HAL
open science

Etude numérique de jets d'air horizontaux et de la brumisation en vue de leur couplage pour le rafraichissement d'enceintes habitables

Gilles Guerassimoff

To cite this version:

Gilles Guerassimoff. Etude numérique de jets d'air horizontaux et de la brumisation en vue de leur couplage pour le rafraichissement d'enceintes habitables. Energétique. Mines ParisTech - Ecole des mines de Paris; Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1997. Français. NNT : 1997ENMP0785 . tel-01710849

HAL Id: tel-01710849

https://minesparis-psl.hal.science/tel-01710849

Submitted on 19 Feb 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.

ECOLE DES MINES
DE PARIS

Collège doctoral

N° attribué par la bibliothèque

/__/__/__/__/__/__/__/__/__/__/__/

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Ecole des Mines de Paris

Spécialité " Energétique "

présentée et soutenue publiquement

par

Gilles GUERASSIMOFF

le

07 novembre 1997

ETUDE NUMERIQUE DE JETS D'AIR HORIZONTAUX ET DE LA BRUMISATION EN VUE DE LEUR COUPLAGE POUR LE RAFRAICHISSEMENT D'ENCEINTES HABITABLES

Directeur de thèse : Jean-Jacques BEZIAN

Jury :

Jacques PANTALONI.....Président
Francis ALLARD .....Rapporteur
Dominique BLAY .....Rapporteur
André JAFFRIN .....Rapporteur
Michel GSCHWIND ..... Examinateur
Christian INARD..... Examinateur
Jean-Jacques BEZIAN..... Examinateur

à mes Parents,
à Corinne.

Quiconque n'a jamais fait d'erreur,
n'a jamais essayé quelque chose de nouveau !

Albert EINSTEIN.

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Centre d'Energétique de l'Ecole des Mines de Paris à Sophia–Antipolis. Il a été suivi par Monsieur Jean-Jacques BEZIAN, responsable scientifique, qui m'a fait bénéficier de son expérience tout au long de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur Renaud GICQUEL directeur du Centre d'Energétique et Monsieur Didier MAYER son directeur adjoint, pour m'avoir permis d'intégrer une de leurs équipes de recherche.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur Jacques PANTALONI, Directeur de l'Institut Universitaire des systèmes Thermiques et Industriels de Marseille, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Le travail de rapporteur est difficile et demande un temps précieux. Je tiens donc à remercier Monsieur le Professeur Francis ALLARD, à l'Université de la Rochelle, Monsieur Dominique BLAY ingénieur CNRS au Laboratoire d'Etudes Thermiques de Poitiers ainsi que Monsieur André JAFFRIN directeur de recherche à l'Institut National de Recherches Agronomiques de Biot, pour leurs jugements ainsi que d'avoir bien voulu accepter la tâche de rapporteur de ma thèse.

Je remercie également Monsieur Christian INARD, Maître de Conférence à L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon d'avoir accepté d'être membre de mon jury.

Une partie de ce travail a été financée dans le cadre de contrats de recherche et n'aurait pu être menée à bien sans le soutien de l'Institut Minoru de Recherches Avancées. Que Monsieur Michel GSCHWIND, qui a accepté de faire partie du jury de cette thèse trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie vivement tous les responsables scientifiques du Centre d'Energétique de Sophia-Antipolis pour leur disponibilité et les conseils qu'ils ont pu me prodiguer.

Ce travail entrecoupé de mon passage sous les drapeaux m'a permis de rencontrer de nombreuses personnalités venant de tous horizons. Ces contacts ont été très enrichissants, et m'ont permis de mener à bien cette thèse, grâce aux longues discussions toujours très interrogatives. Je tiens donc à remercier toutes les personnes que j'ai pu côtoyer et qui font que ces années en tant que " thésard " resteront inoubliables.

Que les anciens : Rahula, Cheick, Edouardo, Xavier, Vincent, Djordy, Rude, Franck, Georges, Thierry, Olivier, Brice… les permanents : Marie-Jeanne, Christine, Roseline, Lionel, Pierre, Christian, Patrick… les nouveaux : Coutcout, Benji, Michel, Lucky…trouvent ici toute ma reconnaissance.

Merci Christophe et Slim pour le chemin fait ensemble, et pour les encouragements que vous m'avez prodigué tout au long de ce travail.

Merci Patrick pour l'expérience informatique dont tu m'as fait bénéficier, et dont tu peux apprécier maintenant les résultats.

Merci David et Jérôme pour les pauses café et l'aide que vous m'avez fourni pendant ces années.

Merci Arnaud pour ton écoute et ton humour dans les moments de doute qui jalonnent ce parcours que tu termines à ton tours.

J'adresse une pensée toute particulière à Corinne pour m'avoir supporté pendant ces années.

Enfin je tiens tout particulièrement à exprimer toute ma reconnaissance à mes parents, mes frères et belles sœurs dont le soutien, bien au delà de ce travail, reste immuable et réconfortant.

Avant-propos

Le texte de ce document présente des notes en bas de page faisant référence aux abréviations rencontrées, et précisent certains points de détails.

La bibliographie est référencée dans le texte par le nom du premier auteur, suivit de l'année de publication, les deux entre crochets. Lorsque l'auteur cité fait partie d'une phrase, seule l'année est mise entre crochets. Les références sont données en fin de document, et sont classées par ordre alphabétique pour : l'introduction générale, la partie A et la partie B.

SOMMAIRE

TABLE DES MATIÈRES I
Partie A : I
Partie B : IV

TABLE DES ILLUSTRATIONS VII
Tableaux : VII
Figures: VIII
Courbes: X

INTRODUCTION GENERALE 1

PARTIE A : CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES JETS D'AIR NON ISOTHERMES HORIZONTAUX 5

Nomenclature 5

CHAPITRE 1 : Synthèse générale dans le domaine des jets libres 7

CHAPITRE 2 : Détermination des caractéristiques de jets d'air libres froid horizontaux 46

CHAPITRE 3 : Approche expérimentale 95

PARTIE B : ELABORATION D'UN MODÈLE DE RAFRAÎCHISSEMENT ÉVAPORATIF PAR BRUMISATION 125

Nomenclature 126

CHAPITRE 4 : Etat de l'art dans le domaine de l'évaporation des gouttes 128

CHAPITRE 5 : Etablissement du modèle de brumisation 166

CHAPITRE 6 : Contribution à l'étude du jet de brumisation 208

CONCLUSION GENERALE 242

ANNEXES 246

BIBLIOGRAPHIE 255

INTRODUCTION GÉNÉRALE 1

PARTIE A : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES JETS D'AIR LIBRES NON ISOTHERMES HORIZONTAUX

NOMENCLATURE 5

CHAPITRE 1. SYNTHÈSE GÉNÉRALE DANS LE DOMAINE DES JETS LIBRES 7

1.1 INTRODUCTION 7
1.2 STRUCTURE GÉNÉRALE DU JET 9
1.2.1 QU'EST-CE QU'UN JET? 9
1.2.2 EQUATIONS RÉGISSANT CE TYPE D'ÉCOULEMENT 12
1.2.2.1 Conservation de la masse 12
1.2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement 12
1.2.2.3 Conservation de l'énergie 12
1.2.2.4 Approche de la turbulence 13
1.2.2.5 Equations de transport pour k et pour ε 15
1.2.3 PREMIÈRE APPROXIMATION 17
1.2.3.1 Un écoulement bidimensionnel en régime établi 17
1.2.3.2 Un écoulement à symétrie de révolution en régime établi 17
1.2.3.3 Nombres sans dimensions caractérisant le jet 18
1.2.4 UNE DIVERSITÉ DE CAS 19
1.3 LE JET LIBRE TURBULENT 20
1.3.1 CAS DU JET EN L'ABSENCE DE FORCES DE GRAVITÉ 20
1.3.1.1 Le cœur potentiel 20
1.3.1.2 La région de transition 23
1.3.1.3 La région développée 25
1.3.1.4 Grandeurs axiales et épanouissement 29
1.3.1.5 Débit de Fluide entraîné 34
1.3.1.6 Autres contraintes imposées au jet libre 37
1.3.2 CAS DU JET HORIZONTAL EN PRESENCE DE FORCES DE GRAVITÉ 39
1.3.2.1 Caractérisation 39
1.3.2.2 Trajectoire du jet 41
1.3.2.3 Décroissance axiale, profils et étalement du jet 42
1.3.2.4 Introduction du nombre d'Archimède local 44
1.4 CONCLUSION 45

CHAPITRE 2. DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DE JETS D'AIR FROID LIBRES HORIZONTAUX 46

2.1 INTRODUCTION 46
2.2 MÉTHODE ET OUTIL EMPLOYÉS 48
2.2.1 MÉTHODE DE SIMULATION 48
2.2.1.1 Représentation des écoulements libres 48
2.2.1.2 Calcul instationnaire 48
2.2.1.3 Fermeture des équations de la turbulence 49
2.2.1.4 Procédure 50
2.2.2 OUTIL DE SIMULATION 51
2.2.2.1 Choix du code de calcul 51
2.2.2.2 Elaboration du modèle 51
2.2.2.3 Résolution du problème 54
2.2.2.4 Post-traitement des résultats 56
2.2.3 LIMITATIONS DES CALCULS 56
2.3 VISUALISATION DES RÉSULTATS DU JET LIBRE 57
2.3.1 PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE 57
2.3.2 ETABLISSEMENT DU JET ISOTHERME 58
2.3.3 ETABLISSEMENT DU CALCUL DU JET NON ISOTHERME 60
2.3.3.1 Profils des températures 60
2.3.3.2 Profils des normes des vitesses 62
2.3.3.3 Interprétation des séquences 63
2.4 DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DU JET LIBRE 67
2.4.1 CAS ISOTHERME OU NON ISOTHERME NON PESANT 67
2.4.1.1 Forme générale des résultats 67
2.4.1.2 Influence des paramètres 70
2.4.2 CAS NON ISOTHERME PESANT 73
2.4.2.1 Forme générale des résultats 73
2.4.2.2 Protocole d'exploitation des résultats 74
2.4.2.3 Axe du jet 76
2.4.2.4 Etalement du jet 84
2.4.2.5 Débit de fluide entraîné 90
2.5 CONCLUSION 93

CHAPITRE 3. APPROCHE EXPÉRIMENTALE 95

3.1 INTRODUCTION 95
3.2 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 97
3.2.1 LA CHAMBRE CLIMATIQUE 97
3.2.2 PRODUCTION DU JET 98
3.2.3 MÉTHODE DE VISUALISATION 99
3.2.3.1 Principe de visualisation par caméra infrarouge 99
3.2.3.2 Réglages à effectuer 101
3.2.4 PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL 101

3.2.5 PROFILS EN SORTIE DE BOUCHE 102
3.2.5.1 Type de mesures effectuées 103
3.2.5.2 Vitesses et températures 103
3.2.5.3 Fluctuations moyennes des vitesses 105
3.3 VISUALISATION INSTATIONNAIRE 108
3.3.1 PROFILS DES TEMPÉRATURES 108
3.3.2 INTERPRÉTATION DE LA SÉQUENCE 110
3.4 CONFRONTATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES 112
3.4.1 TRAJECTOIRE DU JET 112
3.4.2 DÉCROISSANCE AXIALE DE LA TEMPÉRATURE 118
3.4.3 ETALEMENT THERMIQUE DU JET 122
3.5 CONCLUSION 124

PARTIE B : ELABORATION D'UN MODÈLE DE RAFRAÎCHISSEMENT ÉVAPORATIF PAR BRUMISATION

NOMENCLATURE 126

CHAPITRE 4. ETAT DE L'ART DANS LE DOMAINE DE L'ÉVAPORATION DES GOUTTES 128

4.1 INTRODUCTION 128
4.2 GÉNÉRALITÉS 130
4.2.1 L'ÉVAPORATION 130
4.2.2 EQUATIONS GÉNÉRALES DE LA DIFFUSION 131
4.3 TRANSFERT DE MASSE PAR ÉVAPORATION 132
4.3.1 CAS INSTATIONNAIRE 132
4.3.2 HYPOTHÈSE DE QUASI-STATIONNARITÉ, RELATION DE MAXWELL 133
4.3.3 PRISE EN COMPTE DU FLUX DE STEFAN 134
4.3.4 CORRECTIONS DE L'ÉQUATION DE MAXWELL 135
4.4 TRANSFERT DE CHALEUR PAR ÉVAPORATION 138
4.4.1 EQUATIONS DE LA PHASE GAZEUSE 138
4.4.2 EQUATIONS DE LA PHASE LIQUIDE 139
4.4.2.1 L'approximation adiabatique 140
4.4.2.2 Modèle à conductivité infinie 140
4.4.2.3 Modèle à conduction 140
4.4.2.4 Modèle à circulation interne 141
4.4.3 BILAN THERMIQUE SUR UNE GOUTTE 141
4.5 PRÉSENCE DE CONVECTION 143
4.6 CAS DE LA GOUTTELETTE 146
4.6.1 DANS UN MILIEU INFINI 146
4.6.2 DANS UN MILIEU FINI 147
4.6.3 EQUATIONS ANNEXES 150

4.7 MOUVEMENTS DE LA GOUTTE **152**
4.7.1 TRAJECTOIRE D'UNE PARTICULE AU SEIN D'UN ÉCOULEMENT 152
4.7.2 ECOULEMENT DIPHASIQUE 153
4.7.2.1 Continuité 154
4.7.2.2 Quantité de mouvement 154
4.7.2.3 Energie 154
4.7.2.4 Effet de la turbulence 155
4.8 INTERACTION ENTRE GOUTTELETTES **156**
4.9 MÉTROLOGIE DE L'ÉVAPORATION DES GOUTTELETTES **160**
4.9.1 CAS D'UNE GOUTTE 160
4.9.2 CAS D'UN ARRANGEMENT DE GOUTTES 161
4.10 RÉSULTATS BIBLIOGRAPHIQUES EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES **163**
4.11 CONCLUSION **165**

CHAPITRE 5. ETABLISSEMENT DU MODÈLE DE BRUMISATION **166**

5.1 INTRODUCTION **166**
5.2 HYPOTHÈSES ET SIMPLIFICATIONS **168**
5.2.1 RELATIVES AU MODÈLE PHYSIQUE GÉNÉRAL 168
5.2.2 RELATIVES À L'ASPECT MICROSCOPIQUE DES GOUTTES 170
5.3 LE MAILLON ÉLÉMENTAIRE **174**
5.3.1 ETABLISSEMENT DES ÉQUATIONS 174
5.3.2 MÉTHODE DE RÉSOLUTION 175
5.4 ETUDE PARAMÉTRIQUE SUR LE MAILLON ÉLÉMENTAIRE **177**
5.4.1 TAILLE DE LA BULLE 178
5.4.2 TEMPÉRATURE DE L'AIR 182
5.4.3 DIAMÈTRE DES GOUTTES 186
5.4.4 TEMPÉRATURE DES GOUTTES 189
5.4.5 INFLUENCE DE LA CONVECTION 193
5.4.6 CONCLUSION 194
5.5 LE NUAGE SPHÉRIQUE **195**
5.5.1 MÉTHODE DE MODÉLISATION 195
5.5.2 SIMULATION DU MOUVEMENT DU NUAGE 198
5.6 RÉSULTATS POUR LE NUAGE SPHÉRIQUE **199**
5.6.1 EVAPORATION COUCHE PAR COUCHE 199
5.6.2 MÉTHODE MULTICOUCHE 205
5.7 CONCLUSION **207**

CHAPITRE 6. CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU JET DE BRUMISATION 208

6.1 INTRODUCTION 208
6.2 CONCEPT ET MÉTHODE D'INVESTIGATION 210
6.2.1 RAPPELS SUR LES SYSTÈMES DE REFROIDISSEMENT ÉVAPORATIF 210
6.2.1.1 Méthode indirecte 210
6.2.1.2 Méthode directe 211
6.2.2 INTRODUCTION DIRECTE DE GOUTTELETTES 212
6.2.2.1 Phase dispersée 213
6.2.2.2 Phase compacte 214
6.3 LA BRUMISATION PIÉZO-CÉRAMIQUE 216
6.3.1 CRÉATION DES GOUTTES 216
6.3.2 LE BRUMISATEUR 218
6.3.3 DISTANCE INTER-GOUTTES DU SYSTÈME 219
6.4 APPROCHE DU JET DE BRUMISATION 224
6.4.1 VISUALISATION DU JET DE BRUMISATION 224
6.4.1.1 Différents débits de gouttelettes 224
6.4.1.2 Visualisation instationnaire 225
6.4.2 FORME GLOBALE 227
6.4.2.1 Considérations simplificatrices 227
6.4.2.2 Rapprochement au cas du jet non isotherme 228
6.4.2.3 Détermination de l'axe du jet de brumisation 229
6.4.2.4 Jet non isotherme calculé 231
6.4.3 MÉTHODE D'ÉVALUATION DE LA SURFACE ÉVAPORANTE 233
6.4.4 MÉTHODE DE COUPLAGE AVEC LE MODÈLE DE NUAGE 235
6.4.4.1 Principe 235
6.4.4.2 Méthode pratique 236
6.4.4.3 Ordre de grandeur de l'effet produit 237
6.4.5 PRINCIPE D'INTÉGRATION DU JET DE BRUMISATION DANS UN MODÈLE ZONAL 238
6.4.5.1 Rappel sur le principe du modèle zonal 238
6.4.5.2 Méthode d'intégration du jet de brumisation 239
6.5 CONCLUSION 241

CONCLUSION GÉNÉRALE 242

ANNEXES 246

A-1 : MÉTHODE DES VOLUMES FINIS 246
B-1 : PROPRIÉTÉS DE L'AIR 252
A-1 : PROPRIÉTÉS DE L'EAU 254

BIBLIOGRAPHIE 255

INTRODUCTION GÉNÉRALE 255
PARTIE A 256
PARTIE B 262

Table des illustrations

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 : Coefficients empiriques pour le coeur potentiel _____ *21*
Tableau 1-2 : Résumé des caractéristiques du cœur potentiel vu par Abramovich _____ *22*
Tableau 1-3 : Valeurs des coefficients semi-empiriques de la littérature pour un jet plan _____ *31*
Tableau 1-4 : Valeurs des coefficients semi-empiriques de la littérature pour un jet axisymétrique _____ *32*

Tableau 2-1 : Influence de l'intensité de la turbulence initiale sur les coefficients du jet libre (Cas U_0*=3 m/s)* *71*
Tableau 2-2 : Coefficients des décroissances axiales pour un jet plan de mur _____ *79*
Tableau 2-3 : Influence de l'intensité de la turbulence sur les coefficients de décroissance axiale d'un jet plan *81*
Tableau 2-4 : Influence du type de jet sur les coefficients de décroissance axiale d'un jet d'air plan _____ *83*
Tableau 2-5 : Coefficients d'étalement pour un jet plan de mur _____ *87*
Tableau 2-6 : Influence de l'intensité de turbulence sur les coefficients d'étalement du jet d'air plan _____ *89*
Tableau 2-7 : Influence du type d'orifice sur les coefficients d'étalement du jet d'air plan _____ *89*

Tableau 3-1 : Coefficients de décroissances axiales calculés numériquement _____ *112*

Tableau 5-1 : Influence de la distance inter-gouttes sur les variables de la zone _____ *203*
Tableau 5-2 : Influence de l'humidité relative finale sur les variables de la zone _____ *204*
Tableau 5-3 : Influence du nombre de couches simultanées sur les variables de la zone _____ *206*

Tableau 6-1 : Caractéristiques des jets de brumisation et non isothermes associés _____ *231*

TABLE DES FIGURES

Figure 1-1 : Détail des zones d'un jet libre 10
Figure 1-2 : Détail des zones dans le cas de l'impact d'un jet sur une paroi 11
Figure 1-3 : Détail des zones d'un jet pariétal 11
Figure 1-4 : Paramètres géométriques du cœur potentiel 20
Figure 1-5 : Profils des vitesses théoriques et expérimentaux [Schlichting79] 26
Figure 1-6 : Profils des vitesses et des températures adimensionnés [Schlichting79] 27
Figure 1-7 : Notation employée pour les paramètres de la région développée 28
Figure 1-8 : Influence du débit de fluide entraîné sur les performances du jet [Soper77] 36
Figure 1-9 : Effet de la couche limite sur le profil des vitesses en sortie de bouche 37
Figure 1-10 : Formation des vortex sur la couche de mélange d'un jet plan 40

Figure 2-1: Grille de calcul pour le jet plan de mur 58
Figure 2-2 : Séquence des normes des vitesses pour un jet isotherme 59
Figure 2-3 : Séquence des isothermes pour un jet d'air froid 61
Figure 2-4 : Séquence des iso-normes des vitesses d'un jet d'air froid 63
Figure 2-5 : Mise en évidence de l'effet de la courbure des lignes de courant 65
Figure 2-6 : Grille de calcul pour le jet plan de buse 82
Figure 2-7 : Approximation du profil des vitesses sur l'enveloppe dynamique du jet 91

Figure 3-1 : Schéma de la chambre climatique 97
Figure 3-2 : Bouche d'injection pour le jet de mur 98
Figure 3-3 : Bouche d'injection pour le jet de buse 98
Figure 3-4 : Schéma du circuit de jet dans la chambre climatique 99
Figure 3-5 : Schéma du montage expérimental de visualisation par caméra infrarouge 100
Figure 3-6 : Schéma des mesures en sortie de bouche d'injection 103
Figure 3-7 : Séquence d'images infrarouges représentant les isothermes d'un jet froid 109

Figure 4-1 : Zone de refroidissement de l'air[Achard86 p. 2.31] 129
Figure 4-2 : Zone de confort sur le diagramme psychrométrique[Achard86, p. 2.23] 129
Figure 4-3 : Notation pour une sphère 132
Figure 4-4 : Notation pour le cas du milieu infini 146
Figure 4-5 : Notation dans le cas du milieu fini 147
Figure 4-6 : Illustration du modèle cellulaire de Zung 157
Figure 4-7 : Illustration du modèle de Bellan complet 158

Figure 5-1: Algorithme de calcul pour le maillon élémentaire 176
Figure 5-2 : Description de la méthode d'évaporation du nuage sphérique 196
Figure 5-3 : Méthode de modélisation de l'évaporation de la goutte en surface du nuage 196
Figure 5-4 : Algorithme du calcul de l'évaporation du nuage sphérique dans une zone 197
Figure 5-5 : Schéma de la configuration zonale 199

Figure 6-1 : Principe d'un système de refroidissement évaporatif indirect 210
Figure 6-2 : Principe d'un système de refroidissement évaporatif direct par pad 211
Figure 6-3 : Principe d'un refroidissement évaporatif direct par sprays 212
Figure 6-4 : Jet de gouttelettes à phase dispersée 213
Figure 6-5 : Jet de gouttelette à phase condensée saturée 215
Figure 6-6 : Principe de création des gouttes 216
Figure 6-7 : Prototype de brumisateur employé 218
Figure 6-8 : Principe de production des gouttes dans le brumisateur 219
Figure 6-9 : Jet de brumisation avec un débit de gouttelettes d'eau de 156 g/h 224
Figure 6-10 : Jet de brumisation avec un débit de gouttelettes d'eau de 340 g/h 224
Figure 6-11 : Séquence vidéo de la forme du jet de brumisation 226
Figure 6-12 : Isothermes du jet refroidi calculé pour le modèle zonal 232
Figure 6-13 : Représentation de la frontière du jet de brumisation 233
Figure 6-14 : Méthode de couplage de la surface évaporante du jet et du nuage sphérique 235
Figure 6-15 : Schéma de principe du couplage jet-nuage 237
Figure 6-16 : Zones d'air déterminées par BTHEBES® 239

TABLE DES COURBES

Courbe 2-1 : Forme globale et étalement du jet libre 68
Courbe 2-2 : Profils adimensionnés des vitesses et des températures dans la zone développée 69
Courbe 2-3 : Similarité des profils des vitesses 69
Courbe 2-4 : Similarité des profils des températures 69
Courbe 2-5 : Décroissances axiales des vitesses et des températures 70
Courbe 2-6 : Influence de l'intensité de la turbulence initiale sur la forme du jet 71
Courbe 2-7 : Forme du jet , axe et étalement en vitesses et températures 73
Courbe 2-8 : Etalement des vitesses et des températures adimensionnées 73
Courbe 2-9 : Décroissance axiale des vitesses et des températures adimensionnées 74
Courbe 2-10 : Régression linéaire des décroissances axiales dans la partie développée 74
Courbe 2-11 : Axe moyen du jet au cours de son battement 77
Courbe 2-12 : Influence du nombre d'Archimède sur la déviation de l'axe du jet 78
Courbe 2-13 : Influence de l'intensité de turbulence sur l'axe du jet (Cas U_0 = 3 m/s) 80
Courbe 2-14 : Influence de l'intensité de turbulence sur l'axe du jet (Cas U_0 = 6 m/s) 81
Courbe 2-15 : Influence du type d'orifice sur la forme de l'axe du jet plan 83
Courbe 2-16 : Etalement global du jet : zone d'influence dynamique et thermique 85
Courbe 2-17 : Régressions linéaires de l'étalement du jet d'air froid 86

Courbe 3-1 : Vitesses horizontales prises à la sortie de l'orifice 104
Courbe 3-2 : Températures horizontales prises à la sortie de l'orifice 104
Courbe 3-3 : Vitesses prises en diagonale à la sortie de l'orifice 105
Courbe 3-4 : Températures prises en diagonale à la sortie de l'orifice 105
Courbe 3-5 : Fluctuation moyenne de la vitesse axiale à la sortie de l'orifice 106
Courbe 3-6 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour U_0 = 1 m/s et ΔT = 6 °C 113
Courbe 3-7 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 6 °C 114
Courbe 3-8 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 13 °C 115
Courbe 3-9 : Axe du jet de buse expérimental et numérique pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 11 °C 116
Courbe 3-10 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour U_0 = 1 m/s et ΔT = 6 °C 118
Courbe 3-11 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 6 °C 119
Courbe 3-12 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 13 °C 120
Courbe 3-13 : Décroissance axiale de la température d'un jet de buse pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 11 °C 121
Courbe 3-14 : Demi-étalement thermique expérimental de numérique du jet pour U_0 = 1 m/s et ΔT = 6 °C 122
Courbe 3-15 : Demi-étalement thermique expérimental de numérique du jet pour U_0 = 2 m/s et ΔT = 13 °C 123

Courbe 5-1: Temps d'évaporation par l'équation de Maxwell 169
Courbe 5-2: Temps d'évaporation par l'équation de Stefan 170
Courbe 5-3 : Facteur de Kelvin pour une gamme de diamètre de goutte de 0,1 à 10 µm 171
Courbe 5-4 : Facteur de Kelvin pour une gamme de diamètre de goutte 1,2 à 30 nm 171
Courbe 5-5 : Influence de la température d'eau sur le coefficient de Kelvin 171
Courbe 5-6 : Influence de la température d'air sur le coefficient de Kelvin 172
Courbe 5-7: Valeurs du nombre de Knudsen massique 172
Courbe 5-8 : Valeurs du nombre de Knudsen thermique 173
Courbe 5-9 : Temps d'évaporation de la goutte fonction de la taille de la bulle 178
Courbe 5-10 : Température finale de l'air dans la bulle fonction de sa taille 179
Courbe 5-11 : Humidité relative finale dans la bulle fonction de sa taille 180
Courbe 5-12 : Diamètre final de la goutte fonction de la taille de la bulle 181
Courbe 5-13 : Temps d'évaporation fonction de la température d'air (bulle 190 micromètres) 182
Courbe 5-14 : Mise en évidence du minimum en température 183
Courbe 5-15 : Temps d'évaporation fonction de la température initiale de l'air (bulle 80 micromètres) 183
Courbe 5-16 : Température finale de l'air fonction de sa température initiale 184
Courbe 5-17 : Humidité relative finale fonction de la température de l'air 184
Courbe 5-18 : Diamètre final de la goutte fonction de la température 185
Courbe 5-19 : Temps d'évaporation de la goutte fonction de son diamètre initial 186
Courbe 5-20 : Température finale de l'air fonction du diamètre initial des gouttes 187
Courbe 5-21 : Humidité relative finale dans la bulle fonction du diamètre initial de la goutte 187
Courbe 5-22 : Diamètre final de la goutte fonction de son diamètre initial 188
Courbe 5-23 : Temps d'évaporation fonction de la température initiale de la goutte 189
Courbe 5-24 : Température finale de l'air fonction de la température initiale de la goutte 190
Courbe 5-25 : Humidité relative fonction de la température initiale de la goutte 191
Courbe 5-26 : Diamètre final de la goutte fonction de sa température initiale 192
Courbe 5-27 : Temps d'évaporation fonction du courant convectif sur la goutte 193
Courbe 5-28 : Température de la zone fonction du temps 199
Courbe 5-29 : Humidité relative de la zone fonction du temps 199
Courbe 5-30 : Masse de vapeur dans la zone fonction du temps 200
Courbe 5-31 : Débit de vapeur dans la zone fonction du temps 200
Courbe 5-32 :Influence de la température du nuage sur la température d'air de la zone 201
Courbe 5-33 : Influence de la température du nuage sur son temps d'évaporation 201
Courbe 5-34 : Influence de la température du nuage sur la masse de vapeur dans la zone 201
Courbe 5-35 : Influence de la température du nuage sur le débit de vapeur dans la zone 201
Courbe 5-36 : Influence du courant convectif sur le temps d'évaporation 202
Courbe 5-37 : Influence du courant convectif sur le débit de vapeur 202
Courbe 5-38 : Influence de la température initiale de la zone sur le temps d'évaporation 203
Courbe 5-39 : Influence de la température initiale de la zone sur sa température finale 203
Courbe 5-40 : Température de la zone fonction du nombre de couches simultanées 205

Courbe 6-1 : Rapport des débits minimal pour saturer l'air en vapeur d'eau 220
Courbe 6-2 : Influence des conditions extérieures sur le rapport (distance inter-gouttes/diamètre de la goutte) 222
Courbe 6-3 : Cas d'un débit d'air plus important 223
Courbe 6-4 : Cas d'un débit d'eau plus important 223
Courbe 6-5 : Axe du jet de brumisation pour U_0 = 1 m/s 229
Courbe 6-6 : Axe du jet de brumisation pour le cas U_0 = 1,43 m/s 230

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Contexte

Nous avons tous été confrontés aux fortes températures qui peuvent régner dans un habitable de véhicule automobile resté exposé au soleil. Il en est de même dans certains bâtiments sous les climats chauds. En effet, l'augmentation des surfaces vitrées dans l'automobile comme dans les architectures contemporaines, font parfois abstraction des conséquences possibles des apports solaires supplémentaires engendrés. Ceux-ci génèrent un rayonnement thermique infrarouge des parois internes qui va être piégé par les vitrages. La conséquence inéluctable est l'augmentation démesurée des températures intérieures.

Les problèmes fondamentaux actuels comme l'effet de serre ou la destruction de la couche d'ozone par les C.F.C.[1] nous amènent à étudier des méthodes permettant d'améliorer le confort estival plus axées sur l'économie d'énergie et la baisse de la pollution.

Améliorer le confort dans les enceintes habitables sous les climats chauds passe par un abaissement des températures. Nous disposons de plusieurs moyens pour y parvenir :

- Les plus traditionnels emploient des climatiseurs utilisant le principe de compression-détente de fluides frigorigènes tels que les fréons. Ils ont l'avantage de permettre l'obtention de grandes puissances frigorifiques, mais présentent deux inconvénients majeurs qui sont la forte consommation d'énergie et la pollution qui l'accompagne. Celle-ci est encore plus élevée dans le cas d'automobiles qui présentent, pour des raisons de vibration, des liaisons souples en caoutchouc entre le compresseur et l'évaporateur. Celles-ci permettent aux fréons de s'échapper, car elles sont poreuses pour ce type de fluide.

- D'autres moyens comme la climatisation "passive", qui regroupe entre autres les systèmes de ventilation et de brumisation, est un moyen moins polluant qui permet de surcroît une faible consommation d'énergie. Son efficacité étant moindre, elle est rarement employée seule. Il s'agit cependant d'un moyen intéressant pour un pré-refroidissement des enceintes afin de baisser la taille des climatiseurs standards, leur permettant, dans le cas des véhicules automobiles, d'être "étanches" aux fréons.

[1] **C**hloro-**F**luoro-**C**arbone

But de l'étude

Il semble donc judicieux d'approfondir les recherches dans ce domaine. En effet, de nombreux programmes de recherche oeuvrent à l'amélioration du confort thermique ; de la ventilation ; ou de la qualité de l'air dans les enceintes habitables (conférences RoomVent'). L'expérimentation au sein du centre d'énergétique de l'Ecole des Mines de Paris, de certaines solutions s'appuyant sur la ventilation naturelle, notamment dans les véhicules automobiles ont abouti à des dépôts de brevets [Bezian92a, Bezian92b], ainsi que d'autres sont basées sur l'évaporation de micro-gouttelettes d'eau [Fonzes94b]. C'est donc dans le cadre du refroidissement d'enceintes habitables par introduction d'air refroidi, associé ou non à un brouillard de gouttelettes que s'inscrit cette thèse.

Pour améliorer le confort des personnes, tout en contribuant à la baisse de la production des produits nocifs, l'essor des moyens de calcul informatique permet d'envisager la conception de modèles pour simuler les conditions réelles au sein d'enceintes habitables. Il est vrai que la réalité revêt une complexité impossible à reproduire en totalité fidèlement. Les écoulements thermo-convectifs comportant différents régimes restent très difficiles à modéliser, surtout au sein d'endroits aussi tortueux que les habitacles d'automobiles. Des études basées sur les équations de Navier-Stokes [Asakai74], ou expérimentales [Yamamoto90] ont été entreprises dans le domaine mais elles ne permettent pas d'aboutir à des résultats fiables, car elles sont trop générales et dépendent de conditions aux limites et initiales mal maîtrisées.

L'échec des méthodes utilisant des représentations physiques trop complètes est facilement compréhensible au regard du nombre de phénomènes différents et couplés entrant dans les simulations. Au lieu d'utiliser des modèles donnant une description trop détaillée du domaine à modéliser, certaines solutions permettent d'approcher la réalité par des relations simplifiées appliquées à toute une zone du domaine au lieu d'un calcul en chaque point d'un maillage fin ; il s'agit de modèles dits zonaux [Inard88].

Ce type d'approche donne des résultats très satisfaisants pour des études globales de comportement thermique et aéraulique, sans se soucier des phénomènes d'échelle inférieure. Ils permettent de donner des estimations fiables dans un temps raisonnable de calcul, ce qui peut permettre de faire facilement des études paramétriques, et même de simuler des évolutions en temps réel. Toute la précision du modèle repose sur la pertinence des simplifications faites dans la description physique des phénomènes. Il est primordial de trouver des relations judicieuses dans chaque domaine physique abordé.

De nombreux modèles de ce type ont été mis au point pour simuler les enceintes habitables, chacun intégrant de façon plus ou moins précise les différents types de transfert de chaleur et de matière, entre les zones et avec l'extérieur. Ce travail de thèse fait suite au développement d'un modèle représentant les transferts thermiques au sein d'un habitacle de véhicule automobile [Cheikh92] qui fut transformé en modèle zonal, accompagné de ses diverses améliorations et de son adaptation au cas des bâtiments [Guerassimoff92, Fonzes94a, Bezian97]. Ces modèles ont été finalisés et sont commercialisés sous les dénominations suivantes : ATHEBES®, modèle zonal du comportement thermo-convectif d'habitacles automobiles, développé conjointement par l'Ecole des Mines de Paris (EMP) et l'Institut Minoru de Recherches Avancées (IMRA), BTHEBES®, sa version dédiée aux bâtiments.

En parallèle à ces études numériques, nous avons mené un certain nombre d'expérimentations visant à baisser la température intérieure d'enceintes habitables. Plusieurs procédés ont montré un potentiel assez important pour demander une étude de leur mécanisme plus en détail, afin de proposer des relations simplifiées intégrables au sein des modèles zonaux précités.

Le cas de la ventilation forcée, comme celui de la brumisation fait intervenir des écoulements de type jet, il est donc légitime d'en approfondir l'étude. En effet, les modèles zonaux actuels ne prennent pas en compte la courbure d'un jet non isotherme, et utilisent des coefficients caractéristiques trop approximatifs. Nous allons donc tenter d'améliorer les connaissances dans ce domaine, surtout dans le cas de jets libres plan pesants horizontaux, pour lesquels il n'existe que très peu de résultats tant numériques qu'expérimentaux.

Par ailleurs, l'observation du jet de gouttelettes produit par brumisation piézo-électrique, nous a amené à étudier un moyen simplifié de modéliser ce type d'écoulement diphasique visuellement très compact. Ceci nous a conduit à séparer l'étude de ce jet de brumisation en deux parties. D'une part, le brouillard de gouttes apparemment très dense, et d'autre part son écoulement porteur : le jet d'air.

En résumé, l'observation des systèmes de rafraîchissement d'air actuel nous a plus particulièrement orienté vers la recherche d'un moyen pour réaliser l'étude du jet d'air libre plan horizontal pesant. Ceci nous permettant de déduire des relations de comportement de l'écoulement global (climatiseurs actuels), puis celle du nuage dense de gouttelettes d'eau introduit dans une enceinte confinée (brumisation piézo-céramique). Ces études sont menées dans le but final de déduire des méthodes simplifiées permettant l'intégration future de systèmes de refroidissement, notamment évaporatif, dans un modèle zonal.

Organisation du travail

Le travail que nous allons présenter dans ce document a pour objet l'**étude numérique des jets d'air horizontaux et de la brumisation en vue de leur couplage pour le rafraîchissement d'enceintes habitables**. Ce document contient l'étude de procédés de refroidissement de l'air afin de produire des relations et des méthodes simples aptes à être programmées au sein des modèles zonaux cités précédemment. Il est scindé en deux parties comprenant chacune trois chapitres dont voici la structure.

Dans le *premier chapitre*, nous faisons un rappel synthétique dans le vaste domaine des jets, et insistons plus particulièrement sur les jets horizontaux non isothermes. Nous rappelons les différents types existants et dégageons les relations les plus utilisées aptes à être employées ou adaptées dans un modèle zonal.

Le *deuxième* est consacré à l'étude numérique du jet libre plan horizontal refroidi au moyen d'un code de calcul numérique, cas qui n'est pratiquement pas étudié dans la littérature. Nous observons des fluctuations numériques caractérisées par des bouffées ainsi qu'un battement du jet sur une longue distance, empêchant d'obtenir un résultat stable. Nous proposons alors un protocole de calcul permettant la détermination d'un écoulement moyen, et l'obtention des coefficients caractéristiques du jet, permettant dans un certain domaine, de les relier aux cas des jets non pesants existants.

Le *troisième* présente les premières expérimentations faites dans la nouvelle chambre climatique de notre partenaire industriel l'IMRA. Il s'agit des premiers résultats concernant l'étude du champ thermique du jet plan horizontal refroidi, par caméra infrarouge. Nous observons certaines fluctuations corrélant les simulations numériques, et vérifions les formes globales du jet simulé. Ces résultats contribuent en partie à la validation de la méthode de traitement des résultats numériques obtenus.

Ces trois chapitres étudiant les jets d'air refroidis constituent la *première partie* de ce travail, qui permettra le calcul des formes des zones du modèle, ainsi que l'introduction de relations simples décrivant les caractéristiques du jet permettant le rafraîchissement de l'enceinte.

De plus, ce type de jet servira à l'établissement du modèle de brumisation que nous exposons dans la *deuxième partie* de ce document, comportant les chapitres suivants :

Le *quatrième* présente l'état de l'art dans le domaine de l'évaporation de gouttelettes. Nous avons recensé les diverses méthodes permettant le calcul du transfert de masse et de chaleur d'une goutte, puis d'un assemblage de gouttes. Les phénomènes microscopiques ont été considérés. Le mouvement éventuel des gouttes, les méthodes métrologiques ainsi que les résultats expérimentaux et numériques ont été abordés afin d'avoir une vue assez large du phénomène.

Dans le *cinquième* chapitre, nous développons un modèle de nuage compact de gouttes, représentant le brouillard produit par un procédé de brumisation. Nous employons une méthode cellulaire, et faisons une étude paramétrique sur le maillon élémentaire, permettant de dégager l'influence des divers paramètres initiaux sur la saturation et le temps d'évaporation. Ensuite, nous construisons un modèle sphérique et regardons son évolution statique puis légèrement dynamique dans une zone. Enfin, nous proposons une méthode multicouches permettant de traiter plus rapidement le problème.

Le *sixième* chapitre présente les différents moyens de refroidissement évaporatif, puis nous décrivons plus en détail le procédé piézo-céramique pour calculer la distance inter gouttes. Enfin, nous proposons, d'après des visualisations issues du système précédent, une méthode permettant d'effectuer le couplage du modèle de nuage sphérique avec un jet non isotherme équivalent que nous avons déterminé. Ceci permettant ultérieurement un calcul simplifié de la brumisation au sein de modèles zonaux.

Enfin, nous concluons sur les résultats numériques et expérimentaux obtenus et proposons quelques perspectives qui pourraient faire suite à ces travaux.

PARTIE A

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES JETS D'AIR LIBRES NON ISOTHERMES HORIZONTAUX

Nomenclature 5

CHAPITRE 1 : SYNTHESE GENERALE DANS LE DOMAINE DES JETS LIBRES 7

CHAPITRE 2 : DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE JETS D'AIR LIBRES FROIDS HORIZONTAUX 46

CHAPITRE 3 : APPROCHE EXPERIMENTALE 95

Cette partie traite des jets d'airs libres submergés. Dans le premier chapitre, après une synthèse générale sur les jets libres, nous nous concentrons sur le cas non isotherme horizontal. Une étude numérique du jet horizontal froid est menée dans le deuxième chapitre. Elle met en évidence les difficultés numériques rencontrées pour l'établissement de l'écoulement moyen sur une longue distance, et permet de vérifier les grandeurs caractéristiques du jet dans cette configuration. Enfin, dans le troisième chapitre, les résultats numériques sont confrontés à une série d'expérimentations effectuée par caméra infrarouge au sein d'une chambre climatique. Les résultats montrent un bon accord pour les grandeurs caractéristiques.

NOMENCLATURE DE LA PARTIE A

ALPHABET LATIN

a	:	Diffusivité thermique	(m^2/s)
A	:	Aire de l'orifice du jet plan, ou section du jet pour une abscisse donnée	(m^2)
b_u	:	Ordonnée réduite de l'étalement dynamique du jet (pour $u = U_m/2$)	(m)
b_θ	:	Ordonnée réduite de l'étalement thermique du jet (pour $\Delta T = \Delta T_m/2$)	(m)
B	:	Largeur du local	(m)
C_{1u}	:	Origine fictive de l'étalement dynamique du jet	
C_{2u}	:	Origine fictive de la décroissance axiale dynamique du jet	
$C_{1\theta}$	:	Origine fictive de l'étalement thermique du jet	
$C_{2\theta}$	:	Origine fictive de la décroissance axiale thermique du jet	
C_p	:	Capacité calorifique	(J/kg.K)
CP_{dyn}	:	Taille du cœur potentiel dynamique	(m)
CP_{Th}	:	Taille du cœur potentiel thermique	(m)
d	:	Diamètre de l'orifice circulaire du jet	(m)
D_Φ	:	Termes de diffusion de la quantité Φ	
e	:	Epaisseur de l'orifice du jet plan	(m)
F_i	:	Composantes des forces extérieures	(N/m^3)
g_i	:	Composantes de la force de gravité	(m^2/s)
h	:	Enthalpie massique (pour les équations de Navier-Stokes)	(J/kg)
h_{conv}	:	Coefficient d'échange convectif	($W/m^2.K$)
k	:	Conductivité thermique	(W/m.K)
K	:	Débit de quantité de mouvement	
K_{1u}	:	Taux d'épanouissement géométrique du jet	
K_{2u}	:	Taux d'épanouissement axial dynamique du jet	
$K_{1\theta}$	:	Taux d'épanouissement thermique géométrique du jet	
$K_{2\theta}$	:	Taux d'épanouissement axial thermique du jet	
K_v	:	Taux d'épanouissement axial dynamique du jet englobant l'origine fictive	
K_T	:	Taux d'épanouissement axial thermique du jet englobant l'origine fictive	
L	:	Longueur de l'orifice du jet plan	(m)
L_c	:	Longueur caractéristique pour l'écoulement	(m)
p	:	Pression totale dans l'écoulement	(Pa)
Q, q	:	Débit de fluide	(m^3/s)
r	:	Distance radiale en coordonnées cylindriques	(m)
r_c	:	Première composante en coordonnée curviligne	(m)
S	:	Section du jet pour une abscisse donnée	(m^2)
S_c	:	Seconde composante en coordonnée curviligne	(m)
S_h	:	Terme source d'enthalpie (équations de Navier-Stokes)	(J/kg)
S_m	:	Terme source de masse (équations de Navier-Stokes)	(kg)
S_Φ	:	Terme source de la quantité Φ	
t	:	Temps	(s)
T	:	Température	(K)
u	:	Abscisse de la vitesse du fluide dans l'écoulement	(m/s)
U	:	Vitesse axiale du fluide	(m/s)
$\overline{uv}$	:	Tensions de Reynolds exprimées en bidimensionnel	(m^2/s^2)
v	:	Ordonnée de la vitesse du fluide dans l'écoulement	(m/s)
x,y,z	:	Composante des coordonnées cartésiennes	(m)
X	:	Composante des coordonnées cartésiennes pour la zone d'impact	(m)

SYMBOLES GRECS

α	;	Angle de l'orifice du jet avec l'horizontale	(degrés)
β	:	Coefficient d'expansion volumique	(K^{-1})
δ	:	Epaisseur de la couche limite pariétale	(m)
δ_{ij}	:	Symbole de Kroenecker	
ΔT	:	Différence de température	(K)
ε_r	:	Constante empirique de similarité entre profil de températures et de vitesses	
ε_m	:	Constante empirique de similarité entre profil de températures et de vitesses	
σ	:	Constante empirique due à Reichardt	(= 7,67)
γ_0	:	Autre expression de la constante de Reichardt	(= 15,2)
Φ	:	Scalaire conservé dans les équations de transport	
μ	:	Viscosité dynamique	(kg/m.s)
ν	:	Viscosité cinématique	(m^2/s)
ρ	:	Masse volumique	(kg/m^3)
Ψ	:	Constante empirique de l'axe du jet horizontal anisotherme	

INDICES

amb	:	Milieu ambiant
c	:	Valeur critique
i,j	:	Indices des coordonnées cartésiennes
j	:	Valeur dans le jet
ji	:	Valeur initiale pour le jet
jl	:	Valeur pour le jet libre
m	:	Valeur extrémale sur l'axe du jet
p	:	Valeur à la paroi
ref	:	Référence
t	:	Valeur turbulente
x	:	Valeur pour l'abscisse x
0	:	Valeur initiale, ou au point d'impact
∞	:	Valeur loin de la zone d'influence du jet

Un symbole surmonté d'une barre représente sa grandeur moyenne (ex: $\overline{u}$)
Un symbole primé représente sa grandeur fluctuante (ex : u')

NOMBRES SANS DIMENSIONS

Ar	:	Nombre d'Archimède	$Ar = \frac{g\beta\Delta T L_c}{U_0^{\,2}} = \frac{Gr}{Re^2}$
Gr	:	Nombre de Grashoff	$Gr = \frac{g\beta\Delta T L_c^{\,3}}{\nu^2}$
Nu	:	Nombre de Nusselt	$Nu = \frac{h_{conv}\, L_c}{k}$
Pr	:	Nombre de Prandtl	$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu C_p}{k}$
Re	:	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho U_0 L_c}{\mu} = \frac{U_0 L_c}{\nu}$

CHAPITRE 1

SYNTHESE GENERALE DANS LE DOMAINE DES JETS LIBRES

1.1 INTRODUCTION 7
1.2 STRUCTURE GENERALE DU JET 9
1.2.1 QU'EST-CE QU'UN JET? 9
1.2.2 EQUATIONS RÉGISSANT CE TYPE D'ÉCOULEMENT 12
1.2.2.1 Conservation de la masss 12
1.2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement 12
1.2.2.3 Conservation de l'énergie 12
1.2.2.4 Approche de la turbulence 13
1.2.2.5 Equations de transport pour k et pour ε 15
1.2.3 PREMIÈRE APPROXIMATION 17
1.2.3.1 Un écoulement bidimensionnel en régime établi 17
1.2.3.2 Un écoulement à symétrie de révolution en régime établi 17
1.2.3.3 Nombres sans dimensions caractérisant le jet 18
1.2.4 UNE DIVERSITÉ DE CAS 19
1.3 LE JET LIBRE TURBULENT 20
1.3.1 CAS DU JET EN L'ABSENCE DE FORCES DE GRAVITÉ 20
1.3.1.1 Le cœur potentiel 20
1.3.1.2 La région de transition 23
1.3.1.3 La région développée 25
1.3.1.4 Grandeurs axiales et épanouissement 29
1.3.1.5 Débit de Fluide entraîné 34
1.3.1.6 Autres contraintes imposées au jet libre 37
1.3.2 CAS DU JET HORIZONTAL EN PRESENCE DE FORCES DE GRAVITÉ 39
1.3.2.1 Caractérisation 39
1.3.2.2 Trajectoire du jet 41
1.3.2.3 Décroissance axiale, profils et étalement du jet 42
1.3.2.4 Introduction du nombre d'Archimède local 44
1.4 CONCLUSION 45

CHAPITRE 1

SYNTHÈSE GÉNÉRALE DANS LE DOMAINE DES JETS LIBRES

1.1 INTRODUCTION

L'amélioration et l'optimisation de procédés industriels passent par une compréhension des phénomènes mis en jeu. Quand il s'agit d'étudier les transferts thermiques et massiques dans un certain processus, la connaissance de la mécanique des fluides entrant dans le fonctionnement du procédé semble primordiale dans la prévision des effets obtenus. En effet, dans de nombreuses applications, nous voyons apparaître l'écoulement de type jet. Celui-ci, par sa simplicité de mise en œuvre, permet de résoudre un nombre important de problèmes industriels.

Que ce soit dans le domaine du génie chimique pour le brassage ou le mélange de différents fluides, en électronique pour le refroidissement de certains composants, en climatisation pour le refroidissement d'ambiances, ou dans bien d'autres domaines plus ciblés comme l'injection dans les moteurs ou la poussée des réacteurs d'avions, le jet attire l'attention de très nombreux chercheurs, et donne lieu à une kyrielle de publications tous azimuts.

Dans chacun des domaines dans lequel le jet est étudié, il est sujet à des spécifications pour les différents coefficients qui le caractérisent, qui font de l'étude expérimentale, pour une configuration donnée, une nécessité dans la validation d'une étude ou d'un procédé. Néanmoins, ces expérimentations sont souvent très difficiles à réaliser et très onéreuses.

L'essor des moyens informatiques ces dernières années a permis aux chercheurs de développer des codes de calcul pour appréhender un vaste domaine d'écoulements, dont les jets. La simulation numérique devient le moyen le plus rapide et le moins coûteux pour obtenir une approximation du comportement des fluides.

Cependant nous devons relativiser les résultats numériques obtenus, et leur validation reste toujours conditionnée à l'obtention de résultats expérimentaux. Par contre, une fois ceux-ci obtenus, le calcul numérique permet l'exploration paramétrique de divers cas d'études, ce qui est rarement possible expérimentalement faute de temps ou de moyens.

Dans le but d'intégrer ultérieurement des jets d'air non isothermes au sein de modèles zonaux, pour des applications au chauffage et à la climatisation, nous allons en étudier les caractéristiques globales en fonction des paramètres extérieurs et intrinsèques.

Nous allons d'abord compléter notre connaissance sur les jets [Guerassimoff92], afin de parvenir à une description des phénomènes la plus complète possible. Nous partons de généralités et du cas simples isothermes (que l'on peut d'ailleurs trouver dans une multitude d'autres documents récents), afin de disposer d'une référence au sein de ce document pour comparer les résultats concernant le cas plus particulier du jet horizontal non isotherme, notamment refroidi.

Cette étude générale nous permet de mettre en évidence les caractéristiques globales des jets de ce type, et de déduire la vaste gamme des coefficients de description globale. En effet, ces coefficients sont ceux de base pour toute étude de jets que l'on ne peut considérer comme libres, à cause de l'influence de diverses conditions extérieures (recirculation dans les enceintes confinées, courant transversal ...).

1.2 STRUCTURE GENERALE DU JET

1.2.1 QU'EST-CE QU'UN JET?

Le vaste domaine de la mécanique des fluides comprend une diversité d'écoulements qui donnent lieu à de nombreux pôles d'études. Pour ce qui nous concerne, nous allons nous focaliser sur l'étude d'un type particulier : le jet. La consultation d'ouvrages généraux [Batchelor67, Comolet86] ne nous renseigne que très peu sur le sujet. Il nous faut aborder une littérature plus spécialisée ou théorique [Landau71, Bejan84] dont les auteurs ont travaillé sur le sujet [Candel90], pour obtenir une définition plus précise du jet. Ces ouvrages généraux nous apprennent que la grande famille des écoulements libres peut se scinder en sous catégories, dont les jets, les sillages, les couches de mélanges font partie intégrante, et peuvent se regrouper au sein du type dit écoulement cisaillé.

Les caractéristiques communes de ces écoulements sont l'absence de parois solides et d'effets visqueux moléculaires[1] à hauts nombres de Reynolds, et la présence de frontières libres qui induit l'intermittence de frontières. Une autre caractéristique commune de ces écoulements est la prépondérance d'une direction de la vitesse, ce qui permet de les traiter par des approximations de couches limites [Schlichting79].

Dans sa forme laminaire, le jet est un cas d'école. Par contre, pour des applications industrielles, nous devons passer dans la catégorie des écoulements turbulents pour pouvoir représenter la quasi-totalité des cas rencontrés. Les ouvrages généraux présentant la turbulence [Tennekes72, Hinze75, Cousteix89] utilisent souvent le jet pour représenter les écoulements cisaillés et donnent pour les cas généraux les approximations utilisées. Néanmoins, si l'on désire obtenir une information générale complète concernant les écoulements cisaillés, nous devons faire appel à des ouvrages plus spécialisés qui font référence dans le domaine [Townsend76, Cebeci77, 84]. Et pour le type jet en particulier, nous avons anciennement le livre de Pai[54], puis l'incontournable théorie des jets turbulents d'Abramovich[63]. Enfin, plus récemment les travaux de Rajaratnam[76] et Rodi[82], permettent d'englober toutes les avancées théoriques et parfois expérimentales dans le domaine des jets.

Le jet étant très employé, nous le retrouvons sous d'innombrables formes, ce qui nous donne une multitude de relations et coefficients valables dans des cas très précis, et pas souvent dans celui de l'étude que l'on souhaite mener. En effet, l'équivalence des nombres de Reynolds, que l'on utilise en similitude, n'est plus suffisante pour classer les différentes catégories de jets. Il faut donc considérer de nombreux paramètres dans la caractérisation des relations qui nous permettront l'étude simplifiée d'un modèle de jet.

---

[1] Les effets visqueux moléculaires sont important uniquement prés des parois car le nombre de Reynolds y est moins grand, c'est pour cette raison qu'ils sont négligeables dans le cas d'un jet libre. Il s'agit du terme visqueux suivant : $\nu\left[\left(\frac{\partial k_c}{\partial y^2}\right)+\left(\frac{\partial v'^2}{\partial y^2}\right)\right]$ que l'on trouve dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente avec k_c énergie cinétique.

Nous pouvons, à partir de la bibliographie, extraire une forme générale de l'organisation d'un tel écoulement. Le jet libre submergé[2] quel que soit son type (plan, axisymétrique, vertical, horizontal,...) est le résultat du développement de la couche de mélange induite par la discontinuité des vitesses à la sortie du jet lorsque celui-ci pénètre dans un environnement différent.

L'épaisseur de cette couche de cisaillement libre augmente avec la distance axiale donnant lieu au développement de la turbulence au sein du dit jet.

Il peut se décomposer en trois grandes régions qui sont :

- Le cœur potentiel,
- La région de transition,
- La zone développée.

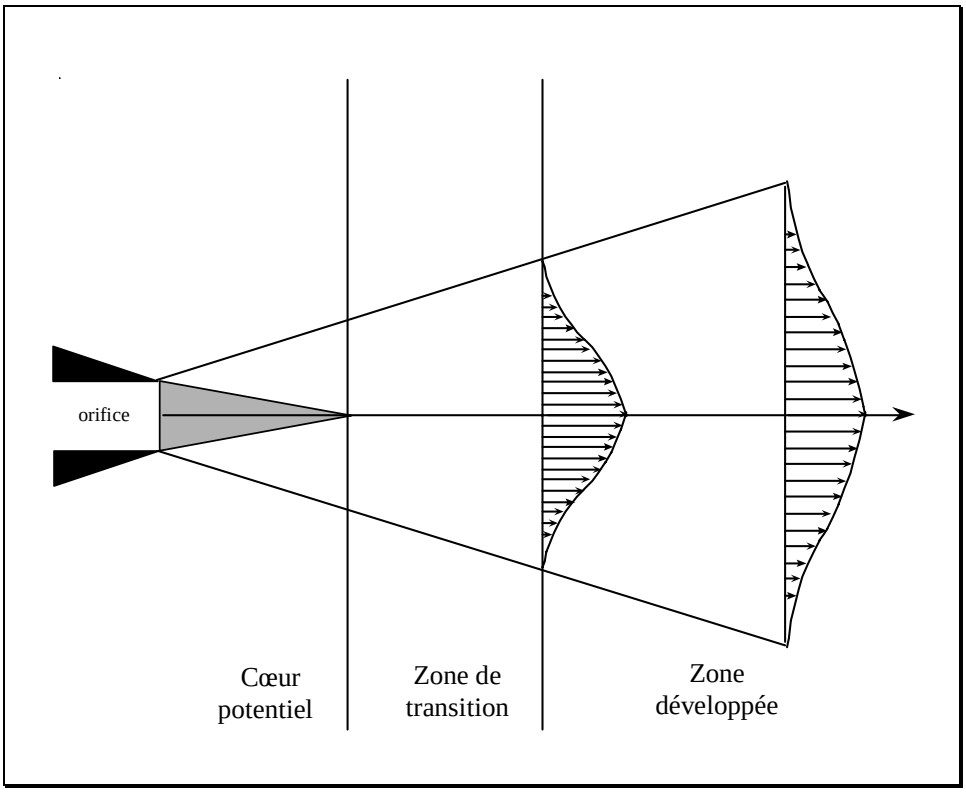


Figure 1-1 : Détail des zones d'un jet libre

Nous pouvons aussi retrouver les mêmes régions dans le cas d'un jet frappant une paroi qui, dans sa première partie, est un jet libre ayant plus ou moins le temps de se développer en fonction de la distance de l'orifice à la paroi. Nous pouvons représenter sur la figure suivante (Figure 1-2) les zones du jet en impact.

[2] On appelle jet submergé un jet de fluide introduit dans le fluide de même nature (par exemple un jet d'air dans de l'air, ou d'eau dans de l'eau), par opposition au jet libre d'un fluide de viscosité très différente (par exemple un jet d'eau dans de l'air).

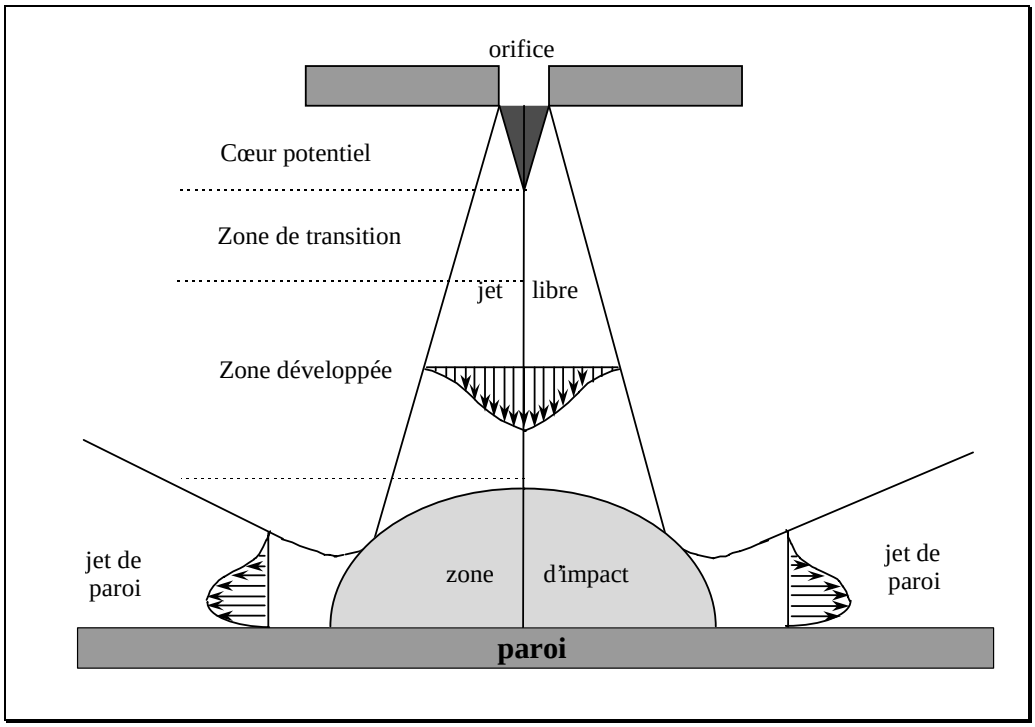


Figure 1-2 : Détail des zones dans le cas de l'impact d'un jet sur une paroi

Ce type de jet, une fois l'obstacle rencontré, va se transformer en jet de paroi, qui est la dernière catégorie de jets qui possèdent une structure en trois zones (Figure 1-3).

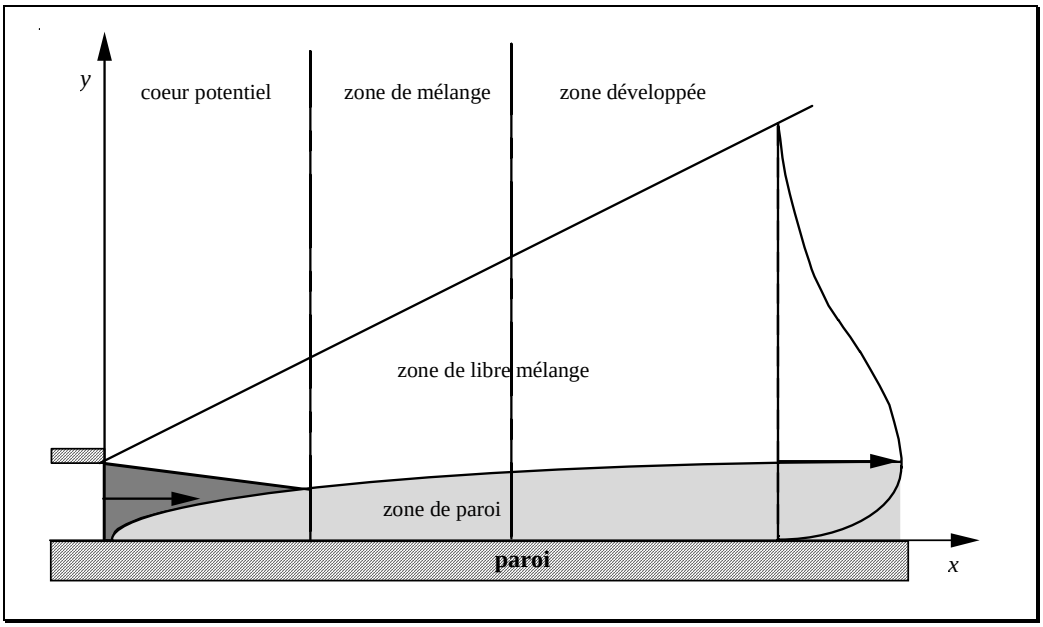


Figure 1-3 : Détail des zones d'un jet pariétal

Nous venons de voir les trois zones d'un jet que l'on peut distinguer sur les différentes formes connues. Cependant, certaines études relatives aux applications à la ventilation et aux jets tridimensionnels raffinent ces trois zones et en déduisent une quatrième qui est, en fait, l'homogénéisation du jet dans sa partie terminale. Elle suit une zone d'axisymétrie (équivalente à la zone développée) que l'on retrouve aussi pour les jets plans [Awbi91].

1.2.2 EQUATIONS REGISSANT CE TYPE D'ECOULEMENT

Les équations générales permettant la résolution des écoulements turbulents sont celles de Navier-Stokes, retraçant le transport de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. A cela, nous devons ajouter des relations qui permettent la fermeture des équations de la turbulence.

Voyons tout d'abord les équations de conservation en régime dynamique laminaire telles qu'elles sont résolues dans les codes de calcul généraliste de mécanique des fluides. Nous ne ferons pas état ici de la conservation des espèces chimiques dans l'écoulement.

1.2.2.1 Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = S_m \qquad (1.1)$$

1.2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i \qquad (1.2)$$

Avec les tensions visqueuses données par :

$$\tau_{ij} = \left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] - \frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\delta_{ij} \qquad (1.3)$$

Le deuxième terme étant l'effet de la dilatation du volume.

