = 0,$ $F_{1\to3} = 0,14930,$ $F_{1\to5} = 0,29237,$
$F_{1\to2} = 0,11665,$ $F_{1\to4} = 0,14930,$ $F_{1\to6} = 0,29237.$

Ces valeurs sont à comparer à celles qui sont à notre disposition [Siegel et Howell, 1992, Sacadura, 1980] :

$F_{1\to1} \approx 0,$ $F_{1\to3} \approx 0,15,$ $F_{1\to5} \approx 0,29,$
$F_{1\to2} \approx 0,12,$ $F_{1\to4} \approx 0,15,$ $F_{1\to6} \approx 0,29.$

5.2.2 Cas d'un milieu gris absorbant et diffusant

Ce troisième cas test propose l'étude d'un milieu gris absorbant et diffusant de manière isotrope. La géométrie de l'enceinte est cubique. Les cotés de ce cube valent 1 m. L'ensemble des parois est considéré noir. Une seule surface (en $z = 0$) est maintenue à une température non nulle telle que sa luminance soit égale à l'unité. Les autres surfaces ainsi que le milieu sont supposés à 0 K.

Plusieurs configurations de milieux font l'objet d'une simulation :

- Cas 1 : L'épaisseur optique τ est de 1 et l'albédo varie entre 0,1 et 0,5.
- Cas 2 : L'albédo est fixée à $\omega = 0{,}5$ mais l'épaisseur optique prend les valeurs de $\tau = 1$, $\tau = 0{,}5$ et $\tau = 0{,}1$.
- Cas 3 : L'albédo est fixée à $\omega = 0{,}1$ mais l'épaisseur optique maintenant varie à l'intérieur du milieu de sorte que ;
  - si $0 \leq z/z_0 \leq 0,35$, alors $\tau = 1$,
  - si $0,35 \leq z/z_0 \leq 0,65$, alors $\tau = 5$,
  - si $0,65 \leq z/z_0 \leq 1$, alors $\tau = 1$,

Le maillage utilisé pour l'obtention des résultats est 17 x 17 x 17. Les éléments de comparaison sont extraits des travaux de Tan *et al.* [Tan et Hsu, 2002]. Les méthodes utilisées par les auteurs sont les méthodes DRV [Tan et Hsu, 2002] et YIX [Hsu *et al.*, 1993]. Pour chacun des cas, les figures représentent l'évolution de la luminance intégrée G, le long d'une ligne centrale du cube (0,5, 0,5, z). Ce terme de luminance intégrée est déterminé pour un milieu gris par :

$$G(z) = \int_{\Omega=4\pi} L\left(z, \vec{\Omega}\right) \mathrm{d}\Omega = -\sum_{i=1}^{N_{\text{absorbé}}} \frac{\Delta q}{\mathcal{V}_{\text{cellule}}} \tag{5.51}$$

La figure 5.4 permet de comparer les différents résultats de la simulation. Nous pouvons constater que, sur l'ensemble des cas tests présentés, la méthode de Monte Carlo et les résultats de Tan *et al.* [Tan et Hsu, 2002] sont parfaitement en accord.

5.3 Étude de sensibilité sur les différentes techniques de méthode de Monte Carlo

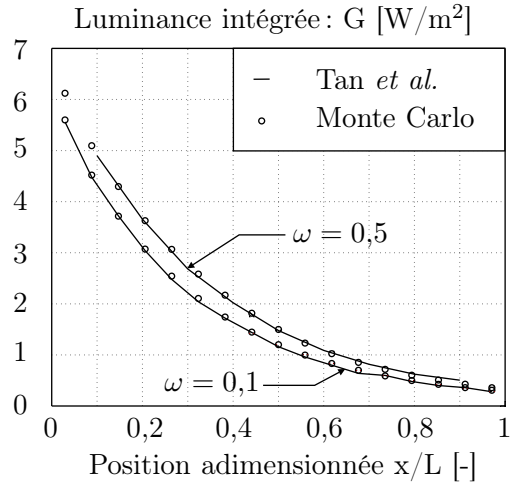
Dans la section 5.2, nous avons vu cinq techniques différentes de la méthode de Monte Carlo analogue. La convergence des résultats de chaque méthode dépend du nombre de quanta lancés : plus le nombre de lancers est important, plus les résultats sont précis. Cependant, toutes les méthodes ne sont pas dotées de la même vitesse de convergence. Cette partie permet de faire le point sur l'efficacité de chaque technique, afin d'utiliser celle offrant le meilleur compromis entre temps de simulation et précision des résultats.

A partir de nos modélisations, nous allons mener une comparaison sur différents milieux et sur différents critères. Dans la première partie, nous poserons le problème sur lequel nous allons travailler et nous détaillerons les études de sensibilité. Dans la seconde partie, nous exposerons les résultats de nos comparaisons et nous définirons la méthode offrant la meilleure efficacité de convergence. Enfin, dans la dernière partie, nous discuterons de la rapidité de convergence de la méthode choisie.

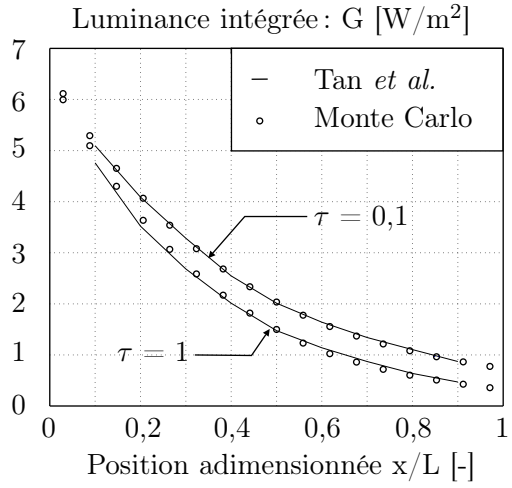
5.3.1 Présentation des cas de comparaisons

Dans la littérature, Wong *et al.* [Wong et Mengüç, 2002] compare trois approches différentes (MMC 1.1, MMC 2.1 et MMC 3) de la MMC Analogue. Le cas traité ici est un milieu 1D composé de deux plaques planes, renfermant un milieu homogène absorbant et diffusant de manière isotrope. L'étude porte sur un rayon collimaté en instationnaire. De ce travail, Wong *et al.* [Wong et Mengüç, 2002] a défini la meilleure approche en fonction de la grandeur étudiée (transmittance hémisphérique, transmittance sous incidence limitée, ...) et en fonction du milieu étudié. Une partie des résultats est regroupée dans le tableau ci-dessous :

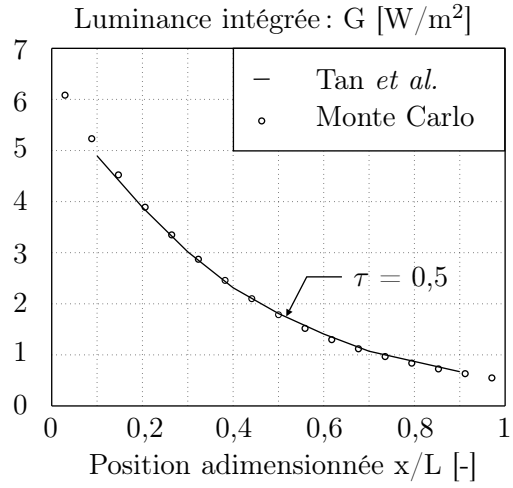
	MMC 1.1	MMC 2.1	MMC 3
Transmittance hémisphérique	$\omega \leq 0,5$ et $\tau \leq 5$	$\omega \geq 0,5$ et $\tau \geq 5$	$\omega \geq 0,9$



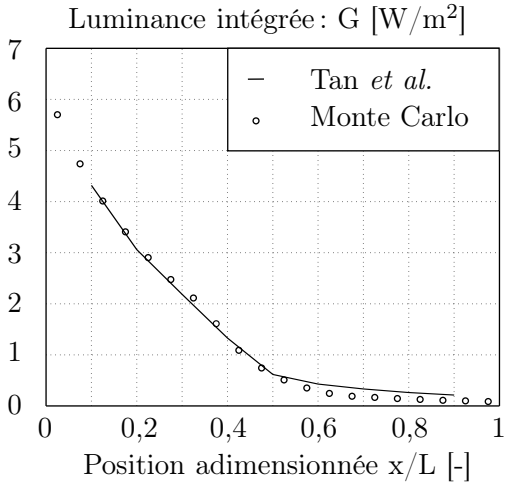
(a) Cas 1 - simulations pour $\tau = 1$



(b) Cas 2 - simulations pour $\omega = 0{,}5$



(c) Cas 2 - simulations pour $\omega = 0{,}5$



(d) Cas 3 - simulations pour $\omega = 0{,}1$

FIG. 5.4 – Expériences de Tan *et al.* [Tan et Hsu, 2002]

Comme nos simulations portent sur l'étude de milieux hétérogènes, il n'est pas possible de reprendre directement les conclusions de Wong *et al.* [Wong et Mengüç, 2002] pour choisir l'approche la mieux adaptée.

L'étude de sensibilité mise en place se base sur une enceinte cubique (1 m de coté) où le milieu et l'ensemble des parois (sauf une) est considéré comme froid (non émissif). Ainsi, seule la paroi en z = 0 émet du rayonnement de façon diffuse comme un corps noir à 86,3 K (luminance émise égale à l'unité). Le maillage utilisé est uniforme du type 17 x 17 x 17. Dans cette comparaison, le milieu est supposé gris. Pour chaque milieu étudié, nous fixons les valeurs de l'épaisseur optique τ et de l'albédo ω. De plus, la diffusion est considérée isotrope. Au total, six milieux différents vont être testés, dont les caractéristiques sont les suivantes :

1. $\kappa = 0{,}9$ et $\sigma = 0{,}1$, soit $\beta = 1$ et $\omega = 0{,}1$
2. $\kappa = 0{,}5$ et $\sigma = 0{,}5$, soit $\beta = 1$ et $\omega = 0{,}5$
3. $\kappa = 0{,}1$ et $\sigma = 0{,}9$, soit $\beta = 1$ et $\omega = 0{,}9$
4. $\kappa = 9$ et $\sigma = 1$, soit $\beta = 10$ et $\omega = 0{,}1$
5. $\kappa = 5$ et $\sigma = 5$, soit $\beta = 10$ et $\omega = 0{,}5$
6. $\kappa = 1$ et $\sigma = 9$, soit $\beta = 10$ et $\omega = 0{,}9$

Pour chaque milieu étudié, nous allons travailler à la fois avec la solution convergée du problème posé (sur un très grand nombre de quanta émis) et avec les différents résultats de chaque modélisation. A partir de ces données, nous allons extraire la divergence de flux radiatif selon l'axe central (0,5 m, 0,5 m, z) et la densité de flux radiatif sortant le long de l'axe (x, 0,5 m, 1 m).

5.3.2 Bilan des comparaisons

Pour résumer les résultats de nos comparaisons, déterminons pour chaque milieu et chaque grandeur étudiée, la meilleure méthode basée sur des écarts types entre les résultats de chaque modélisation et la simulation complètement convergée, par la relation :

$$\text{Variance} = \frac{1}{N_{\text{point}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{point}}} \left(X^{\text{expérience}} - X^{\text{convergée}} \right)^2 \tag{5.52}$$

Les résultats intermédiaires de chaque modélisation (soit pour un temps de simulation fixé, soit pour un nombre de quanta donné) sont comparés à ceux des simulations qui ont complètement convergé sur un nombre de quanta très important (en assurant qu'il y a une invariance des résultats lorsque l'on poursuit le lancé de nouveaux paquets de photons). Dans l'équation 5.52, la variable X est remplacée soit par la densité de flux à une paroi auquel cas N_{point} correspond au nombre de cellules sur la surface concernée, soit X est la divergence de flux radiatif et donc N_{point} est le nombre de cellules dans le domaine d'étude. Ces résultats se présenteront sous forme d'un tableau.

Simulations sur un nombre fixe de quanta

Pour effectuer cette comparaison, nous avons suivi 5000 quanta qui sont lancés depuis chaque élément de la paroi qui émet du rayonnement.

	Milieu 1	Milieu 2	Milieu 3	Milieu 4	Milieu 5	Milieu 6
Écart type sur la divergence de flux radiatif	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2
Écart type sur la densité de flux radiatif	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2

Le tableau ci-dessus nous montre très clairement que la méthode MMC 2.2 permet d'obtenir, pour les deux grandeurs étudiées, le meilleur compromis entre précision et nombre de particules suivies. Ces résultats montrent l'intérêt de la version MMC 2.2 que nous avons proposée. Cependant, d'un point de vue numérique, ce test est biaisé car le temps de simulation pour chaque modélisation est différent. Par exemple, pour le milieu noté 2, le temps de simulation pour la MMC 1.1 est de 20 secondes, alors que celui de la MMC 2.2 est de 35 secondes, soit un rapport de 1,75 entre les deux méthodes. Il est donc intéressant d'effectuer la même comparaison pour un temps de simulation fixe.

Simulations sur un temps fixe de simulation

Dans ces simulations, nous avons fixé le temps de simulation à 35 secondes, afin de comparer l'efficacité de chaque technique. L'ensemble des résultats est regroupé sous le tableau ci-dessous :

	Milieu 1	Milieu 2	Milieu 3	Milieu 4	Milieu 5	Milieu 6
Écart type sur la divergence de flux radiatif	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2
Écart type sur la densité de flux radiatif	MMC 1.1	MMC 1.2	MMC 3	MMC 2.2	MMC 2.2	MMC 2.2

Une fois encore, pour l'étude de la divergence du flux radiatif, la méthode dite MMC 2.2 semble être le meilleur compromis. Cependant, en ce qui concerne la densité de flux radiatif, les conclusions sont différentes. Pour les milieux qui sont faiblement épais, les méthodes dites MMC 1.1, MMC 1.2 et MMC 3 offrent la meilleure efficacité. Mais, pour les milieux optiquement plus épais ($\tau = 10$), la MMC 2.2 redevient la solution optimale.

De plus, si nous analysons les résultats concernant la densité de flux radiatif, nous pouvons constater que :

- pour le milieu 1, où l'épaisseur optique est de 1 et l'albédo de 0,1, la méthode MMC 1.1 est la meilleure.
- pour le milieu 2, où l'épaisseur optique est de 1 et l'albédo de 0,5, la méthode MMC 1.2 est la meilleure.
- pour le milieu 3, où l'épaisseur optique est de 1 et l'albédo de 0,9, la méthode MMC 3 est la meilleure.
- pour les milieux 4, 5 et 6, où l'épaisseur optique est de 10, la méthode MMC 2.2 est la meilleure.

Ces constatations sont identiques à celles de Wong *et al.* [Wong et Mengüç, 2002], qui préconise l'utilisation de la technique MMC 1 pour des milieux où l'épaisseur optique est inférieure à 5 et la modélisation MMC 3 pour des milieux où l'albédo dépasse 0,9.

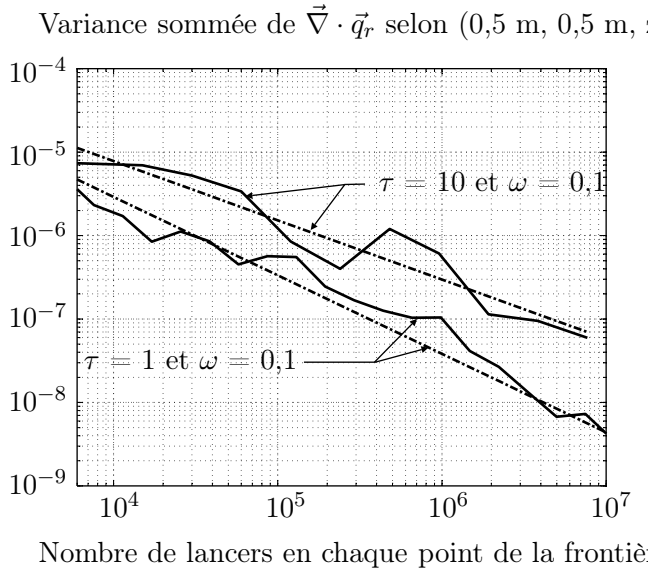


FIG. 5.5 – Test sur la rapidité de convergence pour la divergence de flux radiatif sur la méthode MMC 2.2

Ces différentes comparaisons nous permettent de faire un choix quant à la méthode à adopter pour nos futures simulations. Nous avons préféré poursuivre avec la technique dite MMC 2.2 qui nous offre un bon compromis dans les résultats entre le temps de simulation et la précision du calcul.

5.3.3 Rapidité de convergence de la MMC 2.2

Ayant fixé l'approche à utiliser, nous avons décidé d'étudier sa vitesse de convergence. La configuration géométrique du problème précédent est reprise et nous allons suivre l'évolution de nos résultats au cours des différents lancers. De manière optimale, la vitesse de convergence des méthodes aléatoires est de l'ordre de $1/\sqrt{\mathrm{n}}$ où n représente le nombre de tirages. En terme de vitesse de convergence, cela correspond à -10 dB par décade.

La figure 5.5 illustre la rapidité de convergence de la méthode MMC 2.2 pour un premier milieu d'épaisseur optique de 1 et d'albédo de 0,1 et pour un deuxième d'une épaisseur optique de 10 et d'albédo 0,1. A partir de ces résultats (les lignes discontinues), nous avons procédé à une régression linéaire pour extraire de ces informations un comportement moyen (les lignes continues). De ces deux simulations numériques, nous pouvons relever que la vitesse de convergence pour le milieu d'épaisseur optique de 1 est de -9,4 dB par décade et de -7,1 dB par décade pour celui d'épaisseur optique de 10. La technique que propose le MMC 2.2 peut sans doute être encore améliorée pour tendre vers la vitesse de convergence asymptotique de -10 dB par décade.

Ce chapitre permet la mise en place d'une méthode de transfert radiatif efficace quand les milieux traités sont hétérogènes. De plus, cette technique de résolution est particulièrement bien adaptée quand le milieu est à diffusion fortement anisotrope comme nous allons le voir au sein du chapitre suivant.

Chapitre 6

Sensibilité au phénomène de diffusion par les gouttes

Ce chapitre montre que le phénomène de diffusion joue un rôle important dans nos simulations et qu'il est difficile à modéliser. Plusieurs techniques couramment utilisées pour traiter le cas de milieux à diffusion anisotrope seront testées.

La section 6.1 met en évidence le rôle de la diffusion au travers d'une étude comparant des résultats issus d'une simulation numérique et des résultats expérimentaux.

La section 6.2 montre les limites de certaines méthodes numériques pour résoudre le transfert radiatif tridimensionnel quand la diffusion est fortement anisotrope.

La section 6.3 étudie la possibilité d'utiliser l'approximation de Delta Eddington pour étudier des milieux dont la fonction de phase présente un pic important de diffusion vers l'avant.

6.1 Résultats d'une étude préliminaire

Comme point de départ, nous reprenons un travail que nous avons réalisé à partir d'une étude expérimentale [Parent *et al.*, 2006]. Cette analyse concerne l'atténuation de rayonnement par la tuyère TP 400 067 alimentée sous 1,5 bars, donnant un spray dont les caractéristiques ont été présentées dans la partie introductive de ce travail. Nous étudierons de façon complète cette pulvérisation au sein de la partie 3 de ce rapport.

Les propriétés radiatives caractérisant ce spray sont données sur la figure 6.1. Cette figure permet de constater que le phénomène de diffusion contribue au minimum à 50% du phénomène d'atténuation.

La figure 6.2 représente l'évolution de la fonction de phase en fonction du cosinus de l'angle de diffusion pour ce milieu à une longueur d'onde de 1,1μm. Conformément à notre analyse du chapitre 4, les milieux contenant des particules d'eau ont la caractéristique d'avoir une fonction de phase extrêmement pointue dans la direction d'incidence, comme le montre la figure 6.2.

Le problème reprend la configuration d'une étude expérimentale lors de laquelle l'épaisseur du milieu a été estimée à 8 cm. Le rayonnement atteignant le spray est assimilé à un corps noir à 1573 K et arrive sous une incidence collimatée de 0,36°. La détection se fait sur la face opposée, après avoir traversé ces 8 cm, selon un angle de 0,18° (valeurs définies par les conditions expérimentales [Parent *et al.*, 2006]). La grandeur calculée est similaire à une transmittance, définie par :

$$T_{\mathrm{r}\,\nu} = \frac{\text{Flux spectral sorti du milieu avec rideau à 80 \% HR}}{\text{Flux spectral sorti du milieu sans rideau à 60 \% HR}} \tag{6.1}$$

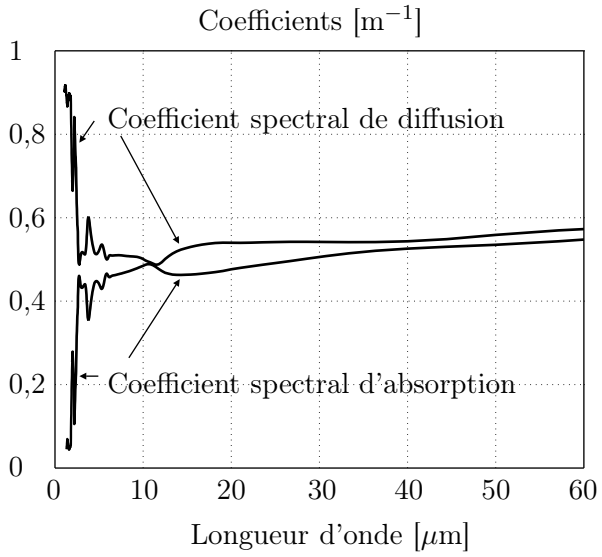


FIG. 6.1 – Coefficients radiatives pour la pulvérisation TP 400 067 à 1,5 bars

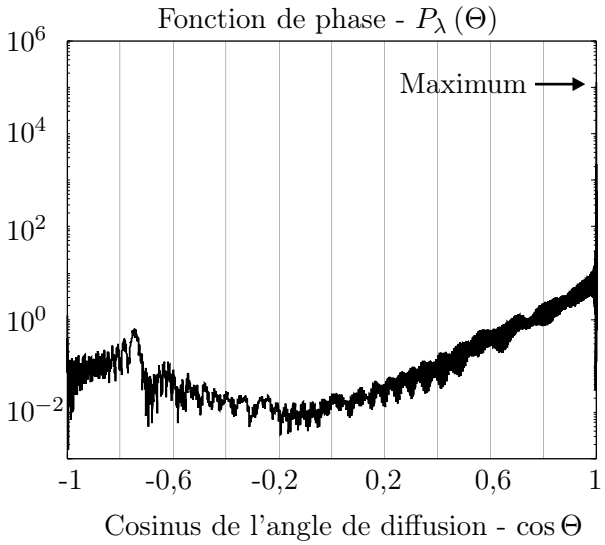


FIG. 6.2 – Représentation de la fonction de phase pour la TP 400 067 à 1,5 bars pour la longueur d'onde de 1,1 μm

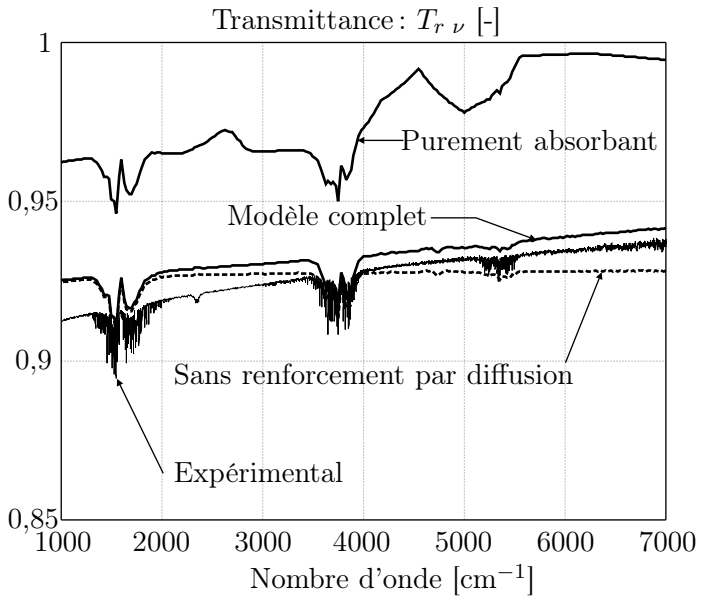


FIG. 6.3 – Comparaisons de transmittances selon différents modèles (complet, purement absorbant, sans renforcement par diffusion) à des données expérimentales [Boulet *et al.*, 2005]

L'utilisation de deux niveaux d'humidité relative (HR) permet de modéliser l'augmentation de la part de vapeur en présence du spray (évaporation des particules d'eau).

Nous reprenons ici les résultats discutés dans [Parent *et al.*, 2006]. A ce stade de nos travaux, la méthode que nous avions utilisée était la MOD, appliquée sous l'hypothèse d'un transfert radiatif monodimensionnel avec symétrie azimutale. Il est à noter que la MOD qui n'est plus la technique que nous utilisons désormais, fait l'objet dans ce rapport d'une présentation en annexe D. Nous avons introduit une quadrature spécifique évolutive de 146 directions réparties dans 3 secteurs angulaires de façon uniforme : de 0° à 5° avec un pas fin de 0,05°, de 5° à 60° avec un pas de 5° et de 60° à 180° avec un pas de 10°.

L'ensemble des résultats numériques obtenus est présenté sur la figure 6.3. Plusieurs configurations sont étudiées ici :

- le cas complet (absorption + diffusion),
- le cas purement absorbant,
- le cas sans renforcement par diffusion,
- la courbe expérimentale.

La première conclusion à ces résultats est qu'il n'est pas du tout possible de négliger le rôle de la diffusion, puisque le modèle purement absorbant prédit une atténuation au moins deux fois plus petite que celle obtenue de façon expérimentale.

Ensuite, les résultats du modèle complet et ceux du cas sans renforcement par diffusion ne se différencient qu'aux longueurs d'onde inférieures à 6 μm : zone où le coefficient de diffusion est largement supérieur au coefficient d'absorption (Cf. figure 6.1).

Bien que la représentation du cas complet s'accorde avec la courbe expérimentale, elles ne concordent pas exactement, puisque nous ne maîtrisons pas la granulométrie du spray : grandeur a priori fixée pour la simulation numérique, en adéquation avec l'expérience.

La quadrature angulaire doit être choisie judicieusement pour que sa finesse permette d'obtenir une variation de la transmittance typique, que l'on n'obtient qu'en prenant en compte le renforcement par diffusion aux courtes longueurs d'onde.

Après une étude de sensibilité non présentée ici, nous avons également observé que si la quadrature choisie présente un pas de discrétisation trop important, la courbe du modèle complet et celle du cas purement absorbant (sans diffusion) sont confondues. Une discrétisation très fine autour de la direction de transfert est alors nécessaire.

Toutefois, gardons à l'esprit que nous souhaitons effectuer des calculs sur un milieu tridimensionnel. Le passage d'une quadrature à 146 directions en 1D (avec symétrie azimutale) à un cas 3D avec la même finesse nous donnerait approximativement 10 000 directions simplement dans un secteur angulaire de 5° centré autour de la direction incidente. Cela n'est pas envisageable d'un point de vue temps de calcul, en particulier à cause de la gestion de la fonction de phase. De plus, le problème peut être encore plus critique avec une incidence hémisphérique, car il faut alors une discrétisation angulaire fine partout.

La diffusion joue donc un rôle important au sein de l'atténuation du rayonnement et la modélisation de ce phénomène est un élément déterminant pour la résolution du problème de transfert radiatif. Les méthodes numériques basées sur une discrétisation angulaire ne semblent pas être adaptées au cas étudié ici.

6.2 Les limites de certaines méthodes numériques

Deux points expliquent les problèmes rencontrés par la MOD ou par la MVF. Tout d'abord, le choix de la discrétisation angulaire est déterminant comme nous l'avons vu dans la section précédente. Le second point (étudié dans cette section) est que l'intégrale de la fonction de phase doit être normée à 1 pour toute direction d'incidence donnée. Les méthodes de type MOD ou MVF, font appel à une fonction de phase discrétisée. Comme cette fonction doit être normée, des techniques de renormalisation sont utilisées pour garantir cette condition. Cependant, certaines de ces techniques déforment la représentation initiale de la fonction de phase.

Voyons tout d'abord les différentes techniques de renormalisation de la fonction de phase existant dans la littérature. Ensuite, nous analyserons les allures de fonction de phase discrètes après traitements par les techniques de renormalisation. Nous montrerons au travers de quelques exemples, que certaines techniques ne sont pas adaptées pour traiter des cas de diffusion fortement anisotrope.

6.2.1 Renormalisation de la fonction de phase

L'une des propriétés de la fonction de phase est que son intégrale est normée à 1 :

$$\frac{1}{4\pi}\int_{\Omega=4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})\mathrm{d}\Omega = 1 \tag{6.2}$$

Dans toutes les méthodes de résolution utilisant des quadratures, la fonction de phase est discrétisée et évaluée sur un nombre n_d de directions choisies. Le passage du signe intégral au signe somme entraîne une erreur sur la solution. Pour une direction m donnée, la fonction de phase discrétisée n'est plus nécessairement normalisée :

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{m=1}^{n_d} w_m P_\lambda(m', m) = 1 + \epsilon \tag{6.3}$$

w_m représente le poids affecté à la direction m et $P(m', m)$ est la fonction de phase entre les directions discrétisées m et m' et ϵ est l'erreur commise. Quand le nombre de directions tend vers l'infini, l'erreur ϵ tend vers 0.

Ce défaut peut engendrer des problèmes de conservation de l'énergie radiative. Pour résoudre ce problème, il est nécessaire de renormaliser la fonction de phase, de telle façon que la fonction de phase corrigée, $P^*_\lambda(m', m)$ vérifie :

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{m=1}^{n_d} w_m P^*_\lambda(m', m) = 1 \tag{6.4}$$

Technique de renormalisation de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988]

Cette technique de renormalisation est la plus intuitive. Le principe consiste à multiplier par un coefficient de proportionnalité la valeur de la fonction de phase pour une direction d'incidence donnée. $P^*(m', m)$ devient :

$$P^*_\lambda(m', m) = \frac{4\pi}{\sum_{m=1}^{n_d} w_m P_\lambda(m', m)} P_\lambda(m', m) \tag{6.5}$$

Technique de renormalisation de Wiscombe [Wiscombe, 1976]

Cette méthode a été utilisée dans de nombreux travaux [Altimir, 1981, El Wakil, 1991]. Elle consiste à associer un facteur correcteur ϵ_m différent pour chaque direction. Comme la valeur de la fonction de phase $P(m', m)$ fait intervenir deux directions, on peut choisir un facteur global de correction de la forme $(1 + \epsilon_m + \epsilon_{m'})$. La propriété de normalisation s'écrit alors :

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{m=1}^{n_d} w_m (1 + \epsilon_m + \epsilon_{m'}) P_\lambda(m', m) = 1 \tag{6.6}$$

En écrivant cette relation sur chaque direction m', un système matriciel de n_d facteurs de correction inconnus pour n_d équations est obtenu. Une fois ces facteurs déterminés, la nouvelle fonction de phase s'écrit :

$$P^*_\lambda(m', m) = (1 + \epsilon_m + \epsilon_{m'}) P_\lambda(m', m) \tag{6.7}$$

Ces deux premières techniques s'appliquent très largement à la MOD [El Wakil, 1991, Dembélé, 1998].

Technique de renormalisation de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992]

L'approche de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] provient de la MVF. On ne peut pas à proprement parler de renormalisation mais plutôt de traitement numérique associé à la MVF. Par contre, rien n'interdit d'utiliser cette méthode comme technique de renormalisation pour la MOD. Elle diffère des deux précédentes par le fait qu'elle conduit à une valeur moyenne de la fonction de phase pour les deux secteurs angulaires portés par m et m' :

$$P^*_\lambda(m', m) = \frac{1}{w_m w_{m'}} \int_{\Omega=w_m} \int_{\Omega'=w_{m'}} P_\lambda(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \mathrm{d}\Omega' \mathrm{d}\Omega \tag{6.8}$$

Ainsi, contrairement aux deux autres techniques, celle-ci ne déforme pas la fonction de phase. Néanmoins, pour le calcul numérique de l'intégrale de l'équation 6.8, une découpe des angles polaire et azimutal doit être effectué, comme le montre la figure 6.4. Si cette discrétisation angulaire n'est pas suffisamment fine, la nouvelle fonction de phase estimée n'est pas toujours normée à 1.

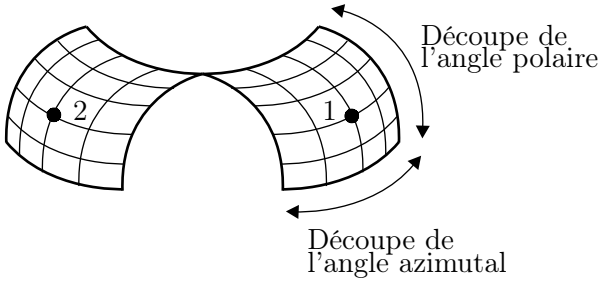


FIG. 6.4 – Découpage des secteurs angulaires

6.2.2 Problème de la renormalisation

Nous avons travaillé pour cette partie avec une quadrature directionnelle à pas constant, composée de 8 secteurs angulaires sur l'angle polaire et 24 sur l'azimut. Nous nous intéresserons pour commencer à deux fonctions de phase de type Henyey Greenstein (HG) pour des paramètres d'asymétrie de 0,2 et de 0,7. Puis nous poursuivrons cette comparaison avec une fonction de phase issue de la théorie de Mie pour des particules sphériques de diamètre de 182 μm à une longueur d'onde particulière de 1,1 μm (tirée d'un des cas réels qui nous concerne sur les sprays).

Étude d'une fonction de phase de type HG, g = 0,2

La figure 6.5 représente le résultat obtenu avec les trois techniques proposées pour une fonction de phase de type HG avec un paramètre d'asymétrie de 0,2. L'allure générale de ces trois fonctions de phase discrètes peut être considérée comme identique. Il y a même une parfaite concordance entre les résultats de la méthode de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et celle de Wiscombe [Wiscombe, 1976].

Les résultats obtenus par la renormalisation de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] se différencient légèrement. Ces résultats présentent huit séries non continues de points (zones I à VIII). Comme nous l'avons vu, la technique de renormalisation proposée par Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] se base sur l'élaboration d'une fonction de phase moyenne entre deux secteurs angulaires et non plus sur une valeur discrète pour un cosinus de l'angle de diffusion Θ donné.

Imaginons deux couples de directions (1, 2) et (1, 3) repérés sur la figure 6.6. Ces deux couples présentent le même angle de diffusion Θ, mais les couples de secteurs angulaires considérés ne sont ni symétriques par rotation, ni égaux en valeurs d'angles solides. Pour ces deux cas précis, les techniques traditionnelles de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] vont attribuer exactement la même valeur discrète de fonction de phase à chacun de ces deux couples de directions.

Cependant, la fonction de phase moyenne pour le couple (1, 3) est plus importante que celle du couple (1, 2). En effet, les secteurs angulaires 1 et 3 présentent un "bord" commun beaucoup plus important que celui des secteurs 1 et 2 qui est seulement constitué d'un seul point. Par conséquent, si nous choisissons au hasard une direction dans chaque secteur angulaire, il existe une probabilité plus importante que l'angle de diffusion pour le couple (1, 3) soit plus petit que pour le couple (1, 2). Ainsi, pour deux couples de directions de propagation ayant le "même" angle de diffusion, la fonction de phase moyenne pour le couple (1, 3) est plus importante que celle du couple (1, 2) (Cf. figure 6.5, les positions respectives des valeurs de fonction de phase pour les couples (1,2) et (1, 3)).

L'allure générale de la fonction de phase discrète de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] peut

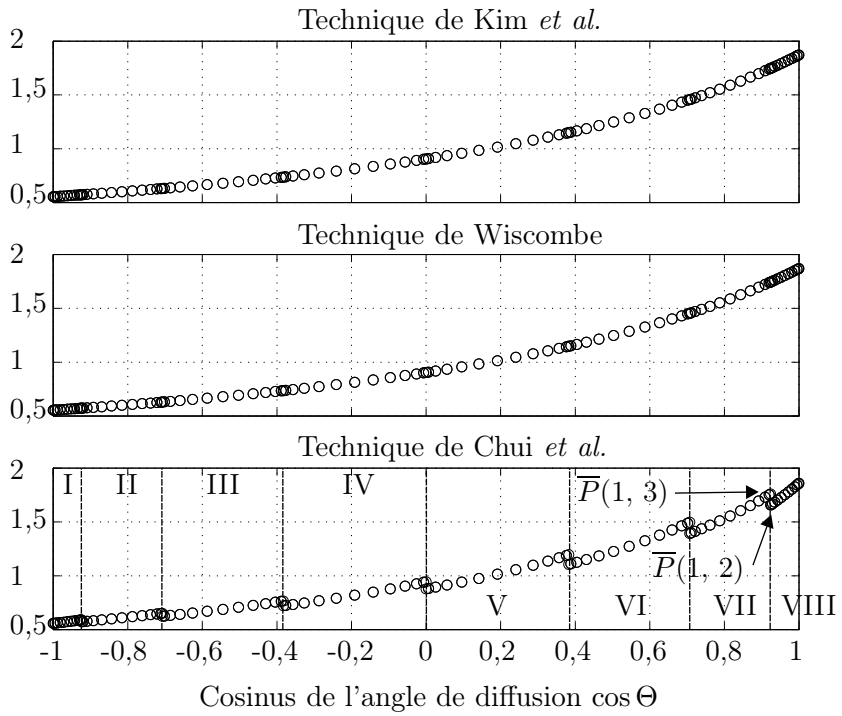


FIG. 6.5 – Comparaison des techniques de renormalisation sur une fonction de HG avec g = 0,2. Fonctions de phase discrétisées puis traitées par l'une des techniques de la section 6.2.1

donc s'expliquer de la façon suivante. Dans chaque zone, la série de points est dédoublée. La première série de points correspond au balayage de tous les angles de l'azimut pour le premier angle polaire. Lors du balayage de la moitié des angles azimutaux, l'angle de diffusion diminue jusqu'au minimum correspondant à la direction opposée (la direction 2 pour la direction 1, Cf. figure 6.6). Puis le balayage de la deuxième moitié contribue à réaugmenter l'angle de diffusion. Enfin, la discontinuité provient du changement d'angle polaire (Cf. passage de $\overline{P}(1,2)$ à $\overline{P}(1,3)$ de la figure 6.6).

Étude d'une fonction de phase de type HG, g = 0,7

Pour cette deuxième comparaison, nous avons choisi de travailler avec une fonction de phase dont le pic de diffusion vers l'avant est plus marqué. Nous avons opté pour une fonction de phase de type HG avec un paramètre d'asymétrie de 0,7. La figure 6.7 permet encore une fois de comparer les différentes techniques de renormalisation. De façon identique, nous pouvons constater que les trois représentations semblent aboutir à des résultats quasi similaires.

Cependant, au voisinage de la direction d'incidence, les résultats obtenus avec la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] se distinguent des autres (Cf. figure 6.8). Si nous nous focalisons uniquement sur la valeur de la fonction de phase pour la direction d'incidence, les écarts atteignent 12,5 % au niveau du pic de diffusion vers l'avant. Cette différence peut jouer un rôle important lors de la résolution du problème radiatif.

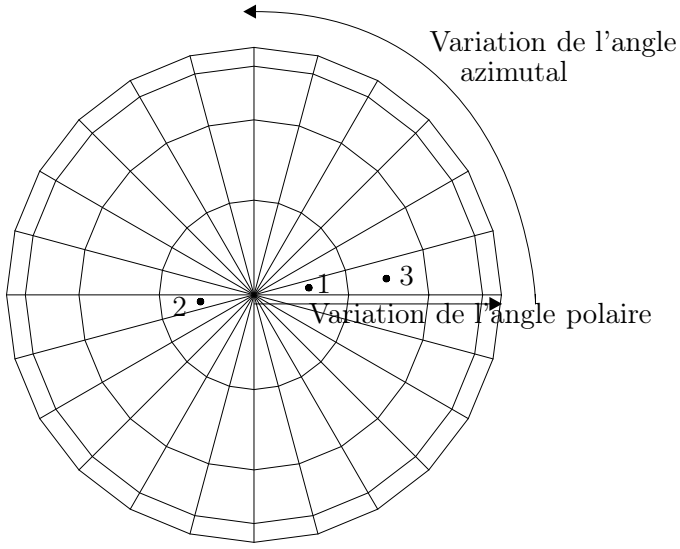


FIG. 6.6 – Description de la quadrature angulaire

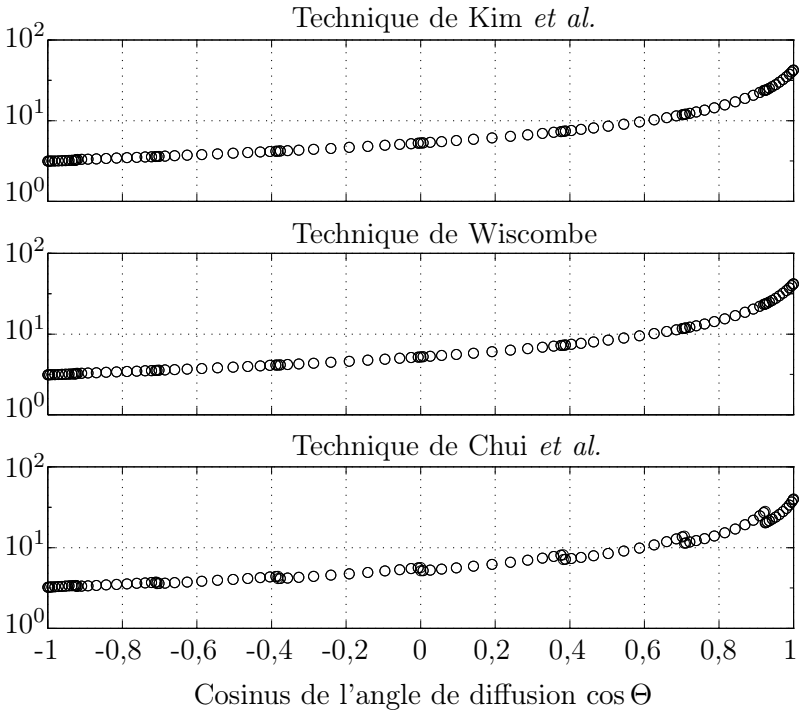


FIG. 6.7 – Comparaison des techniques de renormalisation sur une fonction de HG avec g = 0,7. Fonctions de phase discrétisées puis traitées par l'une des techniques de la section 6.2.1

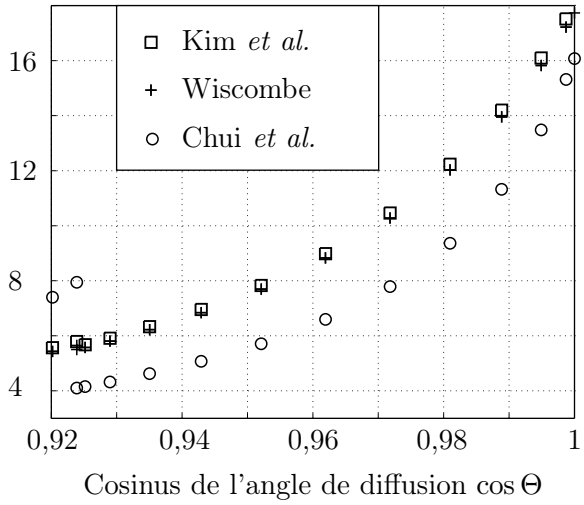


FIG. 6.8 – Agrandissement sur la direction d'incidence pour une fonction de HG avec g = 0,7

Étude d'une fonction de phase issue de la théorie de Mie

Cette dernière comparaison concerne une fonction de phase issue de la théorie de Mie pour des particules de diamètre 182 μm, prise à la longueur d'onde de 1,1 μm. La figure 6.9 montre maintenant très clairement des écarts assez importants entre chaque méthode de renormalisation. En dehors du pic de diffusion vers l'avant, la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] donne une valeur de fonction de phase 1000 fois plus importante que les autres. Pour ce qui est du pic de diffusion, la différence entre les résultats se situe dans un rapport 2. De plus, la technique de renormalisation de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] donne des valeurs de fonction de phase parfaitement en accord avec la fonction de phase initiale de Mie (également tracée sur la figure 6.9) tout en étant normée à 1.

Si nous considérons les résultats de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] comme "références", les deux autres techniques de renormalisation vont surestimer la diffusion vers l'avant, tandis qu'elles vont sous-estimer la diffusion pour le reste des directions de propagation.

Bien que la méthode de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] soit pénalisée par le temps de calcul, elle semble être celle qui soit la plus fidèle. Elle permet ainsi de travailler avec une fonction de phase moyenne, représentative de ce qui se passe réellement entre les deux secteurs angulaires des directions d'incidence et de diffusion.

Au delà de la simple étude qualitative sur la représentation de la fonction de phase discrète après renormalisation, nous allons voir maintenant si ces écarts amènent à des résultats radiatifs différents.

6.2.3 Comparaison sur les méthodes de résolution

Pour effectuer cette comparaison, le cas test choisi concerne un domaine cubique d'un mètre de coté. Le milieu est considéré comme gris, non absorbant, non émettant et le coefficient de diffusion est de 1 m^{-1}. L'étude d'un milieu purement diffusant nous permet de tester uniquement la sensibilité du phénomène de diffusion et ainsi l'influence de la technique de renormalisation.

La discrétisation spatiale utilise une grille uniforme de type 21 x 21 x 21 et la discrétisation angulaire est une quadrature à pas uniforme également avec 8 secteurs sur l'angle polaire et 24 angles sur l'azimut (soit 192 directions au total).

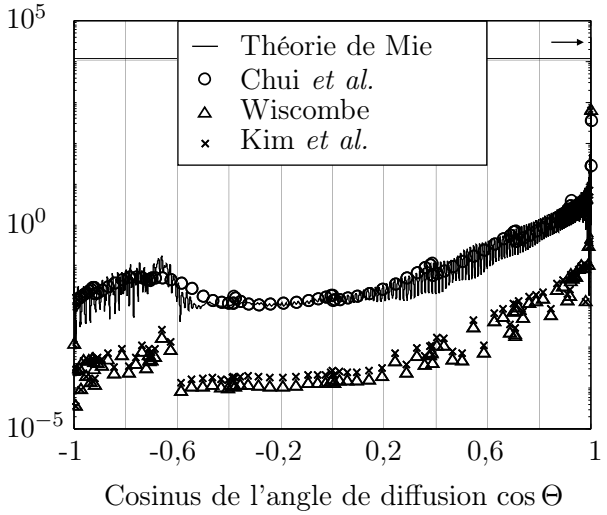


FIG. 6.9 – Comparaison des techniques de renormalisation sur une fonction de phase de Mie

Pour la résolution du problème radiatif, nous avons choisi d'opter pour la MVF en utilisant un schéma de fermeture de type step. Conscient que la technique de renormalisation associée à la MVF est celle de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992], nous avons choisi pour autant de tester l'influence de la technique de renormalisation en gardant une quadrature identique dans chacun des tests. Nous pourrons également comparer ces résultats à ceux obtenus par la méthode de Monte Carlo (MMC).

Pour ces simulations, nous considérons que l'ensemble des parois ainsi que le milieu sont froids (0 K), à l'exception d'une seule paroi qui peut émettre du rayonnement. Cette source de rayonnement sera assimilée à un corps noir à 1000 K.

Les résultats qui sont présentés dans le cadre de cette étude sont des densités de flux radiatifs calculées sur les lignes centrales de la face opposée à celle qui émet du rayonnement (réception hémisphérique).

Émission surfacique sous incidence diffuse

Considérons d'abord que la surface chaude émet du rayonnement de façon diffuse. Les comparaisons vont porter sur les différentes techniques de renormalisation en prenant comme fonctions de phase les trois exemples que nous avons analysés dans la section précédente (Cf. 6.2.2) : fonction de phase de HG avec g = 0,2, fonction de phase de HG avec g = 0,7 et fonction de phase issue de la théorie de Mie.

La figure 6.10 présente les densités de flux radiatifs pour une fonction de phase de HG avec g = 0,2. Dans cette simulation, les résultats issus des différentes techniques de renormalisation présentent très peu d'écarts entre eux. Les densités de flux obtenues avec les techniques de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] sont quasiment confondues, alors que celles calculées avec la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] sont très légèrement inférieures aux deux autres. On notera un écart d'environ 5% entre les résultats de la MMC et de la MVF. Toutefois, les différences pourraient être réduites avec un effort numérique supplémentaire (amélioration des discrétisations spatiale et angulaire notamment, changement du schéma de fermeture). Rappelons que l'objectif ici, est de tester les différentes techniques de renormalisation et non pas de valider la MVF.

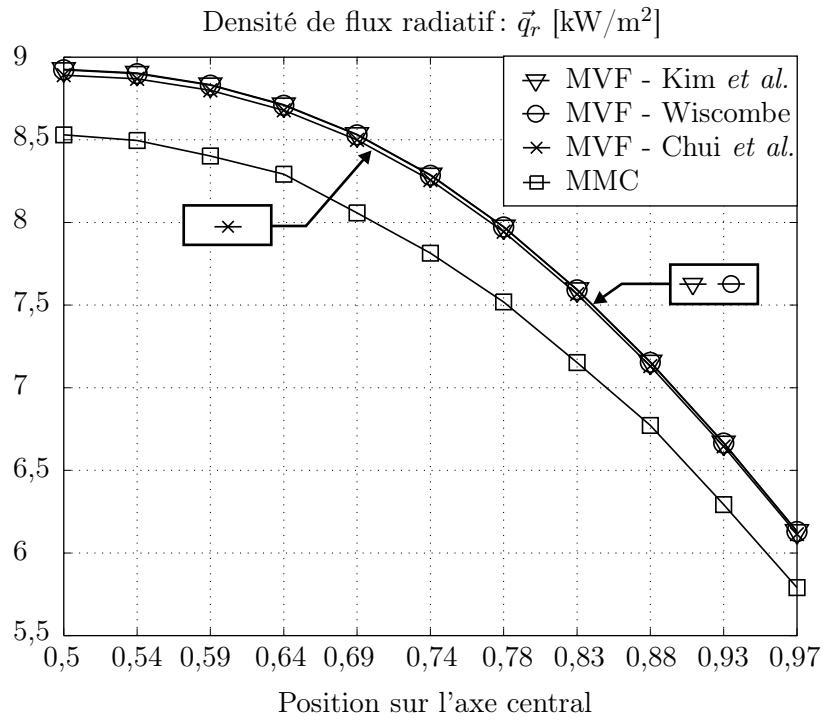


FIG. 6.10 – Comparaison sur un cas d'émission surfacique et diffuse - Fonction de phase de HG, g = 0,2

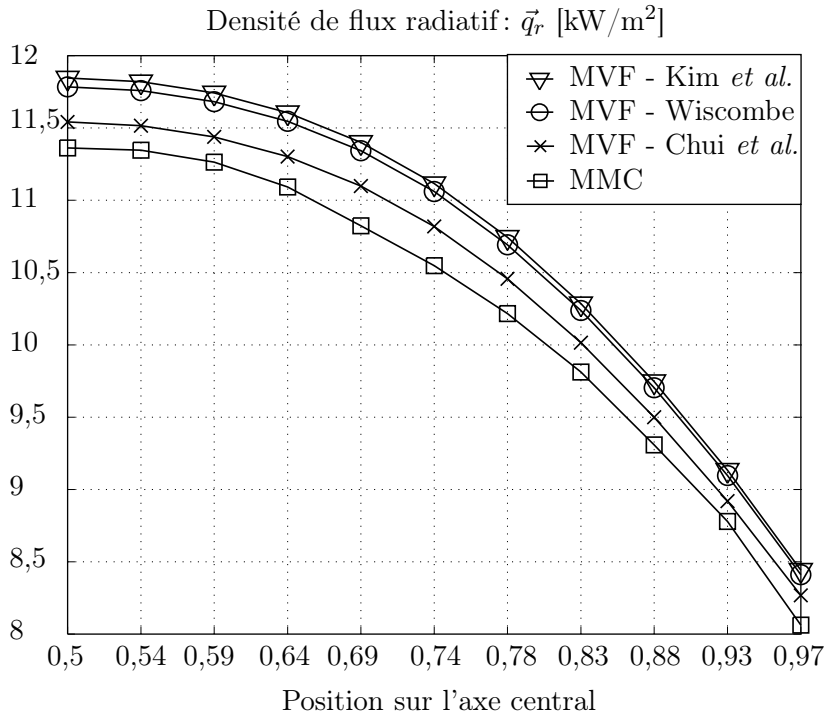


FIG. 6.11 – Comparaison sur un cas d'émission surfacique et diffuse - Fonction de phase de HG, g = 0,7

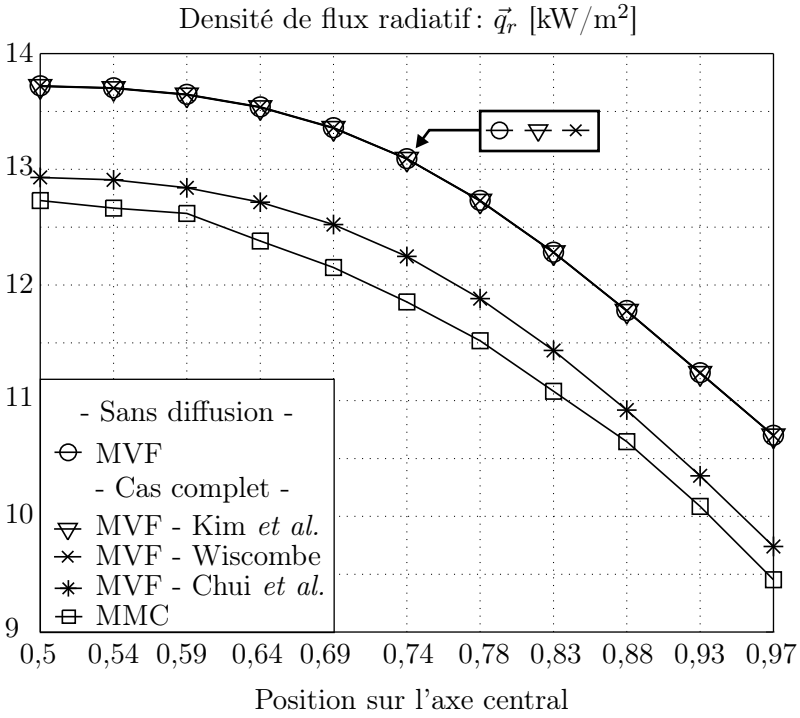


FIG. 6.12 – Comparaison sur un cas d'émission surfacique et diffuse - Fonction de phase issue de la théorie de Mie

La figure 6.11 présente les densités de flux radiatif pour une fonction de phase de HG avec g = 0,7. Cette fois-ci, la fonction de phase présente un pic de diffusion plus important. Les résultats obtenus avec les techniques de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] sont encore assez similaires. Par contre, ceux obtenus avec la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] présentent des écarts assez sensibles avec les deux autres et tendent à se rapprocher des densités de flux radiatifs obtenues par la MMC (qui peut être assimilées à des solutions de référence).

Enfin, la figure 6.12 présente les densités de flux radiatifs calculées pour une fonction de phase issue de la théorie de Mie sur des particules de 182 μm à la longueur d'onde de 1,1 μm. Les résultats de cette simulation nous montrent encore une fois que les densités de flux obtenues avec les méthodes de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] ne se différencient pas. Par contre, ces résultats concordent exactement avec ceux du calcul effectué en milieu en non diffusant par la MVF. Les fonctions de phase discrétisées, traitées avec ces deux techniques de renormalisation, sont tellement modifiées qu'elles reviennent à traiter le problème en non diffusant : pour une direction donnée, les pertes par diffusion sont totalement compensées par le renforcement par diffusion.

La figure 6.12 montre que les résultats obtenus avec la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] prennent en compte le phénomène de diffusion (résultats non confondus avec ceux du cas non diffusant) et se rapprochent de la solution de référence proposée par la MMC.

Émission surfacique sous incidence limitée

Reprenons maintenant la simulation précédente (fonction de phase de Mie) en considérant cette fois une émission sous incidence limitée pour un angle d'ouverture de l'ordre de 22,5°

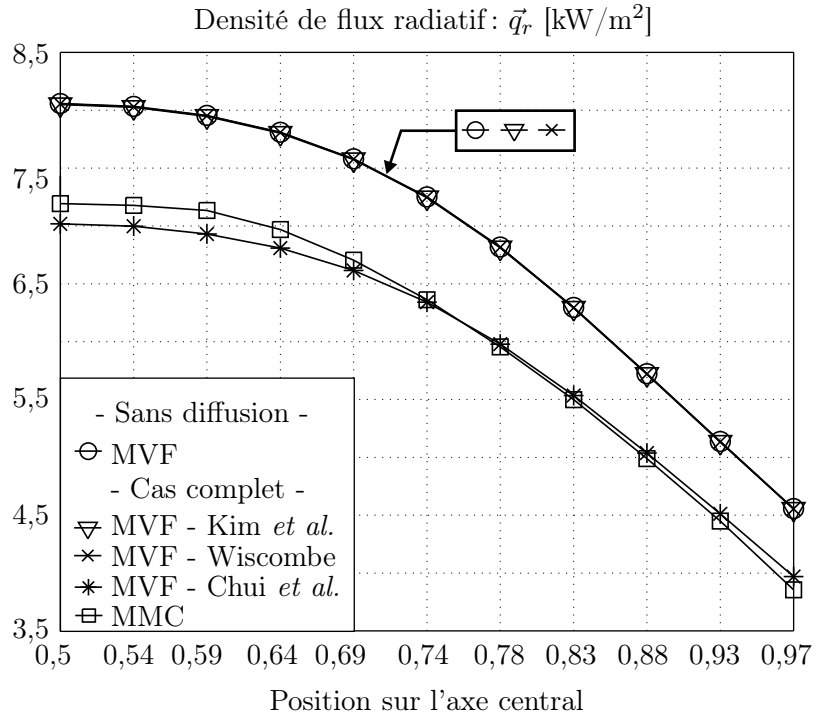


FIG. 6.13 – Comparaison sur un cas d'émission surfacique sous incidence limitée

(correspondant aux premières directions entourant la normale de la surface émettrice).

Une fois encore, les densités de flux radiatifs, représentées sur la figure 6.13 montrent que les résultats obtenus avec les méthodes de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] traitent le problème comme si le milieu est non diffusant. Par contre, la représentation issue de la technique de renormalisation de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] montre une bonne concordance avec les résultats obtenus par la MMC.

6.2.4 Bilan de l'influence des renormalisations

Dans le cas où la fonction de phase utilisée ne présente pas un pic particulier de diffusion vers l'avant, ces techniques proposent des résultats similaires. Cependant, le temps des traitements numériques pour chacune de ces techniques n'est pas identique. La plus rapide est celle proposée par Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et la plus coûteuse en temps de calcul, celle de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992].

Par contre quand la fonction de phase présente un pic de diffusion vers l'avant très marqué (liée à la présence de gouttes d'eau par exemple), le choix de la technique de renormalisation de la fonction de phase est déterminant pour les résultats du calcul. Les techniques de Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] déforment la fonction de phase de base par une surestimation du pic avant et un aplatissement du reste de la courbe. Cette déformation conduit à un résultat comparable à celui d'un milieu non diffusant.

La MOD associée aux techniques de renormalisation de type Kim *et al.* [Kim et Lee, 1988] et de Wiscombe [Wiscombe, 1976] ne peut pas convenir pour l'étude de milieux tridimensionnels si la diffusion est fortement anisotrope.

La technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] doit être utilisée dans les cas de forte anisotropie de la diffusion. En revanche, d'un point de vue numérique, plus la fonction de phase sera

pointue, plus cette méthode sera consommatrice en temps de calcul, surtout pour une configuration tridimensionnelle. En effet, le calcul des intégrales nécessite la découpe des angles solides en de très petits éléments afin de garantir que la fonction de phase discrète soit normée à 1.

La MVF associée à la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] semble donc offrir des possibilités intéressantes pour la simulation 3D de nos sprays.

Toutefois pour des incidences dans des angles réduits (comme dans nos expérimentations) la quadrature utilisée devra être raffinée autour des directions d'éclairement et de détection. Si la configuration est tridimensionnelle et si le rideau présente des hétérogénéités dans la répartition des gouttes, le traitement numérique posera des difficultés (gestion de fichiers et temps de calcul).

Pour notre étude, nous avons choisi la MMC pour éviter ces problèmes associés à la diffusion. D'autant plus que cette méthode n'est pas confrontée aux problèmes d'effets de rayons ou de fausse diffusion, problèmes de sensibilité liés au maillage et à la quadrature directionnelle rencontrés avec la MOD ou la MVF.

6.3 Tests sur l'approximation Delta Eddington

Une autre solution est couramment employée dans les cas de diffusion fortement anisotrope : l'approximation de Delta - Eddington (voir notamment les travaux de Maruyama [Maruyama, 1997, Maruyama, 1998, Maruyama *et al.*, 2000] ou ceux de Crosbie *et al.* [Crosbie et Davidson, 1985]). L'originalité de cette approche associée à la MMC peut éventuellement nous permettre de diminuer le temps de simulations, voire de permettre une utilisation de la MVF évitant les problèmes discutés au paragraphe précédent.

6.3.1 Approximation Dirac-Delta ou Delta Eddington

Le principe général de cette approximation est de scinder la fonction de phase en deux parties distinctes : une partie notée f diffusant vers l'avant qui est remplacée par une fonction Dirac et la partie complémentaire $(1-f)$ diffusant selon une nouvelle fonction de phase décrite en polynômes de Legendre (Cf. section 4.1.3). Le but de cette approximation est de s'affranchir du pic de diffusion vers l'avant et de traiter le reste de la diffusion plus facilement (diffusion vers l'avant moins marquée).
La nouvelle fonction de phase ainsi formulée s'écrit :

$$P_\lambda(\Theta) = 2f\delta(1-\cos\Theta) + (1-f)\,P^*_\lambda(\cos\Theta) \tag{6.9}$$

avec :

$$P^*_\lambda(\Theta) = 1 + \sum_{n=1}^{M} A^*_n P_{Ln}(\cos\Theta) \tag{6.10}$$

M définit l'ordre de l'approximation : $M=0$ pour une diffusion isotrope, $M=1$ pour une diffusion linéaire anisotrope. On utilisera les propriétés des polynômes de Legendre :

$$\int_{-1}^{1} P_{Lm}(\cos\Theta)\,P_{Ln}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta = \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq n \\ \frac{2}{2m+1} & \text{si } m = n \end{cases}$$

$$P_{L0}(\cos\Theta) = 1 \tag{6.11}$$
$$P_{L1}(\cos\Theta) = \cos\Theta \tag{6.12}$$
$$P_{L2}(\cos\Theta) = \frac{1}{2}\left(3\cos^2\Theta - 1\right) \tag{6.13}$$
$$P_{L3}(\cos\Theta) = \frac{1}{2}\left(5\cos^3\Theta - 3\cos\Theta\right) \tag{6.14}$$
$$P_{Lm}(1) = 1 \tag{6.15}$$

et une autre propriété de la fonction de Dirac :

$$\int \delta(x - x_0) f(x)\,\mathrm{d}x = f(x_0) \tag{6.16}$$

Toute la difficulté réside dans l'évaluation des valeurs de f et des A_n^*. Si on multiplie l'équation 6.9 par le polynôme de Legendre d'ordre m : $P_{Lm}(\cos\Theta)$ et que l'on effectue l'intégrale sur les angles de diffusion. On obtient alors :

$$\underbrace{\int_{-1}^{1} 1 \cdot P_{Lm}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta}_{=0} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_{-1}^{1} P_{Lm}(\cos\Theta)\,P_{Ln}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta}_{=A_m\frac{2}{2m+1}} =$$
$$\underbrace{2f\int_{-1}^{1}\delta(1-\cos\Theta)\,P_{Lm}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta}_{=2f} + \underbrace{(1-f)\int_{-1}^{1} 1\cdot P_{Lm}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta}_{=0} \tag{6.17}$$
$$+\underbrace{(1-f)\sum_{n=1}^{M} A_n^* \int_{-1}^{1} P_{Lm}(\cos\Theta)\,P_{Ln}(\cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta}_{=(1-f)A_m^*\frac{2}{2m+1}}$$

ce qui revient à écrire :

$$A_m = (2m+1)\,f + (1-f)\,A_m^* \tag{6.18}$$

Approximation d'ordre 0

Si l'on suppose en première approximation que $M = 0$, c'est à dire que le restant de la diffusion (en dehors du pic vers l'avant) est isotrope, avec $A_1^* = 0$, il vient :

$$f = \frac{A_1}{3} = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} P_\lambda^{\mathrm{Mie}}(\Theta)\,P_{L1}(\Theta)\sin\Theta\mathrm{d}\Theta \tag{6.19}$$

Ce qui permet de réécrire, la nouvelle fonction de phase sous la forme :

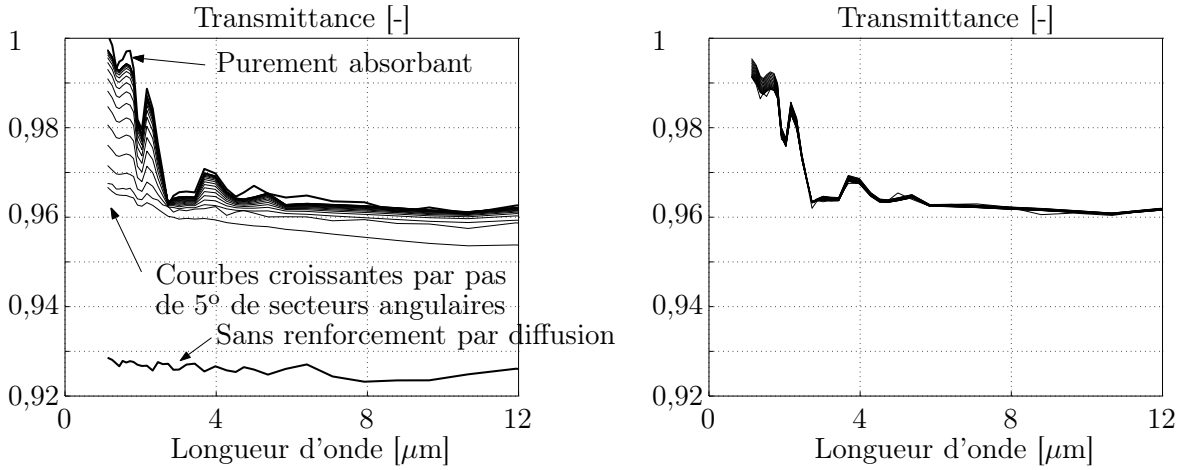
$$P_\lambda(\Theta) = \frac{2}{3}A_1\delta(1-\cos\Theta) + \left(1 - \frac{A_1}{3}\right) \tag{6.20}$$

D'un point de vue pratique, la nouvelle fonction de phase à utiliser devient :

$$P_\lambda^*(\Theta) = 1 \tag{6.21}$$

avec un nouveau coefficient de diffusion, dit coefficient de diffusion apparent :

$$\sigma_\lambda^* = \left(1 - \frac{A_1}{3}\right)\sigma_\lambda \tag{6.22}$$



(a) Modélisation complète

(b) Modélisation avec Delta Eddington avec $M = 0$

FIG. 6.14 – Confrontation entre la fonction de phase de Mie et celle de Delta Eddington

Pour tester cette forme de modélisation, nous avons choisi reprendre le cas d'un transfert monodimensionel sur un milieu de 8 cm d'épaisseur, dont une face émet comme un corps noir à 1573 K dans un angle d'ouverture de 10°. Le milieu est constitué de gouttelettes formées par la pulvérisation TP 400 067 à 1,5 bars (comme à la section 6.1). La détection sur la face arrière se fait selon des secteurs angulaires dont nous avons fait croître l'angle d'ouverture par palier de 5° (depuis le cas d'une transmittance directe dans un angle de 5° jusqu'à une transmittance hémisphérique).

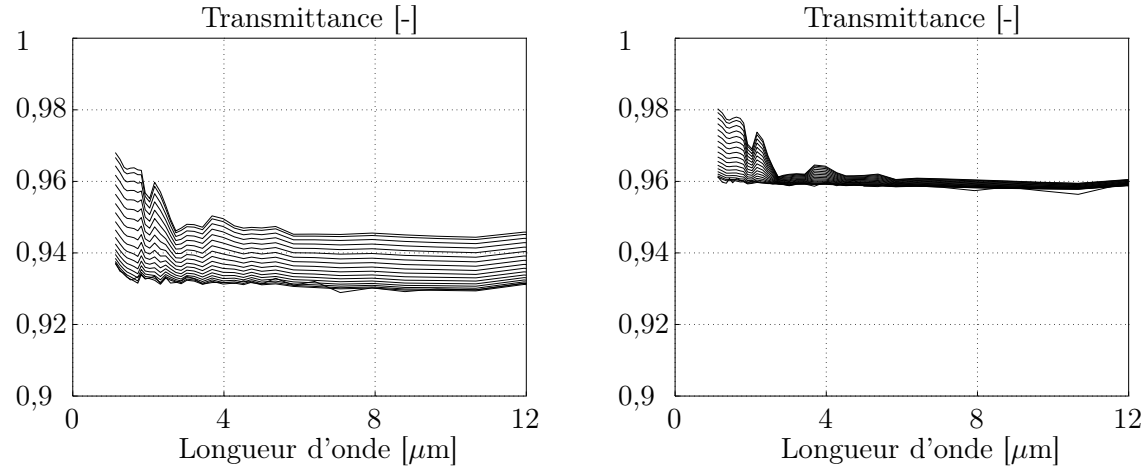
Les résultats du modèle complet (utilisant une fonction de phase de Mie) et ceux obtenus avec la méthode de Delta Eddington avec $M = 0$ sont représentés respectivement sur les figures 6.14(a) et 6.14(b). Ils ont été obtenus avec la MMC [Boulet *et al.*, 2005]. Nous pouvons noter que la différence sur la transmittance hémisphérique entre le modèle complet et le modèle en milieu purement absorbant correspond à la part rétro-diffusée (soit environ 0,3%).

La figure 6.14(b) donne les résultats de l'approximation de Delta Eddington. Cette approximation n'est pas suffisante pour prédire la transmittance. Pour le plus petit angle de réception (secteur angulaire correspondant à 5° d'ouverture), l'erreur commise avoisine les 2% en transmission, mais 300% en atténuation. De plus, nous pouvons ajouter que l'erreur la plus importante commise se situe aux courtes longueurs d'onde où la diffusion joue un rôle important dans l'atténuation. Cependant, nous pouvons remarquer que si nous nous intéressons à une transmittance hémisphérique, l'approximation Delta Eddington d'ordre 0 donne des résultats satisfaisants.

Pour ces premiers résultats, le phénomène de diffusion n'est pas assez bien représenté pour obtenir les niveaux de transmittances souhaités. Cette conséquence peut provenir de la part de la diffusion que nous considérons dans le Dirac. Par exemple, sur la configuration précédente avec un modèle d'ordre $M = 0$, la valeur de f avoisine les 88%, les 12% restant étant diffusés de manière isotrope. Cependant, nous pouvons essayer de fixer une valeur arbitraire pour f.

Dans un premier temps, nous allons définir un seuil (% de la hauteur du pic de diffusion vers l'avant) au dessus duquel la diffusion sera prise en compte par le Dirac tandis que la partie complémentaire sera diffusée de façon isotrope.

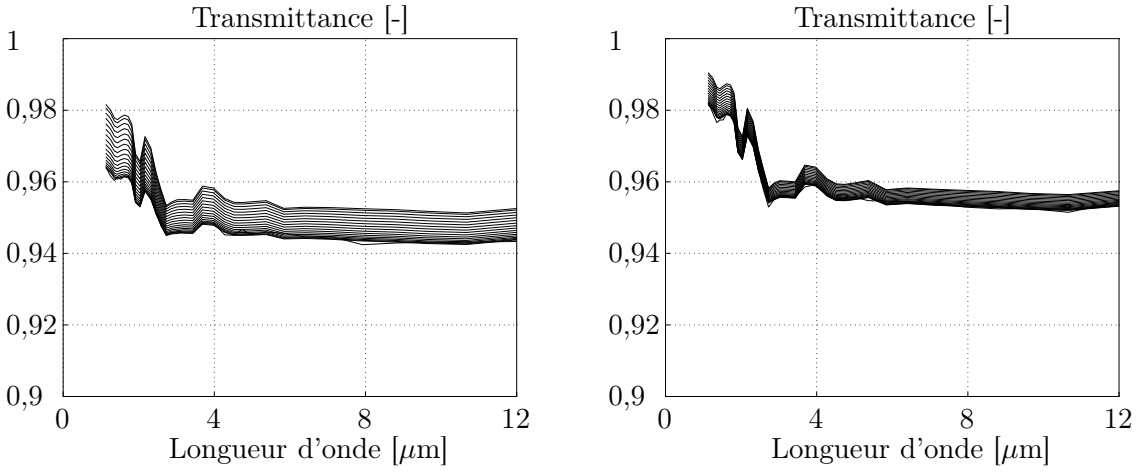
La figure 6.15(a) représente la transmittance en fonction de la longueur d'onde dans le cas où 25 % du pic est dans le Dirac, alors que la figure 6.15(b) illustre le cas où 99,8% du pic est dans le Dirac. Une fois encore, la modélisation n'est pas satisfaisante dans les deux cas. Il est vrai que



(a) 25 % du pic dans le Dirac

(b) 99,8 % du pic dans le Dirac

FIG. 6.15 – Essai en considérant une certaine hauteur du pic de diffusion dans le Dirac



(a) 50% de la diffusion totale dans le Dirac

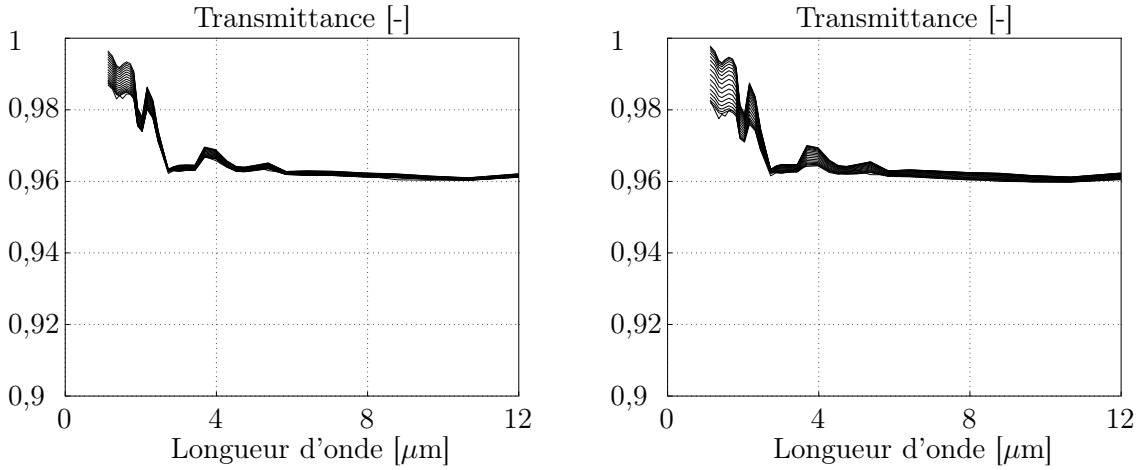
(b) 75% de la diffusion totale dans le Dirac

FIG. 6.16 – Essai en considérant une certaine part de la diffusion dans le Dirac

la figure 6.15(b) présente un niveau de transmittances assez similaire au modèle complet pour les premiers secteurs angulaires. Cependant, la plage de variation des transmittances n'est pas assez étendue puisque la transmittance hémisphérique est de 98% aux courtes longueurs d'onde contre 99,6% dans le modèle complet. En fait, l'augmentation de f a deux conséquences : la première est l'augmentation du niveau des transmittances et la seconde est la diminution de l'étendue entre les deux transmittances limites (pour des angles de réception entre 5° et 90°). La transmittance du modèle complet associe à la fois un niveau élevé de transmittance et une étendue assez importante, il n'est donc pas possible de caler le paramètre f pour répondre à ces deux critères.

Une seconde possibilité est de figer directement la part de f qui sera prise en compte dans le Dirac. Les figures 6.16 sont les résultats de transmittances pour des valeurs de f fixées respectivement à 50% et 75%. Là encore, les résultats ne sont pas en accord avec le modèle complet.

La méthode Delta Eddington d'ordre 0 est limitée par la redistribution isotrope de la diffusion



(a) Modélisation en considérant un modèle d'ordre 1 (b) Modélisation en considérant un modèle d'ordre 2

FIG. 6.17 – Modélisation d'ordres supérieurs

effective. Voyons si le développement à des ordres supérieurs permet d'améliorer les résultats.

Approximation d'ordre 1 - Linear Anisotropic Scattering (LAS)

Le développement de l'approximation de Delta Eddington à l'ordre 1, permet d'obtenir une nouvelle fonction de phase sous la forme :

$$P_\lambda(\Theta) = 2f\delta(1-\cos\Theta) + (1-f)\left[1 + A_1^* \cos\Theta\right] \tag{6.23}$$

avec, A_1^* valant [Modest, 1993] :

$$A_1^* = 3\frac{g-f}{1-f} \tag{6.24}$$

où $f = A_2/5$ et g est le facteur d'asymétrie. Avec cette approximation, la fonction de phase peut prendre des valeurs négatives, ce qui est physiquement impossible. La condition nécessaire à vérifier pour ne pas être dans cette configuration est que :

$$\frac{1}{2}(3g-1) \leq f \leq \frac{3g+1}{4} \tag{6.25}$$

La valeur de f est choisie de façon à minimiser la relation $|f - A_2/5|$ tout en vérifiant l'équation 6.25 [Modest, 1993]. D'un point de vue pratique, la nouvelle fonction de phase à utiliser devient :

$$P_\lambda^*(\Theta) = 1 + A_1^* \cos\Theta \tag{6.26}$$

où le coefficient de diffusion apparent demeure toujours :

$$\sigma_\lambda^* = (1-f)\,\sigma_\lambda \tag{6.27}$$

Cette nouvelle fonction de phase est représentée sur la figure 6.18 (courbes référencées DE d'ordre 1 et DE d'ordre 1 corrigée). L'approximation Delta Eddington d'ordre 1 a été testée sur le cas présenté un peu plus haut. Les résultats sont représentés sur la figure 6.17(a). Les transmittances ainsi obtenues montrent que la modélisation est plus efficace comparée au modèle d'ordre 0. Cependant, le niveau d'atténuation est encore largement sous estimé par rapport au modèle complet présenté sur la figure 6.14(a).

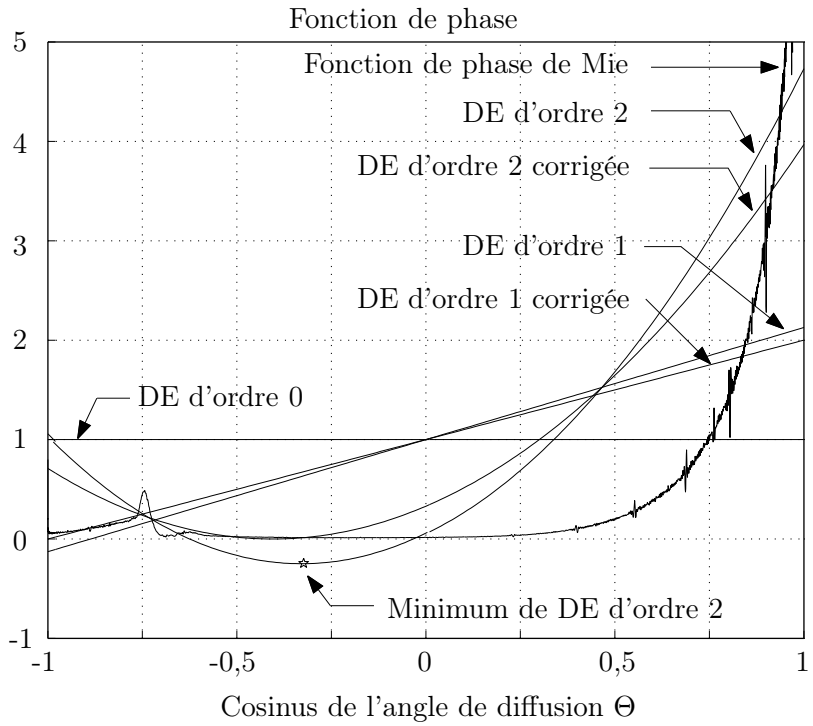


FIG. 6.18 – Comparaison entre la fonction de phase de Mie et les approximations du modèle de Delta Eddington à la longueur d'onde de 1,1 μm

Approximation d'ordre 2

Testons pour finir, l'approximation Delta Eddington d'ordre 2. Les relations issues de cette modélisation sont :

$$A_3 = 7f \tag{6.28}$$

$$A_2 = 5f + (1-f)\,A_2^* \tag{6.29}$$

$$A_1 = 3f + (1-f)\,A_1^* \tag{6.30}$$

$$P_\lambda(\Theta) = 2f\delta\,(1-\cos\Theta) + (1-f)\left[1 + A_1^*\cos\Theta + \frac{A_2^*}{2}\left(3\cos^3\Theta - 1\right)\right] \tag{6.31}$$

De façon similaire à l'approximation d'ordre 1, la fonction de phase peut prendre des valeurs négatives et doit être corrigée. Le minimum de la fonction de phase peut être identifié par :

$$(\cos\Theta)_{\min} = -\frac{1}{3}\frac{A_1 - 3f}{A_2 - 5f} \tag{6.32}$$

Si la valeur de la fonction de phase en ce point est négative, il est nécessaire de modifier f de façon à obtenir une fonction de phase positive, tout en conservant la différence $|A_3 - 7f|$ la plus faible possible [Modest, 1993]. Dans ce cas, la nouvelle valeur de f est obtenue par la relation :

$$-54f^2 + (24A_2 + 6A_1 - 30)\,f + \left(6A_2 - A_1^2 - 3A_2^2\right) = 0 \tag{6.33}$$

Deux solutions pour f peuvent être obtenues par la relation 6.33. La solution optimale est celle qui s'approche le plus de la valeur initiale de f soit $A_3/7$. Nous avons utilisée cette approximation

sur le cas test précédent (les fonctions de phase en version initiale et corrigée sont sur la figure 6.18). Les résultats obtenus sur les transmittances sont regroupés sur la figure 6.17(b).

Nous avons obtenu de meilleurs résultats qu'avec les approximations d'ordre 0 et 1. Cependant, l'atténuation simulée lorsque l'angle d'ouverture en réception est limité à 5° reste largement sous estimée, de l'ordre de 48 %.

6.3.2 Bilan sur l'approximation Delta Eddington

Les ordres 0, 1 et 2 de la méthode Delta Eddington ne nous ont pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants même si nous pouvons constater une légère amélioration des allures de transmittances en augmentant l'ordre de l'approximation.

Cependant, plus nous allons travailler avec un ordre d'approximation élevé, plus la fonction de phase obtenue par les polynômes de Legendre de l'équation 6.9 va ressembler à la fonction de phase de base (présence d'un pic de diffusion). Si la fonction de phase en dehors du dirac devient de plus en plus pointue, l'utilisation d'une fine quadrature redevient nécessaire. De plus, la part f destinée au Dirac va diminuer avec l'augmentation de cet ordre d'approximation, ce qui diminue l'intérêt de l'approximation Delta Eddington.

L'expérience obtenue par les études présentées dans ce chapitre nous amène aux conclusions suivantes :

- La forte diffusion avant pose problème et doit être simulée avec soin si on souhaite obtenir une prédiction correcte (simulant le cas d'un milieu purement absorbant, au lieu d'un milieu absorbant et diffusant).
- L'utilisation de la MOD requiert une quadrature extrêmement fine sans laquelle les techniques de renormalisation associées déforment la fonction de phase. Cela est envisageable en configuration monodimensionnelle avec symétrie azimutale mais pas en trois dimensions pour des raisons de ressources informatiques (nombre de directions supérieur à 10000).
- La MVF associée à la technique de Chui *et al.* [Chui *et al.*, 1992] peut donner des résultats en accord avec une solution de référence, notamment dans le cas d'une incidence diffuse et d'une détection hémisphérique. Toutefois, en incidence ou détection dans des angles limités, la quadrature utilisée devra être fine, ce qui là encore posera des difficultés. Par ailleurs, les effets de rayons, de fausse diffusion et les autres problèmes numériques de la MVF demanderaient une attention particulière.
- L'approximation Delta Eddington semble intéressante a priori car elle permet de réduire l'anisotropie de la diffusion effective. Il est apparu cependant, que la prévision obtenue par cette représentation de la diffusion n'est pas satisfaisante.
- La MMC nous apparaît dès lors comme la meilleure méthode pour traiter notre problème. Les difficultés liées à la sensibilité numérique et à la représentation de la diffusion sont évitées. La méthode est aussi efficace en éclairement et réception hémisphériques que sous des angles limités. Un reproche classique est le temps de calcul nécessaire au suivi d'un nombre suffisant de quanta, mais rappelons qu'ici l'émission propre n'est pas prise en compte et que la parallélisation des calculs est immédiate (il suffit de suivre les quanta sur plusieurs processeurs et de collecter l'information au final pour les statistiques).

Annexe C

Équation du Transfert Radiatif

C.1 Définition de la luminance

L'équation du transfert radiatif (ETR) permet de décrire la distribution de l'énergie radiative dans le milieu étudié, en tout point et en toute direction. Cette équation est établie à partir d'un bilan énergétique sur un volume élémentaire se situant sur le parcours d'un rayon. La variable traitée est la luminance. Elle est notée $L_\lambda(s, \vec{\Omega}, t)$ et elle est fonction de quatre paramètres :

- la position considérée par l'abscisse curviligne s, trois composantes (x, y, z),
- la direction de propagation $\vec{\Omega}$, représentée soit par trois cosinus directeurs (μ, ξ et η), soit par deux angles φ et θ,
- la longueur d'onde du rayonnement λ,
- le temps t.

La luminance $L_\lambda(s, \vec{\Omega}, t)$ d'une surface $\mathrm{d}S$, dans une direction $\vec{\Omega}$, est définie comme la portion de flux radiatif $\mathrm{d}Q_{r\lambda}$ dans cette direction, divisée par l'aire apparente $\mathrm{d}S'$ de cette surface et par l'élément d'angle solide autour de cette direction :

$$\mathrm{d}Q_{r\lambda}(s, \vec{\Omega}, t) = L_\lambda(s, \vec{\Omega}, t) \cos\varphi \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}S \tag{C.1}$$

La figure C.1 représente l'ensemble des variables qui définissent la luminance. La luminance apparaît comme la puissance monochromatique rayonnée par unité d'angle solide entourant la

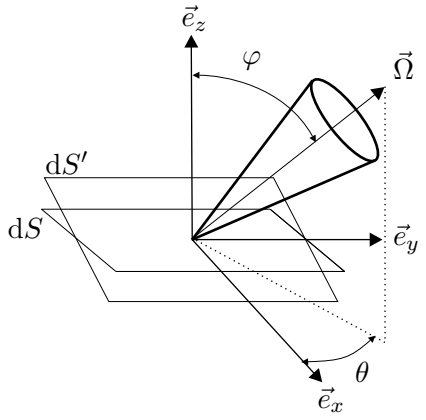


FIG. C.1 – Présentation des différentes variables de travail

direction $\vec{\Omega}$ et par unité de surface projetée. L'unité de la luminance spectrale est [W m^{-2} sr$^{-1}\mu$m^{-1}].

Le développement présenté ici s'attache à la résolution du transfert radiatif en régime stationnaire.

C.2 Décomposition angulaire

La luminance étant une grandeur directionnelle, elle est repérée grâce aux cosinus directeurs, qui sont obtenus à partir de relations de trigonométrie. La figure C.1 servira de référence pour le repérage des différents angles. La direction de propagation du rayonnement est repérée par :

$$\vec{\Omega} = \mu\vec{e_x} + \xi\vec{e_y} + \eta\vec{e_z} \tag{C.2}$$

où μ, ξ et η sont les cosinus directeurs qui vérifient la propriété suivante :

$$\mu^2 + \xi^2 + \eta^2 = 1 \tag{C.3}$$

Dans le système de représentation sphérique, ces cosinus directeurs peuvent être obtenus à partir de l'angle polaire φ et de l'angle azimutal θ par les relations suivantes :

$$\mu = \sin\varphi\cos\theta \tag{C.4}$$

$$\xi = \sin\varphi\sin\theta \tag{C.5}$$

$$\eta = \cos\varphi \tag{C.6}$$

L'élément d'angle solide entourant une direction $\vec{\Omega}$ est défini par dΩ et associé à ce système de coordonnées :

$$\mathrm{d}\Omega = \sin\varphi\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi \tag{C.7}$$

Considérons deux directions définies par les vecteurs directeurs suivants $\vec{\Omega}$ et $\vec{\Omega'}$. L'angle formé par ces deux directions sera noté Θ. Son expression analytique est obtenue à partir du produit scalaire :

$$\vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega'} = \left\|\vec{\Omega}\right\|\left\|\vec{\Omega'}\right\|\cos\Theta \tag{C.8}$$

En utilisant l'expression des cosinus directeurs, la relation permettant d'obtenir Θ est :

$$\cos\Theta = \mu\mu' + \xi\xi' + \eta\eta' = \cos\varphi\cos\varphi' + \sin\varphi\sin\varphi'\cos\left(\theta - \theta'\right) \tag{C.9}$$

C.3 Établissement de l'ETR

Cette équation est établie pour une longueur d'onde et une direction de propagation du rayonnement données. Le bilan énergétique est effectué à partir des flux entrant et sortant d'un volume de contrôle. Notre milieu, interagissant avec le rayonnement, va absorber et diffuser une partie du rayonnement incident. Voyons comment ce bilan est établi à partir des phénomènes d'atténuation et de renforcement de la luminance.

Pertes par absorption

Une partie du rayonnement incident est absorbée par le milieu semi-transparent. Cette perte est proportionnelle à la luminance $L_\lambda(s,\vec{\Omega})$, à l'épaisseur du milieu traversé ds et au coefficient spectral d'absorption κ_λ. La relation est la suivante :

$$\mathrm{d}L_\lambda(s,\vec{\Omega}) = -\kappa_\lambda(s,\vec{\Omega})L_\lambda(s,\vec{\Omega})\mathrm{d}s \tag{C.10}$$

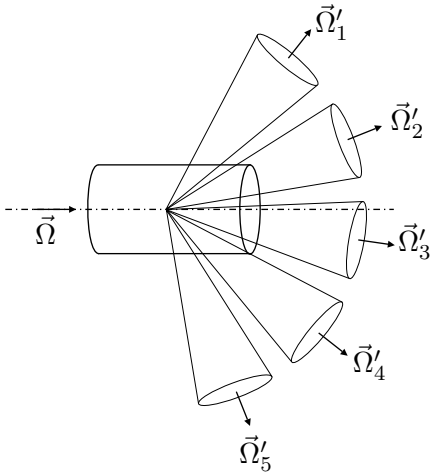


FIG. C.2 – Pertes par diffusion

Pertes par diffusion

Le milieu étant diffusant, une partie du rayonnement incident provenant de la direction de propagation $\vec{\Omega}$ est alors diffusée dans toutes les directions comme le montre la figure C.2. L'expression de cette perte est similaire aux pertes par absorption, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à la luminance $L_\lambda(s,\vec{\Omega})$, à l'épaisseur du milieu traversé ds et au coefficient spectral de diffusion σ_λ. Cette perte par diffusion peut alors s'exprimer par :

$$\mathrm{d}L_\lambda(s,\vec{\Omega}) = -\sigma_\lambda(s,\vec{\Omega})L_\lambda(s,\vec{\Omega})\mathrm{d}s \tag{C.11}$$

Émission propre

Tout corps étant à une température différente de 0 K peut émettre du rayonnement. La variation de la luminance issue de cette émission est proportionnelle à l'épaisseur du milieu considéré ds, à la luminance du corps noir $L^0_\lambda(T(s))$ donnée par la loi de Planck[35], au coefficient spectral d'absorption (d'après la loi de Kirchhoff[36]), le carré de l'indice optique du milieu dans lequel nous nous plaçons, soit n^2_λ. L'expression du gain par émission propre devient :

$$\mathrm{d}L_\lambda(s,\vec{\Omega}) = n^2_\lambda\kappa_\lambda(s,\vec{\Omega})L^0_\lambda(T(s))\mathrm{d}s \tag{C.12}$$

où $T(s)$ est la température du milieu au point s. La prise en compte du phénomène d'émission propre nécessite la connaissance de la température en tout point. Comme notre milieu est composé de deux phases (gouttes et air), il n'est pas aisé de déterminer une température représentative de ce milieu. L'approche qui est très souvent appliquée est de considérer le rideau comme un milieu homogène équivalent, où une seule température est définie. Une autre solution utilisée est de partitionner le terme d'émission en deux contributions pour chacune des phases, en faisant intervenir les températures respectives de chaque phase [Consalvi *et al.*, 2003].

La luminance du corps noir s'exprime par [Sacadura, 1980] :

$$L^0_\lambda(T(s)) = \frac{C_1}{\lambda^5\left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T(s)}\right)-1\right)} \tag{C.13}$$

[35]Max Planck, physicien allemand (1858, Kiel - 1947, Göttingen)
[36]Gustav Robert Kirchhoff, physicien allemand (1824, Könisberg - 1887, Berlin)

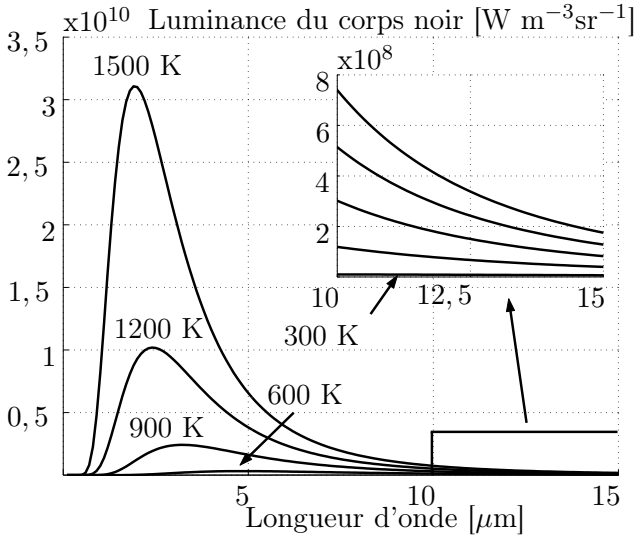


FIG. C.3 – Évolution de la luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde et de la température du corps

avec $C_1 = 1{,}19088{\cdot}10^{-16}\mathrm{Wm^2sr^{-1}}$ et $C_2 = 0{,}014388$ mK. La figure C.3 montre l'évolution de la luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde et de la température du corps considéré. Nous pouvons remarquer en comparant les allures pour $T = 300$ K et $T = 1500$ K, que la luminance varie de façon importante en fonction de la température. Cette constatation nous permet de négliger dans nos simulations l'émission propre de notre milieu (très proche des conditions ambiantes) devant la source de rayonnement que représente l'incendie (température estimée entre 1000 K et 1300 K).