1.2.2.3 Conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(k\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) + \frac{\partial p}{\partial t} + u_i\frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + S_h \qquad (1.4)$$

Avec la variable *h* représentant l'enthalpie statique donnée par :

$$h = \int_{T_{ref}}^{T} C_p dT \qquad (1.5)$$

Les équations de conservations étant établies en régime laminaire, il nous faut introduire une méthode permettant de prendre en compte la turbulence.

1.2.2.4 Approche de la turbulence

Le jet étant turbulent dans la majeure partie de ses applications, il nous faut modéliser la turbulence afin de résoudre numériquement le système d'équations différentielles décrit ci dessus. Etant donné les moyens de calculs numériques actuels, il est impossible de construire un maillage avec un pas de l'ordre de grandeur de l'échelle caractéristique des longueurs (de l'ordre de 10^{-4} m).

Ceci nous amène à évaluer des grandeurs moyennes afin de couvrir toutes les échelles de turbulence. Celles-ci représentent les différents niveaux de tourbillons que l'on trouve dans l'écoulement, les grosses structures déformant globalement l'écoulement, et les petites dissipant l'énergie, il nous faut être le plus représentatif du mouvement moyen.

Afin de modéliser la turbulence, Reynolds propose de moyenner les équations scalaires de transport. Soit ϕ la quantité conservée dans ces équations :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{Accumulation} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi)}_{Convection} = \underbrace{D_\phi}_{Diffusion} + \underbrace{S_\phi}_{Source} \qquad (1.6)$$

On exprime cette grandeur au sein d'un écoulement turbulent comme la somme d'une grandeur moyennée et d'une grandeur fluctuante : $\phi = \overline{\phi} + \phi'$ avec :

$$\overline{\phi} = \frac{1}{\Delta t}\int_t^{t+\Delta t} \phi \, dt \quad et \quad \overline{\phi'} = 0 \qquad (1.7)$$

Nous obtenons pour les quantités turbulentes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\overline{\phi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\,\overline{u}_i\overline{\phi}) = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\overline{\rho}\,\overline{u'_i\,\phi'}\right) + \overline{D}_\phi + \overline{S}_\phi \qquad (1.8)$$

Après avoir moyenné les équations de conservation, nous voyons apparaître les tensions de Reynolds (termes non linéaires supplémentaires du type $\overline{u_i'\phi'}$ [(3)]) qui viennent augmenter le nombre d'inconnues dans le système à résoudre. Il faut donc faire appel à une méthode afin d'exprimer, par une relation ou des équations, les contraintes de Reynolds à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen. Ceci nous permet de fermer le système différentiel.

[3] Multiplié par la densité (ρ) ce terme représente la diffusion de la quantité ϕ due aux fluctuations turbulentes.

Il existe une multitude de fermetures pour ces équations qui s'appuient soit sur le concept de viscosité turbulente[4], soit sur un modèle algébrique qui considère une viscosité turbulente non isotrope. Cependant, tous ces modèles ont un degré d'empirisme plus ou moins important, et nous pouvons les classer dans un ordre d'établissement par complexité croissante. Nous avons, pour les modèles basés sur le concept de viscosité turbulente, l'ordre suivant :

- les premiers, utilisent des relations purement algébriques pour représenter les échelles turbulentes : modèle de longueur de mélange de Prandtl, et ses variantes suivant les utilisations,

- les autres utilisent une équation de transport supplémentaire, modèle *k-l* (ou Prandtl-Kolmogorov), ou deux équations supplémentaires, modèle *k*-ε, *k*-ω^2,

- enfin, les derniers sont basés sur un système d'équations supplémentaires comprenant deux équations de transport ainsi que des relations algébriques.

Pour ce qui est des modèles n'utilisant pas le concept de viscosité turbulente, il sont utilisés quand les modèles précédent ne correspondent pas au type d'écoulement étudié. Les contraintes de Reynolds sont exprimées par un système d'équations de transport représentant tous les coefficients de la matrice des contraintes, il s'agit du modèle RSM[5] [Launder75] que l'on trouve dans certains codes de calcul.

Les modèles les plus courants et les plus utilisés pour des écoulements subsoniques, s'appuient sur la notion de viscosité turbulente, initialement proposée par Boussinesq [Hinze75]. La plupart des calculs effectués analytiquement et certains numériquement utilisent une fermeture du type longueur de mélange de Prandtl [Candel90, Hinze75, Schlichting68,...]. Sa simplicité permet de trouver des relations analytiques pour des situations d'écoulements simplifiés. Celle-ci nous permettra de trouver des profils d'auto-préservation dans la troisième zone du jet.

Cependant, les hypothèses faites pour l'établissement de cette théorie sont trop restrictives pour des écoulements un peu plus complexes, et nous aurons besoin alors de faire appel à des modèles de fermeture plus complets du type *k-l* ou *k*-ε. Ceux-ci sont plus récents et plus performants pour une simulation numérique [Sadallah85, Cebeci84, Launder73...]. Pour des travaux très spécifiques, certains auteurs utilisent des modèles modifiés pour pouvoir étudier le jet dans son ensemble, ou prendre certains phénomènes en compte (Quinn[88] utilise un modèle *k*-ε modifié par Rodi [Launder73], Sini[87] modifie les coefficients dans le cas d'un jet pesant...).

Certains auteurs [Murakami91, 96] étudient l'influence des modèles de fermetures issus du *k*-ε afin d'en déterminer ces limites dans le cas de jets particuliers. Dans notre cas d'étude, les simulations numériques pour le jet plan seront faites avec un modèle *k*-ε classique.

---

[4] Ce concept exprime les contraintes de Reynolds proportionnellement au gradient moyen des vitesses dont le coefficient de proportionnalité est la viscosité turbulente : μ_t. Nous aurons les contraintes de Reynolds :

$$\rho\,\overline{u_i' u_j'} = \rho\frac{2}{3}k\delta_{ij} - \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) + \frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\delta_{ij}$$

Par analogie, pour l'équation de l'énergie nous aurons :

$$\rho\,\overline{u_i' h'} = -\frac{\mu_t}{Pr_t}\frac{\partial h}{\partial x_i}$$

Pr_t : nombre de Prandtl turbulent

[5] RSM = **R**eynolds **S**tress **M**odels, est un modèle du second ordre très complet mais très difficile à initialiser.

1.2.2.5 Equations de transport pour k et pour ε

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+\left[\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right]-g_i\frac{\mu_t}{\rho\sigma_k}\frac{\partial\rho}{\partial x_i}-\rho\varepsilon \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i\varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i}\right)+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}\left[\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\left(1-C_{3\varepsilon}\right)\left(-g_i\frac{\mu_t}{\rho\sigma_k}\frac{\partial\rho}{\partial x_i}\right)\right]-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (1.10)$$

Avec :

k énergie cinétique de la turbulence :

$$k=\frac{1}{2}\sum_i \overline{u'^2} \quad (1.11)$$

ε taux de dissipation visqueuse :

$$\varepsilon=2\frac{\mu}{\rho}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]^2 \quad (1.12)$$

μ_t viscosité turbulente :

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.13)$$

coefficients empiriques classiques : $C_{1\varepsilon}=1{,}44 \quad C_{2\varepsilon}=1{,}92 \quad C_\mu=0{,}09 \quad \sigma_k=1{,}0 \quad \sigma_\varepsilon=1{,}3$

Dans le cas de la simulation d'un jet à symétrie de révolution, certains auteurs notent une nette différence entre les expérimentations et les résultats d'un modèle *k*-ε classique. En effet, ils trouvent un cœur potentiel plus allongé, ainsi qu'un étalement plus grand. Les coefficients du modèle *k*-ε doivent être modifiés afin de corriger les erreurs [Launder73], et l'on obtient :

$$C_\mu=0{,}09-0{,}04f \quad (1.14)$$

$$C_{2\varepsilon}=1{,}92-0{,}067f \quad (1.15)$$

Avec :

$$f = \frac{r_{1/2}}{2\Delta U}\left[\frac{\partial U_{cl}}{\partial x} - \left|\frac{\partial U_{cl}}{\partial x}\right|\right]^{0,2} \qquad (1.16)$$

$r_{1/2}$: demie épaisseur du jet.

U_{cl} : vitesse moyenne longitudinale sur l'axe.

ΔU : variation radiale pour $r_{1/2}$ de la vitesse moyenne longitudinale.

Nous voyons donc qu'il est indispensable de corriger les modèles de fermeture pour calculer de manière détaillée les caractéristiques d'un jet axialement symétrique.

Cette catégorie contient les jets ronds et les jets carrés qui se comportent de manière identique à surface de l'orifice égale. Les résultats des simulations intégrant cette modification sont en très bon accord avec l'expérience [Quinn88, Mc Guirk77].

Ces considérations de fermeture de modèles turbulents sont valables pour des calculs faits sur codes à base d'équations de Navier-Stokes pour un calcul détaillé de toutes les caractéristiques d'un jet. Il est évident que dans le cas d'un modèle zonal, ces relations seraient trop lourdes et donneraient des résultats trop détaillés.

Nous nous servons de ces relations dans la modélisation au moyen du code de calcul FLUENT[6] afin d'obtenir les coefficients permettant l'obtention des grandeurs caractéristiques dans un cas donné.

Néanmoins, si l'on désire avoir une description un peu plus simplifiée de ce type d'écoulement, l'utilisation de l'approximation de couche limite pour décrire comportement du jet peut nous satisfaire, et nous permettre l'établissement de profils beaucoup plus exploitables.

[6] FLUENT Inc ® Solveur basé sur les équations de Navier-Stokes, utilisant une méthode des volumes finis pour la résolution numérique, et comportant 3 méthodes de fermeture des équations de la turbulence.

1.2.3 PREMIERE APPROXIMATION

Une autre approche peut être faite en première approximation, car nous sommes en présence d'écoulements cisaillés. Nous pouvons considérer l'écoulement privilégié dans la direction de l'axe longitudinal. Les équations de couches limites [Schlichting79] qui sont des relations beaucoup plus simples et moins coûteuses en temps de calcul sont alors utilisables. Dans la suite du document, nous noterons les grandeurs moyennes : *u*, *v*, *T*... en omettant la barre de moyenne.

Voici les relations de couches limites valables dans le cadre d'écoulements cisaillés permettant de caractériser finement l'écoulement :

1.2.3.1 Un écoulement bidimensionnel en régime établi

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u\dfrac{\partial u}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial y} = -\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\overline{uv} - \nu\dfrac{\partial u}{\partial y}\right) \\ u\dfrac{\partial T}{\partial x} + v\dfrac{\partial T}{\partial y} = -\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\overline{Tv} - \lambda\dfrac{\partial T}{\partial y}\right) \end{cases} \qquad (1.17)$$

1.2.3.2 Un écoulement à symétrie de révolution en régime établi

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial (rv)}{\partial r} = 0 \\ u\dfrac{\partial u}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial r} = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial \left(r\overline{uv}\right)}{\partial r} \\ u\dfrac{\partial T}{\partial x} + v\dfrac{\partial T}{\partial r} = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\overline{Tv} - \lambda\dfrac{\partial T}{\partial r}\right) \end{cases} \qquad (1.18)$$

Nous pouvons aussi caractériser l'écoulement plus globalement en faisant intervenir uniquement les forces qui régissent le jet, sous leur forme adimensionnée, relatant l'influence relative des unes par rapport aux autres. Nous introduisons ci-après les nombres sans dimension les plus utilisés dans le domaine des jets.

1.2.3.3 Nombres sans dimensions caractérisant le jet

Le nombre de Reynolds :

Il compare les forces d'inertie aux forces de viscosité. Aux faibles nombres de Reynolds, les forces visqueuses jouent un rôle important. Pour des nombres de Reynolds importants, les forces d'inertie dominent l'écoulement. Il est donné par la relation suivante :

$$\boxed{Re = \frac{\rho U_0 L_c}{\mu} = \frac{U_0 L_c}{\nu}} \qquad (1.19)$$

Le nombre de Grashof :

Il compare les forces d'Archimède aux forces visqueuses qui s'exercent sur un élément de fluide en présence d'une différence de température entre les fluides. Il est très utilisé en convection naturelle, où les forces d'inertie ne sont pas très importantes. Son expression est donnée par :

$$\boxed{Gr = \frac{g\beta\Delta T L_c^{\,3}}{\nu^2}} \qquad (1.20)$$

Le nombre d'Archimède (*ou de Richardson*) :

Il compare les forces de flottabilité dues à la gravité, aux forces d'inertie. Son ordre de grandeur permet de caractériser le régime d'écoulement : pour un nombre d'Archimède très inférieur à l'unité nous serons en présence de convection forcée (écoulement de type jet), très supérieur à l'unité nous avons de la convection naturelle (panaches) et près de l'unité nous sommes en présence de convection mixte (transition). Il est donné par :

$$\boxed{Ar = \frac{g\beta\Delta T L_c}{U_0^{\,2}} = \frac{Gr}{Re^2}} \qquad (1.21)$$

Avec :

L_c : une longueur caractéristique (souvent prise égale à la racine carrée de la surface de l'orifice du jet)
ΔT : différence de température entre le fluide de l'écoulement et l'ambiance (T_{jet} -T_{amb})
β : coefficient d'expansion thermique ($\beta = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial T}$) qui peut être pris égal à $1/T_{amb}$ pour les applications courantes.

1.2.4 UNE DIVERSITE DE CAS

Au sein même de la catégorie des jets submergés, des études ont été entreprises pour d'innombrables configurations d'écoulements, tant en géométrie d'ouverture de l'orifice qu'en régime d'écoulement. De plus, les catégories de jets ne sont pas seulement scindées par le type de buse utilisée ; axisymétrique, fente ou radiale, mais aussi par la position verticale ou horizontale, l'influence des forces de gravité, l'impact sur une paroi orthogonale ou inclinée, les jets libres ou confinés, l'usinage des orifices, la présence d'une grille en sortie, d'un conduit... Les différents cas sont légion dans les études théoriques, numériques ou expérimentales.

Cette diversité fait que, dans une configuration précise donnée, il est difficile, voir impossible de donner avec précision des relations simples permettant une simulation rapide à partir des cas rencontrés dans la littérature. Il en existe beaucoup, mais chacune est adaptée à une étude trop ciblée.

Bien sûr les équations de Navier-Stokes englobent tous les cas, mais elles doivent être résolues avec les conditions aux limites très précises suivant l'étude, et certaines perturbations rencontrées dans les cas réels peuvent ne pas être prises en considération dans les simulations.

La bibliographie est très fournie pour les jets axisymétriques de toutes sortes ; elle l'est beaucoup moins dans le cas des jets plans[7]. De plus, l'effet de la gravité sur ce genre de jet est très important et son étude a mobilisé de nombreux chercheurs dans le domaine des jets verticaux qui trouvent de nombreuses applications englobant les panaches.

Récemment a été entrepris une importante étude expérimentale sur de tels jets [Vialle96], apportant de nombreux résultats permettant aux numériciens de valider leurs études.

Néanmoins, pour ce qui est des jets horizontaux, la littérature est nettement moins fournie à tout point de vue (théorique, expérimental et numérique). C'est donc dans cette catégorie (jets non isothermes horizontaux) que nous allons étudier le comportement d'un jet plan.

Dans un premier temps, nous allons faire une synthèse générale dans le vaste domaine des jets submergés, en insistant plus particulièrement sur les jets plans, et dégager les relations simples utilisables ainsi que les gammes de coefficients valables et leur sensibilité aux perturbations induites par différents paramètres.

---

[7] Jet sortant d'une fente dont la longueur est supposée infinie ou très grande devant son épaisseur ; ceci permettant de considérer l'écoulement comme bidimensionnel. Certains auteurs considèrent que l'on a un écoulement plan si le rapport de forme est supérieur à *40* [Rajaratnam76], un autre [Le Bris85] donne le rapport de forme compris entre *10* et *20*, mais limite l'étude dans ce cas, à une abscisse inférieure à deux fois la longueur de la buse. La limite n'est pas clairement définie car difficilement mesurable.

1.3 LE JET LIBRE TURBULENT

1.3.1 CAS DU JET EN L'ABSENCE DE FORCES DE GRAVITE

Nous avons établi précédemment les équations générales et simplifiées permettant de décrire l'écoulement de type jet dans son ensemble. Nous allons maintenant nous attacher à déterminer, au sein de chaque zone du jet (Figure 1-1), des relations plus exploitables dans le cas d'un modèle zonal. Nous définissons les relations pour les jets plans et axisymétriques, puis nous passons au cas non isotherme horizontal.

1.3.1.1 Le cœur potentiel

On l'appelle ainsi car la vitesse en sortie de bouche reste constante dans une partie du jet qui forme un cône ou un tétraèdre de base, l'orifice. Sur les bords de ce cœur se forme une couche de mélange où la turbulence se développe, et entraîne le fluide extérieur. Cette région ne fait pas l'objet d'études très approfondies. Pai[54] essai de donner une relation pour les jets axialement symétriques : il s'agit de la première approximation de Kuethe.

$$u = \left(1 - \theta^{\frac{3}{2}}\right)^2 .U_0 \qquad (1.22)$$

avec : $\theta = \dfrac{(y-d)}{b}$

Cette relation comprend un terme empirique : *c*

$$b = b\left(c^2 x\right) \qquad d = d\left(c^2 x\right) \qquad \text{avec} \qquad c = 0{,}0705$$

L'auteur en déduit en général une longueur de *4,44* fois le diamètre de sortie.
Nous pouvons trouver une étude plus détaillée dans le livre d'Abramovich[63] qui fait référence dans le domaine des jets. Il traite le cœur potentiel pour les jets plans et axisymétriques.

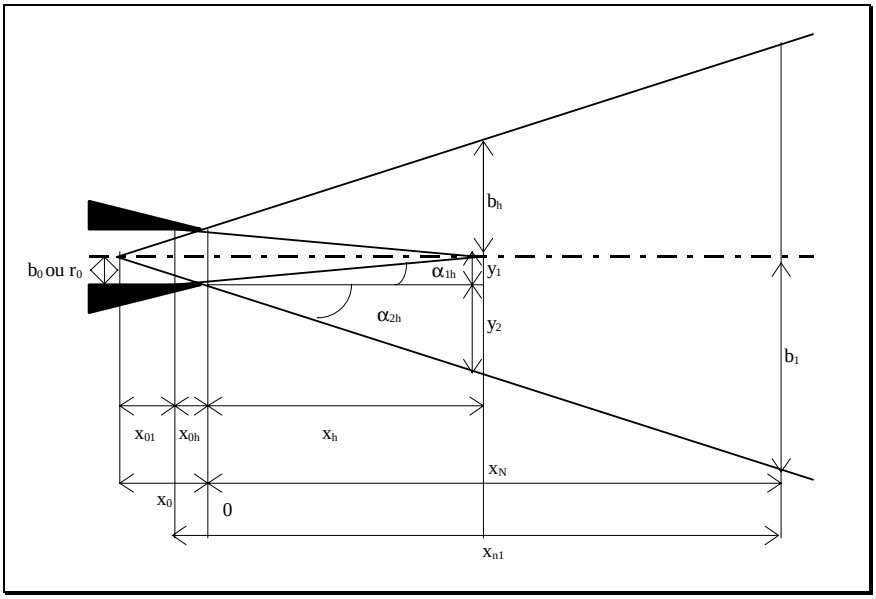


Figure 1-4 : Paramètres géométriques du cœur potentiel

D'après les notations du schéma ci-dessus (Figure 1-4), nous avons les relations donnant les valeurs des angles α_{1h} et α_{2h} moyennant l'intervention de constantes empiriques.

$$tan\,\alpha_{1h} = \frac{y_1}{x + x_{0h}} = K_{1h}.C_H \qquad (1.23)$$

$$tan\,\alpha_{2h} = \frac{y_2}{x + x_{0h}} = K_{2h}.C_H \qquad (1.24)$$

Abramovich présente des valeurs pour les constantes K_x et donne $C_H = 0,27$ pour les jets plans comme pour les jets axisymétriques. Cette valeur est purement empirique.

Type de jet	K_{1h}	K_{2h}	α_{1h}	α_{2h}
jets plans	*0,416*	$(0,214)^{1/2}$	*6 ° 30 '*	*9 °*
jets axisymétriques	*0,584*	$1 - (0,214)^{1/2}$	*7 ° 10 '*	*8 °20 '*

Tableau 1-1 : Coefficients empiriques pour le coeur potentiel

Nous voyons que la largeur et la longueur du cœur potentiel sont indépendantes de la vitesse de sortie du jet. Par contre, si l'on se place dans un cas d'application, avec un orifice quelconque, ces paramètres sont très influencés par l'intensité de turbulence[8] à la sortie. Dans le cas d'un jet débouchant d'une conduite, l'épaisseur de la couche limite à l'intérieur du conduit modifie de manière très significative ces constantes.

Pour ce qui est des profils des vitesses et des températures, nous pouvons considérer, dans la couche de mélange qui se développe sur les bords du coeur potentiel, qu'ils sont du même type que ceux d'une couche limite. De plus, les relations sont les mêmes pour les cas plans et axisymétriques.
Ils sont donc de la forme :

$$\frac{u}{U_0} = 1 - \left(1 - \eta^{3/2}\right)^2 \qquad (1.25)$$

avec $$\eta = \frac{y - y_2}{y_1 - y_2}$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \eta \qquad (1.26)$$

La fin du cœur potentiel est donnée pour une distance : $\frac{x_h + x_{0h}}{b_0 \text{ ou } r_0}$ qui est égale à *9* pour les jets plan et à *8* pour les jets axisymétriques.

[8] L'intensité de la turbulence peut être modélisée par le rapport des fluctuations des vitesses à leur moyenne.

Pour résumer les résultats trouvés par l'auteur sur le coeur potentiel, nous proposons le tableau suivant :

Type de jet	α_{1h}	α_{2h}	x_h+x_{0h}	b_h
jets plans	*6 ° 30 '*	*9 °*	*9* b_0	*2,43* b_0
jets axisymétriques	*7 ° 10 '*	*8 ° 20 '*	*8* r_0	*2,16* r_0

Tableau 1-2 : Résumé des caractéristiques du cœur potentiel vu par Abramovich

Le même auteur aborde aussi le problème du jet sortant d'un conduit. Il trouve une influence conséquente de la couche limite à l'intérieur du conduit. Nous ferons donc apparaître l'épaisseur de la couche limite δ_l dans les relations suivantes pour l'étude de la région de transition, son étude précédente du cœur potentiel ne la faisant pas intervenir.

Nous pouvons comparer cette région à la longueur d'entrée d'un écoulement dans une conduite. Afin de vérifier les relations données par les auteurs précédents, regardons ce que d'autres chercheurs ont trouvé pour cette région. Pour décrire cette région il font appel à l'expérimentation, ou aux modélisations numériques.

Taylor[51] trouve que la taille de la première zone atteint quatre fois le diamètre de l'orifice dans le cas d'un jet axisymétrique de trois diamètres différents. Crow[71] montre expérimentalement que le cœur potentiel est de l'ordre de *5* fois le diamètre de la buse, et ne varie pas beaucoup lorsque l'on fait varier le nombre de Reynolds, à condition que celui-ci ne soit pas trop élevé. En effet, Namer[88] trouve qu'aux faibles nombres de Reynolds la longueur du cœur potentiel est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds, il note une baisse de *4d*[9] à *2d*. Corsin[50] mesure une décroissance de la vitesse plus rapide dans un jet chauffé, il observe un passage de *4d* à *3d*. Nottage[52a] montre l'influence de l'intensité de turbulence initiale sur le comportement du jet, et en déduit une diminution du cœur potentiel pour un jet rond de *3d* à *2d*. Enfin, Rodi[82] synthétise quelques résultats aux alentours de *6d*. Expérimentalement, tous les auteurs s'accordent suivant le nombre de Reynolds, et les conditions expérimentales propres, à une longueur du cœur potentiel comprise entre *2d* et *6d*.

Pour ce qui est des études numériques à partir des équations turbulentes, nous pouvons déterminer plus précisément la longueur du cœur potentiel, en étudiant le développement des couches de mélange sur les bords du jet. Sadallah[85] obtient des longueurs de cœur de l'ordre de *7d* avec un modèle de fermeture k-ε, ce qui semble un peu surestimé. Alors qu'avec un modèle k-l, il trouve *5d*, ce qui est en accord avec ces expérimentations. Cette différence s'explique par l'utilisation d'un modèle k-ε normal pour un jet axisymétrique, nous avons vu précédemment qu'il faut le modifier pour obtenir des résultats corrects. Mc Guirk[77] calcule, pour un jet tridimensionnel sortant d'une fente, une taille de cœur potentiel de *5* fois l'épaisseur de la fente dans le cas d'un orifice de plaque[10]. Les autres publications faisant état d'une étude numérique ne mentionnent pas la longueur du cœur potentiel du jet simulé.
Finalement, toutes études confondues, nous arrivons à une plage de *2d* à *6d* pour la première zone du jet suivant les conditions de sortie.

---

[9] Nous noterons ainsi une mesure du cœur potentiel en fonction du diamètre initial de l'orifice, ou de son épaisseur si il s'agit d'un jet fente, (par exemple 4*d* signifie une taille de *4* fois le diamètre de la buse).

[10] On appelle orifice de plaque un trou percé à même la paroi que l'on considère comme fine. De plus, les bords de l'orifice ne sont pas arrondis.

1.3.1.2 La région de transition

Cette zone ne fait pas l'objet de beaucoup d'études théoriques. Nous trouvons quelques publications traitant expérimentalement cette partie, mais il est quand même difficile de trouver des relations vraiment générales permettant de délimiter avec précision la fin de cette région.

Abramovich[63] donne des relations issues d'expérimentations, qui peuvent servir de base pour un calcul zonal permettant d'avoir une idée de la taille de cette partie de l'écoulement. Il faut dissocier le cas du jet plan de celui du jet axisymétrique. Les termes surmontés d'une barre sont adimensionnés.

Pour le jet plan :

Fin de la région :

$$2{,}25 n_{2u} - 0{,}71 \qquad (1.27)$$

Demi-largeur adimensionnée en fin de région :

$$\bar{b}_n = 3{,}16 n_{2u} \qquad (1.28)$$

Vitesse sur l'axe en fin de région :

$$\frac{U_m}{U_o} = 3{,}8\sqrt{\frac{n_{2u}}{\bar{x} - \bar{x}_o}} \qquad (1.29)$$

avec $$n_{2u} = 1 - 0{,}22\frac{\delta_l}{b_o}$$

Pour le jet axisymétrique :

Fin de la région :

$$2{,}35\sqrt{n_{2u}} - 0{,}86 \qquad (1.30)$$

Largeur adimensionnée en fin de région :

$$\bar{r}_n = 2{,}75\sqrt{n_{2u}} \qquad (1.31)$$

Vitesse sur l'axe en fin de région :

$$\frac{U_m}{U_o} = 12{,}4\frac{\sqrt{n_{2u}}}{\bar{x} - \bar{x}_o} \qquad (1.32)$$

avec $$n_{2u} = 1 - 0{,}44\frac{\delta_l}{r_o} + 0{,}125\left[\frac{\delta_l}{r_o}\right]^2$$

Nous ne trouvons pratiquement pas de renseignement concernant cette région dans la littérature. Les études englobent plutôt les deux premières zones du jet.

Hinze[48] donne pour les deux régions la distance de *8d* pour un petit orifice circulaire. Quinn[88] utilise une fermeture k-ε modifiée par Rodi pour étudier un jet sortant d'un orifice carré et le comparer à un orifice circulaire. Il donne la longueur des deux premières zones confondues, c'est à dire la partie complète avant la zone développée. Il trouve *8d* pour le jet à orifice carré et *10d* pour l'orifice circulaire ; on a ainsi un étalement plus rapide du jet à la sortie dont la géométrie est plus anguleuse.

Ramaprian[85] trouve une distance des deux premières régions beaucoup plus importante dans le cas d'un jet fente. Il recommande l'application des solutions de similarités à partir de *20e* (*e* étant l'épaisseur de la buse). Quant à Pourquié[92], il donne l'entrée en troisième région à *10d* par une simulation numérique, mais ne conseille l'application des profils de similitudes qu'à partir de *40d*.

Rares sont les auteurs qui proposent des relations semi-analytiques pour décrire les deux premières régions de l'écoulement. Seul Sforza[79] propose une décroissance de la vitesse axiale de la forme $U_O/U = Cte.x^{-n}$ avec $n< 0,5$ pour la zone de transition, dans le cadre d'une étude tridimensionnelle d'un jet chauffé sortant d'un orifice rectangulaire. Depuis, les moyens d'expérimentations étant plus complets, nous trouvons des résultats pour cette deuxième zone, mais surtout pour les jets verticaux [Vialle96, Sini87, Rodi82].

Conclusion sur les deux premières zones

Nous voyons que la longueur du cœur potentiel et celle de la zone de transition dépendent assez fortement des conditions initiales d'émission, et de la forme de l'orifice. En effet, l'intensité de la turbulence joue un rôle très important dans le comportement du jet. Comme le nombre de Reynolds influe sur le taux de turbulence, il influera dans la taille des zones étudiées, surtout près du Reynolds critique. De plus, d'autres phénomènes influencent les régions proches de l'orifice ; les dimensions de ce dernier, son usinage, modifient beaucoup le développement de la couche de mélange de la première partie. S'il s'agit de la sortie d'un conduit, la couche limite qui se forme sur les parois modifiera le profil des vitesses à la sortie qui n'aura plus la forme "plateau". Par contre, si l'orifice est percé dans une plaque, ou si le conduit est de faible longueur, la différence entre des bords saillants ou des bords arrondis augmente l'intensité de la turbulence, et modifie les caractéristiques intrinsèques de l'écoulement en y ajoutant un effet de striction. Obot[79] étudie l'influence de la géométrie des orifices pour l'application aux échanges thermiques.

Toutes ces conditions d'émission font que nous n'avons pas de relations universelles décrivant les deux premières zones du jet. De plus, la plupart des études sont faites pour le cas isotherme. Quand il s'agit d'un jet non isotherme, les recherches portent beaucoup plus sur le comportement de la troisième région, ou sur le comportement global toutes zones confondues. La différentiation se trouve plus souvent faite pour les jets verticaux, où l'on doit considérer les forces de flottabilité favorables ou défavorables, ce qui influe sur la taille de la zone de transition.

Nous pouvons tout au plus donner un ordre de grandeur général :

- pour le cœur potentiel : de *2d* à *6d* ;
- pour les deux régions confondues : de *8d* ou *20e*.

Ce manque de relation dans les deux premières zones ne se retrouve pas dans la région développée.

1.3.1.3 La région développée

Cette troisième zone du jet libre est caractérisée par sa simplicité d'étude. En effet, nous pouvons trouver des solutions analytiques pour les profils des vitesses et des températures. Celles ci s'obtiennent en partant des équations de couche limite avec une fermeture des équations de la turbulence du type longueur de mélange de Prandtl. Ces solutions sont appelées auto-semblables, car les profils se déduisent les uns des autres suivant l'axe du jet. Voici un rappel historique de l'établissement de ces profils.

Le pionnier dans l'établissement de ces relations est Tollmien, en 1926, qui applique la théorie de longueur de mélange de Prandtl à un écoulement de type jet bidimensionnel et axisymétrique pour en déduire des relations semi-empiriques de son comportement. En 1935, Kuethe étend la théorie de Tollmien à un jet introduit dans un fluide en mouvement, et Howarth[38] donne les distributions des températures et des vitesses dans les jets. Reichardt, en 1941, à partir de résultats expérimentaux suggère une analogie entre les transferts turbulents et moléculaires qui permet l'application des lois de la conduction de chaleur pour représenter les transferts de quantité de mouvement turbulent. Enfin, Görtler en 1942 réexamine les résultats de Tollmien, et, appliquant les hypothèses de Reichardt sur les conseils de Prandtl, arrive aux formes des relations appliquées actuellement.

Nous avons donc une certaine fonction *f* de la forme $U/U_0 = f(\eta)$ avec $\eta = g(y/x)$. La recherche de la fonction *f* est décrite dans beaucoup d'ouvrages [Candel90, Schlichting79, Rajaratnam76, Landau71, Pai54...] et les résultats sont utilisés dans de nombreuses publications, pour les jets plans, et axialement symétriques. On retrouvera le calcul détaillé dans les ouvrages cités précédemment. L'établissement des relations s'effectue en régime laminaire et s'étend trivialement au cas turbulent.

Dans un premier temps, nous allons donner les relations pour les profils des vitesses et des températures valables uniquement dans la troisième région, pour le jet plan, puis pour le jet axialement symétrique. Elles sont très utilisées pour les jets isothermes et faiblement non isothermes dans les cas verticaux. Elles restent à être modifiées dans les cas fortement non isothermes, et *a fortiori* pour les jets horizontaux où l'on décèlera une dissymétrie dans les profils.

1.3.1.3.1 Profil des vitesses

CAS DU JET PLAN :

$$\begin{cases} u = \dfrac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\dfrac{K\sigma}{x}}\left(1 - tanh^2\,\eta\right) \\ v = \dfrac{\sqrt{3}}{4}\sqrt{\dfrac{K}{x\sigma}}\left(2\eta\left(1 - tanh^2\,\eta\right) - tanh\,\eta\right) \\ \eta = \dfrac{\sigma y}{x} \end{cases} \qquad (1.33)$$

avec

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u}^2\, dy$$

K représente la force du jet, c'est à dire le débit de quantité de mouvement.
$\sigma = 7{,}67$ constante empirique due à Reichardt.

CAS DU JET AXIALEMENT SYMETRIQUE :

$$\begin{cases} u = \dfrac{\gamma_0}{2}\left(\dfrac{3}{\pi}\right)^{1/2}\dfrac{\sqrt{K}}{x}\left(1-\dfrac{\eta^2}{4}\right)^{-2} \\ v = \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{3}{\pi}\right)^{1/2}\dfrac{\sqrt{K}}{x}\dfrac{\left(\eta-\dfrac{\eta^3}{4}\right)}{\left(1+\dfrac{\eta^2}{4}\right)^2} \\ \eta = \gamma_0\dfrac{r}{x} \end{cases} \qquad (1.34)$$

avec

$$K = 2\pi\int_0^\infty \overline{u}^2 r dr$$

$\gamma_o = 15{,}2$ constante empirique due à Reichardt

Ces relations peuvent être simplifiées, pour la vitesse longitudinale, par une Gaussienne. On a alors, dans le cas axialement symétrique :

$$\boxed{u = \frac{\gamma_0}{2}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2}\frac{\sqrt{K}}{x}exp\left[-\left(9{,}35\frac{r}{x}\right)^2\right]} \qquad (1.35)$$

Cette approximation ne surestime la relation précédente que de *0,4 %*.

Voici un exemple de profil des vitesses adimensionné pour un jet axialement symétrique. Nous voyons un bon accord expérimental (mesures dues à Reichardt) avec la théorie de Tollmien (courbe 1) et avec l'équation 1-34 (courbe 2) de la figure ci dessous.

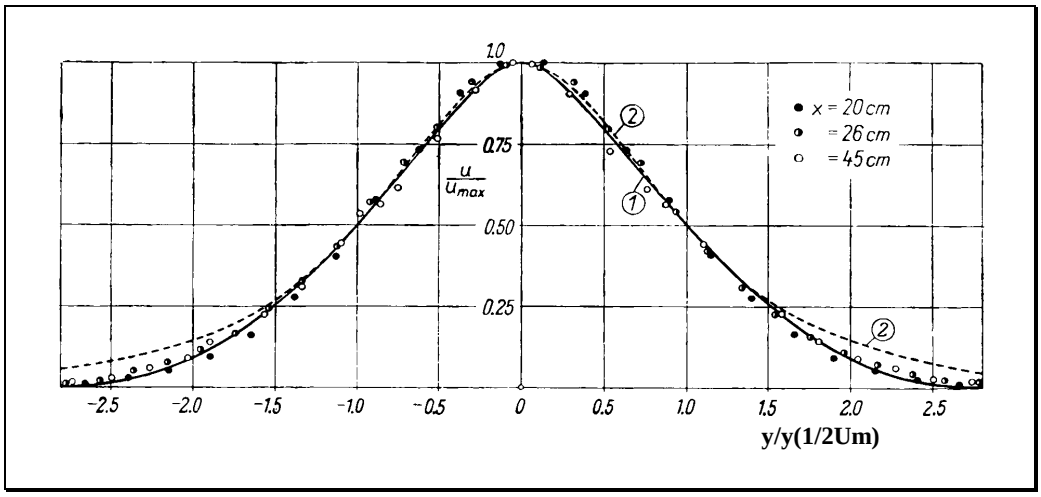


Figure 1-5 : Profils des vitesses théoriques et expérimentaux [Schlichting79]

1.3.1.3.2 Profil des températures

Nous allons voir que le profil des températures est étroitement lié à celui des vitesses, et que l'on peut bénéficier aussi de l'approximation Gaussienne précédente. Tous les auteurs s'accordent, pour une faible différence de température, sur la relation :

$$\left(\frac{\Delta T_0}{\Delta T_m}\right) = \left(\frac{u}{U_m}\right)^{\alpha} \qquad (1.36)$$

Nous pouvons distinguer des différences entre les auteurs sur la manière d'exprimer α, cependant sa valeur sera toujours voisine de *1/2*.
Pour Hinze[48], $1/\alpha = \varepsilon_t/\varepsilon_m = 2$. Il trouve ε_t et ε_m empiriquement en les corrélant pour son jet par : $\varepsilon_t/\varepsilon_m = 1{,}22 + 0{,}24.u/U_m$

Dans l'ouvrage de Schlichting[79] nous retrouvons $\alpha = 0{,}5$ en faisant une synthèse des publications antérieures dont celle de Hinze[48].

D'autres auteurs comme Bejan[84] expriment $\alpha = Pr_t$, nombre de Prandtl turbulent de l'ordre de *0,5*. Finalement, nous pourrons exprimer le profil des températures par la relation :

$$\boxed{\left(\frac{\Delta T_0}{\Delta T_m}\right) = \left(\frac{u}{U_m}\right)^{\frac{1}{2}}} \qquad (1.37)$$

Voici les profils adimensionnés des vitesses et des températures pour un jet plan représentés sur la figure ci-dessous. Les mesures expérimentales sont toujours dues à Reichardt, la courbe numérotée 1 est une exponentielle de la forme : $u/U_m = exp(-1/2(y/b_u)^2)$, la courbe 2 est l'équation 1.33 et la courbe 3 est l'équation 1.37. L'accord est satisfaisant, excepté sur les bords.

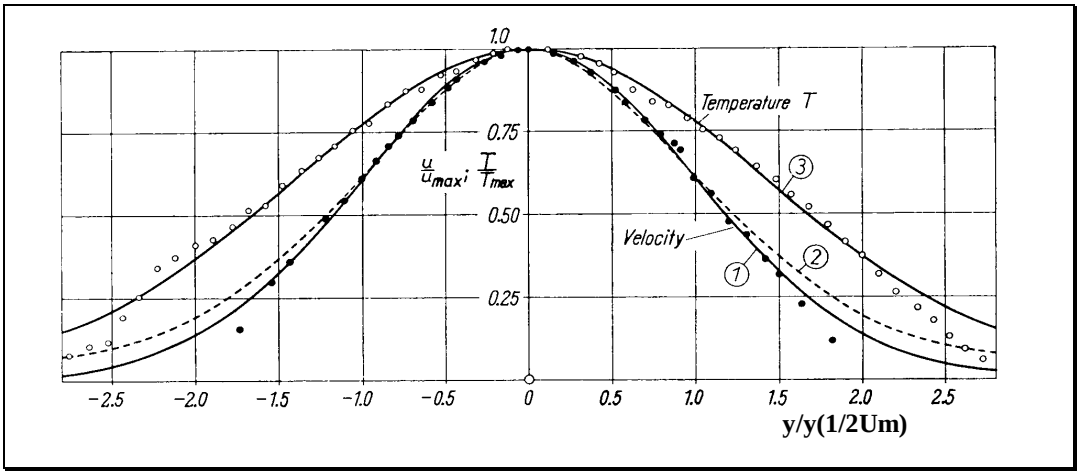


Figure 1-6 : Profils des vitesses et des températures adimensionnés [Schlichting79]

Nous avons donc des relations simples pour décrire dans le détail les valeurs des vitesses et des températures pour chaque section le long de la zone développée. Il sera facile de moyenner, pour une abscisse donnée, les valeurs des grandeurs caractéristiques du jet afin d'introduire des grandeurs globales au sein des modèles zonaux.

Néanmoins, pour être plus globales dans l'étude d'un jet libre, les recherches se renforcent dans le domaine des grandeurs axiales, notamment sur les décroissances des grandeurs caractéristiques. En effet, tous les auteurs étudiant une catégorie de jet essaient de trouver des relations d'un même type afin d'extrapoler leurs résultats à d'autres types de jets, en ne changeant que quelques coefficients. Le but final espéré est de trouver des relations quasi universelles pour une catégorie de jet.

Nous allons synthétiser les relations de décroissance des vitesses et des températures, d'étalement et de débit de fluide entraîné par le jet. Commençons par définir les notations utilisées pour caractériser ce type de relations. Nous les avons résumées sur la figure ci-dessous (Figure 1-7).

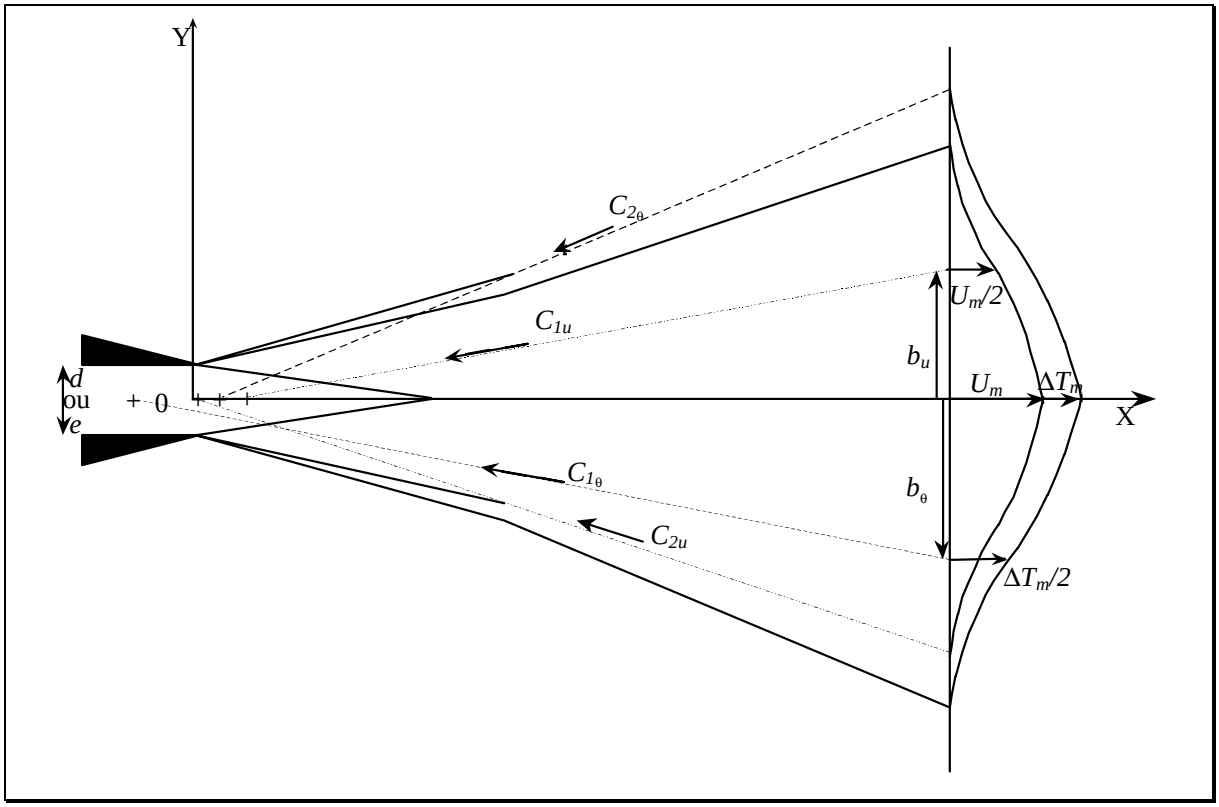


Figure 1-7 : Notation employée pour les paramètres de la région développée

1.3.1.4 Grandeurs axiales et épanouissement

Il est plus commode pour cette région de similarité, et dans le cas de descriptions globales, de représenter une enveloppe du jet facilement exploitable. Pour cela, il est courant d'utiliser les décroissances de la vitesse et de la température sur l'axe du jet, et sa demi largeur dynamique et thermique.

Nous trouvons deux grandes tendances dans l'expression de ces grandeurs. La plus ancienne est de considérer un type général de relation applicable aussi bien dans le cas isotherme que faiblement non isotherme (en considérant la température comme un scalaire passif). Cette méthode implique l'introduction de l'origine fictive[11] dynamique (C_{2u}) et thermique (C_{2_θ}) du jet, ainsi que le taux d'épanouissement axial dynamique (K_{2u}) et thermique (K_{2_θ}). Nous avons les mêmes coefficients avec l'indice *1* pour les relations de l'étalement du jet, avec respectivement : K_{1u} , C_{1u} , C_{1_θ} , K_{1_θ} .

Ces coefficients sont considérés comme des constantes dans le cas d'un jet idéal. Cependant, la réalité donnant des conditions d'émission, ainsi que des géométries tellement différentes, que nous trouvons en moyenne un ordre de grandeur constant, mais pouvant être largement différent dans certains cas extrêmes variant suivant le type de jet que l'on étudie. Leurs variations sont donc déterminées soit expérimentalement, soit numériquement.

La seconde approche distingue le cas isotherme du cas non isotherme par l'introduction d'un coefficient correcteur dépendant du rapport des masses volumiques des fluides. De plus, elle englobe les origines fictives dans les coefficients d'épanouissement. Cette façon d'introduire les grandeurs axiales semble plus facile à intégrer car elle ne fait intervenir, en apparence, qu'un coefficient, qui dépend cependant de plusieurs paramètres.

En fait les deux méthodes sont équivalentes, mais nous préférons l'introduction explicite de l'origine fictive car, pour certaines catégories de jets, nous pouvons peut être dégager une tendance de son évolution.

Voyons les formes des décroissances des vitesses et des températures sur l'axe du jet que l'on trouve dans la littérature, ainsi que les relations donnant l'étalement physique du jet. Celui-ci est donné par les grandeurs b_u et b_θ (respectivement dynamique et thermique), qui représentent le lieu des points ou l'on atteint la moitié de la valeur extrémale (maximum ou minimum) de la vitesse ou de la température. Ces grandeurs sont plus représentatives de la trace du jet que sa frontière réelle, qu'il est difficile de délimiter dans le cas de jets turbulents, à cause de la présence des tourbillons.

Nous avons :

$y = b_u$ pour la valeur de l'abscisse pour laquelle $u = U_m/2$,
$y = b_\theta$ pour la valeur de l'abscisse pour laquelle $\Delta T_0 = \Delta T_m/2$

[11] L'origine fictive d'un jet représente le point à partir duquel il serait émis s'il s'agissait d'un jet issu d'une source ponctuelle. Sa position est très variable et difficile à prévoir. Elle peut être négative, positive ou nulle (voir Figure 1-7).

1.3.1.4.1 Pour la vitesse

Voyons les relations générales que l'on peut utiliser pour le cas d'un jet plan bidimensionnel, puis pour un jet axisymétrique, qui peut être issu d'un orifice rond ou carré.

CAS DU JET PLAN :

Décroissance axiale de la vitesse :

$$\boxed{\frac{U_m}{U_0} = K_{2u}\left(\frac{x}{e} + C_{2u}\right)^{-1/2}} \qquad (1.38)$$

K_{2u} = Taux d'épanouissement axial dynamique.
C_{2u} = Origine fictive de la décroissance axiale dynamique du jet.

Etalement dynamique du jet :

$$\boxed{\frac{b_u}{e} = K_{1u}\left(\frac{x}{e} + C_{1u}\right)} \qquad (1.39)$$

K_{1u} = Taux d'épanouissement géométrique.
C_{1u} = Origine fictive de l'étalement dynamique du jet.

Nous voyons donc que pour un jet fente, la vitesse décroît sur l'axe en $(x)^{-1/2}$. C'est la caractéristique première du jet plan. La position de l'origine fictive est très dépendante des conditions de sortie, elle ne pourra pas être généralisée ou approchée de manière systématique.

Nous avons rassemblé certaines valeurs des coefficients K_{2u} , C_{2u} , K_{1u} , C_{1u} , issus de différents auteurs dans le tableau ci-après (Tableau 1-3).

Ces valeurs ne sont applicables que pour les nombres de Reynolds indiqués, pour une distance de l'orifice donnée, et pour les dimensions géométriques de l'orifice de sortie (e et L) données dans le tableau, quand elles sont précisées par les auteurs. Ces valeurs ne sont pas universelles, mais nous donnent un ordre de grandeur des variations de leur valeur en fonction de la forme de sortie et des conditions initiales.

AUTEURS	<x/h<	Re	K_{1u}	C_{1u}	K_{2u}	C_{2u}	e (mm)	L (mm)
Bradbury	14 - 70	30000	-	-	2,3	3	9,5	460
Goldschimdt	20 - 68	16300	0,0985	0,66	2,2	5,83	23	370
Kotsovinos	14 - 74	2000	0,1	0	2,07	8	-	-
Gutmark	10 - 100	30000	0,1	-2	2,31	4,7	13	500
Older	15 - 60	17400	0,098	-0,62	2,36	2,4	12,7	-
	-	13000	0,13	-15	2,1	2		
Flora	-		0,127	-5	2,12	0	25,4	635
	-	25500	0,113	-6	2,27	-1		
Thomas	20 - 80	6000	0,1	-3,2	2,13	-1,6	6,4	305
	-	16000	0,1	-	2,4-2,2	-	3,2	
Robins	-	30000	0,11	-	2,7-2,4	-	12,7	406
	-	75000	0,09	-	2,3-2,1	-	19	
Sfeir		122200			2,52		4	
Sfeir		122200			2,70		4	
Ramaprian	10 - 60		0,110	1	2,43		5	250
Namer	15 - 120	1000	0,179	6	2,04	-4,2→1,3	3,175	177,6
	15 - 120	7000	0,098	0,6	2,39	-4,2→1,3	3,175	177,6
Le Bris	-	-	0,113		2,18			

Tableau 1-3 : Valeurs des coefficients semi-empiriques de la littérature pour un jet plan

CAS DU JET AXIALEMENT SYMETRIQUE :

Décroissance axiale de la vitesse :

$$\boxed{\frac{U_m}{U_0} = K_{2u}\left(\frac{x}{d} + C_{2u}\right)^{-1}} \qquad (1.40)$$

Etalement dynamique du jet :

$$\boxed{\frac{b_u}{d} = K_{1u}\left(\frac{x}{d} + C_{1u}\right)} \qquad (1.41)$$

Les coefficients K_{2u} , C_{2u} , K_{1u} , C_{1u} , ont la même signification physique que pour les jets plans, cependant leurs valeurs sont différentes. La vitesse décroît cette fois en *1/x*, ce qui caractérise les jets axialement symétriques, et l'étalement reste toujours linéaire. Voici quelques valeurs de ces coefficients.

AUTEURS	*<x/d<*	*Re*	K_{1u}	C_{1u}	K_{2u}	C_{2u}	*d(cm)*	*type de jet*
Quinn	*8,4 - 62*		*0,087*	*0,65*	*5,41*	*-0,15*	*4*	*carré*
Wygnanski	*10 - 50*		*0,088*	-	*5,89*	*-3*	-	*rond*
Wygnanski	*25-90*		-	-	*5,41*	*-7*	-	*rond*
Hinze	*6 - 8*		*0,080*	*-0,5*	*5,89*	*-0,5*	-	*rond*
Rodi	*50 - 75*		*0,086*	-	*6,25*	*-5*	-	*rond*
Quinn	*8,5 - 63*		*0,091*	*-1,02*	*5,46*	*-0,33*	*4*	*rond*
Tsuchiya	*8,8 - 21*		*0,074*	*2,58*				*carré*
	-	*158000*	*0,09*					
Florent	*6 - 10*	*228000*	*0,085*	*1,8*	*7,5*	*-2,7*	*10*	*rond*
	-	*323000*	*0,082*					
V.d.H. Zingnen	*8 - 20*	*70000*	*0,08*	*0,5*	*5,9*	*0,9*	-	*rond*
Chassaing	*20 - 44*	*54000*	*0,092*	*4,5*	*5,18*	*4,5*	*4*	*rond*

Tableau 1-4 : Valeurs des coefficients semi-empiriques de la littérature pour un jet axisymétrique

Nous voyons que les valeurs se rejoignent pour les différents jets, à l'exception des origines fictives, car elles dépendent fortement des conditions géométriques de l'orifice.

1.3.1.4.2 Pour la température

Quand elle est considérée comme un scalaire passif, au regard de la relation liant les profils des vitesses à ceux des températures, nous avons des relations similaires à celles du paragraphe précédent :

CAS DES JETS PLANS :

Décroissance axiale de la température :

$$\boxed{\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = K_{2\theta}\left(\frac{x}{e} + C_{2\theta}\right)^{-1/2}} \qquad (1.42)$$

Etalement thermique du jet :

$$\boxed{\frac{b_\theta}{e} = K_{1\theta}\left(\frac{x}{e} + C_{1\theta}\right)} \qquad (1.43)$$

CAS DU JET AXIALEMENT SYMETRIQUE :

Décroissance axiale de la température :

$$\boxed{\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = K_{2\theta}\left(\frac{x}{d} + C_{2\theta}\right)^{-1}} \qquad (1.44)$$

Etalement thermique du jet :

$$\boxed{\frac{b_\theta}{d} = K_{1\theta}\left(\frac{x}{d} + C_{1\theta}\right)} \qquad (1.45)$$

La littérature est beaucoup moins abondante concernant les coefficients empiriques des décroissances en températures. Sfeir[76] ou Ramaprian[85] donnent, d'après leurs propres expérimentations et d'après la littérature :

Pour les jets rectangulaires : $1{,}98 < K_{2_\theta} < 2{,}27$

$0{,}13 < K_{1_\theta} < 0{,}17$

Pour les jets axisymétriques : $4{,}18 < K_{2_\theta} < 5{,}2$

Les autres coefficients ne sont pas donnés, ou ceux rencontrés n'englobent pas beaucoup de géométries différentes. Ötügen[88] présente ses résultats expérimentaux pour un jet plan et en déduit une augmentation de K_{2_θ} avec celle du Reynolds, et une baisse de K_{1_θ} qui montre un étalement thermique moindre pour les Reynolds élevés. De plus, pour les origines fictives, les valeurs dépendent totalement des conditions de sortie, et ne sont que rarement données explicitement dans les publications. Ötügen[88] donne des valeurs de *-0,125* à *0,281* pour les jets plans qu'il étudie.

Pour résumer cette revue des décroissances axiales des grandeurs physiques d'un jet, seuls les coefficients empiriques vont être différents. Nous constatons aussi que l'étalement du profil des températures est plus important que celui des vitesses, tout en obéissant à un profil Gaussien.

Cependant, Ötügen[88] signale que Goldschimdt avait trouvé une décroissance de la température se faisait en x^{-2} au lieu de $x^{-1/2}$ trouvé par tous les autres chercheurs, et ceci pour différentes conditions expérimentales. Ce rappel anecdotique nous montre que les résultats des recherches sur les jets sont en perpétuel mouvement, et les acquis des théories anciennes peuvent être remis en question. Ce type de controverse est surtout dû à l'hypothèse faite dans de nombreuses études concernant la conservation de la quantité de mouvement dans le jet.

De plus, l'étude des jets fortement chauffés [Corrsin50] montre un étalement plus grand car la densité du fluide diminue, ce qui se traduit par des coefficients d'étalement supérieurs pour les fortes températures de jets. Ceci est valable pour l'étalement dynamique et thermique, avec des valeurs plus élevées dans le cas de l'étalement thermique, en accord avec la forme des profils de température. Ces résultats pour les jets non isothermes sont plus orientés vers le cas vertical ; en effet, les profils sont plus symétriques ce qui permet une investigation expérimentale plus aisée.

Dans le cas de jets horizontaux il faut différencier les coefficients d'étalement pour chacun des cotés du jet, après avoir déterminé sa courbure.

Nous voyons que le domaine des jets est un sujet toujours ouvert, et bien que les relations soient établies depuis longtemps, la diversité des coefficients les caractérisant permet d'entrevoir des lois différentes.

1.3.1.5 Débit de Fluide entraîné

De part sa structure, un jet se forme par friction des couches de fluide les unes sur les autres. Il va donc mettre en mouvement le fluide de l'enceinte dans laquelle il se développe.

L'entraînement du fluide extérieur au jet vers sa ligne centrale, dû aux vortex plus ou moins importants suivant le nombre de Reynolds, la géométrie de l'orifice et les conditions de sortie du jet, justifie la composante latérale négative du profil des vitesses, que l'on trouve de l'ordre de *-0,025u* d'après Landau[71]. Cette vitesse d'entraînement du jet peut servir à quantifier le débit de fluide entraîné, cependant, d'autres relations d'emploi plus aisé sont disponibles dans la littérature.

Afin de connaître la quantité de fluide extérieur au jet que l'on entraîne, nous avons des relations simples qui utilisent un coefficient empirique. Celles ci ont été déterminées à partir de la conservation de la quantité de mouvement dans une section du jet.

Schlichting[79], et Ben Achour[88] donnent des relations similaires aux coefficients près.

Le débit de fluide entraîné pour une section d'abscisse x est donné par la relation générale :

$$q = \frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{u_0 S_0} \int_0^S u dS \qquad (1.46)$$

Cette relation peut s'intégrer facilement si l'on moyenne les vitesses. Les résultats obtenus par différents auteurs de la littérature s'accordent sur la forme des relations, mais chacun l'affine par un coefficient empirique correspondant à sa géométrie. Nous avons quand même un ordre de grandeur pour ces constantes qui est :

CAS DU JET AXIALEMENT SYMETRIQUE :

$$\frac{Q}{Q_0} = 0{,}32 \frac{x}{d} \qquad (1.47)$$

CAS DU JET PLAN (*par unité de longueur*) :

$$\frac{Q}{Q_0} = 0{,}56 \left(\frac{x}{e}\right)^{1/2} \qquad (1.48)$$

Q = débit dans la section x
Q_0 = débit à la sortie de l'orifice

Rajaratnam[76] donne un coefficient pour le jet plan de *0,41* et une vitesse d'entraînement de $0{,}053U_m$. Il faudra donc être vigilant pour l'emploi de ces coefficients empiriques, ou trouver une méthode de détermination faisant appel aux autres coefficients du jet.

Pour être plus précis, et séparer les zones de jet, nous pouvons aussi calculer le débit de fluide entraîné dans le coeur potentiel comme dans la zone développée. Abramovich a fait le calcul et donne les résultats suivant :

DANS LA REGION DU COEUR POTENTIEL

Le débit est égal à celui du cœur lui même additionné de celui de la couche de mélange :

Jet plan :

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + 0{,}036\bar{x} \qquad (1.49)$$

Jet axisymétrique :

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + 7{,}3.10^{-2}\bar{x} + 2.10^{-3}\bar{x}^2 - 10^{-4}\bar{x}^3 + 2.10^{-6}\bar{x}^4 \qquad (1.50)$$

avec $\bar{x} = x/e$ pour le cas plan, et $\bar{x} = x/d$ pour le cas axisymétrique.

Dans la région développée, les relations sont du même type que celles données au début de ce chapitre.

Afin d'obtenir des coefficients empiriques plus adaptés aux cas que nous allons traiter, nous avons plusieurs alternatives :

- Calculer, dans chaque section, le profil des vitesses pour ensuite le moyenner. Cela permet de mieux cerner les frontières du jet et donc d'être beaucoup plus précis.

- Prendre l'angle d'ouverture et la décroissance axiale, qui permettent d'avoir une approximation plus ou moins grossière car ils ne peuvent reproduire précisément les différentes conditions de sortie.

- Introduire une méthode spécifique donnant un bon ordre de grandeur pour une application aux modèles zonaux.

Nous remarquons que l'étalement total du jet (ordonnée où l'on à plus que *1%* de la vitesse maximum), est environ égal à deux fois la largeur b_u. De plus, sur le profil Gaussien, la vitesse moyenne est aussi environ égale à la moitié de la vitesse maximum.

Nous pouvons, en première approximation, considérer le débit dans la section d'abscisse x, comme le produit des deux grandeurs établies précédemment. Cela permet une approche du débit en fonction des facteurs d'épanouissements propres du jet. Nous établirons cette relation dans le chapitre suivant.

Ben Achour[88] remarque, par l'étude de la littérature, que le jet axialement symétrique entraîne plus de fluide que le jet plan. Néanmoins, les deux catégories absorbent une grande quantité de fluide. Ceci influe sur les performances de refroidissement d'un jet non isotherme. En effet, Soper[77] montre par l'expérimentation qu'à surface de sortie égale, le jet circulaire a de meilleures performances pour le refroidissement de surfaces, à partir de *40* centimètres de l'orifice, qu'un jet rectangulaire. Le pouvoir réfrigérant qu'il présente est basé sur le coefficient d'échange de petites sphères placées régulièrement au sein de l'écoulement, et sur les profils des températures du jet dans sa partie développée.

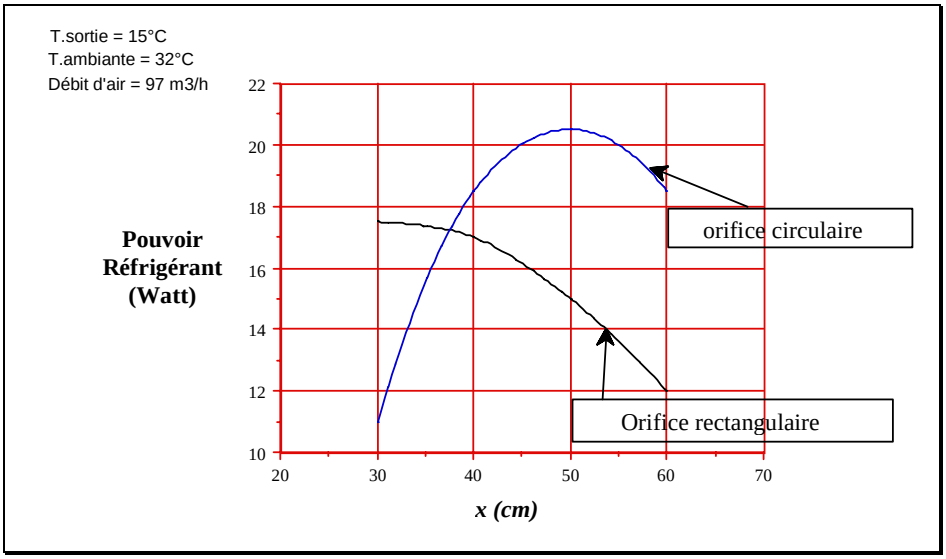


Figure 1-8 : Influence du débit de fluide entraîné sur les performances du jet [Soper77]

1.3.1.6 Autres contraintes imposées au jet libre

Dans l'étude complète d'un jet libre viennent se greffer certains phénomènes qui peuvent s'ajouter dans l'élaboration d'un procédé à base de jet. Ils ont fait l'objet d'études plus ou moins approfondies.

Le fait le plus étudié est l'influence de l'intensité de la turbulence qui peut considérablement modifier l'allure et le comportement du jet, ce qui rend les formules utilisées plus approximatives selon l'intensité de la turbulence à la sortie de l'orifice. Cette turbulence est difficilement mesurable avec une bonne précision, par des moyens technologiques simples. Elle fait appel à une installation soignée pour avoir le maximum de chances d'être en présence des mêmes conditions initiales à chaque expérimentation. Toutefois, les auteurs qui étudient son influence sont d'accord pour dire qu'elle est plus importante dans les jets à symétrie de révolution que dans les jets plans.

De plus, la forme de l'orifice intervient ; s'agissant d'une sortie de conduit, ou d'un trou percé dans une paroi, nous n'aurons pas les mêmes comportements du jet libre [Obot84]. Il y a apparition d'une striction dans le dernier cas, alors que dans le premier nous voyons apparaître une couche limite dans le conduit. Ce phénomène, souvent négligé dans les expérimentations, va perturber le profil des vitesses à la sortie du conduit. En effet, dans beaucoup d'articles on considère un profil plateau, c'est à dire qu'à la sortie du conduit la vitesse est la même sur toute sa surface. A cause de la couche limite pariétale, le "plateau" va se rétrécir (voir Figure 1-9), et ceci même en écoulement laminaire. Ce fait est souvent mis en évidence grâce à une simulation numérique [Quinn88], il peut aussi être remarqué dans certaines expérimentations récentes [Ramaprian85].

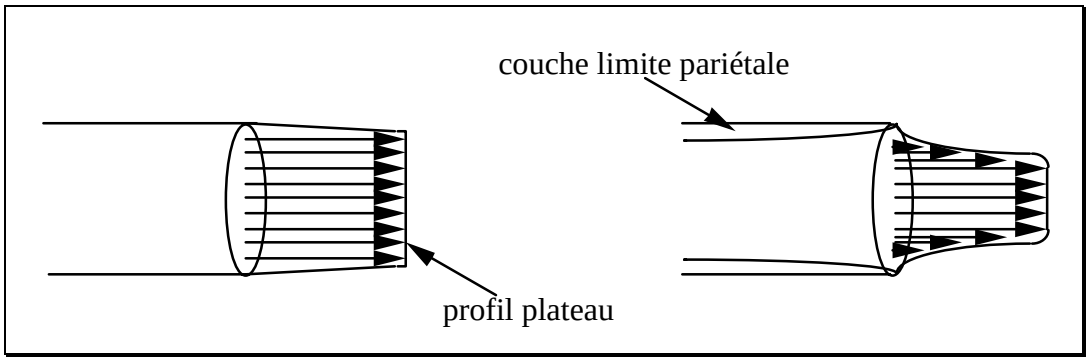


Figure 1-9 : Effet de la couche limite sur le profil des vitesses en sortie de bouche

Un autre phénomène n'est pas souvent pris en compte du fait de sa rareté dans les applications courantes, excepté dans l'habitat : c'est l'effet Coanda[12]. Cet effet modifie l'écoulement dû à un jet d'air, lorsqu'il est introduit près d'une paroi rectiligne. Physiquement, l'air froid a tendance, du fait de la différence de densité, à "tomber" dans une enceinte où la température est plus élevée. Or en présence d'une paroi (par exemple le plafond dans l'habitat), le jet tend à être attiré par cette dernière. Ceci se produit lorsque les vitesses d'air sont peu élevées et lorsque l'orifice n'est pas trop loin de la paroi. Awbi[91] ou Riberon[83] étudient ce phénomène pour l'introduction de l'air dans un local.

[12] L'effet Coanda, du nom du chercheur ayant mis en évidence ce phénomène, est la conséquence de la capacité du jet à entraîner une grande quantité de fluide. En effet, près d'une paroi, l'aspiration du fluide vers l'axe du jet va avoir tendance à créer une dépression ayant pour conséquence la déviation du jet jusqu'à la paroi.

Le jet libre en lui même n'est qu'un cas d'application des écoulements cisaillés, et ne se rencontre que rarement sans perturbations extérieures, naturelles ou imposées.

Le cas le plus fréquent est la combinaison d'un jet avec un écoulement traversant. Une étude générale de cette configuration a été entreprise par Keffer[63] pour mesurer la déviation de l'axe central, et vérifier si les profils Gaussiens sont encore valables dans un tel cas. Il montre la conservation de ces profils quelle que soit la vitesse du courant traversant. D'autres auteurs étudient plus particulièrement l'effet d'un courant traversant sur le transfert thermique d'un jet [Bouchez75, Polat91], ou d'une grille de jets [Metzger79, Florschuetz81, 84].

Dans une étude expérimentale plus fondamentale, Ramaprian[85], remet en question la conservation du flux de quantité de mouvement. L'auteur met en évidence une augmentation de ce flux avec la distance axiale selon les variations des conditions initiales. Il serait de l'ordre de *1,2* à *1,55* fois le flux initial. Ceci vient contredire les travaux antérieurs d'autres chercheurs qui avaient mesuré une décroissance du flux avec la distance axiale.

Cependant, pour des expériences faites avec des moyens de mesure conventionnels, et avec des vitesses raisonnables, on peut faire l'hypothèse la conservation du flux de quantité de mouvement. La non conservation ne peut être mesurée qu'avec une station de vélocimétrie laser, et un contrôle optimum des conditions initiales, pour pouvoir affirmer cette constatation.

Certains auteurs étudient l'effet d'une excitation à la sortie d'un jet libre. Suivant le nombre de Strouhal ($St = f.D/U_e$, avec f = fréquence d'excitation), on constate un étalement supérieur à la sortie du jet. Ceci s'explique d'après Crow[71], par les modifications apportées à la taille des tourbillons formés par le jet à sa sortie. Abd-elmessih[85], quant à lui étudie, les modifications apportées par l'excitation sur les différentes grandeurs du jet en faisant varier les conditions initiales.

L'étude des courants traversants, de l'excitation, ou de la non conservation du flux de quantité de mouvement d'un jet peut servir à optimiser un procédé utilisant un ou plusieurs jets. Ces diverses études permettent de mettre en évidence des phénomènes peu maîtrisés actuellement, et font progresser la recherche fondamentale sur les écoulements cisaillés.

Néanmoins, dans un but de simplification des relations caractérisant le jet, il est impossible de prendre en considération tous ces phénomènes. Il est quand même bon de savoir qu'ils existent afin d'expliquer certaines erreurs que l'on peut commettre dans l'élaboration d'un modèle simplifié.

La multitude de paramètres entrant dans la variation de ces coefficients caractérisant le jet, induit l'impossibilité de faire une étude paramétrique exhaustive afin d'en prédire des tendances d'évolution. Par contre, la simulation numérique, de part sa rapidité croissante, peut permettre une telle étude si elle est partiellement validée expérimentalement.

1.3.2 CAS DU JET HORIZONTAL EN PRESENCE DE FORCES DE GRAVITE

Nous allons maintenant nous focaliser sur les jets libres horizontaux, qui sont moins présents dans la littérature tant expérimentalement que numériquement.

1.3.2.1 Caractérisation

Les relations vues jusqu'à présent sont surtout valables dans le cas d'un jet isotherme, ou pour les jets faiblement non isothermes verticaux, quand les forces de flottabilités n'influent pas trop sur le comportement du jet. Nous disons, dans ce cas, que l'on considère la température comme un scalaire passif. Pour nous trouver dans ce cas de figure avec de plus fortes différences de température, il faut être en présence d'un jet vertical pour que la gravité soit parallèle à l'écoulement.

Considérations globales

Dans le cas d'un jet horizontal, nous avons les forces d'inertie orthogonales à celles d'Archimède : l'étude non isotherme va donc être plus difficile. En effet, les relations établies jusqu'à présent l'ont été en considérant l'approximation de couche limite, qui implique une direction privilégiée de l'écoulement. La présence d'une forte différence de température va dévier le jet d'une manière importante, et, au cours de son évolution, il va arriver un instant ou les deux forces perpendiculaires régissant l'écoulement vont être du même ordre de grandeur. Ceci va atténuer la direction privilégiée dans l'écoulement, remettant en cause les hypothèses de couches limites, et par là même les relations simples développées précédemment.

Bien sûr, pour des écarts de température faibles le problème est moins important, mais les coefficients sont quand même modifiés. De plus, la déviation du jet va créer une asymétrie dans l'étalement du jet, toujours due à l'orthogonalité des forces régissant l'écoulement, la partie supérieure n'ayant pas le même environnement que la partie inférieure.

Nous voyons donc apparaître une notion de trajectoire qui n'est plus rectiligne, mais incurvée. Il faut aussi vérifier jusqu'à quel point, dans l'inclinaison de l'axe du jet, les décroissances axiales (non rectilignes) sont vérifiées, ainsi que l'étalement. En outre, l'orthogonalité de la force d'inertie et de la poussée va engendrer des instabilités supplémentaires dues à la différence du point d'application[13] de ces forces. La localisation de ces points d'applications est différente car l'expansion du champ thermique est différente de celle du champ dynamique. Cette remarque remet en cause l'utilisation de la température en tant que scalaire passif. De plus, c'est ce phénomène qui génère les vortex sur la frontière du jet, et donne lieu à des perturbations intermittentes.

[13] Le point d'application de la force d'inertie est le centre de gravité de la particule fluide, alors que celui de la force d'Archimède est le centre de poussée.

Cas particulier du jet plan

Ce type de jet n'a pas bénéficié de l'engouement de son homologue axisymétrique lors de la découverte de l'importance des grosses structures des écoulement turbulents. Cependant, certains phénomènes semblent dignes d'intérêt. Il est possible de mettre en exergue deux modes de formation des vortex sur la couche de mélange, au cours de la propagation du jet [Rodi82] : séquentiellement alternés sur les deux cotés du jet, ou simultanés (voir Figure 1-10).

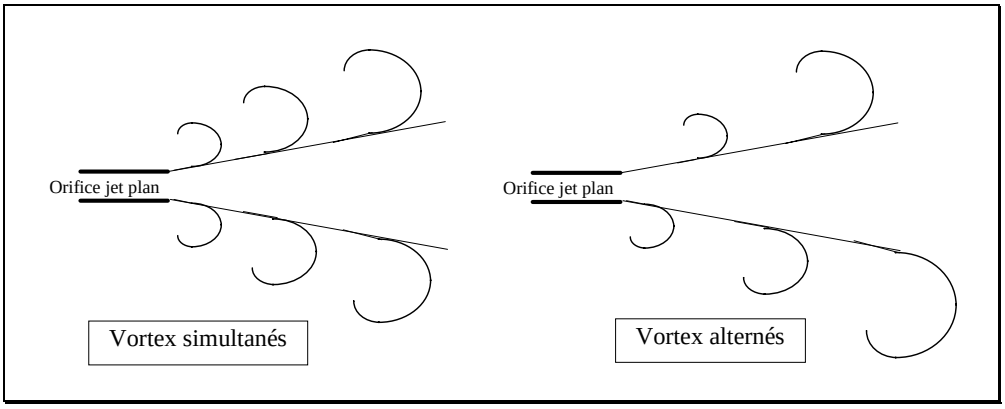


Figure 1-10 : Formation des vortex sur la couche de mélange d'un jet plan

Ce type de formation peut provoquer des instabilités que l'on retrouve dans l'écoulement sous forme de bouffées ou de battements. Ces phénomènes ont été mis en évidence par Goldshmidt[73], qui attribue les bouffées aux vortex simultanés, et le battement aux alternés. Cependant il reste prudent quant à l'affirmation de ces causes.

Par contre il mesure une fréquence dans le battement en plaçant des fils chauds symétriquement à l'axe du jet. Le battement dans le jet est observable, et sa fréquence est très rapide près de l'orifice, mais il reste très difficile de diagnostiquer son origine.

Plus récemment, De Gortari[81] arrive aux mêmes conclusions et montre que cet effet peut persister loin dans l'écoulement. Ce phénomène très intéressant reste un sujet d'étude ouvert, et peut permettre d'expliquer certaines instabilités rencontrées expérimentalement, voire numériquement.

Dans le cas des jets verticaux, cela se traduit par une instabilité latérale du jet qui peut, suivant les valeurs du nombre d'Archimède, arriver à une oscillation sur une certaine distance. Les expérimentateurs peuvent, du fait de la direction de la vitesse, s'affranchir des problèmes de stabilité latérale, par l'introduction d'un écoulement piston autour du jet [Vialle96].

Pour ce qui est du jet horizontal, l'instabilité engendrée peut être différente à cause de l'orthogonalité des forces régissant l'écoulement. Elle peut produire une amplification ou un amortissement des phénomènes de bouffées ou battements. Mais ces considérations restent à être mises en évidence et caractérisées. Le principe de l'écoulement piston ne peut être mis en œuvre, du fait de l'orthogonalité des forces, ce qui augmente considérablement les difficultés d'expérimentations quantitatives exploitables pour de tels jets. Nous utiliserons ultérieurement la simulation numérique pour modéliser un jet non isotherme horizontal, et vérifierons globalement par expérimentation les résultats numériques obtenus.

Voyons maintenant comment caractériser les jets horizontaux non isothermes.

1.3.2.2 Trajectoire du jet

Sous l'effet de la gravité, l'axe du jet[14] va s'incliner. La littérature n'est pas très abondante sur le sujet, surtout dans le cas des jets plans. Nous allons donner ici quelques relations trouvées dans les publications traitant du sujet. Tout d'abord, partant d'une description des forces de flottaison agissant sur un jet non isotherme, Koestel[55] établit une trajectoire polynomiale de degrés trois pour les jets axisymétriques valable aussi bien pour les jets froids (signe moins) que pour les jets chauds (signe plus) :

$$\boxed{\pm\frac{y}{d}=\left[\frac{\left(\frac{a}{b}+1\right)}{6K_{2u}}\right]Ar_0\left(\frac{x}{d}\right)^3} \qquad (1.51)$$

Le rapport *a* sur *b* est une fonction du nombre de Prandtl turbulent donnée par :

$$\frac{b}{a}=\frac{4}{1+\frac{1}{Pr_t}}-1 \qquad (1.52)$$

L'établissement d'une telle trajectoire, valable dans le cas du jet chaud ou froid, peut être simplifié si nous ne laissons que le coefficient d'expansion dynamique comme inconnu. Avec une valeur de *0,7* pour le nombre de Prandtl turbulent (valeur admise dans la majeure partie des cas d'étude concernant l'air), nous obtenons la relation suivante :

$$\pm\frac{y}{d}=0{,}42\frac{Ar_0}{K_{2u}}\left(\frac{x}{d}\right)^3 \qquad (1.53)$$

Nous pouvons trouver des modifications de cette équation pour son adaptation au cas du jet tridimensionnel dans l'ouvrage de Awbi[91]. D'autres études antérieures ont approché la trajectoire du jet par une régression polynomiale de degré deux [Nottage52b].

Plus récemment, certains auteurs s'accordent dans une certaine généralisation de cette trajectoire pour les jets plans et axisymétriques. Partant de la définition d'un nombre d'Archimède local Ar_x pour une abscisse *x* [Grimitlyn93], et considérant l'influence des origines fictives introduite dans les coefficients d'expansion, il arrive à une trajectoire fonction d'un paramètre empirique Ψ, et des coefficients intrinsèques au jet [Li93, Grimitlyn93] donnés ci-après:

[14] Nous considérerons l'axe du jet comme le lieu géométrique des points des vitesses maximales.

Pour les jets axisymétriques nous retrouvons la puissance trois du polynôme sous la forme :

$$\boxed{\pm \frac{y}{\sqrt{A_0}} = \Psi \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2} Ar_0 \left(\frac{x}{\sqrt{A_0}} \right)^3} \qquad (1.54)$$

Pour ce qui est des jets plans nous aurons une puissance *5/2* :

$$\boxed{\pm \frac{y}{h} = \Psi \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2} Ar_0 \left(\frac{x}{h} \right)^{5/2}} \qquad (1.55)$$

La constante Ψ est donnée de l'ordre de *0,7* pour les jets plans et de *0,6* pour les jets axisymétriques. Les résultats expérimentaux permettant de corroborer ces constantes semblent très difficiles à obtenir. Il faut certainement attendre d'autres expérimentations pour pouvoir les affiner.

Tous les auteurs sont unanimes [Li93] dans la façon de modéliser la trajectoire des jets horizontaux non isothermes inclinés de α_0 par rapport à l'horizontale. Elle peut être mise, pour un jet d'orifice circulaire, sous la forme donnée ci dessous avec un coefficient $\Psi = 0{,}47 \pm 0{,}06$:

$$\frac{y}{\sqrt{A_0}} = \frac{x}{\sqrt{A_0}} tg\alpha_0 \pm \Psi \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2} Ar_0 \left(\frac{x}{\sqrt{A_0}} \right)^3 \qquad (1.56)$$

Nous avons donc une relation générale donnant la trajectoire de l'axe du jet. Le degré des polynômes pour le cas des jets plans et à symétrie de révolution est vérifié expérimentalement. Il reste à définir dans chaque cas le coefficient Ψ, et à vérifier dans quel domaine ces équations restent valables. En effet, pour un jet chaud, nous ne pouvons pas appliquer ces relations pour des distances trop grandes, il en est de même dans le cas du jet froid.

1.3.2.3 Décroissance axiale, profils et étalement du jet

Nous allons voir si les relations générales établies précédemment restent valables dans le cas du jet non isotherme horizontal. Comme nous l'avons déjà expliqué ultérieurement dans le cas du jet libre, les relations de décroissance peuvent intégrer beaucoup de paramètres au sein des coefficients d'expansions. Dans ce cas de figure, toutes les relations citées aux paragraphes précédents restent valables moyennant une attention particulière dans la détermination des coefficients.

D'autre part, si l'on ajoute le rapport des masses volumiques dans les décroissances non isothermes, le problème des coefficients reste entier, car ils dépendent aussi des conditions de sortie et de la géométrie de l'orifice de sortie. Des publications récentes [Poz94, Grimitlyn93, Hassani93, Li93, Awbi91], dans le domaine de l'ingénierie des systèmes de ventilation des enceintes habitables, recensent les différentes relations que l'on peut utiliser pour dimensionner ces systèmes. Certains utilisent la méthode occultant l'explicitation des origines fictives [Grimitlyn93, Li93], avec un coefficient moyen englobant une vaste gamme de type d'orifice. D'autres, explicitent les origines fictives dans les relations de décroissance axiale, mais déduisent une indépendance de ce coefficient

avec la vitesse d'éjection [Hassani93]. Il en déduit aussi que l'origine fictive peut être négligée, vu sa valeur, pour des applications à la ventilation. Ces relations sont très utiles, mais elles restent à être affinées au point de vue des origines fictives, surtout si l'on veut faire une étude plus précise sur le sujet.
Nous aurons, pour le jet plan, des relations de la forme :

$$\frac{U_m}{U_0} = K_v \sqrt{\frac{A_0}{x}} \sqrt{\frac{\rho_{amb}}{\rho_m}} \qquad (1.57)$$

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = K_T \sqrt{\frac{A_0}{x}} \sqrt{\frac{\rho_{amb}}{\rho_m}} \qquad (1.58)$$

Avec la constante K_T pouvant être approximée par [Hassani93] : $K_T = 0{,}85 K_v$

Les valeurs pour ces coefficients sont très variables et se rapprochent de celles données dans le cas du calcul avec les origines fictives (Tableau 1-3). De plus la valeur de ρ_m reste à déterminer. Néanmoins elle est souvent prise égale à ρ_0 dans le domaine de la climatisation ou de la ventilation, où les différences entre les masses volumiques ne sont pas trop importantes pour les gammes de températures employées. Nous avons alors le terme de densité égal à *0,98* pour une différence de température de *10*°C et égal à *0,97* pour une différence de température de *20*°C. Nous voyons que son influence est petite devant la façon de déterminer les coefficients de décroissances.

Pour ce qui est de l'étalement, les relations établies dans les paragraphes précédents restent valables aux coefficients près dans le cas de l'abscisse curviligne. Cependant, nous devrons différencier l'étalement supérieur de l'inférieur car la différence de courbure entre les deux cotés du jet peut provoquer une dissymétrie dans l'entraînement du fluide, qui engendre une variation des coefficients d'étalement. Cette différence dans les coefficients d'étalement est encore plus marquée si le calcul est effectué dans le système de coordonnées cartésiennes, mais la forme de l'étalement reste bien linéaire dans les deux cas.

Dans le cas des profils dynamiques et thermiques de la région développée, nous pouvons retrouver la forme Gaussienne si nous nous plaçons sur un plan perpendiculaire à l'axe du jet, c'est à dire en abscisse curviligne (r_c, S_c). Nous avons alors :

$$\begin{cases} \dfrac{U}{U_m} = exp\left(-C_U \dfrac{r_c^2}{S_c^2}\right) \\ \dfrac{\Delta T}{\Delta T_m} = exp\left(-C_T \dfrac{r_c^2}{S_c^2}\right) \end{cases} \qquad (1.59)$$

avec C_U et C_T constantes à déterminer.

Dans le plan orthogonal à l'abscisse, ces profils des vitesses et des températures sont modifiés par l'inclinaison des vecteurs vitesses. Nous pouvons apprécier de tels profils expérimentaux dans les articles de Nottage[52b] ou de Poz[94], ou numériques dans celui de Murakami[91].

1.3.2.4 Introduction du nombre d'Archimède local

Afin de caractériser localement l'influence des forces de gravité par rapport à celle d'inertie, nous introduisons ici le nombre d'Archimède local Ar_x . Celui-ci nous permettra ultérieurement de définir un critère pour l'obtention de résultats quasi-stationnaires dans le calcul numérique. Ce critère est employé par analogie avec la distance de séparation d'un jet après son attachement à une paroi par effet Coanda. Il est déduit du nombre d'Archimède global pour une abscisse donnée, en fonction des décroissances axiales des vitesses et des températures dans le jet.

Pour un jet plan nous obtenons :

$$Ar_x = Ar_0 \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2} \left(\frac{x}{e} + C_{2\theta} \right)^{-1/2} \left(\frac{x}{e} + C_{2u} \right) \frac{x}{e} \qquad (1.60)$$

Pour un jet axialement symétrique :

$$Ar_x = Ar_0 \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2} \left(\frac{x}{d} + C_{2\theta} \right)^{-1} \left(\frac{x}{d} + C_{2u} \right)^{2} \frac{x}{d} \qquad (1.61)$$

Ces deux expressions sont calculées à partir de la relation générale :

$$Ar_x = \frac{g \Delta T_m \, x}{U_m^2 \, T_{amb}} \qquad (1.62)$$

Conclusion

Nous avons montré la difficulté que revêt l'expérimentation de tels jets. En effet, la plupart des études rencontrées récemment sont numériques, ou, du moins, essaient d'améliorer les outils numériques afin de les rendre capables de traiter de tels types d'écoulements [Murakami96, 91, Martynenko92]. En outre, les coefficients empiriques que l'on peut trouver sur les études relatives aux jets d'air froids sont pratiquement inexistants. Il nous faudra donc procéder à des simulations pour vérifier le bien fondé des coefficients et des formes de décroissance dans le cas non isotherme horizontal. Puis, permettre d'acquérir la plage de valeurs utilisables afin de les intégrer ultérieurement dans les modèles zonaux, après leur validation expérimentale individuelle ou globale.

1.4 CONCLUSION

L'étendue des travaux effectués dans le domaine des jets est tellement vaste, qu'il serait prétentieux de dire avoir été exhaustif dans le cadre de cette synthèse. Nous avons voulu simplement avoir une vue d'ensemble assez complète dans le domaine dans lequel seront appliqués certains de ces résultats de la littérature. Il s'agit notamment des jets horizontaux non isothermes.

L'étude du jet libre entreprise dans ce document nous a permis de relever les différences dans les relations que nous pouvons trouver dans la littérature. Elle nous met en garde dans l'amalgame que l'on peut faire si l'on ne tient pas compte des effets annexes qui font du jet un type d'écoulement encore très difficile à caractériser dans sa globalité.

Nous avons voulu être un peu plus précis dans l'étude bibliographique concernant les deux premières zones du jet (cœur potentiel et zone de transition), car généralement dans les publications, les auteurs ne s'y attardent pas. En effet, nous trouvons plus facilement des études au sujet de la région des similitudes, dans laquelle il est plus aisé d'établir des profils. De plus, la généralisation pour différentes conditions de sorties, ou différents types de jets, semble être plus abordable.

Nous avons abordé diverses formes et types de jets. Cette étude nous permet de donner des ordres de grandeurs des coefficients caractérisant le comportement global d'un jet libre. Les relations échafaudées dans ce domaine sont assez bien maîtrisées, mais elles font toujours appel à un degré d'empirisme qui rend difficile toute généralisation. De plus, nous avons volontairement passé le cas vertical non isotherme car il est traité de manière assez complète tant théoriquement qu'expérimentalement. Nous trouvons des études très complètes sur ce sujet [Vialle96, Lionnet95, Awbi91, Rodi82].

Le cas plus précis du jet horizontal non isotherme montre des difficultés dans la réalisation d'expérimentations ou de simulations numériques. Ceci se ressent par la taille réduite de l'éventail des communications dans le domaine. La caractérisation d'un tel jet dans sa globalité semble bien connue, mais certaines instabilités (battements, bouffées) sont sujettes à controverses, et peuvent entraîner des difficultés dans la convergence des calculs numériques.

Nous nous sommes donc attardés sur ce cas qui accuse un intérêt plus limité dans les recherches actuelles. En effet, il est difficile de trouver des relations précises, ou des coefficients empiriques pour plusieurs cas d'études, concernant le jet plan horizontal. Ce manque nous oriente bien évidemment vers une étude numérique de ce cas, pour un jet froid entrant dans une enceinte surchauffée. Il semble intéressant de vérifier jusqu'où les relations du cas du jet non pesant peuvent être utilisées dans le cas pesant, et moyennant quelles modifications.

Cette étude numérique est mené dans le but d'approfondir nos connaissances dans ce type de jet, et de proposer des coefficients empiriques pour plusieurs cas d'études différents. Il nous faut d'abord étudier la faisabilité d'un tel calcul, et nous devons avoir un minimum d'expérimentations permettant de corroborer nos simulations.

Il nous semble que cet synthèse est suffisamment diversifiée pour permettre une approche du jet libre horizontal et de ses dérivés. Il était nécessaire de mettre en exergue ces notions afin de pouvoir établir les domaines dans lesquels nous devons faire des simulations numériques, et quelles expérimentations doivent être mises en œuvre pour les corroborer. ❑

CHAPITRE 2

DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE JETS D'AIR FROID LIBRES HORIZONTAUX

2.1 INTRODUCTION **46**
2.2 MÉTHODE ET OUTIL EMPLOYÉS **48**
2.2.1 MÉTHODE DE SIMULATION 48
2.2.1.1 Représentation des écoulements libres 48
2.2.1.2 Calcul instationnaire 48
2.2.1.3 Fermeture des équations de la turbulence 49
2.2.1.4 Procédure 50
2.2.2 OUTIL DE SIMULATION 51
2.2.2.1 Choix du code de calcul 51
2.2.2.2 Elaboration du modèle 51
2.2.2.3 Résolution du problème 54
2.2.2.4 Post-traitement des résultats 56
2.2.3 LIMITATIONS DES CALCULS 56
2.3 VISUALISATION DES RÉSULTATS DU JET LIBRE **57**
2.3.1 PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE 57
2.3.2 ETABLISSEMENT DU JET ISOTHERME 58
2.3.3 ETABLISSEMENT DU CALCUL DU JET NON ISOTHERME 60
2.3.3.1 Profils des températures 60
2.3.3.2 Profils des normes des vitesses 62
2.3.3.3 Interprétation des séquences 63
2.4 DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DU JET LIBRE **67**
2.4.1 CAS ISOTHERME OU NON ISOTHERME NON PESANT 67
2.4.1.1 Forme générale des résultats 67
2.4.1.2 Influence des paramètres 70
2.4.2 CAS NON ISOTHERME PESANT 73
2.4.2.1 Forme générale des résultats 73
2.4.2.2 Protocole d'exploitation des résultats 74
2.4.2.3 Axe du jet 76
2.4.2.4 Etalement du jet 84
2.4.2.5 Débit de fluide entraîné 90
2.5 CONCLUSION **93**

CHAPITRE 2

DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DE JETS D'AIR FROID LIBRES HORIZONTAUX

2.1 INTRODUCTION

Nous venons de voir, dans le premier chapitre, la façon d'aborder les jets d'air globalement par leurs grandeurs caractéristiques. Celles-ci permettent, par leur forme simple, d'introduire un modèle de jet au sein d'un simulateur de type zonal, par exemple. Cependant, ces relations simplifiées dépendent fortement des coefficients empiriques associés à chacun des types de jet.

La littérature ne donne pas beaucoup de valeurs de ces coefficients pour les jets non isothermes horizontaux en présence de forces de gravité. En effet, les expérimentations sur ce type d'écoulement sont très délicates à réaliser, et les simulations numériques accusent des limites dans la modélisation des zones libres de fluide.

Celles-ci peuvent être faites par deux moyens. La première solution consiste à développer un code de calcul à partir des équations générales de la mécanique des fluides, puis de l'adapter au cas du jet, pour différentes conditions de simulation. Cette méthode est très exportable, et permet une excellente maîtrise des résultats obtenus. Cependant, elle nécessite un temps de développement important et il nous semble impossible, dans le temps imparti pour ce travail de thèse, de réaliser un tel outil pouvant être utilisé pour un grand nombre de configurations.

La deuxième, que nous utilisons, consiste à choisir un code de calcul commercial éprouvé, afin de nous libérer des contraintes purement numériques liées aux problèmes de convergence. Elle a l'avantage d'être opérationnelle beaucoup plus rapidement, et permet une exploration des cas d'études beaucoup plus vaste dans un temps donné. En revanche, il est quand même indispensable de bien maîtriser cet outil, et de rester prudent quant à l'interprétation des résultats obtenus.

En effet, les méthodes de modélisation de la turbulence, et la prise en compte des frontières libres dans les simulations montrent une incapacité de certains codes à trouver une solution stationnaire pour le cas du jet libre horizontal en présence de forces de gravité.

Nous allons donc déterminer, dans ce chapitre, une méthode permettant d'obtenir un résultat exploitable pour ce type d'écoulement avec le code de calcul FLUENT®.

Dans un premier temps, nous recherchons un domaine de calcul pouvant être appliqué à différents régimes d'écoulements pour un jet d'air froid libre horizontal. En effet, l'emploi d'un code commercial ne garantit pas la faisabilité des calculs de certains types d'écoulements particuliers. De plus, il faut pouvoir valider la grille de calcul pour certains cas, avant de l'utiliser dans d'autres calculs.

Après avoir validé la détermination du comportement global du jet non pesant, nous mettons en évidence les difficultés dans l'obtention du jet libre froid horizontal en présence de forces de gravité. Certaines instabilités empêchant l'établissement du jet sont observées, et nous les caractérisons afin de pouvoir extraire l'écoulement moyen, et exploiter ainsi les résultats obtenus.

Nous donnons ensuite les coefficients caractéristiques obtenus pour certaines configurations de jets plans non isothermes.

Enfin, nous donnons un protocole numérique à mettre en œuvre pour le calcul des coefficients caractéristiques d'un jet à l'aide du code commercial FLUENT®. Ce qui s'avère être indispensable pour l'obtention de résultats exploitables. Ceci permet de mettre en évidence les avantages et les lacunes de tels codes commerciaux, et d'attirer l'attention sur les précautions à prendre quant à l'interprétation de résultats obtenus rapidement pour un cas d'étude.

2.2 METHODE ET OUTIL EMPLOYES

2.2.1 METHODE DE SIMULATION

Les formes des relations décrivant le comportement des jets libres sont bien connues aux coefficients empiriques près. La littérature nous en fournit une large gamme dans le cas isotherme, ou pour des jets non pesants. Dans le cas du jet pesant horizontal, il nous faut vérifier si les lois établies dans le cas précédent restent valables, et dans quelle limite.

Néanmoins, il est difficile de trouver exactement les mêmes conditions d'étude permettant d'établir les relations utiles à la simulation simplifiée des jets. C'est dans le but de renforcer notre connaissance dans le domaine des jets horizontaux non isothermes que nous entreprenons de simuler numériquement de tels écoulements. En effet, l'introduction de relations simplifiées au sein d'un modèle global de simulation thermo-convective, doit être conditionnée par une précision relativement éprouvée de celles-ci afin de ne pas trop entacher les résultats d'ensemble du modèle. Voyons comment modéliser numériquement un tel écoulement.

2.2.1.1 Représentation des écoulements libres

Une première approche nous permet de cibler certaines difficultés dans la représentation numérique d'un espace théoriquement infini. En effet, il est paradoxal de simuler un jet libre par un domaine borné. Cependant, l'emploi d'un outil numérique, aussi puissant soit-il, oblige la représentation d'une zone d'étude par une grille d'un nombre discret de points de calcul, limitée dans l'espace. En outre, la définition d'un jet libre implique des conditions de vitesse nulle à l'infini, qui ne peut être représentée numériquement. La limitation spatiale de la grille fausse les conditions limites physiques par rapport aux numériques indispensables au fonctionnement du code de calcul. Il faut donc trouver un compromis entre la taille et la finesse de la zone à simuler, définissant le temps de calcul, et la précision voulue pour les structures que nous voulons étudier.

En effet, la taille des mailles entre en considération dans la discrétisation du domaine à simuler. Il est impossible, dans le but d'obtenir un résultat dans un temps de calcul raisonnable, de construire un maillage dont la finesse permet la représentation des petites échelles turbulentes. Nous prenons donc une taille de maille permettant de suivre l'évolution des structures moyennes. Ceci nous empêche d'étudier les mécanismes de dissipation visqueuse, mais nous permet d'avoir une représentation globale de l'écoulement, nous permettant de déduire les relations générales de décroissance et d'étalement.

2.2.1.2 Calcul instationnaire

Le domaine de calcul choisi, nous simulons dans un premier temps le jet isotherme en régime stationnaire, et obtenons généralement une solution stable. Pour ce qui est ensuite du cas horizontal non isotherme, les instabilités rencontrées au cours du calcul empêchent d'obtenir un résultat. Ceci nous renseigne sur l'aspect fluctuant des structures du jet qui ne permettent pas d'arriver dans un régime établi assez stable pour le code de calcul avec un modèle de turbulence de type k-ε.

Nous entreprenons alors d'essayer le calcul en régime instationnaire afin d'avoir une information sur le comportement du jet, et d'en déduire ensuite un écoulement moyen. Nous ne pouvons pas utiliser les résultats instationnaires à des fins d'interprétation car le modèle de turbulence employé n'y est pas adapté. Le code de calcul ne proposant pas de modélisation de type L.E.S.[1] qui serait plus appropriée à ce type de simulation, nous essayons de déterminer un protocole à employer pour obtenir quand même un résultat pour l'écoulement libre.

Les calculs sont effectués avec un pas de temps corrélé à la grille de calcul[2], et les résultats sont sauvegardés régulièrement afin de pouvoir reproduire une séquence temporelle de l'écoulement. Ce passage au cas instationnaire nous permet de mettre en évidence une instabilité du jet, se manifestant périodiquement de façon amortie, entretenue, ou amplifiée, en fonction du régime de l'écoulement ainsi que du gradient de température.

Il faut être prudent quant à l'interprétation de tels résultats. Nous y reviendrons ultérieurement, lorsque les simulations seront présentées. De manière générale, il est préférable de travailler en régime instationnaire, et de vérifier l'établissement de l'écoulement, ou de suivre l'évolution de son instabilité au cours du temps afin d'en extraire le mouvement moyen.

2.2.1.3 Fermeture des équations de la turbulence

Nous avons vu dans le premier chapitre les méthodes permettant de fermer le système d'équations incluant une modélisation de la turbulence. Pour ce qui est des codes de calcul des équations de la mécanique des fluides, plusieurs méthodes sont proposées. Cependant, celle qui est la plus largement employée est celle à deux équations de transport : k-ε, qui donne de bons résultats dans beaucoup de domaines.

Pour ce qui est des écoulements de type jet, dans les cas verticaux et horizontaux isothermes, cette méthode peut être employée en distinguant le cas des jets plans, de celui des jets axisymétriques, ces derniers requérant une modification dans les constantes caractéristiques. Par contre, dans le cas de jets horizontaux non isothermes, bien que l'on puisse employer cette fermeture, il faut être prudent dans l'analyse des résultats obtenus.

En effet, pour de forts écarts de température, la pesanteur inclinant fortement les lignes de courant, les structures turbulentes au sein du jet vont être de différentes échelles caractéristiques. Certaines, plus importantes vont prendre naissance au cours de cette inclinaison, et une fermeture à base du concept de viscosité turbulente ne rend pas compte des différentes échelles que l'on peut trouver dans les termes des contraintes de Reynolds. En outre, la taille limitée de la zone de calcul ne permet pas d'inclure le passé de l'écoulement quand celui-ci se rapproche du bord du maillage. Ce fait annihile la possible modification de l'écoulement due à un vortex qui peut se situer sur la frontière du maillage.

Le premier point pouvant donner un résultat erroné peut être contourné par le passage à une méthode explicitant tous les termes du tenseur des contraintes de Reynolds. Cependant, l'initialisation d'un tel modèle est très difficile, et le temps de calcul inhérent est rédhibitoire. Il est aussi possible d'utiliser

---

[1] **L**. **E**. **S**. : **L**arge **E**ddy **S**imulation, permet la représentation des grosses structures turbulentes, et de les suivre dans l'écoulement.

[2] En général, le pas de temps est déterminé par le rapport de la longueur physique du maillage, au produit du nombre de noeuds par la vitesse de l'écoulement dans la direction privilégiée. Dans le cas de notre étude, la vitesse sera prise égale à celle à l'orifice afin que le maillage soit valable dans tout le domaine de simulation.

un modèle R.N.G.[3] k-ε, qui est une variante du modèle classique, modifiée pour prendre en compte certains phénomènes particuliers. Dans la suite de ce travail nous nous en tenons à l'utilisation d'un modèle classique k-ε, en restant vigilant pour les cas comportant de très fortes courbures pour lesquels nous essayons la modification R.N.G..

De plus, le modèle k-ε étant basé sur les moyennes des fluctuations turbulentes, il n'est pas approprié pour l'étude d'un calcul instationnaire, et son interprétation en tant que tel. Cependant, il s'agit de la seule méthode permettant d'obtenir une solution, afin de la moyenner dans le temps et ainsi d'en déduire l'écoulement global moyen.

2.2.1.4 Procédure

Après avoir exploré de nombreuses grilles de calcul, différentes par leur taille, leur finesse ou leur interpolation, nous sommes arrivés à un type de maillage permettant d'appréhender une vaste gamme de conditions initiales et d'émission.

Par la suite, tous les calculs sont effectués en régime instationnaire avec le même maillage pour les jets de mur, et un autre pour les jets de buse. Ce type de grille a été validé dans le cas isotherme. En effet, la littérature étant plus fournie dans le cas de jets isothermes, nous pouvons comparer les coefficients de décroissance axiale, ceux d'étalement, ainsi que la forme des profils des vitesses.

De plus, si l'on simule une faible différence de température entre le jet et l'ambiance, sans l'influence des forces de gravité, nous obtenons les résultats des cas de la littérature pour les profils des températures quand celle-ci est considérée comme un scalaire passif.

Dans le cas du jet non isotherme avec la température prise comme un scalaire actif, les résultats des coefficients de comportement du jet dans la littérature ne sont pas nombreux.

Afin de pouvoir employer des relations simples au sein de modèles zonaux, nous allons chercher une méthode permettant le calcul de ces paramètres moyennant l'emploi d'un code numérique. Nous regardons d'abord le comportement global du jet, et caractérisons son éventuelle instabilité inhérente au code de calcul employé, en fonction de ses paramètres. Ceci a donné lieu, dans ce paragraphe 2.2, à la mise au point d'une procédure à employer, avec une solveur de type FLUENT, pour obtenir un résultat pour l'écoulement. Celle-ci consiste globalement à employer systématiquement un calcul instationnaire afin d'obtenir un résultat, et pouvoir en extraire une représentation globale.

Ensuite, nous donnons une gamme de variations de ces coefficients en fonction de quelques paramètres de l'écoulement. Enfin, nous proposons une démarche à employer pour l'exploitation des résultats et la détermination des coefficients de l'écoulement dans un cas donné, en fonction des conditions d'émission. Cette démarche permet de les trouver pour toutes configurations, moyennant un calcul à l'aide du code.

---

[3] **R.N.G**. : **R**e**N**ormalization **G**roup, méthode mathématique permettant l'établissement des équations de fermeture sans faire appel aux coefficients empiriques traditionnels, rendant la méthode classique obsolète dans certaines situations d'écoulement. Ceci permet de calculer avec une bonne précision les écoulements près des parois, aux bas Reynolds ou dans bien d'autres cas ne pouvant l'être avec le modèle k-ε classique.

2.2.2 OUTIL DE SIMULATION

La résolution des équations de la mécanique des fluides demande une attention particulière car la non-linéarité des équations peut engendrer des bifurcations ou des instabilités suivant la méthode numérique employée pour les résoudre. En effet, seuls quelques cas d'école trouvent une solution analytique, moyennant de nombreuses hypothèses simplificatrices. Dès que l'on désire modéliser un écoulement réel, il faut faire appel à une méthode numérique. Le jet d'air froid submergé ne faillit pas à la règle.

2.2.2.1 Choix du code de calcul

La solution qui consiste à élaborer une méthode permettant le calcul du jet a été écartée dans le cadre de ce travail. Nous n'avons pas l'expérience de la mise au point de code de simulation numérique pour des écoulements aussi complexes, et l'étendue des cas d'étude voulus ne nous permet pas, dans un temps raisonnable, d'acquérir cette expérience. En effet, pour une solution plus rapide des problèmes appliqués, nous devons nous en remettre à un code généraliste de simulation Thermo-Mécanique, solution qui semble plus raisonnable.

Les offres dans ce domaine sont assez nombreuses, et se scindent en deux catégories dépendant de la méthode numérique de résolution. Les plus nombreux dans le domaine de la mécanique des fluides utilisent la méthode des volumes finis (FLUENT®, PHOENICS®, STAR CD®, FLOW 3D®, ESTET®, N3S®...), les autres, que l'on retrouve aussi dans le domaine de la mécanique des solides utilisent la méthode des éléments finis (FLUENT/UNS®, FIDAP®...).

Un outil de ce genre étant très onéreux, son choix est imposé par sa présence antérieure au sein du laboratoire. Dans tous les cas, les comparaisons des différents types de code ne permettent pas d'imposer un standard dans le domaine, le choix se fait plutôt par rapport à la politique commerciale de l'éditeur du logiciel. Dans le cadre de ce travail, le code utilisé est FLUENT® en version volumes finis.

2.2.2.2 Elaboration du modèle

L'utilisation d'un code de calcul passe par plusieurs étapes permettant la définition du problème à résoudre. Nous passons ici en revue les grandes lignes de ce travail.

Construction du maillage

Il existe une multitude de méthodes permettant l'élaboration du maillage d'un domaine d'étude. Les deux grandes catégories sont les maillages structurés (cartésiens ou B.F.C.[4], ils sont à base de parallélépipèdes, pour une résolution en volumes finis), et ceux non-structurés (à base de triangularisation, pour une résolution en éléments finis).

[4] **B**.**F**.**C**. : **B**ody-**F**itted **C**oordinates, représente des maillages à base de parallélépipèdes épousant les courbes. Ceci permet de mieux suivre les lignes de courant afin d'obtenir une convergence plus rapide. Ces maillages sont construits à partir de facteurs d'interpolation, ou de diverses méthodes basées sur l'équation de Laplace ou de Poisson.

Chacune de ces méthodes a ses avantages, mais nous pouvons retenir globalement que les maillages structurés permettent des résultats plus rapides avec moins de moyens informatiques. Par contre, ils souffrent de l'existence d'une diffusion numérique dans le cas de géométries complexes, qui en outre, sont très difficiles à réaliser avec ce type de maille. Les maillages non-structurés, quant à eux, sont très adaptés aux géométries délicates, et permettent l'emploi de méthodes auto-adaptatives. Par contre, ils demandent une puissance de calcul bien supérieure.

Nous utilisons, pour cette étude, des maillages structurés construits à partir du pré-processeur du code de calcul (Pre-BFC). Ceux-ci obéissent à des règles très strictes afin d'éviter les problèmes de diffusion numérique inhérents aux méthodes des volumes finis. Ces critères de qualité (au nombre de trois[5]), interviennent dans la taille et la géométrie de la maille. Une définition du maillage hors de ces critères compromet la convergence du système. Le logiciel permet de vérifier la qualité du maillage, et même de l'interpoler pour obtenir les mailles plus ajustées aux lignes de courant.

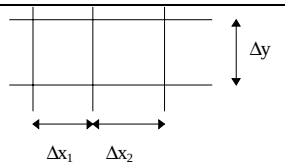
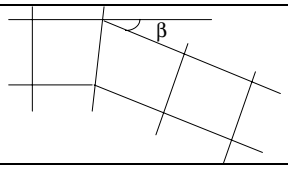
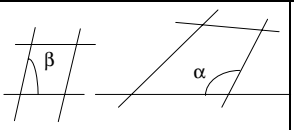
Détermination de la grille de calcul

La détermination de la grille de calcul que nous allons présenter, est le fruit de nombreuses investigations, qui nous ont permis d'éviter d'obtenir des cas de diffusion numérique trop important, inhérents à la représentation de zones libres dans les écoulements.

En effet, l'emploi initial de grilles cartésiennes a montré, dans le cas du jet libre, des instabilités non maîtrisables, et arrivent à des configurations d'écoulement aberrantes comme la déviation du jet froid dans le sens opposé à la gravité, avec une température considérée comme un scalaire passif. Des grilles avec un maillage beaucoup plus raffiné (maille de l'ordre du centimètre carré) ont été essayées, dans certaines configurations; elles donnent des résultats, mais ces derniers ne sont pas plus précis dans la forme globale de l'écoulement que d'autres grilles plus "grossières" du même ordre que celle à laquelle nous sommes parvenus.

En fait, la grille que nous avons réalisée présente un resserrement du maillage près de la paroi d'injection du jet, et près de la frontière du maillage. Ceci permet d'arriver aux conditions aux limites moins brutalement, et d'éviter les problèmes de gradients de pression trop forts pour les frontières libres.

[5] Les critères de qualité des maillages structurés sont :

l'uniformité		Taille des mailles tolérées $1{,}5 > \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} > \frac{2}{3}$	Aspect des mailles tolérées $5 > \frac{\Delta y}{\Delta x} > \frac{1}{5}$
la sinuosité		Angle β toléré β < 30°	Angle β idéal β = 0°
l'orthogonalité		Angle β toléré β > 45°	Angle α toléré α < 135°

Nous avons également resserré les mailles près de l'orifice afin de représenter plus fidèlement le cisaillement sur les frontières du jet au voisinage de son cœur potentiel.

La taille des mailles près des frontières libres et des parois est de l'ordre de *1* à *1,5* centimètres carrés. Au centre de la grille, les tailles augmentent progressivement, avec un contrôle de taille jusqu'à une taille maximum de *7* centimètres en abscisse et 5 centimètres en ordonnée (ceci pour une grille de *3,05* mètres de hauteur sur *4* mètres de longueur).

Ces grandeurs nous permettent d'avoir, en un temps de calcul raisonnable, une précision identique à un maillage plus raffiné, pour ce qui est de la représentation de l'écoulement global. En revanche, l'étude des phénomènes de petites échelles ne peut être réalisée avec ce type de grille pour un domaine aussi grand.

La grille finale permet d'entreprendre un nombre de cas différents suffisant dans l'application à laquelle les jets vont être utilisés. Nous avons essayé des calculs sur des grilles construites selon les mêmes critères, pour des tailles plus conséquentes (*6x6* mètres), les résultats restent du même type pour des conditions initiales identiques.

Tous les calculs effectués avec les différents types de grilles ne sont pas présentés dans ce document. Nous donnons uniquement le modèle de grille donnant les meilleurs résultats pour une gamme de conditions initiales la plus vaste possible. Il est bien entendu que pour des conditions données, nous pouvons trouver une autre grille permettant l'obtention de résultats plus précis, mais resterait uniquement valable pour un type de conditions.

Cependant, l'objet de cette étude étant de déterminer la faisabilité d'un calcul numérique sur un jet libre horizontal non isotherme pesant pour différentes conditions d'émission, trouver une grille générale pour tous les calculs que nous allons entreprendre, semble la première étape à réaliser afin de comparer les différents résultats.

Une fois le maillage établi et vérifié, nous devons définir les variables et les paramètres du problème.

Variables et paramètres

Les variables sont celles des équations de bilan, à savoir : la masse, les vitesses, l'enthalpie, et dans le cas d'un problème turbulent : l'énergie cinétique de la turbulence ainsi que la dissipation. Nous définissons aussi la nature de l'écoulement qui sera dans notre cas instationnaire.

Les propriétés physiques de l'air (viscosité, capacité et conductivité thermique), sont prises constantes avec la température, et nous donnons leurs valeurs pour une température moyenne de *25*°C. Seule la masse volumique de l'air est calculée à partir de la loi des gaz parfaits, afin de représenter son gradient avec la température.

Forts des paramètres et variables du problème, il nous faut maintenant définir les conditions initiales et les conditions aux limites associées au maillage.

Conditions limites et initiales

Commençons par les conditions initiales. Celles-ci concernent l'état du fluide à l'intérieur de la zone libre de calcul. Le fluide interne à la zone de calcul est considéré au repos, à une température uniforme et constante, différente de celle du jet afin de simuler le cas non isotherme.

Pour ce qui est des conditions aux limites, elles peuvent être de différentes catégories, suivant s'il s'agit de parois, de l'introduction du jet, ou de frontières libres. Pour ces dernières, nous devons imposer la pression sur les bords du maillage afin de simuler "l'infini" : c'est le seul moyen à notre disposition. En effet, nous ne pouvons mettre une condition sur les vitesses de sortie car le fluide peut, soit entrer, soit sortir du domaine de calcul. De plus, nous devons donner une longueur caractéristique et une intensité de turbulence pour ces frontières libres. Ce choix est arbitraire car nous ne pouvons pas estimer de telles grandeurs et, dans tous les cas elles sont réévaluées au cours du calcul.

Dans le cas de l'introduction du jet, l'orifice a une taille donnée (5 cm), et nous imposons une vitesse, une température, ainsi qu'une intensité de turbulence sur les mailles d'entrée (la longueur caractéristique est prise égale à l'épaisseur de l'orifice). Ceci nous donne un profil plateau à la sortie de la bouche dans le cas d'un jet de mur, et permet la prise en compte de la couche limite à l'intérieur du conduit s'il s'agit d'un jet de buse. Il faut quand même resserrer les mailles près des parois pour observer le profil de couche limite intérieur au conduit.

Dans le cas de la paroi contenant l'orifice du jet, les conditions aux limites sur la paroi sont : une vitesse normale nulle (la paroi ne se déplace pas dans le fluide), et : soit une température imposée (condition de Dirichlet), soit un flux thermique imposé (nul dans notre cas, condition de Neumann). Nous ne prenons pas de loi de paroi[6] pour représenter au mieux les échanges sur celle-ci, car cela implique un maillage fortement resserré à son voisinage, qui augmente énormément le nombre de points de calcul. De plus, comme nous ne regardons pas les coefficients d'échanges à la paroi, l'influence sur les résultats globaux de l'écoulement en serait négligeable.

2.2.2.3 Résolution du problème

Une fois le problème mis en équation et initialisé, FLUENT® utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations à résoudre (dont on peut avoir un aperçu en annexe A-1). Il nous faut alors choisir une méthode de résolution afin de résoudre ces équations discrétisées. Il en existe une multitude, mais le code que l'on utilise fonctionne avec une résolution itérative. Ce processus itératif va utiliser la linéarisation des termes quadratiques sous la forme : $u^2_{actuel} = u_{actuel} . u_{précédent}$, et la difficulté majeure rencontrée dans ces procédés est le couplage vitesse-pression au sein des équations de la mécanique des fluides.

Les autres problèmes rencontrés par cette formulation résident dans le couplage et la non-linéarité des équations.

[6] Ces lois de paroi ("loi log") permettent de représenter plus précisément les transferts qui ont lieu dans la couche limite dynamique ou thermique d'un écoulement turbulent. En effet, celle-ci peut se décomposer en deux parties : la sous couche visqueuse laminaire et la couche limite turbulente développée. Dans chaque partie, nous pouvons appliquer des lois différentes qui sont les lois de paroi. Elles sont indispensables dans le cas de la convection naturelle, ou pour des calculs précis. Néanmoins, elles peuvent s'avérer utiles dans le cadre de la ventilation par déplacement pour des parois de température très différente de celles du milieu ambiant.

Afin de palier au problème du couplage vitesse-pression, la procédure employée par FLUENT® est celle de l'algorithme SIMPLE[7]. Ce type de méthode est largement employé dans la résolution des équations de Navier-Stokes.

Les méthodes numériques mises en œuvre pour la résolution du problème dépendent de la façon d'aborder le maillage, et sont au nombre de trois (séquentielle, directe ou ligne par ligne). Nous utilisons la méthode ligne par ligne qui balaie le domaine d'étude dans une direction donnée.

Cette méthode est appelée L.G.S. (Line Gauss Seidel) dans le code, car elle permet d'obtenir des matrices tri-diagonales qui sont résolues par une méthode de Gauss-Seidel. Des variantes sont proposées afin d'améliorer la convergence, ou de limiter les phénomènes de diffusion numérique dans la direction du balayage.

La dernière évolution de ces améliorations est l'utilisation d'une méthode Multi-Grilles, consistant à résoudre les équations sur plusieurs niveaux du maillage, dans le but de déterminer les corrections d'erreur en partant du niveau le plus raffiné vers le plus grossier, puis inversement, en transférant ces corrections d'erreurs. Ceci permet de réduire considérablement les erreurs, et d'accélérer la convergence dans le cas de grilles de grande taille.

Application à nos cas d'étude

Dans toutes les simulations qui vont être présentées, la méthode L.G.S. a été employée pour les vitesses et les fluctuations turbulentes, avec un balayage. La méthode multi-grilles pour la pression et l'enthalpie.

Le critère de convergence a été réglé à 10^{-3} pour la somme des résidus, et à 10^{-6} pour l'enthalpie. Ces critères semblent être raisonnables pour le type de résultats que l'on compte obtenir. Par contre ils s'avèrent insuffisants si l'on compte étudier les phénomènes de petite échelle spatio-temporelle.

Suivant les conditions d'émission, la convergence peut être obtenue de *10* à *100* itérations par pas de temps.

Les calculs sont effectués au départ sur un mini-ordinateur de type *SUN® Sparc 10*, pourvu de *64* Mega-octets de mémoire vive, puis sur une station *Hewlett Packard série 9000 classe J200*, pourvue de *128* Mega-octets de mémoire vive. Un cas classique de résolution instationnaire pour une grille de *9000* noeuds, nécessite, pour une simulation de *60* secondes de temps réel, un temps de calcul processeur de *72* heures, avec la première machine, et de *36* heures pour la seconde. En outre, ces calculs nécessitent une importante place de stockage. Nous voyons donc que ces simulations sont assez longues, et l'étude de cas instationnaires augmentera d'autant la durée du post-traitement.

---

[7] **SIMPLE** : **S**emi-**I**mplicit **M**ethod for **P**ressure **L**inked **E**quations nous pouvons aussi utiliser ses dérivés : SIMPLEC (SIMPLE-Consistant) ou SIMPLER (SIMPLE-Revised) qui améliorent la convergence au détriment du temps de calcul.
Ces méthodes consistent à utiliser les valeurs antérieures ou estimées de la pression pour résoudre le bilan de quantité de mouvement. Les résultats obtenus ne satisfaisant pas à l'équation de continuité, nous recherchons les corrections à apporter aux vitesses calculées pour que ce soit le cas. Nous établissons alors une relation à partir de la linéarisation du bilan de quantité de mouvement, afin de relier les corrections en pression et en vitesse. Enfin, la résolution de l'équation de continuité réécrite avec les corrections en pression, permet de trouver la "vraie pression", puis d'ajuster les vitesses.

2.2.2.4 Post-traitement des résultats

FLUENT® fournit des visualisations des variables de l'écoulement. Nous pouvons aussi lui faire tracer des profils, mais la possibilité de traitement des résultats reste limitée. Afin d'améliorer le post traitement, nous avons choisi d'extraire les valeurs des variables principales pour un certain nombre de valeurs de l'abscisse. Ceci nous permet de traiter les résultats sur le tableur Excel® pour en extraire les grandeurs caractéristiques du jet dans un repère cartésien. Nous pouvons ainsi chiffrer les coefficients empiriques spécifiques au cas de figure étudié.

2.2.3 LIMITATIONS DES CALCULS

Le fait de modéliser numériquement un phénomène physique de grande échelle induit certaines limitations dans le calcul ainsi que dans l'utilisation que l'on peut en faire.

Le premier facteur entraînant une limite dans l'exploitation des résultats est la nécessité de discrétiser le domaine d'étude en un nombre fini de points, qui ne peuvent pas décrire le domaine avec une finesse assez grande, sans rendre le temps de calcul rédhibitoire. De plus, pour de trop grandes finesses de grilles, vient se greffer le problème de la précision de la machine qui produira des erreurs d'arrondis conséquentes, empêchant une exploitation sérieuse des résultats.

Suivant la taille minimum des mailles, l'étude de phénomènes de petite échelle ne sera pas possible. En effet, dans le cas de l'instabilité que l'on peut observer lors de la formation de la couche de mélange à la frontière du jet, la taille caractéristique des vortex situés sur ses bords est inférieure à la taille des mailles que l'on utilise. Il est donc impossible, dans notre cas, d'étudier de tels phénomènes microscopiques.

Le deuxième facteur limitatif est la dimension finie de la grille de calcul. Dans le cas d'un jet libre, le fait de prendre un domaine virtuellement borné par des conditions aux limites adéquates, ne permet pas de connaître le passé de l'écoulement dans certaines zones situées près de ces frontières. Ceci peut fausser les résultats dans le cas d'une grosse structure (gros tourbillons sur les frontières du jet dans sa partie développée), qui ne seront pas représentées entièrement, les lignes de courant étant tronquées sur les bords du maillage.

Le troisième est l'utilisation du modèle de turbulence k-ε qui empêche l'obtention d'une solution quasi-stationnaire pour l'écoulement libre pesant. En outre, il interdit l'exploitation instationnaire des résultats de part sa formulation. Ainsi, les résultats instationnaires que nous allons présenter servent uniquement à l'obtention d'un résultat pour déterminer l'écoulement moyen.

Ces trois facteurs liés à la dimension du domaine de calcul ne permettent pas une étude fondamentale de certaines structures de l'écoulement. Par contre, les calculs que nous pouvons faire, concernent le comportement du jet dans son ensemble, et la détermination des coefficients permettant une approche globale du jet, en fonction de divers paramètres.

Conscients des limites de la simulation entreprise, nous exploitons les résultats obtenus à des fins de compréhension de l'évolution temporelle du jet horizontal non isotherme froid, ainsi qu'à l'établissement de relations décrivant le comportement global des grandeurs caractéristiques.

2.3 VISUALISATION DES RESULTATS DU JET LIBRE

Nous présentons ici la visualisation de calculs instationnaires d'un jet libre plan non pesant et pesant, par une séquence d'images effectuées à intervalles de temps réguliers. Sont représentées les normes des vitesses ainsi que les températures du fluide, en l'occurrence de l'air.

Ces représentations ont pour but de montrer le caractère fluctuant des solutions obtenues, et l'impossibilité dans la cas du jet pesant, à obtenir une solution stable et exploitable directement. Les séquences ne renseignent en rien l'aspect quantitatif des instabilités physiques que l'on peut rencontrer dans de tels écoulements. Il n'est donc pas question d'étudier l'instationnarité du jet, mais de l'utiliser comme outil pour la détermination de l'écoulement moyen, pour en déduire les coefficients caractéristiques du jet.

Le cas isotherme est traité en premier lieu afin de vérifier la validité des grilles de calcul employées, ses caractéristiques globales étant bien connues, nous pouvons vérifier l'accord des résultats avec ceux de la littérature. Ce premier cas permet aussi de vérifier le bien fondé de la méthode de calcul instationnaire pour l'obtention de l'écoulement moyen, car dans le cas du jet non pesant, le résultat final est quasi-stationnaire, et peut aussi être obtenu sans l'aide du calcul instationnaire.

Le cas non isotherme pesant montre, dans cette configuration d'écoulement, une impossibilité à se stabiliser pour ce type de domaine de calcul. Nous donnerons ultérieurement la taille de la grille maximum à employer pour obtenir une convergence du calcul stationnaire avec un cas donné. Le changement de la taille de la grille est une autre approche qui nécessite la construction de différentes grilles, et empêche de comparer deux écoulements différents sur la même distance.

2.3.1 PRESENTATION DU CAS D'ETUDE

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont tous issus de la même grille de calcul. Celle-ci représente un jet d'air bidimensionnel plan sortant d'une paroi (jet plan de mur), et s'établissant dans de l'air au repos. La zone de calcul a une dimension de *3,05* mètres de hauteur pour une longueur de *4* mètres, l'orifice de sortie a une épaisseur de *5* centimètres et est situé au milieu de la paroi simulant le mur.

Le maillage comporte *80* noeuds sur la longueur et *90* sur la hauteur, avec *10* noeuds pour représenter l'orifice de sortie. Les noeuds sont resserrés sur les frontières libres, dans la zone de sortie du jet, et près de la paroi contenant l'orifice. Les modifications apportées à la grille ont été faites par une interpolation avec contrôle de l'espacement et des angles des cellules. Les tailles des cellules sont comprises entre *1* et *7* cm en abscisse et *0,5* et *5* cm en ordonnée.

Le pas de temps de ce calcul instationnaire est de 15.10^{-3} secondes, et le code atteint une convergence après une vingtaine d'itérations par pas de temps, avec les critères énoncés précédemment (paragraphe 2.2.2.3).

La vitesse à la paroi contenant l'orifice est nulle, et les frontières libres du maillage ont une pression statique imposée. Le fluide dans la zone est au repos initialement.

Voici la grille de calcul pour le jet de paroi :

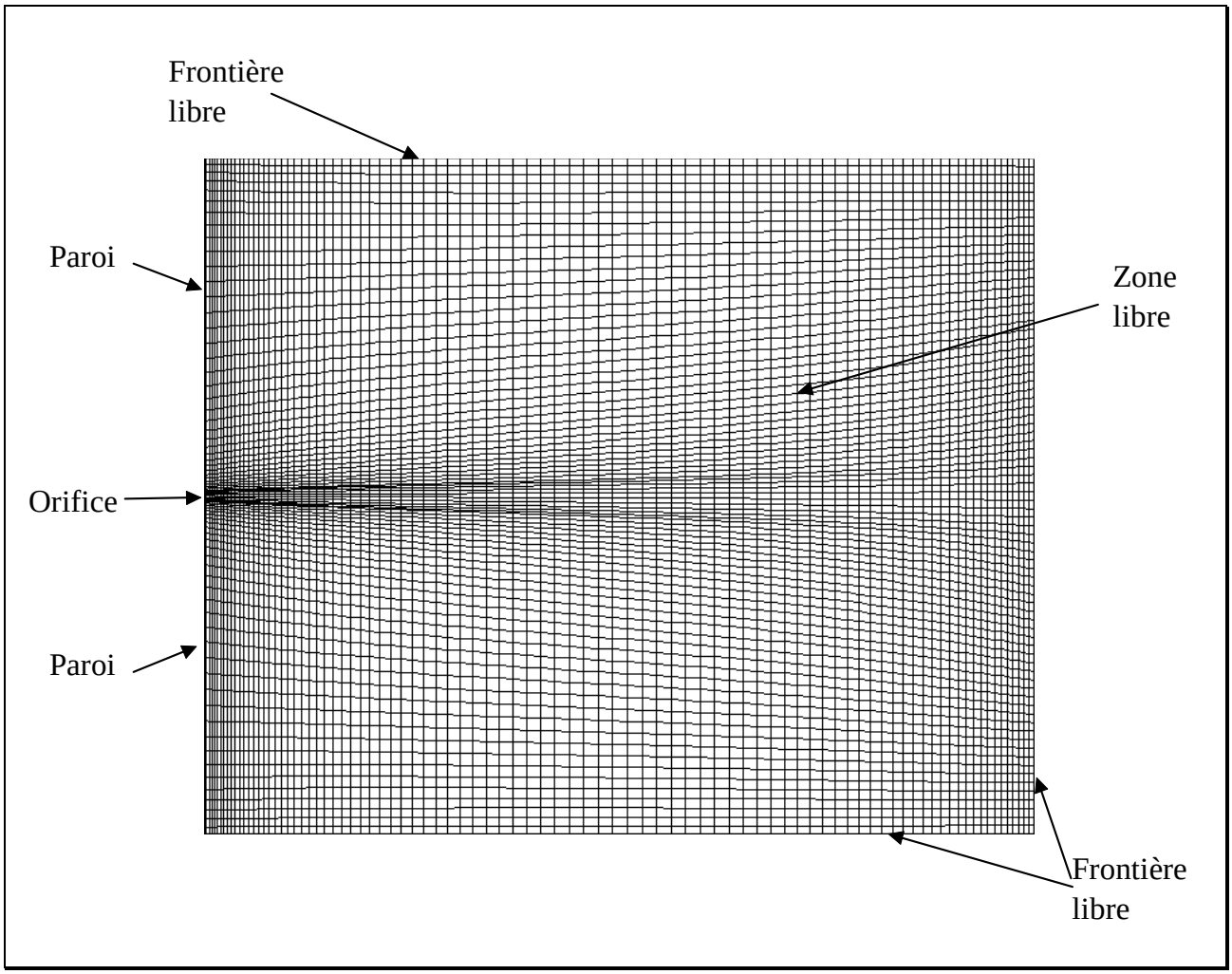


Figure 2-1: Grille de calcul pour le jet plan de mur

2.3.2 ETABLISSEMENT DU JET ISOTHERME

Voici une séquence des normes des vitesses d'un jet isotherme. Nous montrons une image par seconde. Le jet a les caractéristiques suivantes :

vitesse de sortie = *3* m/s,
température du fluide = *20* °C,
intensité de turbulence à la sortie = *10* %,
vitesse nulle à la paroi.