Renforcement par diffusion

Soit un rayonnement considéré suivant la direction $\vec{\Omega}$. Il est renforcé par la diffusion d'une partie du rayonnement provenant initialement de la direction $\vec{\Omega}'$ (Cf. figure C.4). Afin de connaître ce gain d'énergie, il faut bien entendu considérer l'ensemble des directions de l'espace sur les 4π sr et faire intervenir la fonction de phase, telle que la probabilité pour que le rayonnement diffusé provenant de $\vec{\Omega}'$ soit dans l'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ centré autour de la direction $\vec{\Omega}$, soit égale à :

$$\frac{1}{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})\mathrm{d}\Omega \tag{C.14}$$

Comme le gain par émission propre, le gain par diffusion est proportionnel à la taille de l'élément considéré et aux différentes parts de rayonnement provenant des directions considérées de l'espace. Ce gain est défini par :

$$\mathrm{d}L_\lambda(s,\vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}\int_{\Omega'=4\pi} \sigma_\lambda(s,\vec{\Omega}) P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s,\vec{\Omega}')\mathrm{d}\Omega'\mathrm{d}s \tag{C.15}$$

Notons que :

- $\sigma_\lambda L_\lambda(s,\vec{\Omega}')\mathrm{d}\Omega'$ représente la part du rayonnement centré autour de la direction $\vec{\Omega}'$ qui est diffusée selon toutes les directions de l'espace,
- $\sigma_\lambda P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s,\vec{\Omega}')\mathrm{d}\Omega'$ représente la part de $\vec{\Omega}'$ diffusée dans la direction de $\vec{\Omega}$.

Pour la suite du développement, nous supposerons que les coefficients d'absorption et de diffusion ne dépendent pas de la direction de propagation étudiée.

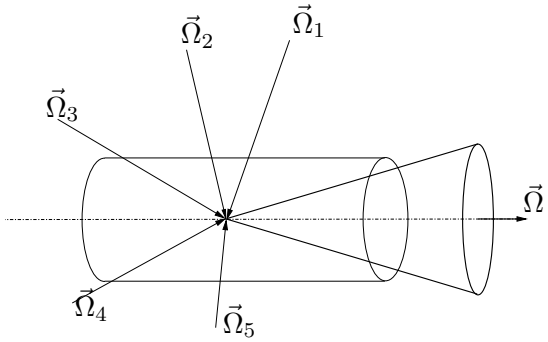


FIG. C.4 – Renforcement par diffusion

Bilan radiatif

L'équation du transfert radiatif (ETR) est construite sur un bilan d'énergie radiative effectué à partir des relations C.10, C.11, C.12 et C.15, soit :

$$\frac{\partial L_\lambda(s,\vec{\Omega})}{\partial s} = \underbrace{-\kappa_\lambda L_\lambda(s,\vec{\Omega})}_{\text{Pertes par absorption}} - \underbrace{\sigma_\lambda L_\lambda(s,\vec{\Omega})}_{\text{Pertes par diffusion}} + \underbrace{n_\lambda^2 \kappa_\lambda L_\lambda^0(T(s))}_{\text{Émission propre}} + \underbrace{\frac{1}{4\pi}\int_{\Omega'=4\pi} \sigma_\lambda P_\lambda(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) L_\lambda(s,\vec{\Omega}')\mathrm{d}\Omega'}_{\text{Renforcement par diffusion}} \tag{C.16}$$

Cette équation est intégro-différentielle. Elle représente la variation de la luminance monochromatique le long d'une trajectoire ds. Elle est valable en chaque point du milieu, pour la longueur d'onde λ et pour une direction de propagation $\vec{\Omega}$ fixée.

C.4 Calculs de densités et de divergences de flux radiatifs

La densité de flux radiatif est une grandeur vectorielle. L'expression de cette densité de flux peut être soit monochromatique (ou spectrale), soit totale. L'expression spectrale peut être écrite sous la forme :

$$\vec{q}_{r\lambda}(s) = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\vec{\Omega}\mathrm{d}\Omega \tag{C.17}$$

Les différentes composantes de la densité de flux spectral sont obtenues par :

$$q_{r\lambda,x}(s) = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\vec{\Omega}\cdot\vec{e}_x\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\mu\mathrm{d}\Omega \tag{C.18}$$

$$q_{r\lambda,y}(s) = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\vec{\Omega}\cdot\vec{e}_y\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\xi\mathrm{d}\Omega \tag{C.19}$$

$$q_{r\lambda,z}(s) = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\vec{\Omega}\cdot\vec{e}_z\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\eta\mathrm{d}\Omega \tag{C.20}$$

De la même manière, l'expression de la densité de flux total est obtenue par :

$$\vec{q}_r(s) = \int_\lambda \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s,\vec{\Omega})\vec{\Omega}\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda \tag{C.21}$$

La divergence du flux radiatif, noté div $\vec{q}_r$, est définie en tous points du milieu étudié. Cette grandeur est notamment utilisée dans l'équation de conservation de l'énergie pour prendre en considération les effets du rayonnement. Son expression analytique est la suivante :

$$\text{div } \vec{q}_r = \vec{\nabla} \cdot \int_\lambda \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}\lambda \tag{C.22}$$

$$= \int_\lambda \kappa_\lambda \left[4\pi n_\lambda^2 L_\lambda^0 (T) - \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s, \vec{\Omega}) \mathrm{d}\Omega \right] \mathrm{d}\lambda \tag{C.23}$$

Annexe D

Méthodes numériques pour résoudre l'ETR

D.1 Méthodes des ordonnées discrètes

Cette méthode a été proposée initialement par Chandrasekhar [Chandrasekhar, 1950]. Le principe de résolution se décompose en deux étapes. Tout d'abord, l'ensemble des directions de propagation est discrétisé en un nombre fini de directions. Puis, les dérivées du premier ordre sont approchées par des différences finies. Pour chacune de ces directions de propagation, la luminance est supposée constante sur l'angle solide. Ces simplifications permettent d'obtenir une équation par direction par longueur d'onde et par point du maillage.

Discrétisation angulaire

Le choix de la discrétisation angulaire est déterminant pour la résolution. Les quadratures angulaires selon n_d directions sont définies par des cosinus directeurs (μ_i, ξ_i et η_i) et par des poids (w_i) associés aux directions (où l'indice i représente une direction donnée). Ces quadratures doivent satisfaire des moments, afin de garantir la conservation de l'énergie radiative lors de la résolution. Ces moments sont les suivants :

– Le moment d'ordre 0 sur la somme des poids de chacune des directions :

$$\int_{\Omega=4\pi} \mathrm{d}\Omega = \sum_{i=1}^{n_d} w_i = 4\pi \tag{D.1}$$

– Le moment d'ordre 1 vérifie que :

$$\int_{\Omega=4\pi} \vec{\Omega}\mathrm{d}\Omega = \sum_{i=1}^{n_d} w_i\vec{\Omega}_i = 0 \tag{D.2}$$

– Le moment d'ordre 1 sur un hémisphère vérifie que :

$$\int_{\vec{n}\vec{\Omega}<0} |\vec{n}\cdot\vec{\Omega}|\mathrm{d}\Omega = \int_{\vec{n}\vec{\Omega}>0} \vec{n}\cdot\vec{\Omega}d\Omega = \sum_{i=1}^{n_d} w_i\vec{n}\cdot\vec{\Omega}_i = \pi \tag{D.3}$$

– Le moment d'ordre 2 vérifie que :

$$\int_{\Omega=4\pi} \vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega}\mathrm{d}\Omega = \sum_{i=1}^{n_d} w_i\vec{\Omega}_i\cdot\vec{\Omega}_i = \frac{4\pi}{3} \tag{D.4}$$

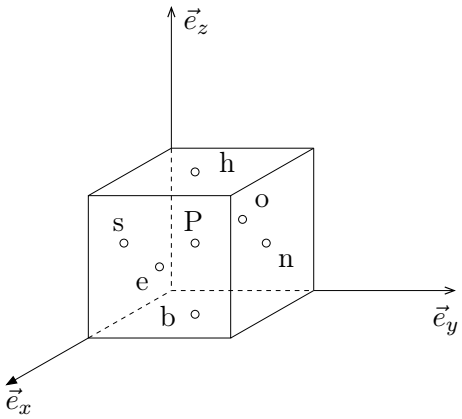


FIG. D.1 – Repérage des différents nœuds

En 1968, Carlson *et al.* [Carlson et Lathrop, 1968] définissent les quadratures angulaires de type S_N pour discrétiser les 4π sr. Pour ce type de quadrature, le nombre total de directions de discrétisation n_d est donné par : $n_d = N\ (\ N + 2\ )$ où N est l'ordre de la quadrature. Les quadratures qui sont le plus souvent utilisés sont du type S_4 (24 directions), S_6 (48 directions) ou S_8 (80 directions). Néanmoins, il existe d'autres types de quadrature comme les familles DCT_N ou LC_N. Ces discrétisations sont très largement étudiées dans les travaux de Koch *et al.* [Koch et Becker, 2004]. Ils montrent notamment que la quadrature dénommée DCT_{111} offre le meilleur compromis entre temps de simulation et précision du calcul.

Discrétisation spatiale

Le milieu étudié est discrétisé en éléments de volume. La figure D.1 est prise comme référence pour le repérage des différents nœuds P et les faces du volume de contrôle (e, o, n, s, b et h). L'ETR est définie localement en tout point du milieu, pour une direction m donnée :

$$\mu_m \frac{\partial L_\lambda^m}{\partial x} + \xi_m \frac{\partial L_\lambda^m}{\partial y} + \eta_m \frac{\partial L_\lambda^m}{\partial z} + (\kappa_m + \sigma_m)\, L_\lambda^m = D_\lambda^m \tag{D.5}$$

L'expression se simplifie en approximant toutes les dérivées au premier ordre à partir des luminances appartenant aux faces de la cellule :

$$\frac{\mu_m}{\Delta x}[L_{\lambda,e}^m - L_{\lambda,o}^m] + \frac{\xi_m}{\Delta y}[L_{\lambda,n}^m - L_{\lambda,s}^m] + \frac{\eta_m}{\Delta z}[L_{\lambda,h}^m - L_{\lambda,b}^m] + (\kappa_m + \sigma_m) L_{\lambda,P}^m = D_\lambda^m \tag{D.6}$$

avec,

$$D_\lambda^m = \kappa_\lambda n_\lambda^2 L_\lambda^0(T(s)) + \frac{1}{4\pi} \sum_{m'=1}^{N} \sigma_\lambda P_\lambda(m', m) L_{\lambda,P}^{m'} w_{m'} \tag{D.7}$$

Schémas de fermeture

L'équation D.6 permet de calculer le champ de luminance en tout point du milieu. Le seul problème est que la détermination de $L_{\lambda,P}^m$ nécessite la connaissance des luminances en aval de ce point, comme $L_{\lambda,n}^m$ et $L_{\lambda,e}^m$ qui ne sont pas forcément connues (quand la direction de propagation a une orientation $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$) : c'est le problème de fermeture. Les luminances des points en aval de P sont alors estimées à partir des luminances des points en amont (connues). Pour cela il existe différents types de schémas comme :

– **le schéma step** ou **schéma diamant**. La luminance au centre de la maille est égale à la luminance se situant directement en amont de la direction de propagation. Ce schéma pose toutefois des problèmes de fausse diffusion.
– **le schéma bilinéaire** ou **schéma centré**, où la luminance au centre d'une maille s'écrit en fonction des luminances voisines (pour un maillage uniforme) :

$$L^m_{\lambda,P} = \frac{L^m_{\lambda,e} + L^m_{\lambda,o}}{2} = \frac{L^m_{\lambda,n} + L^m_{\lambda,s}}{2} = \frac{L^m_{\lambda,h} + L^m_{\lambda,b}}{2} \tag{D.8}$$

Bien que simple à mettre en place, cette relation de fermeture provoque des phénomènes d'oscillations sur la solution. Cela amène des problèmes d'instabilité voire dans certains cas des luminances négatives, ce qui est physiquement impossible.
– **le schéma exponentiel** est défini de la manière suivante :

$$\left(L^m_{\lambda,P}\right)^2 = L^m_{\lambda,e} L^m_{\lambda,o} = L^m_{\lambda,n} L^m_{\lambda,s} = L^m_{\lambda,h} L^m_{\lambda,b} \tag{D.9}$$

Ce schéma de fermeture présente deux désavantages : il est instable et provoque toujours de la fausse diffusion. De plus, son emploi n'est pas vraiment intéressant car la résolution d'une équation du second degré à chaque maille augmente le temps de calcul.
– **le schéma des poids** ou **schéma positif** : reprenant le même principe que le schéma centré, le schéma des poids se définit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} L^m_{\lambda,P} &= f_x L^m_{\lambda,e} + (1 - f_x)\, L^m_{\lambda,o} \\ &= f_y L^m_{\lambda,n} + (1 - f_y)\, L^m_{\lambda,s} \\ &= f_z L^m_{\lambda,h} + (1 - f_z)\, L^m_{\lambda,b} \end{aligned} \tag{D.10}$$

où f_x, f_y et f_z sont des coefficients de pondération, qui sont formulés par Carlson *et al.* [Carlson et Lathrop, 1968] de la manière suivante :

$$\begin{aligned} f_x &= \max\left(f'_x, 1/2\right) \text{ avec : } f'_x = 1 - \frac{\beta\gamma}{\alpha\left[\beta\gamma + 2\left(\beta + \gamma\right)\right]} \\ f_y &= \max\left(f'_y, 1/2\right) \text{ avec : } f'_y = 1 - \frac{\alpha\gamma}{\beta\left[\alpha\gamma + 2\left(\alpha + \gamma\right)\right]} \\ f_z &= \max\left(f'_z, 1/2\right) \text{ avec : } f'_z = 1 - \frac{\alpha\beta}{\gamma\left[\alpha\beta + 2\left(\alpha + \beta\right)\right]} \end{aligned} \tag{D.11}$$

avec :

$$\alpha = \left(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda\right)\frac{\Delta x}{\mu}\,;\ \beta = \left(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda\right)\frac{\Delta y}{\xi}\,;\ \gamma = \left(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda\right)\frac{\Delta z}{\eta} \tag{D.12}$$

Ces coefficients de pondération sont intéressants puisqu'ils sont calculés à partir des propriétés radiatives du milieu et de la direction de propagation considérée. On remarquera que si chaque coefficient vaut $1/2$, nous retrouvons le schéma centré.

D.2 Méthode des volumes finis

Cette méthode est assez récente. Elle est très largement utilisée dans tous les domaines de la physique, du transfert de chaleur aux écoulements de fluides. Cette méthode est conservative. Elle assure pour chaque composante de la luminance un bilan radiatif exact, permettant une augmentation du niveau de précision atteint jusque là, voire même des convergences de résidus plus rapides qu'avec des méthodes plus classiques du type MOD.

Principe général

Pour développer la méthode des volumes finis, partons d'une écriture modifiée de l'ETR :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} L_\lambda(s, \vec{\Omega}) = -\beta_\lambda L_\lambda(s, \vec{\Omega}) + R_\lambda(s, \vec{\Omega}) \tag{D.13}$$

avec $R_\lambda(s, \vec{\Omega})$ est la fonction source, définie par :

$$R_\lambda(s, \vec{\Omega}) = n_\lambda^2 \kappa_\lambda L_\lambda^0(T(s)) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_\lambda P_\lambda(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) L_\lambda(s, \vec{\Omega}') \mathrm{d}\Omega' \tag{D.14}$$

L'équation D.13 est intégrée sur un volume de contrôle noté $\mathcal{V}_P$, dans un angle solide élémentaire $\mathrm{d}\Omega$, autour d'une direction Ω_m donnée :

$$\int_{\Omega_m} \int_{\mathcal{V}_P} \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} L_\lambda(s, \vec{\Omega}) \mathrm{d}\mathcal{V}_P \mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_m} \int_{\mathcal{V}_P} \left(-\beta_\lambda L_\lambda(s, \vec{\Omega}) + R_\lambda(s, \vec{\Omega}) \right) \mathrm{d}\mathcal{V}_P \mathrm{d}\Omega \tag{D.15}$$

Ensuite, par application du théorème d'Ostrogradsky[37], le membre de gauche de l'équation D.15 peut être transformé d'une intégrale de volume en intégrale de surface :

$$\int_{\Omega_m} \int_{\mathcal{S}_P} L_\lambda(s, \vec{\Omega}) \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{n} \right) \mathrm{d}\mathcal{S}_P \mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_m} \int_{\mathcal{V}_P} \left(-\beta_\lambda L_\lambda(s, \vec{\Omega}) + R_\lambda(s, \vec{\Omega}) \right) \mathrm{d}\mathcal{V}_P \mathrm{d}\Omega \tag{D.16}$$

où $\mathcal{S}_P$ représente la frontière de l'élément de volume noté $\mathcal{V}_P$ et $\vec{n}$ est la normale extérieure à cette surface. En sommant sur toutes les faces du domaine, la relation devient :

$$\sum_i^{e,o,n,s,h,b} \int_{\Omega_m} L_{\lambda,i}(\vec{\Omega}) \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_i \right) \mathrm{d}\mathcal{S}_i \mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_m} \int_{\mathcal{V}_P} \left(-\beta_\lambda L_{\lambda,P}(\vec{\Omega}) + R_{\lambda,P}(\vec{\Omega}) \right) \mathrm{d}\mathcal{V}_P \mathrm{d}\Omega \tag{D.17}$$

Si nous considérons que chaque luminance est constante sur les différents éléments d'intégration ($\mathcal{S}_i$ et $\mathcal{V}_P$), l'équation D.17 devient :

$$\sum_i^{e,o,n,s,h,b} L_{\lambda,i}(\Omega_m) \mathcal{S}_i \int_{\Omega_m} \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_i \right) \mathrm{d}\Omega = \left(-\beta_\lambda L_{\lambda,P}^m + R_{\lambda,P}^m \right) \mathcal{V}_P \Delta\Omega_m \tag{D.18}$$

Cette dernière équation pose encore deux difficultés avant de passer à la résolution numérique. Tout d'abord les formes intégrées des cosinus directeurs, présents dans le membre de gauche de l'équation D.18 doivent nécessiter soit une approximation soit un calcul exact de l'intégrale. Ensuite, la MVF n'échappe pas au problème de fermeture, déjà rencontré pour la MOD.

Les formes intégrées des cosinus directeurs

Le développement de la méthode des volumes finis nécessite de subdiviser l'espace en N_ϕ x $N_\theta = n_d$ angles solides. Cette quadrature peut être aussi bien à pas constant qu'à pas irrégulier et permet le calcul des intégrales des cosinus directeurs de l'équation D.18. Pour une direction donnée Ω_m, de coordonnées (φ_m, θ_m), la valeur de l'angle solide élémentaire $\Delta\Omega_m$ est définie par :

$$\Delta\Omega_m = \int_{\Omega_m} \mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_m} \sin\varphi \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\varphi = \int_{\theta^-}^{\theta^+} \mathrm{d}\theta \int_{\varphi^-}^{\varphi^+} \sin\varphi \mathrm{d}\varphi = \left(\theta^+ - \theta^- \right) \left(\cos\varphi^- - \cos\varphi^+ \right) \tag{D.19}$$

[37] Michel Vassilievitch Ostrogradsky, physicien et mathématicien russe (1801, Pachenna - 1861, Poltava)

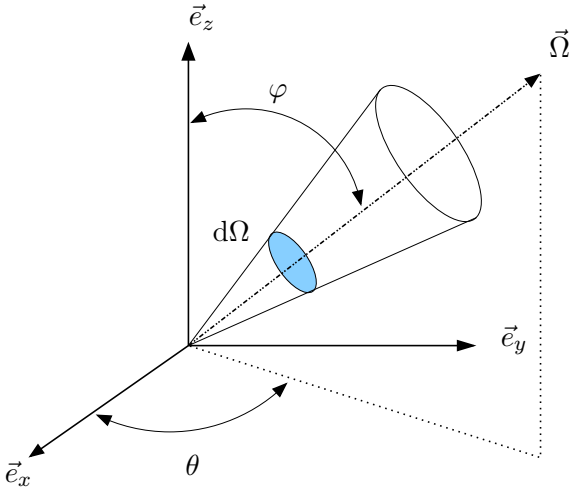


FIG. D.2 – Localisation des angles de la représentation en coordonnées polaires

où :

$$\varphi^- = \varphi_m - \frac{\Delta\varphi_m}{2},\ \varphi^+ = \varphi_m + \frac{\Delta\varphi_m}{2} \tag{D.20}$$

et :

$$\theta^- = \theta_m - \frac{\Delta\theta_m}{2},\ \theta^+ = \theta_m + \frac{\Delta\theta_m}{2} \tag{D.21}$$

La direction de propagation $\vec{\Omega}$ est définie par :

$$\vec{\Omega} = \sin\varphi\cos\theta\vec{e}_x + \sin\varphi\sin\theta\vec{e}_y + \cos\varphi\vec{e}_z \tag{D.22}$$

Le calcul de l'intégrale intervenant dans l'équation D.18 présente trois variantes possibles, qui dépendent de l'orientation de la normale extérieure $\vec{n}$ (soit dirigée sur l'axe des x, y ou z). Ceci permet de calculer trois composantes différentes :

$$C_x = \int_{\Delta\Omega_m} \vec{\Omega}\cdot\vec{e}_x \mathrm{d}\Omega = \left(\sin\theta^+ - \sin\theta^-\right)\left[\frac{\varphi^+ - \varphi^-}{2} - \frac{\sin 2\varphi^+ - \sin 2\varphi^-}{4}\right] \tag{D.23}$$

$$C_y = \int_{\Delta\Omega_m} \vec{\Omega}\cdot\vec{e}_y \mathrm{d}\Omega = \left(\cos\theta^- - \cos\theta^+\right)\left[\frac{\varphi^+ - \varphi^-}{2} - \frac{\sin 2\varphi^+ - \sin 2\varphi^-}{4}\right] \tag{D.24}$$

$$C_z = \int_{\Delta\Omega_m} \vec{\Omega}\cdot\vec{e}_z \mathrm{d}\Omega = -\frac{\theta^+ - \theta^-}{4}\left[\cos 2\varphi^+ - \cos 2\varphi^-\right] \tag{D.25}$$

En fonction de l'orientation de la face (est, ouest, nord, sud, haut ou bas), l'intégrale de l'équation D.18 peut se ramener à la valeur de C_x, C_y ou C_y pondérée par un éventuel signe "-". Les relations suivantes permettent d'obtenir les équivalences :

$$C_x = C_e = -C_o \tag{D.26}$$

$$C_y = C_n = -C_s \tag{D.27}$$

$$C_z = C_h = -C_b \tag{D.28}$$

Ainsi la mise en équation finale issue de la MVF devient :

$$\sum_i^{e,o,n,s,h,b} L_{\lambda,i}(\Omega_m)\mathcal{S}_i C_i = \left(-\beta_\lambda L^m_{\lambda,P} + R^m_{\lambda,P}\right)\mathcal{V}_P\Delta\Omega_m \tag{D.29}$$

Schémas de fermeture

Comme pour la méthode des ordonnées discrètes, l'estimation de la luminance en un point, noté P, nécessite la connaissance de la luminance de tous ses points voisins, dont certains ne sont pas encore calculés. Pour s'affranchir de ce problème, les schémas vus pour la MOD peuvent être utilisés (Cf. schéma Step). Cependant, la MVF possède dans son formalisme ses propres relations de fermeture.

Exemple du schéma exponentiel modifié

Afin de pallier le problème de fausse diffusion, Chai *et al.* [Chai *et al.*, 1994] propose de prendre en compte l'évolution du rayonnement à l'intérieur du volume de contrôle. Les luminances sur les faces en aval du centre du volume de contrôle sont estimées à partir des grandeurs connues sur les faces en amont. L'intégration de l'ETR se fait à partir de l'entrée du rayon lumineux dans le volume de contrôle au point u (figure D.3) jusqu'à sa sortie au point e. Entre u et e, les grandeurs radiatives sont supposées constantes et égales à leurs valeurs en P, centre du volume de contrôle.

Pour écrire la relation de fermeture, prenons une forme d'écriture simplifiée, en omettant d'écrire l'indice sur les longueurs d'onde pour une direction m :

$$\frac{\partial L_P^m}{\partial s} = -\beta^m L_P^m + R_P^m \tag{D.30}$$

Dans son développement Chai *et al.* [Chai *et al.*, 1994] modifie le coefficient d'extinction et la fonction source de l'ETR, afin de regrouper la luminance du point P sous un seul terme. Pour cela, il propose de soustraire la luminance L_P^m à la fonction source de l'ETR, R_P^m devient R_a^m. On définit alors un nouveau coefficient d'extinction β_a^m :

$$\beta_a^m = \beta^m - \frac{\sigma^m}{4\pi} P\left(m,m\right) \Delta\Omega^m \tag{D.31}$$

et :

$$R_a^m = \kappa L^0(T) + \sum_{m'=1, m' \neq m}^{n_d} \frac{\sigma}{4\pi} L_P^{m'} P\left(m',m\right) \Delta\Omega^{m'} \tag{D.32}$$

Il vient alors :

$$\frac{\partial L_P^m}{\partial s} = -\beta_a^m L_P^m + R_{aP}^m \tag{D.33}$$

Pour calculer la luminance au point e, il suffit de résoudre l'équation D.33 le long du chemin parcouru par le rayonnement dans la direction Ω^m. La distance qui sépare u de e est notée d_e^m, et nous supposons également que $L_{ue}^m = L_P^m$. La luminance au point e peut s'exprimer par :

$$L_e^m = L_P^m e^{(-\beta_a^m)_P d_e^m} + \left(\frac{R_a^m}{\beta_a^m}\right)_P \left[1 - e^{(-\beta_a^m)_P d_e^m}\right] \tag{D.34}$$

Autres types de schémas

Plusieurs autres schémas existent pour la méthode des volumes finis. Les travaux notamment de Berour [Berour, 2005] évaluent deux autres schémas de fermeture : le schéma exponentiel et le schéma exponentiel à température linéarisée. Ces relations de fermeture sont relativement bien adaptées aux milieux optiquement très épais. Cependant, l'emploi de ces approximations demande un temps de calcul beaucoup trop important pour les envisager dans une configuration tridimensionnelle avec diffusion.

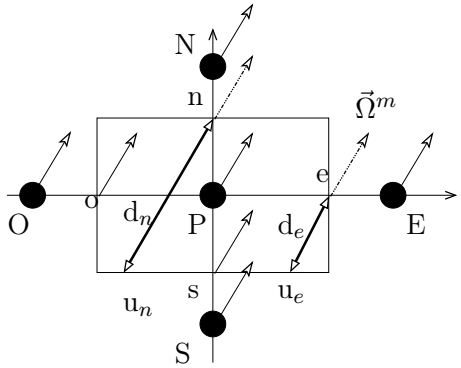


FIG. D.3 – Approximation du schéma exponentiel

D.3 Similitude entre la MOD et la MVF

D'après les deux sections précédentes, le formalisme proposé par la MOD est différent de celui de la MVF. Pour la MOD, la luminance, pour une direction m donnée, est supposée constante et égale à la valeur discrète de la luminance dans cette direction. Pour la MVF, la valeur de luminance qui est attribuée à un secteur angulaire donnée est une valeur moyenne. Cette différence explique notamment que la MVF converge plus rapidement (en terme de nombre d'itérations), car elle se base sur un bilan radiatif exact et non approché.

Néanmoins, le formalisme de ces deux méthodes est très similaire dans le cas d'un maillage structuré cartésien. Si l'on compare les expressions obtenues par la MOD (Cf. équation D.6) et la MVF (Cf. équation D.29) en approximant les intégrales des cosinus directeurs par leurs valeurs discrètes :

$$\int_{\Omega_m} \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_x\right) \mathrm{d}\Omega \approx \mu_m \Delta\Omega_m \tag{D.35}$$

nous pouvons remarquer que le formalisme est alors identique pour les deux méthodes.

Troisième partie

Résultats de simulations numériques

Introduction de la partie 3

L'objectif de cette partie est de coupler les codes de calculs dédiés à la dynamique (partie 1) et au transfert radiatif (partie 2) pour n'en former qu'un seul : BERGAMOTE (Balance for Energy and Radiation Generating an Attenuation Model - Optimization of the Total Extinction). Ce code permet d'estimer l'efficacité d'atténuation du rayonnement d'une source radiative par une pulvérisation ou par une association de sprays.

Cette partie est décomposée en deux chapitres. Le chapitre 7 étudie un spray isolé dans une enceinte fermée. Cette étude permet d'évaluer notre code de calcul en comparant nos résultats à des données expérimentales. Le chapitre 8 illustre des cas réalistes d'utilisation en rampes en proposant différentes configurations de protection et en estimant pour chaque essai l'atténuation totale de la source de rayonnement. Au cours de ce chapitre, nous prenons certaines libertés concernant les paramètres des tuyères, permettant de tester des buses dont les caractéristiques sont très différentes. Les objectifs sont ici de comprendre l'influence de différents paramètres et de dégager des pistes de recherches pour optimiser ces dispositifs de protection

Nous simulons, grâce au code MIRABELLES, la partie dynamique du spray (champs de vitesse, de pression, k et ϵ), le champ de température et le champ d'humidité absolue. Le phénomène de dispersion pour les vitesses et la température est également pris en compte. De manière générale, nous avons choisi de travailler avec le formalisme hybride pour représenter la modulation de la turbulence par les particules où la constante $C_{\epsilon 3}$ vaut 1,87. Pour la simulation de l'écoulement, nous utilisons l'algorithme SIMPLE associé au schéma de discrétisation de type Upwind, toujours pour des raisons de convergence et de rapidité.

Le temps de simulation de la partie dynamique varie de cinq jours à plus d'une semaine selon les configurations (même si nous n'avons pas encore cherché à optimiser réellement nos calculs par rapport au critère "temps de simulation"). Toutefois, ce temps de simulation peut être ramené à quelques heures (pour un cluster de 16 processeurs 3,2GHz de 2 Go de RAM) si les différentes grandeurs représentant le champ fluide sont initialisées par celles d'un calcul déjà convergé. La partie du code la plus coûteuse en temps de calcul est le suivi lagrangien pour deux raisons. D'une part, de nombreuses traces de particules sont nécessaires pour obtenir des statistiques fiables. D'autre part, la décomposition de notre granulométrie en n_c classes de gouttes multiplie le nombre de suivis par un facteur n_c. Nous rappelons que la partie lagrangienne du code est parallélisée, alors que la simulation eulérienne ne l'est pas.

Pour l'étude du transfert radiatif, le code QUETSCHES permet de caractériser l'atténuation du rayonnement par le spray. Ce code est également parallélisé. Le nombre de quanta simulés évolue en fonction de la grandeur estimée. Pour l'évaluation d'une transmittance spectrale directionnelle (Cf. chapitre 7), quatre millions de quanta sont suivis pour chaque élément de la frontière et pour chaque point de Gauss (soit vingt huit millions pour une longueur d'onde et environ un milliard pour chaque simulation complète). Pour une transmittance totale hémisphérique

(Cf. chapitre 8) les informations recherchées sont beaucoup moins fines et un ordre de grandeur de dix millions de quanta suffit pour une simulation complète. Les temps de simulations sont alors d'une heure pour une transmittance type "expérimental" (Cf. chapitre 7) et d'une demie journée pour une application de type rampe (Cf. chapitre 8).

Nous supposons, dans ce travail, que le couplage entre les deux codes de calculs (MIRABELLES et QUETSCHES) est du type "one way". Une fois que la convergence est obtenue sur l'écoulement du spray, le problème de rayonnement est résolu. L'influence réciproque, du transfert radiatif vers la dynamique du spray, n'est pas prise en compte à ce stade du travail.

Chapitre 7

Simulation numérique de sprays isolés

Ce chapitre est dédié à la validation et à l'étude de sensibilité de notre code numérique dans le cas d'un spray isolé. La validation s'effectue à partir de données expérimentales. Les résultats de rayonnement présentés dans ce travail, ont été obtenus au LEMTA. L'étude expérimentale sur l'hydrodynamique du spray provient quant à elle d'une collaboration avec l'IVK.

Ce chapitre traite de deux sprays produits par la même tuyère mais pour des pressions d'alimentation différentes : 1,5 bars et 2,6 bars. Nous commencerons, dans la première section, par les données à 1,5 bars, et nous présenterons à la fois des comparaisons sur l'hydrodynamique du spray et sur des mesures de transmittances spectrales. Au cours de cette section, nous décrirons la partie expérimentale, qui a permis d'estimer les différents niveaux de transmittance utilisés dans ce rapport.

La seconde section portera sur l'analyse des résultats issus de la même tuyère à 2,6 bars. Des résultats portant sur les parties dynamique et radiative seront présentés.

Enfin, la dernière section de ce chapitre s'attache à étudier la sensibilité de nos résultats en fonction de différents paramètres (débit, granulométrie, modèles utilisés ...). L'étude a été menée sur le cas 1,5 bars. Nous montrons notamment qu'il n'est pas possible de modéliser le spray par une simple monodispersion équivalente.

7.1 Étude de la pulvérisation TP 400 067 à 1,5 bars

Cette tuyère a fait l'objet de nombreuses études notamment par Zimmer [Zimmer, 2001] à l'IVK. En particulier, certaines données sur l'hydrodynamique du spray, non publiées, donnent des renseignements sur la granulométrie et le débit associés à cette tuyère. De plus, d'un point de vue radiatif, cette tuyère a été étudiée au LEMTA [Parent *et al.*, 2006]. Ainsi, une comparaison complète avec les résultats du code de calcul peut être effectuée.

7.1.1 Comparaison sur la dynamique du spray

Le spray est confiné au sein d'une pièce fermée de dimensions 4 m x 4 m x 4 m, comme le montre la figure 7.1. La géométrie du problème offre deux plans de symétrie. Le premier est le plan XZ passant par le centre de l'enceinte. Le second est le plan YZ passant également par la buse d'injection.

Le maillage employé est structuré et non uniforme du type 24 x 24 x 40. La figure 7.2 représente le maillage du domaine d'étude. Le point d'injection des particules se situe au centre,

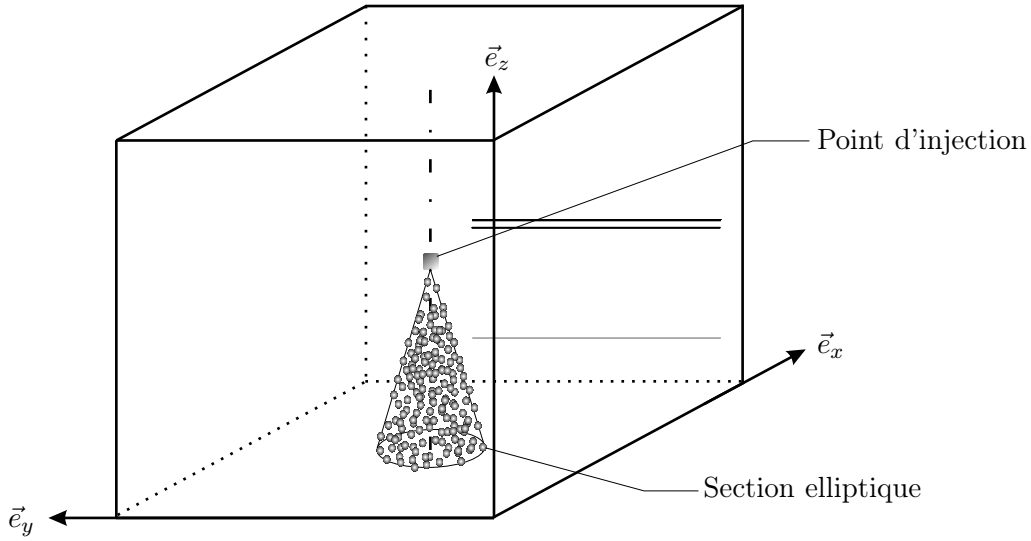


FIG. 7.1 – Spray au sein d'une enceinte fermée

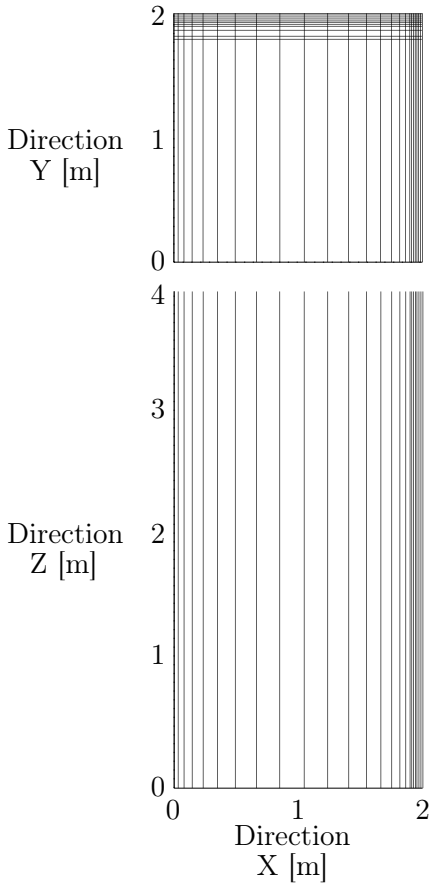
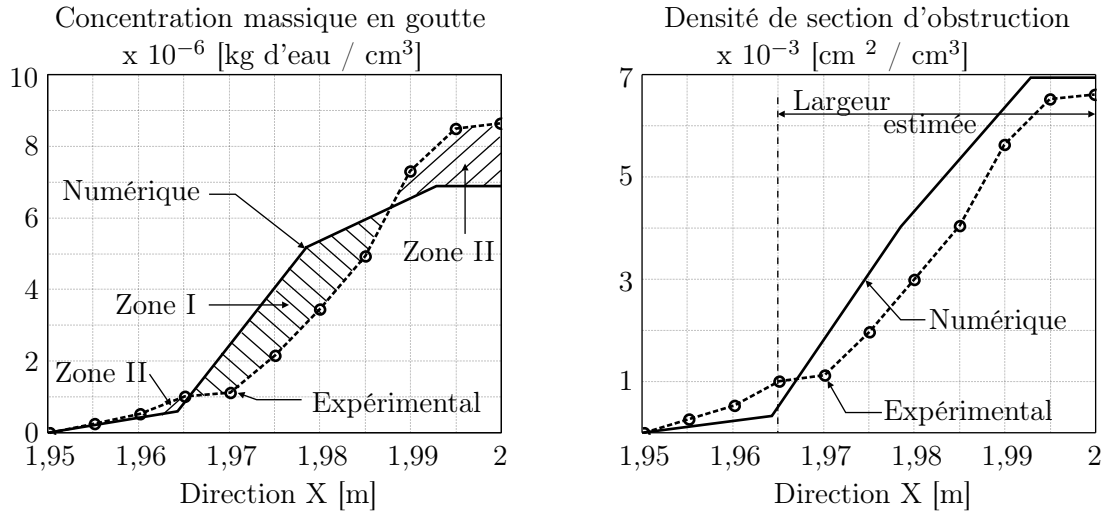


FIG. 7.2 – Maillage utilisé pour les simulations



(a) Évolution de la concentration en particules

(b) Évolution de la section d'obstruction

FIG. 7.3 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de grandeurs relatives au spray

au point d'abscisse (2 m, 2 m, 2 m).

Le spray simulé est obtenu par une tuyère TP 400 067 à 1,5 bars de pression. Les paramètres physiques décrivant ce spray ont déjà été présentés dans la partie dédiée à l'introduction de ce rapport (Cf. section 3.3). Le débit d'eau utilisé par cette tuyère est de $4{,}18{\cdot}10^{-6}$ m^3 d'eau / s. La modélisation du spray se fait à partir d'une polydispersion. Les données dont nous disposons sont celles de Zimmer [Zimmer, 2001] qui a caractérisé la granulométrie du spray à 20 cm sous le point d'injection. Le diamètre moyen de Sauter est alors de 182 μm. Pour modéliser la polydispersion, nous avons fixé les paramètres de la loi de Rosin Rammler aux valeurs suivantes : $d_{\text{rr}} = 310$ μm et $\delta_{\text{rr}} = 2{,}66$ au point d'injection. Nous verrons dans les résultats que la valeur du diamètre de Sauter évaluée à 20 cm sous le point d'injection vérifie bien la donnée expérimentale d'environ 180 μm. La polydispersion est représentée par une vingtaine de classes de diamètres compris entre 50 μm et 500 μm. Rappelons que pour la simulation numérique, chaque classe de diamètre représente une part identique du débit, c'est-à-dire ici un vingtième du débit. Les angles d'injection sont de 8^o et de 20^o d'ouverture, respectivement selon les axes X et Y.

Nous supposons que les températures des parois et des particules injectées sont à 300 K. L'humidité relative, quand le spray est arrêté, est fixée à 60%, ce qui correspond sous des conditions de 300 K à une humidité absolue de 13,5 g d'eau / kg d'air humide. Cette condition est également fixée aux parois du domaine. Ces valeurs de température et d'humidité sont fixées de façon cohérente avec les données expérimentales.

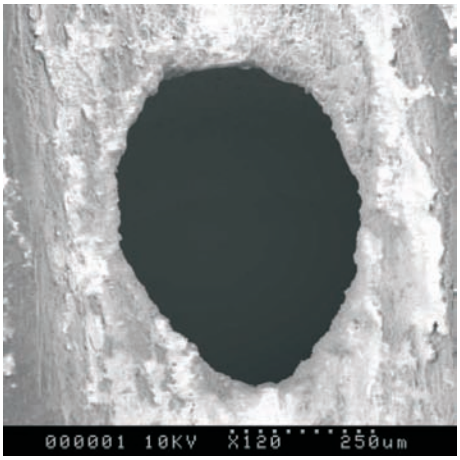
Comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques

Les caractéristiques du spray obtenues par Zimmer [Zimmer, 2001] ont été relevées à 20 cm sous le point d'injection, selon la direction X. Les points de mesures ont été pris tous les 5 mm à partir de la position centrale du spray.

Les premières données que nous pouvons comparer concernent la concentration massique en gouttes. Cette comparaison est illustrée sur la figure 7.3(a). L'estimation numérique de cette concentration des gouttes s'accorde relativement bien avec les points expérimentaux. La concen-



(a) Point d'injection des gouttes d'eau



(b) Agrandissement du point d'injection

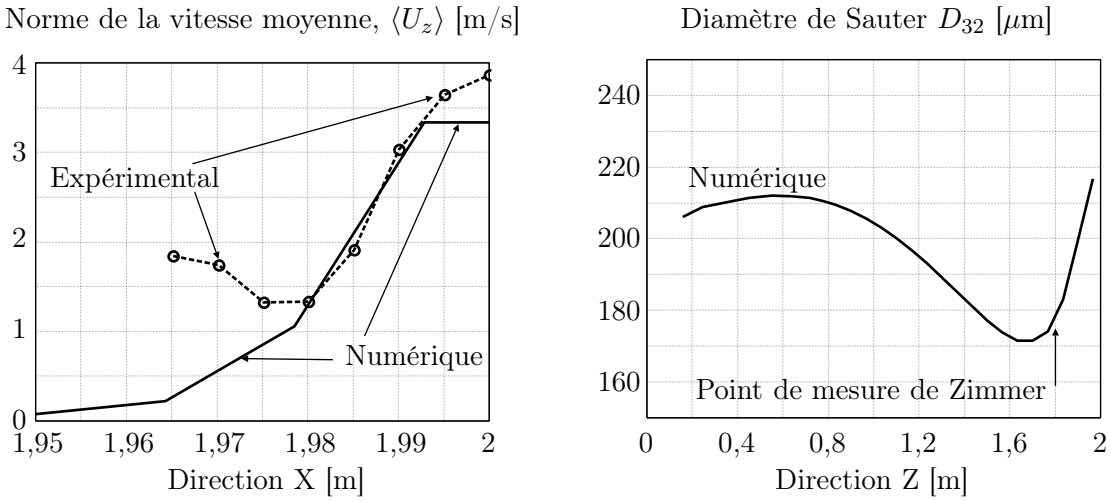
FIG. 7.4 – Aspérités et défauts géométriques de la buse d'injection

tration massique en gouttes est surestimée dans la zone I, mais cette surévaluation de la quantité d'eau est compensée par une sous-estimation dans la zone II. Globalement la fraction volumique est équivalente. Ces écarts peuvent s'expliquer par le choix des angles d'injection utilisés au cours de cette simulation. D'après la figure 7.3(a), l'angle pourrait être légèrement surévalué et conduirait à une différence sur la concentration en particules d'eau. La détermination de ces angles d'injection n'est pas évidente et relève d'estimations purement expérimentales. De plus, au cours du temps, ces angles d'injection peuvent évoluer. En effet, comme le montrent les figures 7.4, le fonctionnement intensif du rideau d'eau associé à l'encrassement de la tuyère peut modifier l'orifice d'injection. Sur la figure 7.4(b), nous voyons que du calcaire (ou toute autre matière en suspension dans l'eau) vient se déposer sur le pourtour du point d'injection, modifiant ainsi son empreinte initiale. De plus, comme ces tuyères sont régulièrement nettoyées, de nouvelles déformations peuvent apparaître (agrandissement de l'orifice sur la figure 7.4(b) provenant d'un nettoyage de la buse par exemple).

Les figures 7.3(a) et 7.3(b) sont liées. La figure 7.3(b) représente la densité d'obstruction. Cette grandeur désigne pour notre cellule, le rapport de surfaces (orientées de normales suivant X) : superficie couverte de gouttes sur la surface offerte par la cellule de mesure, le tout rapporté au volume de la cellule. Nous pouvons remarquer le bon accord entre les résultats issus de la simulation numérique et ceux issus des points expérimentaux. En fait, l'évolution de la section d'obstruction est calée sur l'allure de la concentration massique en particules. Ainsi, au centre du spray, cette grandeur est maximale, compte tenu de la fraction volumique importante à cette position.

Il est également intéressant de noter qu'à partir des grandeurs étudiées sur la figure 7.3(b), nous pouvons estimer une épaisseur "moyenne" pour le rideau d'eau à une cote de 20 cm sous le point d'injection. La zone fictive représentée sur la figure 7.3(b) permet de délimiter l'épaisseur du rideau d'eau à environ 7 cm, il n'y a plus de gouttes au-delà de cette dimension. Cette valeur d'épaisseur est également observée expérimentalement par l'étude de Parent *et al.*, [Parent *et al.*, 2006] où une épaisseur moyenne de 8 cm a été relevée en visualisant le tracé d'un rayon laser He-Ne, utilisé pour l'alignement du dispositif optique.

La dernière comparaison, illustrée sur la figure 7.5(a), porte sur la représentation de la composante verticale moyenne de la vitesse du fluide. La représentation des résultats issus de la



(a) Composante verticale de vitesse du fluide

(b) Diamètre de Sauter en fonction de la hauteur

FIG. 7.5 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

simulation numérique montre une bonne adéquation avec les relevés expérimentaux. Nous pouvons noter que notre modèle est parfaitement bien calé dans le cœur du spray. Le maximum de vitesse au centre du spray s'explique par la quantité importante de particules qui se situent dans cette zone. Ces particules, par leurs vitesses d'injection (nous sommes à 20 cm sous le point d'injection), entraînent l'air dans leurs mouvements.

La figure 7.5(b) représente l'évolution du diamètre moyen de Sauter du spray en fonction de la hauteur. Le point de mesure effectué par Zimmer est indiqué sur cette représentation. Nous pouvons constater que le diamètre D_{32} à cette cote est d'environ 180 μm, ce qui est normal compte tenu des données d'entrée de notre problème. Dans une première phase, ce diamètre moyen décroît en s'éloignant du point d'injection. Puis, 30 à 40 cm plus loin, ce diamètre réaugmente.

Une partie des explications sur l'allure de cette évolution peut être apportée par la figure 7.6. Cette figure représente la quantité d'eau estimée à une position en Z donnée, divisée par la hauteur de la cellule (Δz). Ce mode de représentation permet de s'affranchir des variations brutales de la quantité d'eau que nous pourrions observer compte tenu de l'utilisation d'un maillage non uniforme. Cette figure illustre le comportement de 5 diamètres différents (la première et la dernière classe et 3 diamètres médians) : 85 μm, 185 μm, 260 μm, 335 μm et 465 μm. Le point d'injection des particules en Z est à 2 m. Nous pouvons constater que ces quantités d'eau augmentent quand on s'éloigne de la buse d'injection, avec une évolution en fonction de la taille des particules. L'origine de ces différents comportements provient des vitesses de chute des gouttes. Pour des particules de petits diamètres, cette vitesse va diminuer rapidement après le point d'injection, augmentant ainsi leurs fractions volumiques. Les gouttes de plus gros diamètres, entraînées par leur propre inertie, vont décélérer plus bas dans le spray.

La diminution du diamètre de Sauter après le point d'injection s'explique alors par les évolutions de la fraction volumique des différentes classes de gouttes. Entre la buse d'injection et le minimum constaté du D_{32} (Cf. figure 7.5(b)), le taux de présence des petites particules est important, entraînant une diminution du diamètre moyen. Ensuite, 30 à 40 cm sous le point d'injection, le taux de présence des particules plus grosses augmente. C'est notamment le cas pour les particules de 185 μm dans une zone située entre 40 et 50 cm sous le point d'injection. Le diamètre moyen de Sauter augmente également.

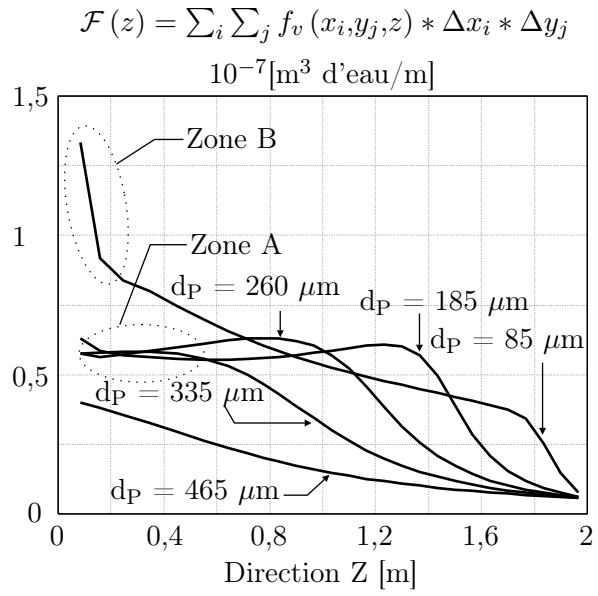


FIG. 7.6 – Comportement de différentes classes de gouttes

La zone, où les particules ralentissent et s'équilibrent hydrodynamiquement avec l'air, peut être qualifiée de zone d'influence "inertielle" car les particules sont encore sous l'effet de leur vitesse d'éjection (sous l'effet de leur propre inertie). Une fois qu'elles ont acquis leur régime stationnaire, les vitesses des gouttes n'évoluent plus. Cette zone est alors qualifiée de zone d'influence "gravitationnelle", où seules les forces de gravitation et de traînée imposent la chute des particules. Cette dernière zone est clairement définie sur la figure 7.6 pour les particules de diamètres de 185, 260 et 335 μm, sous l'étiquette "Zone A". Comme les particules ont une vitesse de chute constante, leur fraction volumique n'évolue plus. Ainsi, dans cette zone, le diamètre moyen de Sauter n'évolue plus beaucoup. Il est même quasiment constant entre les cotes : Z = 0,3 m et Z = 0,5 m, comme le montre la figure 7.5(b).

Le comportement des petites gouttes est assez particulier puisque les gouttes de 85 μm n'atteignent pas la zone d'influence "gravitationnelle" et que leur fraction volumique augmente progressivement. Cette augmentation est liée à la diminution de la vitesse de chute correspondant approximativement à celle du fluide. Ces petites particules jouent le rôle de traceurs de la phase fluide. Nous pouvons constater également la présence d'un pic de concentration localisé près du sol, repéré sur la figure 7.6 par "Zone B". Cette augmentation brutale coïncide avec l'arrivée du jet d'air contre la paroi inférieure, où l'écoulement d'air est redirigé vers l'extérieur du spray pour y être évacué. Les particules de petits diamètres suivent la phase fluide, d'où une augmentation de leur concentration à cette cote Z.

Autres résultats issus de la simulation numérique

Pour compléter notre analyse de ce cas d'étude, nous allons poursuivre par la présentation d'autres résultats, qui ne peuvent plus être comparés à des données expérimentales, puisque nous ne possédons plus d'information sur ces différentes grandeurs. Ces résultats sont principalement des représentations bidimensionnelles, prises suivant les deux axes principaux du spray (un plan YZ passant en X = 2 m et un autre XZ passant en Y = 2 m).

La figure 7.7 représente l'évolution de la fraction volumique à l'intérieur du spray. La concen-

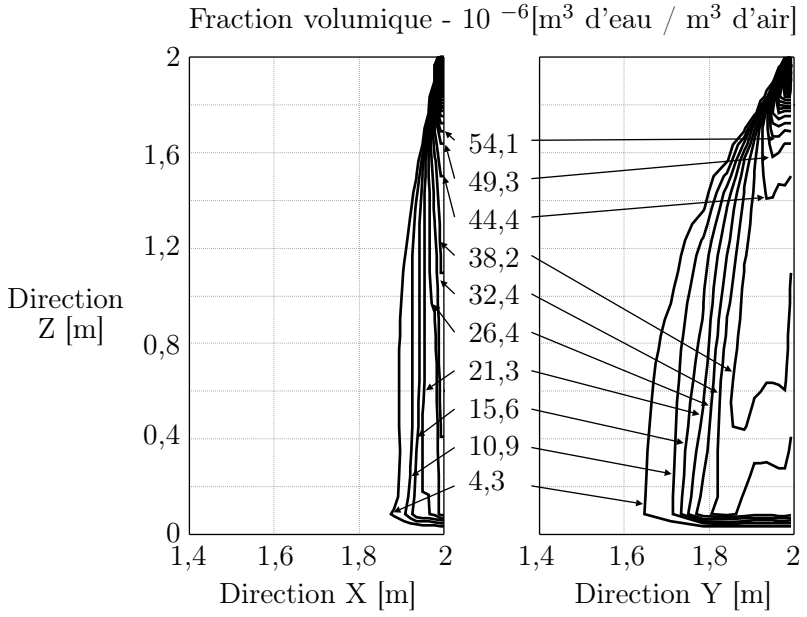


FIG. 7.7 – Fraction volumique en particules d'eau

tration en particules d'eau est maximale au centre du rideau d'eau, dans la zone proche du point d'injection. La fraction volumique évolue suivant l'axe Z car les vitesses des particules changent et la géométrie du spray est modifiée notamment par une augmentation de sa section (coupe dans le plan XY).

Les figures permettent de retrouver les différentes zones constituant un rideau d'eau. La première, située entre 1,5 m et 2 m, est la zone de pulvérisation dense. Entre ces deux cotes, le spray est en formation et garde encore une forme conique. La deuxième zone, située entre le sol (Z = 0 m) et 1,5 m, est la zone de pulvérisation diluée, où la géométrie du spray n'évolue plus, gardant ainsi une largeur constante.

La figure 7.8 propose une cartographie du diamètre moyen de Sauter D_{32}. Nous constatons qu'au sein de la pulvérisation, les petites particules sont confinées dans une zone à l'intérieur du spray, alors que les plus grosses sont présentes sur l'enveloppe du rideau d'eau. Cette observation est confirmée par les représentations des figures 7.9 et 7.10. La figure 7.9 propose un tracé pour la polydispersion étudiée. La figure 7.10 quant à elle présente deux tracés pour les diamètres extrêmes à savoir des particules de 85 μm et 465 μm. Les échelles des différents axes sont identiques et permettent la comparaison des différents tracés. Nous pouvons ainsi noter, grâce à la figure 7.10(a), que les particules de diamètre 85 μm sont piégées à l'intérieur du spray. A noter sur la figure 7.10(b) que les particules de diamètres 465 μm ont des trajectoires balistiques. La dispersion a un effet limité sur ces grosses particules. Sur les petites gouttes, les trajectoires sont moins rectilignes à cause de l'influence de la turbulence de l'air.

Nous noterons aussi, sur les figures 7.9 et 7.10, que les enveloppes des sprays sont coniques et que leurs empreintes (ou sections) sont elliptiques.

Nous nous intéressons maintenant à l'aspect énergétique du problème. Rappelons que notre simulation concerne des gouttes de 300 K évoluant au sein d'une enceinte fermée, dont les parois sont également à 300 K. Ce problème qui, au premier abord, paraît être isotherme, ne l'est pas. En effet, l'évaporation des gouttes va contribuer à faire chuter leur température. Ensuite, par effet de convection, les particules d'eau vont échanger de la chaleur avec l'air environnant dont

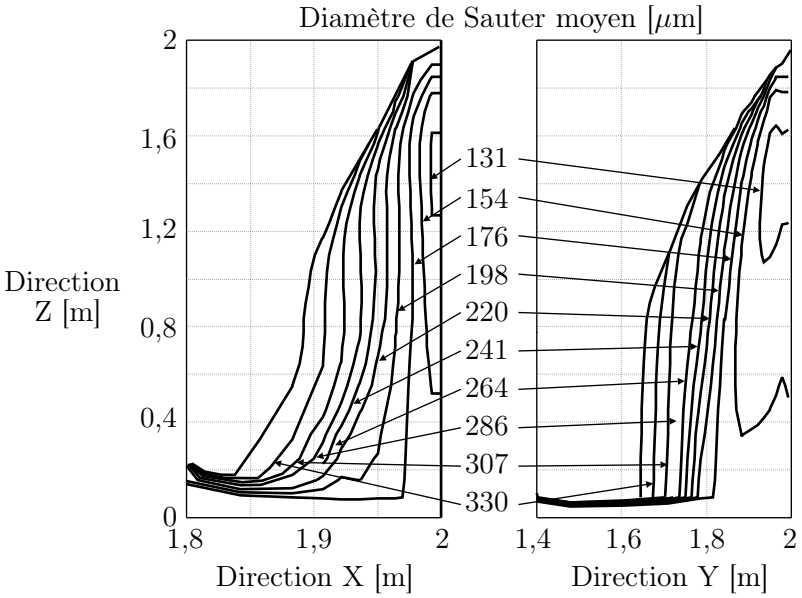


FIG. 7.8 – Évolution du diamètre moyen de Sauter à l'intérieur du spray

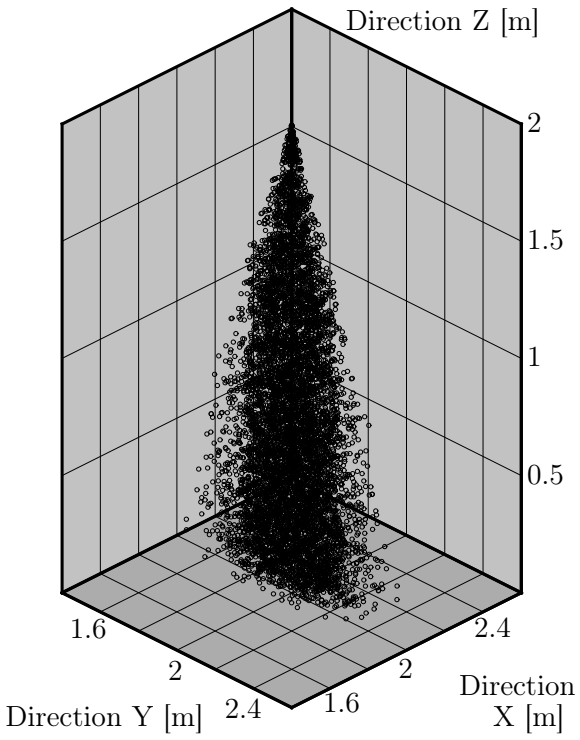
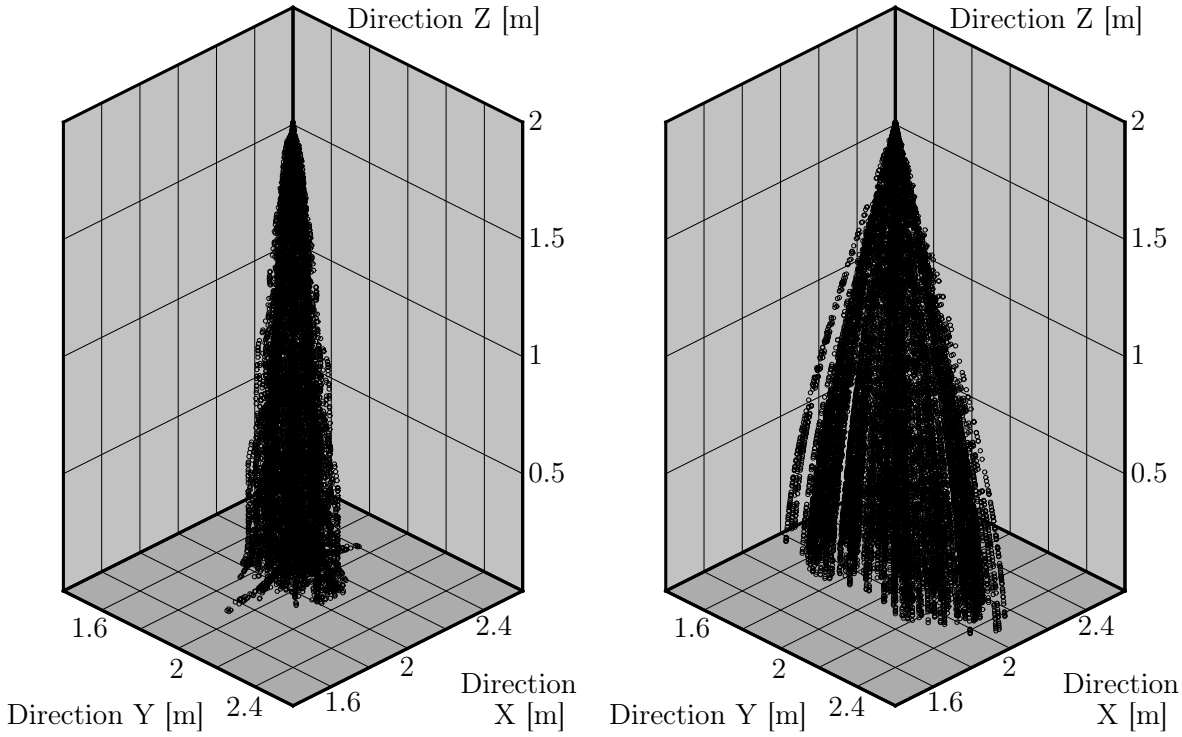


FIG. 7.9 – Représentation totale d'un spray



(a) Tracé pour des particules de 85 μm

(b) Tracé pour des particules de 465 μm

FIG. 7.10 – Comparaison du comportement de particules de tailles différentes

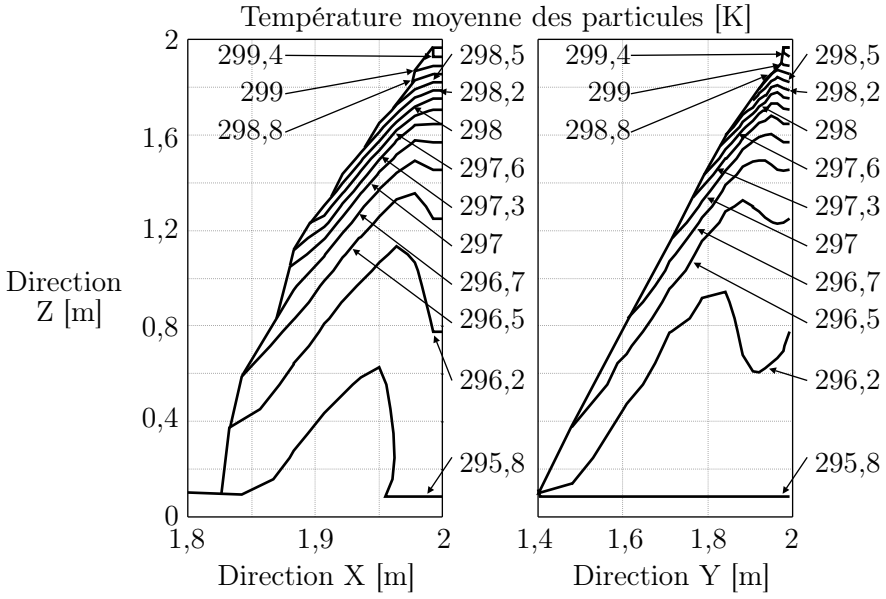


FIG. 7.11 – Évolution de la température des particules

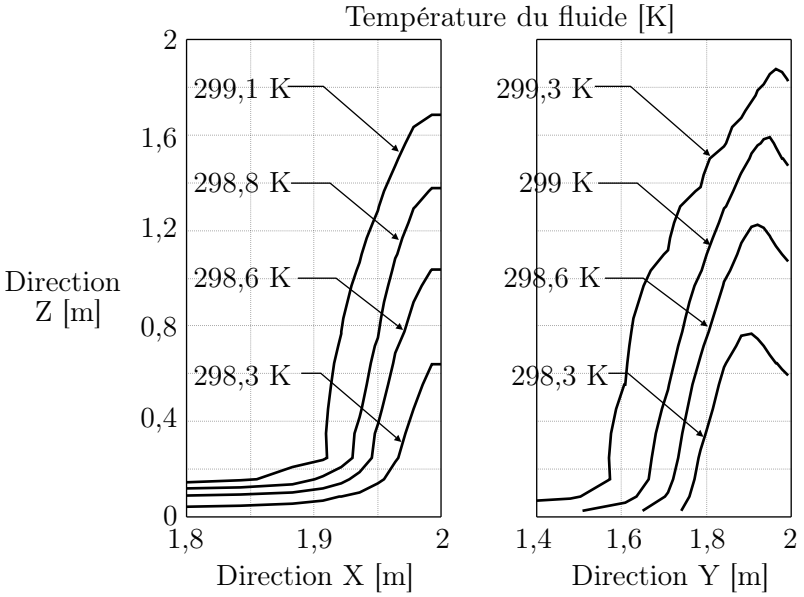


FIG. 7.12 – Évolution de la température du fluide

la température évolue également.

La figure 7.11 représente une cartographie des températures moyennes des gouttes d'eau. Nous pouvons constater que cette grandeur chute rapidement au voisinage du point d'injection. En effet, elle évolue de 3 K entre le point d'éjection et 40 cm sous le point d'injection.

La figure 7.12 illustre le champ de température de la phase fluide. La variation maximale estimée est de l'ordre de 2,7 K. La température de l'air est globalement plus importante que celle des particules. Ainsi, les gouttes d'eau sont refroidies par évaporation et elles sont échauffées par convection avec l'air.

Nous venons de voir que le phénomène d'évaporation rend notre problème anisotherme. Le gradient de température sur la phase continue et sur la phase discrète est de quelques degrés Kelvin[38]. L'importance de l'évaporation modifie alors le champ d'humidité absolue. La figure 7.13 permet d'évaluer à 1 g d'eau par kg d'air l'augmentation de l'humidité absolue au sein du spray, en faisant passer ainsi le taux d'humidité relative de 60 % (selon les conditions aux limites imposées) à 75 %. Une fois encore, grâce à cette représentation, nous pouvons retrouver l'allure de notre spray compte tenu de l'influence qu'il a sur l'humidité absolue.

Le phénomène d'évaporation joue un rôle dans notre simulation. Cependant, nous pouvons nous demander si son rôle est capital sur la géométrie du spray ou sur les fractions volumiques. Un élément de réponse peut être apporté par la figure 7.14. Elle représente l'évolution du débit simulé en fonction de la hauteur dans le rideau d'eau. Nous notons que pour notre simulation, nous n'avons qu'un quart du débit car nous ne simulons que le quart du domaine complet. La ligne en pointillés correspond au débit sans le phénomène d'évaporation. La perte de débit, pour les particules d'eau, due à l'évaporation reste ici infime, estimée à environ 1,5 % du débit nominal.

[38]William Thomson, dit Lord Kelvin, physicien britanique (Belfast, 1824 - Largs, 1907)

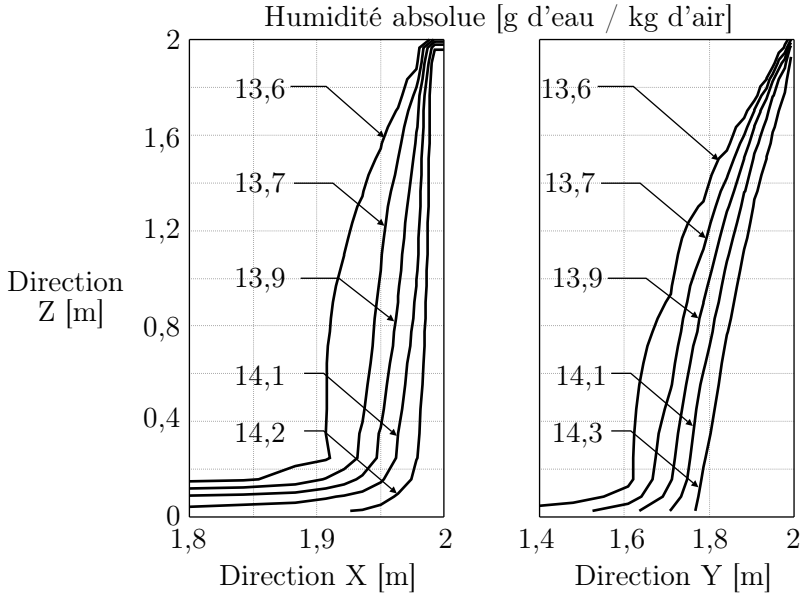


FIG. 7.13 – Évolution du champ d'humidité absolue

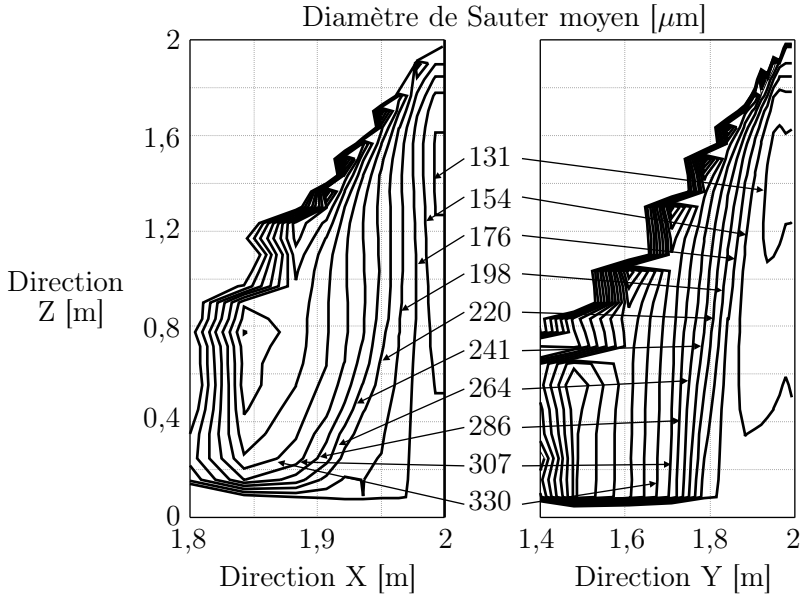


FIG. 7.14 – Évolution du diamètre moyen de Sauter dans le spray

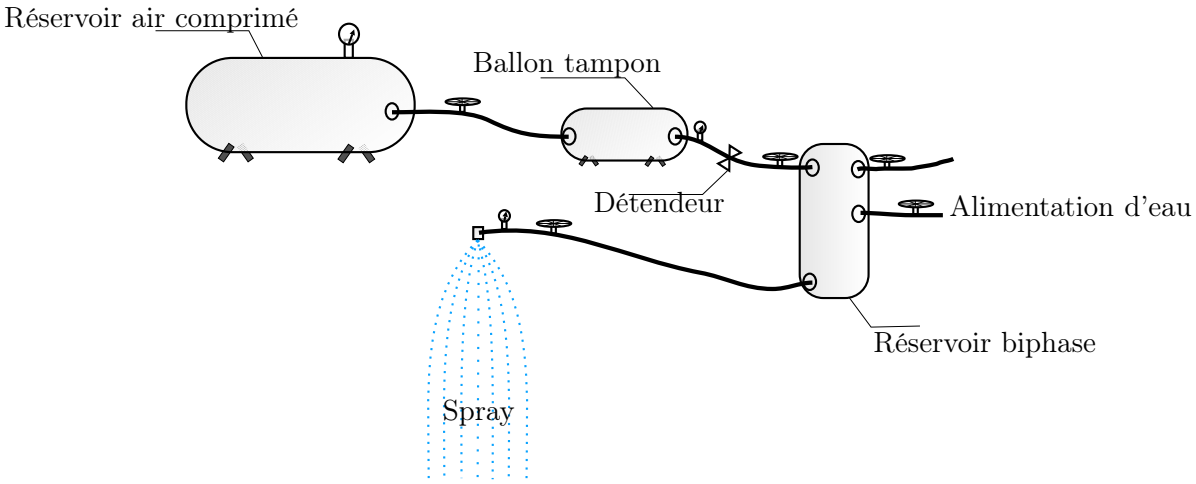


FIG. 7.15 – Dispositif d'alimentation en eau

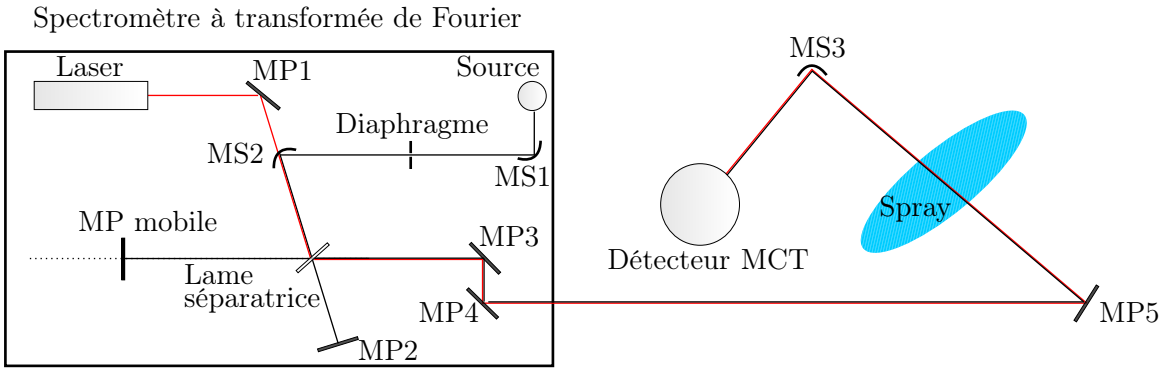


FIG. 7.16 – Dispositif de mesures spectrales

7.1.2 Comparaison sur l'atténuation spectrale du spray

Description du dispositif expérimental pour le transfert radiatif

Le banc expérimental mis en place pour la caractérisation spectrale des rideaux d'eau est divisé en deux parties :

- le système d'alimentation d'eau et le spray (Cf. figure 7.15),
- le dispositif expérimental pour mesurer l'atténuation du rayonnement par le rideau d'eau (Cf. figure 7.16).

Dispositif d'alimentation en eau

Une précaution à respecter pour ce genre d'expérience est de garantir durant toute la manipulation, la bonne consigne et la bonne tenue de la pression en sortie de buse. Une fluctuation sur la pression peut entraîner une modification sensible de la granulométrie du spray et du débit.

Nous avons opté pour un circuit d'eau ouvert. L'air sous pression est fourni par un réservoir 200 L - 10 bars muni d'un compresseur. L'air est ensuite dirigé dans un ballon tampon (50 L) permettant de stabiliser la pression et d'éviter des fluctuations provenant du réseau extérieur (comme lors du remplissage du réservoir par exemple). Puis, l'air est amené dans un réservoir

biphase (présence à la fois d'air et d'eau). L'air sous pression va exercer une force sur l'eau qui va lui permettre de s'écouler de ce réservoir sous une pression constante. La capacité du réservoir biphase garantit une autonomie d'environ 40 minutes de fonctionnement pour une buse du type TP 400 067, sous une pression de 1,5 bars. Enfin, la présence d'une vanne de régulation de pression et d'un manomètre entre le réservoir biphase et la tuyère, permet de contrôler la pression d'eau en entrée de buse.

Caractérisation spectrale du spray

La figure 7.16 fait apparaître trois éléments pour le dispositif de mesures :

- le spectromètre à transformée de Fourier[39] (FTIR), Brüker, IFS66v/s,
- le spray (ou le milieu à analyser),
- le dispositif de détection du signal.

Le fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier repose sur le principe de l'interféromètre de Michelson[40]. La source de rayonnement est un globar (baguette de carbure de silicium qui est chauffée électriquement) qui émet du rayonnement essentiellement dans l'infrarouge. Le faisceau incident se reflète dans un premier temps sur un miroir sphérique (MS1), pour traverser ensuite un diaphragme. Ce diaphragme définit l'angle de divergence et la puissance lumineuse du faisceau incident. Un second miroir sphérique (MS2) dont le foyer est placé à la position du diaphragme permet de transformer le faisceau divergent en un faisceau parallèle. Le rayonnement est ensuite envoyé sur une lame séparatrice permettant de scinder en deux le faisceau. La première moitié est renvoyée par un miroir fixe (MP2), alors que la seconde moitié est réfléchie par un miroir mobile. La recombinaison de ces deux composantes se fait sur la lame séparatrice après l'introduction d'une différence de marche δ. Le choix de la séparatrice détermine la gamme spectrale sur laquelle le spectromètre fonctionne. Pour notre application, les mesures spectrales s'étendent de 7500 cm^{-1} à 500 cm^{-1} pour une séparatrice en germanium. Ensuite, ce faisceau reconstitué est dirigé à l'aide d'un miroir plan vers l'échantillon à analyser puis focalisé avec un miroir sphérique sur le détecteur.

Un laser He-Ne (0,632 μm) dont le faisceau lumineux suit le même trajet que le faisceau infrarouge permet d'une part d'aligner les différents composants optiques et d'autre part de contrôler de manière précise le déplacement du miroir mobile de l'interféromètre.

En aval du spray, nous avons utilisé un détecteur MCT (HgCdTe, Tellurure de Cadmium et Mercure). Cet appareil fonctionne selon le principe des détecteurs photoélectriques. Il est refroidi à la température de l'azote liquide. Un spray étant un milieu "dynamique" (opposé à un milieu statique comme un échantillon immobile), cela nous contraint à travailler avec une fréquence de balayage importante (de l'ordre de 100kHz). Actuellement, seuls les détecteurs du type MCT permettent de travailler à une telle fréquence.

Une vue globale du dispositif mis en place est représentée sur la figure 7.17.

La représentation du signal mesuré par rapport à la différence de marche δ s'appelle un interférogramme modulé. Le signal, utilisé pour l'exploitation des résultats, est finalement la moyenne de plusieurs interférogrammes. Cette opération est nécessaire afin d'éliminer les bruits de mesure.

Le signal obtenu par le détecteur est ensuite traité par transformation de Fourier pour fournir une représentation du signal en fonction de la longueur d'onde. Ce traitement est possible car l'interférogramme est considéré comme une somme de fonctions sinusoïdales de fréquences

[39] Jean Baptiste Joseph Fourier, mathématicien français (Auxerre, 1768 - Paris, 1830)
[40] Albert Abraham Michelson, physicien polonais (Strzelno, 1852 - Pasadena, 1931)

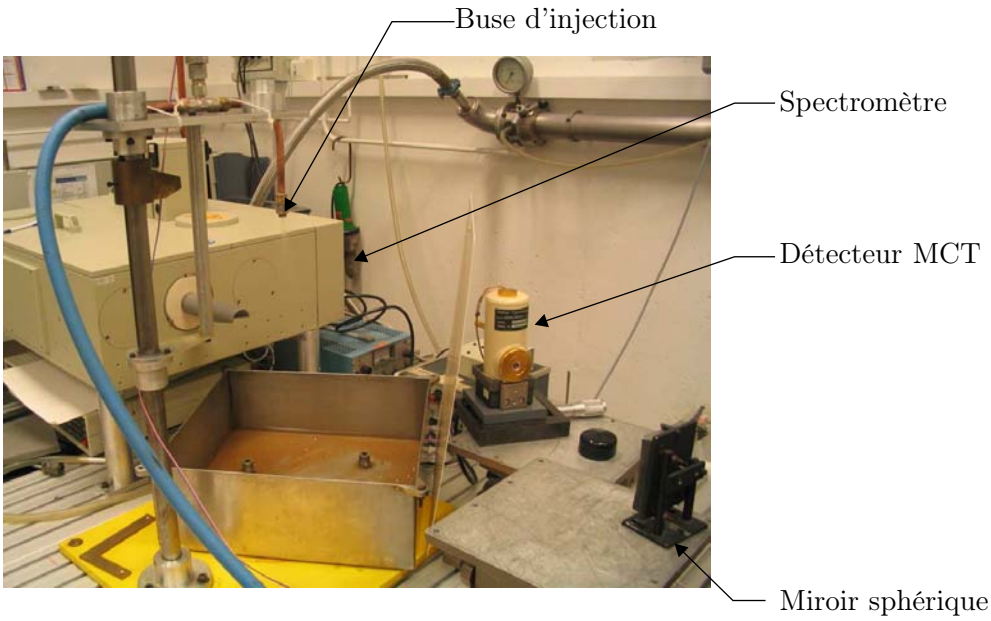


FIG. 7.17 – Dispositif de mesure

multiples. Il vient ainsi :

$$F(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\delta\right) \mathrm{d}\delta \tag{7.1}$$

Protocole de mesures pour la manipulation

Comme nous l'avons vu précédemment, notre objectif est de valider notre code numérique en comparant les résultats expérimentaux et numériques. La mesure spectrale dans le cadre de cette validation est effectuée à 20 cm en dessous de la buse d'injection.

Le cas que nous allons traiter porte sur l'étude de l'atténuation d'un rayonnement incident de type collimaté, dont l'angle de divergence du faisceau peut être estimé à 0,35°. Du coté du détecteur, l'angle d'acceptance est de l'ordre de 0,17°. Les surfaces d'émission et de réception du rayonnement peuvent être évaluées à 4,5 x 4,5 cm^2 (tailles imposées par les miroirs).

Les mesures effectuées par l'intermédiaire du spectromètre ont une résolution de 2 cm^{-1}. Chaque grandeur présentée est issue d'une moyenne de 500 balayages du miroir mobile. Cependant, afin d'éviter les problèmes de non répétabilité de l'expérience, nous avons reproduit cette manipulation une dizaine de fois et moyenné les résultats.

La grandeur que nous avons étudiée est la transmittance spectrale $T_{r\,\lambda}$ définie par le rapport entre le flux spectral transmis en présence du spray et du flux spectral transmis sans le spray :

$$T_{r\,\lambda} = \frac{\text{Flux spectral avec le spray}}{\text{Flux spectral sans le spray}} \tag{7.2}$$

Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

Le transfert radiatif se fait suivant le petit axe du spray (axe X). Comme nous l'avons vu dans la partie dédiée à la présentation du cas de simulation, nous avons étudié un quart du domaine complet (grâce aux symétries). Cependant, pour le rayonnement, il n'est pas possible de faire de même. La symétrie suivant l'axe X (axe de propagation du rayonnement) ne peut plus être

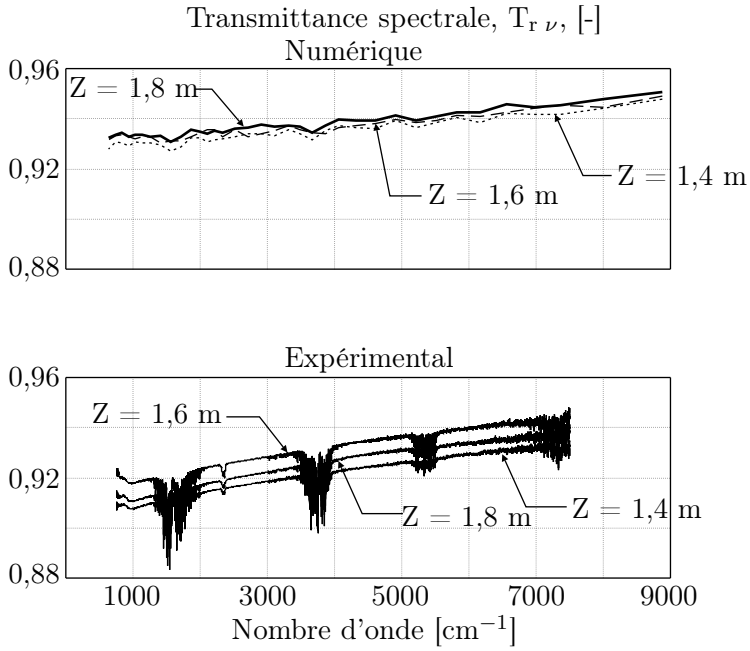


FIG. 7.18 – Transmittances spectrales

conservée. Par contre, la symétrie selon l'axe Y est conservée. A partir des résultats de calculs de la partie hydrodynamique (un quart du domaine complet), nous reconstruisons par symétrie la moitié du domaine pour effectuer le transfert radiatif sur l'ensemble.

La figure 7.18 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour des mesures effectuées à 20, 40 et 60 cm sous le point d'injection (soit Z = 1,8, 1,6 et 1,4 m). Nous pouvons observer que l'influence de la phase gazeuse n'est pas comparable sur les deux représentations compte tenu de l'utilisation de résolutions spectrales différentes. La transmittance spectrale est un peu surestimée, mais la pente donnée par la transmittance en fonction du nombre d'onde est bien représentée. Cette inclinaison est obtenue grâce au phénomène de renforcement par diffusion comme nous l'avons vu dans le chapitre 6.

Les différences constatées entre le modèle numérique et les données expérimentales sont estimées à environ 1,5 % sur la transmittance totale. Cette marge d'erreur peut s'expliquer par une double incertitude sur la mesure de la transmittance (raisonnablement estimée à 1 % et liée aux conditions d'expérience) et sur les informations introduites au sein du code de calcul. Une imprécision sur la valeur du débit ou sur la granulomètrie simulée peut modifier les propriétés radiatives du spray et donc la transmittance.

La figure 7.18 permet aussi de comparer numériquement et expérimentalement l'évolution de la transmittance spectrale en fonction de la position verticale Z. Comme nous l'avons déjà observé, la fraction volumique augmente du fait de la diminution de la vitesse de chute des particules, ce qui devrait augmenter la capacité d'atténuation de notre spray. Bien qu'il subsiste des différences concernant les niveaux des transmittances obtenus, le numérique et l'expérimental s'accordent en ne montrant pas d'évolutions significatives de la transmittance quelle que soit la hauteur dans le spray. Une explication peut être apportée par la figure 7.19 qui montre l'évolution de l'épaisseur optique que "voit" le rayon lorsqu'il traverse le spray aux différentes hauteurs.

Pour chaque position verticale étudiée, les épaisseurs optiques totales sont sensiblement les mêmes quelle que soit la hauteur au sein du rideau. Les effets combinés de l'évolution de la

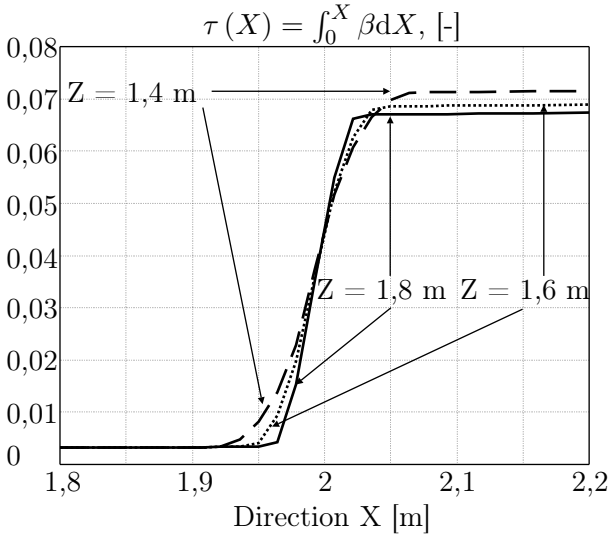


FIG. 7.19 – Évolution de l'épaisseur optique

fraction volumique en gouttes, celle du diamètre moyen et la géométrie du spray conduisent en fait à obtenir une épaisseur optique quasi constante.

7.2 Étude de la pulvérisation TP 400 067 à 2,6 bars

Dans cette section, l'étude porte sur la tuyère TP 400 067 alimentée sous une pression d'eau de 2,6 bars. Les conditions de simulation sont celles de l'étude expérimentale de Vetrano *et al.* [Vetrano *et al.*, 2006]. Ces expériences ont permis, grâce à la GRT [Van Beeck *et al.*, 1999], d'estimer les champs de température et le diamètre des particules évoluant au sein de la pulvérisation.

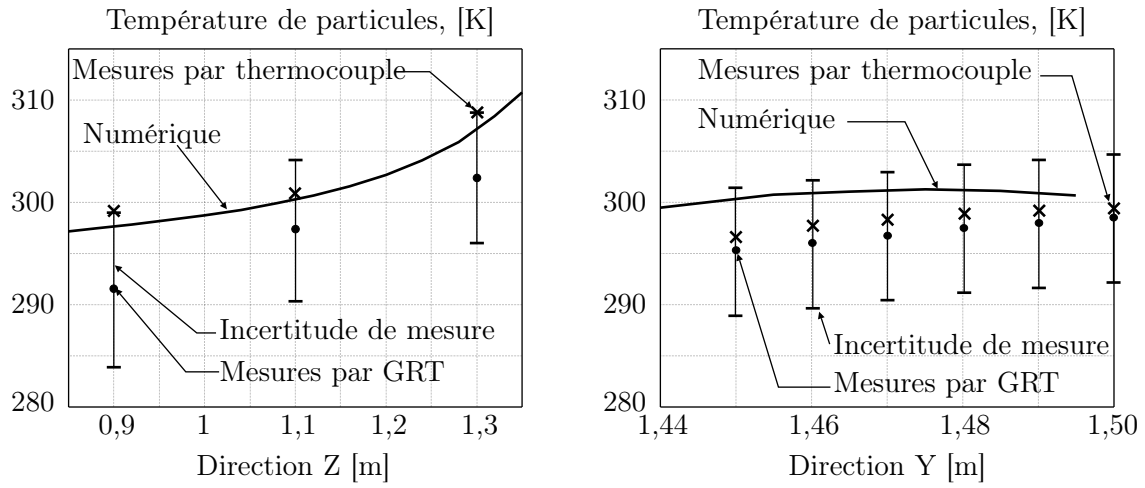
L'objectif ici est de simuler numériquement ce spray sous les mêmes conditions que celle de la manipulation expérimentale, afin de comparer les résultats.

7.2.1 Comparaison sur la dynamique du spray

Le spray est confiné dans une enceinte cubique fermée de 3 mètres de côté. La buse d'injection se situe au centre de cette pièce (toujours conformément à la figure 7.1). Les symétries présentées au sein de la section 7.1.1 sont toujours utilisées. Un maillage structuré non uniforme est choisi, du type 24 x 24 x 40.

Les angles d'injection du spray ont été fixés à 8^o selon l'axe X et de 18^o selon l'axe Y (données extrapolées d'informations sur les travaux de Vetrano *et al.* [Vetrano *et al.*, 2006]. En fait, lors de nos mesures de transmittances, nous avons pu observer une différence sur ces angles d'injection (les conditions d'utilisation étant identiques). Suivant nos estimations, ils seraient de 10^o et de 25^o selon, respectivement les axes X et Y. Pour la suite de notre travail, nous choisirons ce dernier couple d'angle. Nous verrons dans la partie radiative que ces paramètres ont une influence assez importante sur les résultats. Le nombre de débit de cette tuyère est de $9{,}8{\cdot}10^{-9}$ $\mathrm{m^3/s/Pa^{1/2}}$ pour la pression d'alimentation est de 2,6 bars.

La polydispersion est représentée par 20 classes de diamètres répartis de 20 à 300 μm. La granulométrie est modélisée par une loi de type Log-normale dont les paramètres sont $d_{\ln} = 110$ μm et $\delta_{\ln} = 0{,}4$. Les gouttes sont injectées à une température de 333 K.



(a) Évolution suivant la hauteur

(b) Évolution selon le grand axe

FIG. 7.20 – Évolution des températures moyennes de gouttes

Les conditions aux limites pour le fluide sont de 296 K pour la température et de 7 g d'eau / kg d'air pour l'humidité absolue, l'humidité relative est alors de 40% (ensemble de données tirées des travaux de Vetrano *et al.* [Vetrano *et al.*, 2006]). Son étude expérimentale a permis de cartographier la température moyenne des gouttes grâce à la GRT. Plusieurs mesures ont été effectuées selon le grand axe Y de l'empreinte du spray, selon des hauteurs différentes.

Les figures 7.20 illustrent les différentes comparaisons portant sur les températures moyennes de gouttes issues des données expérimentales [Vetrano *et al.*, 2006] et de la simulation. La figure 7.20(a) représente l'évolution de cette température en fonction de la hauteur en plein milieu du spray. Les mesures de la GRT et les estimations numériques sont parfaitement cohérentes, suivant la même évolution en fonction de l'axe Z. Bien que des écarts peuvent être observés, les résultats issus de la simulation numérique rentrent parfaitement dans la gamme de l'incertitude liée à la mesure. Cette marge d'erreur a deux origines : les incertitudes sur les grandeurs mesurées (comme pour toutes manipulations) et le fait que la GRT ne prend en compte que les gouttes parfaitement sphériques. Cette particularité écarte en particuliers de nombreuses gouttes de diamètre important. Les particules se refroidissent par convection avec l'air et par évaporation. Ces effets combinés expliquent la décroissance de la température en fonction de la hauteur (en s'éloignant du point d'injection).

La figure 7.20(b) représente également les températures de particules, mais cette fois-ci selon l'axe Y (grand axe de l'empreinte du spray) à une hauteur de 1,1 m. Ces mesures sont effectuées au centre de la pulvérisation sur une ligne à X et Z constants. L'estimation numérique des températures s'accorde parfaitement que ce soit avec les données de la GRT ou bien avec celles du thermocouple. La température des gouttes décroît quand on s'éloigne du cœur du spray. Cette évolution est cohérente avec la température du fluide qui est plus importante au coeur du spray qu'à l'extérieur. Sur l'enveloppe du spray, la température est donc plus faible qu'au cœur et les gradients de température et d'humidité sont propices à des échanges énergétiques importants.