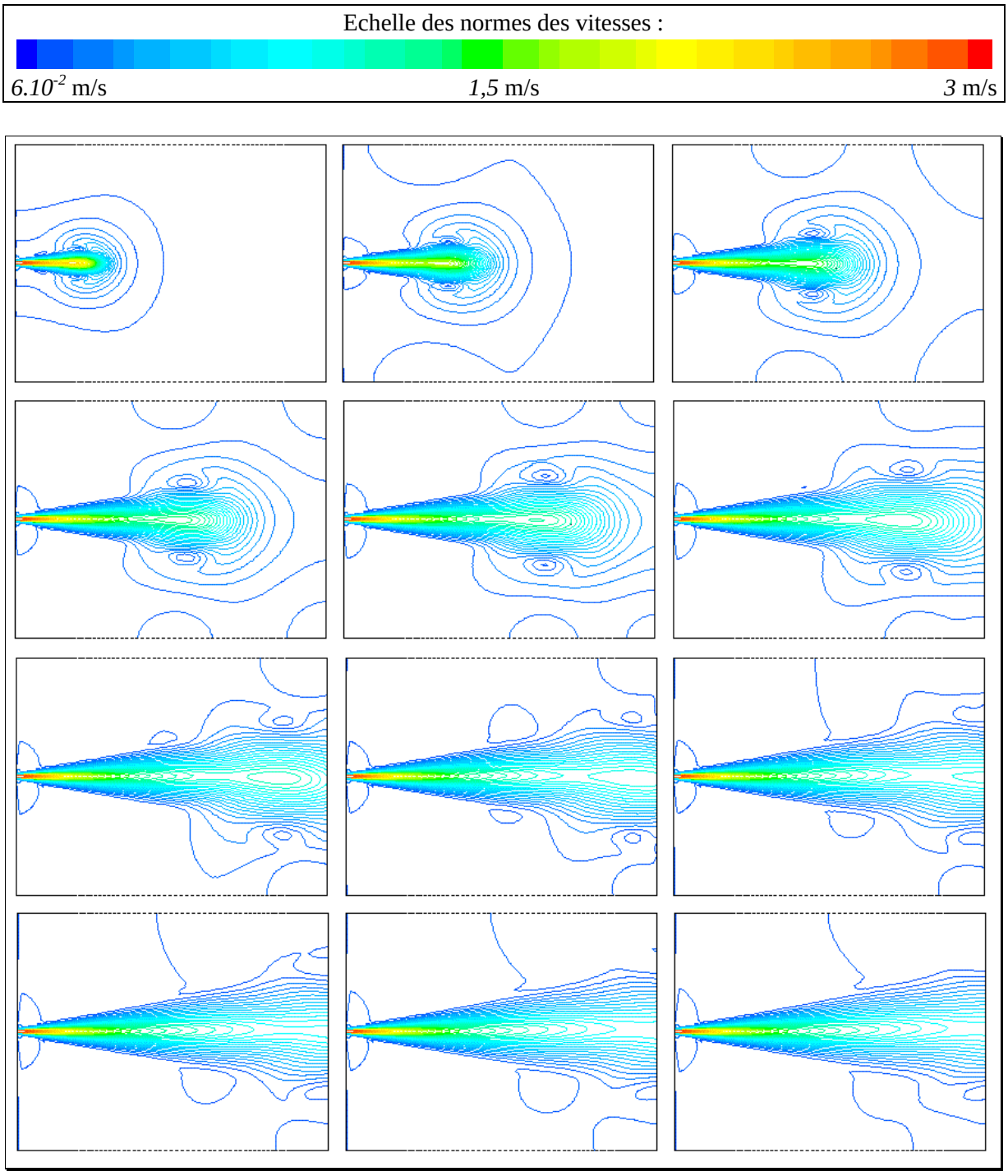


Figure 2-2 : Séquence des normes des vitesses pour un jet isotherme

Cette séquence montre la forme d'un jet quasiment établi au bout de douze secondes, pour une longueur de quatre mètres. La formation du jet reste symétrique, et les effets visqueux semblent bien retarder son établissement. La forme établie correspond bien au jet isotherme submergé classique, et le code arrive à une solution stationnaire. Il semble donc que cette grille de calcul permette de vérifier les caractéristiques du jet. Nous pouvons donc passer à l'étude du cas non isotherme.

2.3.3 ETABLISSEMENT DU CALCUL DU JET NON ISOTHERME

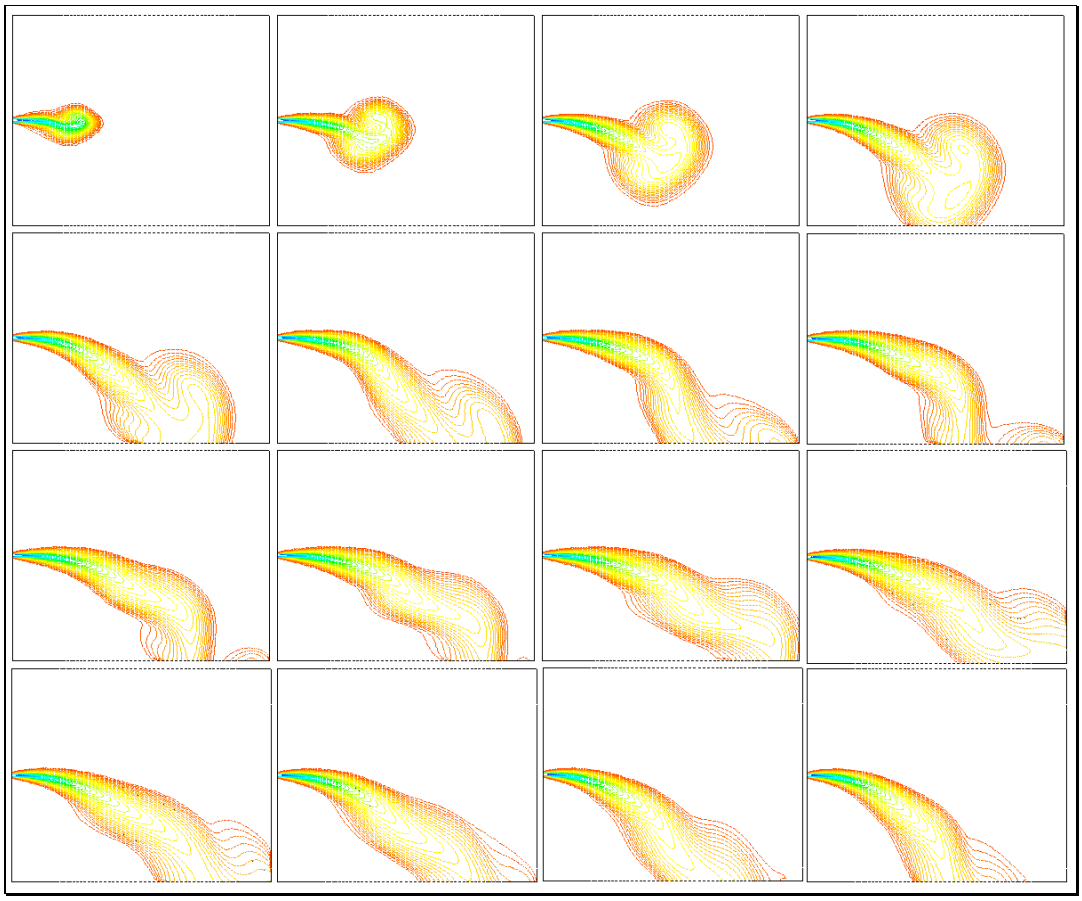
Dans ce cas, nous allons montrer une série d'images sur une plus longue période (*44* secondes), car le calcul ne parvient pas à une solution stationnaire. Nous représentons une séquence donnant les normes des vitesses, puis les températures d'air toutes les secondes. (Ce calcul a été effectué sur un temps réel de *2* minutes avec un pas de temps de 15.10^{-3} secondes, et il présente une certaine périodicité dans les fluctuations des solutions, nous ne présentons que les *44* premières secondes).

Les calculs sont effectués pour les caractéristiques de jet suivantes :
vitesse à l'orifice = *3* m/s,
intensité de turbulence à la sortie = *3* %,
température initiale du jet = *20* °C, (nombre d'Archimède initial : $Ar_0 = 7{,}95.10^{-3}$)
température initiale du milieu = *70* °C, (température d'un habitacle automobile exposé au soleil)

La vitesse et le flux thermique sont nuls sur la paroi contenant l'orifice. La condition de Neumann est préférable car le choix d'une condition de Dirichlet montre le développement d'une couche limite thermique sur la paroi, ce qui introduit un écoulement d'un régime très différent de celui que l'on traite, et nécessiterait une grille beaucoup plus raffinée au voisinage de cette paroi.

Lorsque la forme du jet n'est pas trop fluctuante, le calcul converge en une trentaine d'itérations par pas de temps; par contre, lorsqu'elle est très instable, la convergence peut prendre de *100* à *150* itérations par pas de temps. Dans certains cas (non présentés ici), il nous a été impossible d'arriver à une convergence sur certains pas de temps.

2.3.3.1 Profils des températures



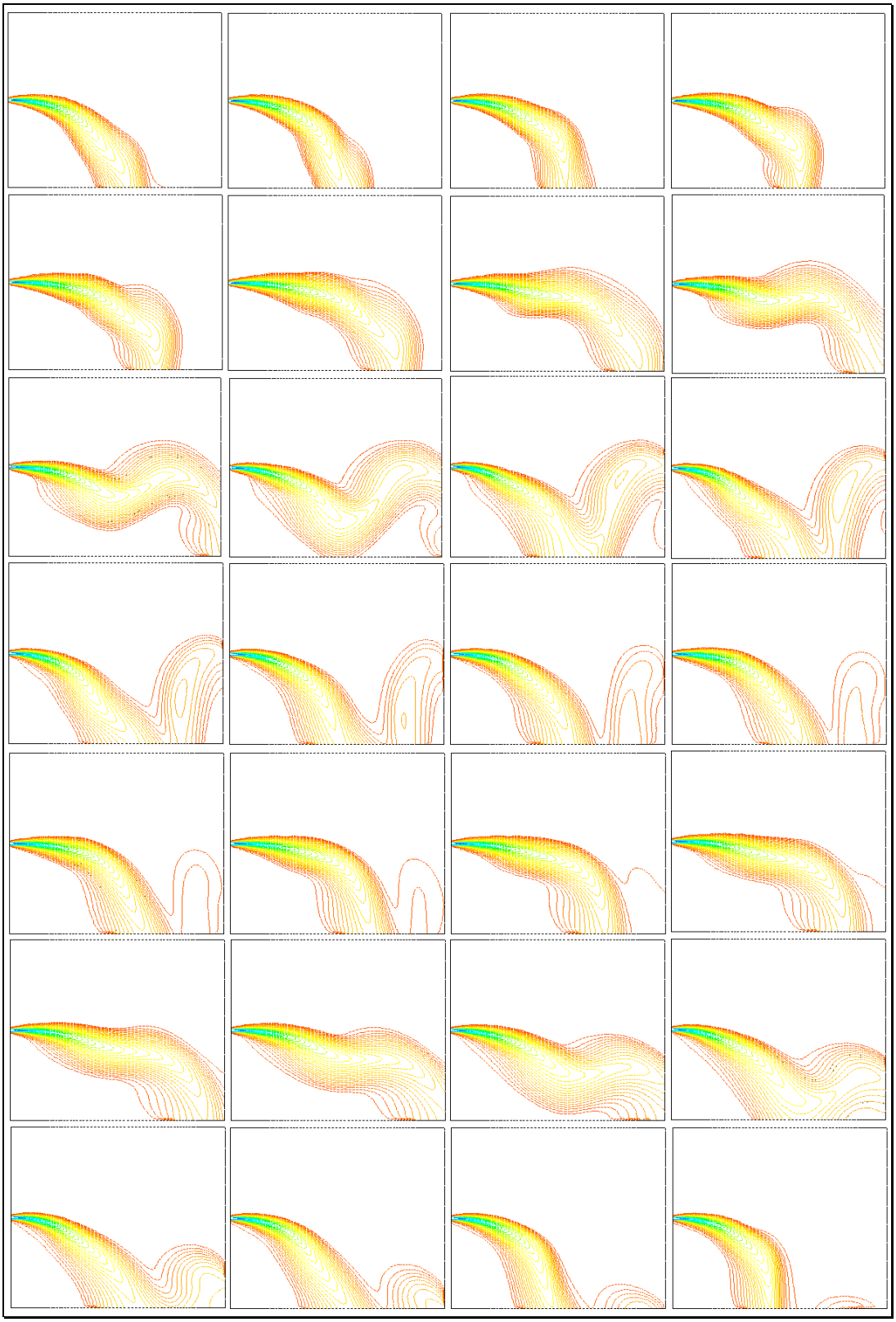
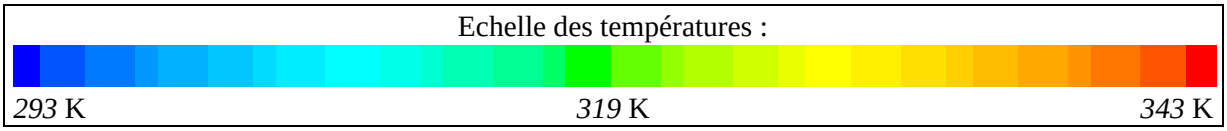
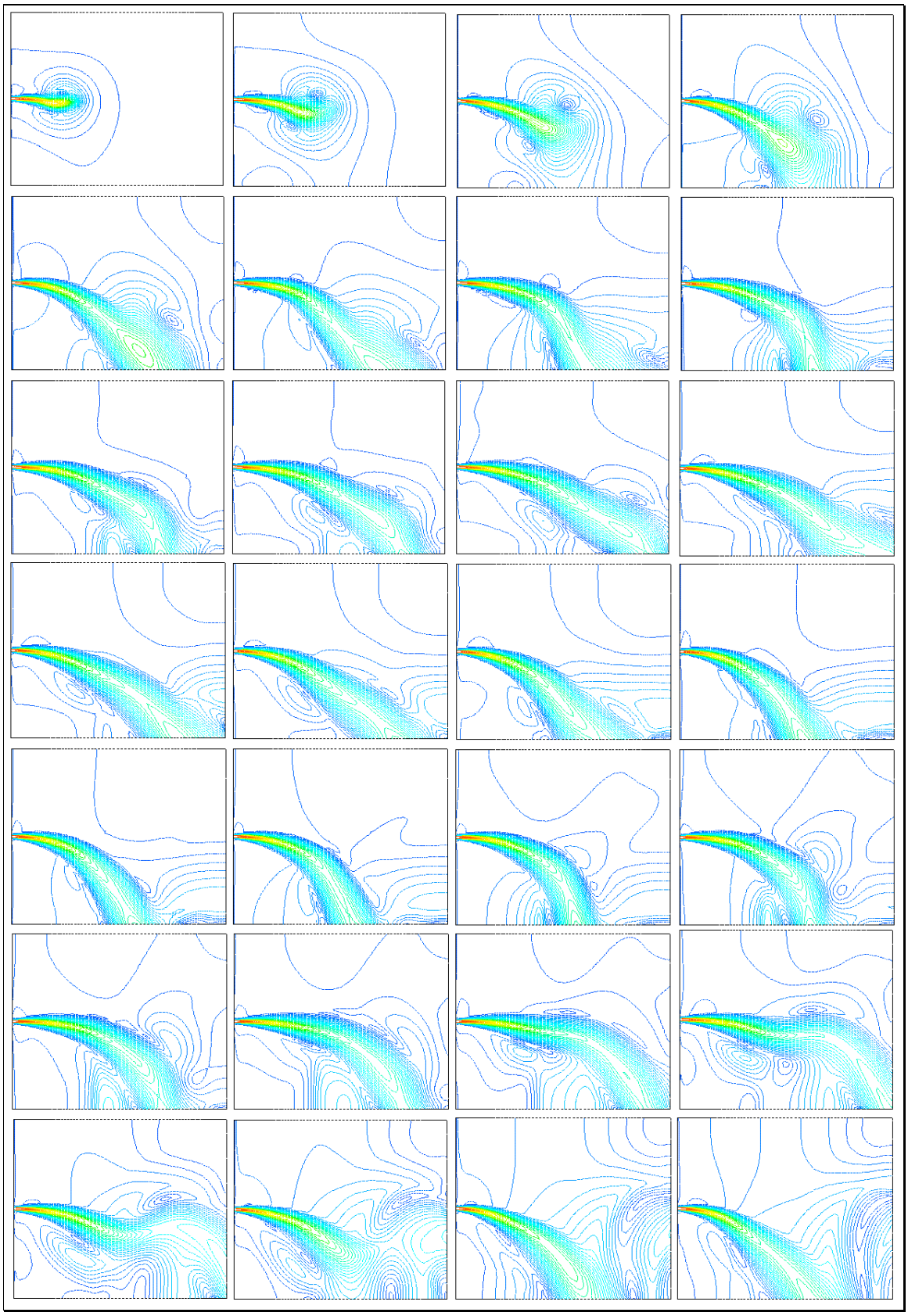


Figure 2-3 : Séquence des isothermes pour un jet d'air froid



2.3.3.2 Profils des normes des vitesses



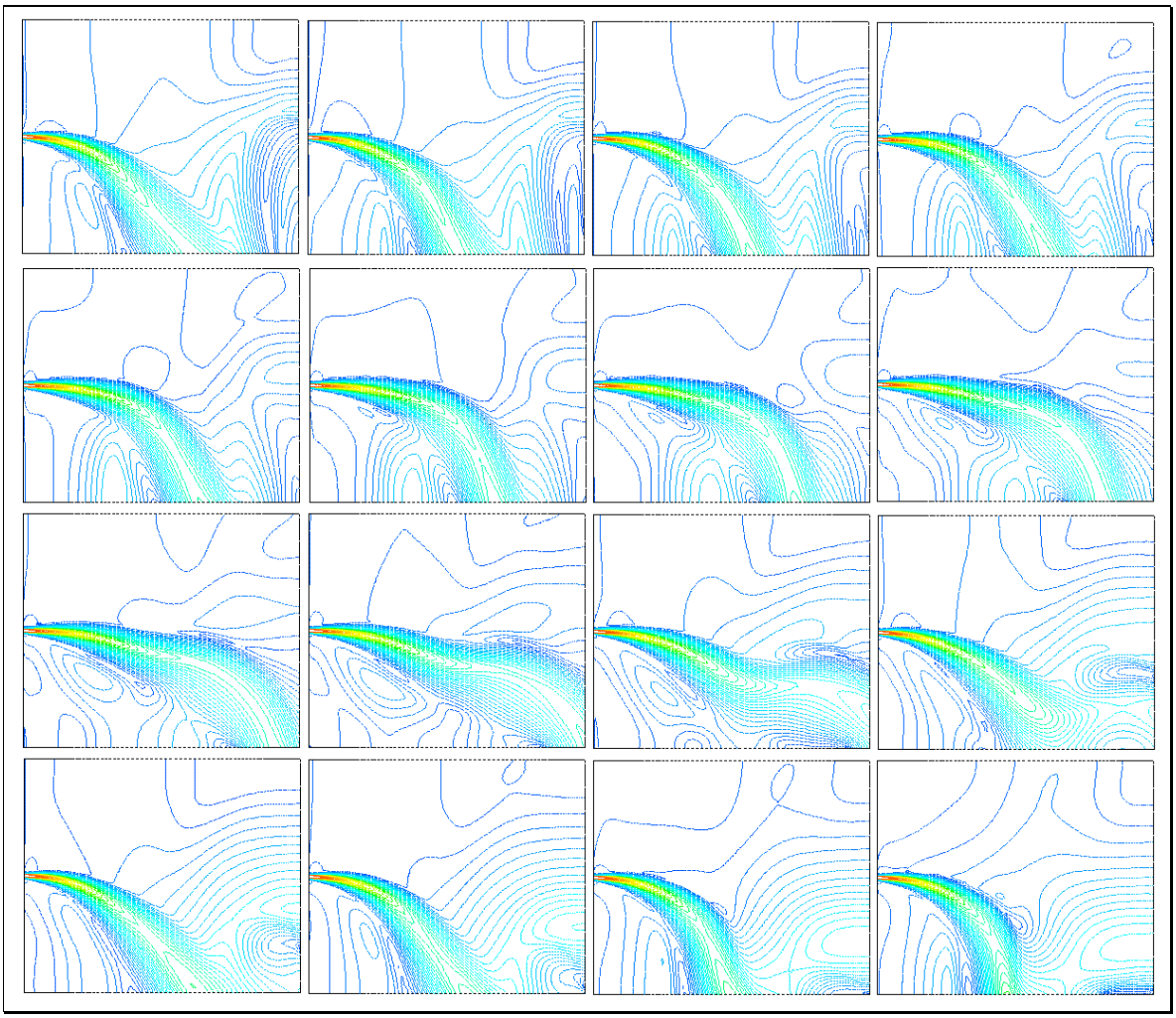
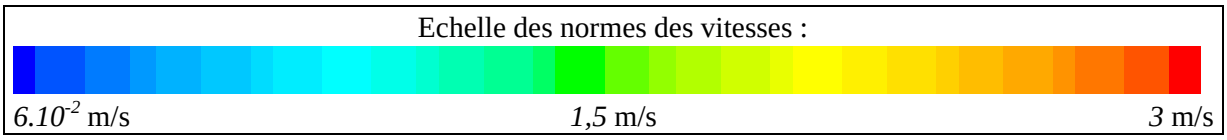


Figure 2-4 : Séquence des iso-normes des vitesses d'un jet d'air froid



2.3.3.3 Interprétation des séquences

Ces résultats montrent une grande difficulté du modèle à trouver une solution stable du jet horizontal non isotherme pesant, pour une forte différence de température. Les profils de température semblent indiquer un phénomène de bouffées du front froid, alors que ceux des vitesses montrent un battement. Nous qualifions ainsi ces phénomènes, induits par l'emploi du modèle k-ε inadapté au calcul instationnaire, afin d'en déduire la moyenne, et la taille maximale de la zone de calcul pour les supprimer.

Le cas présenté est un cas extrême avec un nombre d'Archimède initial[8] de $7{,}95.10^{-3}$, permettant de mettre en évidence facilement les faits. Pour d'autres nombres d'Archimède plus faibles, ces phénomènes (battements, bouffées) sont beaucoup moins importants, dans le domaine de calcul présenté.

[8] Calculé à l'orifice, basé sur l'épaisseur du jet fente.

Nous pouvons mettre en évidence trois régimes différents suivant le nombre d'Archimède initial. En effet, celui-ci conditionne le calcul de sa valeur locale (Equation *1-60*), qui est déterminée en fonction des coefficients caractéristiques de l'écoulement moyen, et représente uniquement le phénomène physique (il ne s'agit pas d'un critère numérique). A partir de ce nombre, nous introduisons une valeur "critique" [Guerassimoff96a], déterminée ultérieurement, qui permet l'appréciation d'une partie stable dans le jet.

Dans le cas inférieur à la valeur critique du nombre d'Archimède local, le battement s'amortit jusqu'à une solution quasi-stationnaire, ou peut même directement tendre vers cette solution. Nous obtenons ainsi une solution de l'écoulement quasi-stationnaire sans procéder à une moyenne, le modèle donne entièrement satisfaction avec ce type de fermeture turbulente. De plus, ce critère nous permet de déterminer la taille maximale de la grille à employer pour l'obtention d'une solution exacte du jet libre pesant.

Dans le cas supérieur à cette valeur critique, nous assistons à un battement régulier et entretenu, avec une période déterminable. Au cours de ce phénomène, le jet garde une enveloppe pouvant être caractérisée par les paramètres traditionnels, même pour ses valeurs extrêmes. Le jet quasi-stationnaire est donné en prenant la moyenne de ces enveloppes.

Enfin, dans le cas présenté du nombre d'Archimède initial grand, sa valeur locale dépasse vite la valeur critique. Ceci a pour conséquence d'arriver dans un régime où les forces de flottaison deviennent prépondérantes et la vitesse négligeable. La différence de température locale engendrée perturbe l'écoulement, qui n'arrive pas dans une zone ayant les mêmes conditions locales pour chaque pas de temps. Ceci se traduit par de fortes bouffées qui ont tendances à "soutenir" l'écoulement lors de leur présence dans la grille de calcul. Par conséquent, nous avons un fort battement qui modifie l'enveloppe du jet empêchant d'en déterminer ses caractéristiques globales.

Nous mettons en évidence ici, la difficulté d'entrer dans un cas stable pour différentes conditions de jets. Il se présente alors deux alternatives :

- la première, est d'adapter la grille de calcul à la taille, *a priori* stable du jet. C'est à dire pour des valeurs du nombre d'Archimède inférieures au cas critique, qui conditionne la longueur à partir de laquelle nous avons une forte instabilité. Cette méthode nous semble, pour certains aspects, peu intéressante, car elle ne donne les relations que pour une faible distance suivant les cas, et nous ne pouvons pas nous permettre d'extrapoler ces résultats dans l'espace, connaissant l'instabilité ultérieure du jet,

- la deuxième, est de garder la même grille pour les différentes conditions d'étude, et d'établir un protocole de calcul afin de déduire les caractéristiques sur une distance plus importante. Cela permet de mettre en évidence les instabilités dans le calcul, de vérifier la valeur du nombre d'Archimède critique, et de mieux localiser les instabilités numériques.

En effet, il est nécessaire de savoir quels sont les effets des dérives numériques que l'on peut rencontrer avec le modèle de fermeture k-ε dus aux fortes courbures des lignes de courant sur les bords du maillage, et à son emploi en calcul instationnaire. L'étude avec un maillage plus grand nous permet de suivre plus facilement ces dérives, et de les extraire afin de ne garder que l'aspect physique du phénomène dans le calcul de la moyenne de l'écoulement.

Voyons graphiquement le phénomène [Guerassimoff96b] sur la figure suivante :

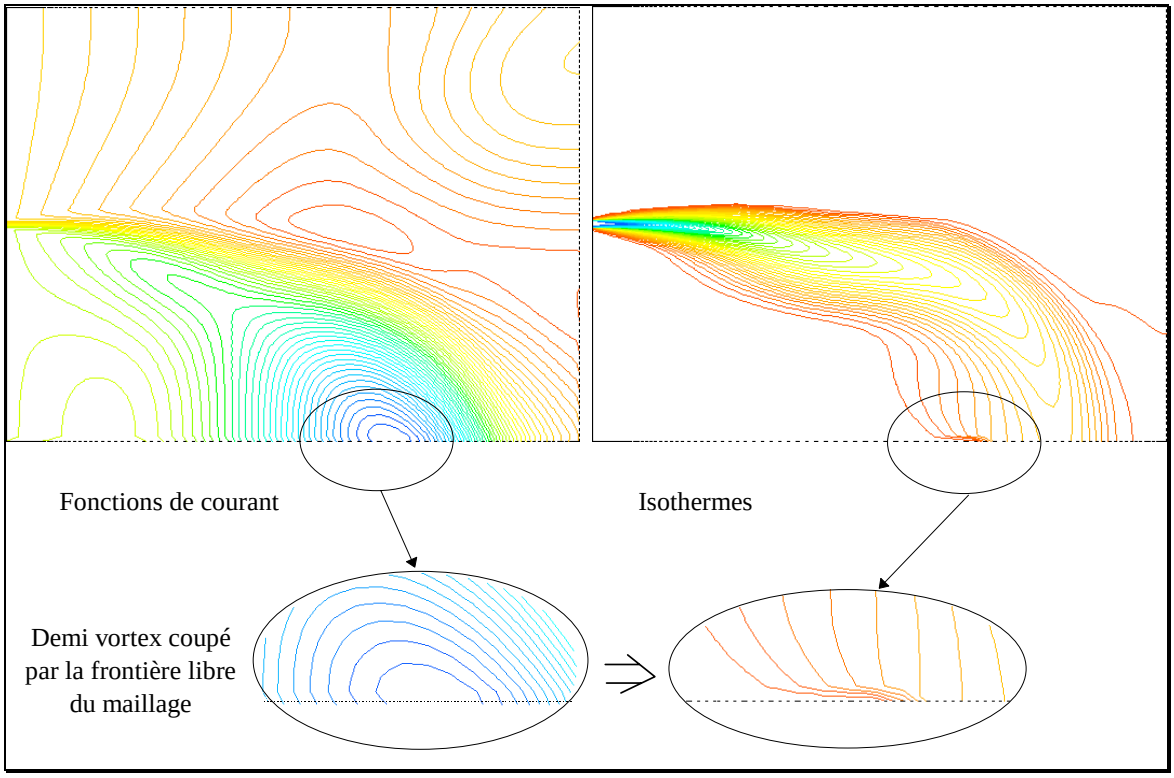


Figure 2-5 : Mise en évidence de l'effet de la courbure des lignes de courant

Nous avons représenté les lignes de courant ainsi que les isothermes, puis nous faisons un zoom sur la partie de la grille qui présente un comportement anormal. Nous constatons qu'en bordure de grille, les lignes de courant ont une très forte courbure, due à la présence du cœur d'un vortex. Celui-ci est dû à l'entraînement du fluide par le jet couplé à son inclinaison. Ces courbures importantes induisent une anomalie dans les profils d'énergie turbulente, ainsi que dans les isothermes qui s'infléchissent afin d'éviter le centre de ce tourbillon.

Dans le cas d'une étude ayant pour but l'établissement de relations simples pour les grandeurs caractéristiques du jet, nous nous intéressons plutôt aux isothermes qu'à l'énergie turbulente. Dans la suite il ne sera plus question que du cas de ces isothermes.

Ce problème a pour conséquence un resserrement des isothermes sur les bords du maillage, qui peut se propager par la modification des valeurs de l'enthalpie en ces points. Il peut être à l'origine de l'amplification des effets physiques du battement et des bouffées. Il faut donc bien vérifier l'influence de ce resserrement sur la globalité du comportement du jet.

Le cas présenté sur la figure précédente montre des vortex à l'endroit ou le jet s'infléchit. Néanmoins, nous retrouvons aussi des vortex sur les bords du jet, là ou la courbure est quasi inexistante. Dans tous les cas de figure, la présence de grosses structures, qui ne peuvent être représentées entièrement dans le domaine de discrétisation du problème, et sont interceptées par les frontières libres du maillage, induit des instabilités numériques visibles sur la représentation des isothermes de l'écoulement.

Les mêmes calculs ont été effectués avec une grille de calcul de taille plus importante (*6* mètres par *6* mètres). Les phénomènes observés restent identiques. Cela nous conforte dans l'explication de l'incapacité du traitement par FLUENT des frontières libres à pression statique imposé pour des écoulements présentant de fortes différences de température. Ce type de conditions aux limites n'est pas adapté à la représentation des structures turbulentes. Ceci empêche le modèle quasi-stationnaire de converger à cause de la propagation de l'erreur dans l'énergie turbulente.

2.4 DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DU JET LIBRE

Malgré la présence des instabilités numériques présentées précédemment, nous allons déterminer les caractéristiques globales du jet d'air plan submergé horizontal. Nous commençons par vérifier la forme de son axe, dans le cas froid, puis les décroissances axiales, l'étalement et le débit de fluide entraîné. Ceci nous permet d'obtenir des grandeurs simplifiées plus aisées à mettre en œuvre dans un modèle zonal.

Dans tous les calculs effectués dans ce chapitre, les coefficients sont déterminés par des régressions linéaires à partir des équations trouvées au chapitre 1. Nous avons retenu les relations suivantes :

1.38 pour K_{2u}
1.39 pour K_{2_θ}
1.42 pour K_{1u}
1.43 pour K_{1_θ}
1.55 pour Ψ.

Voyons tout d'abord le cas typique du jet isotherme, ou celui du jet non isotherme avec la température considérée comme un scalaire passif.

2.4.1 CAS ISOTHERME OU NON ISOTHERME NON PESANT

Le calcul en instationnaire nous permet de voir l'établissement du jet dans sa zone de calcul. Une fois établi, nous obtenons une solution quasi-stationnaire, et nous pouvons déduire les coefficients caractéristiques du jet.

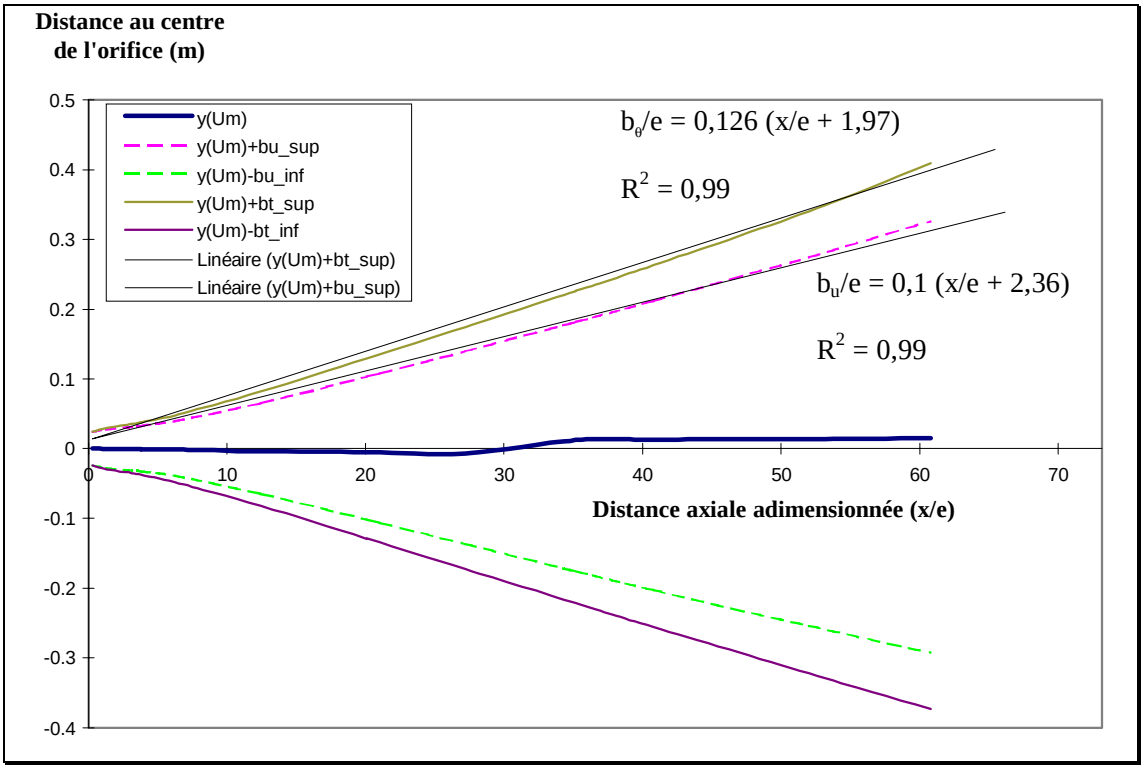
2.4.1.1 Forme générale des résultats

Le cas présenté est celui d'un jet d'air submergé avec une faible différence de température (considérée comme un scalaire passif) sans influence de la gravité, et ayant les caractéristiques initiales suivantes :

vitesse à l'orifice = *3* m/s,
intensité de turbulence à la sortie = *10* %,
température initiale du jet = *20* °C,
température initiale du milieu = *25* °C.

Les conditions aux limites sur la paroi contenant l'orifice sont :

la vitesse nulle à la paroi,
paroi adiabatique (flux thermique nul à la paroi : condition de Neumann).



Courbe 2-1 : Forme globale et étalement du jet libre

Le calcul est effectué en régime instationnaire avec un pas de temps de 15.10^{-3} secondes, puis en régime stationnaire. Les résultats obtenus sont les mêmes dans les deux cas. Il semble donc que si l'écoulement trouve un régime quasi-stationnaire, procéder à un calcul en régime instationnaire pour parvenir au résultat stationnaire soit réalisable sans problème.

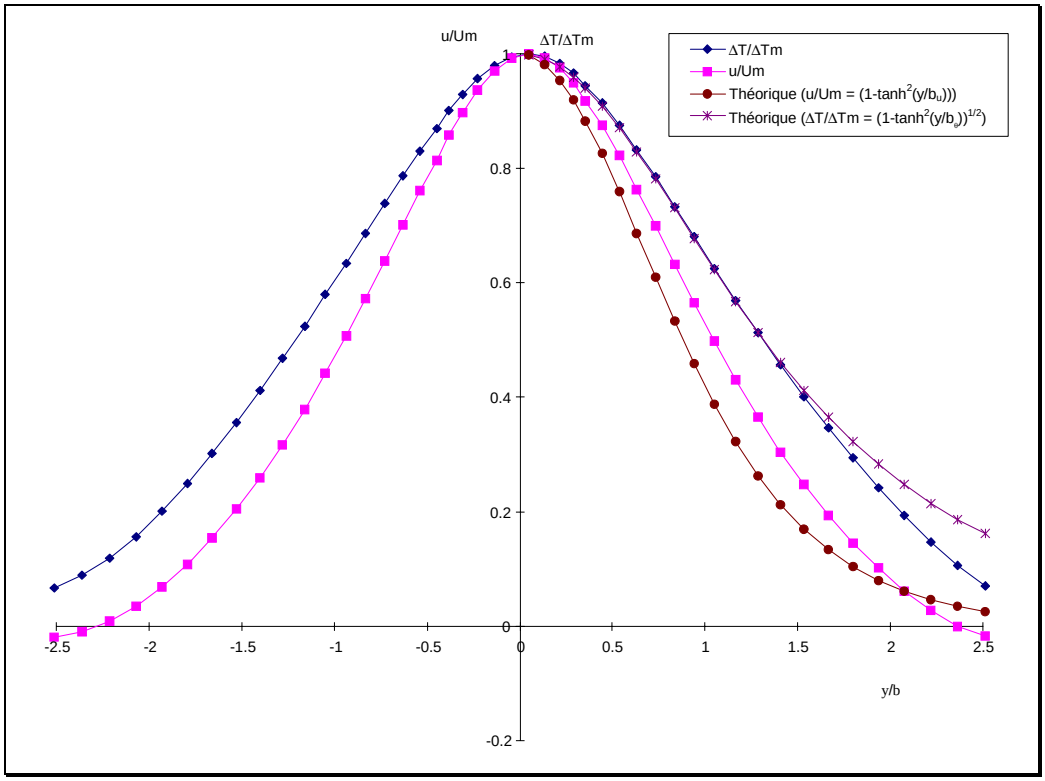
Comparons les résultats obtenus avec ceux que l'on peut trouver dans la littérature, (coefficients d'étalement, de décroissance axiale, ainsi que la forme des profils des vitesses et des températures.

L'axe du jet est quasiment rectiligne, malgré une légère déviation qui s'explique par le fait que nous n'avons jamais une stabilité parfaite avec l'emploi d'un modèle de fermeture des équations turbulentes du type *k*-ε. L'étalement thermique et dynamique du jet présente une bonne linéarité et des coefficients comparables à ceux trouvés dans la littérature. En effet, la valeur du coefficient d'étalement dynamique ($K_{1u} = 0,1$) est comprise dans l'intervalle [*0,072 ; 0,119*] des valeurs données par différents auteurs pour des cas d'étude assez vaste. Quant à la valeur de l'étalement thermique ($K_{1_\theta} = 0,126$), elle est légèrement inférieure à celle de l'intervalle [*0,130 ; 0,170*] trouvé dans la littérature, moins abondante que dans le cas de l'étalement dynamique.

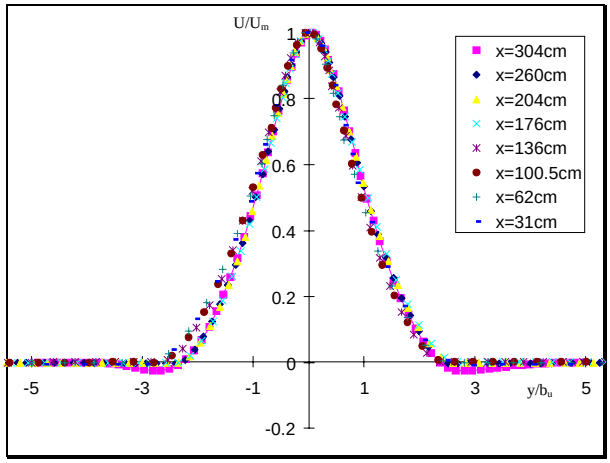
Nous ne comparons pas les valeurs des origines fictives, car elles sont trop dépendantes des configurations étudiées, et les valeurs données par d'autres travaux sont très disparates.

Enfin, nous avons une légère différence dans leurs valeurs pour la partie basse et haute du jet, qui peut être attribuée au fait que la grille n'est pas totalement symétrique par rapport à l'axe passant par le milieu de l'orifice, à cause de l'interpolation avec le contrôle des tailles des cellules effectuée lors du raffinement du maillage.

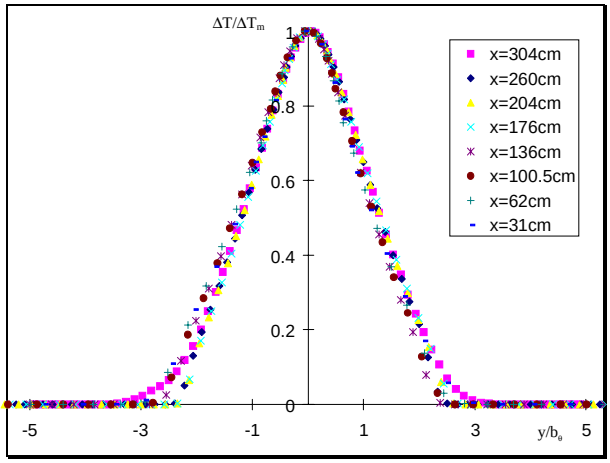
Voyons maintenant les profils des vitesses et des températures, ainsi que leur similarité.



Courbe 2-2 : Profils adimensionnés des vitesses et des températures dans la zone développée



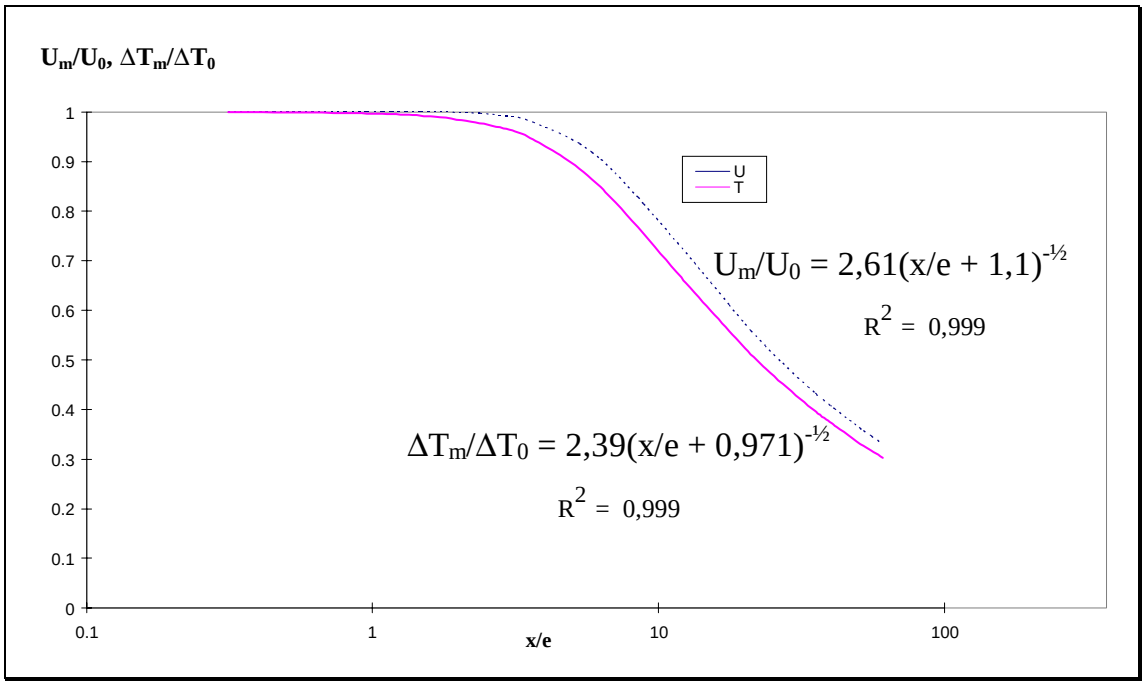
Courbe 2-3 : Similarité des profils des vitesses



Courbe 2-4 : Similarité des profils des températures

Nous vérifions la forme Gaussienne des profils des vitesses et des températures pour une abscisse de *3* mètres (Courbe 2-2). Elles correspondent assez fidèlement aux expressions théoriques rapportées par Schlichting[79] (Figure 1-6).

De plus, ces profils sont bien auto-semblables dans la zone développée du jet, et ceci très tôt dans l'écoulement (Courbe 2-3, Courbe 2-4).



Courbe 2-5 : Décroissances axiales des vitesses et des températures

Pour ce qui est des décroissances axiales, nous montrons la forme brute de ces caractéristiques, et donnons les valeurs des coefficients sur le graphe (Courbe 2-5). Ceux-ci sont conformes à ceux que l'on peut trouver dans la bibliographie.

En effet, la valeur de $K_{2u} = 2,61$ est bien comprise dans l'intervalle de valeurs trouvées pour différents cas d'études [*2,04 ; 2,70*]. Quant à celle de $K_{2_0} = 2,39$, elle dépasse l'intervalle donné par Ramaprian[85] [*1,98 ; 2,27*] mais pour des cas d'étude avec des vitesses plus faibles, et des orifices de plus petite largeur.

Cette différence peut s'expliquer par la différence des conditions d'émission et sur le fait qu'en fin de parcours, le jet plan devient axisymétrique, ce qu'intègrent les résultats de la littérature, alors que dans le calcul numérique, ce fait n'est pas pris en considération.

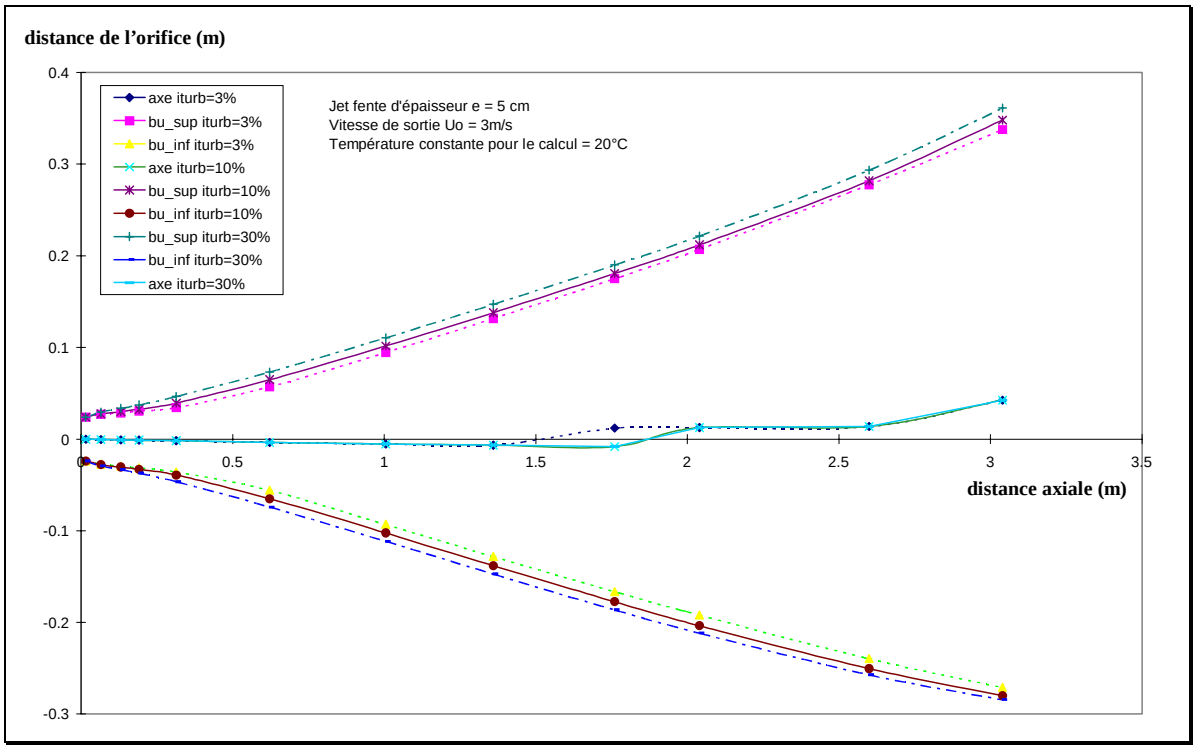
Voyons maintenant l'influence de certains paramètres sur le comportement du jet.

2.4.1.2 Influence des paramètres

Dans le cas du jet isotherme ou avec un scalaire passif pour la température, les paramètres qui peuvent modifier les valeurs des coefficients de façon significative ne sont pas nombreux.

Intensité de la turbulence

D'abord, nous faisons varier l'intensité de la turbulence initiale du jet. Nous traçons l'axe, et l'étalement dynamique du jet pour trois valeurs classiques de l'intensité de la turbulence : *3, 10, 30 %.* Ensuite, nous discutons de l'influence du nombre de Reynolds, ou du type de jet : de mur ou de buse.



Courbe 2-6 : Influence de l'intensité de la turbulence initiale sur la forme du jet

Nous voyons que l'augmentation de l'intensité de la turbulence initiale n'a quasiment pas d'influence sur la trajectoire du jet. Par contre, cela induit une augmentation de son étalement. Ceci semble physiquement correct. En effet, l'augmentation de ce paramètre induit des tailles de structures turbulentes différentes, qui vont provoquer un brassage plus important. Nous retrouvons ce phénomène dans la diminution de la zone du cœur potentiel, qui passe de *6* fois l'épaisseur de la fente pour une intensité de *3%*, à *4* puis *2* fois, pour les autres valeurs du paramètre.

Pour ce qui est des coefficients d'épanouissement, nous constatons numériquement l'augmentation de la pente de l'étalement conjointement à celle des origines fictives. Dans le cas de la décroissance axiale, nous retrouvons ce sens de variation pour les origines fictives; par contre, l'épanouissement reste quasiment identique. Nous donnons les valeurs de ces coefficients dans le tableau suivant :

Intensité de la turbulence (%)	K_{2u}	C_{2u}	K_{1u} *supérieur*	C_{1u} *supérieur*	K_{1u} *inférieur*	C_{1u} *inférieur*	*Taille du cœur potentiel*
3	*2,56*	*-1,35*	*0,092*	*2,95*	*0,095*	*1,83*	*6e*
10	*2,55*	*0,12*	*0,095*	*3,45*	*0,098*	*2,21*	*4e*
30	*2,55*	*2,01*	*0,098*	*4,10*	*0,099*	*3,09*	*2e*

Tableau 2-1 : Influence de l'intensité de la turbulence initiale sur les coefficients du jet libre (Cas U_0=3 m/s)

Type de jet

Nous discutons ici de l'influence du mode d'injection du jet. Jusqu'à présent, nous avons simulé des jets de mur, cependant, ceux-ci sont très théoriques, et il est plus fréquent de rencontrer des jets sortant d'orifices précédés d'une conduite. Nous avons calculé les mêmes écoulements avec un jet de buse de la même épaisseur, et d'une longueur de *10* centimètres. Les résultats montrent que la buse a tendance à "ordonner" l'écoulement. En effet, la couche limite pariétale se développant à l'intérieur du conduit, et la présence des parois, uniformise la turbulence initiale.

Le résultat est flagrant sur la longueur du cœur potentiel, qui est plus importante pour le jet de buse, surtout pour les intensités de turbulence élevées. Les coefficients caractéristiques, quant à eux, présentent moins d'écart entre la partie supérieure et inférieure du jet. Enfin, les coefficients de décroissance axiale sont plus homogènes, et du même ordre de grandeur que le jet de mur.

Autres paramètres peu influants

Les paramètres précédents ont une influence pouvant être mesurée. Pour d'autres, la différence engendrée est tellement faible qu'il n'est pas raisonnable d'en tirer des conclusions. C'est le cas tout d'abord du nombre de Reynolds initial, sa variation n'entraîne pas de modifications des coefficients caractéristiques, et ne modifie pas la taille du cœur potentiel. Ceci est vérifié par la bibliographie pour des jets, dont les conditions d'émission sont comparables au cas que nous présentons. Il en est en général de même pour les jets horizontaux isothermes dans les applications à la ventilation.

Dans le cas non isotherme, mais en considérant la température passivement, la différence de température n'influe pas réellement sur le comportement dynamique du jet. En effet, pour des jets horizontaux, il n'est pas convenable de négliger l'influence de la gravité pour de fortes différences de température entre le jet et l'ambiance. Nous estimons déjà qu'avec une différence de *5°C*, nous pouvons commettre des erreurs assez importantes loin de l'orifice de sortie.

Conclusion

Nous venons de vérifier numériquement les caractéristiques d'un jet isotherme, ou non isotherme sans influence de la gravité, sans avoir de problèmes numériques fondamentaux. Nous arrivons même à un régime quasi-stationnaire, en prenant la précaution de calculer l'écoulement de façon instationnaire, pour une légère différence de température (considérée comme un scalaire passif).

Les coefficients trouvés correspondent à ceux de la littérature, et nous avons regardé l'influence de l'intensité de la turbulence. Celle-ci a tendance à engendrer un brassage supplémentaire permettant un meilleur étalement du jet, et déplaçant l'origine fictive dynamique du jet. Dans le cas d'un jet de buse, les résultats montrent une influence non négligeable de la présence du conduit.

Finalement, dans le cas isotherme, il est aisé de calculer les coefficients empiriques associés à un type de jet, et ses conditions d'émission. Les résultats obtenus sont suffisamment fiables pour être exploités dans le cadre de la simulation dans un modèle de type zonal.

2.4.2 CAS NON ISOTHERME PESANT

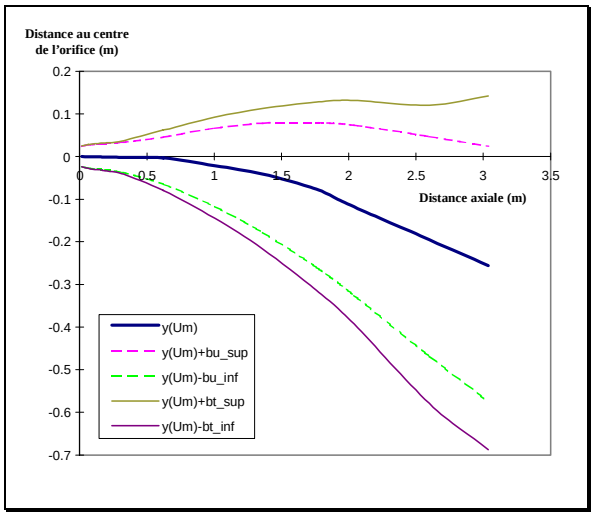
Le cas isotherme vérifiant les loi traditionnelles des jets, passons maintenant au cas du jet froid pesant, dont les relations de comportement n'abondent pas dans la littérature. Le but de cette étude est de vérifier si les relations établies pour le cas du jet non pesant peuvent être employées moyennant une correction au niveau des coefficients empiriques. Il est aussi important de donner une limite à l'emploi de ces relations, et de relativiser les résultats numériques obtenus par le protocole de calcul que nous avons défini précédemment.

Nous commençons par montrer les formes générales des grandeurs que l'on étudie, puis, après avoir expliqué la procédure d'exploitation des résultats qui permet d'obtenir les coefficients caractéristiques de l'écoulement moyen, nous passons aux influences des paramètres extérieurs sur le comportement du jet.

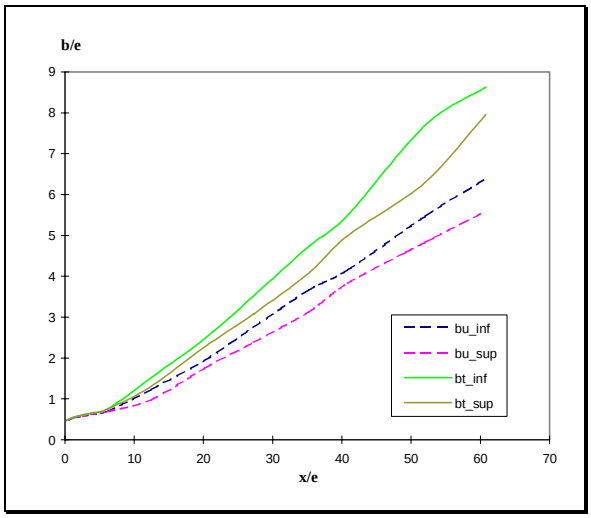
2.4.2.1 Forme générale des résultats

Le cas étudié est un jet plus stable que celui du premier paragraphe afin de pouvoir donner des relations sur une longueur plus importante. Il s'agit d'un jet dont voici les caractéristiques de calcul :

vitesse à l'orifice = *6* m/s, (Nombre de Reynolds = *19132*)
intensité de turbulence à la sortie = *3* %,
température initiale du jet = *20* °C,
température initiale du milieu = *50* °C, (Nombre d'Archimède initial = $1{,}27.10^{-3}$)
vitesse et flux thermique nul sur la paroi contenant l'orifice (condition de Neumann).
Les autres conditions aux limites concernant les frontières libres sont traitées, comme dans tous les calculs évoqués dans ce chapitre, par une pression statique imposée.



Courbe 2-7 : Forme du jet , axe et étalement en vitesses et températures

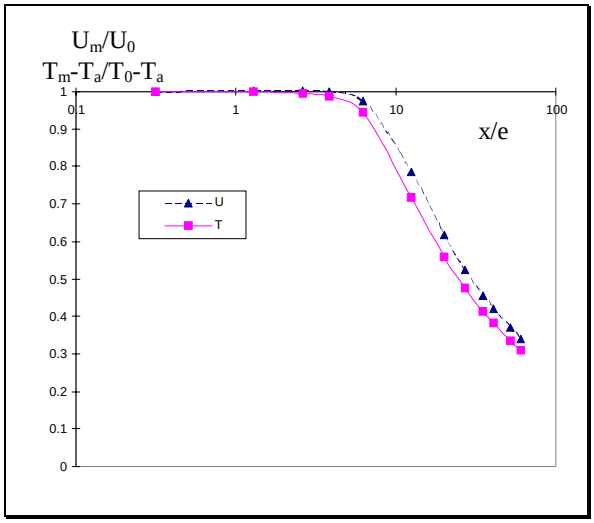


Courbe 2-8 : Etalement des vitesses et des températures adimensionnées

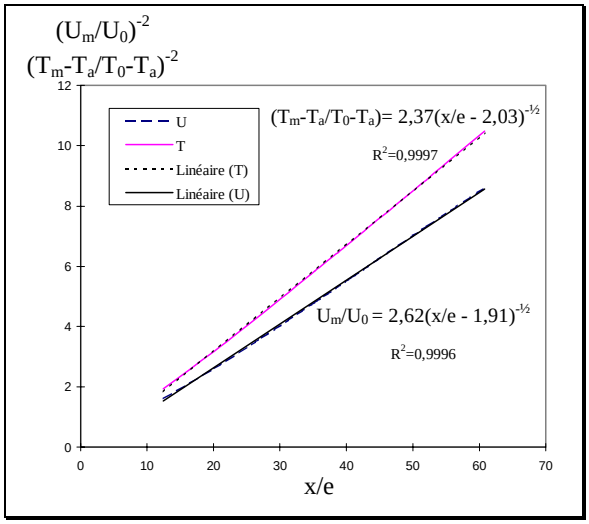
Les courbes présentées sont celles obtenues pour un instant de calcul. Pour chaque instant, elles ont une allure identique, et elles nous permettent de déterminer un écoulement moyen à partir duquel nous déterminons les coefficients caractéristiques du jet.

Nous avons représenté l'axe du jet (Courbe 2-7) en fonction des abscisses réelles afin d'apprécier sa chute parabolique en première approximation. Cependant, il est difficile de trouver une relation entre les coefficients de la parabole et les conditions d'émission du jet. Nous choisirons plutôt la forme en puissance *5/2* qui est plus employée et adéquate à la généralisation.

Les étalements des vitesses et des températures (Courbe 2-8), quant à eux, sont les grandeurs b_u et b_θ définies précédemment, car elles sont les plus représentatives. Elles sont représentées en coordonnées cartésiennes (c'est à dire dans un plan perpendiculaire à l'axe des abscisses), et non en coordonnées curvilignes (c'est à dire perpendiculaires à l'axe du jet), pour des raisons pratiques d'exploitation des résultats, et de comparaison au cas isotherme. Elles sont reportées sur la deuxième courbe pour faire apparaître l'approximation linéaire qui peut être faite, et qui reste vérifiée même en coordonnées cartésiennes sur la forme inclinée du jet.



Courbe 2-9 : Décroissance axiale des vitesses et des températures adimensionnées



Courbe 2-10 : Régression linéaire des décroissances axiales dans la partie développée

Le premier graphe (Courbe 2-9) montre la taille du cœur potentiel ainsi que la décroissance des vitesses et des températures. Le deuxième (Courbe 2-10) permet de donner une régression linéaire de ces décroissances dans la partie développée du jet. En effet, la décroissance des valeurs axiales des jets plans se faisant en $x^{-1/2}$, sa représentation linéaire montre une pente positive. Nous vérifions bien la forme de ces grandeurs et pouvons en déduire les coefficients associés (K_{2u}, K_{2_θ}, C_{2u}, C_{2_θ}).

Ces résultats typiques sont obtenus pour chaque pas de temps sauvegardé. Il faut maintenant définir une procédure permettant de déterminer l'écoulement moyen représentatif pour le calcul des coefficients globaux du jet pesant.

2.4.2.2 Protocole d'exploitation des résultats

Le phénomène du battement, provoqué par l'emploi des frontières libres et du modèle de turbulence en instationnaire, empêche d'obtenir un résultat final unique quasi-stationnaire, permettant la détermination des caractéristiques globales de l'écoulement.

En effet, sa signification physique ne peut être représentée correctement au sein d'un modèle numérique employant une fermeture des équations turbulentes basée sur le concept de viscosité turbulente ; cette notion considérant la turbulence homogène, et une seule taille de tourbillons. Les

couches de mélanges sur les frontières du jet induisent des vortex de gros diamètres; or ceux-ci ne peuvent être représentés entièrement au sein de la grille de calcul. Par conséquent, le fort battement du jet peut être interprété comme l'incapacité du modèle numérique employé à représenter le détachement de ces structures qu'il n'arrive pas modéliser, et à connaître les antécédents.

Ce battement n'apparaît dans le jet qu'à partir d'une certaine distance de l'orifice. Elle varie en fonction de ses conditions d'émission, et nous avons déterminé une certaine stabilité du jet pour des valeurs inférieures à un nombre d'Archimède local que nous appelons "critique", par analogie à la transition des écoulements laminaires-turbulents. Ce critère, basé sur une valeur limite du nombre d'Archimède, est utilisé pour les jets verticaux afin de déterminer la zone dans laquelle le jet n'est pas affecté par la gravité [Grimitlyn93].

Il semble donc légitime d'employer un critère similaire pour les jets horizontaux, afin de déterminer la partie du jet considérée comme stable. **Dans tous les cas de jets froids horizontaux étudiés, nous arrivons à une valeur de l'ordre de *0,17*.** Cette valeur du nombre d'Archimède local a été déterminée en visualisant le battement du jet pendant un temps assez conséquent variant entre 1 et 2 minutes suivant les conditions d'émission. Cet intervalle de temps est suffisant pour observer plusieurs battements, et observer ainsi la partie stable du jet.

De ce fait, l'étude instationnaire nous permet de caractériser le battement associé au cas étudié, et nous pouvons distinguer trois situations différentes :

1. *le battement s'amortit ($Ar_x < 0,17$)* au cours du calcul instationnaire. Nous sommes ici dans le cas d'un nombre d'Archimède local inférieur ou proche de sa valeur critique. Nous prendrons alors l'instant final se rapprochant le plus du cas stationnaire.

   Nous sommes dans le meilleur cas numérique possible pour la grille de calcul présentée. En effet, en obtenant une solution quasi-stationnaire, nous pouvons interpréter plus facilement les résultats obtenus car, dans ce cas précis, le modèle de turbulence n'est plus mis en défaut par l'instationnarité du calcul. De plus, nous obtenons directement les coefficients caractéristiques de l'écoulement moyen.

2. *Le battement est entretenu ($Ar_x < 0,45$)*. Nous pouvons alors déterminer sa période, qui varie de *8* à *16* secondes suivant les conditions initiales, mais ne peut être généralisée. Nous pouvons alors en déduire facilement les coefficients caractéristiques de l'écoulement moyen en effectuant la moyenne des différents instants calculés au cours d'une période.

   Cette méthode présente l'avantage d'obtenir la forme de l'écoulement, et ses caractéristiques sur une distance plus conséquente. Nous limitons la zone permettant d'obtenir une moyenne sur l'écoulement à un nombre d'Archimède local inférieur à 0,45. Nous pouvons nous ramener au cas précédent si l'on réduit la taille de la grille de calcul jusqu'à l'abscisse pour laquelle nous atteignions la valeur critique de l'Archimède local. Cependant, cela réduit d'autant son exploitation sur une grande distance.

3. *Le battement est amplifié ou non périodique ($Ar_x > 0,45$)*. Nous sommes ici dans le cas le plus critique, ou les oscillations sont amplifiées, et donnent des résultats qui n'ont plus aucun lien avec des phénomènes physiques. Il faut alors revoir la taille de la grille de calcul pour pouvoir déduire les coefficients du comportement du jet. En effet, avec les forts gradients de température vers la fin du maillage, nous nous trouvons dans des zones ou l'écoulement arrive dans des conditions de convection naturelle ($Ar_x > 1$).