L'étude expérimentale [Vetrano *et al.*, 2006] a permis également de comprendre l'évolution du diamètre moyen de Sauter D_{32} en fonction de la hauteur. A partir des données expérimentales [Vetrano *et al.*, 2006] et du code ASTRRE [Pretrel, 1997], Vetrano *et al.* ont simulé numériquement l'évolution du D_{32} pour ce spray. La figure 7.21 permet de comparer les allures du D_{32} obtenu par le code ASTRRE et celles obtenues par notre code numérique (en utilisant les

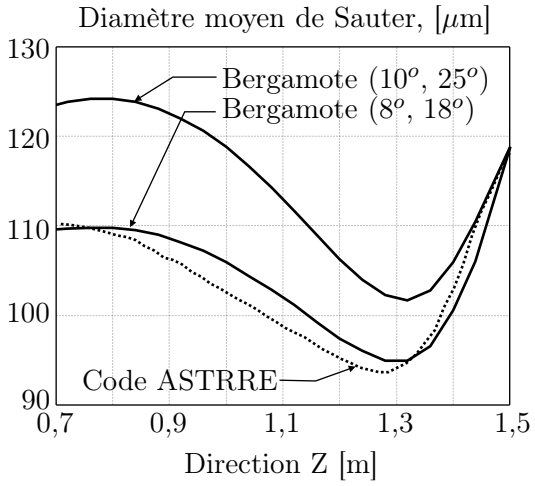


FIG. 7.21 – Évolution du D_{32} selon la direction Z

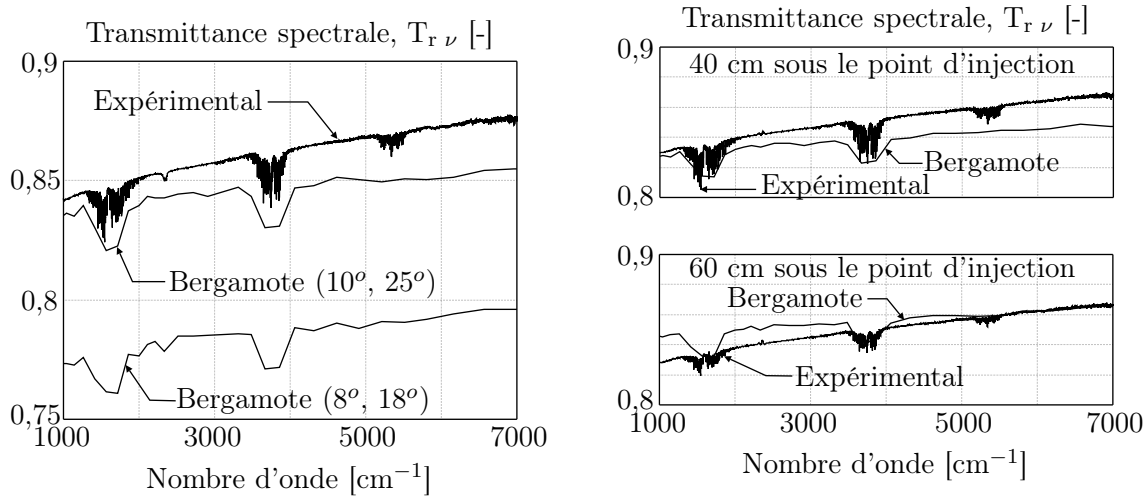
angles d'injection 8^o et 18^o d'abord, puis 10^o et 25^o). Les résultats obtenus par les deux codes sont proches, quand on utilise les angles 8^o et 18^o (ceux qui ont été utilisés avec ASTRRE). Les écarts constatés entre les deux courbes peuvent provenir soit de la simulation 3D du spray, soit du phénomène de dispersion qui est ici pris en compte. Au contraire, avec les valeurs de 10^o et 25^o, nous observons, que le changement dans l'injection des gouttes, provoque une différence de comportement pour le diamètre moyen D_{32}. Une explication peut être donnée en admettant que ce changement d'angles d'injection permet au spray d'augmenter la section de son empreinte. Les petites gouttes, qui sont sous l'influence de la dispersion, peuvent évoluer dans un domaine plus important, alors que les plus grosses ne le peuvent pas puisqu'elles suivent des trajectoires balistiques.

7.2.2 Comparaison sur le transfert radiatif au travers du spray

L'objectif est, ici, de comparer les estimations numériques des transmittances avec les données expérimentales. L'ensemble des conditions de simulation est repris de la section 7.1.2. Ces différentes comparaisons s'effectuent à 20, 40 et 60 cm en dessous de la buse d'injection. Pour cette étude, nous avons utilisé à la fois les angles d'injection définis par Vetrano *et al.* [Vetrano *et al.*, 2006] et ceux que nous avons observés expérimentalement lors des mesures de transmittances.

Les figures 7.22 représentent les évolutions des transmittances en fonction du nombre d'onde. La figure 7.22(a) illustre les expériences faites à 20 cm sous la buse d'injection. Ici, les résultats numériques obtenus pour les différents angles sont dénommés respectivement, "Bergamote (8^o, 18^o)" et "Bergamote (10^o, 25^o)". Les transmittances moyennes valent respectivement 78% et 84%, soit un écart de 6% sur les résultats. Nous observons que les angles d'injection des gouttes ont une influence importante sur les résultats. Quand les angles d'injection sont faibles, les particules d'eau sont confinées au sein d'une petite empreinte, permettant une concentration de gouttes plus importante. Cette conséquence induit un niveau d'atténuation plus élevé. Avec les angles mesurés (10^o, 25^o), nous remarquons que la transmittance estimée est en bon accord avec celle mesurée. Les différences sont de l'ordre de 1,5%. Ici, contrairement à la simulation présentée dans la section 7.1.2, les pics d'absorption de la phase gazeuse sont visibles, ce qui est dû à un écart plus important entre l'humidité absolue sans spray et celle avec spray.

Les figures 7.22(b) montrent des comparaisons de transmittances pour des hauteurs différentes



(a) Mesures faites à 20 cm sous la buse d'injection

(b) Comparaisons pour différentes positions (40 cm et 60 cm) pour les angles d'injection que nous avons mesurés

FIG. 7.22 – Transmittances spectrales pour la TP 400 067 à 2,6 bars

sous le point d'injection. Ces simulations ont été effectuées à partir de nos angles d'éjection de 10^o et de 25^o. Nous observons, encore une fois, que les estimations et les mesures sont en bon accord. Nous remarquons également que les transmittances mesurées à 40 et 60 cm sont quasi invariantes tandis qu'à 20 cm l'atténuation est légèrement plus faible.

7.3 Études de sensibilité

L'objectif de ces différents tests est de définir quels sont les paramètres influents au niveau de notre simulation. Les résultats présentés dans cette section porteront uniquement sur les grandeurs qui nous intéressent pour l'étude de l'atténuation du rayonnement à savoir la fraction volumique en gouttes et l'évolution de la transmittance.

La configuration choisie pour ces simulations est celle présentée dans la section 7.1, qui concerne la tuyère TP 400 067 à 1,5 bars.

Dans un premier temps, nous testerons l'idée d'une monodispersion équivalente. Ensuite, nous étudierons la sensibilité des différents niveaux de transmittance à une variation de débit de plus ou moins 5%. Dans un troisième test, nous modifierons le diamètre de la loi de distribution de Rosin Rammler (+/- 5%) pour en évaluer les conséquences. Ensuite, nous verrons l'éventuel rôle de la dispersion, puis, nous testerons la sensibilité de nos résultats à l'humidité absolue. Enfin, nous estimerons l'impact des termes sources sur l'énergie cinétique et la dissipation visqueuse, utilisés pour modéliser l'influence des particules sur la turbulence.

7.3.1 Approche par une monodispersion

L'intérêt de ce premier test de sensibilité est de définir s'il est envisageable de modéliser le spray (polydispersé) par une seule classe de diamètre. L'objectif est de gagner un temps important au niveau de la simulation numérique. Pour cela, nous avons repris le calcul qui a été présenté dans la section 7.1.1, mais cette fois-ci le spray est une monodispersion avec une taille égale au diamètre moyen de Sauter à 182 μm.

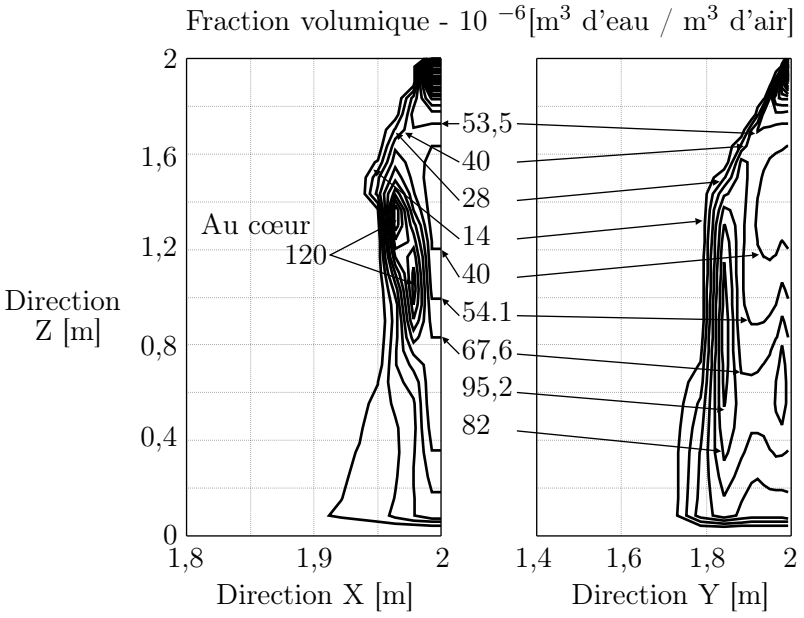


FIG. 7.23 – Fraction volumique en gouttes dans le spray pour une monodispersion

La figure 7.23 représente l'évolution de la fraction volumique en gouttes. Cette représentation est à comparer à la figure 7.7 que nous avons déjà présentée pour une polydispersion.

Bien que la géométrie globale du spray n'ait pas énormément évoluée, des différences montrent bien que cette cartographie est extraite de données d'une monodispersion. En effet, l'enveloppe extérieure est beaucoup plus marquée. Nous pouvons noter que les zones de fractions volumiques importantes sont localisées à proximité de cette enveloppe. Cette particularité est due au diamètre utilisé pour représenter cette monodispersion. La valeur de diamètre de 182 μm implique que les particules suivent des trajectoires balistiques et sont peu influencées par la dispersion qui pourrait jouer un rôle de redistribution spatiale. Ainsi, une concentration importante en particules d'eau est observée à la périphérie de l'empreinte du spray.

Des écarts sensibles sur les transmittances sont attendues car les propriétés radiatives sont directement reliées à la fraction volumique (cartographies différentes entre la polydispersion et la monodispersion). La figure 7.24 rappelle les courbes de transmittances obtenues par la simulation complète en polydispersion et les compare avec les résultats simulés avec la monodispersion.

Les écarts relatifs observés sur les transmittances mesurées à Z = 1,8 m et Z = 1,6 m sont faibles. Par contre, les résultats obtenus à Z = 1,4 m ne sont pas du tout comparables. La monodispersion sous-estime la transmittance spectrale de l'ordre de 5%. A cette hauteur, la figure 7.23 (figure de gauche) montre clairement une augmentation de la fraction volumique. Cette concentration de particules associée aux propriétés radiatives accentuent l'atténuation du rayonnement.

Ce test de sensibilité montre qu'il n'est pas possible de simplifier la modélisation d'un spray par une pulvérisation composée d'un seul diamètre de particule. L'influence de la polydispersion est importante sur la transmittance, notamment pour retrouver son évolution en fonction de la hauteur.

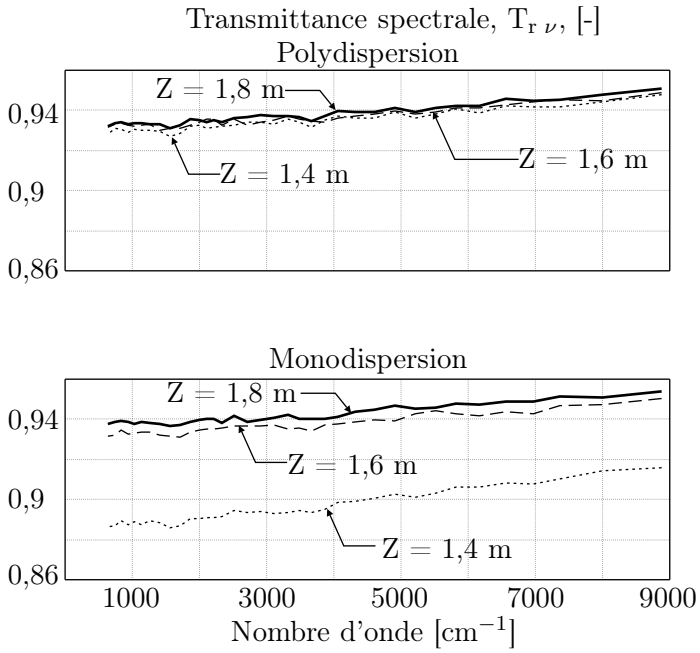
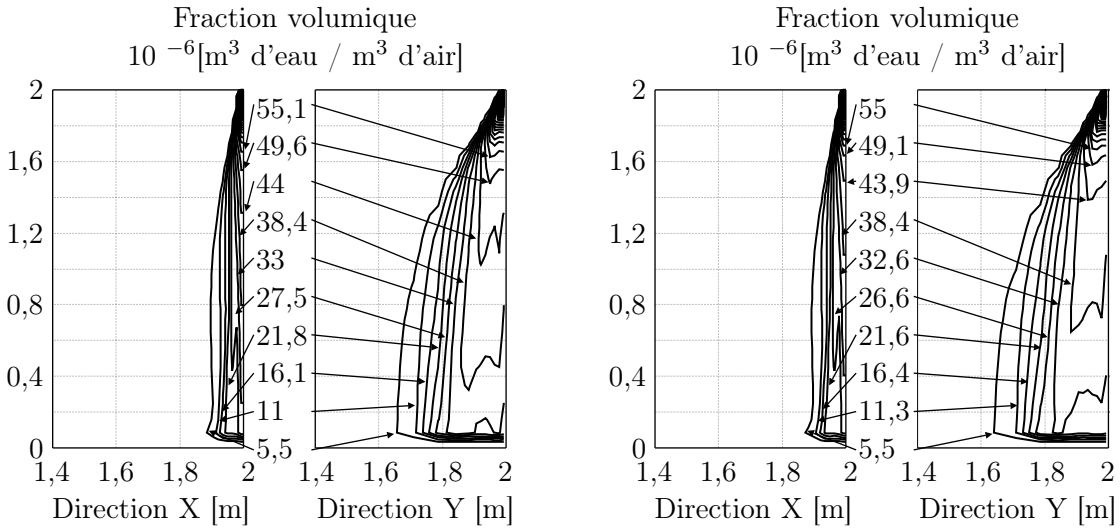


FIG. 7.24 – Évolution et comparaison des transmittances pour une monodispersion



(a) 95% du débit nominal

(b) 105% du débit nominal

FIG. 7.25 – Comparaison des différentes fractions volumiques pour une variation de débit

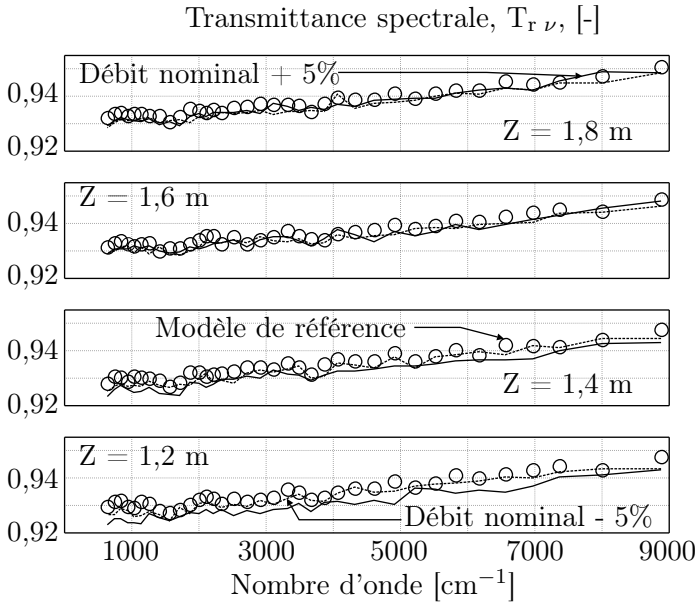


FIG. 7.26 – Test de sensibilité de la transmittance au débit d'eau pour une variation de débit

7.3.2 Influence du débit

Cette nouvelle étude de sensibilité permet d'estimer si les transmittances obtenues sont sensibles à des fluctuations du débit de la pulvérisation. Cette étude regroupe deux cas tests. Pour chacun, une modélisation complète de la pulvérisation est simulée, avec un débit fixé respectivement à 95% et 105% du débit nominal.

Les figures 7.25 montrent l'évolution de la fraction volumique en gouttes. De façon étonnante, la fraction volumique en particules a très peu évolué par rapport au cas initial (Cf. figure 7.7). Les évolutions de la fraction volumique sont même identiques pour 1 m $<$ Z $<$ 2 m, alors qu'une légère différence apparaît au pied du rideau d'eau. La géométrie du spray est parfaitement conservée.

La figure 7.26 propose les résultats des estimations des transmittances aux différentes hauteurs. Chaque cas est représenté par trois courbes représentant les transmittances du modèle complet, de la simulation basée sur 105% du débit nominal et de la simulation utilisant 95% du débit de départ. Aussi bien, sur la représentation à Z = 1,8 m que sur celle à Z = 1,6 m, les transmittances présentent très peu de différences. Une variation limitée de débit n'affecte pas le niveau moyen de transmittance pour ces hauteurs.

Par contre, pour les représentations portant à Z = 1,4 m et Z = 1,2 m, nous pouvons observer que le niveau d'atténuation du modèle à 105% du débit nominal se démarque des deux autres. La transmittance évaluée est légèrement plus faible.

Cette observation peut s'expliquer avec la figure 7.27. Cette représentation illustre la quantité d'eau présente à une certaine hauteur rapportée à la hauteur de la cellule. Nous pouvons constater que la courbe représentant le modèle de référence (débit 100%) est bien encadrée par la simulation à 105% comme borne supérieure et par celle à 95% comme borne inférieure. De plus, nous pouvons observer entre Z =1,6 m et Z = 2 m, que les quantités d'eau présentes au sein du rideau sont identiques. Par contre, pour 1,2 m $<$ Z $<$ 1,6 m, la quantité d'eau obtenue avec un débit de 105% est supérieure, les deux autres courbes étant confondues.

La zone où ces quantités d'eau sont identiques quel que soit le débit correspond encore une fois à la zone d'influence "inertielle". Les particules étant injectées à une vitesse bien supérieure

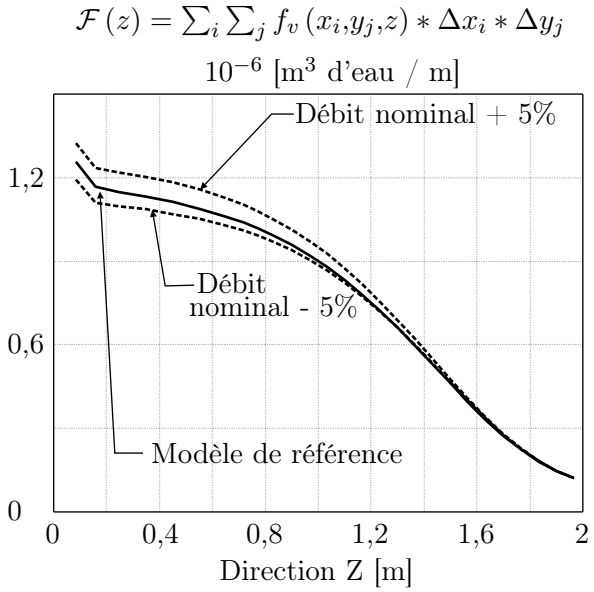


FIG. 7.27 – Évolution de la quantité d'eau en fonction de la hauteur pour une variation de débit

à celle de la phase fluide, elles traversent rapidement la zone proche du point d'injection, ce qui explique notamment la faible concentration en particules d'eau. Ensuite, au fur et à mesure que les gouttes ralentissent, les fractions volumiques augmentent. Ce n'est qu'à partir de ce moment que nous pouvons différencier les résultats de simulations pour des valeurs de débits différents (notamment au pied du rideau d'eau).

Globalement cette section montre que le niveau de transmittance est peu sensible à des variations modérées du débit, du moins dans une zone relativement proche du point d'injection (inférieure à 60 cm), pour ce spray unique et en transmittance directe.

7.3.3 Influence du diamètre moyen de Rosin Rammler

Les simulations présentées ici permettent de déterminer si le diamètre de Rosin Rammler, choisi pour simuler la polydispersion à l'injection, a une influence sur la transmittance du spray. On simule ici deux cas en augmentant de 5% (soit $d_{\text{rr}} = 325$ μm) ou diminuant de 5% (soit $d_{\text{rr}} = 295$ μm) le diamètre de Rosin Rammler. Les autres paramètres du problème sont identiques à ceux du modèle de référence.

La valeur correspondante du diamètre moyen de Sauter à l'injection pour la polydispersion utilisée dans le modèle de référence est de 220 μm. Ces même diamètres pour les deux autres cas de simulations présentés ici sont de 230μm (pour $d_{\text{rr}} = 325$ μm) et 213μm (pour $d_{\text{rr}} = 295$ μm).

La figure 7.28 représente l'évolution du diamètre moyen de Sauter D_{32} en fonction de la hauteur dans le rideau d'eau pour chacune des simulations. Bien que, les variations de diamètres soient faibles, les représentations des D_{32} diffèrent en ce qui concerne les niveaux atteints.

Le minimum observé sur les allures du D_{32}, se décale plus bas dans le rideau ($Z \rightarrow 0$) lorsque la granulométrie utilisée emploie des particules de plus grandes tailles. Cette remarque s'accorde parfaitement avec les observations que nous avons effectuées dans la section 7.1.1. Pour la simulation où $d_{\text{rr}} = 325$ μm, les particules ont en moyenne un diamètre plus important. Ces dernières ont donc un temps de relaxation dynamique plus important également. Ainsi, elles sont en équilibre hydrodynamique plus bas dans le spray, d'où le décalage du minimum du D_{32} un

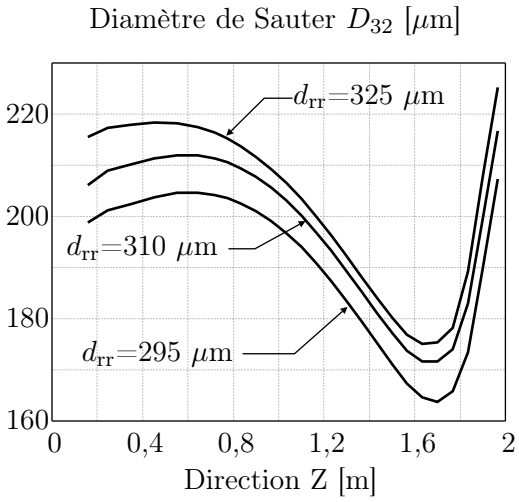


FIG. 7.28 – Évolution du D_{32} en fonction du diamètre de Rosin Rammler à l'injection

peu plus bas. Le raisonnement inverse peut être conduit sur la simulation avec $d_{rr} = 295$ μm.

La figure 7.29 permet de comparer les différents niveaux de transmittance obtenus avec chaque simulation. Nous pouvons observer des écarts allant de 0,5% à 1% sur la transmittance.

La définition de la granulométrie à l'injection influence donc légèrement la simulation de la transmittance. Malheureusement, d'un point de vue expérimental, il est impossible de déterminer cette distribution de gouttes en sortie de tuyère de manière fiable. D'ailleurs à cet endroit, c'est un film liquide qui est éjecté et se fragmente. La modélisation de ce phénomène n'est pas incluse dans ce travail, elle serait complexe et coûteuse en temps de calcul.

7.3.4 Influence de la dispersion turbulente

Le test présenté ici permet de définir le rôle joué par la dispersion sur la géométrie de notre spray. Les cas présentés jusqu'à présents montrent qu'au sein de la polydispersion, les particules de faibles diamètres sont influencées par la phase fluide (donc par la dispersion). A l'inverse, les particules de diamètres plus importants suivent des trajectoires de type balistique et donc subissent moins l'effet de la dispersion.

La figure 7.30 montre l'évolution de la fraction volumique en gouttes d'eau, pour un test effectué sans dispersion. Cette représentation est tout à fait semblable à la simulation de référence (Cf. figure 7.7). Les valeurs de fractions volumiques et la géométrie du spray sont similaires dans les deux simulations.

La figure 7.31 illustre l'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur dans le rideau d'eau. Les évolutions des deux diamètres sont tout à fait comparables entre Z = 1,2 m et Z = 2 m, c'est à dire dans la zone dite d'influence inertielle où les gouttes sont essentiellement gouvernées par leur vitesse et leur direction initiales. Au-delà, les particules sont dans la zone dite d'influence gravitationnelle. Nous pouvons remarquer alors que l'influence de la dispersion sur le mouvement moyen des particules est beaucoup plus importante. Le diamètre moyen évalué sans le modèle de dispersion est supérieur à celui du modèle complet. Le temps de séjour des petites particules à l'intérieur du rideau d'eau est sous-estimé en l'absence de dispersion, ce qui réduit leur fraction volumique.

La figure 7.32 représente les niveaux de transmittance pour les différentes hauteurs dans le spray, obtenus avec le modèle de référence et celui sans dispersion. Selon cette représentation, les

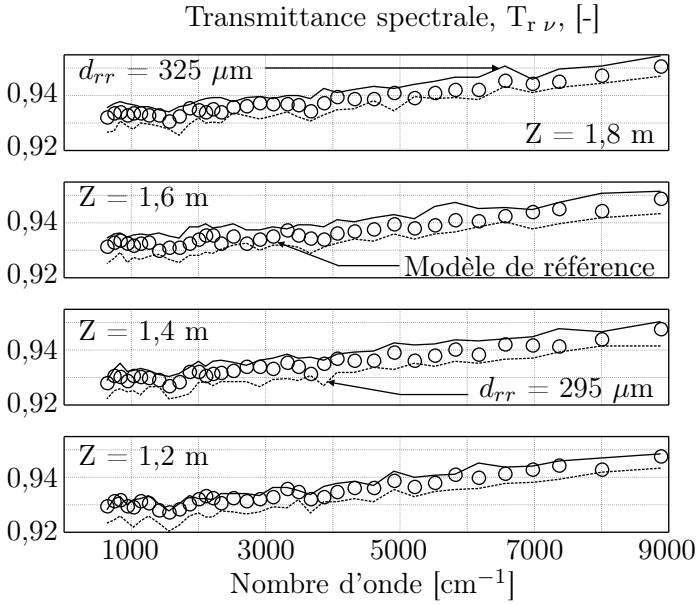


FIG. 7.29 – Test de sensibilité de la transmittance à la granulométrie

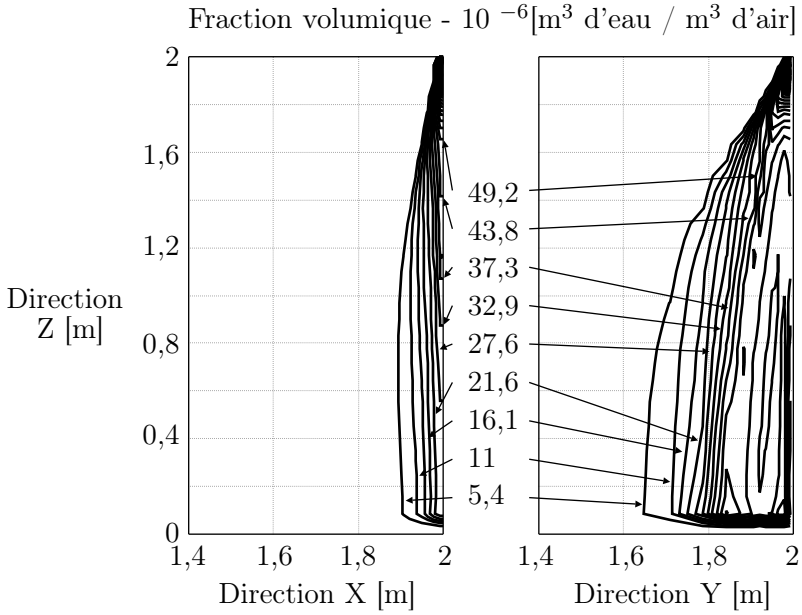


FIG. 7.30 – Fraction volumique en gouttes dans le spray sans dispersion turbulente

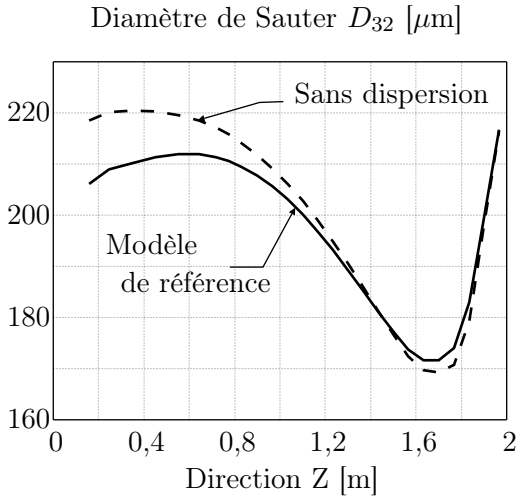


FIG. 7.31 – Évolution du D_{32} sans le phénomène de dispersion turbulente

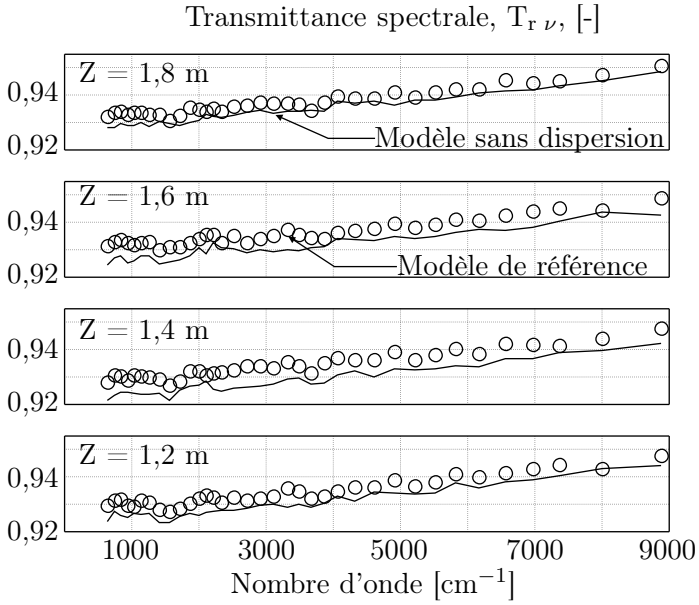


FIG. 7.32 – Test de sensibilité de la transmittance sans la dispersion turbulente

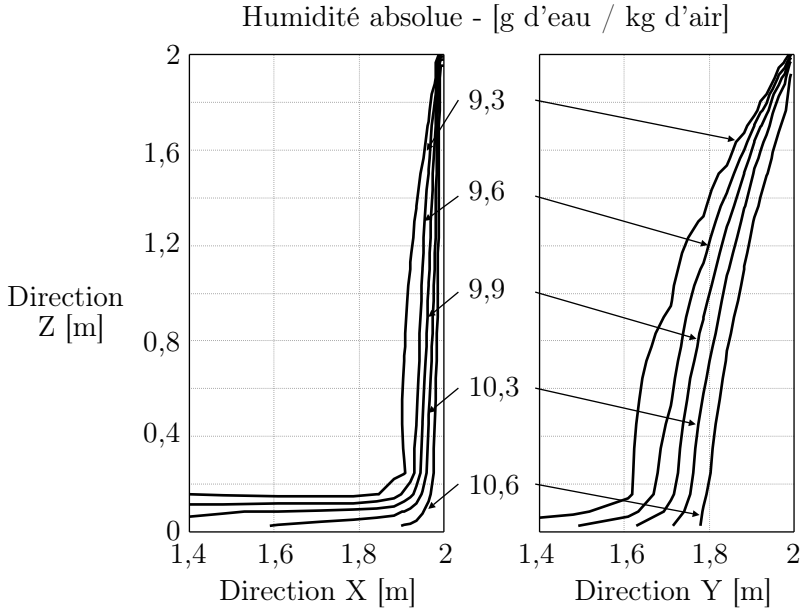


Fig. 7.33 – Évolution de l'humidité absolue

écarts sont relativement faibles. Sans la dispersion, la transmittance est sous-estimée d'environ 0,5%. Cette différence de comportement ne peut s'expliquer que par une différence de fractions volumiques car les diamètres moyens (représentés sur la figure 7.31) sont sensiblement identiques pour les différentes hauteurs étudiées ici.

Pour le modèle complet, le phénomène de dispersion permet la formation d'un brouillard de petites particules autour du spray. Sans le phénomène de dispersion, ces gouttes de petits diamètres sont confinées à l'intérieur du spray. Cette particularité induit une empreinte de pulvérisation plus réduite et une fraction volumique de petites particules au cœur du spray plus importante.

Pour conclure sur ce test de sensibilité, le modèle de dispersion a une influence limitée sur la géométrie du spray et sur les différentes valeurs de transmittance que nous avons observées.

7.3.5 Influence de l'humidité absolue

Ce cas de simulation met en avant l'influence des conditions aux limites sur l'humidité absolue. Le cas proposé, ici, reprend la simulation de référence mais la condition aux limites est modifiée à 9 g d'eau / kg d'air. Cette valeur correspond, pour une température de 300 K, à une humidité relative de 40% (au lieu de 60% pour le cas de référence).

La figure 7.33 illustre l'évolution du champ d'humidité absolue. La variation maximale d'humidité absolue est de 2 g de vapeur / kg d'air. L'humidité relative est au maximum de 60%, sous des conditions de 11 g de vapeur / kg d'air et 296,5 K en température. L'évaporation des gouttes est ici plus importante que celle présentée dans le cas de référence, puisque le gradient d'humidité absolue est moteur pour ce phénomène. Pour le modèle de référence, la diminution maximale de température était de 2 K. Ici, la température minimale est de 296,5 K soit une diminution de 3,5 K.

La figure 7.34 présente la comparaison entre les différents niveaux de transmittance. Nous pouvons remarquer que les écarts entre les représentations ne sont pas significatifs. Bien que l'humidité absolue ait fortement évolué dans notre milieu, les pics d'absorption des différentes

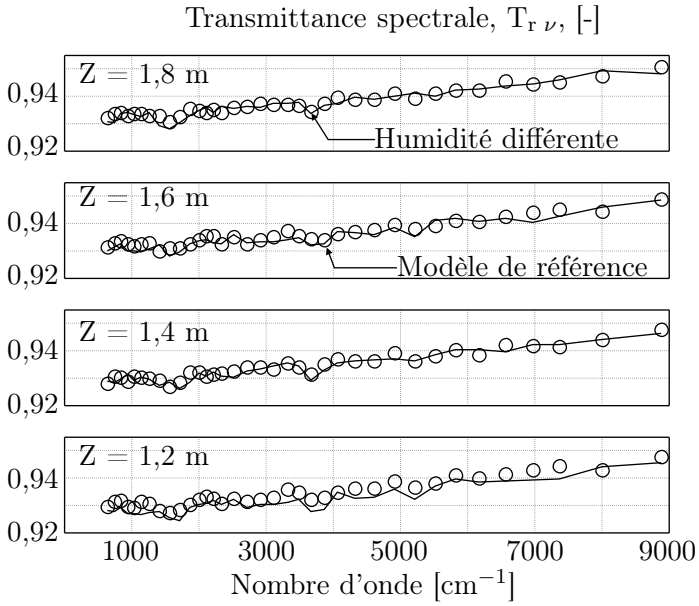


FIG. 7.34 – Test de sensibilité de la transmittance à l'humidité absolue (ligne continue : humidité modifiée, symbole O : cas de référence)

espèces gazeuses ne sont pas très marqués avec le modèle à 43 bandes utilisé ici.

Cette comparaison permet de confirmer le faible rôle du phénomène d'évaporation (sans source radiative intense) pour l'étude du transfert radiatif au travers du spray.

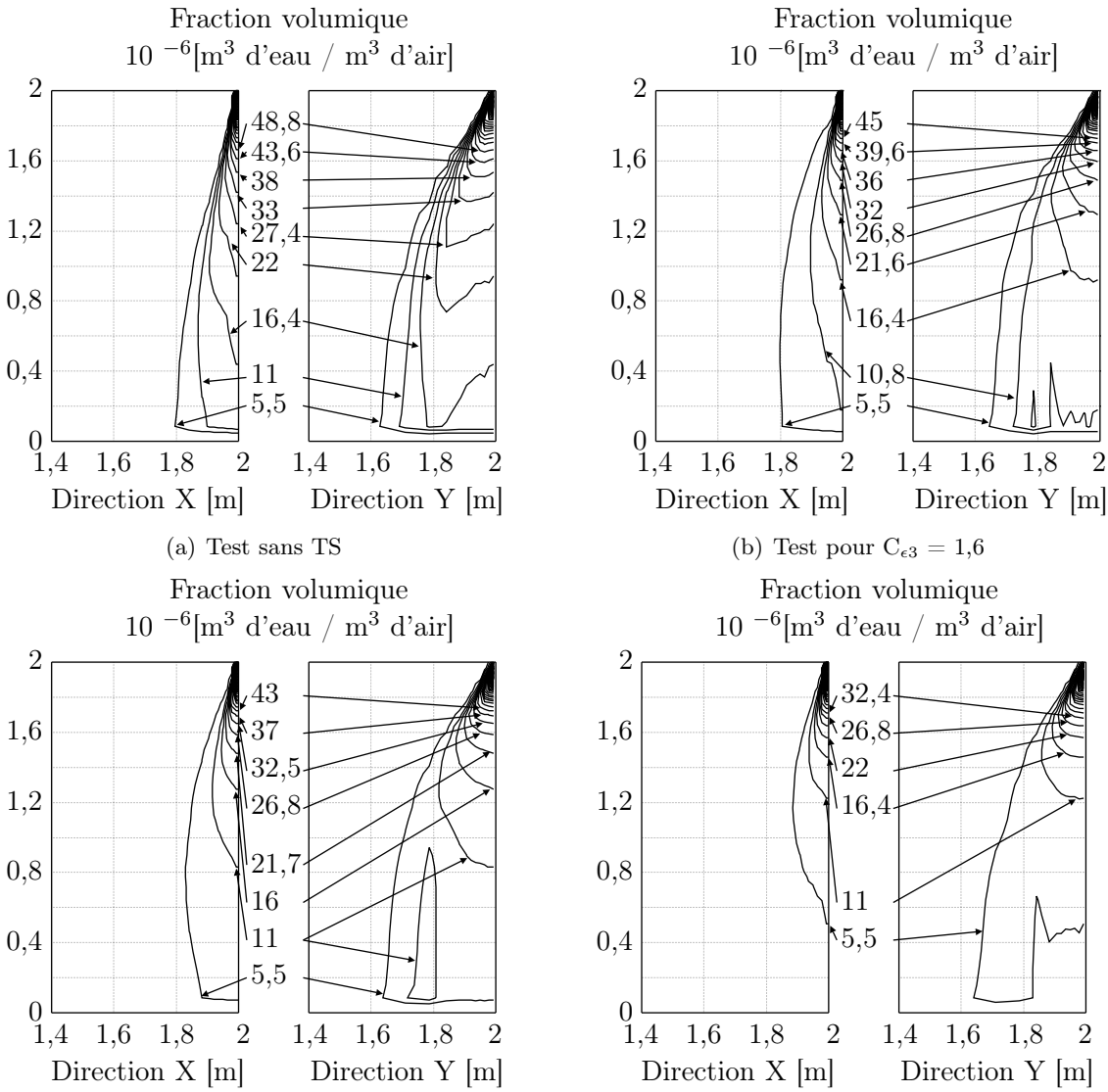
7.3.6 Influence des termes sources de la modulation de la turbulence

L'objectif de cette partie est d'évaluer la sensibilité de nos résultats au modèle de modulation de la turbulence du fluide par les particules. Ce phénomène est représenté directement par des termes sources dans les équations de bilan de la phase continue, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Jusqu'à présent, nous avons choisi de travailler avec le formalisme du modèle hybride et une valeur de $C_{\epsilon 3}$ prédéfinie à 1,87.

Une première simulation a été effectuée en utilisant le formalisme classique (présenté dans la section 3.1.3 du chapitre 3). Les résultats (non présentés ici) n'ont donné aucune satisfaction : le phénomène de dispersion est très largement surestimé, les vitesses du fluide ne dépassent pas 0,1 m/s. Cela ne parait pas envisageable notamment au niveau du point d'injection des particules (rappelons que les gouttes sont injectées avec une vitesse initiale de 18 m/s). Le formalisme classique ne peut prédire qu'une réduction de turbulence par les particules [Moissette, 2001]. Pour des particules de taille plus importante, ce modèle ne permet pas de prendre en compte les effets de sillages générateurs de turbulence derrière les grosses gouttes. Cela peut expliquer les mauvais résultats obtenus par cette simulation.

Un second cas test a été simulé sans prendre en compte aucun terme source. La figure 7.35(a) illustre l'évolution de la fraction volumique du rideau d'eau. Bien que la géométrie et les niveaux de fraction volumique atteints sont relativement comparables à ceux de la simulation initiale, l'empreinte du spray semble être légèrement plus large.

Les cas tests suivants utilisent le formalisme du modèle hybride pour différentes valeurs de la constante $C_{\epsilon 3}$: 1,6, 1,4 et 1,2. Les figures 7.35(b), 7.35(c) et 7.35(d) représentent les fractions volumiques pour ces différents tests. L'influence de ce terme combiné à la dispersion semble très



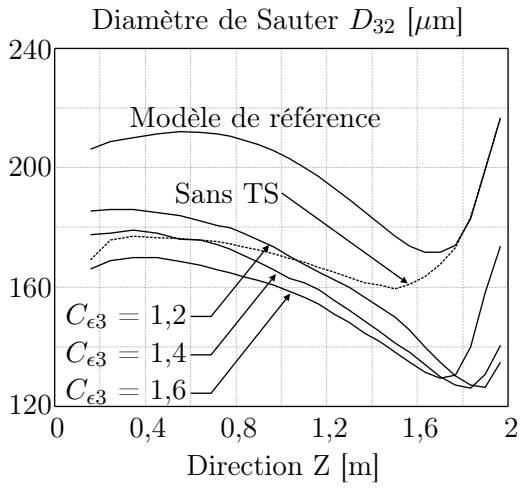
(a) Test sans TS

(b) Test pour $C_{\epsilon 3} = 1{,}6$

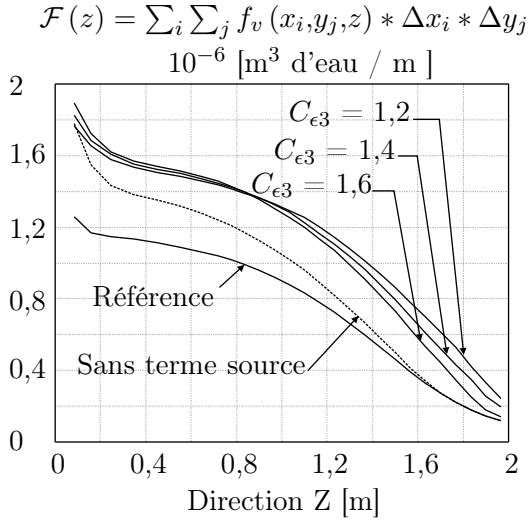
(c) Test pour $C_{\epsilon 3} = 1{,}4$

(d) Test pour $C_{\epsilon 3} = 1{,}2$

FIG. 7.35 – Comparaison des différentes fractions volumiques



(a) Évolution du diamètre de Sauter



(b) Évolution de la quantité d'eau

FIG. 7.36 – Influence des termes sources de modulation de la turbulence sur la granulométrie

marquée.

La conséquence est visible sur la figure 7.36(a) qui représente l'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur. Au sein de ces différentes simulations, les petites gouttes sous l'effet de la dispersion, forment un brouillard de petites particules autour du rideau d'eau. Par leur population importante, elles permettent de diminuer considérablement la valeur du D_{32} notamment dans la zone d'injection des particules.

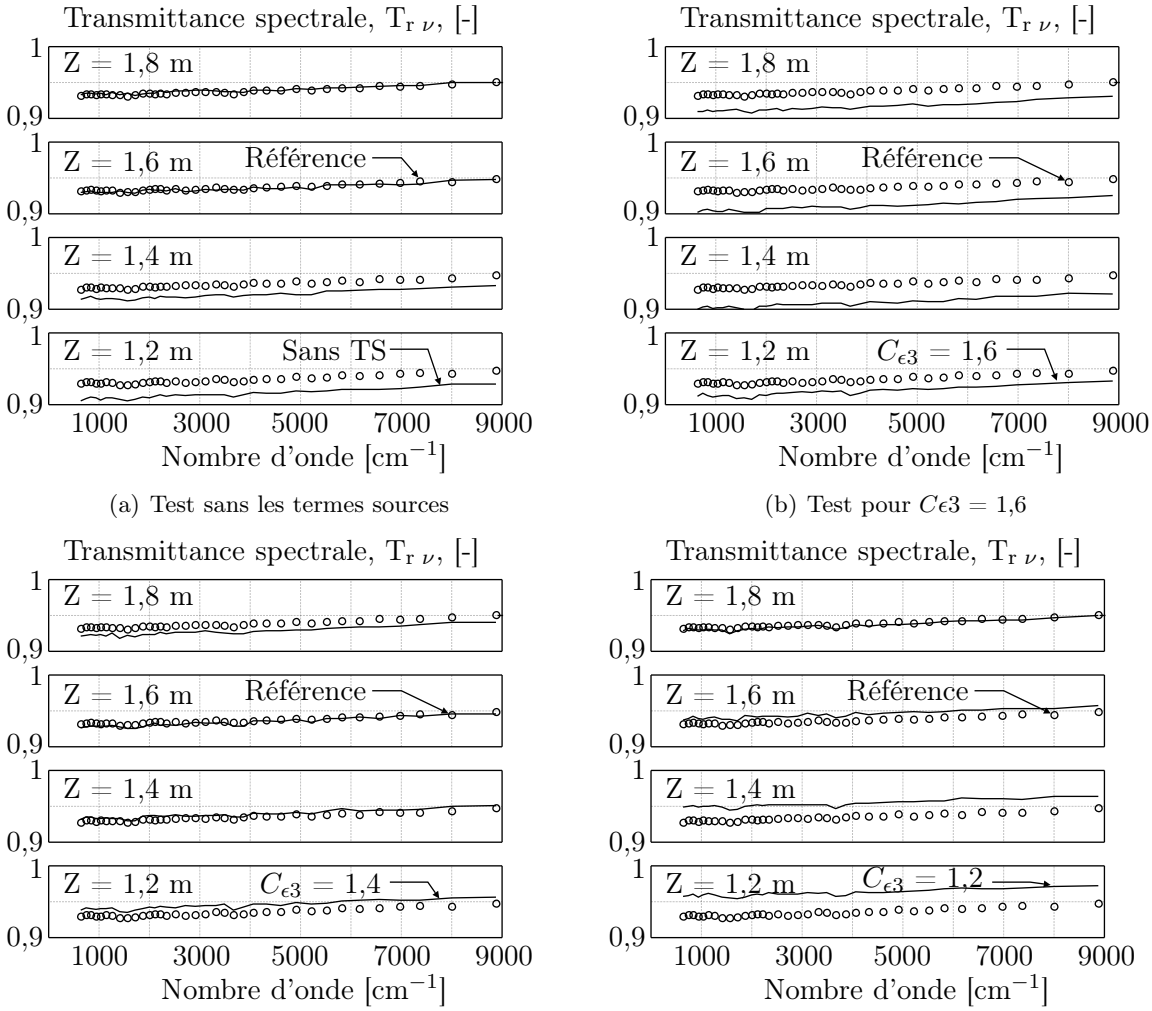
De plus, la fraction volumique représentée sur la figure 7.35(d) nous montre que le spray a perdu sa forme géométrique (alors que nos observations lors des essais expérimentaux montraient bien une forme globalement conique proche de notre simulation de référence). Il est alors difficile de le distinguer au sein d'un brouillard de petites particules (brouillard formé par une très faible fraction volumique de petites particules).

La présence d'un brouillard de petites particules entraîne également une augmentation de la quantité d'eau au sein du rideau. La figure 7.36(b) permet de comparer les différentes quantités d'eau pour chaque simulation par rapport au cas de référence. La quantité d'eau est plus importante au pied du rideau avec une augmentation maximale de 33% par rapport au cas de référence.

Les différentes représentations de la figure 7.37 permettent de comparer les transmittances obtenues pour chaque cas de simulations. Pour ces résultats, les échelles des figures ont été modifiées par rapport aux cas précédents. De manière globale, les transmittances obtenues s'éloignent des simulations numériques du cas de référence, et donc des résultats expérimentaux.

Pour chaque cas de simulation, nous pouvons remarquer notamment que les transmittances varient de façon significative en fonction de la hauteur dans le rideau. Cette constatation n'est pas en adéquation avec les observations expérimentales, ce qui remet en cause la validité de ces résultats. Par contre, la valeur choisie pour le cas de référence (c'est à dire $C_{\epsilon 3} = 1,87$) nous semble un bon compromis car elle nous permet d'observer un niveau correct pour les transmittances, une invariance des transmittances en fonction de la hauteur et produit des résultats dynamiques cohérents avec nos observations.

Les résultats obtenus à 20 ou 40 cm du point d'injection semblent être en meilleure adéquation avec les résultats de référence que ceux simulés à 60 cm et à 80 cm. En fait, dans la zone de 20



(a) Test sans les termes sources

(b) Test pour $C\epsilon 3 = 1{,}6$

(c) Test pour $C\epsilon 3 = 1{,}4$

(d) Test pour $C\epsilon 3 = 1{,}2$

FIG. 7.37 – Influence des termes sources de modulation de la turbulence sur la transmittance spectrale

à 40 cm sous la buse d'injection, les particules sont sous l'effet de l'inertie de départ, réduisant ainsi l'influence de la turbulence. Une fois que les particules sont en équilibre hydrodynamique avec le fluide, la turbulence et le phénomène de dispersion jouent alors un rôle plus important, notamment pour $Z < 1{,}6$ m. C'est pourquoi dans cette zone les résultats sont moins satisfaisants.

Nous venons au travers de ce chapitre de valider notre code numérique, aussi bien sur la partie dynamique que sur celle dédiée au transfert radiatif. Nous avons montré notamment que nos résultats d'atténuation sont extrêmement sensibles à deux paramètres : l'approche par une monodispersion et le choix du formalisme pour la modulation de la turbulence par les particules. Ces constatations sont valables pour l'étude d'un spray unique et ne sont pas forcément correctes pour une autre configuration, comme des dispositifs de rampes par exemple.

Chapitre 8

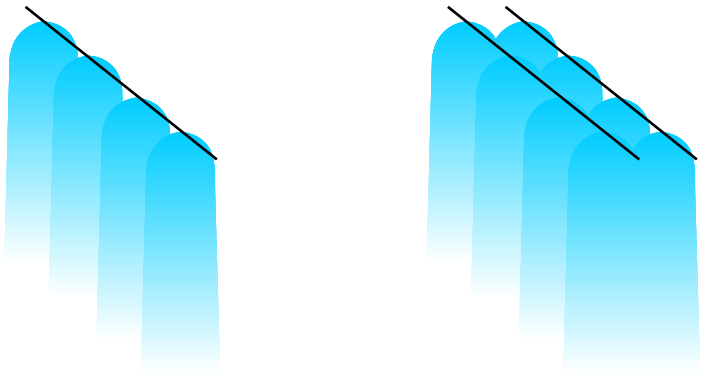
Étude de l'atténuation du rayonnement par des rampes

Ce chapitre traite de l'utilisation de rampes comme dispositif de protection incendie. La configuration d'une rampe simple ou d'une double rampe, représentée sur la figure 8.1 permet de réaliser un bouclier radiatif dont les dimensions sont étendues. Au travers de ce chapitre, nous allons évaluer l'efficacité d'atténuation de ces dispositifs

Dans une première section, nous analyserons les résultats obtenus par simulation d'une rampe simple. Nous étudierons également la sensibilité de nos résultats à la formulation des termes sources de modulation de la turbulence. En effet, nous avons vu que les résultats du chapitre 7 (transmittances directionnelles) étaient très sensibles à ces paramètres. Pour des configurations de type rampes, nous devons déterminer si nous avons toujours la même dépendance à la modulation de la turbulence et à la constante $C_{\epsilon 3}$ en particulier.

La seconde section analyse l'évolution de l'atténuation du rayonnement en fonction du débit. Les phénomènes physiques (dynamique et rayonnement), régissant le comportement du spray sont complexes et dépendent les uns des autres. Il n'est donc pas possible de déduire les niveaux d'atténuation pour différentes configurations sans procéder à la simulation complète à chaque fois.

La troisième section porte sur l'optimisation possible de ces dispositifs en passant d'une simple rampe à une double rampe. D'un point de vue pratique, cette technique impose de dédoubler



Simple rampe Double rampe

FIG. 8.1 – Différents dispositifs envisagés pour la protection

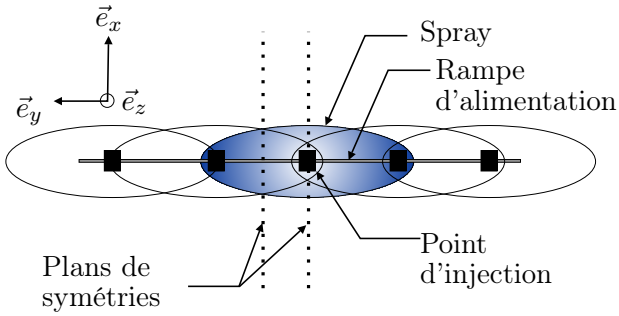


FIG. 8.2 – Définition du domaine d'étude

l'ensemble du dispositif de protection (deux fois plus de conduites et de tuyères). Nous montrons alors que pour une même consommation d'eau, l'atténuation est plus importante pour le dispositif en double rampes. Nous verrons également que la recherche de l'atténuation maximale est liée à l'espacement entre les deux rampes.

Ensuite, la quatrième section permet de comparer le comportement spectral de sprays pour différentes granulométries. Nous avons vu que d'un point de vue radiatif, l'utilisation de petites gouttes permet en théorie (par les propriétés radiatives) d'augmenter l'efficacité d'atténuation. Cependant, l'utilisation de ces petites gouttes peut modifier la dynamique de l'écoulement d'air et provoquer une évolution de la fraction volumique, ce qui peut soit améliorer, soit diminuer le niveau d'atténuation atteint avec le rideau d'eau.

Enfin, la dernière section présente un test mené sur l'angle d'injection des gouttes. Il montre l'évolution de l'atténuation pour des pulvérisations produites par des sprays coniques d'angles d'ouverture variables.

8.1 Étude d'une rampe

Le cas d'application que nous présentons ici se rapproche de l'application industrielle, alors qu'au chapitre 7, nous avons présenté une étude fine de type laboratoire sur un spray unique. L'objectif est de réaliser un mur d'eau obtenu par plusieurs pulvérisations installées les unes à côté des autres. Les figures 8.1 et 8.2 montrent des exemples de ces dispositifs. Le recouvrement des empreintes des sprays permet de former un bouclier efficace contre le rayonnement. Dans le cadre des travaux présentés ici, l'écartement entre les tuyères est fixé à 10 cm, distance permettant un recouvrement complet.

Pour simuler de façon numérique cette configuration, nous utilisons les différents plans de symétrie que propose notre problème. Les deux premiers plans sont perpendiculaires à l'axe Y. Ces symétries sont représentées sur la figure 8.2. Le premier plan passe par la buse d'injection. Le second coupe en son centre le segment reliant deux tuyères voisines. De plus, une autre symétrie est possible pour la partie dynamique : le plan orienté selon la normale $\vec{e}_x$ et passant encore une fois par la tuyère. Ces symétries nous permettent de réduire considérablement les efforts de calcul.

Les autres frontières du domaine (selon les axes X et Z) sont considérées comme des parois. Le domaine d'étude est alors représenté par un parallélépipède de dimensions 1,5 m x 5 cm x 3 m. Le maillage utilisé est non uniforme selon les axes X et Z mais régulier pour l'axe Y comme le montre la figure 8.3. Le nombre de mailles est fixé à 30 x 5 x 60.

Les données dont nous disposons pour nos simulations concernent une tuyère (la TP 400

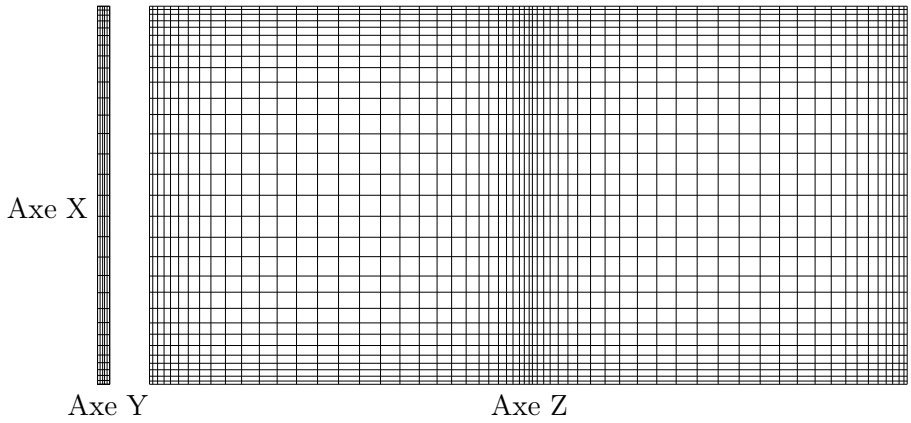


FIG. 8.3 – Présentation du maillage utilisé

067) dont le débit est relativement faible par rapport à ce qui est utilisé dans les applications industrielles. Pour obtenir des atténuations réalistes, nous testerons l'effet de l'augmentation des débits (par un facteur 5, 10 voire 20) en conservant les autres paramètres d'entrée (les angles d'injection par exemple). Il s'agit là d'un exercice de simulation numérique. Il faudrait pour être plus précis, disposer de données expérimentales supplémentaires.

Le premier spray simulé possède donc des caractéristiques similaires à celles de la TP 400 067 à 1,5 bars. Le débit d'eau considéré par tuyères est de $20{,}9{\cdot}10^{-6}$ m^3 d'eau / s (ce qui correspond à 5 fois son débit nominal). La modélisation du spray se fait à partir d'une polydispersion distribuée selon une loi de Rosin Rammler dont les paramètres sont $d_{\text{rr}} = 310$ μm et $\delta_{\text{rr}} = 2{,}66$. La granulométrie est représentée par une vingtaine de classes de diamètres compris entre 50 μm et 500 μm. Les angles d'injection sont de 8^o et de 20^o d'ouverture respectivement selon les axes X et Y.

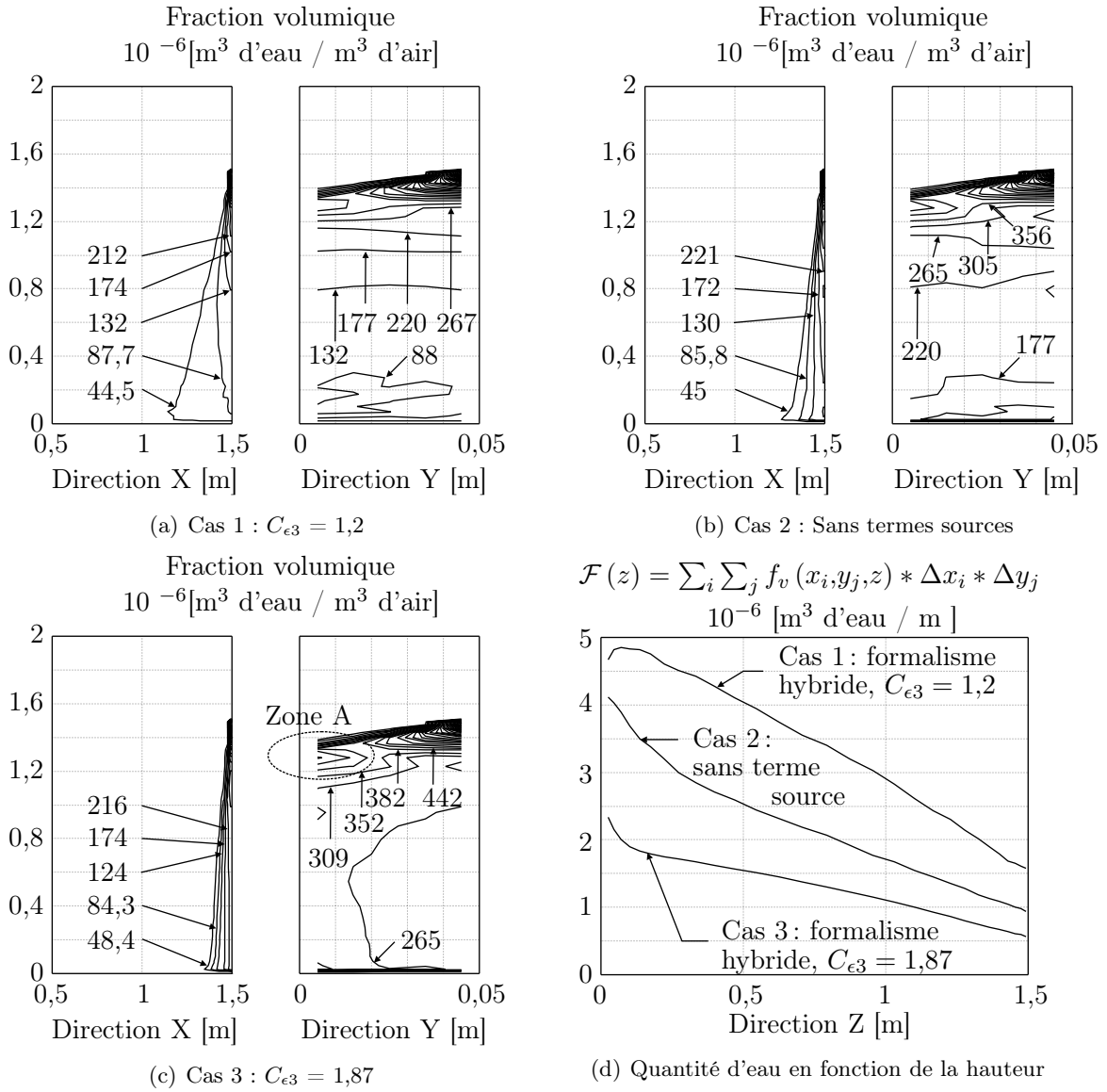
La buse d'injection est fixée au point d'abscisse (1,5 m ; 5 cm ; 1,5 cm). Les conditions aux limites pour la température et l'humidité absolue sont fixées à 300 K et de 13,5 g d'eau / kg d'air, soit une humidité relative de 60%.

Pour cette première étude, nous nous attacherons à présenter des résultats sur les caractéristiques du spray (comme sa géométrie, les fractions volumiques, ...). Cependant, nous avons vu au travers du chapitre 7 que nos résultats sont assez sensibles à la fois à la prise en compte ou non des termes sources liés à la modulation de la turbulence du fluide par les particules et au choix de la constante $C_{\epsilon 3}$. C'est pourquoi, nous traitons le cas de cette rampe sous trois conditions de simulation différentes. Deux simulations utilisent ces termes sources basés sur le formalisme hybride, où la valeur de la constante $C_{\epsilon 3}$ est fixée successivement à 1,87 et à 1,2 (cas respectivement nommé cas 3 et cas 1). La valeur 1,87 correspond en effet au meilleur compromis que nous avons eu pour obtenir une bonne adéquation entre les résultats de simulations numériques et expérimentaux (Cf. chapitre 7). La valeur de 1,2 est quand à elle utilisée dans de nombreuses études d'écoulements diphasiques. Enfin, la dernière condition testée, cas 2, ne prend pas en compte ces termes sources. Cette pratique est assez courante, compte tenu de la difficulté que représente la modélisation des effets des particules sur la turbulence du fluide. La table 8.1 résume la configuration associée à chacun des cas d'étude. L'objectif est de montrer d'éventuelles différences sur le comportement des rampes et de définir un cas de référence pour nos prochaines simulations.

Les figures 8.4 représentent les évolutions des fractions volumiques dans les différents cas, selon les axes centraux de la pulvérisation. Rappelons que l'axe Y est l'axe de la rampe d'ali-

Numéros	Caractéristiques
Cas 1	Formulation hybride, $C_{\epsilon 3} = 1,2$
Cas 2	Sans les termes sources de modulation de la turbulence
Cas 3	Formulation hybride, $C_{\epsilon 3} = 1,87$

TAB. 8.1 – Synthèse des cas testés



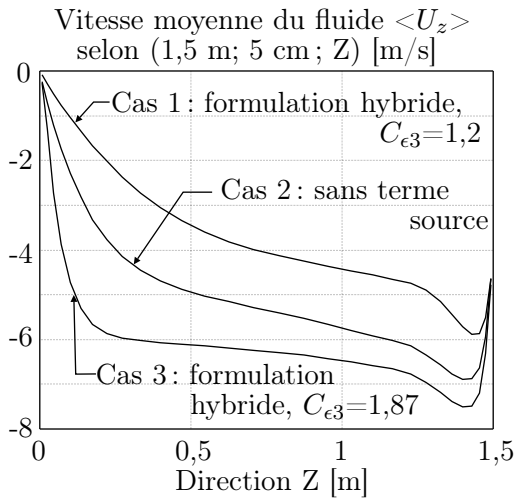
(a) Cas 1 : $C_{\epsilon 3} = 1,2$

(b) Cas 2 : Sans termes sources

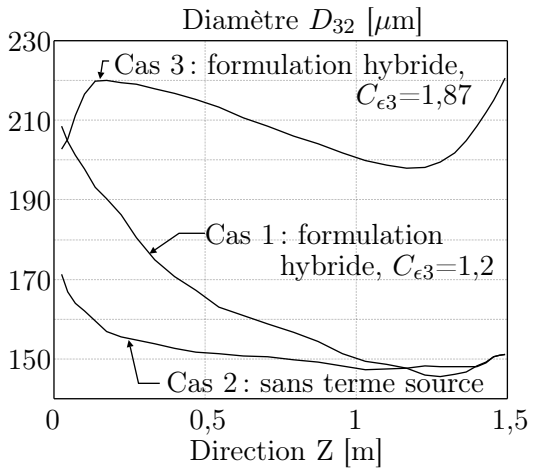
(c) Cas 3 : $C_{\epsilon 3} = 1,87$

(d) Quantité d'eau en fonction de la hauteur

FIG. 8.4 – Évolution de la fraction volumique pour des formalismes de modulation de la turbulence différents



(a) Évolution de la vitesse moyenne verticale du fluide <U_z> en fonction de la hauteur selon une ligne définie par (1,5m ; 5 cm ; z)



(b) Évolution du diamètre moyen de Sauter

FIG. 8.5 – Comparaison de données sur le fluide en fonction du formalisme choisi

mentation des tuyères et que l'axe X, perpendiculaire à ce dernier, correspond à la principale direction de propagation du rayonnement (Cf. figure 8.2 pour plus de précisions).

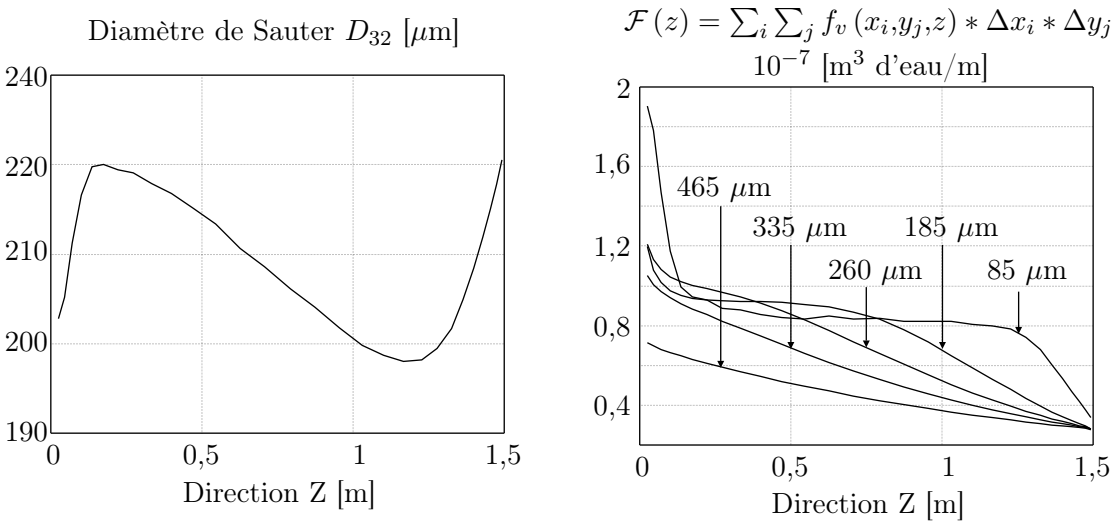
Les empreintes des sprays diffèrent en fonction de la modélisation choisie. Ainsi, la figure 8.4(a), représentant le cas 1, montre un spray de section beaucoup plus importante que les deux autres. De nombreuses particules sont dispersées autour du spray, traduisant d'une part, que le phénomène de dispersion est important (turbulence élevée) et d'autre part que la vitesse d'écoulement d'air est réduite par rapport aux autres cas.

La pulvérisation obtenue pour le cas 3 présente les fractions volumiques en goutte d'eau les plus importantes au cœur du spray. Cette particularité est due à son empreinte qui est de taille réduite par rapport aux autres, permettant une concentration de particules très localisée et donc plus élevée.

Sur ces figures, nous pouvons constater que les représentations, obtenues pour les cas 2 et 3, sont en quasi accord avec une légère différence sur la valeur de fraction volumique. La représentation du cas 1 montre des valeurs de fractions volumiques pour ces plans (XZ et YZ) assez faibles, environ trois fois plus faibles que celles du cas 3.

Les représentations obtenues dans le plan (YZ) permettent de distinguer l'effet de recouvrement des sprays. La zone, étiquetée "Zone A", définie sur la figure 8.4(c) indique une augmentation de la fraction volumique très localisée sur l'enveloppe extérieure du spray. Le recouvrement est atteint à cet endroit, à partir d'une vingtaine de centimètres sous le point d'injection. Pris indépendamment chacun des cas présentés sur la figure 8.4 montre que la fraction volumique est quasi invariante en fonction de l'axe Y. Par contre, quantitativement, les valeurs diffèrent si nous comparons, sur la figure 8.4(d), l'évolution des quantités d'eau en fonction de la hauteur, nous observons de larges écarts entre les simulations. Ainsi, au pied du rideau d'eau les écarts entre le cas 1 et le cas 3 peuvent atteindre un rapport supérieur à deux. Les résultats du cas 2 présentent un intermédiaire entre les deux autres.

Les résultats obtenus dans les différentes configurations testées montrent donc des différences assez importantes. Il est alors difficile de déterminer un cas de référence car nous manquons d'informations expérimentales sur ces dispositifs de rampes. Cependant, la figure 8.5(a) illustre



(a) Évolution du diamètre moyen de Sauter

(b) Évolution de la quantité d'eau

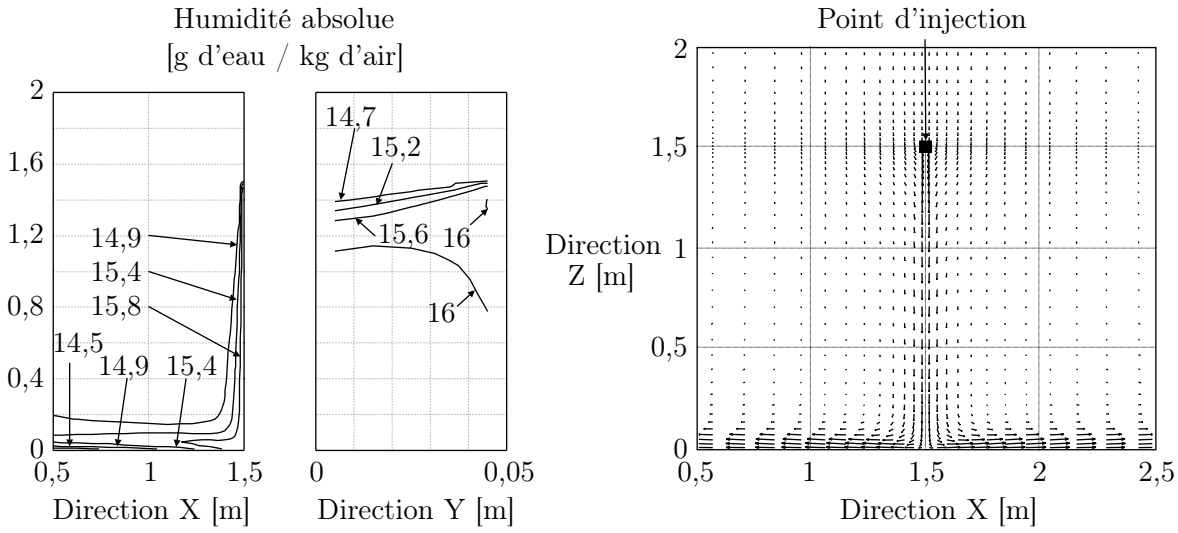
FIG. 8.6 – Répartition spatiale des gouttes pour la configuration $C_{\epsilon 3} = 1{,}87$

l'évolution de la composante selon Z de la vitesse moyenne du fluide pour les trois cas testés suivant une ligne donnée (1,5 m, 5 cm, Z). Nous pouvons constater que le module de cette vitesse est plus élevé dans le cas 3 et plus faible dans le cas 1, le cas 2 présentant un compromis entre les deux. Si nous comparons ces valeurs à 20 cm sous le point d'injection aux données expérimentales de Zimmer [Zimmer, 2001] pour un spray seul (Cf. figure 7.5(a)), nous constatons que l'ordre de grandeur de la vitesse pour le cas 1 n'a pas évolué alors que nous étudions ici une rampe pour laquelle le débit a été multiplié par cinq sur chaque spray. Nous pourrions attendre, au contraire, une valeur de vitesse plus importante. Ce comportement permet d'émettre un doute quant à la validité du modèle représentant le cas 1.

De plus, la figure 8.5(b) montre l'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur. Nous pouvons observer que pour le cas 3, l'évolution du D_{32} est typique de ce que nous avons déjà présenté au chapitre 7. Au contraire, pour les cas 1 et 2, le comportement du diamètre moyen est assez étonnant. D'une part, nous ne retrouvons l'évolution caractéristique du D_{32} (diminution après le point d'injection accompagné ensuite d'une augmentation) sur aucune de ces représentations. D'autre part, au point d'injection, nous n'observons pas la valeur d'environ 220 μm qui définit la distribution granulométrique injectée au niveau de la buse. L'évolution assez particulière du D_{32} pour les cas 1 et 2 montre que pour chaque pulvérisation, les sprays sont entourés d'un brouillard très dilué de petites particules. Le phénomène moteur pour entretenir ces gouttes autour du spray est la dispersion et un niveau de turbulence probablement surestimé au sein de notre pulvérisation.

Ainsi, compte tenu de notre expérience du chapitre 7 et des aberrations que nous venons de mettre en avant, le formalisme hybride avec une constante $C_{\epsilon 3}$ de 1,87 nous paraît le plus adapté et constituera notre modélisation de référence. D'une part, cette modélisation est déjà apparue comme le meilleur compromis pour retrouver les résultats expérimentaux sur un spray unique. D'autre part, les autres modélisations proposent des résultats non satisfaisants (signalons, toutefois qu'une étude expérimentale sur ce type de rampes paraît nécessaire pour confirmer la validité de notre formulation).

Pour le cas de référence (cas 3), la figure 8.6(a) montre le comportement du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur. Nous avons déjà discuté de l'évolution de ce diamètre dans le



(a) Évolution du champ d'humidité

(b) Évolution des champs de vitesse

FIG. 8.7 – Résultats pour $C_{\epsilon 3} = 1{,}87$

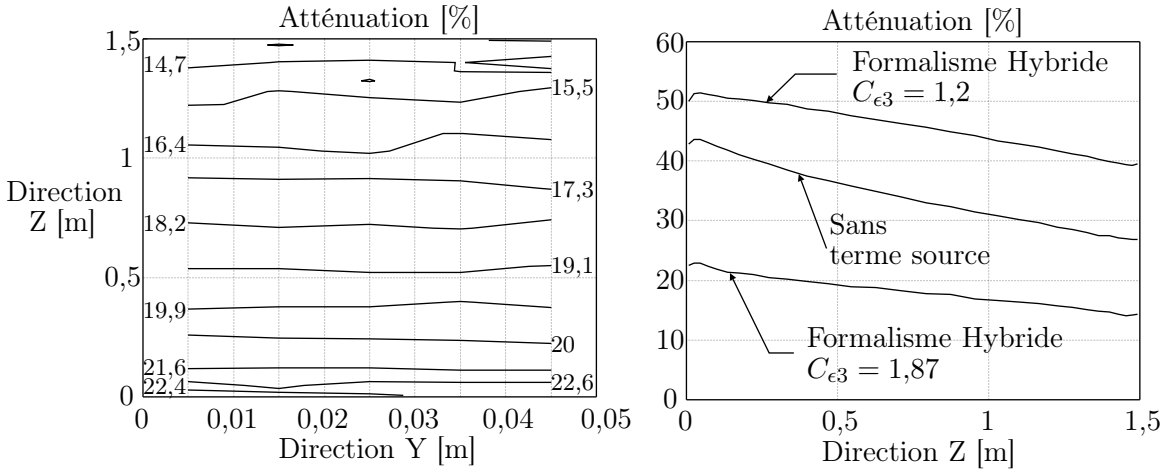
chapitre 7. Il est intéressant de voir ici que le minimum est moins marqué que sur la figure 7.5(b). L'utilisation d'un débit d'eau cinq fois plus élevé entraîne une vitesse verticale pour la phase fluide beaucoup plus importante. Ainsi, les particules de faible diamètre, dont le comportement est calé sur celui du fluide, ont un temps de séjour à l'intérieur du rideau d'eau plus réduit. Leur taux de présence n'est pas assez important pour induire une diminution significative du D_{32}. Cette constatation s'appuie également sur la figure 8.6(b) qui représente l'évolution de la quantité d'eau en fonction de la hauteur pour différentes classes de gouttes. Nous pouvons observer que la concentration en petites particules est relativement constante sur la hauteur du rideau d'eau, en dehors du point d'injection et du sol.

La figure 8.7(a) représente le champ d'humidité absolue pour le cas de référence. Nous remarquons que le maximum est à 16 g d'eau / kg d'air. Cette valeur est associée à une température moyenne du fluide de l'ordre de 298 K. L'humidité relative à l'intérieur du rideau d'eau est alors de 80%. La représentation de l'humidité absolue selon les plans (YZ) permet une nouvelle fois de remarquer que la pulvérisation est assez homogène selon l'axe Y.

La figure 8.7(b) est une illustration qualitative du champ moyen de vitesse. Nous pouvons observer que l'écoulement d'air est accéléré au voisinage du point d'injection des gouttes. La vitesse maximale (proche du point d'injection) est estimée autour de 7 m/s. La norme de la vitesse verticale est relativement constante sur toute la hauteur du spray. De plus, nous pouvons observer que l'écoulement est évacué vers l'extérieur une fois que l'air arrive au sol.

Voyons à présent des résultats concernant la résolution du problème de transfert radiatif à travers notre spray.

Les figures 8.8 illustrent l'évolution de l'atténuation du rayonnement en fonction de la configuration testée. La grandeur choisie pour représenter l'efficacité du rideau d'eau est une grandeur totale (grandeur intégrée sur toutes les longueurs d'onde), permettant de rendre réellement compte de la puissance qui est dissipée par notre écran de protection. Pour ces premiers résultats, nous supposerons que la source de rayonnement est assimilée à un corps noir à une température de 1273 K (température moyenne de sources d'incendie). L'atténuation est estimée de la façon suivante :



(a) Évolution selon le plan (YZ), pour le cas de référence (cas 3)

(b) Comparaison en fonction des différents formalismes sur la modulation de la turbulence

FIG. 8.8 – Évolution de l'atténuation du rayonnement par le spray

$$A_t = 1 - \frac{\text{Flux transmis avec le spray}}{\text{Flux transmis sans le spray}} \tag{8.1}$$

Pour toutes les simulations qui seront présentées dans ce chapitre, nous supposerons que l'éclairement est diffus et que la réception est hémisphérique. Les surfaces qui représentent la source radiative et la cible à protéger sont illustrées sur la figure 8.9. Ces surfaces sont définies sur toute la largeur et sur la mi-hauteur du domaine, ce qui correspond aux dimensions du spray utilisé.

La figure 8.8(a) propose pour le cas de référence (cas 3), l'évolution de l'atténuation dans un plan (YZ), sur la cible à protéger. Nous pouvons constater que l'atténuation est relativement invariante selon l'axe Y. L'écran de protection est donc relativement homogène dans cette direction. Nous observons par contre que l'atténuation augmente quand on s'éloigne verticalement du point d'injection vers le bas. On notera sur la figure 7.18 du chapitre 7 pour un spray seul, que nous avions observé au contraire une quasi invariance de la transmittance en fonction de la position verticale. Ici, il s'agit d'une rampe (et non d'un spray seul) et la grandeur étudiée est une transmittance hémisphérique sous incidence diffuse (et non une transmittance directe). Ce changement de configuration explique probablement la différence de comportement entre les deux études. L'évolution de l'atténuation est en adéquation avec celle de la quantité d'eau qui suit exactement la même tendance (Cf. figure 8.4(d)). Ainsi, l'atténuation pour le cas 3 est d'environ 15% en haut du spray pour atteindre 22% au niveau du sol.

Étant donnée la faible variation selon l'axe Y, nous présenterons des résultats de simulations uniquement en fonction de l'axe Z (en fonction de la hauteur) pour les prochaines simulations.

La figure 8.8(b) montre l'évolution de l'atténuation qui serait prédite si on utilisait un autre modèle de modulation de la turbulence par les gouttes. Compte tenu des grands écarts que nous avons constatés sur la quantité d'eau (Cf. figure 8.4(d)), la même tendance est observée sur les atténuations. Les résultats des cas 3 et 1 sont dans un rapport de 2,6 et ceux des cas 3 et 2, un rapport de 2 environ. Cela montre que nous sommes extrêmement sensibles à la façon dont nous modélisons la modulation de la turbulence par les particules et en l'occurrence à la valeur de la constante $C_{\epsilon 3}$. Rappelons cependant, que nous avons "disqualifié" les cas 1 et 2 et que nous utiliserons le formalisme hybride et une constante $C_{\epsilon 3}$ valant 1,87.

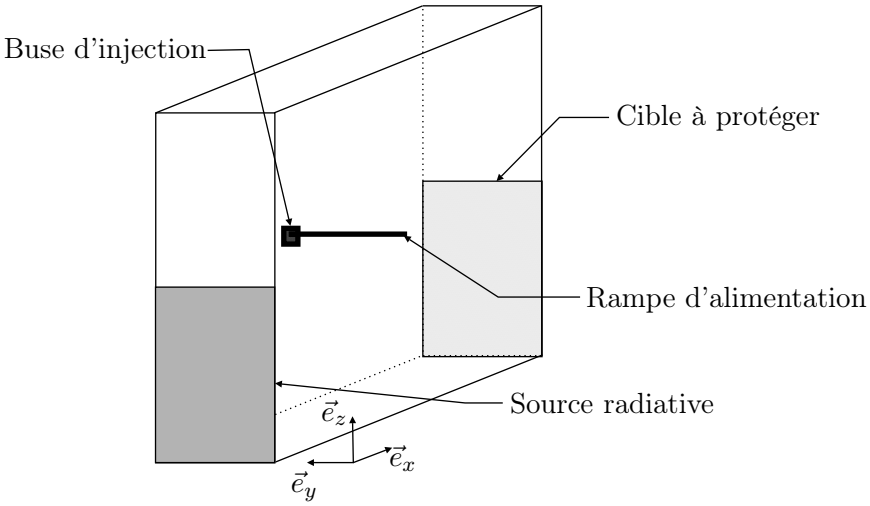
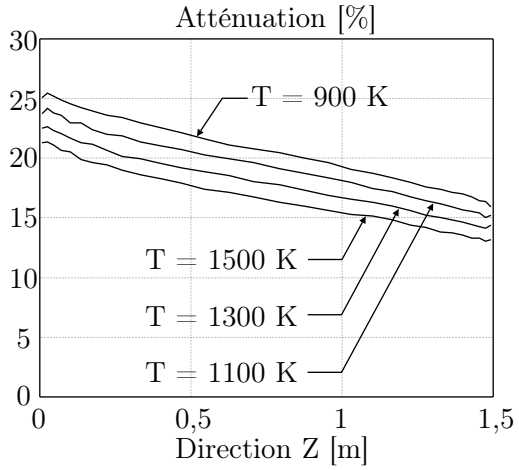
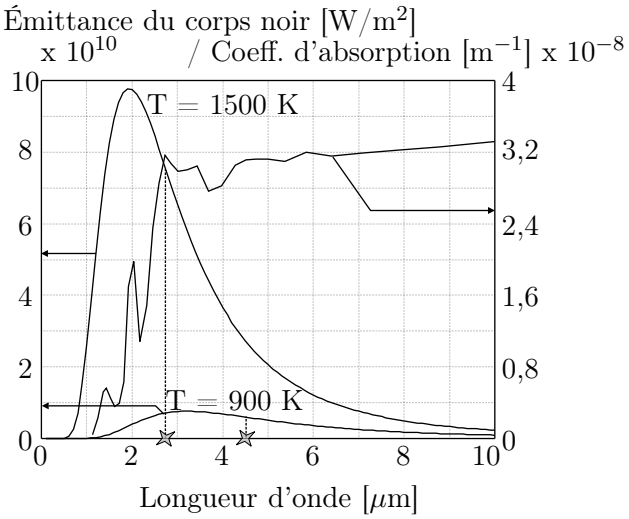


FIG. 8.9 – Définition du domaine d'étude pour la partie radiative



(a) Sensibilité à la température de la source



(b) Évolution de l'émittance et du coefficient d'absorption κ_λ (pour une goutte de diamètre 200 μm par mètre cube) en fonction de la longueur d'onde

FIG. 8.10 – Évolution de l'atténuation du rayonnement par le spray

La figure 8.10(a) représente l'évolution de l'atténuation selon la hauteur en fonction de la température de la source de rayonnement. Auparavant, les résultats présentés portaient sur une température de source de 1273 K, ce qui correspond à une valeur moyenne pour des flammes. Ici, cette grandeur vaut successivement 900 K, 1100 K, 1300 K et 1500 K. Nous remarquons que plus la température de la source est élevée, moins l'atténuation du rayonnement est importante. Pour 900 K, le niveau moyen d'atténuation est de 20%, alors qu'il n'est plus que de 17% pour 1500 K.

Pour expliquer ce comportement, il faut associer l'évolution de l'émittance spectrale du corps noir pour ces différentes températures, à celles des propriétés radiatives de la pulvérisation. La figure 8.10(b) illustre les évolutions de l'émittance pour 1500 K et 900 K et le coefficient d'absorption d'une goutte de diamètre 200 μm par mètre cube. Pour une source de rayonnement à une température de 1500 K, la moitié de l'énergie est émise entre 0 et 2,73 μm (longueur d'onde repérée sur la figure par une étoile). Pour une source à 900 K, cette plage correspond à la gamme 0 à 4,56 μm.

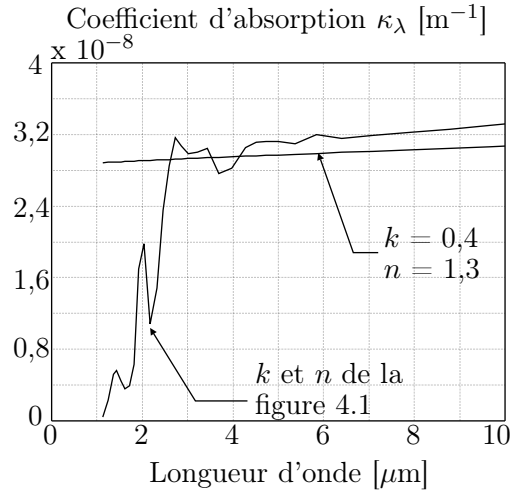
Comme nous l'avons déjà vu au cours du chapitre 4, et comme nous le montre la figure 8.10(b), le coefficient d'absorption des gouttes est relativement faible aux courtes longueurs d'onde. Raisonnablement, nous pouvons observer qu'en dessous de 3 μm, les gouttes absorbent mal le rayonnement incident, comparé à la gamme de longueurs d'onde 3 à 10 μm par exemple.

Ainsi, pour une source de rayonnement à 1500 K, plus de la moitié de l'énergie radiative émise est très mal absorbée par la pulvérisation. A l'inverse, pour une source à 900 K, plus de la moitié de l'énergie radiative émise se situe dans des gammes de longueurs d'onde où les gouttes absorbent de manière efficace le rayonnement. Par conséquent, le décalage du spectre d'émission vers les courtes longueurs d'onde rend les gouttes moins efficaces en terme d'absorption du rayonnement. Ce comportement explique donc la diminution de l'atténuation quand la température de la source augmente (Cf. figure 8.10(a)).

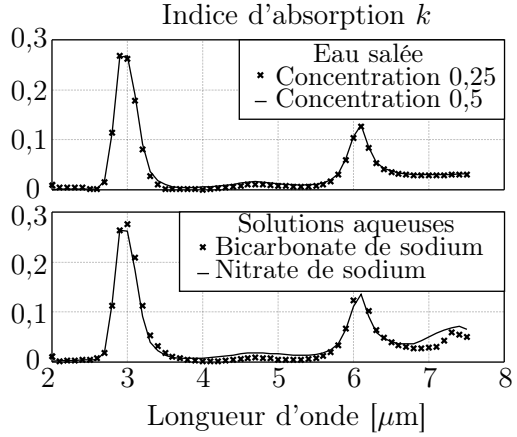
Néanmoins, nous avons vu dans le chapitre 4 que le coefficient de diffusion représente la quasi intégralité du coefficient d'extinction aux courtes longueurs d'onde. Cependant, quand nous considérons un rayonnement incident de type diffus (et non collimaté), le phénomène de diffusion ne joue pas un rôle très important pour l'extinction, mais contribue plutôt à une redistribution angulaire de l'énergie radiative. Globalement, le phénomène de diffusion est peu efficace pour l'atténuation aux courtes longueurs d'onde.

Nous voyons ici une contrainte supplémentaire pour les dispositifs de protection, puisqu'en fonction de la catégorie de l'incendie, le rideau d'eau sera plus ou moins efficace en terme d'atténuation. Comme nous venons de le voir, ce comportement est principalement dû à l'évolution spectrale du coefficient d'absorption, qui est très faible aux courtes longueurs d'onde. Les indices complexes d'absorption et de réfraction sont à la base du calcul du coefficient d'absorption. Ils sont représentés pour de l'eau sur la figure 4.1. La faible capacité pour des gouttes à absorber le rayonnement aux courtes longueurs d'onde provient, principalement, de l'indice d'absorption k qui est relativement faible entre 0 et 4 μm. Pour prouver l'influence de k, nous avons recherché les coefficients d'absorption avec la théorie de Mie d'une goutte de 200 μm, en considérant d'une part les indices complexes de l'eau (Cf. figure 4.1), puis en imposant une valeur moyenne pour n de l'ordre de 1,3 et une valeur supérieure arbitraire pour k de 0,4 (valeur non réaliste pour des solutions aqueuses, il s'agit juste ici d'un essai numérique). La figure 8.11(a) illustre l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde selon la configuration testée. Quand l'indice d'absorption k est plus grand, nous observons alors que l'efficacité d'absorption des gouttes aux courtes longueurs d'onde a considérablement augmentée. Ici, pour de faibles longueurs d'onde, le rapport entre les deux coefficients d'absorption peut atteindre 64.

Notre idée est alors d'ajouter différentes substances à l'eau qui permettraient d'augmenter



(a) Coefficient d'absorption d'une goutte de 200 μm par mètre cube



(b) Évolution de l'indice d'absorption [Hale et Querry, 1973, Querry *et al.*, 1972, Querry *et al.*, 1974, Querry *et al.*, 1977]

FIG. 8.11 – Tentative d'augmentation du coefficient d'absorption

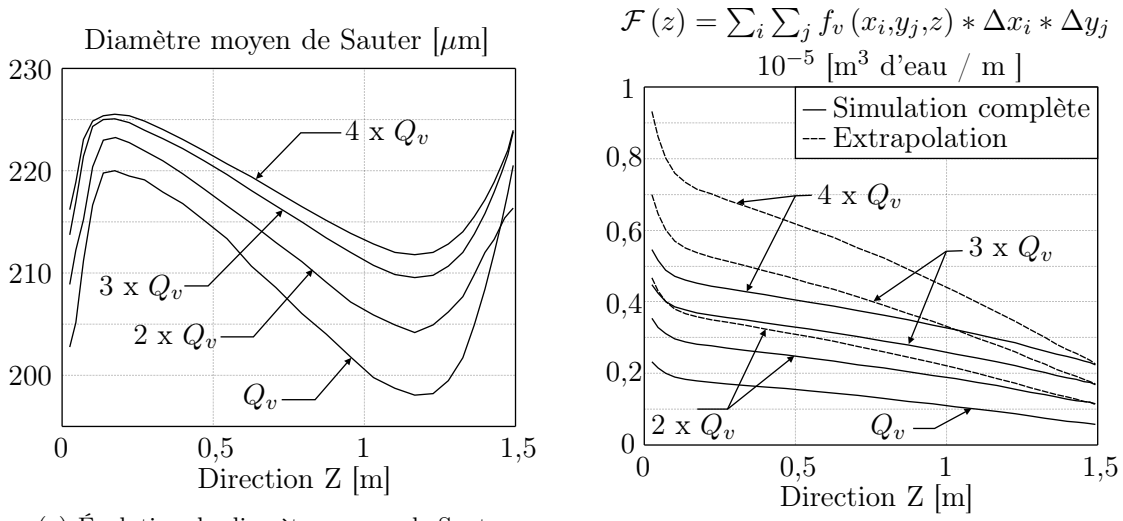
son indice d'absorption aux courtes longueurs d'onde. La figure 8.11(b) représente l'évolution de l'indice d'absorption pour différentes solutions aqueuses testées [Hale et Querry, 1973, Querry *et al.*, 1972, Querry *et al.*, 1974, Querry *et al.*, 1977] en fonction de valeurs d'indice disponibles dans la littérature. La première représentation illustre deux solutions aqueuses à base de sel dont les fractions molaires sont de 0,25 et 0,5. Nous observons que, malgré la concentration élevée de sel, l'indice d'absorption est très peu modifié. Il évolue même en défaveur du phénomène d'absorption, par la diminution de l'indice k. Des essais de simulations ont été réalisés avec de l'eau salée pour ces différentes concentrations. Cependant, ces simulations (non représentées ici) n'ont pas montré une meilleure efficacité de l'eau salée. D'autres substances peuvent être mélangées à l'eau. La seconde représentation de la figure 8.11(b) représente l'indice d'absorption k pour plusieurs solutions aqueuses à base de bicarbonate de sodium et de nitrate de sodium (ce composant sert juste d'illustration, il ne peut pas être utilisé pour nos applications, car c'est un produit toxique et inflammable) pour une concentration molaire de 0,5. Toutefois, nous n'observons pas d'amélioration de l'indice d'absorption.