Ce type d'écoulement étant très délicat à modéliser, il ne peut en aucun cas être étudié avec les mêmes maillages, équations et hypothèses de calcul que pour les écoulements de type jet. Cette présence de deux régimes d'écoulement rend la détermination des caractéristiques impossible.

Finalement, à partir de la grille établie pour tous nos calculs, nous pouvons calculer les coefficients caractéristiques d'une gamme de conditions assez vaste, moyennant le suivi du protocole de calcul et d'exploitation des résultats que nous avons établi.

Une fois l'écoulement caractérisé, nous pouvons donner un intervalle dans lequel les coefficients du jet sont compris, ainsi qu'une valeur moyenne représentant globalement le cas étudié.

Etudions maintenant les différentes caractéristiques du jet froid horizontal pesant. Nous commençons par déterminer les lois qui régissent la forme de son axe en fonction de divers paramètres. Puis, nous regardons les valeurs des coefficients donnant son étalement ainsi que les décroissances axiales, afin de vérifier la validité des relations établies dans le cas non pesant. Enfin, nous proposons une méthode de calcul du débit de fluide entraîné établie en fonction des paramètres descriptifs du jet.

2.4.2.3 Axe du jet

Nous présentons les régressions effectuées afin de trouver une forme générale donnant l'axe d'un jet plan froid. Regardons d'abord un cas d'étude donné.

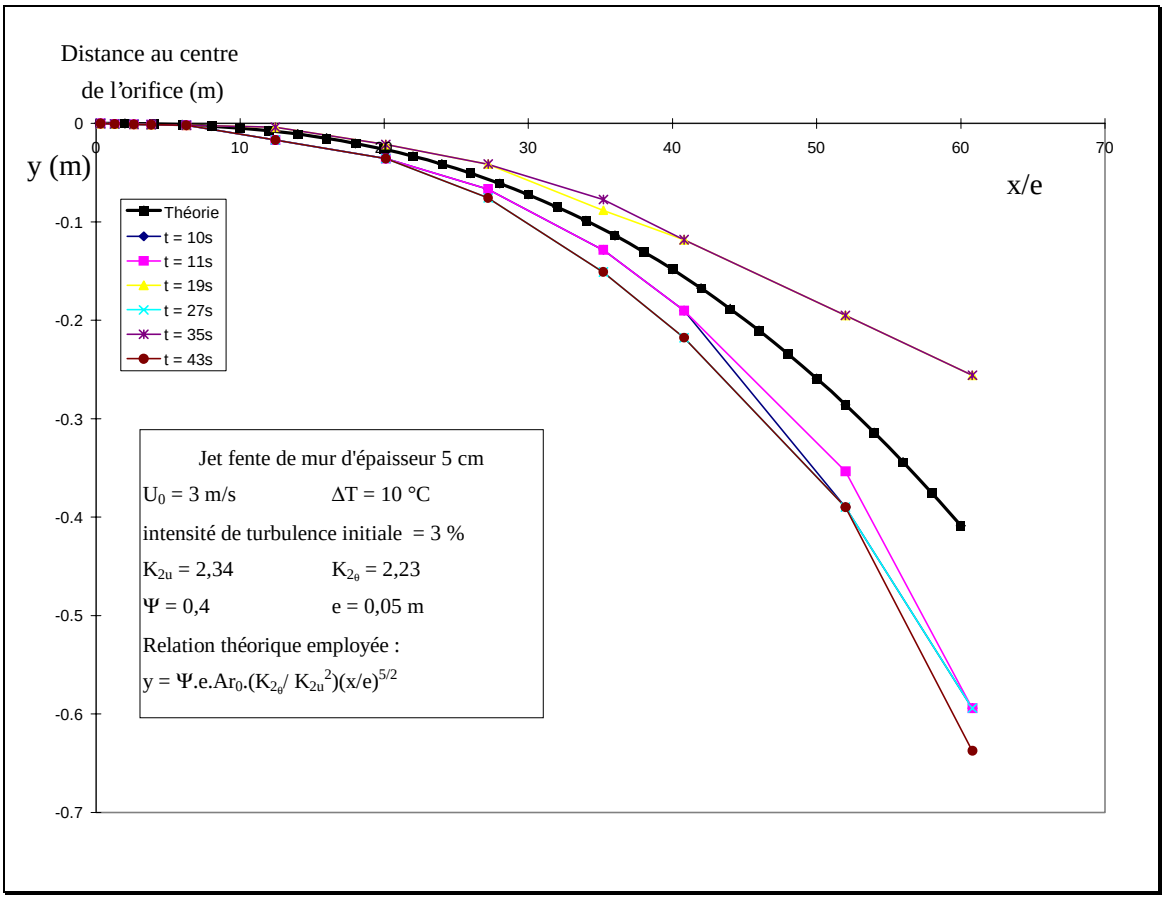
Cas type

Sur la figure suivante (Courbe 2-11) sont représentés les axes du jet pour différents instants extrêmes du battement. Ensuite, nous avons effectué la moyenne des valeurs des coefficients d'épanouissement dynamique et thermique afin de donner l'axe moyen du jet.

Celui-ci est calculé en utilisant la relation (équation 1.55) déduite de celle de Koestel[55] pour les jets axisymétriques (équation 1.54). Nous avons donc une puissance *5/2* pour le jet plan. Cependant, nous trouvons un coefficient Ψ plus faible ($\Psi \approx 0,4$ dans le cas du jet de mur) que celui préconisé par Grimitlyn ($\Psi = 0,7$). Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'auteur donne Ψ en considérant les valeurs de K_{2u} et K_{2_θ} ramenées au cas des origines fictives nulles (confondues avec l'origine géométrique du jet), ou du moins, sa prise en compte n'est pas mentionnée.

Dans notre cas, ces coefficients sont obtenus par la voie classique, explicitant les valeurs de l'origine fictive. Cependant, elles ne sont pas prises en compte dans le calcul de l'axe. En effet, leur détermination se faisant pour la région des similarités, et l'axe étant valable pour la totalité de l'écoulement, nous préférons partir de l'origine physique du jet. La variation de la valeur de la constante Ψ nous permet d'obtenir des corrélations pour différentes configurations d'écoulements.

Nous sommes dans le cas du battement entretenu, sa pseudo-période est d'environ *16* secondes. De plus, nous trouvons un nombre d'Archimède critique de *0,17* pour une distance d'environ *1,75* mètres (pour $x/e = 35$). En effet, pour des distances inférieures, les décroissances axiales dynamiques et thermiques sont confondues.



Courbe 2-11 : Axe moyen du jet au cours de son battement

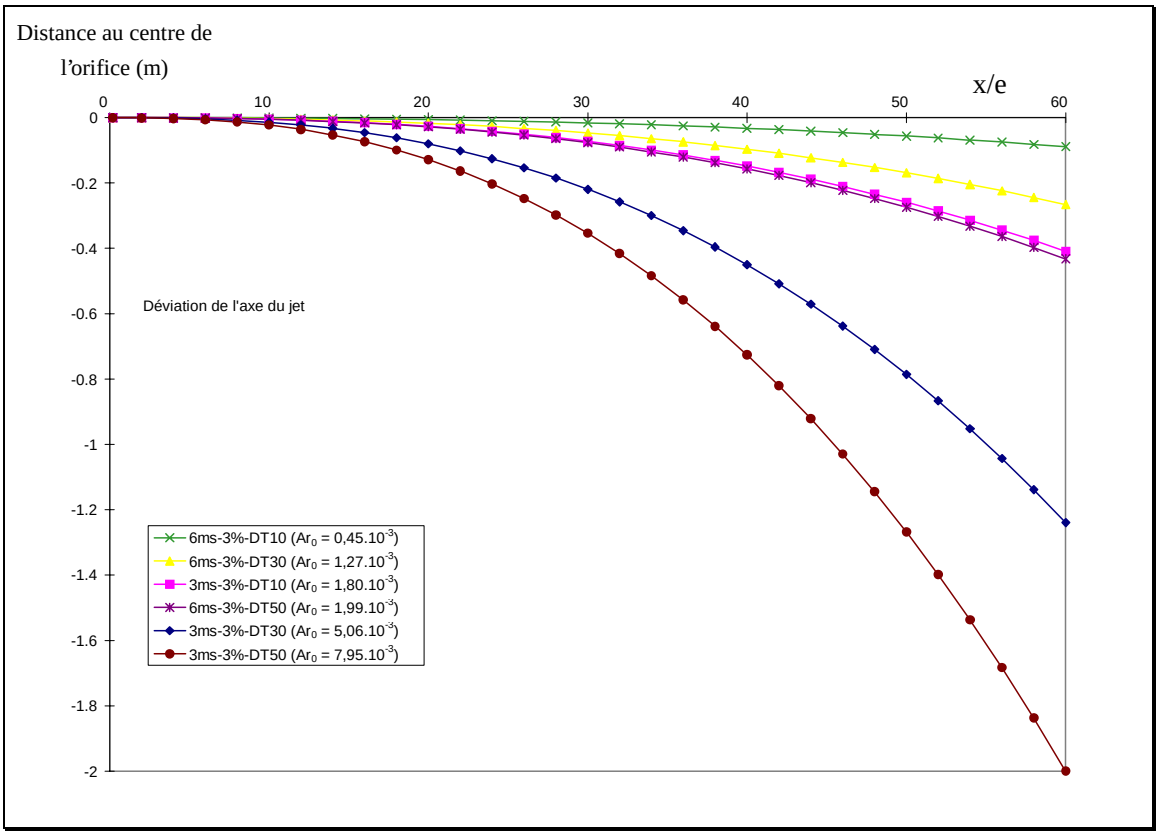
La forme de l'axe trouvée par le calcul numérique est en accord avec la relation théorique pour les coefficients moyens. Il en est de même pour les valeurs extrêmes du battement. Dans ce cas, nous obtenons l'axe théorique, en remplaçant les valeurs moyennes des taux d'épanouissement par les valeurs extrêmes. L'axe se rapproche ainsi des axes instantanés correspondants.

Influence des paramètres

Voyons maintenant l'influence des conditions d'émission sur la forme globale de l'axe du jet. L'étude est effectuée pour différents régimes d'écoulement, et conditions extérieures. Nous représentons les axes du jet pour différents nombres d'Archimède correspondant à deux vitesses initiales (*3 et 6 m/s*), et trois différences de températures initiales (*10, 30, 50 °C*).
Il s'agit toujours d'un jet fente de mur, d'épaisseur *5* centimètres, sortant avec une intensité de turbulence initiale de *3*%.

Les axes théoriques sont calculés avec la relation donnée par Grimitlyn[93], et les valeurs des taux d'épanouissement dynamique et thermique sont moyennées par rapport à celles prises aux cas extrêmes du battement. Nous faisons intervenir les origines fictives dans la constante Ψ sans utiliser une relation complète pour l'axe du jet[9].

[9] La relation donnant l'axe du jet exprimée avec les origines fictives, pour un jet plan s'écrit : $\frac{y}{e} = \Psi Ar_0 \frac{K_{2\theta}}{K_{2u}^2}\left(\frac{x}{e}+C_{2\theta}\right)^{-1/2}\left(\frac{x}{e}+C_{2u}\right)\left(\frac{x}{e}\right)^2$. Nous retrouvons une puissance 5/2 pour l'abscisse.



Courbe 2-12 : Influence du nombre d'Archimède sur la déviation de l'axe du jet

Nous voyons que la déviation de l'axe du jet a le même sens de variation que le nombre d'Archimède. Cependant, il n'en est pas de même pour les coefficients caractérisant les décroissances axiales. En effet, ces derniers semblent sensibles au nombre de Reynolds et à la différence de température du fluide, de façon plus indépendante.

Sur la courbe précédente (Courbe 2-12), pour les deux valeurs proches du nombre d'Archimède, la forme de l'axe suit bien la décroissance, mais pas les coefficients. Néanmoins, les influences prises séparément (vitesse et différence de température), nous trouvons bien un sens de variation commun.

Il en est de même pour la taille de la zone stable du jet, c'est à dire pour un nombre d'Archimède inférieur à la valeur critique.

Cependant, il faut relativiser ces variations car nous avons effectué des moyennes autour d'un écoulement moyen. Les différences entre les valeurs extrêmes du battement et le coefficient moyen augmentant avec le nombre d'Archimède initial, pour les valeurs élevées, les différences peuvent aller jusqu'à 27%, ce qui représente l'amplitude du battement.

Nous trouvons, rassemblées dans le tableau suivant, les variations des valeurs de ces paramètres pour quelques cas. Nous avons mis les valeurs extrêmes du battement, ainsi que le coefficient de l'écoulement moyen afin de les comparer pour différents régimes d'écoulement.

Jet libre de mur plan (*e = 5 cm*), intensité de turbulence initiale = *3%* Validité pour *12<x/e<60*							
Cas d'étude		*6 m/s* $\Delta T=10°C$	*6 m/s* $\Delta T=30°C$	*6 m/s* $\Delta T=50°C$	*3 m/s* $\Delta T=10°C$	*3 m/s* $\Delta T=30°C$	*3 m/s* $\Delta T=50°C$
Re_0		*19132*	*19132*	*19132*	*9566*	*9566*	*9566*
Ar_0		$0,45.10^{-3}$	$1,27.10^{-3}$	$\mathbf{1,99.10^{-3}}$	$\mathbf{1,80.10^{-3}}$	$5,06.10^{-3}$	$7,95.10^{-3}$
K_{2u}	*min*	*2,57*	*2,32*	*2,17*	*2,12*	*1,91*	*1,65*
	max	*2,60*	*2,66*	*2,71*	*2,56*	*2,37*	*2,54*
	moyen	***2,59***	***2,51***	***2,45***	***2,34***	***2,14***	***2,10***
C_{2u}		-1,85	-3,27	-4,73	-5,03	-6,16	-4,45
$K_{2\theta}$	*min*	*2,36*	*2,31*	*2,23*	*2,12*	*1,96*	*1,63*
	max	*2,37*	*2,44*	*2,46*	*2,33*	*2,06*	*2,34*
	moyen	***2,37***	***2,37***	***2,34***	***2,23***	***2,01***	***1,99***
$C_{2\theta}$		-1,71	-2,37	-3,10	-3,13	-5,38	-4,70
Taille de la zone stable (→Ar_c)		*5 m*	*2,5 m*	*1,8 m*	*1,75 m*	*0,8 m*	*0,65 m*

Tableau 2-2 : Coefficients des décroissances axiales pour un jet plan de mur

Nous avons une décroissance des taux d'épanouissement avec l'augmentation de la différence de température initiale entre le jet et l'ambiance, et avec la diminution du nombre de Reynolds initial de l'écoulement. Cette diminution est beaucoup plus prononcée dans le cas du facteur dynamique que dans le cas du facteur thermique. Ces sens de variation nous permettent d'adapter les valeurs de ces coefficients empiriques aux cas des simulations que l'on veut réaliser dans les modèles zonaux.

Les origines fictives peuvent varier fortement au cours du battement, ou d'un cas à l'autre ; les résultats obtenus ne permettent pas d'établir une règle générale. Nous pouvons simplement constater des valeurs de plus en plus négatives avec l'augmentation du nombre d'Archimède.

Cependant, il semble qu'au delà d'une certaine limite, nous ne puissions plus être assez précis dans la détermination des paramètres pour donner un résultat fiable. En effet, pour les fortes courbures (les deux derniers cas étudiés), les coefficients de corrélation obtenus pour les régressions sont nettement

moins bons (R^2 variant de *0,85* à *0,9*), et nous n'obtenons pas les formes des décroissances issues du cas isotherme.

Nous avons quand même représenté un coefficient donnant une bonne approximation de cette région développée. Sachant qu'il s'agit d'une moyenne représentant le battement du jet, et de plus, nous avons omis le cas des bouffées trop extrêmes qui pénalisent l'homogénéité des coefficients. Cette méthode nous permet de donner une limite à l'emploi de la grille unique de calcul pour la détermination des coefficients pour de trop forts nombres d'Archimède initiaux.

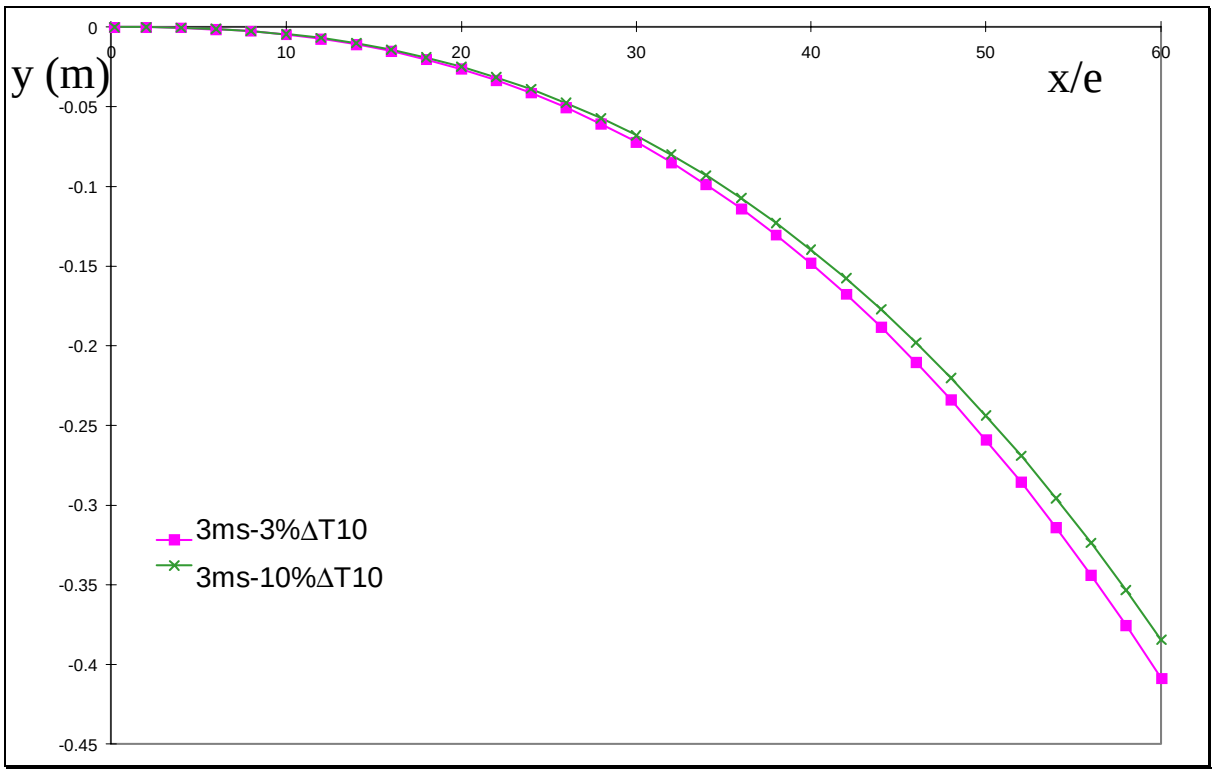
D'autres paramètres peuvent influer sur la courbure du jet, notamment l'intensité de la turbulence, ainsi que le type de jet (de mur ou de buse). Voyons sur un cas précis, l'importance des modifications induites par ces paramètres.

Intensité de la turbulence

Nous représentons deux cas :

- pour une vitesse d'entrée de *3 m/s*, et des intensités de la turbulence de *3* et *10 %*.
  (Nombre d'Archimède initial : $1{,}8.10^{-3}$)

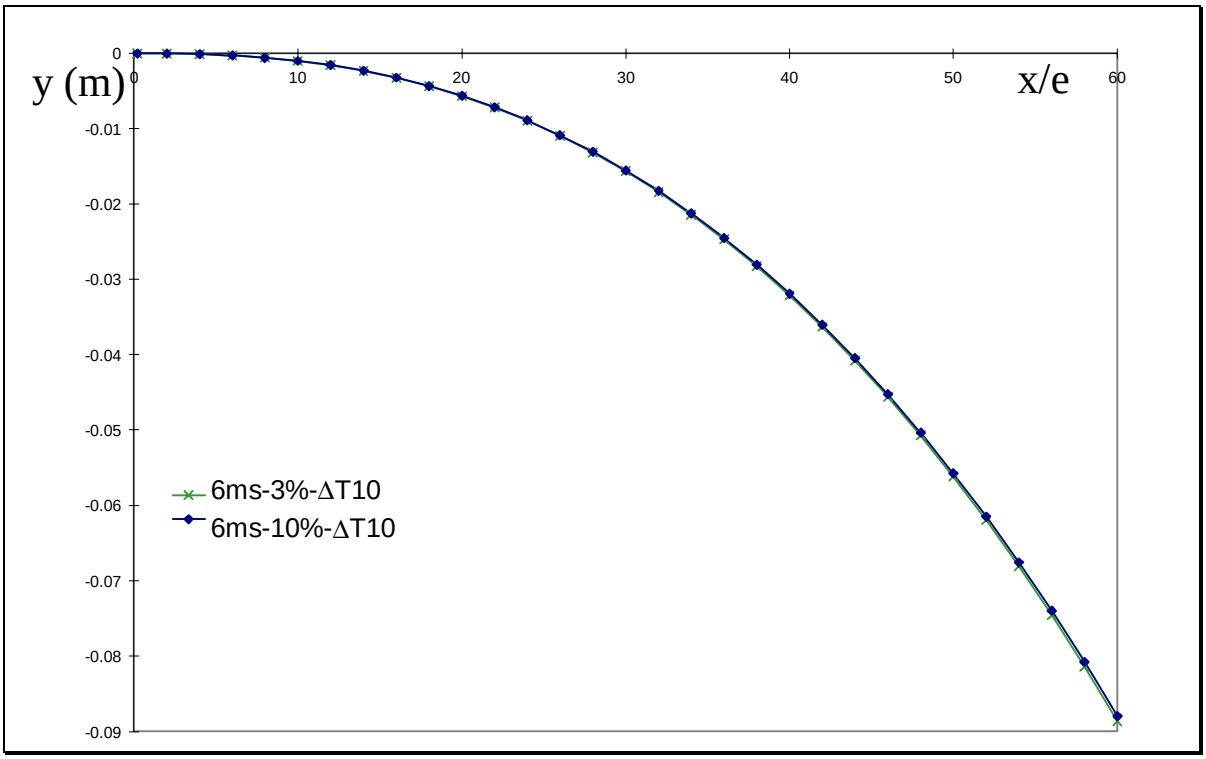
  les conditions aux limites et initiales sont identiques aux cas traités précédemment dans le chapitre



Courbe 2-13 : Influence de l'intensité de turbulence sur l'axe du jet (Cas U_0 = 3 m/s)

- pour des vitesses d'entrée de *6 m/s*, et des intensités de la turbulence de *3* et *10 %*.
  (Nombres d'Archimède initial : $0{,}45.10^{-3}$)

  les conditions aux limites et initiales sont identiques aux cas traités précédemment dans le chapitre



Courbe 2-14 : Influence de l'intensité de turbulence sur l'axe du jet (Cas U_0 = 6 m/s)

Comme dans le cas du jet isotherme, les coefficients K_{2u} et K_{2_θ} restent pratiquement identiques (Tableau 2-3). Par contre, la longueur du cœur potentiel dynamique (notée CP_{dyn}) et thermique (notée CP_{Th}) est considérablement réduite avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence initiale (Tableau 2-3).

Intensité de la turbulence (%)	*6 m/s ΔT=10°C* $Ar_0 = 0{,}45.10^{-3}$ $Re_0 = 19132$				*3 m/s ΔT=10°C* $Ar_0 = 1{,}80.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$				*3 m/s ΔT=30°C* $Ar_0 = 5{,}06.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$			
	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}
3	2,59	2,37	5,5e	2,6e	2,34	2,23	6e	3,5e	2,14	2,01	4e	2,8e
10	2,60	2,37	2,5e	1,2e	2,39	2,19	3,4e	1,3e	2,20	2,05	2,9e	1,3e

Tableau 2-3 : Influence de l'intensité de la turbulence sur les coefficients de décroissance axiale d'un jet plan

Nous pouvons donc négliger l'influence de l'intensité de la turbulence initiale dans le comportement de l'axe du jet. Néanmoins, si l'on examine les cas extrêmes du battement, nous trouvons des différences plus marquées. De plus, avec de très faibles vitesses, ou de forts gradients de température, l'effet peut s'avérer plus conséquent. Dans tous les cas, l'effet de l'intensité de turbulence sur les coefficients représentant l'axe du jet n'est que très faiblement marqué.

Type de jet

Nous présentons la comparaison entre deux cas : un jet plan de mur et un jet plan de buse. Les écoulements ont les mêmes caractéristiques initiales, et le fluide du milieu ambiant aussi. La seule différence réside dans l'orifice de sortie du jet.

Dans le cas du jet de buse, nous considérons un orifice long de *10* centimètres dont les parois ont pour conditions aux limites une vitesse nulle et un flux thermique nul. Le maillage est resserré sur celles-ci et le nombre de mailles représentant l'ambiance est identique au cas du jet de mur.

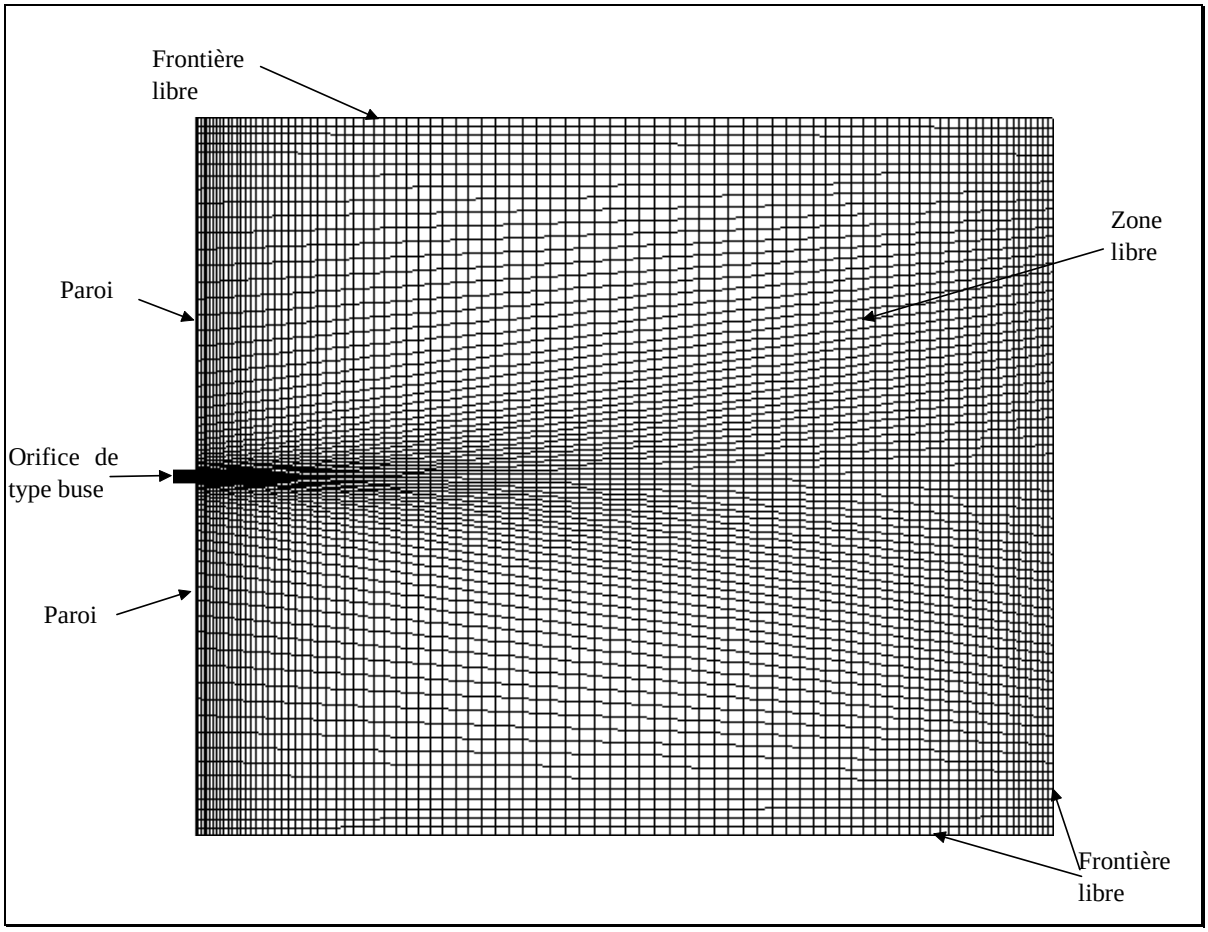
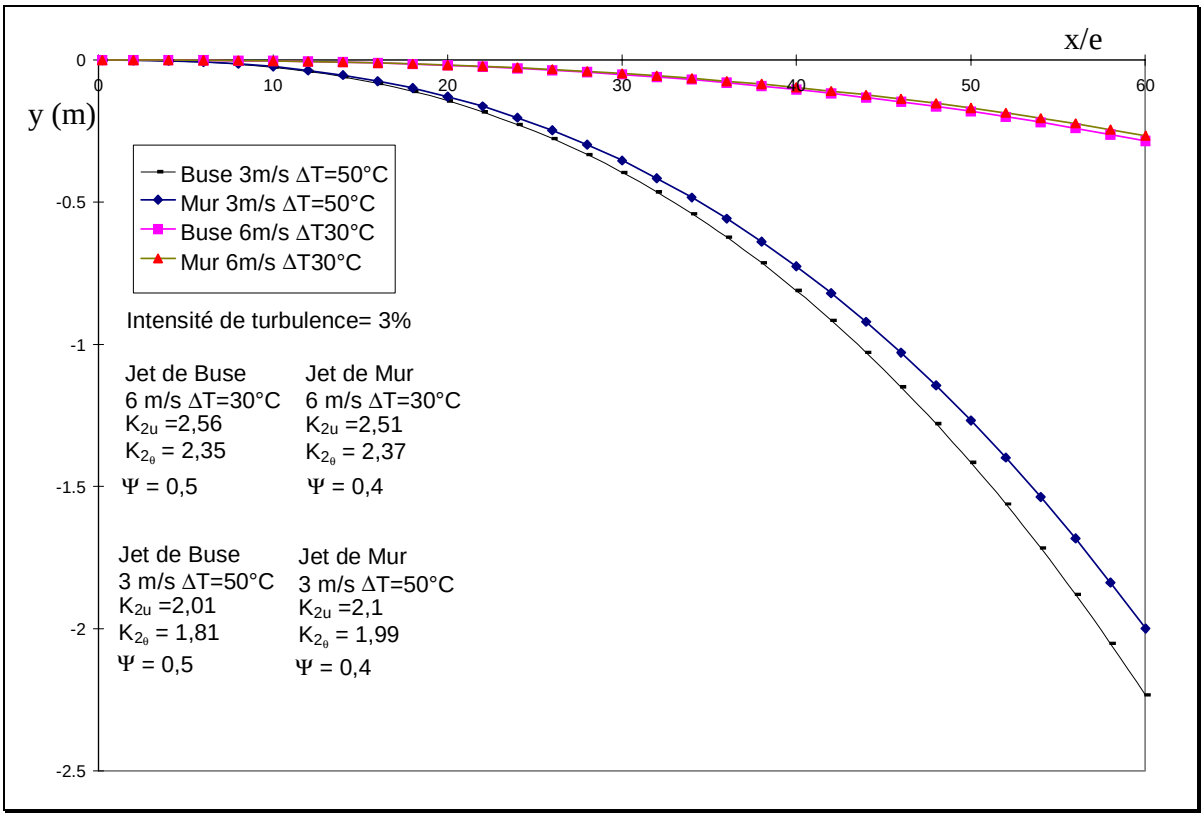


Figure 2-6 : Grille de calcul pour le jet plan de buse

Voici l'axe du jet pour l'écoulement moyen pour deux cas d'étude dont les conditions d'émission et les coefficients caractéristiques sont mentionnés sur le graphe (Courbe 2-15).



Courbe 2-15 : Influence du type d'orifice sur la forme de l'axe du jet plan

Dans ce cas aussi, nous constatons que la différence dans les valeurs des taux d'épanouissement est tout à fait négligeable. En ce qui concerne la forme globale de l'axe, nous trouvons une constante Ψ légèrement supérieure (Ψ = *0,5*) pour le jet de buse.

Nous pouvons aussi constater une longueur du cœur potentiel thermique supérieure dans le cas du jet de buse (Tableau 2-4). Cette caractéristique est d'autant plus marquée que la différence de température est importante.

En effet, le conduit de sortie réduit l'épaisseur du cœur potentiel par la présence de la couche limite interne à la buse (Figure 1-9, page 37). Celle-ci perturbe la formation de la couche de mélange sur les bords, et permet une légère augmentation de la longueur du cœur potentiel.

Type d'orifice de sortie	*6 m/s ΔT=30°C* $Ar_0 = 1,27.10^{-3}$ $Re_0 = 19132$				*3 m/s ΔT=10°C* $Ar_0 = 1,80.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$				*3 m/s ΔT=50°C* $Ar_0 = 7,95.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$			
	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}	K_{2u}	$K_{2\theta}$	CP_{dyn}	CP_{Th}
Buse	*2,56*	*2,35*	*6e*	*3,8e*	*2,32*	*2,23*	*6e*	*3,8e*	*2,01*	*1,81*	*6e*	*3,5e*
Mur	*2,51*	*2,37*	*5,5e*	*3,5e*	*2,34*	*2,23*	*6e*	*3,5e*	*2,10*	*1,99*	*5,5e*	*2,8e*

Tableau 2-4 : Influence du type de jet sur les coefficients de décroissance axiale d'un jet d'air plan

Les différences entre ces deux types de bouches de sorties ne sont pas très marquées pour ce qui est des grandeurs axiales, seule la constante Ψ permet réellement de séparer les deux types d'axes. Cependant, suivant la façon d'effectuer les moyennes, cette différence peut s'estomper. De plus, pour le début du jet, nous pouvons même négliger cette variation des coefficients.

Conclusion

L'axe du jet, calculé au moyen du code FLUENT®, correspond bien à la forme rencontrée dans la littérature, pour ce qui est de l'exposant *5/2*. Nous avons trouvé pour toutes nos simulations un coefficient empirique Ψ égal à *0,4* pour les jets de mur, et Ψ égal à *0,5* pour les jets de buse. Ces valeurs sont inférieures à celles données par la bibliographie. Cependant, même dans son battement, la forme globale du jet étant conservée, les coefficients caractéristiques du jet restent valables pour les cas limites. Les valeurs de Ψ, tant expérimentales que numériques faisant défaut dans la littérature, les valeurs trouvées nous semblent tout à fait correctes pour une application aux modèles zonaux.

Pour ce qui est des coefficients caractérisant les décroissances axiales dynamiques et thermiques, leurs valeurs varient légèrement avec la différence de température initiale, ainsi qu'avec la vitesse initiale du fluide. L'étude de l'influence de l'intensité de la turbulence et du type de conduit nous montre une très légère différence dans les résultats qui ne peut donner lieu à des tendances systématiques d'évolutions.

Nous voyons que les décroissances axiales pour le jet non isotherme conservent les mêmes caractéristiques que les jets isothermes moyennant une adaptation des coefficients empiriques jusqu'aux valeurs du nombre d'Archimède initial de 7.10^{-3}. Au delà, les erreurs semblent trop importantes, et la forme de ces décroissances ne peut plus être considérée comme équivalente au cas isotherme ou faiblement non isotherme.

Il s'agit là d'un point important permettant d'approcher facilement les caractéristiques du jet pour son insertion dans un modèle zonal. Il faut le souligner, car la littérature reste évasive sur ce sujet, surtout à propos des jets plans horizontaux non isothermes.

Dans le cas de l'intensité de turbulence et du type de jet, les variations sont trop faibles pour déterminer réellement une influence de ces paramètres sur la valeur de ces coefficients. Cependant, une différence existe, et dans le cas de l'étalement, nous allons voir qu'elle est plus importante.

2.4.2.4 Etalement du jet

Après avoir défini l'axe du jet, il nous faut définir maintenant son étalement, afin de pouvoir caractériser sa zone d'influence. Dans le cas d'un jet isotherme, les relations donnant l'étalement du jet sont bien connues, et nous trouvons beaucoup de coefficients empiriques associés. Par contre, dans le cas non isotherme horizontal, vue l'inclinaison du jet, les résultats, tant expérimentaux que numériques, sont peu nombreux. Nous allons voir dans ce paragraphe si l'on peut garder la forme linéaire de l'étalement, et quels sont les ordres de grandeurs des coefficients caractéristiques.

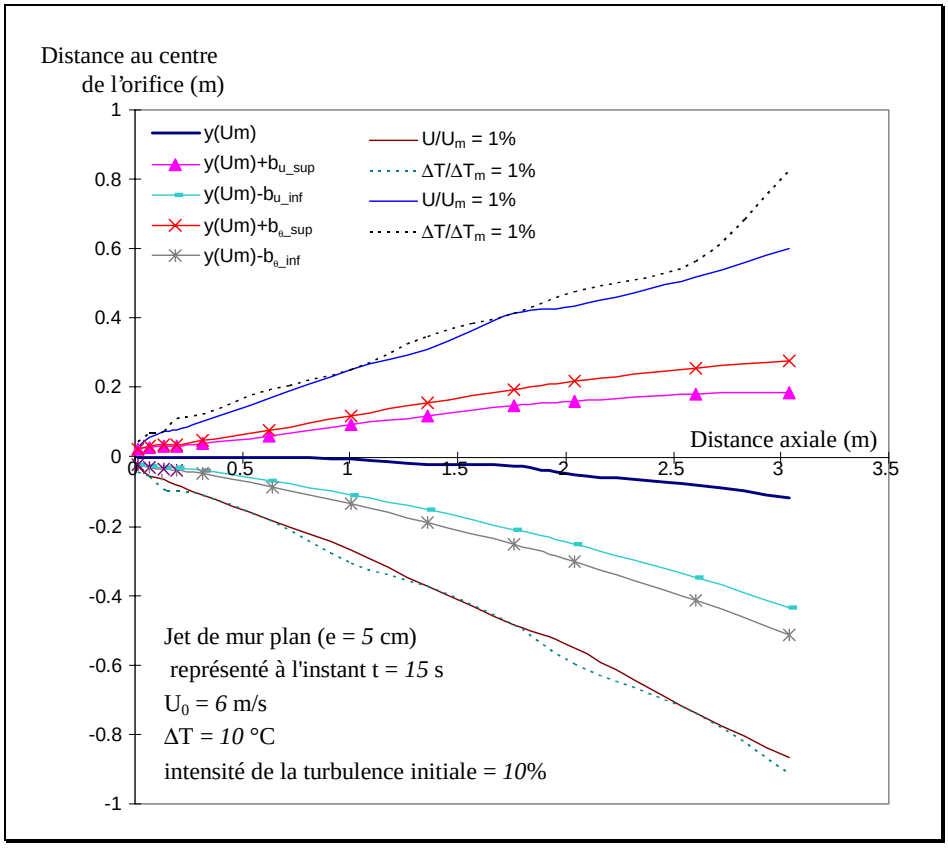
Tout d'abord, nous devons définir la façon d'exprimer ces grandeurs. En effet, étant dans le cas d'un jet de forme courbe, nous pouvons écrire ses caractéristiques par rapport à deux repères. L'un lié à l'axe du jet (coordonnées curvilignes), l'autre lié à l'enceinte dans laquelle il est introduit (coordonnées cartésiennes).

Nous utilisons le deuxième repère pour des raisons pratiques d'exploitation des résultats de la grille de calcul. Nous obtenons donc des profils dissymétriques permettant de mettre en évidence l'influence de la gravité dans une section du jet. Par contre, nous ne pouvons pas déduire les profils Gaussiens de la zone développée, qui sont relatifs à l'abscisse curviligne.

Pour ce qui est de l'étalement, nous distinguons la partie supérieure de la partie inférieure du jet. Ce dernier ayant une forme inclinée, et les forces de pesanteur étant initialement orthogonales à celles d'inertie, la différence dans le passé de l'écoulement entre les deux côtés du jet peut influer sur son comportement. L'adimensionnement de l'étalement se fait pour les demi-valeurs (des vitesses et des différences de température) prises pour une abscisse donnée, de part et d'autre de l'axe du jet.

Cas type

Voyons la forme et les relations que l'on peut obtenir dans le cas du jet froid.

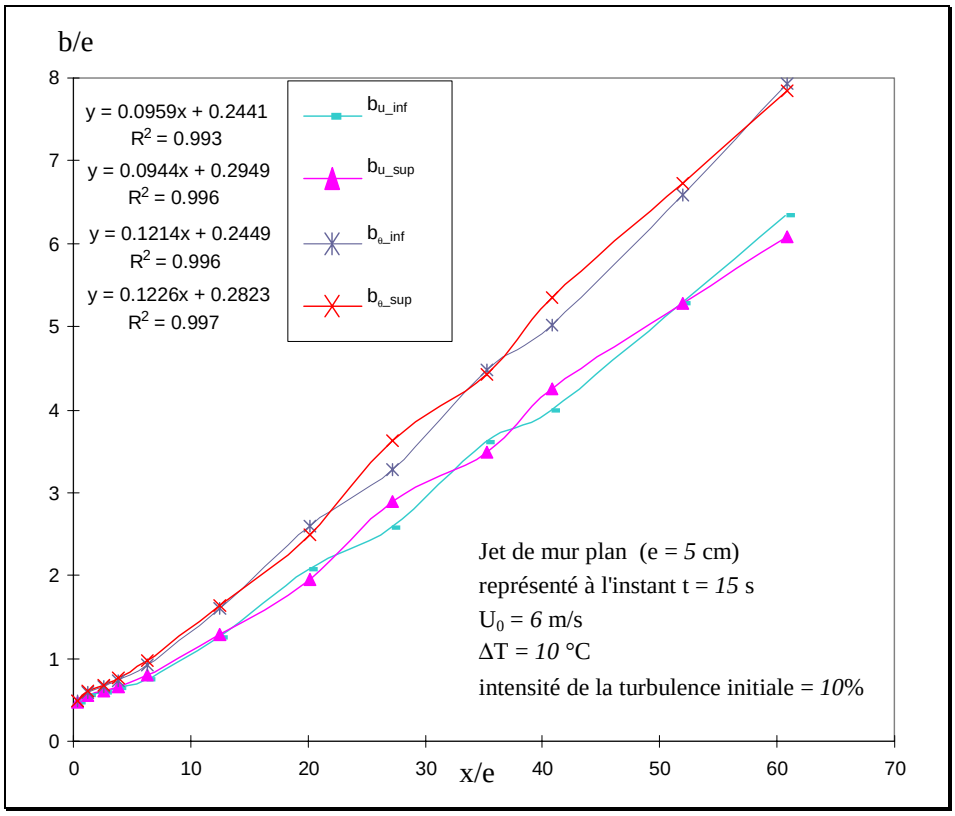


Courbe 2-16 : Etalement global du jet : zone d'influence dynamique et thermique

Sur les courbes présentées ci-dessus (Courbe 2-16), nous avons tracé les demi-grandeurs permettant de délimiter l'étalement du jet par les relations bien connues, mais aussi les limites plus floues que représente le lieu des points où la vitesse et la différence de température ne sont plus égales qu'à un pour-cent de leur valeur axiale, toujours pour une abscisse donnée.

Cette représentation nous servira ultérieurement pour déterminer le débit de fluide entraîné par le jet. Elle permet aussi une visualisation de la zone réelle d'influence du jet. Ceci est intéressant dans la détermination des zones de calcul pour un modèle zonal.

Par contre, il est plus pratique d'obtenir des relations du même type que pour le cas isotherme, afin de faciliter la programmation simplifiée. Dans ce but, nous présentons les régressions effectuées pour les demi-valeurs, afin d'avoir un moyen de comparaison avec les résultats publiés.



Courbe 2-17 : Régressions linéaires de l'étalement du jet d'air froid

Les courbes ci-dessus (Courbe 2-17) représentent les régressions linéaires des décroissances axiales dynamiques et thermiques, valables dans la totalité du jet. Nous voyons qu'elles ont un bon coefficient de corrélation dans tous les cas. Une différence apparaît entre les valeurs des coefficients pour la partie supérieure et inférieure du jet. Dans le cas présenté, le nombre d'Archimède ayant une faible valeur, cette différence n'est pas trop importante. Par contre, dans le cas contraire, nous pouvons avoir de forts écarts, et au cours du battement, l'étalement peut perdre sa linéarité.

Il est donc difficile de déduire des moyennes pour ces coefficients dans le cas de nombres d'Archimède élevés. Néanmoins, pour des valeurs raisonnables, nous pouvons obtenir une linéarité pour toutes les étapes intermédiaires du battement, nous permettant de moyenner les résultats.

Influence des paramètres

Voyons maintenant les variations de certains des ces coefficients en fonction des conditions d'émission. Les résultats sont obtenus pour le cas d'un jet non isotherme froid plan, sortant d'un orifice de *5* centimètres d'épaisseur, avec une intensité de la turbulence initiale de *3 %*. Les conditions aux limites sont identiques aux autres cas traités précédemment. Nous donnons les valeurs extrêmes obtenues au cours du battement, ainsi que la valeur représentant l'écoulement moyenne du jet, pour différentes vitesses (*3 m/s, 6m/s*) et différences de température *(10°C, 30°C, 50°C*).

Jet libre de mur plan (*e = 5 cm*), intensité de turbulence initiale = *3%* Validité pour *6<x/e<60*							
Cas d'étude		*6 m/s* *ΔT=10°C*	*6 m/s* *ΔT=30°C*	*6 m/s* *ΔT=50°C*	*3 m/s* *ΔT=10°C*	*3 m/s* *ΔT=30°C*	*3 m/s* *ΔT=50°C*
Re_0		*19132*	*19132*	*19132*	*9566*	*9566*	*9566*
Ar_0		$0,45.10^{-3}$	$1,27.10^{-3}$	$\mathbf{1,99.10^{-3}}$	$\mathbf{1,80.10^{-3}}$	$5,06.10^{-3}$	$7,95.10^{-3}$
K_{1u} inférieur	*min*	*0,0927*	*0,0961*	*0,097*	*0,0969*	*0,08*	*0,096*
	max	*0,0951*	*0,113*	*0,13*	*0,135*	*0,19*	*0,24*
	moyen	***0,0935***	***0,104***	***0,113***	***0,111***	***0,139***	***0,175***
C_{1u} inférieur		2,22	1,21	0,44	1,65	0,132	-0,53
K_{1u} supérieur	*min*	*0,0904*	*0,0866*	*0,087*	*0,0933*	*0,09*	*0,08*
	max	*0,0928*	*0,0956*	*0,100*	*0,106*	*0,105*	*0,127*
	moyen	***0,0915***	***0,090***	***0,093***	***0,097***	***0,099***	***0,103***
C_{1u} supérieur		2,45	2,64	2,06	1,68	2,10	2,26
$K_{1\theta}$ inférieur	*min*	*0,118*	*0,123*	*0,121*	*0,119*	*0,147*	*0,122*
	max	*0,130*	*0,151*	*0,187*	*0,20*	*0,23*	*0,26*
	moyen	***0,121***	***0,134***	***0,150***	***0,150***	***0,185***	***0,18***
$C_{1\theta}$ inférieur		1,27	0,40	-0,32	-0,97	-0,58	1,38
$K_{1\theta}$ supérieur	*min*	*0,116*	*0,119*	*0,126*	*0,127*	*0,122*	*0,12*
	max	*0,129*	*0,132*	*0,133*	*0,146*	*0,151*	*0,15*
	moyen	***0,121***	***0,125***	***0,129***	***0,135***	***0,133***	***0,125***
$C_{1\theta}$ supérieur		1,24	0,89	0,59	0,35	0,75	1,58
Taille de la zone stable (→Ar_c)		*5 m*	*2,5 m*	*1,8 m*	*1,75 m*	*0,8 m*	*0,65 m*

Tableau 2-5 : Coefficients d'étalement pour un jet plan de mur

Nous voyons que les différences entre les valeurs minimales et maximales obtenues au cours du battement augmentent avec le nombre d'Archimède, et ceci pour tous les coefficients. En effet, plus celui-ci est grand, plus l'instabilité persiste et s'amplifie, donnant lieu à des bouffées thermiques qui, parfois, sur les extrémités du battement, vont incurver la tendance linéaire de l'étalement. Dans ces cas de figure, le coefficient de corrélation pour la régression linéaire est médiocre, et nous sommes plutôt en présence de courbes que de droites. Il reste quand même la partie inférieure au nombre d'Archimède critique qui peut être considérée comme linéaire pour l'étalement.

La différence entre les valeurs inférieures et supérieures des coefficients d'étalement s'accentue avec l'augmentation de la valeur du nombre d'Archimède. L'écart entre ces valeurs est plus important pour les coefficients d'étalement dynamique que pour ceux thermiques. Et dans les deux cas, pour de faibles valeurs du nombre d'Archimède, les coefficients sont quasiment identiques. La sensibilité à la prépondérance des forces de flottaison par rapport à celles d'inertie s'explique aisément dans cette configuration orthogonale des effets induits. En effet, l'instabilité de l'écoulement sera d'autant plus importante que l'on sera en présence d'une forte courbure du jet.

Nous pouvons voir une tendance générale des coefficients à croître avec le nombre d'Archimède. Cette augmentation est plus importante pour les valeurs inférieures des coefficients, et peut même doubler pour le cas dynamique. Ceci est assez important, mais s'explique par le fait que cette partie inférieure est plus perturbée par les vortex formés sur le bord du jet. En effet, les lignes de courant sur cette partie ont un rayon de courbure beaucoup plus important que sur la partie supérieure du jet. Nous pouvons même nous situer très prés du centre de ces vortex, qui vont modifier l'écoulement au contact direct. Les coefficients de la partie supérieure du jet sont beaucoup moins affectés par l'augmentation du nombre d'Archimède, l'écoulement étant moins perturbé, et son changement de direction moins brusque.

Une nuance peut être ajoutée lorsque l'on est en présence de deux nombres d'Archimède voisins, mais que le nombre de Reynolds ainsi que la différence de température sont très différents. Dans ce cas, les valeurs des coefficients empiriques ne suivent pas exactement la croissance du nombre d'Archimède. Il semble que les valeurs des taux d'étalement du jet suivent d'une manière plus flagrante l'augmentation de la différence de température pour une vitesse initiale imposée.

Par contre, dans le cas des origines fictives, les tendances d'évolution avec certains paramètres semblent assez hasardeuses. Il n'est pas possible, au vu des résultats obtenus, de penser obtenir des sens de variation précis. L'augmentation de la vitesse ou de la température ambiante semble affecter les valeurs dans une bonne mesure, mais ceci n'est pas quantifiable.

Intensité de la turbulence

Comme dans le cas isotherme, nous allons voir si l'intensité de la turbulence initiale du jet influe sur son étalement. Voyons quelques cas d'études, toujours pour un jet de mur plan sortant d'une fente de 5 centimètres d'épaisseur. Nous avons rassemblé les coefficients d'étalement dynamiques (K_{1u}) et thermiques ($K_{1\theta}$) pour les parties inférieures et supérieures du jet dans le tableau suivant :

Position et Intensité de la turbulence (%)		6 m/s ΔT=10°C $Ar_0 = 0,45.10^{-3}$ $Re_0 = 19132$		3 m/s ΔT=10°C $Ar_0 = 1,80.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$		3 m/s ΔT=30°C $Ar_0 = 5,06.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$	
		K_{1u}	$K_{1\theta}$	K_{1u}	$K_{1\theta}$	K_{1u}	$K_{1\theta}$
Inférieure	3	0,094	0,121	0,111	0,15	0,139	0,185
	10	0,097	0,122	0,112	0,16	0,144	0,201
Supérieure	3	0,092	0,121	0,098	0,136	0,099	0,133
	10	0,093	0,121	0,097	0,125	0,1	0,134

Tableau 2-6 : Influence de l'intensité de turbulence sur les coefficients d'étalement du jet d'air plan

Ce tableau nous montre une légère influence de ce paramètre pour les faibles nombres d'Archimède. Cette différence a tendance à s'amplifier avec ce nombre, et nous constatons un étalement supérieur du jet. Ce fait est vérifié dans presque tous les cas. Dans le cas contraire, il s'agit d'erreurs dues à la méthode appliquée pour déterminer le mouvement moyen du jet au cours de son battement. En effet, avec l'augmentation de la différence de température, l'amplification des bouffées thermiques devient un facteur d'erreurs supplémentaires, et dans le cas d'une influence minime du paramètre, sa mise en évidence est rendue difficile.

Type de jet

Nous donnons maintenant les coefficients d'étalement pour deux sortes d'orifices, afin de mettre en évidence l'existence d'une influence de ce paramètre dans les résultats.

Position par rapport à l'axe et Type d'orifice de sortie		6 m/s ΔT=30°C $Ar_0 = 1,27.10^{-3}$ $Re_0 = 19132$		3 m/s ΔT=10°C $Ar_0 = 1,80.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$		3 m/s ΔT=50°C $Ar_0 = 7,95.10^{-3}$ $Re_0 = 9566$	
		K_{1u}	$K_{1\theta}$	K_{1u}	$K_{1\theta}$	K_{1u}	$K_{1\theta}$
Inférieure	Buse	0,106	0,134	0,114	0,149	0,2	0,23
	Mur	0,104	0,134	0,111	0,150	0,175	0,18
Supérieure	Buse	0,091	0,126	0,093	0,129	0,116	0,143
	Mur	0,090	0,125	0,098	0,136	0,103	0,125

Tableau 2-7 : Influence du type d'orifice sur les coefficients d'étalement du jet d'air plan

Les valeurs regroupées dans le tableau ci-dessus montrent une influence du conduit sur l'étalement du jet non isotherme. Par contre, comme dans le cas de l'intensité de la turbulence, les variations sont, dans une certaine mesure, proportionnelles à la valeur du nombre d'Archimède. Plus il est élevé, plus la différence est importante.

L'explication donnée précédemment reste valable pour le cas d'un orifice de type différent, cependant elle ne peut pas être la seule. Dans le cadre d'une étude paramétrique complète, il faudrait approfondir les recherches en séparant les cas d'étude. En effet, le cas le plus stable étant celui concernant la partie au dessus de l'axe du jet, et les résultats dans ce cas de figure ne donnant pas de sens de variation des coefficients, il est préférable de scinder l'étude en deux parties distinctes : l'influence de la vitesse initiale, et celle de la différence de température initiale. Cette étude, hors du cadre de cette thèse, donnerait plus précisément les sens de variation de tous les coefficients caractérisant la forme globale du jet.

Conclusion

Nous avons vérifié l'accord de la forme de l'étalement du jet isotherme avec les relations données dans la littérature. Dans le cas du jet froid, nous avons montré une certaine concordance des résultats avec ceux du cas isotherme. Les relations linéaires trouvées sont valables de l'orifice à la fin du jet, et cette linéarité dans l'étalement du jet est bien conservée dans les relations écrites en coordonnées cartésiennes.

Ce résultat est intéressant pour la description globale du jet. Cependant, il faut rester prudent pour les fortes différences de températures, car, dans ce cas, les coefficients de corrélation sont beaucoup moins bons, et nous nous rapprochons plutôt d'une forme parabolique de cet étalement. Dans tous les cas, cette linéarité est toujours valable pour des nombres d'Archimède locaux inférieurs à la valeur critique *0,17*.

Nous avons alors des critères (fonction des vitesses et des différences de température) permettant l'introduction de la forme globale du jet dans un modèle simplifié de jet horizontal froid. Toujours dans ce but final, nous avons montré que l'influence de l'intensité de la turbulence et de la forme de l'orifice ne jouent pas un rôle prépondérant, et peuvent être quasiment négligés dans l'élaboration d'un modèle plus "grossier".

2.4.2.5 Débit de fluide entraîné

Le dernier point sur lequel nous allons nous pencher est celui du débit qu'entraîne le jet au cours de son établissement. En effet, la bibliographie ne donne pas réellement de relations validées. Nous avons la forme générale de celle-ci, mais les coefficients empiriques associés font cruellement défaut. Mis à part dans le cœur potentiel, où l'on peut exprimer ce débit avec une bonne précision, dans le reste de l'écoulement, nous devons considérer un important degré d'empirisme.

Plutôt que de rechercher les tendances sur ces coefficients, nous avons préféré partir de la définition du débit de fluide, et en déduire une relation fonction des autres caractéristiques du jet que l'on maîtrise mieux, au lieu de commencer par des considérations de conservation de débit de quantité de mouvement, ou de partir des solutions auto-semblables obtenues par différentes méthodes de Tollmien ou Görtler.

Nous partons de la définition du débit traversant une section d'abscisse donnée (par unité de longueur pour un jet plan), qui est le produit de la vitesse par la surface de la zone traversée par le jet. Il faut donc exprimer la vitesse de ce dernier dans la section, est définir l'aire de la zone d'influence globale du jet dans cette section.

Regardons la représentation globale d'un jet d'air froid libre horizontal, donnée par les vitesses égales à *1%* des valeurs maximales sur l'axe.

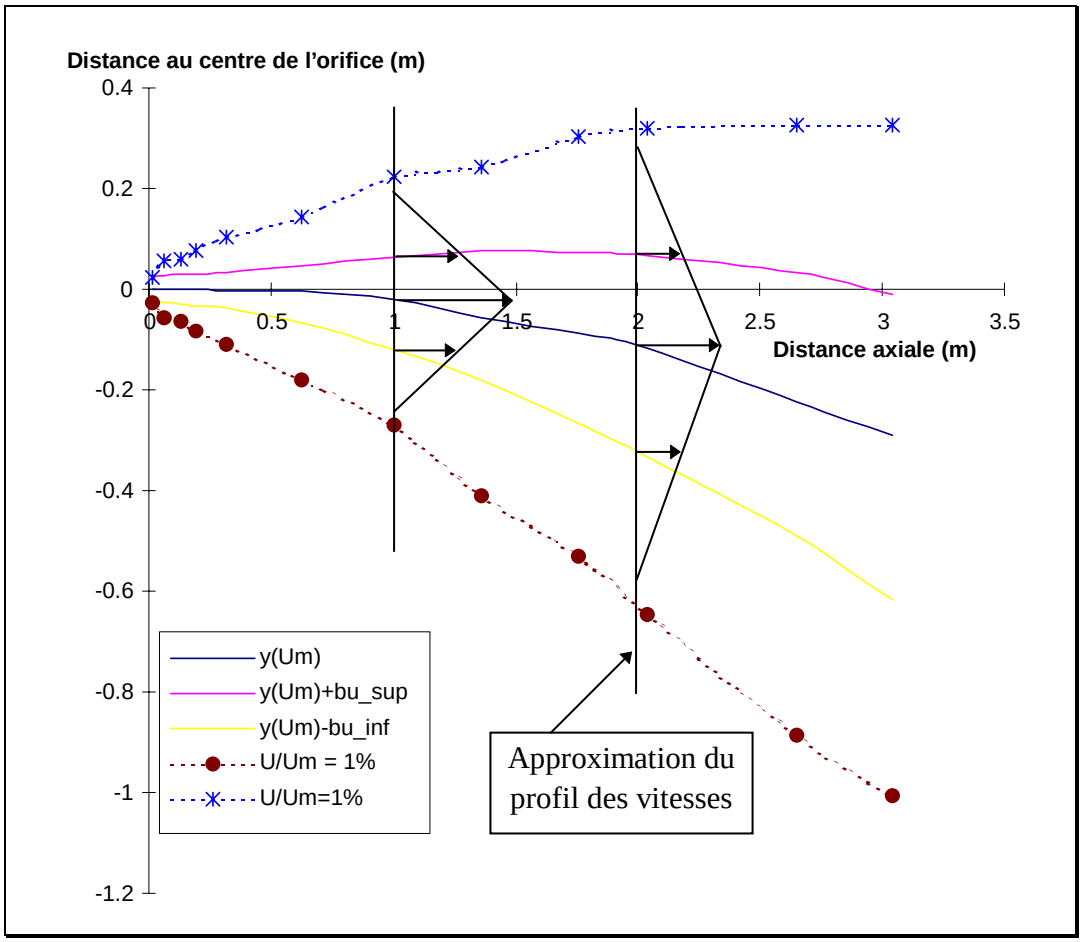


Figure 2-7 : Approximation du profil des vitesses sur l'enveloppe dynamique du jet

Nous avons tracé sur ces courbes une approximation du profil des vitesses axiales. Nous voyons que sur un jet incliné, ce profil permet d'obtenir rapidement, en fonction de l'étalement des demi-vitesses, une vitesse moyenne égale à la moitié de celle maximum sur l'axe du jet, pour une abscisse donnée. Cette simplification reste correcte, comparé à la forme réelle du profil (il s'agit d'une Gaussienne déformée, à cause de l'inclinaison de l'axe). De plus, la surface traversée par le jet est quasiment équivalente à celle calculée avec une limite égale à *1%* de la vitesse sur l'axe du jet.

En se tenant à cette approximation, il est aisé d'exprimer le débit de fluide généré par le jet, pour une abscisse donnée, en fonction des coefficients empiriques de décroissance et d'étalement. En outre, en retranchant le débit initial, nous obtenons le débit entraîné par le jet.

Nous obtenons ainsi :

$$Q = \left(\frac{U_m}{2}\right)\left(2\left(b_{usup} + b_{uinf}\right)\right) \qquad (2.1)$$

En ne prenant qu'une valeur pour l'étalement du jet, et en remplaçant par les relations traditionnelles, avec le débit initial $Q_0 = U_0.e$, il nous vient :

$$\frac{Q}{Q_0} = 2K_{2u}K_{1u}\left(\frac{x}{e} + C_{2u}\right)^{-1/2}\left(\frac{x}{e} + C_{1u}\right) \qquad (2.2)$$

Cette relation permet d'obtenir le débit de fluide entraîné au moyen des coefficients calculés précédemment. Cependant, dans le cadre de modèles appliqués à la ventilation des bâtiments, ou zonaux, il est préférable de ne pas faire intervenir directement les origines fictives, pour des raisons de globalité. Donc, si nous comptons les origines fictives dans les coefficients d'épanouissement moyennant une correction de ceux-ci, nous obtenons finalement une relation très simple :

$$\frac{Q}{Q_0} = 2K_{2u}K_{1u}\left(\frac{x}{e}\right)^{1/2} \qquad (2.3)$$

Les valeurs obtenues pour le produit des coefficients empiriques K_{2u} et K_{1u} sont comprises entre *0,24* et *0,36*, sans compter l'influence des origines fictives. Si nous modifions ces coefficients pour en tenir compte, nous obtenons des résultats similaires à ceux de la littérature.

2.5 CONCLUSION

Au cours de cette étude numérique du jet d'air horizontal froid, nous avons mis l'accent sur certains phénomènes et obtenu des résultats intéressants et relativement nouveaux. Tout d'abord, la visualisation instationnaire du jet montre l'incapacité de certains codes commerciaux à modéliser correctement et directement des écoulements libres sur une grande distance.

Nous avons montré que cela provoque certains battements et bouffées quand on emploi une méthode des volumes finis avec une fermeture des équations de la turbulence de type k-ε. Ceci est dû à la diversité des structures rencontrées dans ce type d'écoulement sur une distance suffisamment importante qui ne peuvent être représentées par ce type de modèle. Cette incapacité ajoutée à celle de donner des conditions aux limites sur une frontière libre, provoque des instabilités numériques. Par conséquent, le calcul ne peut donner une solution stationnaire.

Ces phénomènes d'instabilité mis en exergue, nous vérifions la validité des profils et des coefficients empiriques du jet non isotherme non pesant, et étudions l'influence de paramètres tels que l'intensité de la turbulence initiale, ou le type d'orifice de sortie employé. Ceci nous amène à montrer que l'augmentation de la valeur du premier paramètre réduit la taille du cœur potentiel, et augmente l'étalement du jet.

L'utilisation croissante de tels codes conjuguée à leur limitation nous a amené à entreprendre l'élaboration d'un protocole à employer pour déterminer correctement certains paramètres pouvant être intégrés au sein de modèles zonaux. Cette étude nous a permis de distinguer trois configurations de calcul pour une zone d'étude donnée. Nous cherchons alors la limite de l'emploi des relations établies dans le cas du jet sans présence de forces de gravité au cas du jet pesant, et précisons les variations des coefficients caractéristiques associés.

Dans le premier cas, nous avons déterminé une zone dans laquelle l'écoulement arrive dans un régime quasi-stationnaire. Un critère basé sur le nombre d'Archimède local de l'écoulement a été choisi, et on trouve une valeur de *0,17* comme maximum dans la zone de calcul, pour parvenir à une solution stable. Ceci permet de déduire directement les coefficients caractéristiques du jet. De plus, dans cette limite, nous trouvons une très bonne adéquation avec les relations de comportement du jet non pesant.

La deuxième configuration est celle du nombre d'Archimède local supérieur à sa valeur critique *0,17*. Nous avons proposé de trouver, à partir du calcul instationnaire, un écoulement moyen, permettant de donner une enveloppe au jet, et d'en extraire ses coefficients caractéristiques. Les lois de comportement restent encore en bon accord avec celles du cas du jet non pesant.