8.2 Évolution de l'atténuation en fonction du débit

Les niveaux d'atténuation atteints avec une simple rampe (Cf. section 8.1) sont certes encourageant, autour de 20%, mais ils ne sont pas suffisants pour une protection maximale de biens ou de personnes. Pour obtenir des efficacités plus importantes avec ces dispositifs, il faut augmenter la quantité d'eau présente à l'intérieur du rideau d'eau. Le paramètre ayant une influence directe sur le niveau d'atténuation est alors le débit d'eau.

Cependant, les phénomènes dynamiques considérés ici sont complexes et dépendent les uns des autres. Si l'on augmente le débit, les effets de traînée et d'entraînement par l'écoulement d'air augmentent aussi, ce qui réduit le temps de séjour des gouttes. La fraction volumique en particules d'eau a alors augmenté mais pas forcément suivant le rapport escompté.

Cette section permet d'étudier l'évolution de l'atténuation du rayonnement en fonction du débit d'eau injecté. Nous réutiliserons les résultats présentés dans la section 8.1 et nous les



(a) Évolution du diamètre moyen de Sauter

(b) Évolution de la quantité d'eau

FIG. 8.12 – Évolution de la quantité d'eau en fonction du débit

comparerons à trois autres cas où le débit d'eau est égal à deux, trois et quatre fois le débit de référence (soit 10, 15 et 20 fois le débit nominal de la tuyère TP 400 067 à 1,5 bars).

Rappelons que l'augmentation de débit d'une tuyère est induite par une élévation de la pression au niveau de la buse d'injection. Cette modification de pression provoque également des changements sur les conditions d'éjection des gouttes (angles et norme de la vitesse d'éjection) et sur la granulométrie. Par manque d'information, nous gardons toutefois pour chaque simulation les mêmes conditions d'éjection des gouttes, comme nous les avons définies dans la section 8.1.

La figure 8.12(a) illustre l'évolution du diamètre de Sauter en fonction de la hauteur. Nous pouvons constater que plus le débit augmente, moins la variation du D_{32} est marquée. Par exemple, nous pouvons estimer que la variation du diamètre moyen pour le débit de référence Q_v est de 22 μm. Quand le débit est 4 fois plus important, cette amplitude ne vaut plus que 13 μm. L'élévation de la vitesse de l'écoulement d'air explique ce phénomène. L'ensemble des gouttes a une vitesse de chute plus grande. Comme les différences entre les vitesses des particules et celle du fluide sont moins importantes, l'évolution du D_{32} est moins marquée.

L'intérêt d'augmenter le débit d'une rampe est d'élever la quantité d'eau présente dans le spray pour obtenir une meilleure atténuation. La figure 8.12(b) représente les évolutions de la quantité d'eau en fonction de la hauteur Z selon la configuration testée. Rappelons que le point d'injection de la rampe se situe à 1,5 mètres du sol. Les courbes en traits continus correspondent aux simulations numériques complètes tandis que celles en traits pointillés sont des extrapolations établies à partir de la simulation faite avec le débit de référence. Ces estimations ont été obtenues en multipliant la fraction volumique du cas de base (avec un débit de référence) par le rapport entre débit simulé et débit nominal. La comparaison entre l'estimation et la simulation de cette quantité d'eau montre que les données extrapolées surestiment toujours la simulation numérique. Pour les écarts les plus importants (cas pour un débit de référence multiplié par quatre), la surestimation représente environ 50% de la quantité d'eau simulée. L'augmentation de la quantité d'eau présente dans le spray est donc limitée.

La figure 8.13 illustre l'évolution de l'atténuation du rayonnement par le spray. Sur cette figure, les résultats issus de la simulation complète (traits continus) et de l'extrapolation (traits pointillés) sont représentés. Tout comme les résultats sur les quantités d'eau, les atténuations

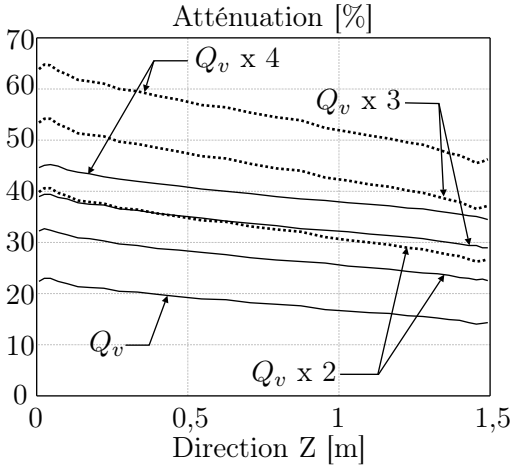


FIG. 8.13 – Évolution de l'atténuation en fonction du débit - traits continus : simulation numérique - traits pointillés : extrapolation à partir de la simulation faite avec le débit de référence

extrapolées surestiment celles obtenues par simulations complètes. Nous observons encore une fois qu'il n'est pas possible de prédire l'atténuation du rayonnement sans en faire la simulation numérique complète.

Pour les différents cas simulés, l'atténuation maximale est d'environ 40% pour un débit d'eau multiplié par 4. Nous pouvons remarquer que l'augmentation du débit entraîne à chaque fois une augmentation de l'atténuation. Cependant, le gain en atténuation a tendance à diminuer, à chaque fois que l'on rajoute l'équivalent d'un débit de référence supplémentaire. Ce comportement limite l'intérêt d'augmenter inconsidérablement le débit pour obtenir une meilleure atténuation.

Compte tenu de ces limitations, de nouvelles solutions doivent être envisagées pour obtenir de meilleures atténuations avec des débits d'eau comparables.

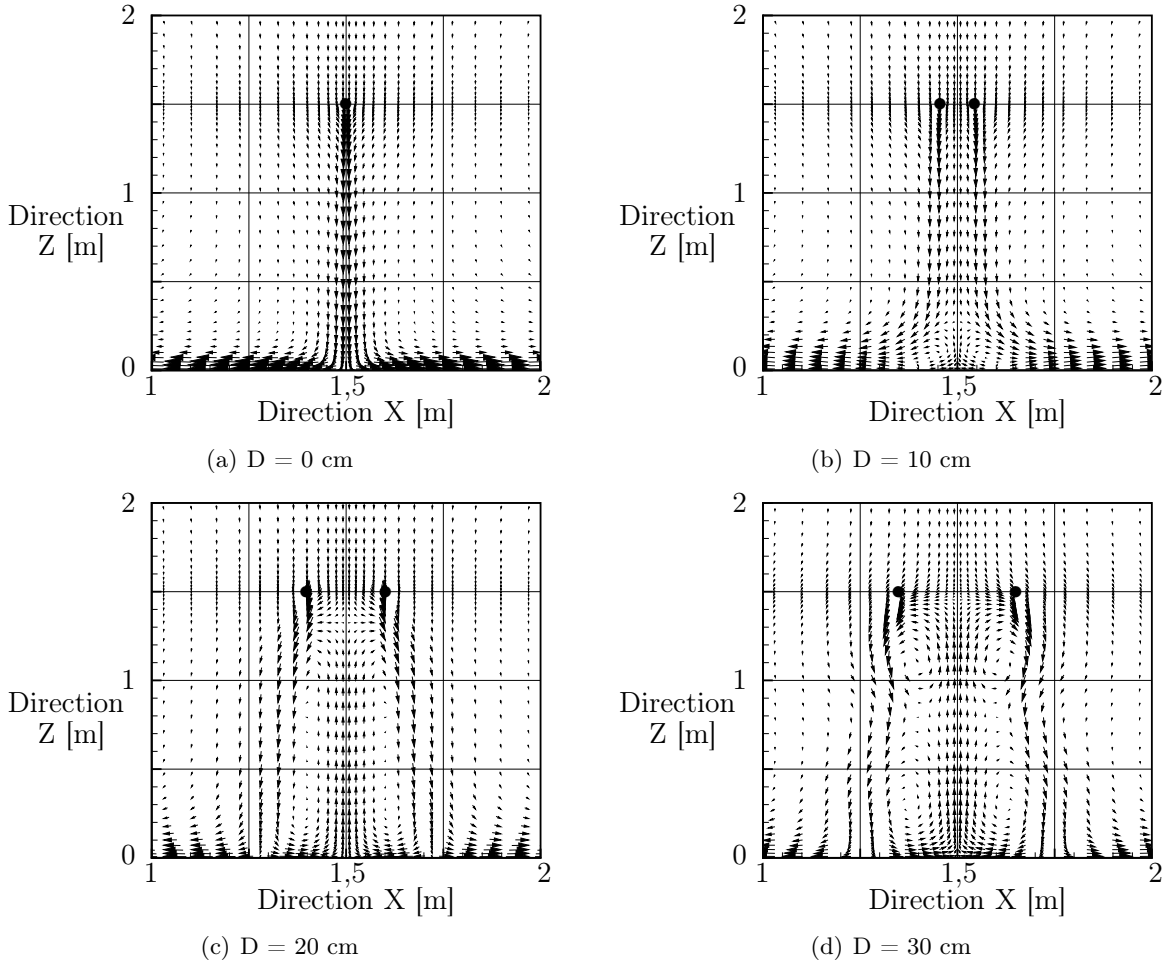
8.3 Étude de doubles rampes

L'augmentation de l'atténuation du rayonnement nécessite obligatoirement une augmentation de la fraction volumique des particules d'eau, si nous conservons la même granulométrie pour le spray. La seule possibilité pour y arriver est d'agir sur le débit d'eau injecté. Cependant, et nous l'avons vu dans la section précédente, nous ne devons pas augmenter la vitesse d'entraînement de l'air, car les effets sont néfastes sur l'évolution de la fraction volumique en gouttes.

L'idée est alors d'utiliser une double rampe. Le principe de ce dispositif est de conserver le même débit d'eau mais de le distribuer sur deux rampes d'alimentation distinctes où chacune d'elles consomme uniquement la moitié du débit total. Si ces deux rampes sont suffisamment éloignées, l'atténuation du rayonnement sera alors meilleure puisqu'on utilise l'atténuation du premier rideau associée à celle du second. Par exemple, pour un rideau d'eau qui atténue individuellement 18,2% du rayonnement incident, en utilisant une double rampe (deux fois plus de débit), l'atténuation totale peut atteindre 33%, au lieu de 26,7% si l'on injecte deux fois plus de débit sur la même tuyère (comparaison faite grâce à la figure 8.13 sur les cas Q_v et Q_v x 2).

Cependant, l'ensemble des éléments hydrauliques qui constitue le rideau d'eau doit être alors dédoublé et l'encombrement est plus important.

Notre idée est alors de suivre l'évolution de l'atténuation du rayonnement en fonction de la distance qui sépare les rampes. L'objectif est de déterminer quelles sont les conditions de



(a) D = 0 cm

(b) D = 10 cm

(c) D = 20 cm

(d) D = 30 cm

FIG. 8.14 – Évolution de l'écoulement en fonction de l'espacement entre les rampes (les points d'injection sont les ronds noirs)

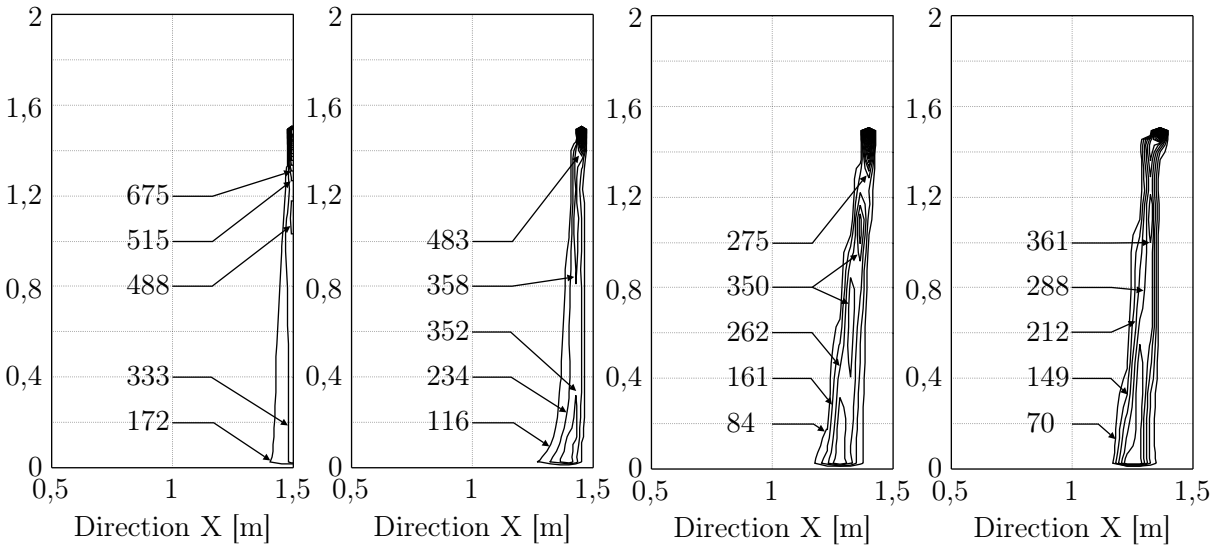
fonctionnement optimal de ce dispositif.

Les simulations proposées ici reposent sur l'utilisation d'une double rampe fonctionnant avec les mêmes tuyères (Cf. section 8.1 avec un débit par tuyère de $20{,}9{\cdot}10^{-6}$ m^3 d'eau / s). La distance séparant les rampes est notée D. Nous fixerons successivement ce paramètre à 0, 10, 20 et 30 centimètres.

Les figures 8.14 illustrent pour chaque configuration testée, les évolutions des champs de vitesse selon le plan (XZ) au cœur de la rampe. Pour le cas où D vaut 0 cm, l'écoulement d'air est celui que nous avons pu observer dans la section 8.3, car la configuration est identique au cas d'une seule rampe où le débit est multiplié par deux.

La figure 8.14(b) montre le champ de vitesse quand D vaut 10 cm. Ici, le mouvement de l'air qui est situé entre les deux rampes suit celui des particules : l'écoulement est descendant. De plus, deux boucles de recirculation se sont formées au pied du rideau d'eau, provenant des effets combinés de l'espacement des rampes et de l'évacuation de l'air sur les côtés à son arrivée au sol.

Les figures 8.14(c) et 8.14(d) illustrent le champ de vitesse pour les configurations où D vaut respectivement 20 et 30 cm. Elles présentent deux boucles de recirculation entre les deux rampes, qui ont pu se former car l'espace disponible est suffisamment important. Pour chacun des cas,



(a) D = 0 cm (b) D = 10 cm (c) D = 20 cm (d) D = 30 cm

FIG. 8.15 – Évolution des fractions volumiques (x 10^{-6} [m^3 d'eau / m^3 d'air]) en fonction de la configuration de la double rampe. Représentations faites selon un plan XZ passant par la buse d'injection

la taille des boucles est approximativement comparable à celle du spray. Ainsi, une partie de l'écoulement d'air générée par le mouvement des particules, remonte à "contre-courant" entre les deux rampes. De plus, nous pouvons observer sur la figure 8.14(d) la présence de quatre boucles de recirculation, les deux nouvelles s'étant formées près des points d'injection des sprays.

Les figures 8.15 représentent les fractions volumiques pour les différentes configurations simulées. Nous pouvons observer sur ces figures que le point d'injection est à chaque fois décalé permettant ainsi d'avoir l'espacement D souhaité entre deux rampes. L'élargissement de l'espacement entre les rampes permet d'augmenter, d'une part l'empreinte du spray et d'autre part la fraction volumique de gouttes. Cette particularité provient de la diminution de la vitesse de l'écoulement d'air ce qui permet aux gouttes d'augmenter leur temps de séjour et de se disperser autour du cœur du spray.

Nous constatons également que l'écoulement d'air entre les rampes permet à chaque spray d'être relativement indépendant l'un de l'autre. Mis à part, pour la configuration où D vaut 0 cm, il n'y a pas de recouvrement des empreintes des sprays pour ces configurations. De plus, nous pouvons noter que les représentations 8.15(a) et 8.15(b) montrent des pulvérisations dont l'orientation est bien verticale, alors que celles de 8.15(c) et 8.15(d) sont légèrement inclinées. Cette différence de comportement provient de la présence des boucles de recirculation qui se sont formées entre les deux rampes.

La figure 8.16 présente l'évolution de la quantité d'eau dans le spray en fonction de la hauteur pour les différentes configurations testées. Lorsque l'espacement entre les deux rampes évolue de 0 (cas initial) à 10 cm, nous observons une augmentation de la quantité d'eau de l'ordre de 25% en moyenne. Si l'écartement évolue encore jusqu'à 20 cm, nous remarquons, cette fois, un gain de 75% par rapport au cas initial. Enfin, pour une configuration où D vaut 30 cm, le dispositif a atteint ses limites, puisque les résultats sont comparables à ceux de l'essai précédent (D = 20 cm). Ainsi à partir de 20 à 30 cm d'écartement entre les deux rampes, le dispositif de double rampe est déjà dans sa configuration optimale de fonctionnement pour un encombrement très

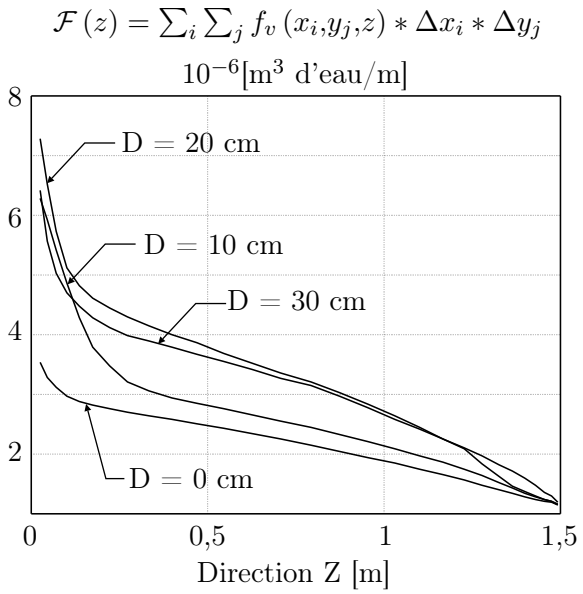


FIG. 8.16 – Évolution de la quantité d'eau en fonction de la hauteur

limité.

La figure 8.17 illustre l'évolution de l'atténuation en fonction de la hauteur. La configuration sans le dispositif de double rampe a une atténuation moyenne de 26%. La première configuration de double rampe, où D vaut 10 cm, atténue 30% du rayonnement incident, soit une augmentation de 15%. Ensuite, pour des configurations où l'espacement est plus important, le niveau d'atténuation du rayonnement est de l'ordre de 38%, soit 46% de gain par rapport au cas initial. Sur cette même figure, nous remarquons, encore une fois, la limite de cette technique, puisque les atténuations pour D valant 20 cm et 30 cm sont pratiquement confondues.

Cette étude nous a permis de mettre en avant les réels atouts d'utiliser une double rampe. Pour que le dispositif soit optimal, l'espacement entre les deux rampes doit être au minimum d'une vingtaine de centimètres, ce qui ne constitue pas un système de protection très encombrant. Cependant, avec cette technique, l'ensemble du dispositif d'alimentation en eau doit être entièrement dédoublé.

8.4 Évolution en fonction de la granulométrie

Cette étude nous permet de comparer des pulvérisations ayant une granulométrie différente mais tout en conservant un même débit d'eau.

De nombreuses études [Ravigurajan et Beltran, 1989, Coppalle *et al.*, 1993] ont démontré que l'utilisation de fines gouttes permet d'obtenir de meilleures efficacités contre le rayonnement thermique. Ces atténuations élevées sont obtenues par combinaison du taux de présence important des particules et des propriétés radiatives qui leur sont associées. Cependant, ces conclusions sont valables pour un milieu où la fraction volumique est fixée et quand le problème est totalement découplé de la partie dynamique. Nous proposons, ici, de tester l'influence de la granulométrie sur les parties dynamique et radiative du problème.

Les comparaisons qui sont proposées ici reprennent la configuration d'une tuyère de débit $20{,}9{\cdot}10^{-6}$ m^3 d'eau / s, où le diamètre de Rosin Rammler vaut successivement 100, 200, 400 et 500 μm. Le facteur de dispersion est conservé à 2,66. Pour la granulométrie, la gamme de

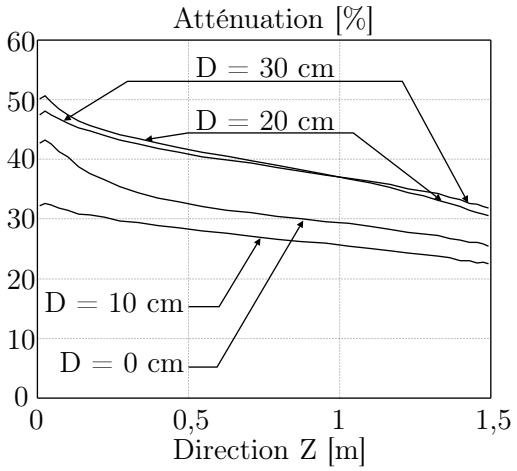
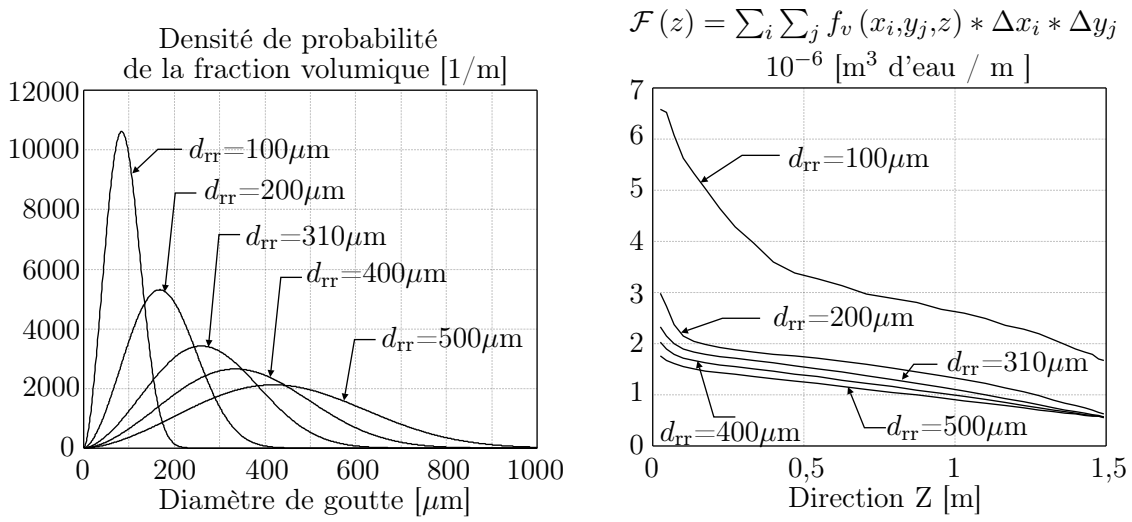


FIG. 8.17 – Évolution de l'atténuation en fonction de la configuration



(a) Présentation des différentes granulométries

(b) Évolution de la quantité d'eau en fonction de la hauteur

FIG. 8.18 – Comparaison des différentes configurations de granulométrie

d_{rr} [μm]	D_{10} [μm]	D_{20} [μm]	D_{30} [μm]	D_{32} [μm]
100	45	51	58	74
200	64	80	97	142
310	81	108	137	218
400	93	131	168	280
500	106	154	202	350

TAB. 8.2 – Diamètres moyens pour les différentes pulvérisations - Gamme de diamètres variant de 20 à 1000 μm

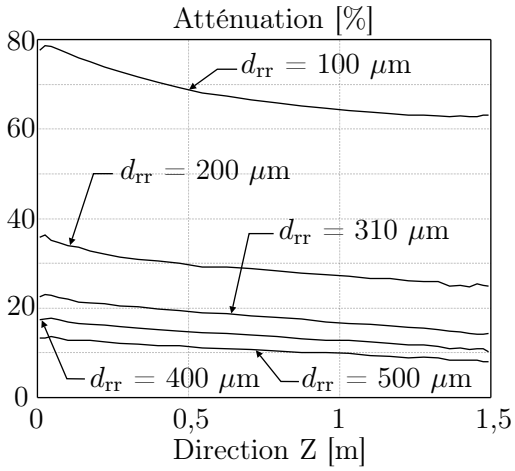


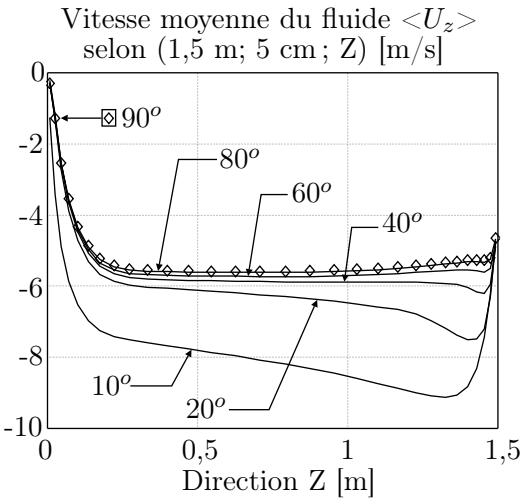
FIG. 8.19 – Évolution de l'atténuation du rayonnement en fonction de la granulométrie testée

diamètres s'étend de 20 μm à 1000 μm. La figure 8.18(a) illustre les différentes granulométries que nous utilisons dans cette étude. Le cas dénommé, $d_{\mathrm{rr}} = 310$ μm et $\delta_{\mathrm{rr}} = 2{,}66$ correspond à la configuration de référence que nous avons testée tout au long de ce chapitre. Pour une granulométrie, où $d_{\mathrm{rr}} = 100$ μm, les diamètres de particules varient selon une très faible plage, allant de quelques microns à 200 μm environ. A l'inverse pour une granulométrie dont le d_{rr} vaut 500 μm, la plage de diamètres est plus étendue et les fractions volumiques qui y sont associées sont beaucoup plus faibles.

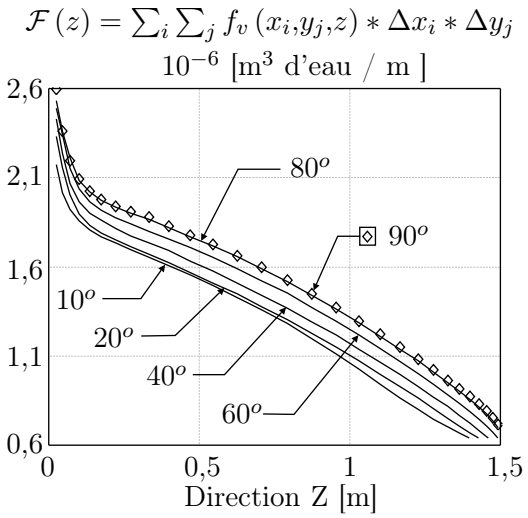
Le tableau 8.2 permet pour chaque granulométrie de comparer les différents diamètres moyens pour chaque pulvérisation. Nous pouvons observer que, contrairement aux autres diamètres moyens, celui de Sauter est exactement proportionnel au paramètre d_{rr} de la loi de Rosin Rammler.

La figure 8.18(b) représente l'évolution de la quantité d'eau en fonction de la hauteur dans le spray. Nous observons que les résultats pour chaque représentation sont assez similaires, mis à part pour le spray où le d_{rr} vaut 100 μm. La quantité d'eau estimée est alors quasiment deux fois plus importante que pour les autres diamètres. Cette particularité est à associer au comportement dynamique des petites gouttes qui ont un temps de séjour beaucoup plus important dans le spray que les grosses particules.

Les niveaux d'atténuation relatifs aux différentes configurations testées sont représentés sur la figure 8.19. Les évolutions de ces atténuations sont en parfait accord avec les quantités d'eau que nous avons observées sur la figures 8.18(b). Nous constatons que pour un même débit d'eau,



(a) Évolution de la vitesse moyenne verticale du fluide <U_z> en fonction de la hauteur selon une ligne définie par (1,5m ; 5 cm ; z)



(b) Quantité d'eau en fonction de la hauteur

FIG. 8.20 – Comparaison sur la dynamique de la rampe

les efficacités d'atténuation peuvent atteindre jusqu'à 70% en moyenne pour de petites particules et descendre à 10% pour de grosses particules.

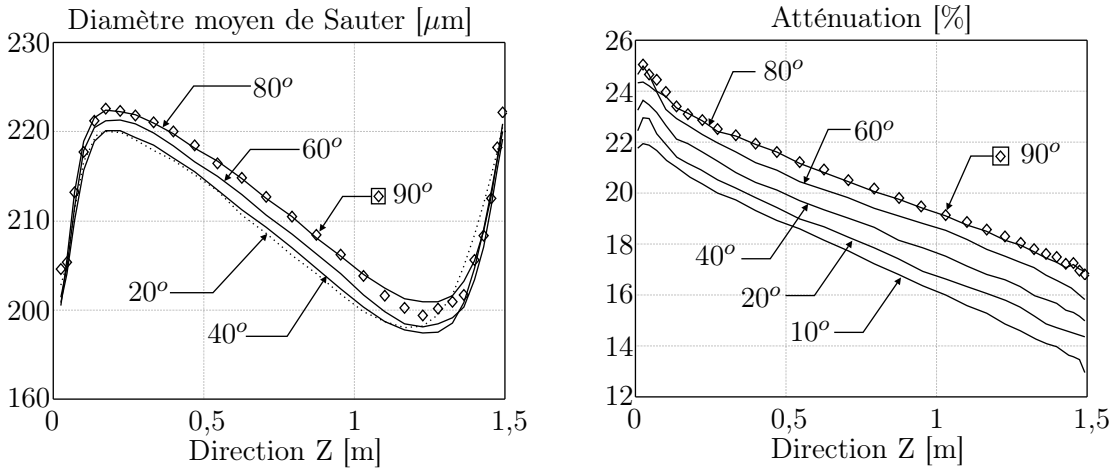
Cependant, le gain en quantité d'eau dans le spray n'est pas le seul facteur expliquant l'augmentation de l'atténuation. Les propriétés radiatives jouent également un rôle important. En effet, si nous comparons les résultats des sprays où d_{rr} vaut 200 μm et 300 μm, nous remarquons que l'écart est de 15% sur la quantité d'eau alors que le gain en atténuation est évalué à 52%. Ainsi, une part importante de l'amélioration de l'atténuation est due aux propriétés radiatives des petites gouttes.

8.5 Évolution en fonction des angles d'injection des gouttes

Cette dernière étude analyse l'influence des angles d'injection de la pulvérisation sur l'atténuation du rayonnement. Nous avons déjà vu que les résultats du chapitre 7 étaient sensibles à ces paramètres. Cependant, il s'agissait là du calcul de la transmittance sous incidence collimatée et notre objectif est maintenant de définir l'éventuel gain en atténuation de nos rampes (déduite de la transmittance hémisphérique) en fonction de la valeur des angles d'injection.

Pour effectuer cette étude, nous avons repris la configuration présentée dans la section 8.1 de ce chapitre. Nous avons entrepris de faire évoluer l'angle d'injection selon le grand axe de l'empreinte du spray, tout en gardant le deuxième angle à 8^o, afin de conserver la géométrie fine de nos pulvérisations (faible épaisseur). Initialement, cet angle vaut 20^o. Nous le fixerons successivement à 10^o, 40^o, 60^o, 80^o et 90^o.

L'augmentation de l'angle d'injection induit une augmentation de la taille de l'empreinte. On voit sur la figure 8.20(a) que cela s'accompagne d'une diminution de la vitesse d'écoulement. La conséquence est un temps de séjour plus grand d'où une augmentation de la quantité d'eau en fonction de la hauteur comme le montre la figure 8.20(b). Ici, le gain maximal en quantité d'eau en fonction de la hauteur est de 12% par rapport au cas de référence (avec un angle de 20^o). Nous pouvons observer sur les figures 8.20 qu'il existe un effet de saturation tant d'un point de vue



(a) Évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur

(b) Variation de l'atténuation en fonction du choix des angles d'injection

FIG. 8.21 – Comparaisons dynamique et radiatives des différentes configurations de rampes

dynamique (vitesse d'écoulement) que granulométrique. Nous remarquons pour les configurations où cet angle varie de 80^o à 90^o, qu'il n'y a aucune différence concernant les résultats. A 80^o, le dispositif est déjà dans sa configuration optimale.

La figure 8.21(a) montre une influence assez faible sur la granulométrie. En effet, les diamètres moyens de Sauter varient assez peu. Toutefois, nous pouvons constater que l'augmentation des angles d'injection s'accompagne d'une légère élévation du niveau du D_{32}.

La figure 8.21(b) présente l'évolution de l'atténuation du rayonnement pour les différentes configurations testées. Nous remarquons que cette évolution est similaire à celle de la quantité d'eau en fonction de l'angle d'injection. Plus l'angle d'injection est important, plus l'atténuation est marquée. Nous observons, sur ce test de sensibilité, que l'atténuation maximale est de 20,3%, à comparer aux 18,2% obtenus avec le cas de référence. L'augmentation de l'angle d'injection permet ici d'obtenir un gain relatif de 11% en atténuation. De plus, nous remarquons, également, que les résultats sont parfaitement comparables pour des angles d'injection de 80^o et de 90^o.

Compte tenu de ce que nous venons d'observer, ce chapitre nous indique des pistes de recherche à explorer pour optimiser les dispositifs de protection. Nous avons vu que pour une consommation d'eau égale, les niveaux d'atténuation peuvent évoluer en fonction de la configuration adoptée. D'autres tests peuvent également être menés, par exemple sur une rampe, en simulant d'autres types de tuyères, d'autres formes de cônes d'injection, l'influence de la distance séparant deux tuyères ...

Conclusions et perspectives

Le travail de recherche présenté ici, est consacré à l'étude des rideaux d'eau utilisés comme protection contre le rayonnement thermique. Le milieu étudié est de nature complexe, puisque qu'il est semi-transparent (absorbant et diffusant), non gris et diphasique (présence de gouttes et d'air).

La motivation première de ce travail est de comprendre les différents phénomènes d'interaction rayonnement matière mis en jeu, puis de construire un outil de simulation fiable permettant d'étudier le comportement d'un spray et de rechercher des solutions d'optimisation de son action. L'intérêt est alors de définir des configurations où l'atténuation du rayonnement est la meilleure possible, pour une quantité d'eau donnée.

Le code de calcul mis en place

Au cours de ce travail, nous avons développé un code de calcul associant une technique eulérienne-lagrangienne pour décrire l'écoulement du spray, et une méthode de Monte Carlo pour simuler la propagation du rayonnement dans notre milieu.

Le suivi lagrangien est conçu à partir des équations de la trajectoire, du principe fondamental de la dynamique, d'un bilan masse et de la conservation de l'énergie. Il permet de suivre individuellement les évolutions de position, de vitesse, de température et de masse des particules. Un modèle de dispersion du type stochastique du premier ordre a été intégré au code de calcul. Il permet de prendre en compte l'influence de la turbulence du fluide dans le mouvement des gouttes. L'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope est utilisée pour alléger la complexité du problème numérique. D'un point de vue énergétique, la modélisation prend en compte le transfert de chaleur par convection et par évaporation entre le fluide et la goutte. Ce dernier phénomène nécessite de suivre l'évolution de la taille de la particule durant son parcours au sein du spray. Ce suivi permet de déterminer spatialement une distribution granulométrique en gouttes d'eau.

A partir du suivi lagrangien, la formulation de termes sources permet de modéliser l'influence des particules sur la phase fluide, aussi bien sur la quantité de mouvement, que sur la turbulence ou les échanges thermiques. La simulation eulérienne que nous avons mise en place résout les équations moyennées de Navier Stokes par la méthode des volumes finis. La turbulence du fluide est traitée par un modèle k-ϵ standard. L'algorithme de résolution utilisé ici est du type SIMPLE. D'un point de vue énergétique, un bilan est établi sur la température du fluide mais également sur l'évolution de l'humidité absolue. Des lois de paroi sont utilisées pour modéliser les conditions aux limites de notre problème.

Signalons deux particularités qui constituent une avancée de nos travaux par rapport aux études existant sur les rideaux d'eau. D'une part, la modélisation du milieu étudié est tridimensionnelle, ce qui permet grâce à la simulation eulérienne-lagrangienne, d'obtenir une cartographie de la répartition spatiale des gouttes qui prend bien en compte la caractère hétérogène de notre

milieu. D'autre part, nous avons intégré des modèles liant le mouvement des particules à la turbulence de la phase fluide (modèle de dispersion et termes sources dus à l'influence des gouttes).

Partant de la représentation numérique obtenue pour le spray, le transfert radiatif est résolu par l'intermédiaire d'une méthode de Monte Carlo analogue. La technique que nous avons implémentée est une version modifiée (nommée MMC 2.2) permettant de traiter de manière efficace les milieux hétérogènes. L'utilisation de la méthode de Monte Carlo est justifiée par les caractéristiques de notre milieu qui diffuse le rayonnement de manière fortement anisotrope, de façon préférentielle vers l'avant à cause des gouttes (anisotropie marquée, difficile à décrire de façon fidèle avec des techniques classiques basées sur une discrétisation angulaire de l'espace). Les propriétés radiatives sont obtenues par une combinaison de deux techniques. L'application de la théorie de Mie pour des particules sphériques permet d'obtenir les propriétés radiatives des gouttes. Pour modéliser la contribution des gaz, nous avons implémenté un modèle Ck.

Notre modèle ne prend pas en compte l'émission propre du milieu étudié, car cette part d'énergie est négligeable devant le rayonnement provenant de l'incendie. Insistons sur le fait que l'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour résoudre la propagation du rayonnement dans notre milieu, permet notamment de modéliser parfaitement le phénomène de diffusion.

Concernant notre code de calcul BERGAMOTE, nous avons réussi à le valider à partir de plusieurs études expérimentales, soit à partir de données mesurées au sein du LEMTA pour la caractérisation spectrale du spray, soit à partir d'une collaboration avec l'Institut Von Karman pour les aspects granulométriques, dynamiques ou thermiques.

De plus, grâce à BERGAMOTE, nous avons pu évaluer des niveaux d'atténuation au rayonnement pour des applications réelles de rampes simples. Nous avons également testé plusieurs configurations qui permettent, en fonction du cas, d'améliorer ou non l'efficacité d'atténuation du rayonnement par le spray.

Les limites du code de calcul

Notre code numérique BERGAMOTE possède quelques limites concernant la modélisation des phénomènes physiques. Elles portent essentiellement sur la partie dynamique de notre problème.

Tout d'abord, ce travail a montré que les résultats numériques sont très sensibles aux formalismes de la modulation de la turbulence par les particules. Vu la difficulté qui est associée à cette modélisation, de nombreux auteurs proposent soit une version simplifiée de ces termes, soit tout simplement de les négliger. Au cours de cette étude, nous avons constaté que le formalisme hybride associé à la constante $C_{\epsilon 3}$ égale à 1,87 permet d'obtenir des résultats en accord avec les données expérimentales recueillies, ou au moins, cohérents avec les informations expérimentales ou numériques disponibles. Des données expérimentales complémentaires sur des dispositifs en rampes nous permettraient de valider le modèle que nous avons choisi.

De plus, toutes les frontières de notre domaine, exceptées pour les symétries, sont du type mur. Pour ces conditions aux limites, nous utilisons des lois de paroi permettant de réduire à la fois le nombre de mailles et également le temps de calcul. Cependant, en toute rigueur, mis à part pour le sol, nous devrions utiliser des frontières de type libre ("Pression imposée"). Le domaine d'étude aurait dû être alors agrandi ce qui pénaliserait la simulation au niveau du temps de calcul. Dans une grande partie de notre domaine, l'utilisation des lois de paroi est validée. Cependant, quand le spray est impactant au sol, ces relations sont utilisées selon des configurations vraiment éloignées de la situation dans laquelle elles ont été définies.

Enfin, le code BERGAMOTE fonctionne sur des temps de simulation qui restent élevés. Notre

code a fait l'objet durant ce travail d'un développement complet, mais peu d'efforts particuliers ont été réalisés pour réduire le temps de calcul, mis à part en ce qui concerne les parallélisations du suivi lagrangien et du transfert radiatif.

Synthèse des résultats obtenus

Les résultats liés à ce travail sont de deux types : ils portent sur la modélisation et la sensibilité numérique des simulations (exemple : influences des modèles d'évaporation ou de turbulence, ...) ou bien, ils concernent l'application "rideau d'eau" directement en recherchant la prédiction et l'optimisation de systèmes réalistes utilisables comme bouclier thermique.

Voici d'abord, un ensemble de conclusions qui portent sur les aspects modélisation et méthodes numériques.

- Le modèle d'évaporation nécessite la connaissance de la température des particules. Nous avons testé plusieurs techniques qui vont de celle qui considère que la température est homogène (conduction infinie) à celle qui prend en compte les mouvements de fluide à l'intérieur de la goutte (modèle de conduction effective). Ce dernier modèle est sans nul doute le plus complet et le plus utilisé, notamment pour les études de combustion. Toutefois, nous avons montré pour nos applications (particule d'eau, faible gradient de température, ...) que le modèle de conduction infinie suffit, car il fournit des résultats identiques à ceux des autres techniques sans pénaliser le temps de calcul.

- Nous avons démontré également que l'interaction particule-turbulence doit être prise en compte par l'intermédiaire d'un modèle de dispersion et d'un modèle de modulation de la turbulence par les gouttes (dont nous avons déjà discuté les difficultés de modélisation). Nous avons vu au cours de ce travail, que négliger ce phénomène d'interaction, aboutit à des résultats qui ne sont pas réalistes, notamment avec une vitesse d'écoulement très largement sous-estimée.

- Nous avons montré également que certaines méthodes numériques de simulation du transfert radiatif sont mises en défaut pour l'étude d'un milieu tridimensionnel quand la fonction de phase est très fortement anisotrope. Sous certaines conditions, l'étude d'un milieu absorbant et diffusant donne des résultats comparables à ceux caractéristiques d'un milieu purement absorbant. Ce phénomène est largement observé avec la méthode des ordonnées discrètes et dans certains cas, à un degré moindre avec la méthode des volumes finis. Ce résultat a largement contribué au choix de la méthode de Monte Carlo pour nos simulations.

- Nous avons également testé la sensibilité de nos résultats aux différents paramètres de notre problème. Nous avons vu notamment, que les niveaux de transmittance obtenus sont très peu influencés par une faible modification (plus ou moins 5%) du débit d'eau, de la granulométrie et de la condition aux limites concernant l'humidité absolue. Toutefois, nous avons recensé quelques paramètres qui ont un rôle important sur le calcul du niveau d'atténuation du rayonnement. Nous avons remarqué que nos résultats sont sensibles à la modification des angles d'éjection des particules (surtout dans le cas d'une transmittance directe sur un spray isolé, moins lorsque l'on simule l'atténuation du rayonnement par une rampe). Nous avons observé également qu'il n'est pas possible de modéliser notre spray (représenté par une polydispersion) par une monodispersion qui permettrait de réduire considérablement le temps de calcul sur le suivi lagrangien. Enfin, et nous en avons déjà discuté, le formalisme de la modulation de la turbulence du fluide par les particules a une influence importante sur nos résultats.

Voyons à présent une synthèse de résultats portant sur l'application elle même des rideaux d'eau comme bouclier radiatif. Ces résultats portent essentiellement sur l'utilisation de plusieurs

sprays en rampe.

- Nous avons vu grâce à nos simulations tridimensionnelles que les caractéristiques de ces "murs" d'eau sont relativement invariantes selon l'axe définissant l'orientation de la rampe d'injection.

- La configuration de référence que nous avons étudiée associe en rampe des sprays séparés de 10 cm dont le débit d'eau relativement modeste (1,3 L/min). Pour ces pulvérisations, la granulométrie est représentée par un diamètre moyen d_{rr} valant 310 μm et un paramètre de dispersion δ_{rr} de 2,66. Pour cette rampe, nous avons observé que l'atténuation du rayonnement est estimée à 18,2%. Nous avons démontré que cette valeur évolue en fonction de la température de la source radiative. En effet, plus cette température de flamme diminue, plus l'atténuation totale augmente et réciproquement. Nous avons montré également pour ce cas, que les angles d'injection ont une influence sur l'atténuation de quelques pourcents. On privilégiera alors une injection avec des angles d'ouverture les plus grands possibles.

- Au travers de cette étude, nous avons pu confirmer deux paramètres déterminants qui ont un rôle très important sur les niveaux d'atténuation. Tout d'abord, la quantité d'eau (ou la concentration en eau) présente dans le rideau d'eau a une influence directe sur l'interaction rayonnement - matière. Plus le rayonnement intercepte de particules lors de sa propagation, plus il est atténué. Ensuite, le diamètre des gouttes est également un facteur extrêmement influent. Nous avons vu, pour une même consommation d'eau, que des petites particules (autour d'une centaine de micromètres) atténuent beaucoup plus le rayonnement que des grosses gouttes (200 à 300 μm). Une polydispersion de diamètre de Rosin Rammler de 100 μm donne par exemple une atténuation moyenne autour de 70%, contre 18,2% pour notre cas de référence ($d_{\mathrm{rr}} = 310$ μm

- Nous avons remarqué, notamment, que l'élévation du débit d'eau utilisé permet d'augmenter les niveaux d'atténuation du rayonnement. Une augmentation du débit par un facteur 4 conduit par exemple à environ 35% d'atténuation au lieu de 18,2% dans notre situation de référence. Cependant, cette élévation du débit influe sur la dynamique du spray, induisant une augmentation de la fraction volumique des particules mais pas forcément selon le rapport escompté en fonction du débit supplémentaire en eau.

- Nous avons donc proposé une solution pour augmenter la concentration des gouttes (en augmentant le débit) tout en ayant un impact limité sur la dynamique du spray. L'utilisation de double rampe permet d'améliorer les niveaux d'atténuation. Pour le même débit d'eau (double du débit de référence), nous avons montré pour une double rampe que l'atténuation du rayonnement est de 40% au maximum, alors qu'elle n'est que de 26,7% pour une rampe simple, soit un gain de 45% en atténuation. Nous avons également observé que la recherche de l'atténuation optimale nécessite de laisser un espace suffisant entre les deux rampes. Pour nos cas d'étude où les sprays sont peu étendus, nous avons remarqué qu'une distance d'une vingtaine de centimètres est suffisante. Ces valeurs d'atténuations correspondent aux configurations que nous avons étudiées à partir d'une tuyère à débit réduit. Elles indiquent des tendances intéressantes pour améliorer les performances des rideaux d'eau. Des atténuations supérieures sont bien entendues possibles avec des tuyères utilisant des débits plus élevés.

- Enfin, nous avons remarqué qu'il n'est pas possible de déduire les niveaux d'atténuation pour différentes configurations sans procéder à la simulation complète à chaque fois. En effet, les interactions particules - fluides - rayonnement sont complexes et dépendent les uns des autres, induisant une sensibilité sur les résultats radiatifs.

Perspectives de développement

Les perspectives de développement de ce travail sont nombreuses. Les améliorations possibles peuvent aussi bien concerner la partie dynamique que radiative.

Le point essentiel pour la dynamique du spray serait de s'affranchir de l'hypothèse selon laquelle la dynamique du spray n'est pas influencée par la partie radiative. Cette hypothèse de travail a consisté pour nous à ne pas considérer un couplage réciproque entre la dynamique et le rayonnement. Cette simplification nous a permis de tirer profit de nombreux avantages pour la simulation numérique. D'une part, les temps de calcul sont considérablement réduits (un seul enchaînement dynamique / rayonnement suffit). D'autre part, si nous considérons un couplage réciproque, la symétrie par rapport à la rampe d'alimentation des tuyères n'est plus valable (dissymétrie induite par le terme source de la partie radiative). Dans le cadre de notre application supposée assez "loin" de la flamme, cette hypothèse était valable, mais si on veut se rapprocher de la problématique de l'extinction du feu, cela ne sera plus le cas.

En ce qui concerne la prise en compte du phénomène de turbulence, notre code de simulation est basé à la fois sur une description du fluide du type k-ϵ et sur un modèle de dispersion en turbulence homogène isotrope. Pour l'application des sprays, il serait intéressant de travailler sur une turbulence de type anisotrope, puisque le jet de particules d'eau est clairement orienté (dans le même sens que la force de pesanteur). Pour prendre en compte ces effets d'anisotropie, il faut modifier le modèle de turbulence utilisé, et aller vers un modèle k-ϵ anisotrope réalisable, voire même une méthode de type LES. Nous n'avons pas pu passer à une turbulence anisotrope jusqu'ici, parce que les modèles testés posent justement des problèmes de réalisabilité.

D'un point de vue purement radiatif, trois points peuvent être améliorés. Pour nos applications, nous pouvons nous contenter d'estimer une atténuation totale et non spectrale, permettant malgré tout de rendre réellement compte de l'énergie radiative atténuée par le rideau d'eau. Y a-t-il encore un intérêt à résoudre spectralement notre problème. Ne serait-il pas plus avantageux d'utiliser un modèle du type FSCK (Full Spectrum Correlated K) qui permettrait de réduire considérablement le nombre de bandes spectrales ? Ce modèle est intéressant quand le milieu étudié contient uniquement du gaz, qu'en est-il lorsque des gouttes sont présentes en plus ?

De plus, pour le développement de la partie radiative, nous avons choisi de modéliser le spectre d'émission de la flamme par celui d'un corps noir à une température donnée. Il serait alors intéressant d'introduire dans notre code, le spectre d'émission d'une flamme réelle d'incendie. Toutefois, si d'un point de vue expérimental, le spectre d'une flamme de diffusion a déjà été caractérisé, celui d'une flamme d'incendie est beaucoup plus complexe à définir.

Enfin, il serait intéressant de savoir s'il est réellement important de prendre en compte le rôle des gaz dans le milieu. Nos dispositifs de rideaux d'eau sont en général placés assez loin du foyer de l'incendie. Le rayonnement provenant de la combustion parcourt plusieurs mètres avant d'atteindre le spray. Le long de ce parcours dans l'air, les espèces gazeuses naturellement présentes, CO_2 et H_2O, absorbent une grande partie du rayonnement. Cette part est plus ou moins importante en fonction des concentrations en espèces gazeuses et de la température de la source radiative. Le rayonnement incident sur le rideau d'eau a moins d'énergie dans les bandes spectrales correspondant aux pics d'absorption de CO_2 et H_2O. Faut-il encore introduire un traitement spectral fin dans ces zones, si le rayonnement incident est faible ? Est-ce encore vrai avec des flammes réelles alors que l'émission radiative sera justement très forte dans cette gamme à cause du rôle de CO_2 et H_2O dans les gaz de combustion ? Le code d'atténuation présenté ici doit être combiné à un spectre d'émission de flamme réaliste pour répondre à ces questions.

Il s'agit là de premières pistes pour le développement du code de calcul BERGAMOTE. Il

existe également de nombreuses autres configurations de fonctionnement que nous n'avons pas simulées et qui nécessiteraient des études spécifiques. Elles contribueraient à améliorer les niveaux d'atténuation du rayonnement par les sprays.

Tout d'abord, les études que nous avons faites se sont exclusivement attachées à étudier des rampes pour des hauteurs qui varient de 1,5 à 2 mètres. De manière générale, les sites industriels disposent d'une hauteur sous plafond beaucoup plus importante, notamment pour les sites de stockage où les éléments à protéger sont disposés les uns sur les autres sur plusieurs mètres de haut. Le dispositif peut aussi être appliqué en site extérieur. Il serait alors intéressant de déterminer, avec des hauteurs plus importantes, si les caractéristiques du spray (ou de la rampe) tendent à se stabiliser avec la hauteur. Nous pouvons supposer qu'à partir d'une certaine hauteur, la fraction volumique des particules, leur distribution granulométrique et la géométrie du spray ne varient plus. Ce comportement permettrait notamment d'obtenir des zones où l'atténuation serait parfaitement homogène et indépendante de la hauteur. Ce point de développement nécessite un changement d'échelle pour notre étude, alors qu'historiquement, nous avons jusqu'ici travaillé sur des dispositifs à l'échelle du laboratoire qui permettent notamment de valider nos simulations avec des résultats expérimentaux (transmittance collimaté, faible hauteur ...).

Une deuxième piste pour le développement de BERGAMOTE serait l'étude de jet de type "queue de paon" avec une injection des gouttes s'effectuant vers le haut. Nous avons vu au cours de cette étude que la concentration des particules joue un rôle déterminant dans l'atténuation du rayonnement. Or, elle dépend à la fois de la vitesse des gouttes et de celle du fluide. L'idée est de réduire ces vitesses, pour tendre vers les vitesses de chute libre des particules (vitesse minimale pouvant être atteinte selon la configuration). De plus, comme l'injection est dirigée vers le haut, chaque goutte contribue à un double passage dans le rideau (phases ascendante et descendante), ce qui permet également une augmentation de la concentration en gouttes. Cette disposition permettrait d'obtenir des valeurs de fractions volumiques beaucoup plus élevées.

Enfin, la troisième configuration possible serait d'étudier les atténuations par rideaux d'eau impactants (le spray est envoyé vers la cible). Selon l'angle d'éjection des particules, nous pourrions déterminer spatialement la quantité d'eau arrivant sur une cible donnée. Ensuite, à partir d'un bilan masse effectué sur le film liquide, l'épaisseur moyenne de ce film peut être connue. Nous pourrions dès lors combiner l'atténuation du rayonnement par le spray à celle due à un film d'eau couvrant la cible à protéger.

Des perspectives à plus long terme pourraient intégrer des modèles de coalescence et de fragmentation des particules. Pour certains auteurs, le phénomène de coalescence est responsable de l'évolution particulière du diamètre moyen de Sauter en fonction de la hauteur. Dans ce travail, nous avons observé cette évolution en liaison avec le comportement différent de plusieurs classes de gouttes. Il serait alors intéressant d'identifier la part due au phénomène de coalescence. Sur un plan dynamique des fluides, ajoutons que seule une implémentation d'un modèle de fragmentation dans la zone juste en dessous de l'injection pourrait permettre une simulation complète du rideau ne dépendant pas de données expérimentales préalables sur la granulométrie des gouttes. Toutefois, ces modèles sont à la fois complexes et gourmands en temps de calcul et induiraient un alourdissement de notre code numérique.

Enfin, un champ d'investigations extrêmement important concerne l'étude de ces systèmes de protection dans des tunnels. L'intérêt pour ces configurations est très important, tant les problèmes d'incendie se sont multipliés ces dernières années. L'objectif serait d'étudier l'évolution de l'atténuation en liaison avec la ventilation présente dans le tunnel. Ces effets aérodynamiques pourraient être extrêmement néfastes pour des sprays de très petites particules (destruction de la pulvérisation par entraînement des petites particules). Le problème est analogue pour les configurations en milieux ouverts où la déformation du rideau d'eau est due à l'action d'un

vent latéral. Bien que BERGAMOTE soit écrit pour tester ces configurations, nous n'avons pas encore réalisé ces essais en raison du temps de calcul nécessaire beaucoup trop important pour le moment. Pour gagner du temps de calcul pour cette configuration, l'idée serait de revenir à une étude bidimensionnelle, puisque que lors de l'étude des rampes nous avons observé que les caractéristiques des sprays sont relativement invariantes selon l'axe d'orientation de la rampe d'injection.

Pour terminer, il est envisageable de coupler notre code BERGAMOTE à d'autres problématiques, toujours liées à la protection de biens ou de personnes. Les problèmes d'extinction d'incendie ou de lutte contre la propagation de polluants chimiques sont des pistes naturelles pour ce couplage.

Bibliographie

[Abramzon et Sirignano, 1987] Abramzon, B. et Sirignano, W. (March 1987). Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field : effects of variable properties, Stefan flow and transient liquid heating. In *Proceedings of 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Honolulu - Hawai - USA. pages 11-18.

[Abramzon et Sirignano, 1989] Abramzon, B. et Sirignano, W. A. (1989). Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32(9) :1605–1618.

[Altimir, 1981] Altimir, L. (1981). *Contributions à l'étude de transfert radiatif en milieu diffusant.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI, France.

[Asllanaj, 2001] Asllanaj, F. (2001). *Étude et analyse numérique des transferts de chaleur couplés par rayonnement et conduction dans les milieux semi-transparents : application aux milieux fibreux.* Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Balsara, 2001] Balsara, D. (2001). Fast and accurate discrete ordinates methods for multidimensional radiative transfer. Part I, basic methods. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 69(6) :671–707.

[Béard, 1994] Béard, P. (1994). *Modélisation lagrangienne de la dispersion et de l'évaporation de gouttes dans un écoulement turbulent instationnaire.* Thèse de Doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, France.

[Beck et Watkins, 2002] Beck, J. C. et Watkins, A. P. (2002). On the development of spray submodels based on droplet size moments. *J. Comput. Phys.*, 182 :586–621.

[Beck et Watkins, 2003a] Beck, J. C. et Watkins, A. P. (2003a). The droplet number moments approach to spray modelling : the development of heat and mass transfer sub-models. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 24 :242–259.

[Beck et Watkins, 2003b] Beck, J. C. et Watkins, A. P. (2003b). On the development of a spray model based on drop-size moments. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 459 :1365–1394.

[Berlemont *et al.*, 1990] Berlemont, A., Desjonqueres, P., et Gouesbet, G. (1990). Particle Lagrangian simulation in turbulent flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 16(1) :19–34.

[Berlemont *et al.*, 1991] Berlemont, A., Grancher, M. S., et Gouesbet, G. (1991). On the Lagrangian simulation of turbulence influence on droplet evaporation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 134(11) :2805–2812.

[Berlemont *et al.*, 1995] Berlemont, A., Grancher, M. S., et Gouesbet, G. (1995). Heat and mass transfer coupling between vaporizing droplets and turbulence using a Lagrangian approach. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38(16) :3023–3034.

[Berour, 2005] Berour, N. (2005). *Modélisation du transfert de chaleur par rayonnement, conduction et convection. Application aux fours verriers.* Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Berour *et al.*, 2004] Berour, N., Lacroix, D., Boulet, P., et Jeandel, G. (2004). Radiative and conductive heat transfer in a nongrey semitransparent medium. Application to fire protection curtains. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 86(1) :9–30.

[Bohren et Huffman, 1983] Bohren, C. F. et Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley and Sons, New York.

[Boulet, 1992] Boulet, P. (1992). *Étude du transfert par rayonnement à travers les milieux fibreux*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Boulet *et al.*, 2006] Boulet, P., Collin, A., et Parent, G. (2006). Heat transfer through a water spray curtain under the effect of a strong radiative source. *Fire Safety J.*, 41(1) :15–30.

[Boulet et Moisette, 2002] Boulet, P. et Moisette, S. (2002). Influence of the particle-turbulence modulation modelling in the simulation of a non-isothermal gas-solid flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45(20) :4201–4216.

[Boulet *et al.*, 1999] Boulet, P., Oesterlé, B., et Tanière, A. (1999). Prediction of heat transfer in a turbulent gas-solid pipe flow using a two-fluid model. *Part. Sci. Technol.*, 17(4) :253–267.

[Boulet *et al.*, 2005] Boulet, P., Parent, G., et Collin, A. (30 mai - 02 juin 2005). Sur le rôle de la diffusion dans un spray de gouttelettes d'eau. In *Actes du congrès 2005 de la Société Française de Thermique*, Reims, France. pages 433-438.

[Brewster, 1992] Brewster, M. Q. (1992). *Thermal radiative transfer and properties*. John Wiley and Sons, New York.

[Brige, 2005] Brige, X. (2005). *Transferts de chaleur couplés par conduction et rayonnement dans les milieux semi-transparents anisotropes et non gris. Étude et comparaison des modèles en 1D*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Buchlin, 1994] Buchlin, J. M. (1994). Mitigation of problem clouds. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 7(2) :167–174.

[Burry et Bergeles, 1993] Burry, D. et Bergeles, G. (1993). Dispersion of particles in anisotropic turbulent flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 19(4) :651–664.

[Carlson et Lathrop, 1968] Carlson, B. G. et Lathrop, K. D. (1968). Chap.3, Transport theory - The method of discrete ordinates. In *Computing methods in reactors physics*. Gordon and Breach New York.

[Chagras, 2004] Chagras, V. (2004). *Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements gaz-solide non isothermes : interactions particules-turbulence, application aux écoulements en conduite*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Chai, 1994] Chai, J. C. (1994). *A finite-volume method for radiant heat transfer*. Thèse de Doctorat, University of Minesota, USA.

[Chai *et al.*, 1994] Chai, J. C., Lee, H. S., et Patankar, S. V. (1994). Finite volume method for radiation heat transfer. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 8(3) :419–425.

[Chandrasekhar, 1950] Chandrasekhar, S. (1950). *Radiative transfer*. Oxford : Clarendon Press.

[Chang, 1998] Chang, Z. (1998). *Étude des collisions interparticulaires en écoulement turbulent isotrope et anisotrope par une approche lagrangienne à plusieurs trajectoires simultanées*. Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences de l'université de Rouen, France.

[Cheong *et al.*, 1999] Cheong, K. B., Moon, K. M., et Song, T. H. (1999). Treatment of radiative transfer in glass melts : validity of Rosseland and P-1 approximations. *Phys. Chem. Glasses*, 40(1) :26–33.

[Choudhury, 1993] Choudhury, D. (1993). Introduction to the renormalization group method and turbulence modeling. Tech. Rep. TM-107, Fluent Inc., Lebanon, USA.

[Chui *et al.*, 1992] Chui, E. H., Raithby, G. D., et Hughes, P. M. J. (1992). Prediction of radiative heat transfer in enclosures by the finite volume method. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 6 :605–611.

[Collin *et al.*, 2005] Collin, A., Boulet, P., Lacroix, D., et Jeandel, G. (2005). On radiative transfer in water spray curtains using the discrete ordinates method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 92(1) :85–110.

[Consalvi *et al.*, 2003] Consalvi, J. L., Porterie, B., et Loraud, J. C. (2003). On the use of gray assumption for modeling thermal radiation through water sprays. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 44(5) :505–519.

[Consalvi *et al.*, 2004] Consalvi, J. L., Porterie, B., et Loraud, J. C. (2004). Dynamics and radiative aspects of fire / water mist interactions. *Combust. Sci. Technol.*, 178 :721–752.

[Coppalle *et al.*, 1993] Coppalle, A., Nedelka, D., et Bauer, B. (1993). Fire protection : water curtains. *Fire Safety J.*, 20(3) :241–255.

[Crosbie et Davidson, 1985] Crosbie, A. L. et Davidson, G. W. (1985). Dirac-delta function approximations to the scattering phase function. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 33(4) :391–409.

[Crowe, 2000] Crowe, C. T. (2000). On models for turbulence modulation in fluid-particle flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 26(5) :719–727.

[Crowe et Gilandt, 1998] Crowe, C. T. et Gilandt, I. (1998). Turbulence modulation of fluid-particule flows - a basic approach. In *ICMF'98, 3rd Int Conf Multiphase Flow*, Lyon - France. Paper No 337.

[Cumber, 1995] Cumber, P. S. (1995). Improvements to the discrete transfer method of calculating radiative heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38(12) :2251–2258.

[Daly et Harlow, 1970] Daly, B. J. et Harlow, F. H. (1970). Transport equations in turbulence. *Phys. Fluids*, 13 :2634–2649.

[De Lataillade, 2001] De Lataillade, A. (2001). *Modélisation détaillée des transferts radiatifs et couplage avec la cinétique chimique dans systèmes en combustion.* Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France.

[De Lataillade *et al.*, 2002] De Lataillade, A., Dufresne, J. L., El Hafi, M., Eymet, V., et Fournier, R. (2002). A net-exchange Monte Carlo aproach to radiation in optically thick systems. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 74(5) :563–584.

[Dembélé, 1998] Dembélé, S. (1998). *Modélisation et étude expérimentale des transferts de chaleur par rayonnement dans un rideau d'eau diphasique. Application à la protection incendie d'installations industrielles à risques.* Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

[Dembélé *et al.*, 2000] Dembélé, S., Wen, J. X., et Sacadura, J. F. (2000). Analysis of the two-flux model for predicting water spray transmittance in fire protection application. *ASME J. Heat Transfer*, 122(1) :183–186.

[Denison et Webb, 1996] Denison, M. K. et Webb, B. W. (1996). The spectral line weighted-sum-of-gray-gases model. In *Proceedings of the First International Symposium on Radiative Transfer.* pages 193-208.

[Downing, 1966] Downing, C. G. (1966). The evaporation of drops of pure liquids at elevated temperature : rates of evaporation and wet-bulb temperature. *AlChE J.*, 12 :760–766.

[El Wakil, 1991] El Wakil, N. (1991). *Étude de transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement couplés dans des milieux semi-transparents fluides ou poreux. Élaboration de modèles de simulation en géométrie bidimensionnelle.* Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

[Faeth, 1977] Faeth, G. M. (1977). Current status of droplet and liquid combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 3(4) :191–224.

[Fan et Zhu, 1998] Fan, L. et Zhu, C. (1998). *Principles of gas-solid flows.* Cambridge University Press. pages 499-539.

[Farmer et Howell, 1994a] Farmer, J. T. et Howell, J. R. (1994a). Hybrid Monte Carlo / diffusion method for enhanced solution of radiative transfer in optically thick nongray media. *Radiat. Heat Transfer : Curr. Res., ASME HTD*, 276 :203–212.

[Farmer et Howell, 1994b] Farmer, J. T. et Howell, J. R. (1994b). Monte Carlo algorithms for predicting radiative transfer in optically thick participating media. In *Proc. of Tenth International Heat Transfer Conference, Vol 2*, pages 37–42, Brighton, UK. Taylor and Francis.

[Farmer et Howell, 1998] Farmer, J. T. et Howell, J. R. (1998). Monte Carlo strategies for radiative transfer in participating media. *Adv. Heat Transfer*, 31 :1–97.

[Feldheim, 2002] Feldheim, V. (2002). *Simulation numérique des transferts thermiques combinés conduction - convection - rayonnement dans des domaines de géométrie complexe.* Thèse de Doctorat, Faculté Polytechnique de Mons, Belgique.

[Fiveland, 1991] Fiveland, W. A. (1991). The selection of discrete ordinate quadrature sets for anisotropic scattering. In *Fundamentals of radiative heat transfer*, pages 89–96, New York, ASME. HTD-vol. 160.

[Fleck, 1961] Fleck, J. A. (1961). The calculation of nonlinear radiation transport by a Monte Carlo method : statistical physics. *Methods in Computational Physics*, 1 :43–65.

[Gatignol, 1983] Gatignol, R. (1983). The Faxén formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow. *J. Méc. Théor. Appl.*, 1 :143–160.

[Goody et Yung, 1989] Goody, R. et Yung, Y. (1989). *Atmospheric radiation*, volume 2nd edition. Oxford.

[Gosman et Ioannides, 1981] Gosman, A. D. et Ioannides, E. (1981). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. In *Proc. 19^{th} Aerospace Science Meeting, AIAA*, St Louis, MO. Paper No 81-0323.

[Graham et James, 1996] Graham, D. I. et James, P. W. (1996). Turbulent dispersion of particles using eddy interaction models. *Int. J. Multiphase Flow*, 22(1) :157–175.

[Grancher, 1990] Grancher, M. S. (1990). *Simulation de l'évaporation de gouttelettes en écoulement turbulent suivant une approche lagrangienne.* Thèse de Doctorat, Université de Rouen, France.

[Grant *et al.*, 2000] Grant, G., Brenton, J., et Drysdale, D. (2000). Fire suppression by water sprays. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 26(2) :79–130.

[Griolet, 1996] Griolet, F. (1996). *Dimensionnement des rideaux d'eaux. Modélisation et applications industrielles.* Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, France.

[Grosshandler *et al.*, 1994] Grosshandler, W., Lowe, D., Notarianni, K., et Rinkinen, W. (1994). Protection of data processing equipment with fine water sprays. NIST report, No NISTIR 5514.

[Guilbert, 1985] Guilbert, G. (1985). *Étude des caractéristiques optiques des milieux poreux semi-transparents*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Hald et Buchlin, 2003] Hald, K. et Buchlin, J. M. (15-17 april 2003). Thermal shielding by impinging water spray curtains. In *Proceedings of Eurotherm 73 on Computational Thermal Radiation in Participating Media*, Mons, Belgique. pages 379-387.

[Hale et Querry, 1973] Hale, G. M. et Querry, M. R. (1973). Optical constants of water in the 200nm to 200μm wavelength region. *Appl. Opt.*, 12(3) :555–563.

[Harlow et Welch, 1965] Harlow, F. H. et Welch, J. E. (1965). Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, 8 :2182.

[Hinze, 1975] Hinze, J. O. (1975). *Turbulence*, volume 2nd edition. Mc Graw Hill - New York.

[Hostikka et McGrattan, 2006] Hostikka, S. et McGrattan, K. (2006). Numerical modeling of radiative heat transfer in water sprays. *Fire Safety J.*, 41(1) :76–86.

[Howell et Perlmutter, 1964] Howell, J. R. et Perlmutter, M. (1964). Monte Carlo solution of thermal transfer in a nongrey nonisothermal gas with temperature dependent properties. *AlChE J.*, 10(4) :562–567.

[Hsu *et al.*, 1993] Hsu, P. F., Tan, Z., et Howell, J. R. (1993). Radiative transfer by the YIX method in non-homogeneous, scattering and non-gray medium. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 7(3) :487–495.

[Hwang et Edwards, 2005] Hwang, C. C. et Edwards, J. C. (2005). The critical ventilation velocity in tunnel fires - a computer simulation. *Fire Safety J.*, 40(3) :213–244.

[Jayatilleke, 1969] Jayatilleke, C. L. V. (1969). The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sublayer to momentum and heat transfer. *Prog. Heat Mass Transfer*, 1 :193–329.

[Jones et Nolan, 1995] Jones, A. et Nolan, P. F. (1995). Discussions on the use of fine water sprays or mists for fire suppression. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 8(1) :17–22.

[Kent, 1973] Kent, J. C. (1973). Quasi steady diffusion controlled droplet evaporation and condensation. *Appl. Sci. Res.*, 28 :315–345.

[Kerker, 1969] Kerker, M. (1969). *The scattering of light and other electromagnetic radiation*. New York Academic Press.

[Khosla et Rubin, 1974] Khosla, P. K. et Rubin, S. G. (1974). A diagonally dominant second-order accurate implicit scheme. *Comput. and Fluids*, 2 :207–209.

[Kim et Lee, 1988] Kim, T. K. et Lee, H. (1988). Effect of anisotropic scattering on radiative heat transfer in two-dimensional rectangular enclosures. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31(8) :1711–1721.

[Kobiyama, 1989] Kobiyama, M. (1989). Reduction of computing time and improvement of convergence stability of the Monte Carlo method applied to radiative heat transfer with variable properties. *J. Heat Transfer*, 111 :135–140.

[Koch et Becker, 2004] Koch, R. et Becker, R. (2004). Evaluation of quadrature schemes for the discrete ordinates method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 84(4) :423–435.

[Kohnen *et al.*, 1994] Kohnen, G., Rüger, M., et Sommerfeld, M. (1994). Convergence behaviour for numerical calculations by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phase. *Numer. Meth. Multiphase Flows*, 185 :191–202.

[Lacroix, 1997] Lacroix, D. (1997). *Étude spectroscopique des plasmas de soudage laser : application au transfert d'énergie*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Launder, 1988] Launder, B. E. (1988). On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *J. Heat Transfer*, 110(4B) :1112–1128.

[Launder et Spalding, 1974] Launder, B. E. et Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 3(2) :267–289.

[Laurent *et al.*, 2004] Laurent, F., Massot, M., et Villedieu, P. (2004). Eulerian multi-fluid modeling for the numerical simulation of coalescence in polydisperse dense liquid sprays. *J. Comput. Phys.*, 194 :505–543.

[Law, 1982] Law, C. K. (1982). Recent advances in droplet vaporization and combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8(3) :171–201.

[Lee et Viskanta, 1999] Lee, K. H. et Viskanta, R. (1999). Comparison of the diffusion approximation and the discrete ordinates method for the investigation of heat transfer in glass. *Glastech. Ber. Glass Sci. Technol. : Glastechnische Berichte*, 72(8) :254–265.

[Lee et Viskanta, 2001] Lee, K. H. et Viskanta, R. (2001). Two-dimensional combined conduction and radiation heat transfer : comparison of the discrete ordinates method and the diffusion approximation methods. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 39(3) :205–225.

[Lemonnier, 1996] Lemonnier, D. (8-15 juin 1996). Méthodes de Monte Carlo et des ordonnées discrètes. In *Cours de l'école de printemps*, Parent (Puy de Dôme).

[Lemonnier et Le Dez, 2002] Lemonnier, D. et Le Dez, V. (2002). Discrete ordinates solution of radiative transfer across a slab with variable refractive index. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 73(2-5) :195–204.

[Leonard, 1979] Leonard, B. P. (1979). A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 19(1) :59–98.

[Lewis et Miller, 1984] Lewis, E. E. et Miller, W. F. (1984). *Computational methods of neutron transport*. John Wiley.

[Log, 1996] Log, T. (1996). Radiant heat attenuation in fire water sprays. In *Proceedings of Interflam'96, Seventh international fire science and engineering conference, Interscience Communications*. pages 425-434.

[Lopez, 1991] Lopez, J. P. (1991). *Les rideaux de fluides appliqués au contrôle des rejets accidentels de gaz dangereux : modélisation et dimensionnement*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, France.

[Louge *et al.*, 1993] Louge, M., Yusof, J. M., et Jenkins, J. T. (1993). Heat transfer in the pneumatic transport of massive particles. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36(2) :265–275.

[Malkmus, 1967] Malkmus, W. (1967). Random lorentz band model with exponential-tailed S^{-1} line-intensity distribution function. *J. Opt. Soc. Am.*, 57(3) :323–329.

[Maruyama, 1997] Maruyama, S. (1997). Radiative heat transfer in a layer of anisotropic scattering fog subjected to collimated irradiation. In *Proceedings of the Second International Symposium on Radiative Transfer*, Kusadasi, Turkey. pages 157-172.

[Maruyama, 1998] Maruyama, S. (1998). Radiative heat transfer in anisotropic scattering media with specular boundary subjected to collimated irradiation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41(18) :2847–2856.

[Maruyama *et al.*, 2000] Maruyama, S., Morita, K., et Guo, Z. (2000). Effect of droplets parameters on thermal protection by water mist against intense irradiation. In *Proceedings of NHTC'00, 34th National Heat Transfer Conference*, Pittsburgh, Pennsylvania. pages 297-306.

[Maxey et Riley, 1983] Maxey, M. R. et Riley, J. J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a non-uniforme flow. *Phys. Fluids*, 26(4) :883–889.

[Michaelides, 1986] Michaelides, E. E. (1986). Heat transfer in particulate flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29(2) :265–273.

[Michaelides, 1997] Michaelides, E. E. (1997). Review : the transient equation of motion for particles, bubbles and droplets. *Journal of Fluids Engineering*, 119(2) :233–247.

[Milandri, 2000] Milandri, A. (2000). *Détermination des paramètres radiatifs d'un isolant fibreux : théorie de Mie, oscillateurs de Lorentz et méthode inverse.* Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Miller *et al.*, 1998] Miller, R. S., Harstad, K., et Bellan, J. (1998). Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations. *Int. J. Multiphase Flow*, 24(6) :1025–1055.

[Modest, 1993] Modest, M. F. (1993). *Radiative heat transfer.* Mechanical Engineering Series. Mc Graw-Hill International Editions.

[Modest et Mehta, 2004] Modest, M. F. et Mehta, R. S. (2004). Full spectrum k-distribution correlations for CO_2 from the CDCD-1000 spectroscopic databank. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47(10-11) :2487–2491.

[Modest et Zhang, 2002] Modest, M. F. et Zhang, H. (2002). The full-spectrum correlated-k distribution function for thermal radiation for molecular gas-particles mixtures. *J. Heat Transfer*, 124(1) :30–38.

[Moissette, 2001] Moissette, S. (2001). *Étude dynamique et thermique par la modélisation eulérienne-lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particules dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale non-isotherme.* Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

[Moissette *et al.*, 2001] Moissette, S., Oesterlé, B., et Boulet, P. (2001). Temperature fluctuations of discrete particles in a homogeneous turbulent flow : a Lagrangian model. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 22(3) :220–226.

[Morsi et Alexander, 1972] Morsi, S. A. et Alexander, A. J. (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *J. Fluid Mech.*, 55(Part 2) :193–208.

[Murrell *et al.*, 1995] Murrell, J. V., Crowhurst, D., et Rock, P. (1995). Experimental study of the thermal radiation attenuation of sprays from selected hydraulic nozzles. In *Halon Options Technical Working Conference*, pages 369–378, Albuquerque - USA.

[Odar et Hamilton, 1964] Odar, F. et Hamilton, W. S. (1964). Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 18 :302–314.

[Ozisik, 1973] Ozisik, M. N. (1973). *Radiative transfer and interactions with conduction and convection.* New York : John Willey and Sons.

[Parent *et al.*, 2006] Parent, G., Boulet, P., Gauthier, S., Blaise, J., et Collin, A. (2006). Experimental investigation of radiation transmission through a water spray. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 97(1) :126–141.

[Pascal et Oesterlé, 2000] Pascal, P. et Oesterlé, B. (2000). On the dispersion of discrete particles moving in a turbulent shear flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 26(2) :293–325.

[Patankar, 1980] Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow.* Hemisphere Publishing Corporation.

[Patankar et Spalding, 1972] Patankar, S. V. et Spalding, D. B. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15(10) :1787–1806.

[Pierrot, 1997] Pierrot, L. (1997). *Développement, étude critique et validation de modèles de propriétés radiatives infrarouges de CO_2 et H_2O à haute température. Applications au calcul des transferts dans des chambres aéronautiques et à la télédétection.* Thèse de Doctorat, École Centrale de Paris, France.

[Pierrot, 2004] Pierrot, L. (2004). Accuracy of Rosseland approximation in toy models of glass tanks. In *XX^{th} International Congress on Glass*, Kyoto Japon. Pages 59-74.

[Pierrot *et al.*, 1999] Pierrot, L., Rivière, P., Soufiani, A., et Taine, J. (1999). A fictitious-gas-based absorption distribution function global model for radiative transfer in hot gases. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 62(5) :609–624.

[Pope, 1994] Pope, S. B. (1994). On the relationship between stochastic Lagrangian models for turbulence and second-moment closures. *Phys. Fluids*, 6(2) :973–985.

[Pope, 2000] Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows.* The Press Syndicate of the University of Cambridge, cambridge university press edition.

[Porterie *et al.*, 2005] Porterie, B., Nicolas, S., Consalvi, J. L., Loraud, J. C., Giroud, F., et Picard, C. (2005). Modeling thermal impact of wildland fires on structures in the urban interface. Part 1 : radiative and convective components of flames representative of vegetation fires. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 47(5) :471–489.

[Pozorski et Minier, 1998] Pozorski, J. et Minier, J. P. (1998). On the Lagrangian turbulent dispersion models based on the Langevin equation. *Int. J. Multiphase Flow*, 24(6) :913–945.

[Prasad *et al.*, 1999] Prasad, K., Li, C., et Kailasanath, K. (1999). Simulation of water mist suppression of small scale methanol liquid pool fires. *Fire Safety J.*, 33 :185–212.

[Prasad *et al.*, 2002] Prasad, K., Patnaik, G., et Kailasanath, K. (2002). A numerical study of water-mist suppression of large scale compartment fires. *Fire Safety J.*, 37 :569–589.

[Pretrel, 1997] Pretrel, H. (1997). *Étude du comportement thermodynamique de pulvérisations liquides sous l'effet du rayonnement infrarouge. Application à la protection incendie par rideau d'eau.* Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

[Pétrissans, 2001] Pétrissans, A. (2001). *Sur les modèles stochastiques lagrangiens de suivi de particules dans un champ turbulent et leur application en écoulement gaz-solide confinés.* Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France, Nancy.

[Querry *et al.*, 1974] Querry, M. R., Holland, W. E., et Waring, R. C. (1974). Complex refractive index in the infrared for NaCl, $NaNO_3$ and $NaHCO_3$ in water. *J. Opt. Soc. Am.*, 66(8) :830–835.

[Querry *et al.*, 1977] Querry, M. R., Holland, W. E., Waring, R. C., Earls, L. M., et Querry, M. D. (1977). Relative reflectance and complex refractive index in the infrared for saline environmental waters. *Journal of Geophysical Research*, 82(9) :1425–1433.

[Querry *et al.*, 1972] Querry, M. R., Waring, R. C., Holland, W. E., Hale, G. M., et Nijm, W. (1972). Optical constants in the infrared for aqueous solutions of NaCl. *J. Opt. Soc. Am.*, 62(7) :849–855.

[Raithby et Chui, 1990] Raithby, G. D. et Chui, E. H. (1990). Finite-volume method for predicting a radiant heat transfer in enclosures with participating media. *J. Heat Transfer*, 112(2) :415–423.

[Ramsden, 1996] Ramsden, N. (1996). Water mist. *Fire Prevention*, 287 :16–20.

[Ranz et Marshall, 1952] Ranz, W. E. et Marshall, W. R. (1952). Evaporation from drops - Part II. *Chemical Engineering Progress*, 48(4) :173–180.

[Ravigurajan et Beltran, 1989] Ravigurajan, T. S. et Beltran, M. R. (1989). A model for attenuation of fire radiation through water droplets. *Fire Safety J.*, 15(2) :171–181.

[Razzaque *et al.*, 1984] Razzaque, M., Howell, J., et Klein, D. (1984). Coupled radiative and conductive heat transfer in a two-dimensional rectangular enclosure with gray participating media using finite elements. *J. Heat Transfer*, 106 :613–619.

[Renksizbulut et Yuen, 1983] Renksizbulut, M. et Yuen, M. C. (1983). Numerical study of droplet evaporation in a high-temperature air stream. *J. Heat Transfer*, 105(2) :389–397.

[Rüger *et al.*, 2000] Rüger, M., Hohmann, S., et ans G. Kohnen, M. S. (2000). Euler/Lagrange calculations of turbulent sprays : the effect of droplet collisions and coalescence. *Atomization Sprays*, 10 :47–81.

[Rokni et Sundén, 1996] Rokni, M. et Sundén, B. (1996). Numerical investigation of turbulent forced convection in ducts with rectangular and trapezoidal cross-section area by using different turbulence models. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 30 :321–346.

[Sacadura, 1980] Sacadura, J. F. (1980). *Initiations aux transferts thermiques.* Lavoisier Technique et Documentation.

[Sacadura, 2005] Sacadura, J. F. (2005). Radiative heat transfer in fire science. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 93(1-3) :5–24.

[Saint Georges, 1993] Saint Georges, M. (1993). *Étude hydrodynamique des pulvérisations liquides pour application aux rideaux d'eau.* Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, France.

[Schick, 1997] Schick, R. J. (1997). An engineer's pratical guide to drop size. Tech. Rep. No 459, Spraying Systems Co., Wheaton, Illinois, USA. www.ispray.com (juillet 2006).

[Schiller et Naumann, 1935] Schiller, L. et Naumann, A. (1935). Uber die grundlegende berechnung bei der schwekraftaufbereitung. *V.D.I. Zeintung*, 77 :318–320.

[Selçuk et Kayakol, 1997] Selçuk, N. et Kayakol, N. (1997). Evaluation of discrete ordinates method for radiative transfer in rectangular furnaces. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(2) :213–222.

[Shah et London, 1978] Shah, R. K. et London, A. K. (1978). Laminar flow forced convection in ducts. In Irvine, T. et Hartnett, J., editors, *Advances in Heat Transfer - Supplement 1.* Academic Press.

[Shih *et al.*, 1995] Shih, T. H., Liou, W. W., Shabbir, A., et Zhu, J. (1995). A new k-ϵ eddy-viscosity model for high Reynolds numbers turbulent flows - model development and validation. *Comput. and Fluids*, 24(3) :227–238.

[Siegel et Howell, 1992] Siegel, R. et Howell, J. R. (1992). *Thermal Radiation Heat Transfer.* Taylor and Francis. Third Edition.

[Sirignano, 1999] Sirignano, W. A. (1999). *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays.* The Press Syndicate of the University of Cambridge, cambridge university press edition. ISSN : 0-582-21884-5.

[Snyder et Lumley, 1971] Snyder, W. et Lumley, J. (1971). Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 48(Part 1) :41–71.

[Solovjov et Webb, 2000] Solovjov, V. P. et Webb, B. W. (2000). SLW modeling of radiative transfer in multicomponent gas mixtures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65(4) :655–672.

[Sommerfeld, 1997] Sommerfeld, M. (1997). Analysis of isothermal and evaporating turbulent sprays by phase doppler anemometry and numerical calculations. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 19(2) :173–186.

[Soufiani *et al.*, 2002] Soufiani, A., André, F., et Taine, J. (2002). A fictitous-gas based statistical narrow-band model for IR long-range sensing of H_2O at high temperature. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 73 :339–347.

[Soufiani et Taine, 1997] Soufiani, A. et Taine, J. (1997). High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H_2O, CO_2 and CO, and correlated-k model for H_2O and CO_2. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(4) :987–991.

[Spalart et Allmaras, 1992] Spalart, P. et Allmaras, S. (1992). A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In Reno, N., editor, *30^{th} Aerospace Sciences Meeting*. AIAA. AIAA Paper 92-0439.

[Tan et Hsu, 2002] Tan, Z. M. et Hsu, P. F. (2002). Transient radiative transfer in three-dimensional homogeneous and non-homogeneous participating media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 73(2-5) :181–194.

[Tessé, 2001] Tessé, L. (2001). *Modélisation des transferts radiatifs dans les flammes turbulentes par une méthode de Monte Carlo*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Paris, France.

[Tessé *et al.*, 2002] Tessé, L., Dupoirieux, F., Zamuner, B., et Taine, J. (2002). Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated-k approach. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45(13) :2797–2814.

[Vaillon *et al.*, 2004] Vaillon, R., Wong, B. T., et Mengüç, M. P. (2004). Polarized radiative transfer in a particle-laden semi-transparent medium via a vector Monte Carlo method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 84(4) :383–394.

[Van Beeck *et al.*, 1999] Van Beeck, J. P. A. J., Giannoulis, D., Zimmer, L., et Riethmuller, M. L. (1999). Global rainbow thermometry for droplet-temperature measurement. *Opt. Lett.*, 24(23) :1696–1698.

[Versteeg et Malalasekera, 1995] Versteeg, H. K. et Malalasekera, W. (1995). *An introduction to computational fluid dynamics - the finite volume method*. Pearson Education Limited. ISSN : 0-582-21884-5.

[Vetrano *et al.*, 2006] Vetrano, M. R., Gauthier, S., Van Beeck, J., Boulet, P., et Buchlin, J. M. (2006). Characterization of a non-isothermal water spray by global rainbow thermometry. *Exp. Fluids*, 40(1) :15–22.

[Wang et Stock, 1993] Wang, L. P. et Stock, D. E. (1993). Dispersion of heavy particles by turbulent motion. *J. Atmosph. Sci.*, 50 :1897–1913.

[Wells et Stock, 1983] Wells, M. et Stock, D. E. (1983). The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 136 :31–62.

[Wieselsberger, 1921] Wieselsberger, C. (1921). Neuere feststellungen über die gesetze des flüssigkeits- und luftwider-stands. *Phys. Zeitung*, 22 :221.

[Wilcox, 1998] Wilcox, D. C. (1998). *Turbulence modeling for CFD*. La Canadia, USA.

[Wiscombe, 1976] Wiscombe, W. J. (1976). On initialization, error and flux conservation in the doubling method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 16(8) :637–658.

[Wong et Mengüç, 2002] Wong, B. T. et Mengüç, M. P. (2002). Comparison of Monte Carlo techniques to predict the propagation of a collimated beam in participating media. *Numer. Heat Transfer, Part B*, 42(2) :119–140.

[Wong et Lin, 1992] Wong, S. C. et Lin, A. R. (1992). Internal temperature distributions of droplets vaporizing in high-temperature convective flows. *J. Fluid Mech.*, 237 :671–687.

[Yuen et Chen, 1993] Yuen, M. C. et Chen, L. W. (1993). On drag of evaporating liquid droplets. *Combust. Sci. Technol.*, 14(4-5-6) :147–154.

[Zimmer, 2001] Zimmer, L. (2001). *Étude numérique et expérimentale de la turbulence en écoulement gaz - gouttelettes. Applications aux rideaux d'eau en présence de vent latéral*. Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, France.

Index

Albédo, 72
Angles d'éjection, spray, xxvi
Approximation Delta Eddington, 75, 112
Atomiseur, xxiv
Atténuation, définition, 175

Buse à pression, xxiv

Coefficient de traînée, 7, 14
Coefficient, d'absorption, 71, 81
Coefficient, d'extinction, 71, 81
Coefficient, de diffusion, 71, 81
Cosinus directeurs, 120

Débit d'eau évaporée, 12, 15
Débit volumique, spray, xxvi
Diamètres moyens, définition, xxvii
Discrétisation angulaire, 125
Distance d'interaction, 89, 90
Distribution granulométrique, xxvi

Equation du transfert radiatif, 123

Facteur d'asymétrie, 76
Facteurs d'efficacité, 70
Fonction de phase, définition, 73
Fonction de phase, Henyey - Greenstein, 76
Fonction de phase, Kagiwada - Kalaba, 75
Fonction de phase, normalisation, 73
Fonction de phase, polynômes de Legendre, 74
Fonction Dirac, 113
Fractions volumiques, espèces gazeuses, 79

Indice complexe de réfraction, 68
Indice complexe, relatif, 68
Indice d'absorption, 68
Indice de réfraction, 68
Intégrale des cosinus directeurs, 128

Loi de Rosin Rammler, xxvii
Loi Log-normale, xxvii
Luminance, 119
Luminance, corps noir, 121

Méthode de Monte Carlo, 85
Méthode des ordonnées discrètes, 125
Méthode des volumes finis, 127
Modèle Ck, 77

Nombre de débit, xxvi

Paramètre d'asymétrie, 76
Paramètre de taille, 68
Polynômes de Legendre, 75, 112
Propriété de mélange, 13

Rampe, xvii
Renormalisation de la fonction de phase, 102
Rideaux d'eau, xvii

Schémas de fermeture, 126, 130
Schémas de fermeture, centré, 127
Schémas de fermeture, exponentiel, 127
Schémas de fermeture, exponentiel modifié, 130
Schémas de fermeture, poids, 127
Schémas de fermeture, step, 127
Sprays, xxiii

Théorie de Mie, 67
Transmittance, 78, 99, 150
Tuyères, xxvi

Vitesse d'éjection, xxvi
Vitesse relative, 7

Résumé

Ce travail est consacré à la simulation des transferts couplés, rayonnement-conduction-convection dans un milieu gaz-gouttelettes, semi-transparent, non gris, absorbant et diffusant. L'application de ce travail porte sur l'étude des rideaux d'eau utilisés en protection contre les incendies. En vue d'une optimisation, une étude fine des interactions rayonnement - matière est menée.

Le but est de contribuer à la compréhension des phénomènes d'interaction, ainsi qu'à la réalisation d'outils prédictifs fiables simulant le comportement de sprays anti-incendie.

La description des transferts couplés de masse, quantité de mouvement et d'énergie est faite à partir d'une simulation eulérienne lagrangienne. Le modèle de propagation du rayonnement associe la théorie de Mie, le modèle Ck et une évolution de la méthode de Monte Carlo, nommée MMC 2.2, qui permet de bien prendre en compte la propagation du rayonnement dans un milieu de propriétés radiatives hétérogènes. Cette nouvelle version est validée puis comparée avec les autres techniques de type MMC déjà existantes dans la littérature. Ce travail met ensuite en avant les problèmes de simulations numériques liés à la modélisation 3D du transfert radiatif dans un milieu où la fonction de phase est fortement anisotrope (caractéristique de gouttes d'eau).

Une étude complète (dynamique, thermique et rayonnement) permet la validation du code de calcul avec des données expérimentales. Puis, plusieurs configurations sont testées en vue d'améliorer l'atténuation du rayonnement (rampes, doubles rampes, augmentation du débit, différentes granulométries, ...). Elles permettent notamment de dégager des pistes de recherche pour l'optimisation de ces dispositifs de boucliers thermiques.

Mots-clés: protection incendie, rideau d'eau, rayonnement, simulation eulérienne lagrangienne

Abstract

This study is devoted to the simulation of combined radiative, conductive and convective transfer in a participating, non grey, absorbing and scattering gas-droplet flow. The application of this work is related to water curtains used as radiative shields. In order to optimize these devices, a detailed study of radiation - matter interactions is done.

The aim is to contribute to the understanding of the interaction phenomena and to build a reliable predictive tool simulating the behaviour of water sprays used for fire protection.

An Eulerian-Lagrangian approach is used to describe the coupled mass, momentum and energy transfer. A Monte Carlo technique (named MCM 2.2) is used to simulate the radiation propagation combined with the Mie theory and a Ck model to obtain the radiative properties of the medium. This MCM version allows taking into account the heterogeneous radiative properties of the medium. The method is tested and validated through comparisons with existing techniques reported in the literature. The problems due to acute anisotropic scattering simulation are considered in the present 3D configuration.

Validation of the numerical code is achieved by comparing our results with available experimental data. Several solutions are tested in order to improve the attenuation capability of water curtains (series of nozzles, double series of nozzles, water flow rate modulation, ...) and suggestions are given for further optimization of devices used for radiation shielding.

Keywords: fire safety science, water spray, radiation, Eulerian-Lagrangian simulation