Enfin, le troisième cas est celui des valeurs très fortes du nombre d'Archimède initial, pour un même domaine de calcul. Il est évident que l'amplification démesurée des oscillations est le résultat d'une dérive numérique due aux fortes courbures des lignes de courant dans l'écoulement global, ainsi que la présence de différents régimes d'écoulement au sein d'un même domaine de calcul. On ne peut donc pas trouver de coefficients permettant l'utilisation des loi du jet non pesant. Il faut alors revoir le domaine de calcul à la baisse. Le code de calcul est, dans ce cas, incapable de traiter les jets sur une grande distance.

Dans les deux premiers cas, les coefficients de décroissance axiale des vitesses et des températures, ainsi que ceux d'étalement dynamique et thermique, sont proposés pour différentes conditions d'émission. Nous regardons aussi l'effet des paramètres initiaux tels que l'intensité de la turbulence et le type d'orifice sur leur variation. Nous montrons que dans le cas de l'établissement d'un modèle simplifié, ces deux paramètres ne jouent un rôle significatif que pour des nombres d'Archimède élevés, car, dans de tels cas, le mouvement moyen est plus délicat à trouver, et ceci induit des erreurs dans les valeurs de ces coefficients. Dans le cas contraire, les différences des valeurs n'induisent pas d'erreurs trop importantes.

Pour ce qui est du débit de fluide entraîné, nous donnons une relation en fonction des coefficients déterminés précédemment, afin de réduire le nombre de paramètres à étudier pour décrire le comportement global du jet.

Le but de ce travail n'est pas de proposer toute une gamme de coefficients représentant une multitude de cas d'étude. Nous avons étudié quelques cas représentatifs permettant de mettre en évidence d'une part la faisabilité des calculs, et d'autre part, les difficultés rencontrées dans la simulation des écoulements libres, à l'aide d'un code de calcul basé sur la méthode de discrétisation par volumes finis, largement utilisés.

Nous proposons plutôt une démarche à suivre afin de pouvoir effectuer rapidement un calcul pour chaque cas particulier de jet. Ce protocole de calcul propose de toujours effectuer une simulation en régime instationnaire, de visualiser dynamiquement le mouvement du fluide, puis de déterminer la zone d'étude qui nous intéresse. Dans certains cas, nous proposons de calculer un mouvement moyen permettant de donner les coefficients caractéristiques du jet dans sa configuration.

En appliquant cette méthode, il est possible, pour un temps de calcul raisonnable, de caractériser un type de jet afin d'introduire les relations simplifiées de son comportement au sein d'un modèle simplifié de type zonal. En effet, les coefficients empiriques pour les jets d'air horizontaux non isothermes ne faisant pas l'objet d'études en nombre, il est intéressant d'avoir une méthode permettant de les déterminer.

Les résultats obtenus sont intéressants, et permettent d'aborder le calcul numérique des coefficients caractéristiques d'un jet horizontal froid. Certes, nous obtenons des valeurs ayant un ordre de grandeur entrant dans les normes connues, mais les simulations numériques ne peuvent être validées que par regroupement avec des résultats expérimentaux existant, ou en en réalisant de nouvelles recouvrant en partie le domaine d'étude numérique que l'on s'est fixé. Nous allons donc entreprendre quelques expérimentations en chambre climatique afin de corroborer nos résultats numériques.

❑

CHAPITRE 3

APPROCHE EXPERIMENTALE

3.1 INTRODUCTION **95**

3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL **97**
3.2.1 LA CHAMBRE CLIMATIQUE 97
3.2.2 PRODUCTION DU JET 98
3.2.3 MÉTHODE DE VISUALISATION 99
3.2.3.1 Principe de visualisation par caméra infrarouge 99
3.2.3.2 Réglages à effectuer 101
3.2.4 PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL 101
3.2.5 PROFILS EN SORTIE DE BOUCHE 102
3.2.5.1 Type de mesures effectuées 103
3.2.5.2 Vitesses et températures 103
3.2.5.3 Fluctuations moyennes des vitesses 105

3.3 VISUALISATION INSTATIONNAIRE **108**
3.3.1 PROFILS DES TEMPÉRATURES 108
3.3.2 INTERPRÉTATION DE LA SÉQUENCE 110

3.4 CONFRONTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES **112**
3.4.1 TRAJECTOIRE DU JET 112
3.4.2 DÉCROISSANCE AXIALE DE LA TEMPÉRATURE 118
3.4.3 ETALEMENT THERMIQUE DU JET 122

3.5 CONCLUSION **124**

CHAPITRE 3

APPROCHE EXPÉRIMENTALE

3.1 INTRODUCTION

Toute étude d'un processus ou d'un phénomène physique requiert des campagnes d'expérimentations afin de les observer directement ou indirectement, de définir les hypothèses simplificatrices nécessaires à sa mise en équation et de valider les résultats obtenus. En effet, quelles que soient les méthodes numériques de simulation employées, aussi précises, ou retraçant aussi finement que possible la physique du phénomène, elles ont toujours besoin de conditions initiales précises, et de conditions aux limites réalistes, qui sont très difficiles à maîtriser tant numériquement qu'expérimentalement. Une très légère différence dans ces conditions peut changer fondamentalement les résultats obtenus, surtout si les équations différentielles employées sont très sensibles à ces valeurs limites. Cette incertitude sur les limites du domaine étudié fait qu'il est nécessaire de vérifier de façon plus sure les résultats, pour au moins un cas d'étude donné, ce qui permettra de confirmer les autres, et ainsi utiliser le calcul numérique comme outil d'aide à la conception de systèmes.

Le cas qui nous concerne est la vérification globale des résultats obtenus par simulation dans l'étude d'un jet d'air froid plan horizontal submergé qui semblent intéressants. En effet, ils montrent une forte instabilité numérique de l'enveloppe du jet pour de fortes différences de température, et sur de longues distances, sous forme de battements et de bouffées. De plus, la décroissance et l'épanouissement semblent garder, pour le cas non isotherme, une forme équivalente au cas isotherme, jusqu'à une certaine limite (pour un nombre d'Archimède initial supérieur à 8.10^{-3} par exemple). Il reste maintenant à confirmer ces tendances par une expérimentation.

Celle-ci a été entreprise chez notre partenaire l'IMRA, dans la nouvelle chambre climatique, afin de maîtriser les conditions de température et d'humidité de l'ambiance. Nous avons réalisé deux types de buses, et, après avoir vérifié l'uniformité des profils initiaux des vitesses et des températures pour un jet plan dont le rapport de forme est égal à *10*, nous avons choisi, après un examen de la bibliographie, de visualiser le jet par une méthode employant une caméra thermique, filmant la trace du jet laissée sur un film en fibres de verre poreux. Les images recueillies donnent la forme du jet, ainsi que la température en chaque pixel[1].

[1] L'image acquise par la caméra a une certaine résolution. Celle-ci représente la taille de la surface unité dont est formée l'image. Ce "point" unité est nommé le pixel.

Cette campagne de mesure est la première faite dans la chambre climatique. De ce fait, le choix des systèmes de visualisation et de mesure des grandeurs d'un écoulement ne sont pas encore complètement décidés. Le choix que nous avons fait (mesure par caméra infrarouge) semble donner de bons résultats qu'il faut tout de même relativiser de part le nombre important de sources d'erreurs inhérentes à ce type de mesure.

Le temps qui nous est imparti pour la réalisation des cas d'étude ne nous permettant pas d'acquérir la maîtrise des techniques expérimentales des mesures infrarouges, elles ont été réalisées par Pierre Vialle, du G.E.A. de Poitiers, car ce type d'expérimentation demande une expérience éprouvée dans le domaine, afin de progresser plus rapidement. Les résultats obtenus récemment font encore l'objet de dépouillements afin de déduire un protocole expérimental permettant de traiter avec le plus de précision possible les jets d'air horizontaux non isothermes pesants [Vialle97].

Le but de ce chapitre n'est pas de donner des résultats expérimentaux fiables pour un certain nombre de cas d'études, car cela représenterait un travail de thèse à part entière. Il s'agit plutôt, dans le cadre de cette thèse, de montrer les premiers résultats nous permettant de vérifier les ordres de grandeurs des phénomènes étudiés, afin d'expliquer dans quelle mesure les résultats globaux des simulations numériques entreprises peuvent être validés.

3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous décrivons dans ce paragraphe le dispositif expérimental que nous avons mis au point, et qui est installé à l'IMRA. Il permet de réaliser les études concernant les jets d'air plans (avec un rapport de forme égal à *10*) horizontaux non isothermes pesants.

3.2.1 LA CHAMBRE CLIMATIQUE

Cette chambre, construite dans les locaux de l'IMRA à Sophia-Antipolis, a une forme parallélépipédique, et des dimensions intérieures utiles de *7x4x3* mètres. On doit pouvoir y introduire, ultérieurement, un véhicule automobile. Cet important volume est conditionné en température et en humidité par un écoulement laminaire issu de toute la surface du plancher et du plafond. Ceci permet d'obtenir de manière uniforme et rapide une condition d'ambiance donnée.

Les parois sont fortement isolées, ce qui permet de garder des conditions sans écoulement de régulation pendant une période suffisamment longue pour réaliser une mesure fiable au repos. La face interne des parois est en acier inox, avec un bon coefficient de réflexion, qui minimise le rayonnement thermique pouvant perturber les expérimentations faites par caméra infrarouge.

Dans le cadre de notre étude, la chambre a été séparée en deux par une paroi en styrodur[2], pour isoler l'ambiance de la chambre de l'appareillage des conduits amenant le jet dans l'enceinte. Le jet est introduit dans la zone d'étude, à partir de la zone technique, au travers du panneau isolant par un orifice calibré. Le schéma de cette chambre est représenté sur la figure suivante (Figure 3-1).

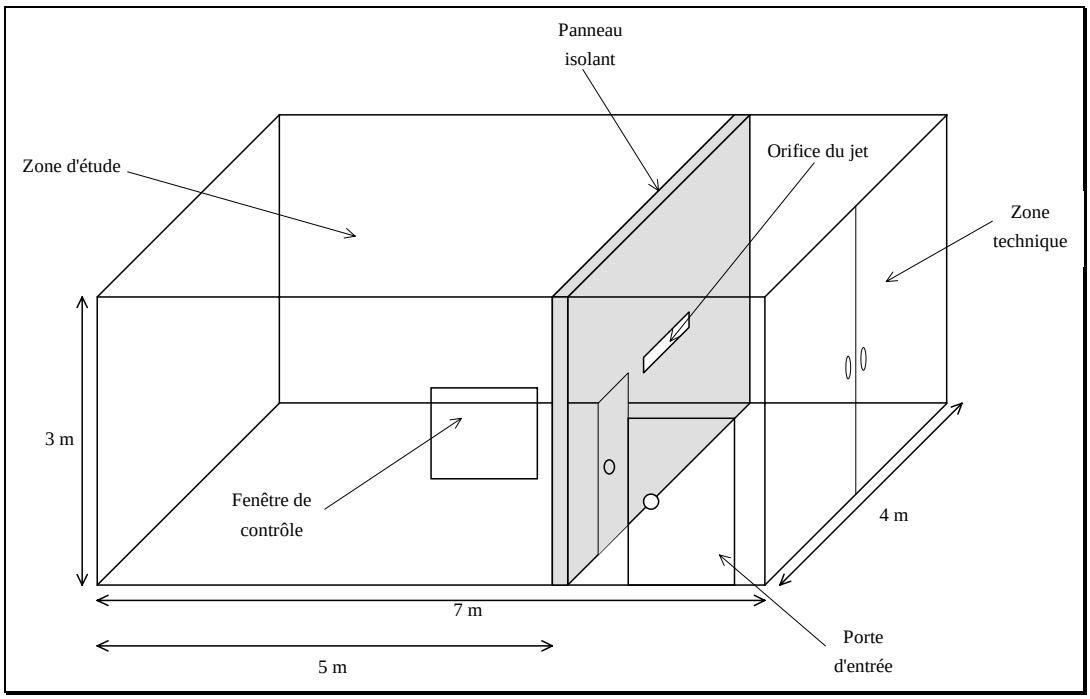


Figure 3-1 : Schéma de la chambre climatique

[2] Matériau isolant d'épaisseur *5* cm d'apparence similaire au polystyrène extrudé, servant à l'isolation des habitations.

Les mesures des températures intérieures sont réalisées à l'aide de sondes platines (disposées sur les parois et dans le volume d'étude). Les vitesses initiales sont mesurées par huit anémomètres à fils chauds, et l'humidité à l'aide d'hygromètres capacitifs. Les mesures sont acquises sur une station de travail de type *HP 9000 série 715* travaillant sous Unix[3] et utilisant HP-Vee[4].

3.2.2 PRODUCTION DU JET

Nous désirons introduire un jet d'air froid dans une enceinte de température plus élevée. Le circuit permettant de produire l'écoulement est constitué par un ventilateur puisant l'air dans un groupe froid (placé à l'extérieur de la chambre climatique), de résistances chauffantes placées après le ventilateur permettant ultérieurement de produire des jets chauffés, puis de la bouche d'injection introduisant un jet calibré dans la seconde partie de la chambre. La première partie, elle, contient les tuyauteries, le ventilateur, ainsi que les résistances chauffantes.

Nous avons réalisé deux bouches d'injection : l'une produit un jet de mur (Figure 3-2), l'autre prolongée par un conduit de *20* cm un jet de buse (Figure 3-3). Les deux ont la même surface de sortie (*5* cm d'épaisseur sur *50* cm de longueur), et sont équipées de plaques internes pour l'homogénéisation de l'écoulement afin d'obtenir un profil de jet le plus uniforme possible.

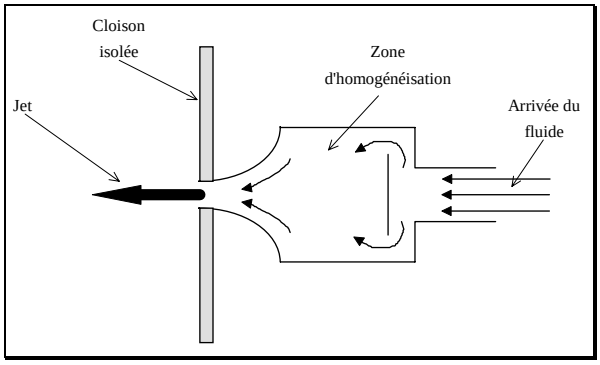


Figure 3-2 : Bouche d'injection pour le jet de mur

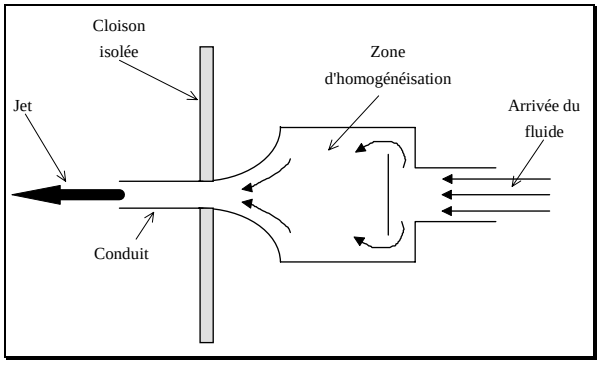


Figure 3-3 : Bouche d'injection pour le jet de buse

Dans notre cas, le jet est produit à partir du groupe froid. Sa température est mesurée à la sortie de la bouche pour apprécier la différence avec l'ambiance de la chambre climatique, mais elle est régulée dans le groupe froid. Ceci peut introduire un facteur d'erreur dû à la fluctuation des échanges thermiques avec l'extérieur.

La vitesse du ventilateur est réglable, et a été étalonnée afin d'obtenir rapidement le débit de fluide injecté voulu. Les vitesses d'injections ne peuvent pas être trop élevées à cause des pertes de charges induites par les conduits amenant le fluide à la bouche. De plus, la surface d'entrée du fluide dans la chambre est calibrée, accentuant les pertes. La bouche de sortie se situe au milieu de la paroi en styrodur (Figure 3-4).

[3] Système d'exploitation multi-tâches et multi-utilisateurs ayant un bon niveau de sécurité.

[4] Logiciel d'acquisition de métrologie avec interface graphique performante, développé par Hewlett Packard.

Nous pouvons ainsi représenter un jet plan de mur ou de conduit. Cependant, il ne faut pas oublier le fait que le jet plan tridimensionnel devient axisymétrique dans la fin de sa troisième zone, surtout dans le cas d'un rapport de forme peu élevé.

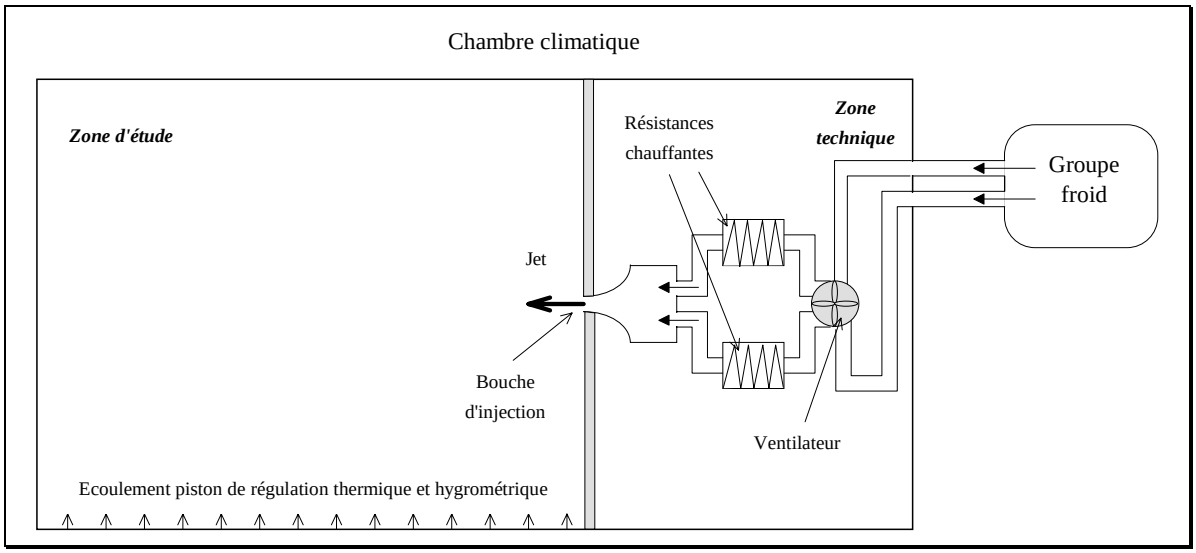


Figure 3-4 : Schéma du circuit de jet dans la chambre climatique

3.2.3 METHODE DE VISUALISATION

Ne possédant pas à l'heure actuelle, de moyen d'anémométrie laser, le champ des vitesses n'a donc pas pu être exploré. De plus, sa détermination n'aurait pas été aisée en présence des recirculations dans la chambre, qui auraient perturbé l'écoulement au cours de la mesure. Dans le cas du jet horizontal, nous ne pouvons pas faire appel à un écoulement piston au cours de la mesure pour empêcher cette recirculation. En effet, le jet froid pesant tombant dans l'enceinte, il est impossible de pallier à l'entraînement du fluide par un dispositif quelconque sans influencer sa trajectoire. Le seul moyen simple de visualiser ce type de jet est d'employer une méthode prenant un cliché de l'écoulement dans son entier à un instant donné, proche de l'instant initial.

3.2.3.1 Principe de visualisation par caméra infrarouge

La technique donnant un cliché ou une séquence de l'écoulement est possible si l'on peut observer le champ des températures. En effet, l'utilisation d'une caméra infrarouge permet d'obtenir une image globale du jet. Le procédé consiste à mettre dans l'écoulement une feuille d'un matériau à forte émissivité connue, ne perturbant pas l'écoulement. En faisant l'hypothèse qu'il est en équilibre avec le jet, nous pouvons déduire le champ thermique bidimensionnel du jet de celui du matériau.

La technique infrarouge est employée aussi bien dans la détermination du champ thermique de l'ambiance au sein des bâtiments [Anderson91], que de celle des véhicules automobiles [Burch94]. Son emploi est apprécié car l'acquisition des données peut s'effectuer sans ensemencer l'écoulement avec une substance qui pourrait polluer l'intérieur de l'enceinte explorée.

Anderson[91] utilise pour son étude un film perpendiculaire à l'écoulement en fibre de verre d'une épaisseur de *0,25* millimètre et d'une porosité de *70 %* permettant au fluide de passer au travers, afin qu'il ne s'y forme pas de couche limite.

De plus, l'auteur donne un temps de réponse de la fibre de *0,3* seconde, ce qui est suffisamment peu élevé pour pouvoir observer les instabilités du jet. Le même matériau est choisi dans l'étude au sein d'un véhicule [Burch94].

Nous avons donc légitimement choisi ce matériau pour effectuer nos expérimentations. Cependant, au cours du calibrage de son émissivité, nous n'avons pas réussi à obtenir un contraste assez élevé. Il a fallu alors peindre la fibre de verre avec une peinture spéciale à forte émissivité, qui permet d'augmenter le contraste, mais au détriment de la porosité initiale.

Néanmoins, il est primordial d'obtenir une image nette et contrastée pour l'analyse des champs de températures. Le manque de porosité va uniquement influencer le développement de la couche limite sur le film, qui pourrait se substituer à l'écoulement global.

Le film de fibre de verre employé a une longueur de *1,60* mètres et *1* mètre de hauteur. Cela semble suffisant dans la gamme de vitesses que nous comptons explorer. L'écoulement sera représenté dans son ensemble. En dehors des limites du film, l'influence du jet ne pourrait être détecté à cause des écarts trop faibles de températures.

Le positionnement du film et de la caméra dans la zone d'étude de la chambre climatique est présenté sur la figure suivante (Figure 3-5).

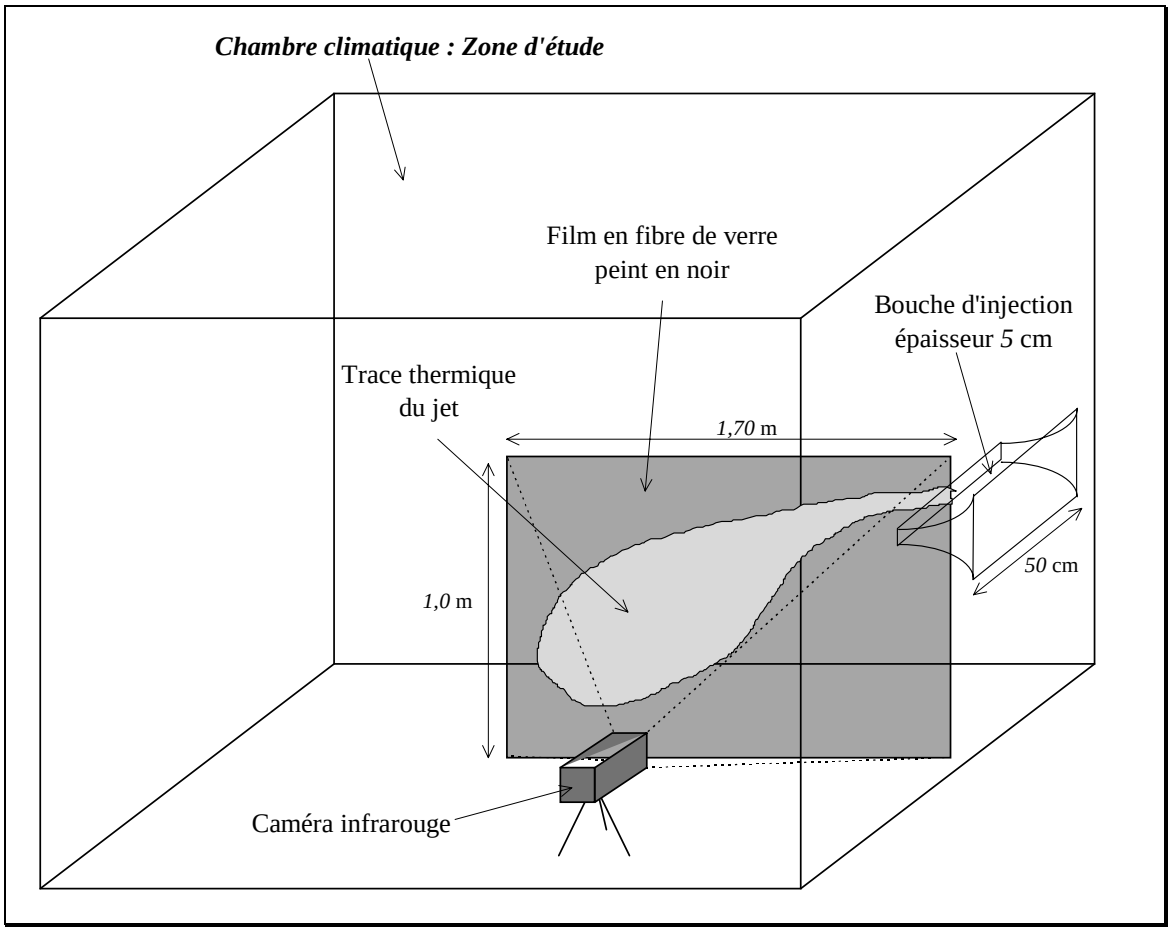


Figure 3-5 : Schéma du montage expérimental de visualisation par caméra infrarouge

3.2.3.2 Réglages à effectuer

Avant de pouvoir effectuer des acquisitions, il faut vérifier :

- *la mise au point de la caméra*.

Il s'agit du réglage de l'objectif jusqu'à l'obtention d'une image de contrôle nette.

- *la validité des gammes de températures données par la caméra thermique*.

Pour cela, il faut déterminer avec précision l'émissivité du film en fonction de la température. Elle a été trouvée égale à *0,96* par une série de mesures pour des températures fixées de la chambre climatique. Ces mesures ont été menées pendant un temps suffisamment long pour mettre le film de fibre de verre en équilibre et ajuster la température donnée par la caméra avec celle donnée par les sondes d'air de la chambre. Les essais ont été réalisés dans une gamme de température de *0 °C* à *20 °C*, qui est la gamme dans laquelle les expérimentations sont prévues.

- *Il faut aussi procéder à quelques prises de vue dans un cas dynamique*.

C'est au cours de ces expérimentations qu'il a été remarqué que la paroi située derrière le film provoquait une erreur systématique sur les mesures (au travers de la porosité). Il a donc été nécessaire de rajouter un film en papier noirci derrière celui en fibre de verre, qui réduit à néant la perméabilité de la fibre de verre, mais permet d'obtenir une image du champ de bonne qualité.

Ces réglages effectués, les écarts obtenus entre les valeurs des sondes platines et les valeurs de la caméra sont compatibles avec les marges d'erreurs données par les constructeurs (*0,7 °C* pour les sondes et *0,5 °C* pour la caméra infrarouge).

Toutes ces modifications apportées à la qualité du film vont entraîner des erreurs relatives à la taille du champ des températures, car l'inertie et la porosité du matériau employé filtrent ou amplifient certains phénomènes faiblement perçus. Nous décrivons ici les précautions quant à l'interprétation de tels résultats, et la nécessité de définir un protocole expérimental strict, afin de minimiser les autres erreurs inhérentes à toute expérimentation.

3.2.4 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

Nous allons exposer le protocole expérimental employé pour le cas d'étude qui nous concerne. Toutes les expérimentations entreprises ont été faites suivant le protocole défini ci-après.

- L'acquisition d'images par la caméra infrarouge oblige à définir un repère et des unités sur le film de fibre de verre, afin de pouvoir retrouver les distances mises en jeu lors du traitement des images. Pour cela, un repérage est effectué sur le film en utilisant la pointe d'un fer à souder pour visualiser trois points de l'image et définir ainsi les axes des coordonnées.

- Les expérimentations sont faites pour des températures d'air très faibles (≈ 5 °C). En effet, cela permet d'éviter un rayonnement parasite trop important des parois de la chambre climatique. La mise en température de l'air de la chambre se fait rapidement grâce à l'écoulement piston uniforme.

Cependant, il faut attendre un temps beaucoup plus conséquent pour obtenir une uniformisation des températures des parois.

- Le groupe froid ayant un débit limité, et la montée en température de l'air dans les conduits l'amenant dans la chambre n'étant pas négligeable, il faut descendre la température du groupe à son niveau le plus bas pour faire des réserves de froid permettant d'effectuer un soufflage uniforme sur une durée acceptable.

La limitation de ce groupe froid, et le rayonnement des parois pour des températures trop élevées réduisent l'écart maximal des températures qui peut être obtenu pour le jet non isotherme testé. L'écart maximum obtenu est de *14°C*, ce qui est peu comparé aux simulations faites dans le chapitre précédent, et aux écarts que l'on peut trouver au sein d'habitacles automobiles. Cependant, même pour de faibles différences de température, les résultats peuvent nous renseigner sur le comportement des jets d'air non isothermes pesants.

- La chambre climatique en température, et le groupe à son maximum de production, l'écoulement piston de la chambre est coupé afin d'établir un environnement au repos.

- Le ventilateur du jet d'air est mis en fonction et l'on peut visualiser l'établissement de l'écoulement en régime instationnaire. Cette acquisition ne fait pas partie des données exploitables, mais permet d'obtenir qualitativement une séquence d'images. Pour atteindre un résultat exploitable de manière quantitative pour le repérage de l'axe du jet, il faut attendre une à deux minutes afin d'arriver à l'équilibre du jet avec le film.

Ce délai est assez conséquent et empêche l'observation des instabilités rencontrées sur les frontières du jet. Celles-ci ont pourtant été observées par Anderson[91] avec un film en fibre de verre au temps de réponse plus court que celui que nous utilisons.

En définitive, nous pouvons faire les remarques suivantes concernant les expérimentations réalisées en suivant le protocole précédent :

- L'inertie du film joue un rôle de filtre vis à vis des phénomènes fluctuants de faible constante de temps,
- L'absence de porosité du film superpose une couche limite thermique à l'écoulement observé,
- L'acquisition sur une longue période dans la chambre climatique sans écoulement piston induit une recirculation qui va influencer le mouvement du jet. Cependant, cet effet est atténué par l'inertie du film pour ce qui est de l'exploitation des profils des températures.

Ces perturbations induites par la présence du film, et par le confinement de la chambre ne seront pas discutées dans le cadre de cette thèse. La tâche est trop importante, et demanderait de nombreuses autres expérimentations pour parvenir à quantifier ce type de phénomène.

3.2.5 PROFILS EN SORTIE DE BOUCHE

La vérification des caractéristiques d'un jet non isotherme ne peut se faire que si l'on a un profil initial des vitesses et des températures uniforme. En effet, la forme de ces profils conditionne la formation des couches de mélange sur les frontières du jet, et par là même modifie le comportement du jet. Si les profils n'ont pas une forme plateau, les coefficients caractéristiques, ainsi que l'axe du jet vont s'en trouver modifiés.

Nous allons vérifier l'allure de ces profils, et déterminer les fluctuations initiales moyennes.

3.2.5.1 Type de mesures effectuées

Nous avons huit thermo-anémomètres à fil chaud (de Marque MTE : type TAV10) comportant deux gammes de mesures des vitesses (0/1 m/s et 0/10 m/s) et une mesure de température par sonde platine. Ils ont été régulièrement répartis sur la largeur de la bouche du jet plan. Les mesures données sur le schéma ci-dessous sont celles de la prise de vitesse de l'écoulement ; la prise de mesure de la température est décalée d'environ un demi centimètre vers le bas par rapport à celle de la vitesse.

Les acquisitions des vitesses sont effectuées au moyen d'une carte 64 voies à relais mécaniques (HP E 1476 A) montée sur un châssis VXI (HP E 1401 B). Ce montage ne permet pas ne acquisition rapide.

Les mesures sont effectuées de trois façons différentes afin de couvrir la surface de l'orifice :

- horizontalement au milieu de la bouche,
- en diagonale montante en partant de la gauche,
- en diagonale montante en partant de la droite.

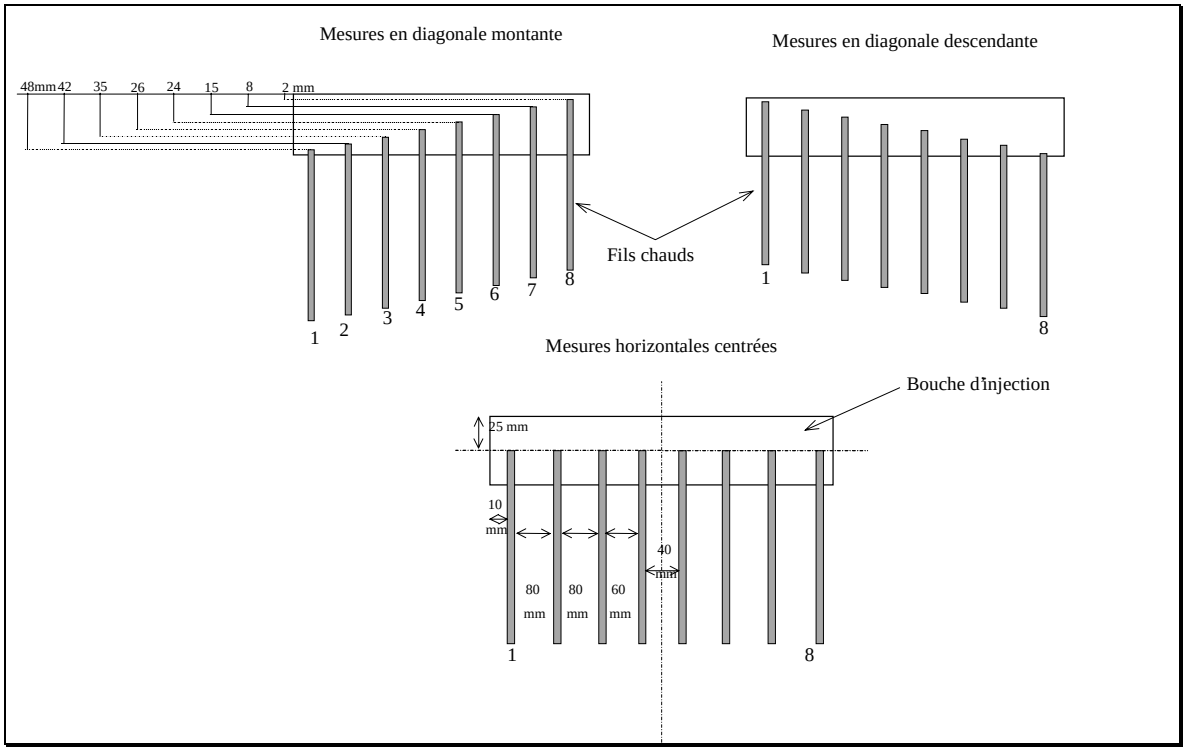
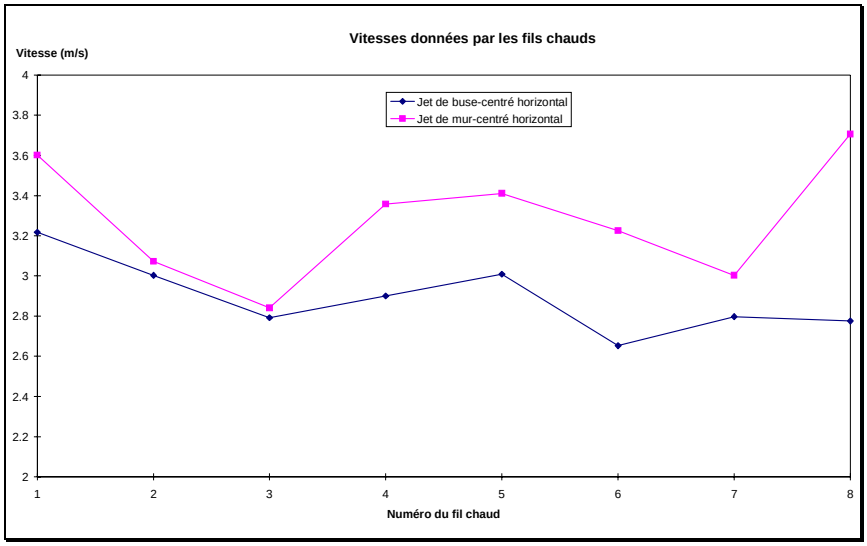


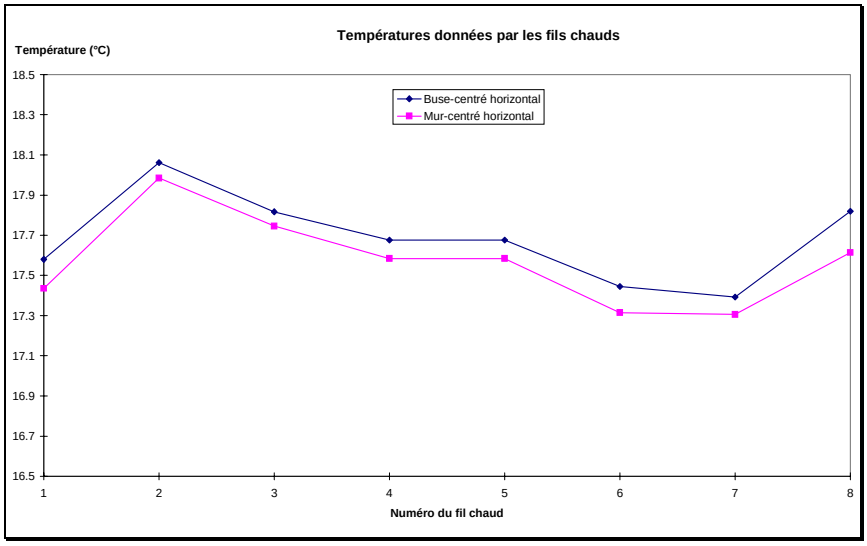
Figure 3-6 : Schéma des mesures en sortie de bouche d'injection

3.2.5.2 Vitesses et températures

L'acquisition des mesures de chaque fil chaud est effectuée pendant *5* minutes avec un pas de *17* secondes, ce qui représente *16* mesures que l'on moyenne. Celles-ci ont été effectuées pour la bouche servant à produire le jet de mur et le jet de buse. Les résultats obtenus pour les vitesses et les températures sont représentés tout d'abord, pour le cas des mesures horizontales centrées.



Courbe 3-1 : Vitesses horizontales prises à la sortie de l'orifice



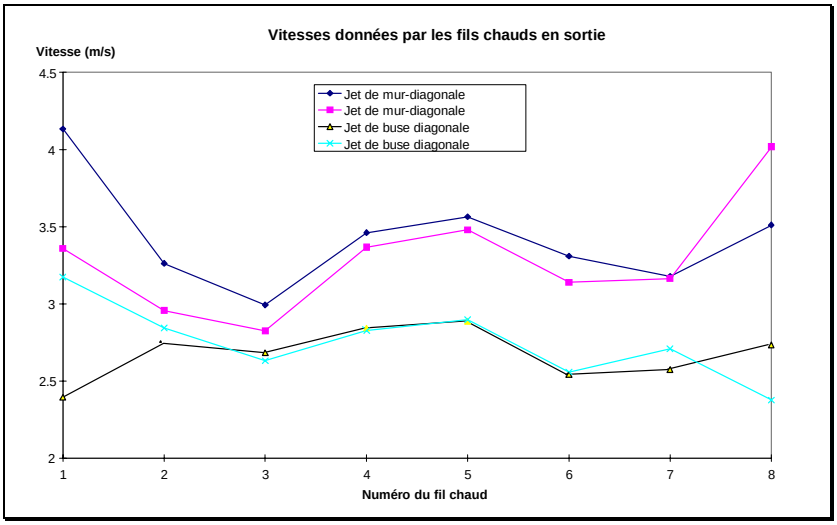
Courbe 3-2 : Températures horizontales prises à la sortie de l'orifice

Ces mesures montrent, dans le cas des vitesses pour le jet de mur, une différence plus grande entre les fils chauds. Cependant, ces erreurs restent acceptables. En effet, les deux fils chauds externes (*N°1* et *N°8*) donnent des résultats différents qui peuvent s'expliquer par la présence des parois latérales de la bouche. Le jet de buse semble plus uniforme, le conduit stabilise l'écoulement à la sortie du convergent, tout en ajoutant une légère perte de charge qui réduit la vitesse moyenne.

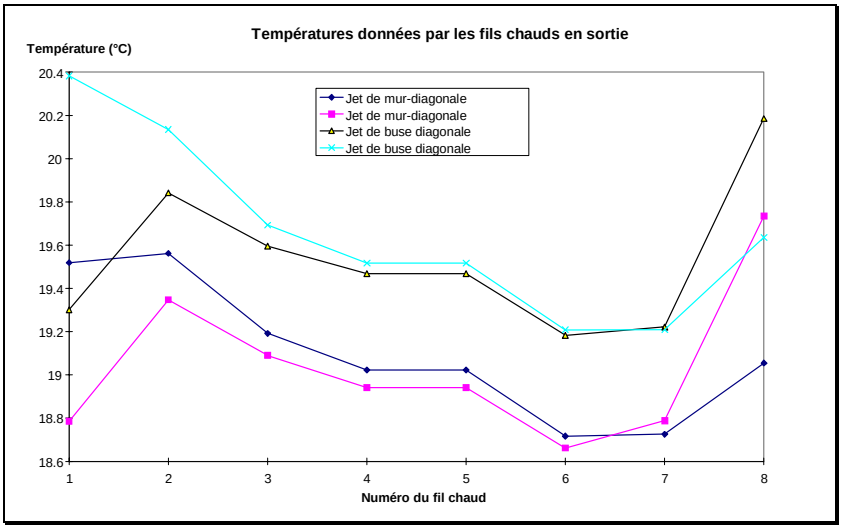
Pour ce qui est des températures, le profil sur la largeur du jet est suffisamment uniforme et le conduit, chauffé par l'ambiance, augmente légèrement la température du fluide. De plus, comme dans le cas de la vitesse, les fils chauds extrêmes montrent des différences plus importantes.

En définitive, les profils horizontaux des vitesses et des températures peuvent être considérés comme étant "plateau", à l'exception des effets de bords. En effet, les différences dans les résultats obtenus restent de l'ordre de grandeur de la précision des instruments de mesure employés.

Voyons maintenant les mesures effectuées en diagonale :



Courbe 3-3 : Vitesses prises en diagonale à la sortie de l'orifice



Courbe 3-4 : Températures prises en diagonale à la sortie de l'orifice

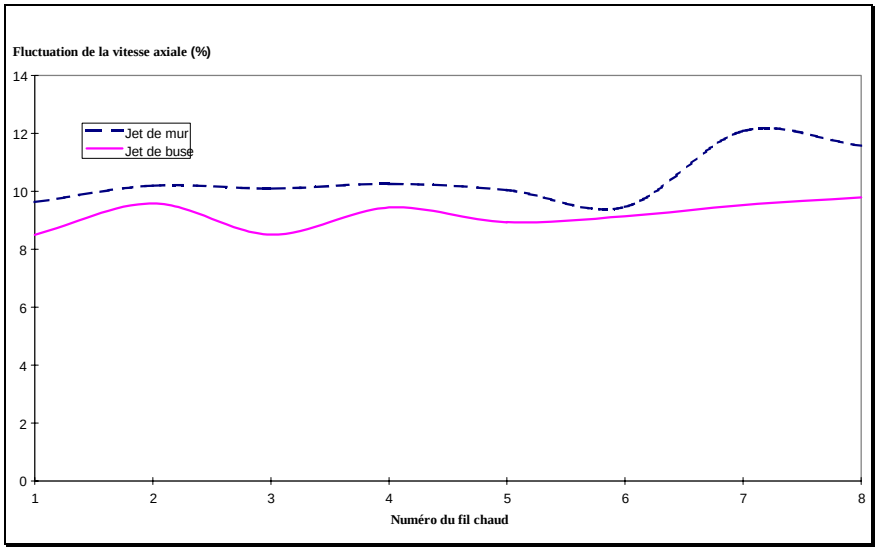
Nous retrouvons sur ces courbes la différence de localisation de la prise de mesure des vitesses et des températures. En effet, comme nous l'avons énoncé précédemment, le thermocouple donnant la température et servant au calcul de la vitesse, se situe en dessous du fil chaud. Par conséquent, dans le cas du fil chaud N°1 pour la diagonale montante, et du fil chaud N°8 pour la diagonale descendante, le thermocouple ne se situe plus exactement dans l'écoulement mais à sa frontière, qui peut avoir des valeurs de la température ou de la vitesse très fluctuantes.

Cet effet est très distinctement visible sur les mesures de températures (Courbe 3-4). Il est un peu plus atténué dans le cas des mesures des vitesses (Courbe 3-3).

Excepté les différences aux bords de l'orifice, les valeurs obtenues dans les diagonales semblent être d'une uniformité acceptable par rapport à la précision des instruments de mesure. Nous remarquons encore la différence entre le jet de mur et le jet de buse au niveau de la baisse de la vitesse moyenne et de l'augmentation de la température du jet.

3.2.5.3 Fluctuations moyennes des vitesses

Afin d'évaluer la fluctuation moyenne des vitesses que nous obtenons avec de tels orifices de sortie, nous avons fait une acquisition plus rapide des vitesses et des températures. Ces mesures sont effectuées toutes les deux secondes sur une période de dix minutes, pour la configuration horizontale centrée des fils chauds (Figure 3-6). Nous montrons ces fluctuations de vitesse axiale en pourcentage pour les deux types d'orifices.



Courbe 3-5 : Fluctuation moyenne de la vitesse axiale à la sortie de l'orifice

Nous remarquons une bonne uniformité de ce paramètre, prenant une valeur moyenne de *10 %*. Nous n'avons pas effectué de mesures pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, ni pour d'autres différences de températures.

Par contre, dans le cas des mesures prises pour les diagonales, avec un nombre de points beaucoup moins important, nous retrouvons, dans tous les cas, des fluctuations de l'ordre de *10 %*, excepté sur les bords où la sonde platine est en dehors de l'écoulement principal, avec des valeurs pouvant varier davantage (jusqu'à *14 %*).

L'intensité de la turbulence n'a pu être mesurée car le matériel employé (carte d'acquisition munie de relais mécaniques) ne permettait pas d'acquisition assez rapide pour pouvoir effectuer des moyennes statistiques précises.

Conclusion :

L'étude des profils des vitesses et des températures mesurés à la sortie de la bouche d'injection a montré une bonne uniformité dans toute la surface du jet, à l'exception des bords. Cependant, cette différence n'est pas uniquement due à la présence de la couche limite sur les bords de l'orifice. En effet, elle est surtout due à la position extrême de l'appareil de mesure, en l'occurrence, la position inadéquate de la sonde platine servant à mesurer la température du fil chaud.

Ces aberrations concernant les extrémités, ainsi que le manque de résultats d'acquisition rapide montrent qu'il est nécessaire d'entreprendre d'autres mesures des profils en sortie de bouche avec des moyens plus appropriés (Carte à relais électroniques pour les fils chauds, ou anémométrie laser).

De nouvelles mesures avec différentes positions de la plaque d'homogénéisation nous permettraient de confirmer les tendances observées pour les fluctuations des vitesses, afin de pouvoir déduire une intensité de la turbulence induite par ce type d'orifice.

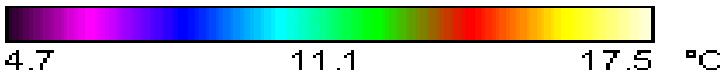
Les résultats obtenus dans ce travail nous permettent d'éviter d'obtenir des erreurs trop importantes dans les mesures ultérieures. Il peut donc être entrepris une série d'expérimentations sur les jets d'air froid plans.

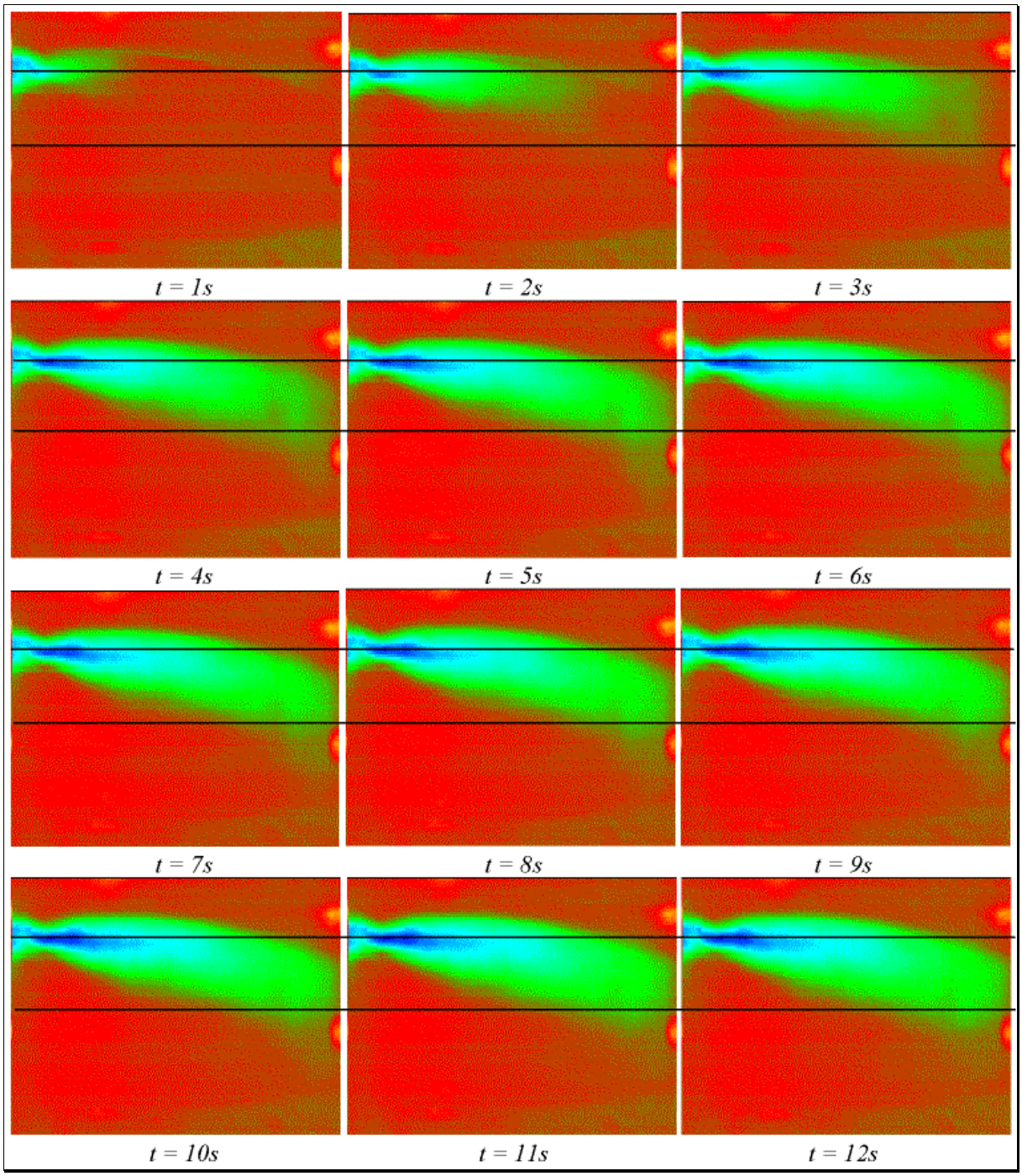
3.3 VISUALISATION INSTATIONNAIRE

3.3.1 PROFILS DES TEMPERATURES

Nous montrons une séquence d'images acquises par caméra infrarouge de l'établissement d'un jet d'air froid sortant d'une buse (Figure 3-3), et ayant les caractéristiques suivantes : vitesse de sortie *2 m/s*, différence de température initiale *10 °C*, fluctuations moyennes *10 %*. Les images sont acquises toutes les secondes.

Echelle des températures :





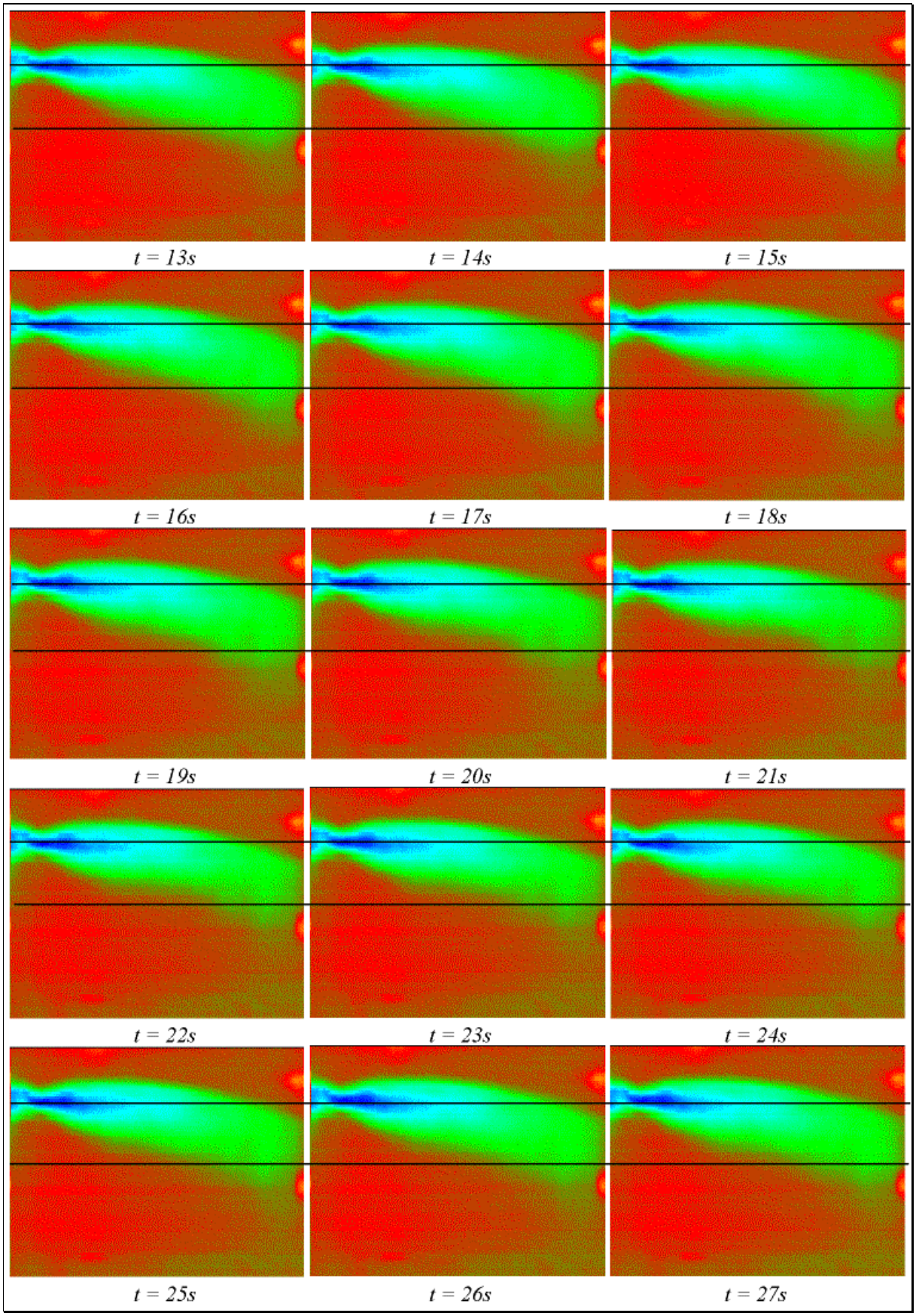


Figure 3-7 : Séquence d'images infrarouges représentant les isothermes d'un jet froid

3.3.2 INTERPRETATION DE LA SEQUENCE

Nous avons tracé deux axes sur la séquence d'images afin de repérer les fluctuations des températures sur les bords du jet. Un est placé sur l'axe de la bouche d'injection, l'autre est pris au milieu de l'image. Les fluctuations sont visibles sur la partie droite de l'image au niveau des axes.

La zone représentée sur ces images n'étant que de *1* mètre de hauteur sur *1,60* mètre de longueur, les fluctuations ne sont pas aussi visibles que dans le cas des simulations sur une zone de *3x4* mètres. Cependant elles existent, mais il est difficile de les montrer sur cette séquence. Elles sont beaucoup plus visibles en faisant une animation temporelle de ces images.

Une autre cause de l'atténuation des instabilités thermiques de l'écoulement est la qualité du matériau permettant de visualiser sa trace thermique. La fibre de verre ayant été peinte, puis, un papier noirci ayant été ajouté pour limiter le rayonnement parasite, la porosité initiale requise pour empêcher la présence du film de perturber le jet n'existe plus. En outre, l'inertie du film a été augmentée, et joue un rôle de filtre aux phénomènes instationnaires ayant de petites constantes de temps. Il a acquis un temps de réponse largement supérieur à la seconde et ne permet pas de transcrire les bouffées ou un battement pour de faibles écarts de température. En effet, nous avons remarqué qu'à l'arrêt du jet, le film mettait environ une dizaine de secondes pour restituer une température homogène et égale à celle de l'ambiance.

Nous ne pouvons pas, dans l'état actuel des données expérimentales, déduire l'influence du film sur l'écoulement. Nous pouvons tout au plus constater un rôle de filtre. Ce type d'étude est très délicat à effectuer, et d'autres auteurs s'y affairent [Anderson91, Burch94].

La visualisation, même filtrée, de l'instabilité des profils de température du jet non isotherme, sur une courte distance, et établie dans un volume de taille finie, permet de prouver que le battement numérique observé au chapitre précédent relatait l'incapacité du modèle numérique employé, à traduire correctement les instabilités physiques du jet.

En effet, si nous regardons la simulation à distance égale, nous remarquons un battement beaucoup moins important, qui ne peut être considéré comme une représentation physique des instabilités thermiques présentes sur les frontières du jet. Mais celles-ci peuvent être interprétées par l'incapacité à modéliser le détachement de structures en forme de vortex issues de l'entraînement du fluide extérieur par le jet.

Comme nous le verrons dans le dernier chapitre, ces détachements sont bien visibles à l'aide d'un traceur dans l'écoulement, tel que nous l'avons en présence de gouttelettes d'eau saturées, dans le cas du jet de brumisation que nous avons observé.

Ces simples visualisations ont donc levé l'ambiguïté quant à la part physique réelle du battement et des bouffées observées dans l'étude numérique. Il faut quand même attendre d'autres campagnes de mesures avec un matériau ayant une inertie inférieure, pour pouvoir quantifier la part numérique de la part physique d'un tel phénomène observé dans un grand volume.

Les bouffées thermiques existent bien pour des écarts de températures assez conséquents. Pour ce qui est de la fin de l'écoulement (calculé numériquement), nous entrons dans des gammes de vitesses et de températures proches de celles rencontrées en convection naturelle. Or, dans ce domaine, les hypothèses posées dans le calcul numérique, ainsi que la grille de calcul ne sont plus adéquats, ce qui explique les bouffées de grande amplitude observées près des frontières.

La combinaison des erreurs dues aux simplifications inhérentes au calcul numérique, et des erreurs de mise au point et de mesures de l'expérimentation, font que l'interprétation et la confrontation des résultats restent valables avec une certaine marge. Celle-ci peut être réduite par la suite, moyennant la réalisation d'autres observations de ce type de phénomène. Les premiers résultats sont tout de même encourageants, et permettent de justifier la poursuite des études entreprises.

Ces visualisations ne permettent pas d'observer l'effet de la couche limite sur le film, ni de quantifier l'inertie thermique du film. Ce sont seulement les premiers essais effectués afin d'établir la faisabilité d'une telle méthode de visualisation. Ces premiers résultats montrent qu'il faut quantifier ces phénomènes afin de les soustraire à l'écoulement global pour en mesurer les caractéristiques réelles. Ceci nous permettant ultérieurement une validation quantitative de la méthode numérique employée pour le calcul des jets horizontaux pesants.

3.4 CONFRONTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES

Nous allons comparer dans ce paragraphe les résultats des premières expérimentations faites dans la chambre climatique avec ceux numériques associés. Les acquisitions faites par caméra infrarouge donnent une température en chaque pixel de l'image recueillie. Les mesures sont effectuées après une minute, toutes les secondes, pendant *80* secondes. Ensuite, la moyenne des valeurs sur ces *80* images donne les résultats que nous allons présenter.

A partir de ces valeurs, nous cherchons l'axe du jet (lieu des points ou la différence de température est minimum) ainsi que la croissance de la température sur cet axe. Par contre, nous ne pouvons pas comparer les vitesses, car elles ne peuvent pas faire l'objet de mesure actuellement.

Pour ce qui est des résultats numériques, nous avons effectué des calculs sur deux minutes avec les mêmes conditions initiales. Ceux ci ont été réalisés avec le protocole de calcul défini précédemment, et nous représentons les résultats sur les mêmes courbes que le cas expérimental. Les valeurs des coefficients caractéristiques du jet sont données pour chacun des quatre cas d'études dans le tableau suivant :

Jet libre plan (e = 5 cm), intensité de turbulence initiale = 10 % Paroi contenant l'orifice : adiabatique				
Cas d'étude	1er Jet de mur *1* m/s ΔT = *6*°C	2ème Jet de mur *2* m/s ΔT = *6*°C	3ème Jet de mur *2* m/s ΔT = *13*°C	4ème Jet de buse *2* m/s ΔT = *11*°C
Re_0	*3189*	*6377*	*6377*	*6377*
Ar_0	$9{,}8.10^{-3}$	$2{,}4.10^{-3}$	$5{,}5.10^{-3}$	$4{,}6.10^{-3}$
K_{2u}	*1,67*	*2,1*	*2,05*	*2,1*
$K_{2\theta}$	*1,69*	*2,0*	*2,07*	*2,05*
Ψ	*0,4*	*0,4*	*0,4*	*0,5*

Tableau 3-1 : Coefficients de décroissances axiales calculés numériquement

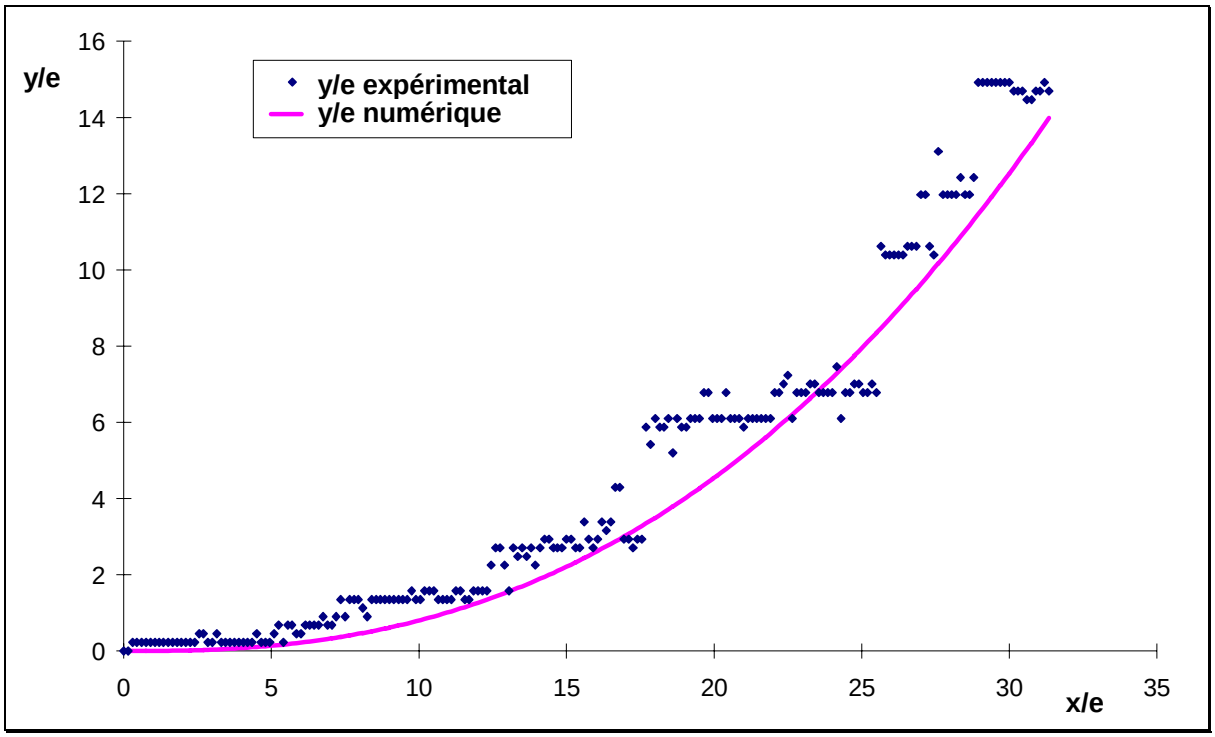
Munis des coefficients caractéristiques, nous pouvons comparer les tracés obtenus numériquement avec les points expérimentaux.

3.4.1 TRAJECTOIRE DU JET

Sa détermination est effectuée par la recherche de l'ordonnée pour laquelle la température est minimale pour chaque abscisse de l'image moyenne. Les points sont plus ou moins dispersés suivant le cas d'étude. Nous présentons ici les résultats pour quelques cas.

1er Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 1$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *6 °C*. ($Re_0 = 3189$, $Ar_0 = 9{,}8.10^{-3}$)



Courbe 3-6 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour $U_0 = 1$ m/s et $\Delta T = 6$ °C

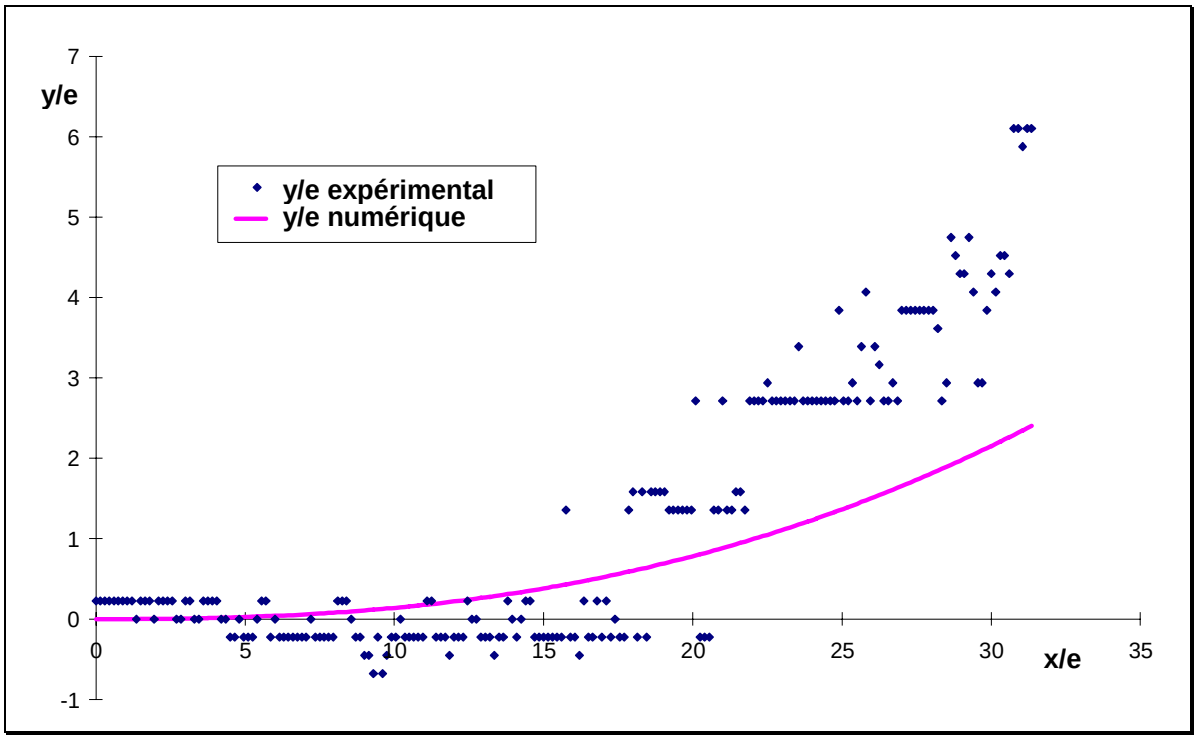
Nous trouvons un bon accord avec la simulation équivalente. Les valeurs des coefficients d'épanouissement sont moyennées autour des valeurs obtenues aux positions extrêmes du battement, et pour une longueur un peu inférieure au cas expérimental. De plus, les coefficients sont déterminés de manière identique au cas isotherme, c'est à dire à partir d'une régression sur la troisième zone du jet (*11e* après l'orifice). Les valeurs des coefficients utilisés pour déterminer l'axe du jet sont dans ce cas : $K_{2u} = 1{,}67$, $K_{2_\theta} = 1{,}69$, $\Psi = 0{,}4$.

Nous voyons que l'axe du jet a une courbure un peu sous estimée par rapport aux valeurs expérimentales. Cependant, celles-ci sont assez dispersées sur la fin du jet. Si l'on avait des résultats moins filtrés, nous pourrions sans doute observer des fluctuations plus importantes permettant de mieux apprécier les instabilités du jet.

La longueur de la région stable, calculée à partir du nombre d'Archimède critique pour ce cas de figure est à peine supérieure à *50* centimètres. L'accord des résultats pour une telle distance semble renforcer l'idée du filtrage des instabilités par le film, qui à ce niveau sont faiblement perceptibles.

2eme Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *6 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 2{,}4.10^{-3}$)



Courbe 3-7 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 6$ °C

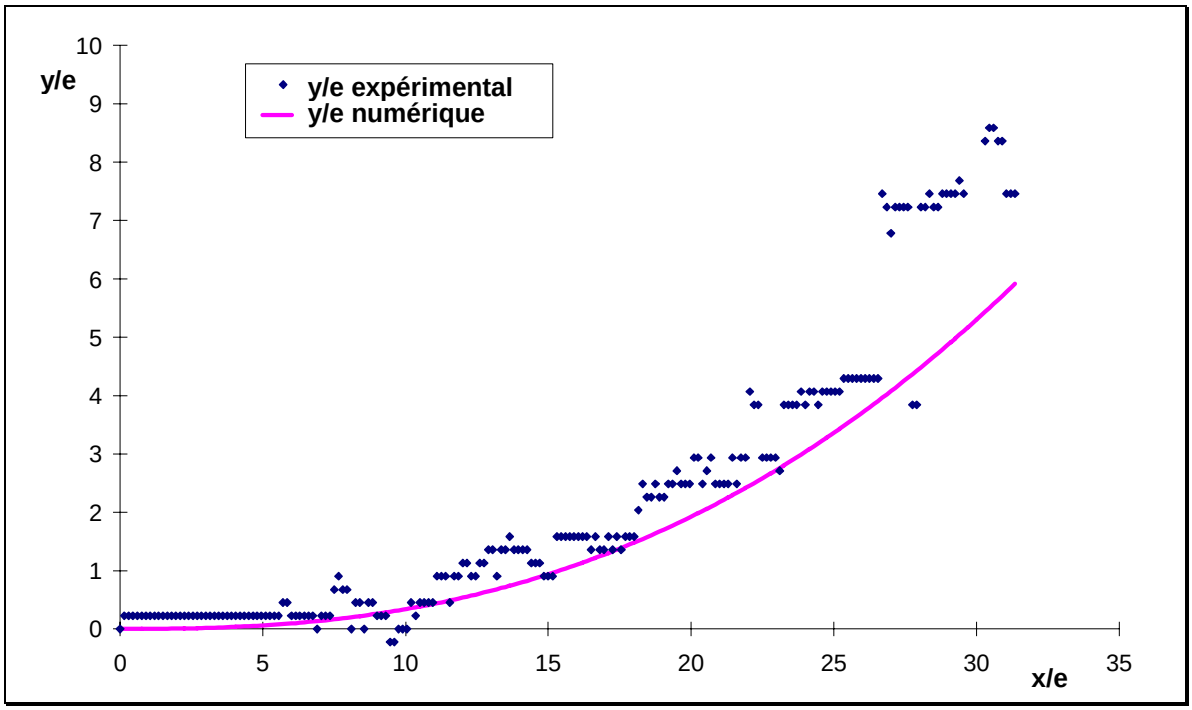
Cette courbe montre une dispersion expérimentale assez forte. Les points se regroupent en deux zones assez distinctes (de *0* à *15e* et de *20e* à *30e*). Ces mesures donnent une idée grossière de l'axe du jet, et il est difficile d'obtenir un axe qui passe par le milieu de ces deux zones.

La courbe numérique obtenue, dont les coefficients de la trajectoire calculée sont : $K_{2u} = 2{,}1$, $K_{2_\theta} = 2{,}0$ et $\Psi = 0{,}4$, donne une bonne idée de la première partie du jet, par contre, dans la seconde, nous avons de gros écarts. Ce cas d'étude montre une configuration très défavorable représentée, d'une part par les erreurs commises dans le cas expérimental, d'autre part par celles commises dans le calcul de la moyenne du battement.

Il s'agit des résultats expérimentaux les plus étalés que l'on ait rencontrés. En général, nous pouvons avoir des sauts, ou des différences qui s'expliquent par certaines erreurs de mesure ou de calcul. Par contre, dans ce cas, la dispersion des valeurs ne permet pas d'obtenir un axe expérimental représentatif. Nous voyons, par ce cas, l'incertitude dans les résultats expérimentaux, et le besoin d'approfondir l'étude de l'influence du film dans l'écoulement, ainsi que l'effet de la recirculation au sein de la chambre climatique.

3eme Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *13 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 5{,}5.10^{-3}$)



Courbe 3-8 : Axe du jet de mur expérimental et numérique pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 13$ °C

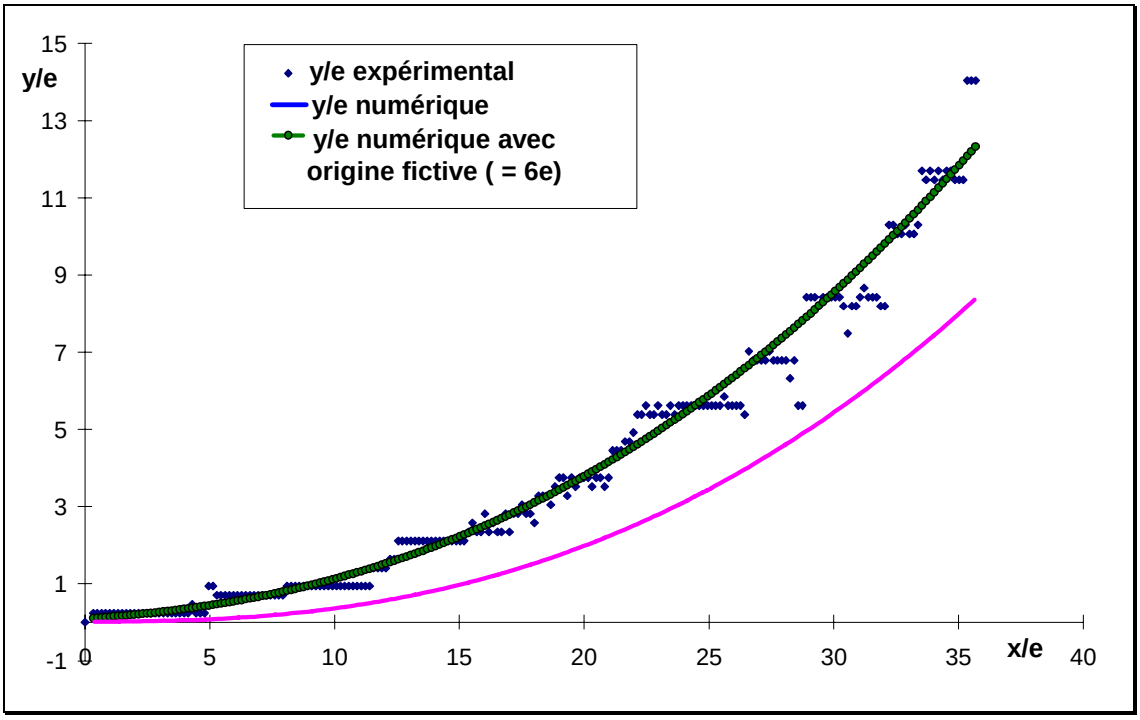
Dans ce cas, les différences avec la simulation numérique sont plus importantes dans la dernière partie du jet. Nous observons toujours une sous estimation de l'axe en général. Cependant, l'écart observé dans les résultats expérimentaux à partir de *x/e = 27* peut s'expliquer.

En effet, ceux-ci semblent être très décalés par rapport aux valeurs précédentes, nous trouvons un saut de l'ordonnée de *15* centimètres pour deux valeurs continues de l'abscisse. Ce décalage est peut être dû à la présence d'une bouffée au cours de l'acquisition, qui, après avoir été moyennée dans le temps, vient translater les valeurs calculées, ce qui expliquerait ces valeurs.

La valeur critique du nombre d'Archimède local nous donne, dans ce cas, une distance stable de l'ordre de *80* centimètres. Les différences trouvées dans la dernière partie peuvent, en partie, relater l'instabilité mise en évidence dans la partie numérique de ce travail, au delà de la zone critique.
Les coefficients de la trajectoire calculée numériquement sont les suivants : $K_{2u} = 2{,}05$, $K_{2_\theta} = 2{,}07$, $\Psi = 0{,}4$.

4eme Cas

Jet de buse (grande bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *11 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 4{,}6.10^{-3}$)



Courbe 3-9 : Axe du jet de buse expérimental et numérique pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 11$ °C

L'axe du jet obtenu numériquement possède les coefficients d'épanouissement suivants : $K_{2u} = 2{,}1$, $K_{2_\theta} = 2{,}05$, $\Psi = 0{,}5$. Il sous estime largement les résultats expérimentaux, mais suit bien la courbure du jet. Le cœur potentiel est du même ordre, et il suffit d'ajouter une origine fictive pour les abscisses pour obtenir une excellente corrélation. Dans le cas étudié nous l'avons prise égale à *6* fois l'épaisseur de la buse.

Il ne faut pas confondre la signification de cette origine fictive avec celles énoncées précédemment pour les décroissances axiales des vitesses et des températures. En effet, dans le cas de la trajectoire du jet, elle correspond au point source à partir duquel le jet est émis si l'on considère l'orifice comme ponctuel, et ceci pour la totalité du jet à partir de ce point. Dans le cas des décroissances, la validité de l'émission à partir d'un point source n'est valable que dans la zone des similitudes.

Dans le cas des jets isothermes, ou des jets verticaux, le tracé de l'origine fictive à partir de la troisième zone la positionne dans le prolongement de l'orifice réel car nous sommes dans un cas de trajectoire rectiligne.

Par contre, pour le jet horizontal non isotherme, quand il existe une région de similarité (cas raisonnablement non isotherme), les origines fictives liées à celle-ci aboutissent très en aval de l'orifice réel.

Nous ne pouvons donc pas comparer leurs valeurs numériques, sachant qu'il en existe une pour le cas thermique et une autre pour le cas dynamique, alors que pour l'axe du jet, qui comporte les deux coefficients d'épanouissement, son équation ne fait intervenir qu'une seule valeur globale.

Il semble que dans le cas d'un jet de buse, l'origine fictive de la trajectoire soit d'une plus grande importance, mais ne se reflète pas dans les simulations numériques.

Conclusion

Il faut tout de même rester prudent dans l'interprétation de ces caractéristiques, car les coefficients calculés à partir de la trajectoire ont été obtenus par des régressions sur la troisième région du jet. Si l'on prend des coefficients d'épanouissement ajustés pour tenir compte de l'origine fictive, nous arrivons à obtenir de bonnes corrélations avec l'expérimentation.

Cependant, ces coefficients ont une valeur numérique assez inférieure à celle trouvée pour la troisième région avec leurs origines fictives. De plus, ils varient plus fortement suivant le cas étudié, et il serait donc plus difficile d'obtenir des lois de variation de ces coefficients avec les conditions d'émission et extérieures.

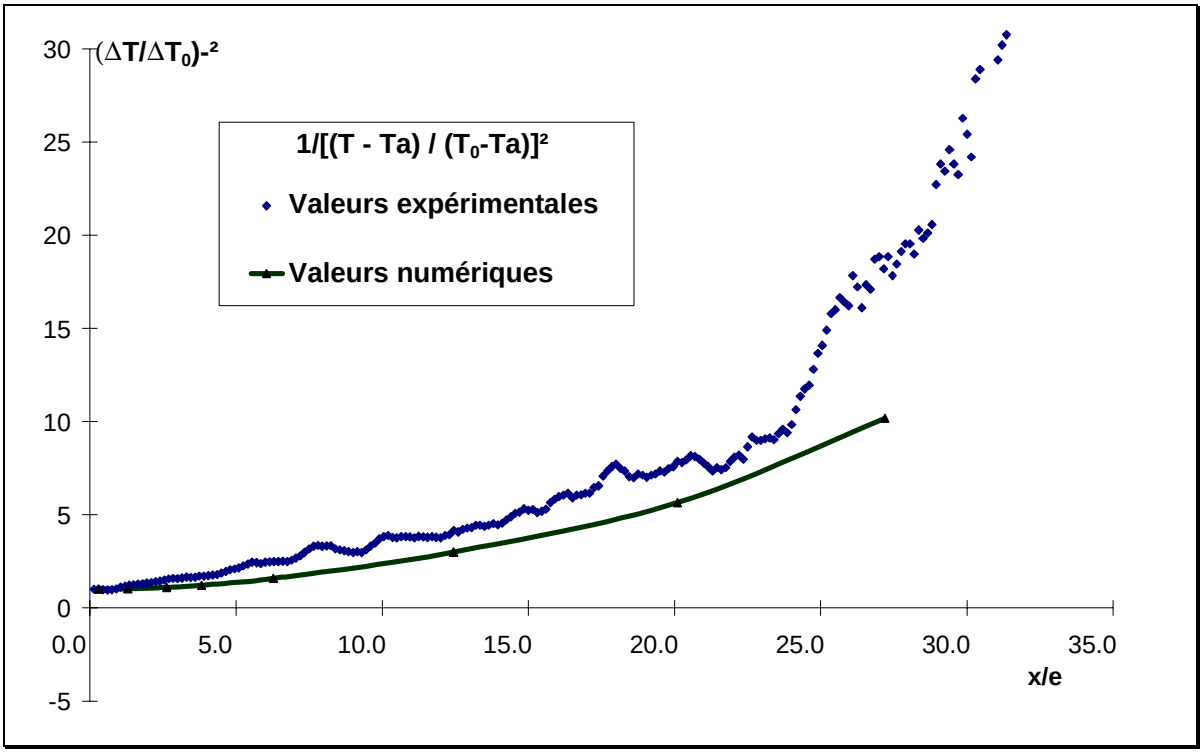
L'axe du jet moyen calculé numériquement correspond assez fidèlement, dans la majorité des cas, à la trajectoire expérimentale obtenue par caméra infrarouge, tout en la sous estimant légèrement. La méthode consistant à prendre les coefficients calculés pour la région des similitudes, en occultant les origines fictives semble être suffisante pour donner une bonne approximation dans un modèle zonal. Dans un autre cas, il faudrait approfondir les recherches sur l'influence réelle de l'origine fictive, afin d'essayer d'en déduire une "signature" de l'orifice incluant des paramètres comme l'intensité de la turbulence en sortie et l'origine fictive.

3.4.2 DECROISSANCE AXIALE DE LA TEMPERATURE

Nous comparons maintenant les résultats numériques obtenus pour la décroissance axiale de la température avec les mesures expérimentales. Les cas d'études présentés (1er, 2ème, 3ème, 4ème) sont les mêmes que ceux concernant l'axe du jet.

1er Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 1$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *6 °C*. ($Re_0 = 3189$, $Ar_0 = 9{,}8.10^{-3}$)



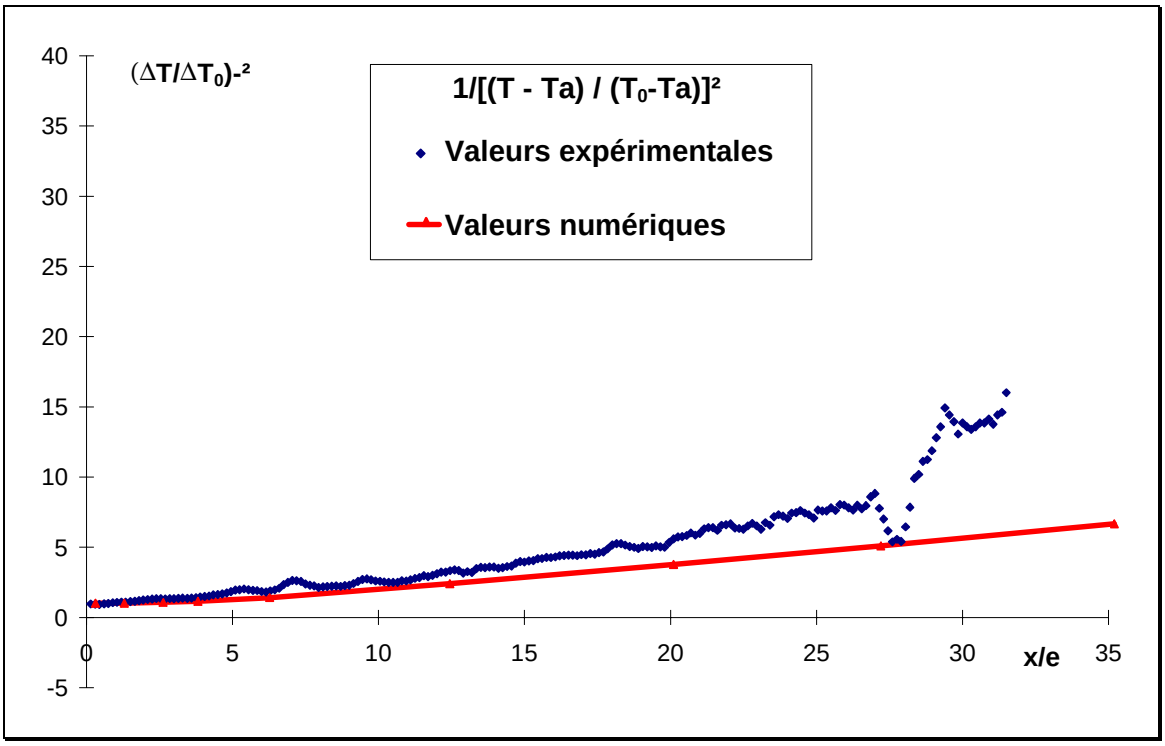
Courbe 3-10 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour $U_0 = 1$ m/s et $\Delta T = 6$ °C

Les valeurs numériques calculées et moyennées suivent les valeurs expérimentales, avec une légère sous estimation. Une différence beaucoup plus importante apparaît pour les distances supérieures à *25* fois l'épaisseur de l'orifice de sortie, due à la brusque augmentation des valeurs expérimentales, qui semblent sujettes à caution.

En effet, l'uniformisation des températures du jet le long de sa trajectoire ne peut subir des variations aussi brutales sur une distance aussi courte. L'explication d'une telle différence peut être attribuée aux effets de l'inertie du film à l'arrivée près de ses frontières quand les différences de température ne sont plus trop élevées.

2eme Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *6 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 2{,}4.10^{-3}$)



Courbe 3-11 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 6$ °C

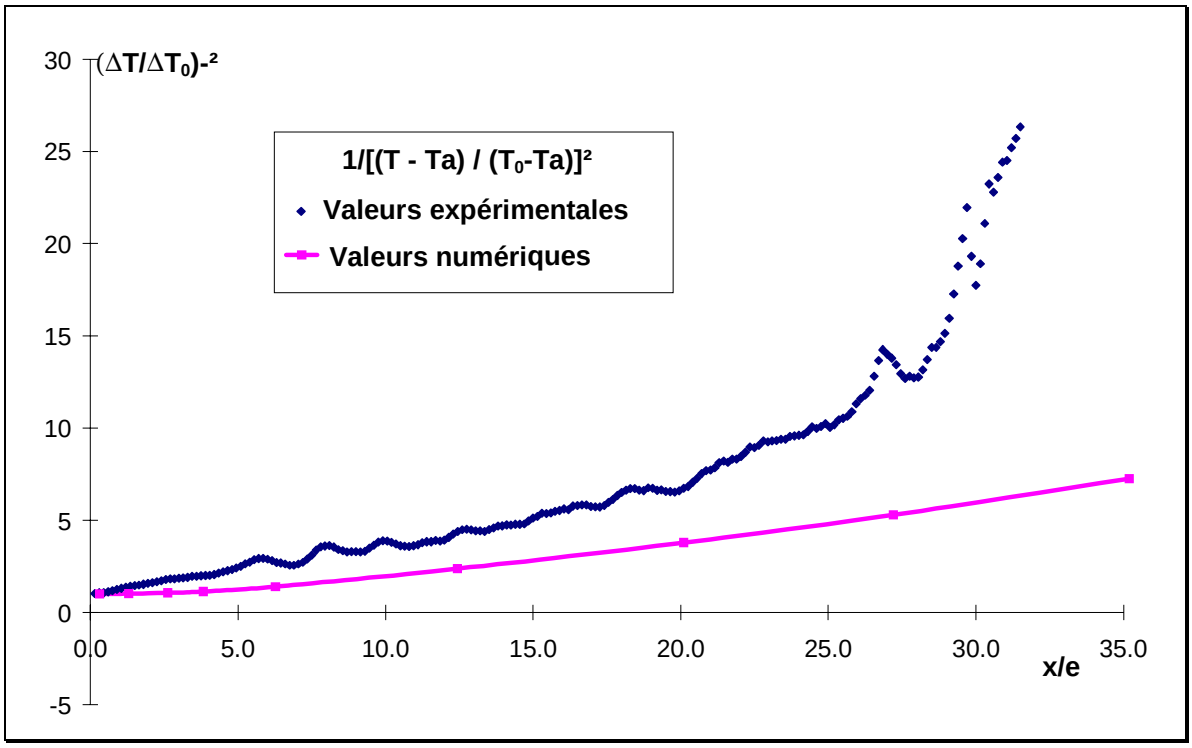
Ce cas d'étude montre une bonne corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux. La dernière partie des mesures expérimentales montre une augmentation de l'inverse des valeurs de la température adimensionnée beaucoup moins importante que dans le cas précédent, malgré les fluctuations visibles entre *27e* et *32e*.

Ces résultats confirment un bon accord des simulations pour les jets peu non isothermes. De plus, le choix du calcul des coefficients caractéristiques de l'écoulement par une moyenne sur le battement du jet, semble donner des résultats satisfaisants pour la partie thermique du jet.

Ce cas d'étude vient renforcer l'idée d'une erreur de mesure vers la fin de l'écoulement, liée à la prise de température par caméra infrarouge sur un film ayant une inertie trop importante, et une porosité nulle, car pour un nombre d'Archimède inférieur (pour une augmentation de la vitesse, avec la même différence de température), les mesures expérimentales sont plus cohérentes.

3eme Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *13 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 5{,}5.10^{-3}$)



Courbe 3-12 : Décroissance axiale de la température d'un jet de mur pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 13$ °C

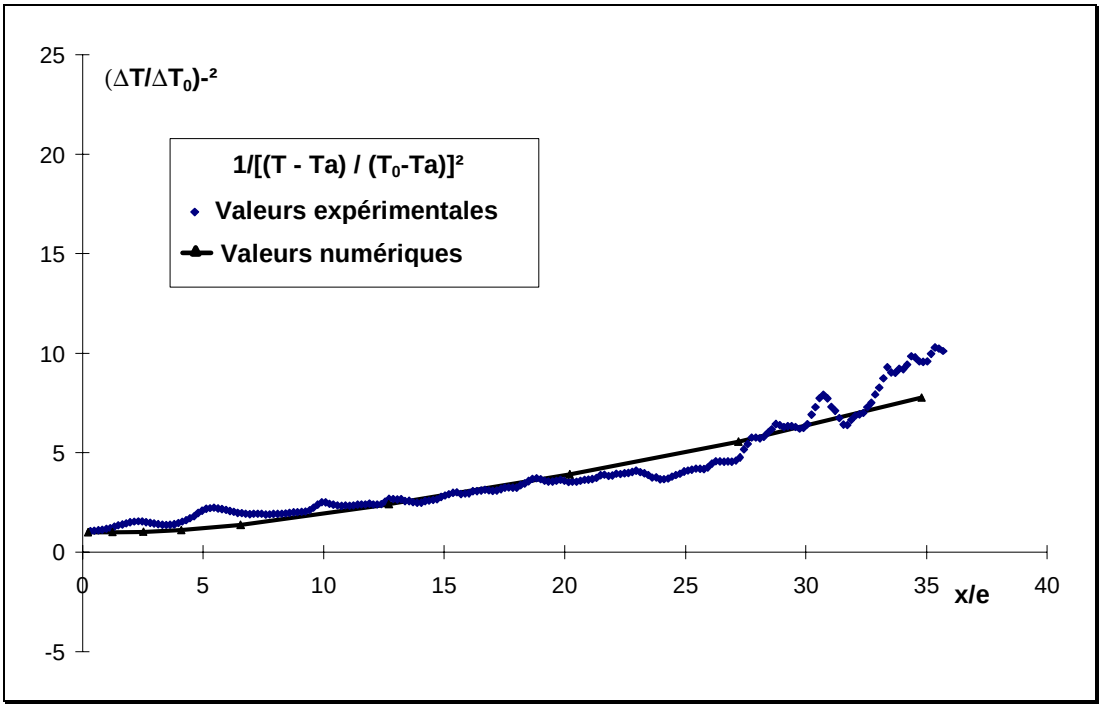
Pour une différence de température initiale supérieure, les résultats montrent un écart entre les valeurs expérimentales et numériques plus important avec l'augmentation de l'abscisse. Entre *20* et *25* fois l'épaisseur de l'orifice de sortie, les valeurs numériques sont réduites de moitié. Celles expérimentales montrent la même croissance vers la fin, que le cas N°*1* (Courbe 3-10) ; de plus, les valeurs extrêmes ont le même ordre de grandeur malgré la différence du nombre d'Archimède initial pour les deux écoulements.

Cette augmentation démesurée peut expliquer les fortes différences pour la région intermédiaire d'étude, qui a pu être influencée par la conduction dans le film de fibre de verre. Cependant, il faut être prudent quant à l'interprétation de l'origine de ces fluctuations. Le seul moyen de les déterminer avec plus de précision est de trouver un matériau présentant moins d'inertie, et d'effectuer un grand nombre d'expérimentations supplémentaires.

La brusque montée des valeurs adimensionnées des températures ne se rencontre plus dans le cas du jet de buse qui suit.

4eme Cas

Jet de buse (grande bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *11 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 4{,}6.10^{-3}$)



Courbe 3-13 : Décroissance axiale de la température d'un jet de buse pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 11$ °C

L'accord des résultats expérimentaux et numériques est excellent. Les valeurs expérimentales pour la décroissance des températures pour le jet de buse semblent ne pas souffrir de trop de fluctuations, et ne présentent pas d'augmentation brutale en fin de parcours (avec quasiment le même nombre d'Archimède que le cas précédent (Courbe 3-12)).

Conclusion

Les décroissances des températures donnent des résultats assez hétérogènes suivant les cas d'étude. Cependant, nous pouvons souligner une certaine sous estimation numérique vers la fin de l'écoulement qui s'explique par la difficulté à mesurer, avec une bonne précision, de faibles écarts de températures.

Les écarts obtenus dans les cas d'étude N°*1* et *3* peuvent être le résultat de différents facteurs. Les principaux que nous avons retenus sont les suivants :

- l'imprécision dans les mesures pour des différences de température aussi faibles avec un matériau d'une trop grande inertie,
- les effets de bords du matériau de porosité nulle,
- la moyenne effectuée au cours du battement pour obtenir une trajectoire unique, qui filtre les bouffées observées.
- le calcul en bidimensionnel qui occulte la transformation du jet plan en jet axisymétrique dans sa région développée.

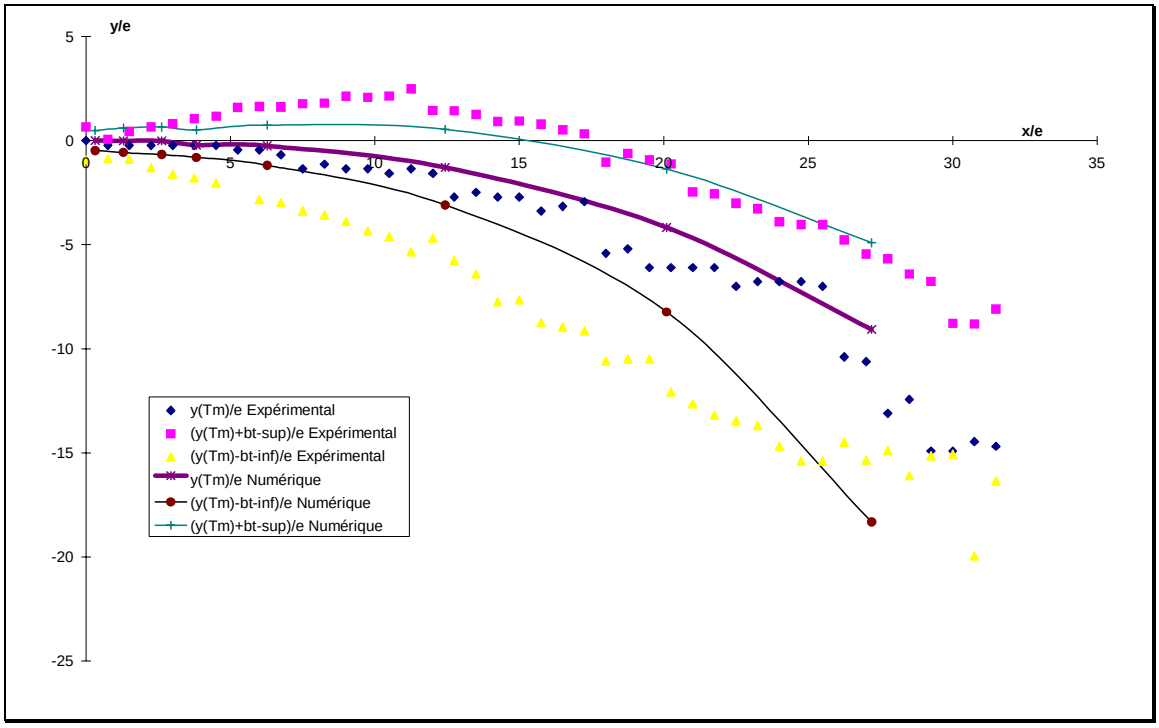
3.4.3 ETALEMENT THERMIQUE DU JET

Nous allons montrer les résultats expérimentaux des demi-largeurs thermiques du jet (b_θ). Les valeurs montrées sur les graphes qui vont suivre sont, pour chaque abscisse, la valeur de l'ordonnée pour laquelle la différence de température entre le jet et l'ambiance est égale à la moitié de la valeur maximale trouvée sur l'axe.

Nous avons tracé l'axe du jet ainsi que les demi-valeurs des différences de températures inférieures et supérieures pour deux cas d'étude, afin de montrer la difficulté d'obtention de ces informations pour de faibles différences de températures. Les autres cas ne permettaient pas une représentation assez caractéristique, car la diffusion des résultats empêche les corrélations avec les calculs numériques.

1er Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 1$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *6 °C*. ($Re_0 = 3189$, $Ar_0 = 9{,}8.10^{-3}$)

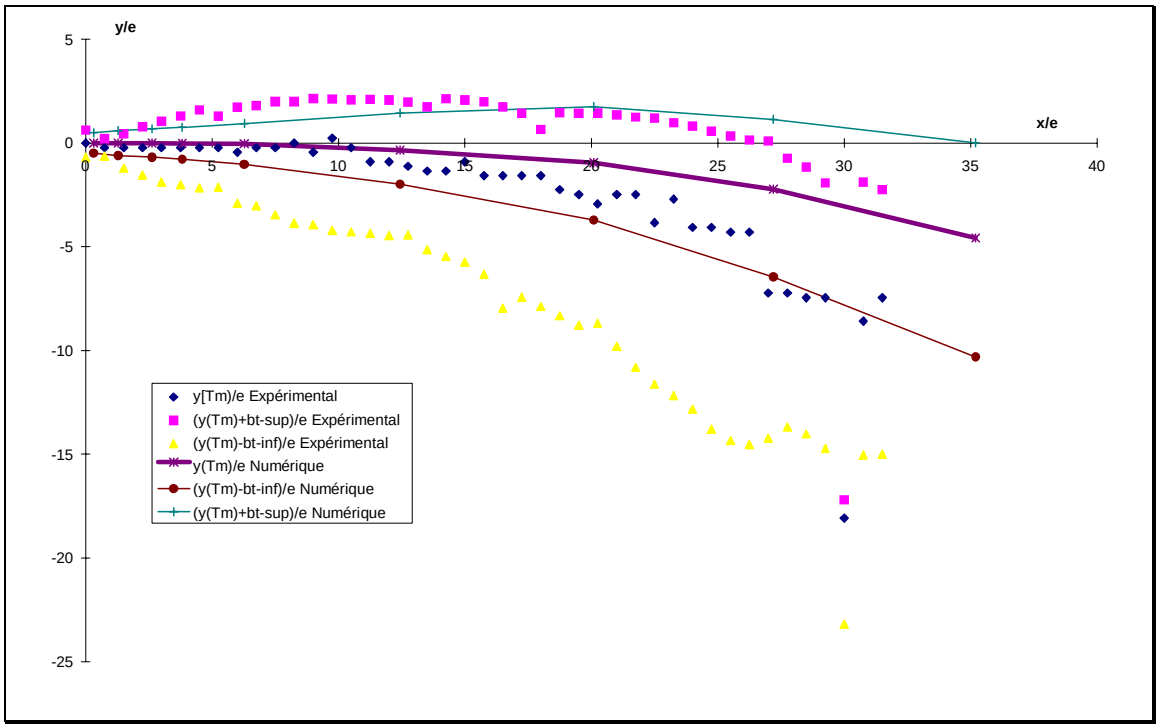


Courbe 3-14 : Demi-étalement thermique expérimental de numérique du jet pour $U_0 = 1$ m/s et $\Delta T = 6$ °C

La forme globale du jet est bien représentée par les valeurs expérimentales, et la corrélation avec les résultats numériques est acceptable pour les valeurs supérieures. Par contre, les valeurs inférieures sont assez sous estimées. Ces différences s'expliquent par l'amplification de la sous estimation que nous avons rencontrée dans le cas de l'axe du jet qui se répercute sur les demi étalements. De plus, les valeurs numériques des demi étalements sont assez faibles, et le facteur d'erreur dans l'exploitation des résultats acquis par la caméra infrarouge va être amplifié, surtout vers la fin de l'écoulement. Un autre phénomène peut expliquer les différences, il s'agit de la présence de bouffées filtrées par l'inertie du film, qui vient renforcer l'étalement thermique du jet.

2eme Cas

Jet de mur (petite bouche de sortie), vitesse initiale $U_0 = 2$ m/s, intensité de la turbulence *10 %*, différence de température initiale *13 °C*. ($Re_0 = 6377$, $Ar_0 = 5{,}5.10^{-3}$). Représente le 2ème Cas dans les paragraphes précédents.



Courbe 3-15 : Demi-étalement thermique expérimental de numérique du jet pour $U_0 = 2$ m/s et $\Delta T = 13$ °C

La forme du jet semble correcte, par contre, l'accord entre les mesures et les simulations l'est beaucoup moins. L'axe numérique du jet a une courbure plus faible, et influence les demi étalements. Nous pouvons donner la même explication que dans le cas précédent pour la partie basse de l'étalement. L'inertie du film couplée aux instabilités dues à la gravité augmentent l'étalement dans la partie basse du jet, qui présente sur le film une largeur plus importante.

De plus, les fluctuations des demi étalements numériques sont beaucoup plus grandes que celles de l'axe du jet. La moyenne au cours du battement est donc plus difficile à déterminer. La combinaison de ces deux sources d'erreurs semble être à l'origine des grandes différences obtenues sur les cas traités.

Les différences trouvées sont très fluctuantes. C'est pour cette raison que nous ne montrons que deux cas significatifs des résultats les plus exploitables, les autres montrant une dispersion des valeurs expérimentales trop élevée.

3.5 CONCLUSION

L'approche expérimentale faite dans ce chapitre a été effectuée dans la chambre climatique de l'IMRA. Il s'agit des premiers résultats obtenus dans celle ci, et il reste à définir certains protocoles pour permettre la réalisation d'autres cas d'études avec d'autres moyens de métrologie.

L'analyse des résultats de mesure des températures par caméra infrarouge montre le soin qu'il faut apporter à la confection du support qui permet la visualisation de l'écoulement. En effet, pour obtenir une image exploitable sans les parasites dus aux parois environnantes, et ayant un bon temps de réponse, il a fallu faire des compromis. Nous avons opté pour la meilleure visualisation au détriment de l'inertie et de la porosité du film, ce qui va induire un certain nombre d'erreurs.

Nous avons procédé à l'étude de deux écoulements; l'un de type "mur", l'autre de type "buse". Nous avons d'abord vérifié l'uniformité du profil des vitesses et des températures, ainsi que la valeur des fluctuations de la vitesse axiale. Ensuite, nous avons récupéré les résultats des acquisitions par caméra infrarouge afin de les comparer à nos résultats numériques.

La visualisation instationnaire des images acquises nous confirme l'instabilité de l'écoulement de type jet plan pour de faibles différences de température, malgré l'amortissement et le filtrage des phénomènes à petites constantes de temps, dus à l'inertie du film. Ce résultat confirme la grande instabilité du jet que ne parvient pas à transcrire le code numérique. Il se traduit sous forme de bouffées et battement numériques pour des cas plus extrêmes en différences de température.

Les différences entre les résultats expérimentaux et numériques sont le résultat de plusieurs facteurs.

- D'une part, l'inertie du film qui ne présente plus de porosité, filtre les petites et moyennes échelles. Ce filtrage n'est pas trop pénalisant car il a tendance à stabiliser la visualisation de l'écoulement. Par contre, cette inertie est néfaste pour ce qui est de la présence d'une couche limite sur le film. En effet, celle-ci peut s'étendre et donc fausser les résultats. Nous voyons donc la nécessité d'étudier l'influence du film sur l'écoulement initial.

- D'autre part, la moyenne effectuée pour obtenir les coefficients du jet n'est pas parfaitement exacte. De plus, l'aspect purement bidimensionnel des simulations ne retrace pas exactement le jet expérimental qui a un rapport de forme fini (et égal à *10*), et devient axisymétrique assez rapidement. Ce changement de comportement peut expliquer les fortes différences vers la fin des courbes présentées.

- Enfin, les mesures étant effectuées dans une enceinte de grande taille, mais confinée, les recirculations influencent le comportement global du jet. Afin de palier à cette erreur supplémentaire, il est possible d'effectuer les mesures dans un intervalle de temps suffisamment court pour ne pas avoir ce problème, si l'on dispose d'un film ayant un temps de réponse plus rapide.

Ainsi, les marges d'erreur inhérentes à toutes mesures et simulations peuvent : soit s'additionner (nous aurons alors de forts écarts dans les comparaisons), soit se compenser (nous aurons dans ce cas une bonne corrélation). Il paraît difficile de parvenir à distinguer ces deux tendances, dans l'état actuel des mesures et simulations. De manière globale, nous pouvons employer les simulations numériques pour

la détermination de ce paramètre, en restant dans un domaine inférieur à la limitation numérique du nombre d'Archimède critique déterminé au chapitre précédent.

Prenons les différents résultats présentés dans ce chapitre :

L'axe du jet, repéré par les valeurs minimales des températures, correspond bien à celui obtenu numériquement par la moyenne du battement et les coefficients dans la troisième zone du jet. Les simulations sous estiment un peu les valeurs expérimentales de l'axe, mais ces différences s'expliquent. Nous pourrons alors utiliser les coefficients calculés numériquement par la méthode proposée au chapitre précédent.

La décroissance axiale des températures montre des fluctuations et certaines erreurs vers la fin du jet dues, en partie, à la difficulté de mesurer de faibles écarts de températures. Les résultats numériques correspondent bien dans certains cas d'études. Dans d'autres, ils sous estiment l'expérimentation. D'une manière générale, la forme de la décroissance est vérifiée numériquement ; les valeurs restent acceptables pour les mesures expérimentales fiables. Les plus fortes différences trouvent souvent une cause dans les erreurs de mesures inhérentes à la précision de la caméra ainsi qu'au calcul numérique en bidimensionnel.

Le demi étalement thermique du jet semble être surestimé, pour sa partie basse, à cause de l'inertie du film couplé à la gravité. Les simulations numériques correspondent pour la partie supérieure, mais sous estiment les valeurs expérimentales dans la partie basse. L'étalement du jet étant plus fluctuant que l'axe, la détermination de l'enveloppe thermique est plus délicate à effectuer, et demande encore des expérimentations plus minutieuses pour valider les résultats numériques. En définitive, nous pouvons considérer les simulations concernant l'étalement du jet comme valables pour une distance peu élevée, que nous estimons inférieure à celle délimitée par la valeur du nombre d'Archimède critique évalué au chapitre précédent.

Ces premiers résultats obtenus par caméra thermique nous ont permis de vérifier les phénomènes observés numériquement, et ont validé le protocole de calcul numérique mis au point dans le deuxième chapitre de ce travail. Les coefficients caractéristiques ainsi déterminés peuvent être intégrés au sein de modèles zonaux. En effet, si l'on considère les erreurs commises tant numériquement qu'expérimentalement, l'accord est très satisfaisant.

Les corrélations obtenues numériquement, et leurs limites de validité sont bonnes. Les écarts importants sont explicables, et l'ensemble des résultats tant expérimentaux que numériques restent cohérents. Sachant que la zone stable calculée à partir des coefficients d'épanouissement, et du nombre d'Archimède critique est très petite dans tous les cas étudiés, les différences rencontrées au delà de celle-ci sont à vérifier plus en détail.

Il reste à poursuivre ces expérimentations afin de généraliser la validation du protocole numérique aux cas un peu plus non isothermes. De plus, il est nécessaire de mettre au point un support ayant un temps de réponse beaucoup moins long pour permettre l'observation instationnaire des instabilités rencontrées sur les frontières du jet, ainsi que d'étudier l'influence des parois et du film sur les résultats globaux.

❑

PARTIE B

ELABORATION D'UN MODELE DE RAFRAICHISSEMENT EVAPORATIF PAR BRUMISATION

Nomenclature _____ **126**

CHAPITRE 4 : ETAT DE L'ART DANS LE DOMAINE DE L'EVAPORATION DES GOUTTES _____ **128**

CHAPITRE 5 : ETABLISSEMENT DU MODELE DE BRUMISATION _____ **166**

CHAPITRE 6 : CONTRIBUTION A L'ETUDE DU JET DE BRUMISATION _____ **208**

Cette partie traite de l'évaporation de brouillards de micro-gouttelettes d'eau pour le rafraîchissement d'enceintes habitables. Dans le quatrième chapitre, un état de l'art détaillé est entrepris dans le domaine des gouttes sphériques seules, ou au sein d'un brouillard. Nous insistons sur l'aspect microscopique des gouttes étudiées. Le cinquième chapitre est consacré à l'élaboration d'un modèle d'évaporation de nuage à partir d'une méthode cellulaire [Zung67]. Une étude paramétrique est menée sur le maillon élémentaire de ce nuage, puis le modèle est simplifié pour pouvoir être intégré au sein d'un modèle zonal. Enfin, une méthode de couplage du nuage avec l'écoulement porteur de type jet non isotherme horizontal est proposée dans le sixième chapitre afin de permettre la modélisation d'un système de rafraîchissement de l'air par brumisation piézo-céramique.

NOMENCLATURE PARTIE B

ALPHABET LATIN

a_T	:	Diffusivité thermique de la goutte	(m^2/s)
b	:	Rayon de la sphère d'influence	(m)
B	:	Diamètre de la sphère d'influence	(m)
B_M	:	Nombre de transfert de masse de Spalding	
c	:	Concentration de vapeur	(kg/m^3)
C_p	:	Capacité calorifique	(J/kg.K)
C_{vap}	:	Capacité calorifique de la vapeur	(J/kg.K)
D_v	:	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air	(m^2/s)
D_{pv}	:	$= D_v / R_v.T$	
d_g	:	Diamètre de la goutte	(m)
h_{cv}	:	Coefficient d'échange de chaleur par convection	($W/m^2.K$)
h_{cc}	:	Coefficient de transfert de masse relatif à la concentration	(m/s)
I	:	Débit de vapeur	($kg.s^{-1}$)
k	:	Constante de Boltzman	(J/K)
L_{vap}	:	Chaleur latente de vaporisation	(J/kg)
l	:	Distance caractéristique pour un récipient	(m)
m	:	Masse	(kg)
M	:	Masse molaire	(kg/mol)
$\dot{m}$	:	Débit de vapeur	($kg.s^{-1}$)
n	:	Nombre de particules	
P	:	Pression totale	(Pa),(J/m^3)
P_v	:	Pression de vapeur	(Pa)
Q, q	:	Flux de chaleur	(W)
R	:	Constante des gaz parfaits	(J/mol.K)
R_v	:	$= R/M_v$	(J/kg.K)
r	:	Composante radiale (r=0 au centre de la goutte)	(m)
r_g	:	Rayon de la goutte	(m)
RH	:	Humidité relative	(%)
S	:	Aire ou surface	(m^2)
S', S''	:	Entropies	(J/kg.K)
t	:	Temps	(s)
T	:	Température	(°C ou K)
U	:	Vitesse de l'écoulement	(m/s)
V	:	Vitesse de la particule	(m/s)
V_{aB}	:	Volume d'air contenu dans la "bulle"	(m^3)
ϑ	:	Volume de la goutte	(m^3)
X,x,y,z	:	Coordonnées cartésiennes	(m)

SYMBOLES GRECS

α_e	:	Coefficient d'accommodation de l'eau pour le transfert de masse	
α_T	:	Coefficient d'accommodation de l'eau pour le transfert thermique	
β	:	Coefficient d'expansion thermique	(K^{-1})
λ	:	Conductivité thermique	(W/m.K)
μ	:	Viscosité dynamique	(kg/m.s)
ν	:	Viscosité cinématique	(m^2/s)
ζ_e	:	Constante de la théorie cinétique des gaz	
ρ	:	Masse volumique	(kg/m^3)
σ_e	:	Tension de surface de l'eau	(N/m)
ξ	:	Libre parcours moyen de la molécule	(m)
ω	:	Fraction molaire de vapeur	(mol/m^3)
Δ_e	:	Epaisseur de la couche limite	(m)
Λ	:	Débit de vapeur adimensionné	

INDICES

a,air	:	Air
c	:	Critique
e, w	:	Eau
eb	:	Ebullition
g	:	Goutte
l	:	Liquide
s	:	Surface
v, vap	:	Vapeur
vs	:	Vapeur saturante (état saturé)
0	:	Instant initial (t = 0)
∞	:	Loin de la surface

NOMBRES SANS DIMENSION

Gr	:	Nombre de Grashoff	$Gr = \dfrac{g\beta\Delta T l^3}{\nu^2}$
Le	:	Nombre de Lewis	$Le = \dfrac{\lambda_a}{C_{vap}\,\rho_a\,D_v}$
Nu	:	Nombre de Nusselt	$Nu = \dfrac{h_{cv}\,d_g}{\lambda_a}$
Pr	:	Nombre de Prandtl	$Pr = \dfrac{\nu}{a_T} = \dfrac{\mu C_p}{\lambda}$
Re	:	Nombre de Reynolds	$Re = \dfrac{U d_g}{\nu}$
Sc	:	Nombre de Schmidt	$Sc = \dfrac{\nu}{D_v}$
Sh	:	Nombre de Sherwood	$Sh = \dfrac{h_{cc}\,d_g}{D_v}$

CHAPITRE 4

ETAT DE L'ART DANS LE DOMAINE DE L'EVAPORATION DES GOUTTES

4.1 INTRODUCTION **128**
4.2 GÉNÉRALITÉS **130**
4.2.1 L'ÉVAPORATION 130
4.2.2 EQUATIONS GÉNÉRALES DE LA DIFFUSION 131
4.3 TRANSFERT DE MASSE PAR ÉVAPORATION **132**
4.3.1 CAS INSTATIONNAIRE 132
4.3.2 HYPOTHÈSE DE QUASI-STATIONNARITÉ, RELATION DE MAXWELL 133
4.3.3 PRISE EN COMPTE DU FLUX DE STEFAN 134
4.3.4 CORRECTIONS DE L'ÉQUATION DE MAXWELL 135
4.4 TRANSFERT DE CHALEUR PAR ÉVAPORATION **138**
4.4.1 EQUATIONS DE LA PHASE GAZEUSE 138
4.4.2 EQUATIONS DE LA PHASE LIQUIDE 139
4.4.2.1 L'approximation adiabatique 140
4.4.2.2 Modèle à conductivité infinie 140
4.4.2.3 Modèle à conduction 140
4.4.2.4 Modèle à circulation interne 141
4.4.3 BILAN THERMIQUE SUR UNE GOUTTE 141
4.5 PRÉSENCE DE CONVECTION **143**
4.6 CAS DE LA GOUTTELETTE **146**
4.6.1 DANS UN MILIEU INFINI 146
4.6.2 DANS UN MILIEU FINI 147
4.6.3 EQUATIONS ANNEXES 150
4.7 MOUVEMENTS DE LA GOUTTE **152**
4.7.1 TRAJECTOIRE D'UNE PARTICULE AU SEIN D'UN ÉCOULEMENT 152
4.7.2 ECOULEMENT DIPHASIQUE 153
4.7.2.1 Continuité 154
4.7.2.2 Quantité de mouvement 154
4.7.2.3 Energie 154
4.7.2.4 Effet de la turbulence 155
4.8 INTERACTION ENTRE GOUTTELETTES **156**
4.9 MÉTROLOGIE DE L'ÉVAPORATION DES GOUTTELETTES **160**
4.9.1 CAS D'UNE GOUTTE 160
4.9.2 CAS D'UN ARRANGEMENT DE GOUTTES 161
4.10 RÉSULTATS BIBLIOGRAPHIQUES EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES **163**
4.11 CONCLUSION **165**

CHAPITRE 4

ETAT DE L'ART DANS LE DOMAINE DE L'ÉVAPORATION DES GOUTTES

4.1 INTRODUCTION

Le confort thermique des enceintes habitables dans les climats chauds et secs, mais aussi dans le climat méditerranéen, devient un sujet de recherche prenant un essor considérable. A ceci vient s'ajouter, ces dernières années, une demande croissante de la part des constructeurs de véhicules automobiles en matière de limitation de la température intérieure des véhicules. Ces derniers entrent dans une catégorie d'enceintes particulièrement confinées, et souffrant de contraintes de conception primordiales, reléguant le confort thermique des passagers au second plan.

Une des méthodes employées depuis longtemps dans le bâtiment, sous les climats chauds, est la climatisation passive par ventilation naturelle (patio, cours, murs ventilés, tours attrape vent...) ou le refroidissement évaporatif (espaces verts, tours de refroidissement et autres évaporateurs céramiques). Dans ce dernier cas, nous pouvons en recenser deux modes, direct ou indirect.

Le second moyen nécessite un appareillage à base d'échangeurs de chaleur, permettant de ne pas introduire directement l'air humide dans les enceintes. Ceci le prédispose au cas du pré-refroidissement du fait de son efficacité moindre. La méthode directe peut être mise en œuvre par des moyens simples et peu encombrants ; introduction directe d'air saturé ou d'eau dans l'enceinte à rafraîchir. De ce fait, nous opterons pour cette méthode dans le cadre de notre étude.

Le refroidissement évaporatif trouve son domaine d'application dans une gamme de températures correspondant aux climats précités, ainsi que dans le cas d'automobiles exposées au soleil.

Pour situer le domaine d'application d'un tel procédé, il faut prendre en considération ses limites, d'une part du point de vue de l'évolution de l'air (Figure 4-1), et d'autre part du point de vue du confort thermique (Figure 4-2).

Nous voyons, à partir d'une condition imposée (température et humidité), la zone dans laquelle nous aurons un refroidissement de l'air sur le diagramme suivant :

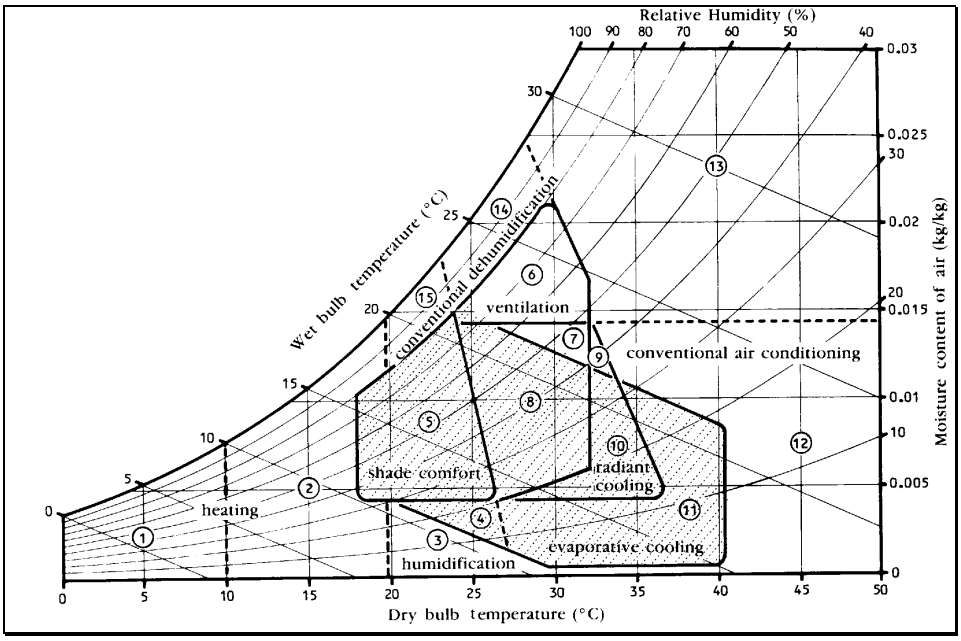


Figure 4-1 : Zone de refroidissement de l'air[Achard86 p. 2.31]

Ainsi que la zone dans laquelle il faut se situer pour avoir un confort minimum sur le diagramme suivant :

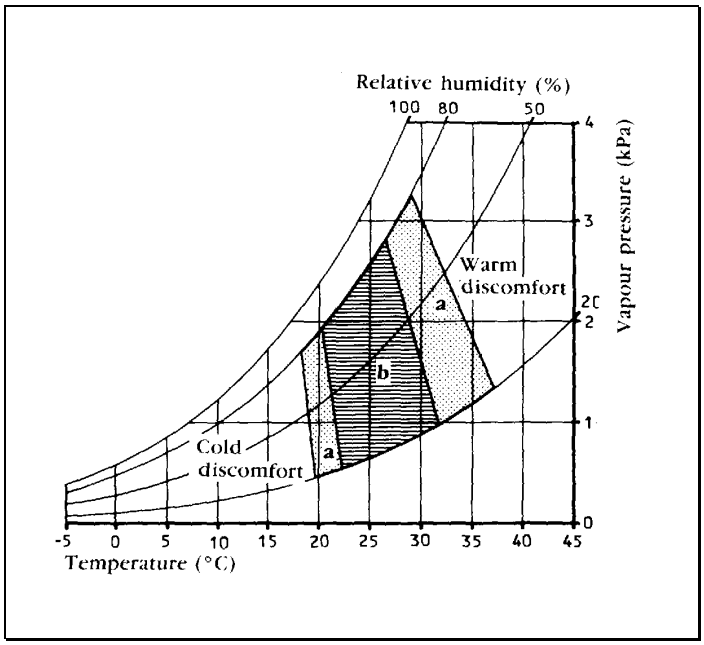


Figure 4-2 : Zone de confort sur le diagramme psychrométrique[Achard86, p. 2.23]

L'utilisation de l'évaporation de micro gouttelettes d'eau peut avoir de nombreuses applications tant en humidification qu'en refroidissement. Afin de pouvoir étudier un procédé, il faut d'abord se focaliser sur une méthode de production de gouttes. En effet, suivant celle-ci, nous aurons différentes tailles et gammes de tailles de gouttes.

Nous abordons d'abord certaines généralités concernant la diffusion et l'évaporation, puis nous faisons l'état de l'art dans le vaste domaine de l'évaporation et son application dans le domaine du comportement des gouttelettes.

4.2 GENERALITES

4.2.1 L'EVAPORATION

Le mouvement de diffusion qui se crée lorsqu'un liquide est mis en contact avec un gaz est dû à la différence de pression partielle de vapeur qui existe entre la surface du liquide et l'air loin de cette surface. Ceci a pour conséquence la transformation liquide-vapeur afin de maintenir l'équilibre à la surface. Les molécules qui s'évaporent sont celles qui ont assez d'énergie cinétique pour échapper à l'attraction des autres molécules du liquide. Celles qui restent ont une vitesse moyenne plus faible, et il en résulte que le liquide a tendance à refroidir en s'évaporant.

L'évaporation est un phénomène très complexe que l'on peut tout de même simplifier et approcher par la diffusion moléculaire, moyennant quelques modifications. En effet, quand une gouttelette d'eau est mise dans un environnement chaud, sa température augmente dans un premier temps, puis, pour conserver l'équilibre thermodynamique local, la concentration de vapeur à la surface va jouer le rôle de balance entre la production, la diffusion, et la convection.

La production de vapeur va nécessiter de la chaleur pour compenser la chaleur latente de vaporisation perdue par la goutte. Cette chaleur, en partie cédée par la goutte elle même, va être compensée par les échanges de conduction, convection et rayonnement avec le gaz ambiant. Celui-ci va s'en trouver modifié : baisse de sa température, augmentation de la concentration de vapeur au voisinage immédiat de la goutte, voir même modification des caractéristiques intrinsèques de l'écoulement environnant.

L'évaporation se décrit à partir des 2 lois de diffusion de Fick établies en 1855. Les premiers fondements de la théorie de l'évaporation furent introduits par Maxwell en 1877 [Maxwell1890] dans un article portant sur la théorie des thermomètres à bulbe humide, utilisant une solution des équations de Fick. Puis Stefan en 1881 montra qu'il existe un flux de retours à prendre en considération dans l'évaporation d'une surface liquide.

Ce changement de phase eau-liquide eau-vapeur étant du 1er ordre, il se produit avec dégagement ou absorption de chaleur de la forme $Q = T(S'' - S')$. Le refroidissement évaporatif utilise ce phénomène pour abaisser une température d'air.
Sachant que ce processus est limité par la saturation complète de l'air ambiant, il faudra observer la dépendance des divers paramètres mis en jeu dans l'évaporation d'une goutte pour maîtriser ce procédé. Nous allons mettre en évidence les divers moyens permettant d'exprimer ces relations et les méthodes d'investigation que l'on peut trouver dans la littérature concernant ce sujet.

Les approches par la thermodynamique [Barthakur87], partant du taux de production d'entropie, puis utilisant le théorème de Prigogine et la relation de réciprocité d'Onsager pour en déduire le flux de masse et de chaleur mis en jeu, sont de loin les plus élégantes mais trop marginales dans le cas de notre étude. Nous prendrons donc une méthode classique d'établissement des relations de la diffusion.

Dans les différentes études sur les phénomènes d'évaporation de gouttes, nous pouvons faire une première classification suivant l'emploi des équations de Maxwell et celles de Stefan-Maxwell. Une deuxième concerne le traitement de la phase gazeuse considérée comme instationnaire ou quasi-stationnaire. Enfin, une troisième concernant l'étude de la phase liquide dans la détermination de la température de la goutte. Nous ferons le point sur les approximations qui peuvent être faites, ainsi que sur les divers coefficients correcteurs que l'on doit ajouter pour prendre en compte certains effets.

4.2.2 EQUATIONS GENERALES DE LA DIFFUSION

La diffusion peut se scinder en deux grandes catégories : la diffusion molaire qui est associée aux écoulements turbulents, et la moléculaire qui correspond aux écoulements laminaires avec un taux de transfert moins élevé que la précédente.

Du point de vue microscopique, la théorie cinétique des gaz nous apprend que la diffusion moléculaire correspond aux mouvements aléatoires des molécules, qui, se déplaçant à grande vitesse et après un grand nombre de changements de trajectoires, vont émigrer vers d'autres régions pour équilibrer leur concentration, en entraînant l'évaporation ou la condensation. La diffusion molaire, quant à elle, est à l'origine des mouvements turbulents de masses finies de fluide. Ces entités, composées de millions de molécules sont considérées comme indivisibles. Cependant, au cours de son trajet, cette "particule fluide" va se mélanger au fluide ambiant, tout en communiquant son mouvement aux autres masses de fluide. Il en résulte une diffusion à l'échelle macroscopique. Nous constatons ainsi qu'à l'échelle microscopique, seule la diffusion moléculaire intervient.

Nous pouvons donc décomposer la diffusion en deux termes distincts : D = a + b, avec un terme molaire, et un autre moléculaire. Ceux ci vont être, chacun leur tour, négligeable, suivant que l'écoulement est laminaire ou turbulent.

L'équation générale de la diffusion peut s'énoncer de la manière suivante : la variation temporelle de la concentration dans un élément de volume est égale au flux de matière traversant la surface.

$$\frac{dc}{dt}(X,t) = \frac{\partial}{\partial X_i}\left(D_{ij}(X,t)\ \frac{\partial c(X,t)}{\partial X_j} \right) \qquad (4.1)$$

D_{ij} est la matrice de diffusivité dans le cas non isotrope. Dans toute la suite de l'étude, nous considérons la diffusion comme isotrope, avec l'équation suivante :

$$\frac{dc}{dt}(X,t) = \frac{\partial}{\partial X_i}\left(D(X,t)\ \frac{\partial c(X,t)}{\partial X_j} \right) \qquad (4.2)$$

4.3 TRANSFERT DE MASSE PAR EVAPORATION

Les relations décrivant l'évaporation des gouttelettes abondent dans la littérature. Cependant, il est difficile de trouver exactement celles qui correspondent au phénomène de brumisation. Afin de déterminer avec précision quelles relations, corrections, ou simplifications nous devrons employer, il est déterminant d'examiner un vaste domaine de travaux déjà publiés dans de nombreuses applications utilisant l'évaporation de gouttelettes.

Toute étude de sprays, nuages ou brouillards commence d'abord par la connaissance approfondie de l'évolution libre d'une gouttelette s'évaporant dans un milieu infini. Cette étude, qui sera le maillon élémentaire des futurs modèles d'interaction de gouttelettes, doit donc être exhaustive concernant les phénomènes annexes pouvant intervenir sur la goutte.

Nous faisons les hypothèses suivantes dans tout le reste de l'étude :

- nous travaillons en coordonnées sphériques,

- l'air et la vapeur d'eau sont considérés comme des gaz parfaits,

- la goutte reste sphérique durant son évaporation,

- nous négligeons le rayonnement thermique.

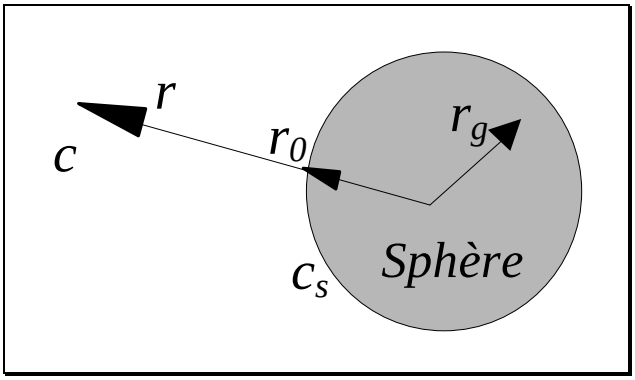


Figure 4-3 : Notation pour une sphère

4.3.1 CAS INSTATIONNAIRE

Nous allons établir la relation générale non stationnaire, donnant le transfert de masse d'une sphère, au sens de Maxwell, en appliquant la loi de diffusion de Fick en coordonnées sphériques pour une diffusion isotrope :

$$\frac{dc}{dt} = D_v \left(\frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} \right) \qquad (4.3)$$

Nous pouvons trouver la résolution détaillée de cette équation dans de nombreuses références, [Yoon86, Pruppacher80, Fuchs59 ...] qui considèrent le problème d'une sphère rigide s'évaporant dans un milieu infini, avec les conditions aux limites adéquates. Nous obtenons ainsi :

$$c(r,t) = c_\infty + (c_s - c_\infty)\frac{r_o}{r}\left[1 - erf\left(\frac{r - r_o}{2\sqrt{D_v t}}\right)\right] \qquad (4.4)$$

avec la fonction erreur donnée par : $erf(x) = \int_0^x e^{-z^2} dz$

Nous en déduisons le flux de vapeur à la surface de la goutte :

$$-4\pi r^2 D_v \frac{\partial c}{\partial r} = \frac{4\pi r D_v (c_0 - c_\infty)}{r_0}\left(1 + \frac{r_0}{\sqrt{\pi D_v t}}\right) \qquad (4.5)$$

4.3.2 HYPOTHESE DE QUASI-STATIONNARITE, RELATION DE MAXWELL

Les relations établies dans un cas non stationnaire nous permettent de donner la condition à vérifier pour supposer un cas quasi-stationnaire. En effet, nous pouvons définir un temps caractéristique t_c au delà duquel les variations des paramètres de la goutte sont négligeables pour le calcul de la diffusion de vapeur. Le flux de vapeur I, noté I_O pour le cas quasi-stationnaire est relié à I par la relation précédente mise sous la forme :

$$I = I_0\left(1 + \frac{r_0}{\sqrt{\pi D_v t}}\right) \qquad (4.6)$$

Nous avons, en négligeant la variation de la taille de la goutte durant l'évaporation :

$$t_c = \frac{r_g^{\,2}}{\pi D_v} \qquad (4.7)$$

Si nous sommes dans le cas $t >> t_c$, nous pourrons appliquer l'hypothèse de quasi-stationnarité. Nous considérons donc constant, le taux de diffusion de vapeur à travers chaque surface sphérique de rayon r, concentrique à la gouttelette. Il s'exprime par :

$$I = -4\pi r_g^{\,2} D_v \frac{\partial c}{\partial r} \qquad (4.8)$$

Son intégration, avec les conditions initiales en régime quasi-stationnaire, nous donne la relation de Maxwell pour la diffusion :

$$\boxed{\dot{m} = \frac{dm}{dt} = 4\pi r_g D_v \left(c_s - c_\infty\right)} \qquad (4.9)$$

Relation de Maxwell

Nous la retrouvons dans de nombreuses études des phénomènes évaporatifs, que ce soit dans des ouvrages de référence sur l'étude des nuages [Pruppacher80, Rogers79], dans des applications bio-mécaniques d'évolution de gouttelettes dans les poumons [Ferron77, 88, 90], ou dans l'étude de gouttes de très petites tailles [Okuyama67].

Dans le cas quasi-stationnaire, nous considérons une distribution de vapeur autour de la goutte constante pour chaque valeur du rayon, ce qui surestime légèrement le débit de vapeur par rapport au cas réel non stationnaire. Cependant, cette approximation du point de vue débit de vapeur est très justifiée dans le cas de pressions et températures normales. Nous pouvons déterminer simplement la différence qui n'est que de quelques dixièmes de pour-cent, par la relation suivante [Fuchs59] :

$$I = I_0 \left(1 - \sqrt{\frac{c_\infty - c_0}{\rho_e}} \right) \qquad (4.10)$$

4.3.3 PRISE EN COMPTE DU FLUX DE STEFAN

La relation de Maxwell étant issue de la théorie de la diffusion, elle n'est pas totalement exacte dans le cas de l'évaporation qui est la conjugaison de la diffusion de la phase gazeuse et de la vaporisation de la phase liquide. En effet, comme l'a démontré Stefan [Fuschs59], le mouvement de la vapeur quittant la surface doit provoquer un mouvement inverse de l'air dans la direction de la goutte. Le mouvement d'air doit en engendrer un autre de compensation du mélange air vapeur en sens inverse, sinon il y aurait accumulation. Finalement, le débit de vapeur incluant le flux de Stefan sera, pour une nappe liquide, de la forme [Sacadura82] :

$$\boxed{\dot{m} = \frac{D_v}{R_v T} \frac{P.S}{l} ln\left(\frac{P - P_v}{P - P_{sat}(T)} \right)} \qquad (4.11)$$

Relation de Stefan-Maxwell

Cette forme de relation peut se retrouver dans un grand nombre de travaux, exprimée de manière différente suivant le domaine d'étude. En effet, les auteurs étudiant des phénomènes très variés, utilisent la pression, la concentration, la fraction molaire, la température ou des nombres adimensionnés pour faire apparaître une quantité voulue. Nous allons citer les plus répandues.

La relation de Stefan est très utilisée dans le domaine de la combustion. Du fait des fortes pressions et des hautes températures mises en jeu dans le processus, l'étude de Maxwell, faite pour des conditions normales, ne peut être employée avec une précision correcte. Les ouvrages de référence [Lefebvre89, Spalding79], ainsi que des études très fines [Aggarwal95, 91, Law76] emploient tous cette relation.

En fonction des concentrations :

$$\dot{m} = 4\pi r_g \rho_a D_v ln\left(1 + \frac{c_s - c_\infty}{1 - c_s}\right) \quad (4.12)$$

En fonction des fractions molaires :

$$\dot{m} = \frac{4\pi r_g \rho_a M_e D_v}{M_a} ln\left(\frac{1 - \omega_\infty}{1 - \omega_s}\right) \quad (4.13)$$

En fonction de nombres sans dimension :

$$\Lambda = \frac{2}{Le} ln\left(1 + B_M\right) \quad (4.14)$$

Nombre de Lewis : *Le*	Débit adimensionné : Λ	Nombre de transfert de Masse de Spalding : B_M
$Le = \frac{\lambda_a}{C_{vap}\ \rho_a\ D_v}$	$\Lambda = \frac{\dot{m}\ C_{vap}}{2\pi\ r_g\ \lambda_a}$	$B_M = \frac{c_s - c_\infty}{1 - c_s}$

Le nombre de Lewis compare les transferts de chaleur par conduction aux transferts de masse par diffusion [Lewis22]. Nous pouvons négliger le flux de Stefan si l'on se place dans le cas $Le << 1$.

En développant en série le logarithme de la relation de Stefan-Maxwell et en ne retenant que les deux premiers termes, nous obtenons :

$$I = I_0 \left(1 + \frac{p_o - p_\infty}{2\ P}\right) \quad (4.15)$$

Cette relation justifie l'emploi de la relation de Maxwell pour des études faites dans des conditions de température et de pression normales, et celle modifiée par Stefan pour les applications à la combustion (forte pression et température).

4.3.4 CORRECTIONS DE L'EQUATION DE MAXWELL

Afin de prendre en considération la taille microscopique des gouttes, ou de justifier l'hypothèse de quasi-stationnarité dans l'équation de Maxwell, il suffira de modifier certains coefficients pour y faire apparaître une notion physique supplémentaire [Pruppacher80, Ferron77]. Nous trouvons ainsi une relation corrigée plus complète de l'équation du débit de vapeur provenant d'une micro gouttelette.

$$\boxed{I = \dot{m} = 4\pi\ r_g\ D_{v,K_n}\ (c_s - c_\infty)\ C_{t,e}} \quad (4.16)$$

- $C_{t,e}$ est le facteur de correction dû à la dépendance temporelle. Il est pris égal à *1* dans l'hypothèse de quasi-stationnarité car l'erreur commise n'est que de ± *1 %* [Ferron90].

$$C_{t,e} = 1 + \frac{r_g}{\sqrt{\pi D_v t}} + \ldots \qquad (4.17)$$

t = temps après le changement de conditions aux limites, nous retrouvons l'hypothèse précédente pour t_C.

- D_{v,K_n} est le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air tenant compte du facteur de correction dû à Knudsen, afin de prendre en compte la non continuité des gaz près de la goutte.

En effet, la relation de Maxwell a été établie en considérant que la concentration de vapeur à la surface de la goutte était égale à la celle saturée à la température de la goutte. Ceci reste valable tant que le rayon des gouttes reste bien plus grand que le libre parcours moyen des molécules de vapeur. Dans le cas contraire, nous devons considérer une couche égale, en épaisseur, au libre parcours moyen des molécules de vapeur, dans laquelle les échanges moléculaires se font comme dans le vide.

Ce concept ayant été mis en évidence par Langmuir en 1915 par l'observation d'un brusque changement dans la concentration de la vapeur d'une gouttelette en cours d'évaporation, ainsi que dans le champ des températures [Ghiaasiaan94, Young93, 91].

Nous avons :

$$D_{v,K_n} = D_v C_{K_n,e} \qquad (4.18)$$

Avec le coefficient de correction de Knudsen donné par :

$$C_{K_n,e} = \left(\frac{D_v}{\alpha_e \, \zeta_e \, r_g} + \frac{r_g}{r_g + \Delta_e} \right)^{-1} \qquad (4.19)$$

ζ_e représente le quart de la vitesse absolue des molécules de vapeur et est donné par la relation :

$$\zeta_e = \left(\frac{RT_v}{2\pi M_v} \right)^{1/2} \qquad (4.20)$$

α_e est le coefficient d'accommodation de l'eau. Il représente, pour le transfert de masse, le taux de molécules qui frappent ou quittent la surface de la goutte. En effet, nous avons le flux net de particules à la surface qui est donné par la relation [Pruppacher80] :

$$W_{net,e} = \frac{\alpha_e (c - c_s)}{2\pi M_e \, k \, T} \qquad (4.21)$$

Car, à l'équilibre, le flux arrivant à la surface est égal à celui qui s'en dégage multiplié par α_e. Nous trouvons des valeurs de α_e de l'ordre de *0,035* pour des surfaces de gouttes calmes, et de l'ordre de *0,1* à *1* pour des surfaces agitées. Il existe aussi un coefficient d'accommodation thermique rendant compte du transfert thermique engendré par le choc des molécules à la surface, on le note : α_T.

Δ_e : épaisseur de la couche limite donnée par $\Delta_e = 2/3\ \xi_e$
ξ_e : libre parcours moyen des molécules d'eau donné par :

$$\xi_e = \xi_{e_0} \frac{P_0}{P} \frac{T_{air}}{T_0} \qquad (4.22)$$

Avec $\xi_{e0} = 6{,}6.10^{-8}\ m$, calculé pour $P_0 = 101300\ Pa$ et $T_0 = 273{,}15\ K$.

Nous avons ici une relation plus complète tenant compte de la taille microscopique des gouttelettes, et de l'hypothèse de quasi-stationnarité qui néglige la variation du diamètre de la goutte durant son évaporation.

4.4 TRANSFERT DE CHALEUR PAR EVAPORATION

Comme nous l'avons vu dans les généralités, le processus d'évaporation est un exemple basique du couplage endothermique du transfert de masse et de chaleur. La diffusion de vapeur s'accompagne d'un transfert thermique qui permet le changement de phase du liquide en vapeur par le biais de sa chaleur latente.

L'énergie thermique mise en jeu est d'abord prise au liquide lui même, qui va tendre à se refroidir. Puis, pour maintenir l'équilibre thermodynamique, le transfert se fait avec l'air environnant par conduction, convection et rayonnement.

Nous négligeons le transfert par rayonnement thermique, et nous étudierons la contribution convective ultérieurement.

Dans le cas d'une gouttelette, nous pouvons distinguer deux périodes au cours de l'évaporation. La première est la mise en température de la goutte. Presque toute l'énergie sert à l'établissement de la température d'équilibre qui est égale à celle de bulbe humide[1]. Bien sûr, au cours de cette phase, il y a aussi transfert de masse, mais dans une très petite proportion. Ensuite, l'énergie sert à évaporer le liquide à température quasi-constante. Cette description faite par Lefebvre[89], permet d'avoir une bonne approximation du temps d'évaporation de la goutte, en prenant pour caractéristiques physiques des phases, des valeurs calculées à une température de référence.

Nous allons présenter maintenant les différentes méthodes que l'on peut employer pour le calcul des températures du gaz et du liquide au cours de l'évaporation.

4.4.1 EQUATIONS DE LA PHASE GAZEUSE

L'équation du transfert de chaleur par conduction écrite en coordonnées sphériques, pour l'air autour de la goutte s'écrit :

$$\frac{dT_a}{dt} = \frac{\lambda_a}{\rho_a C_{p_a}}\left(\frac{2}{r}\frac{\partial T_a}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_a}{\partial r^2}\right) \qquad (4.23)$$

Avec les mêmes hypothèses que pour la diffusion de vapeur, nous pouvons définir l'échelle de temps dans laquelle on considère le phénomène thermique comme quasi-stationnaire.

pour $t >> t_C$ avec :

$$t_c = \frac{\rho_a C_{p_a} r_g^2}{\pi \lambda_a} \qquad (4.24)$$

[1] On nomme ainsi la température humide de l'air à la saturation, par son principe de mesure dans les psychromètres d'Assmann.

Dans cette hypothèse, nous avons le flux de chaleur conductif ($Q_{conductif}$) transféré donné par :

$$\frac{dq}{dt} = 4\pi r_g \lambda_a (T_{a_\infty} - T_{a_s}) \qquad (4.25)$$

En tenant compte de la non continuité des gaz pour les gouttes de très faible diamètre, nous modifions les relations de manière analogue au transfert de masse par la modification de la conductivité thermique :

$$\lambda_{a,K_n} = \lambda_a C_{K_n,T} \qquad (4.26)$$

Avec :

$$C_{K_n,T} = \left(\frac{\lambda_a}{\alpha_T \zeta_T \rho_a C_{p_a} r_g} + \frac{r_g}{r_g + \Delta_T} \right)^{-1} \qquad (4.27)$$

Avec $\Delta_T = 2/3.\ \xi_a$ représentant l'épaisseur de la couche limite thermique autour de la goutte, ou ξ_a est le libre parcours moyen des molécules d'air, donné par : $\xi_a = 1{,}6\ \xi_e$.

Nous pouvons aussi faire apparaître la dépendance temporelle sous forme d'un coefficient correcteur de manière analogue à la diffusion de masse, afin d'avoir une relation complète. Ce coefficient est pris égal à *1* dans le cas quasi-stationnaire :

$$C_{t,T} = 1 + \frac{r_g}{\sqrt{\frac{\pi \lambda_a}{\rho_a C_{p_a}} t}} + \ldots \qquad (4.28)$$

Finalement, le flux de chaleur à la surface de la goutte qui sert à la réchauffer, et à évaporer un certain débit de vapeur est de la forme :

$$\boxed{Q = \frac{dq}{dt} = 4\pi r_g \lambda_{a,K_n} (T_\infty - T_s) C_{t,T}} \qquad (4.29)$$

4.4.2 EQUATIONS DE LA PHASE LIQUIDE

Considérons maintenant le transfert thermique pour la phase liquide, c'est à dire la méthode pour modéliser la température à l'intérieur de la goutte, et à sa surface. Nous avons relevé quatre méthodes dans la littérature :

4.4.2.1 L'approximation adiabatique

Historiquement, lorsque le calcul numérique n'était pas très développé, certains auteurs comme Ranz[52a, 52b] utilisent comme température de surface de la goutte, la température de saturation adiabatique,[2] directement lue sur un diagramme psychrométrique en partant de (P_∞, T_∞) et suivant l'isenthalpe jusqu'à la saturation. Cette méthode s'inspire de la mesure de l'hygrométrie par mesure de température de bulbe humide.

Pour un environnement infini, il est pratique de négliger la mise en température de la phase liquide, bien que celle-ci soit atteinte après que *10%* de la goutte se soit évaporée [Law76, 77]. De ce fait nous considérons le liquide à sa température d'équilibre pour l'évaporation : celle de saturation. Ce moyen de détermination reste très utilisé pour des applications globales [Rodriguez91a, 91b], ou pour certains cas de combustion [Lefebvre89].

4.4.2.2 Modèle à conductivité infinie

Nous considérons que le liquide s'échauffe ou se refroidit en bloc, c'est à dire que sa température est uniforme au cours des échanges thermiques. Nous trouvons donc une relation simple pour cette température dans le cas d'une symétrie sphérique :

$$\boxed{\frac{dT}{dt} = \frac{3}{\pi r_g} \frac{Q_l}{\rho_e C_{p_e}}} \qquad (4.30)$$

Où $Q_l = Q_{conductif} + Q_{radiatif} - Q_{latent}$ représente le flux de chaleur net servant à réchauffer la goutte. Cette méthode est très usitée pour de petites gouttes [Linan85]. Elle est comparée aux suivantes pour évaluer sa validité [Grancher90, Michaelides91].

Elle se prête bien au cas d'une approximation quasi-stationnaire du transfert de masse. Elle permet de réduire le temps de calcul par rapport à la méthode de calcul complet de conduction à l'intérieur de la goutte.

4.4.2.3 Modèle à conduction

Cette méthode consiste à résoudre l'équation de conduction de la chaleur au sein de la phase liquide. Nous avons dans le cas d'une goutte :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a_T}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad (4.31)$$

Avec une condition de flux à la surface :

$$4\pi r_g^2 \lambda_e \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=r_g} = Q_{Net} - \dot{m} L_{vap} \qquad (4.32)$$

[2] Ou température de bulbe humide.

Une température finie au centre de la goutte :

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=0} = 0 \qquad (4.33)$$

Elle nécessite un calcul numérique et un temps de calcul assez important, avec un pas de temps assez fin. Elle est indispensable pour l'étude fine de gouttes de taille conséquente [Michaelides92, Kneer93,], ou de petite taille mais en régime transitoire [Ghiaasiaan93, Hubbard75], ou encore pour des gouttes multicouches [Bharat92].

4.4.2.4 Modèle à circulation interne

Nous rappelons ici pour mémoire ce type de calcul, car il est surtout valable pour des études très détaillées, ou pour des gouttes de taille importante. On introduit une notion de circulation interne, induite par le frottement de l'air sur la goutte dû à son mouvement. Ceci provoque une différence dans le transfert de chaleur sur la surface. Cette circulation peut être abordée par un mélange intermédiaire [Yao76], ou par une étude fine du comportement de la goutte soumise à différentes conditions extérieures [Saboni91, Clift78].

4.4.3 BILAN THERMIQUE SUR UNE GOUTTE

Faisons le bilan des échanges thermiques se produisant à la surface de la goutte. Tout d'abord, nous choisissons les hypothèses suivantes :

- le rayonnement (entre gouttes, et avec des parois éventuelles) est négligé,
- la pression de la vapeur à la surface est égale à la pression de vapeur saturante,
- nous prenons le cas d'un modèle à conductivité infini.

Chaleur latente d'évaporation = flux thermique à la surface dû au gaz environnant (ϕ_1)
+ flux thermique à la surface dû à la phase liquide de la goutte (ϕ_2)
+ chaleur sensible de la goutte

$$L_{vap}\frac{dm}{dt} = 4\pi r_g^2 \lambda_a \left.\frac{dT_a}{dr}\right|_{r=rg} + 4\pi r_g^2 \lambda_e \left.\frac{dT_s}{dr}\right|_{r=rg} + m_e C_{pe}\frac{dT_s}{dt} \qquad (4.34)$$

La relaxation thermique de la goutte à sa surface s'effectuant encore plus rapidement que celle de diffusion, nous pouvons négliger le flux ϕ_2, nous obtenons :

$$\boxed{L_{vap}\frac{dm}{dt} = 4\pi r_g^2 \lambda_a \left.\frac{dT_a}{dr}\right|_{r=rg} + m_e C_{pe}\frac{dT_s}{dt}} \qquad (4.35)$$

Si nous nous mettons dans l'hypothèse de quasi-stationnarité, nous pouvons négliger la chaleur sensible de la goutte. Finalement, il ne nous reste plus qu'une relation de la forme :

$$\boxed{Q = L_{vap}.I} \tag{4.36}$$

Avec, Q et I donnés respectivement par les relations (4.29) et (4.16).

Cette relation simplifiée peut donner de très bons résultats dans de nombreuses applications. L'utilisation de la relation complète du bilan thermique s'emploie pour des études plus fondamentales : par exemple, pour examiner l'effet des variations des propriétés des fluides avec la température au cours de l'évaporation [Kneer93, Hubbard75].

4.5 PRESENCE DE CONVECTION

Afin de tenir compte des mouvements d'air autour de la goutte, et pour une étude du transfert de masse, de nombreux auteurs multiplient la relation de Maxwell, (ou celle de Stefan [Bhatti75, Grancher90]), par un nombre sans dimension comparant le transfert de masse par convection au transfert de masse par diffusion moléculaire. Il s'agit du nombre de Sherwood.

Le nombre de Sherwood : $$Sh = \frac{h_{cc}\, d_g}{D_v} \qquad (4.37)$$

Noté historiquement *Nu'* du fait de son analogie avec le nombre de Nusselt. Naturellement, dans le cas du transfert thermique, le nombre adimensionnel choisi est celui de Nusselt.

Le nombre de Nusselt : $$Nu = \frac{h_{cv}\, d_g}{\lambda_a} \qquad (4.38)$$

Pour faire apparaître le mouvement convectif dans les phénomènes étudiés, il suffit de multiplier la relation donnant le débit de vapeur par *Sh/2*, et celle donnant le flux de chaleur par *Nu/2*. Ces nombres adimensionnés rendent compte du courant convectif autour de la goutte par l'intermédiaire du *nombre de Reynolds*. Dans une étude plus fine, nous pourrions remplacer ces nombres par un type d'écoulement donné.

Nous avons donc, d'une façon simple, l'effet du courant convectif appliqué sur la goutte du point de vue transfert de masse. L'équation générale de diffusion de la vapeur (4.16), exprimée en fonction du diamètre de la goutte, afin de rester homogène avec la grandeur caractéristique prise pour les nombres sans dimension, devient :

$$\boxed{\dot{m} = \pi\, d_g\, D_{v,K_n}\, Sh\, (c_s - c_\infty) C_{t,e}} \qquad (4.39)$$

Nous pouvons aussi trouver un facteur de ventilation qui est équivalent au nombre de Sherwood, mais qui s'introduit plus facilement dans les équations déjà existantes sans justifier son mode de détermination, et qui permet de choisir différents régimes d'écoulements globaux [Rouault91, Mestayer88, Pruppacher79, Beard71]. La variation de masse de la goutte s'écrit alors :

$$\dot{m} = -2\, \pi\, d_g\, f\, D_v \left(c_s - c_\infty\right) \qquad (4.40)$$

avec

$$f = 1 + 0{,}108X^2 \quad si \quad X<1{,}4$$
$$f = 0{,}78 + 0{,}308X \quad si \quad X>1{,}4$$
$$X = Sc^{1/3}\, Re^{1/2}$$

La présence d'un courant convectif modifie le flux thermique provenant de l'air. Celui-ci comprend alors un flux conductif et convectif que l'on déduit de la relation (4.29). Nous obtenons ainsi :

$$\boxed{Q = \frac{dq}{dt} = \pi\, d_g\ \lambda_{a,K_n}\ Nu\ (T_\infty - T_s)\ C_{t,T}} \qquad (4.41)$$

Il reste maintenant à exprimer le nombre de Sherwood et celui de Nusselt. Le pionnier dans la formulation de cette expression a été Ranz[52a, 52b]. Toutes autres relations découlent de la sienne, en la modifiant souvent pour tenir compte des hautes températures liées à la combustion. Ces relations ont été données pour de faibles Reynolds et des températures peu élevées. De plus, elles ont été validées expérimentalement.

Ils donnent pour le nombre de Sherwood :

$$\boxed{Sh = 2 + 0{,}6\, Re^{1/2}\, Sc^{1/3}} \qquad (4.42)$$

Avec *Re : nombre de Reynolds* : $Re = \dfrac{U d_g}{\nu}$

Sc : nombre de Schmidt : $Sc = \dfrac{\nu}{D_v}$

Nous retrouvons bien les relations pour une goutte au repos si $Re = 0$. Si l'on est en présence de convection naturelle, c'est-à-dire de vitesses très faibles, Ranz préconise le remplacement du nombre de Reynolds par le nombre de Grashoff, nous obtenons :

$$\boxed{Sh = 2 + 0{,}6\, Gr^{1/4}\, Sc^{1/3}} \qquad (4.43)$$

Avec *Gr : nombre de Grashoff* : $Gr = \dfrac{g\, \beta d_g^3 \Delta T}{\nu^2}$

D'autres auteurs proposent des relations très similaires en faisant varier les coefficients empiriques des équations précédentes [Kulmala95, Nesic91]. Souvent ils s'intéressent aux transferts thermiques et donnent donc des relations pour le nombre de Nusselt.

Il est évidemment aisé de passer du nombre de Sherwood à celui de Nusselt en remplaçant uniquement le nombre de Schmidt par celui de Prandtl.

Son expression est donnée aussi par Ranz[52a, 52b] :

$$\boxed{Nu = 2 + 0{,}6\, Re^{1/2}\, Pr^{1/3}} \qquad (4.44)$$

Avec *Pr : nombre de Prandtl* : $$Pr = \frac{\nu}{a_T}$$

Nous trouvons aussi des études montrant l'effet de divers facteurs comme un champ sonore [Larsen78], ou un contaminant [Hoffer72]. Une tendance se dégage des publications : l'utilisation du nombre de Sherwood est plus fréquente dans le cas d'étude de gouttes isolées, le facteur de ventilation trouve plutôt son application dans l'étude des sprays.

En définitive, les relations de Ranz et Marshall (4.42, 4.43, 4.44) restent une référence dans le vaste domaine de l'évaporation de gouttelettes [Yuen78], les autres relations que l'on peut trouver sont, d'une manière générale, ajustées à un cas d'étude particulier.

4.6 CAS DE LA GOUTTELETTE

Nous venons de passer en revue les différentes façons d'aborder l'évaporation dans le cas sphérique. Il nous reste maintenant à faire le choix des variables à exprimer pour l'évaporation d'une goutte microscopique dans de l'air à température et pression normales.

4.6.1 DANS UN MILIEU INFINI

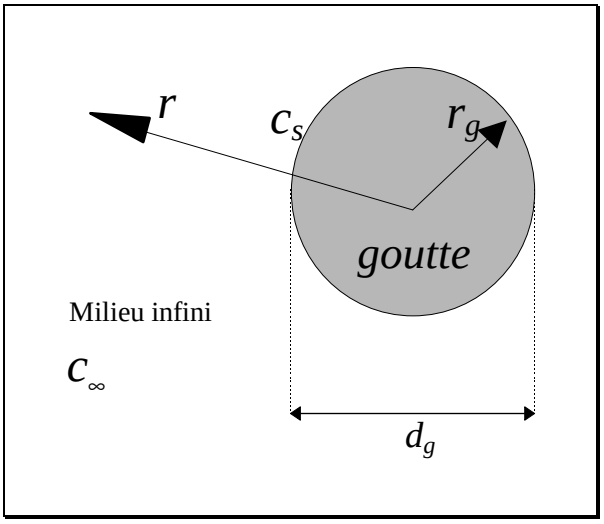


Figure 4-4 : Notation pour le cas du milieu infini

A partir des relations du débit de vapeur s'échappant d'une sphère au repos, nous pouvons déduire l'évolution du diamètre de la goutte en fonction du temps. Partant de la masse d'une sphère : $m_e = \frac{4}{3}\pi\rho_e r_g^3$, et dérivant par rapport au temps, $\frac{dm_e}{dt} = \frac{\pi}{2} d_g^2 \rho_e \frac{d(d_g)}{dt}$, nous obtenons trivialement la relation donnant l'évolution de la surface de la goutte :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{-8\pi D_v}{\rho_e}(c_s - c_\infty) \qquad (4.45)$$

Nous voyons donc apparaître, en première approximation, une relation linéaire entre le carré du diamètre de la goutte (ou sa surface) et le temps. En effet, si nous rajoutons les coefficients de corrections dus à la dépendance temporelle, à la non continuité des gaz et à un courant convectif, la relation précédente perd sa linéarité.

Cette décroissance linéaire permet d'avoir une bonne approximation pour des gouttes immobiles [Ranz52a]. Elle peut aussi apparaître sous forme d'une constante d'évaporation $D_0^2 - D^2 = Cte.t$ pour une application à la combustion [Levebvre89].

Dans le cas complet du couplage du transfert massique-thermique, nous obtenons un système d'équations différentielles non linéaires.

$$\begin{cases} \dfrac{dm}{dt} = \pi d_g D_{v,K_n} Sh\left(c_\infty - c_s\right) \\ \dfrac{dT_s}{dt} = \dfrac{1}{m C_{pe}}\left[L_{vap}\dfrac{dm}{dt} + \pi d_g \lambda_{a,K_n} Nu\left(T_\infty - T_s\right)\right] \end{cases} \tag{4.46}$$

Si nous prenons le cas quasi-stationnaire pour la phase liquide, la capacité thermique de la goutte est négligée et nous avons :

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(d_g\right)}{dt} = \dfrac{-2D_{v,K_n}}{\rho_e d_g} Sh\left(c_s - c_\infty\right) \\ T_g = T_\infty + \dfrac{L_{vap} D_{v,K_n}}{\lambda_{a,K_n}} \dfrac{Sh}{Nu}\left(c_s - c_\infty\right) \end{cases}} \tag{4.47}$$

Ceci peut être exprimé avec ou sans coefficient de correction de Knudsen, suivant la précision voulue, ou le diamètre des particules étudiées. Ces équations ont été établies en considérant la température de l'air et l'humidité relative constantes au cours de l'évaporation afin de simuler un volume infini.

4.6.2 DANS UN MILIEU FINI

Passons maintenant à l'étape qui nous permettra d'aborder une méthode très usitée pour la modélisation de nuages ou de sprays. L'évaporation d'une goutte dans un milieu fini est le maillon élémentaire dans la modélisation d'un brouillard ou d'un nuage, qui peut être considéré comme un arrangement ou un regroupement aléatoire de ces maillons. Nous allons étudier le cas le plus simple du point de vue symétrique : l'évaporation dans une "bulle" de rayon *b*, d'une goutte en son centre.

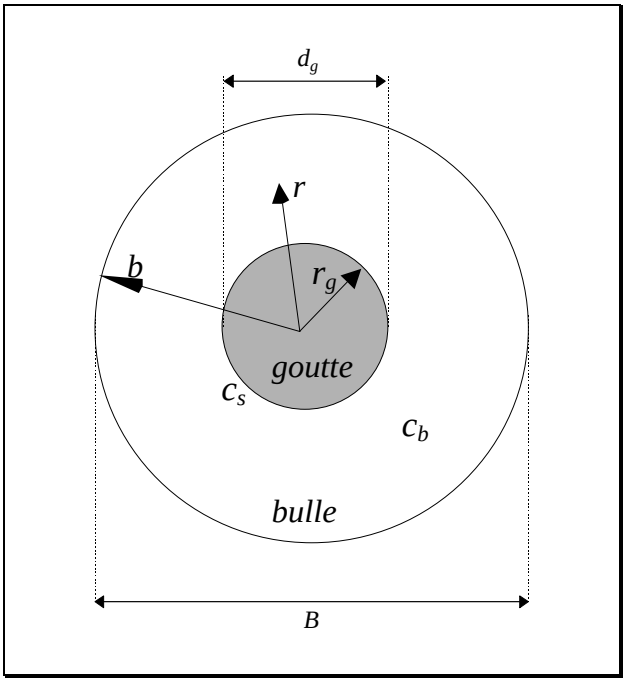


Figure 4-5 : Notation dans le cas du milieu fini

Dans le cas d'une paroi de bulle absorbante, c'est à dire que la concentration à sa surface reste constante au cours de l'évaporation, il suffit de changer les conditions aux limites dans la résolution des équations de Fick :

en $r = b$: $c = c_b$

L'équation de Maxwell devient alors [Fuchs59] :

$$\dot{m} = 4\pi r_g D_{v,K_n} \frac{(c_s - c_b)}{(1 - r_g / b)} \qquad (4.48)$$

Nous avons pour une étude plus précise, la forme de la distribution de vapeur dans la "bulle" décrite par l'équation suivante :

$$(c - c_b) = \frac{r_g (b - r)(c_s - c_b)}{r(b - r_g)} \qquad (4.49)$$

L'évolution de la surface de la goutte dans la bulle en fonction du temps peut être déduite facilement des équations précédentes, nous obtenons alors une relation simple :

$$\left(S_0 - \frac{S_0^{3/2}}{3b\pi^{1/2}}\right) - \left(S - \frac{S^{3/2}}{3b\pi^{1/2}}\right) = \frac{8\pi D_{v,K_n}}{\rho_e} (c_s - c_b)\, t \qquad (4.50)$$

Pour ce qui est des transferts thermiques, nous obtenons de manière analogue au transfert de masse en changeant les conditions aux limites, la relation suivante :

$$\frac{dq}{dt} = 4\pi r_g \lambda_{a,K_n} \frac{(T_b - T_0)}{(1 - r_g / b)} \qquad (4.51)$$

Ces relations déduites de celles de Maxwell sont applicables au cas quasi-stationnaire, et pour une paroi absorbante. Dans le cadre d'une future étude d'un brouillard dense de gouttes, il nous faut prendre en considération la proximité et donc considérer les parois de bulles non absorbantes, pour qu'il puisse y avoir accumulation. De plus, pour établir de telles relations, nous devons passer au cas non stationnaire et considérer le cas d'une bulle isolée, afin de parvenir au cas quasi-stationnaire.

Pour le cas d'une paroi non absorbante, c'est à dire pour le système sphère-bulle isolé, la solution de l'équation (4.4) nous donne, avec en $r = r_g$ $c = c_s$; en $r = b$ $\partial c / \partial r = 0$ et en prenant pour condition initiale à $t = 0$ $c = c_0$, un débit de vapeur de la forme :

$$I = 4\pi D_{v,K_n} r_g^2 (c_s - c_0) \sum_i exp(-D_{v,K_n} \alpha_i^2 t) \frac{2(1 + \alpha_i^2 b^2)}{b^2 (b - r_g) \alpha_i^2 - r_g} \qquad (4.52)$$

Avec α_i racine de l'équation : $tg[\alpha\,(b - r_g)] = \alpha b$

Partant de cette solution, nous arrivons à une relation plus précise pour le cas quasi-stationnaire, en ne retenant que le premier terme de la série :

$$\boxed{I = 4\pi r_g D_{v,K_n}\left(c_s - c_0\right) exp\left(\frac{-3r_g D_{v,K_n} t}{\left(b - r_g\right)^3}\right)} \qquad (4.53)$$

Le fait de travailler dans un environnement fini implique une variation des conditions de température et d'humidité autour de la goutte. Nous devons donc exprimer la variation de la température de l'air ainsi que celle de l'humidité à l'intérieur de la bulle.

Nous choisissons le système goutte-bulle isolé, et considérerons la bulle comme indéformable. La conservation de l'énergie et de la masse dans le système nous donne la variation de température et d'humidité de l'air contenu dans la bulle. Nous prenons pour conditions aux limites l'équation d'évaporation ainsi que la conservation de l'énergie à la surface de la goutte.

Le bilan énergétique appliqué à l'air humide autour de la goutte nous donne :

$$m_{ah} C_{pah} \frac{dT_{ah}}{dt} = -2\pi d_g \lambda_{a,K_n}\left(\frac{Nu}{2}\right)\left(T_{ah} - T_g\right) - L_{vap}\frac{dm}{dt} \qquad (4.54)$$

Les autres relations restant valables dans un environnement fini. Nous avons donc toutes les relations nécessaires au calcul de l'évaporation d'une goutte dans un environnement sphérique fini. Il nous vient le système différentiel de quatre équations couplées à résoudre pour obtenir les paramètres de l'évolution dynamique de la goutte contenue dans la "bulle".

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(d_g\right)}{dt} = -\dfrac{2}{\pi\rho_e d_g^2}\dfrac{dm_e}{dt} \\ \dfrac{dT_g}{dt} = \dfrac{1}{m_e C_{pe}}\left[L_{vap}\dfrac{dm_e}{dt} - 2\pi d_g \lambda_{a,K_n}\dfrac{Nu}{2}\left(T_{ah} - T_g\right)\right] \\ \dfrac{dm_e}{dt} = 2\pi d_g D_{v,K_n}\left(\dfrac{Sh}{2}\right)\left(c_s - c_0\right) exp\left(\dfrac{-12 D_{v,K_n} t}{\left(B - d_g\right)^3}\right) \\ \dfrac{dT_{ah}}{dt} = \dfrac{1}{m_{ah} C_{pah}}\left[-2\pi d_g \lambda_{a,K_n}\dfrac{Nu}{2}\left(T_{ah} - T_g\right) + L_{vap}\dfrac{dm_e}{dt}\right] \end{cases}} \qquad (4.55)$$

4.6.3 EQUATIONS ANNEXES

Muni des bases pour aborder l'évaporation d'une goutte dans un milieu donné, il nous faut encore exprimer les concentrations de vapeur rencontrées dans les équations précédentes, ainsi que le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air.

Calcul des concentrations en vapeur ou pressions de vapeur.

Le calcul des pressions de vapeur ou de concentration se fait en considérant les gaz en présence comme parfaits. De ce fait, nous utilisons volontiers la relation de Clausius-Clapeyron, car elle donne de très bons résultats pour les gammes de températures et de pressions dans lesquelles nous travaillons. Celle-ci calcule la concentration en vapeur d'eau, ou la pression de vapeur à l'état saturé :

$$\boxed{c_{vs}(T) = \frac{P_0}{P}\,\frac{M_v}{M_a}\,exp\,\frac{L_v\,M_v}{R\,T_{eb}}\,(1 - \frac{T_{eb}}{T})} \qquad (4.56)$$

Ou en fonction des pressions de vapeur :

$$P_{vs}(T) = P_0\,exp\,\frac{L_v\,M_v}{R\,T_{eb}}\,(1 - \frac{T_{eb}}{T}) \qquad (4.57)$$

Nous exprimons la concentration de vapeur loin de la surface, en utilisant l'humidité relative : *RH*[3] (exprimée en %) :

$$c(T_a) = c_{vs}(T_a)\,.\,RH \qquad (4.58)$$

Nous pouvons trouver d'autres méthodes pour exprimer les pressions de vapeur. Les unes insistent sur une gamme de pression, les autres sur une gamme de température [Buck82], ou prennent en considération plusieurs constituants du liquide [Fitzgerald75]. Cependant, dans le cadre de l'évaporation de l'eau dans l'air, les relations précitées sont tout à fait correctes.

Afin de prendre en compte l'effet de la courbure de la surface sur la pression de vapeur, et, par là même, sur la concentration de vapeur à la surface de la goutte, Kelvin calcula la variation de la pression de vapeur à l'équilibre entre deux phases séparées par une interface courbe. Il démontra qu'à chaque température la pression de vapeur saturante sur une gouttelette est supérieure à celle d'une surface plane, et augmente avec la décroissance de la goutte. Ceci donne l'équation de Kelvin [Pruppacher80], que nous pouvons exprimer sous forme d'un coefficient correcteur :

$$c_s(T_g) = c_{vs}(T_g).C_k \qquad (4.59)$$

[3] RH provient de l'anglais Relative Humidity, qui est le rapport entre la pression partielle de vapeur et la pression de saturation de cette vapeur.

Avec le coefficient de correction de Kelvin :

$$C_K = exp\left(\frac{4\,\sigma_e\,M_e}{RT_g\,\rho_e\,d_g}\right) \qquad (4.60)$$

Après avoir donné les relations permettant le calcul des pressions de vapeur, il nous faut encore exprimer le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air.

Expression du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air : D_V

Nous trouvons dans la littérature différentes corrélations valables dans un certain domaine de température ou de pression. Voici les plus courantes :

Ferron [88] donne :

$$\boxed{D_v = \left(0{,}219 + 0{,}0013\,T_a\right).10^{-4}} \qquad (4.61)$$

Shirmer [Saccadura82] donne :

$$D_v = 2{,}26.10^{-5}\,\frac{1}{P}\left(\frac{T}{273}\right)^{1{,}81} \qquad (4.62)$$

Cette relation ne reste valable que pour des températures comprises dans l'intervalle [20,50°C].

Certains auteurs donnent une relation plus orientée vers un calcul chimique [Perry84] :

$$D_{AB} = \frac{10^{-7}\,T^{1{,}75}\left[M_A + M_B / M_A M_B\right]^{1/2}}{P\left[\sum v_A^{1/3} + \sum v_B^{1/3}\right]^2} \qquad (4.63)$$

avec $\nu_{air} = 20{,}1$ et $\nu_{eau} = 12{,}7$

Dans la suite de notre étude, nous utilisons l'équation encadrée (4.56) pour calculer la concentration de vapeur. Pour ce qui est du coefficient de diffusion, nous avons choisi la relation donnée par Ferron (4.61) car il l'utilise pour une application à l'évaporation de gouttelettes d'eau, dans les mêmes gammes de température et de pression que notre cas d'étude.

Avec les relations pour le transfert de masse et le transfert thermique, nous pouvons prédire l'évolution complète d'une goutte dans un environnement fini ou infini, en prenant en compte un courant convectif. Cependant, ceci ne reste valable que dans le cas statique. Pour prendre en compte le mouvement d'une goutte et en déduire son évolution au cours de sa trajectoire, il nous faut exprimer les équations du mouvement.

4.7 MOUVEMENTS DE LA GOUTTE

Nous allons présenter brièvement dans ce paragraphe, une méthode pour modéliser un écoulement contenant des gouttelettes. Il se dégage de la littérature deux grandes tendances dans l'approche de la modélisation du comportement des gouttes en mouvement. La première consiste à se placer dans le cas d'une approche Lagrangienne permettant de situer chaque particule dans l'écoulement, et d'en donner ses caractéristiques le long de sa trajectoire. La seconde est l'approche Eulérienne considérant les particules comme un champ continu, et l'on résout les équations de transport pour chaque phase.

4.7.1 TRAJECTOIRE D'UNE PARTICULE AU SEIN D'UN ECOULEMENT

Partant de l'équation du mouvement d'une particule sphérique, et moyennant les hypothèses suivantes :

- la sphère est indéformable,
- elle n'est pas en rotation,
- on néglige l'interaction entre particules,
- l'écoulement autour de la goutte est homogène.

Nous obtenons l'équation du mouvement de la goutte, pour le cas instationnaire et pour un très faible nombre de Reynolds. Cette équation, historiquement dite de Basset(1888), Boussinesq(1885) et Oseen(1927) [Aggarwal95, Grancher90, Ormancey84] fut modifiée de nombreuses fois avant d'arriver à la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\rho_g \vartheta \frac{d\vec{V}}{dt} = \quad & -\frac{d_g^2}{8}\frac{\pi}{d_g}\rho_a C_D\left(\vec{V}-\vec{U}\right)\left|\vec{V}-\vec{U}\right| && \textit{Force de Trainée} \\
& -\rho_a C_A \vartheta \frac{d\left(\vec{V}-\vec{U}\right)}{dt} && \textit{Terme de masse ajoutée} \\
& +\vartheta\left(\rho_g-\rho_a\right)\vec{g} && \textit{Terme de flotabilité} \\
& +\rho_a \vartheta \frac{D\vec{U}}{Dt} && \textit{Force de gradient de pression} \\
& -\frac{3}{2}\frac{\vartheta}{d_g}C_H\sqrt{\frac{\rho_a \mu}{\pi}}\int_{-\infty}^{t}\frac{d\left(\vec{V}-\vec{U}\right)\Big/dt}{(t-\tau)^{1/2}}\,d\tau && \textit{Terme d' histoire de Basset}
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Avec les coefficients :

$$C_D = \frac{24}{R_e}\left(1+0{,}15\,Re^{0{,}687}\right)$$ coefficient de traînée

$$C_A = 1{,}05 - \frac{0{,}066}{(A_C^2 + 0{,}12)} \qquad \text{avec} \quad A_C = \frac{\left|\vec{V} - \vec{U}\right|^2}{d_g \left|\frac{d(\vec{V} - \vec{U})}{dt}\right|}$$

$$C_H = 2{,}88 + \frac{3{,}12}{(Ac^2 + 1)^3}$$

Avec $\frac{D}{Dt}$ étant la dérivée temporelle le long de la trajectoire de la particule discrète, $\frac{d}{dt}$ étant la dérivée particulaire[4]

Suivant les hypothèses de départ et le fait que la masse volumique de la goutte soit grande devant celle du fluide porteur, l'équation précédente se simplifie grandement et nous obtenons [Berlemont95, 91] :

$$\boxed{\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{3}{4}\frac{\rho_a}{\rho_g}\frac{C_D}{d_g}\left(\vec{V} - \vec{U}\right)\left|\vec{V} - \vec{U}\right| + \vec{g}} \qquad (4.65)$$

Cette équation réduite est largement utilisée dans la littérature, que ce soit en combustion [Berlemont95, Renksizbulut92, Crowe77...], ou pour des applications à pression atmosphérique et température ambiante [Rouault91, Rodriguez91a, Wu79...]. Cependant, nous avons négligé le terme d'histoire d'accélération de la particule (terme de Basset) qui a été calculé sans tenir compte de l'évaporation. Comme ce terme augmente quand la particule diminue de taille, il serait préférable d'étudier plus en détail ce phénomène pour une application détaillée du mouvement des particules.

Ces équations (formalisme Lagrangien) nous permettent de déterminer la dispersion des particules. Cependant, lorsque l'on veut obtenir rapidement un ordre de grandeur, dans le cas d'un calcul de gain thermique, ou humidification globale, il est préférable d'utiliser un formalisme Eulérien qui considère des quantités moyennes de l'écoulement.

4.7.2 ECOULEMENT DIPHASIQUE

Cette étude nécessite l'écriture des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie pour chaque phase en ajoutant un terme source ou puits pour prendre en compte le changement de phase. On peut aussi rajouter des équations de fermeture de la turbulence si l'on étudie son effet.

Différentes hypothèses simplificatrices sont prises en compte suivant le type d'écoulement étudié. En effet, on ne peut se permettre d'étudier un écoulement quelconque en résolvant les équations de Navier-Stokes complètes. Les auteurs étudient une configuration précise afin de simplifier l'étude : Mestayer[88] étudie une couche limite, Grancher[90] étudie un jet rond... Ceci permet de simplifier le couplage entre les deux phases.

[4] Cette dérivée est aussi appelée dérivée matérielle ; elle est obtenue en suivant la particule dans son mouvement.

En général nous prenons l'équation de continuité et les équations de transport conventionnelles auxquelles nous ajoutons les termes sources décrits ci-dessous :

4.7.2.1 Continuité

Nous ajoutons le terme source de masse S_m :

$$S_m = n\langle \dot{m} \rangle \quad [5] \tag{4.66}$$

4.7.2.2 Quantité de mouvement

On ajoute un terme source de quantité de mouvement S_u qui comporte deux parties :

le premier terme source est dû aux forces d'interactions entre fluide et particule,

$$S_{u_1} = n\left\langle -m_g\left(\frac{dV}{dt} - g\right)\right\rangle \tag{4.67}$$

le deuxième est dû au flux de quantité de mouvement apporté par injection du gaz

$$S_{u_2} = n\langle S_m.V \rangle \tag{4.68}$$

4.7.2.3 Energie

Nous ajoutons un terme source d'énergie S_e qui comporte également deux parties :

la première représente la quantité de chaleur absorbée par la goutte servant au chauffage et à l'évaporation du débit $\dot{m}$,

$$S_{e_1} = n\langle L\dot{m} + Q_L \rangle \tag{4.69}$$

la deuxième représente le flux de chaleur (enthalpie) emporté par la vapeur libérée.

$$S_{e_2} = n\left\langle \dot{m}C_{vap}\left(T_s - T_{ref}\right)\right\rangle \tag{4.70}$$

Ces équations sont établies pour une phase dispersée assez faible pour pouvoir négliger l'interaction entre particules au sein de l'écoulement. Le problème reste de moyenner les échanges de vapeur et de chaleur par le nombre n de particules.

[5] Le symbole : $\langle\ \rangle$ représente une moyenne sur le nombre n de particules.

4.7.2.4 Effet de la turbulence

La prise en compte de la turbulence est fondamentale dans les phénomènes évaporatifs. En effet, celle-ci a comme avantage d'augmenter les échanges thermiques par dissipation visqueuse. Plus la taille des tourbillons turbulents diminue, plus les échanges de masse et de chaleur augmentent.

Il est donc indispensable d'en tenir compte dans les processus évaporatifs. De nombreux auteurs étudient l'effet de la turbulence dans les écoulements diphasiques, afin de déterminer l'influence de celle-ci sur la modification physique des gouttes, ou sur l'amélioration du coefficient d'échange thermique dans une couche limite [Mestayer88].

Pour prendre en compte l'effet de l'intensité de la turbulence, il faut écrire les équations du mouvement et d'énergie sous forme turbulente, et fermer le système avec un modèle assez développé, de type k-ε par exemple. Nous pouvons trouver les termes sources des quantités turbulentes, pour un tel modèle, dans l'article de Berlemont[95]. Les auteurs tels que Grancher[90] étudient l'influence de la turbulence dans un jet rond avec une fermeture de type k-ε. Mestayer[88] étudie le phénomène dans une couche limite sur l'océan. Tandis que Michaelides[91, 92] s'intéresse à l'écoulement de gouttelettes dans un conduit cylindrique.

Nous venons de voir les méthodes permettant de calculer les échanges de matière et d'énergie dans un écoulement à phase dispersée. Cependant, elles nécessitent un temps de calcul considérable, du fait de la non linéarité des équations. De plus, elles ne restent valables que si nous négligeons l'interaction entre les particules au cours de leur évaporation. Il est préférable de réserver ce type de modélisation à des études sur un seul paramètre. Il nous faut maintenant aborder une autre méthode afin de prendre en compte la proximité des particules.

4.8 INTERACTION ENTRE GOUTTELETTES

Dès que l'on veut étudier le comportement d'un nuage, d'un spray ou d'un brouillard, se pose le problème, au cours de l'évaporation d'une des phases, de la proximité des particules. En effet, pour un nuage immobile, nous ne pouvons faire abstraction de l'influence des particules voisines. Dans le cas d'un écoulement, nous avons de grandes différences par rapport à un écoulement à phases dispersées.

Les modèles prenant en compte l'interaction entre les particules rencontrés dans la littérature sont en grande majorité issus de recherches en combustion. En effet, c'est le domaine de prédilection des sprays pulvérisés dans des enceintes fermées qu'il faut optimiser pour obtenir le meilleur rendement de combustion possible.

Cependant, nous pouvons trouver des études sur l'évaporation de brouillards atmosphériques [Andriankin91], ou sur l'effet de proximité des gouttes au sein d'un nuage pour des applications chimiques [Labowsky76]. D'autres étudient expérimentalement l'effet de l'interaction entre deux gouttes sur le coefficient de traînée [Choi92].

Dans le cas d'études liées à la combustion, nous trouvons différentes méthodes de modélisation de l'interaction entre les gouttelettes de combustible. Certains [Shuen87, Tong88] utilisent une modélisation sous la forme d'une grille de gouttes régulièrement espacées dans un environnement libre, ou au sein d'un cylindre. D'autres, les équations de Navier-Stokes sous forme Vorticité-Fonction de courant qui sont résolues par une méthode aux différences finies. Cette approche est surtout destinée à une étude fine de la distribution de vapeur autour des gouttelettes, ou de la traînée induite au cours de l'évaporation ou de la combustion. De plus, elle n'est pas adaptée à une application pour un nuage dans sa globalité.

Pour étudier de façon plus globale un nuage de gouttes, Zung[67] proposa de modéliser un nuage par un empilement de "bulles" contenant toutes une goutte en leur centre. Il s'agit du modèle cellulaire largement repris pour les études de sprays. Nous allons en décrire les caractéristiques.

Le modèle cellulaire et ses dérivés

L'idée de base de ce modèle est de considérer que les gouttes au sein d'un spray s'évaporent dans un environnement fini qui est représenté par une "bulle". Dans le cas de Zung, la "bulle" est cubique, afin de faciliter l'empilement.

Le nuage est donc un empilement de ces cubes. Pour des raisons de symétrie et de simplification dans les équations de l'évaporation, Zung considère pour ses calculs, une sphère d'influence de volume équivalent (de rayon r_{sph}) à celui du cube. Puis se met dans une configuration de nuage sphérique de rayon R_{sph}.

Ce type de géométrie se retrouve dans tous les autres modèles considérant un nuage composé d'une unique taille de goutte. Les différences se font au niveau des équations de bilan et plus précisément dans leurs conditions aux limites.

Zung prend les hypothèses suivantes :

- nuage immobile sans courant convectif,
- pas de prise en compte de l'humidité à l'extérieur du nuage ($RH = 0$),
- transfert de masse uniquement,
- tous les coefficients constants.

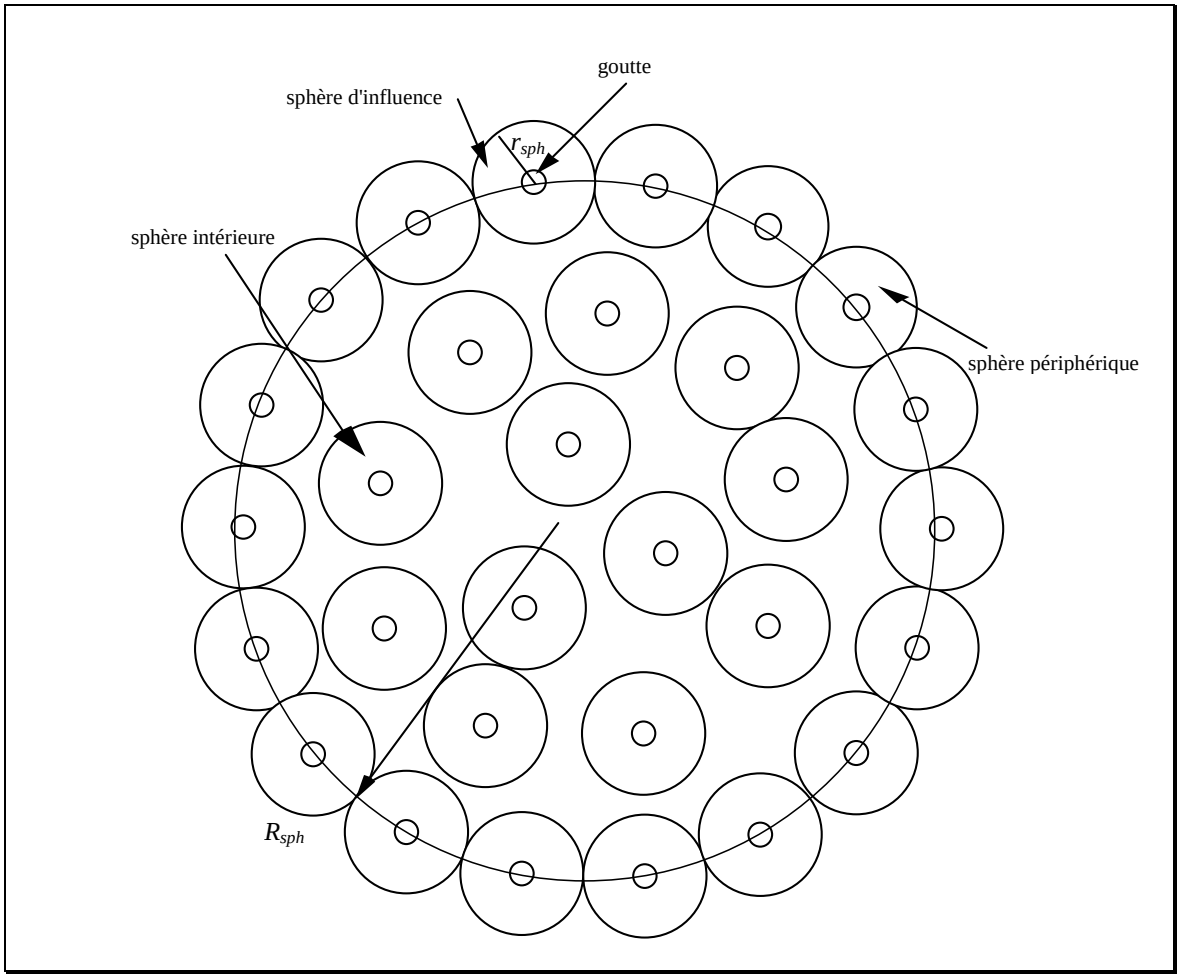


Figure 4-6 : Illustration du modèle cellulaire de Zung

Il ne considère que les transferts de masse dans une sphère, négligeant les échanges thermiques, et les possibilités de communication entre les sphères. Appliquant la conservation de la masse dans la bulle, et moyennant les concentrations, il en déduit un temps d'évaporation pour le nuage.

Son étude montre que, si les gouttes sont suffisamment espacées, le nuage s'évapore comme une seule goutte. Par contre, si les gouttes intérieures arrivent à saturation avant évaporation complète, il calcule le temps mis jusqu'à saturation, puis ne considère l'évaporation possible qu'à la périphérie par couches successives dont le temps d'évaporation est le double de celui d'une goutte unique. En effet, sur la couche externe, la moitié seulement de la goutte est en contact avec l'air non saturé.

Ce modèle, bien que représentant correctement les phénomènes, reste trop simplifié, tant par l'absence de transferts thermiques que par la non modification des conditions de l'ambiance.

Un deuxième auteur, Tishkoff[79], reprend le modèle de Zung en prenant en considération les modifications thermiques dues à l'évaporation. Les sphères d'influence sont considérées comme adiabatiques, rigides et imperméables. Il étudie les effets de la transition entre l'évaporation complète et la saturation. Pour cela, il calcule les profils de température d'air et de concentration de vapeur à l'intérieur de la "bulle" d'influence en tenant compte de la température de la goutte, calculée par l'approche de la conductivité infinie, et de la chaleur latente d'évaporation de la goutte.

Ce modèle plus complet, permet de se faire une bonne idée du temps d'évaporation d'un nuage. Cependant, il impose encore les conditions aux bords de la bulle, et ne tient pas compte d'un éventuel courant convectif.

Un modèle plus complet rencontré est celui de Bellan[83] qui prend les équations intégrales de bilans massiques et thermiques pour les sphères et leurs interstices. Le facteur de compacité est pris égal à *0,74*, et il rajoute à cela un modèle d'évaporation dans une atmosphère finie. Les sphères d'influence sont considérées comme déformables et perméables.

Bellan[87a] améliore son modèle en ajoutant à son étude un courant convectif arrivant sur le nuage, et en étudie sa profondeur de pénétration. Il affine son modèle [Bellan87b] de manière à prendre en compte les échanges entre les bulles et l'extérieur (masse et enthalpie). Enfin [Fichot94], il simule le comportement des gouttes au sein de larges structures cohérentes comme les vortex rencontrés dans les couches de mélanges aux frontières d'un jet. De plus, il permet à ces sphères de se déformer (contraction ou dilatation).

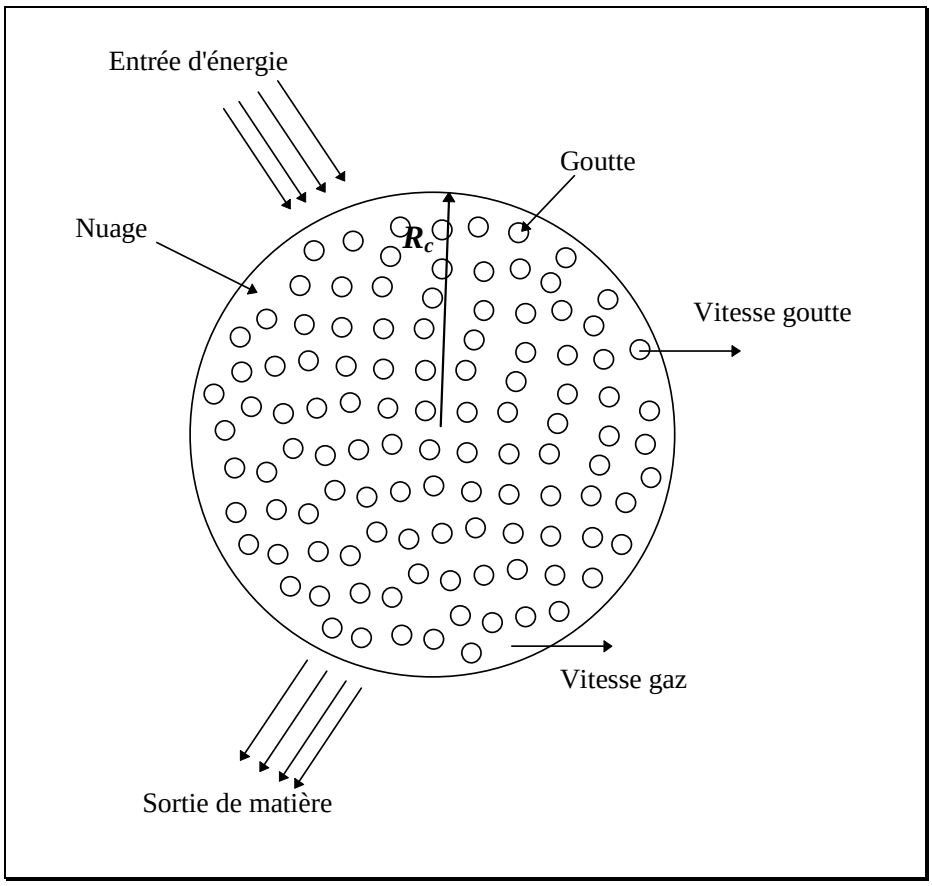


Figure 4-7 : Illustration du modèle de Bellan complet

Cependant, ce modèle assez détaillé a fait l'objet de légères simplifications spécifiques à son application à la combustion, et doit être modifié dans le cas d'une application à la brumisation.

Enfin, l'un des modèles les plus récents est celui de Wong[92], qui reprend les travaux des auteurs précédents par une formulation différentielle avec des conditions aux bords plus détaillées. De plus, en comparant ses résultats à ceux des auteurs précédents, il constate un bon accord avec Bellan, et des écarts assez importants avec Zung.

Si l'on veut plus de détails sur les modèles d'interactions entre gouttes pour des applications à la combustion, nous pouvons nous référer au récent article d'Annamalai[92] qui fait un rappel des modèles d'interaction, vaporisation et de combustion de gouttelettes.

Nous venons d'étudier les différentes façons d'aborder l'interaction entre les gouttelettes. Nous avons vu que certains modèles sont trop détaillés pour une application globale, et d'autres trop simplifiés, ne prenant pas en compte les transferts thermiques. Nous devons donc nous inspirer de ces modèles en occultant certains paramètres afin de former des solutions dans un temps de calcul raisonnable.

La modélisation permet de simuler de nombreux cas d'étude, mais elle n'est possible, à grande échelle, que si les modèles ont été validés par l'expérience. Cependant, dans le domaine des gouttelettes de taille microscopique, les expérimentations sont très difficiles et coûteuses. Nous allons voir les méthodes d'investigation existantes dans le domaine de la mesure des tailles et des vitesses de particules sphériques.

4.9 METROLOGIE DE L'EVAPORATION DES GOUTTELETTES

La mesure des variables entrant dans un phénomène d'évaporation de gouttelettes microscopiques est très difficile à mettre en œuvre : d'une part par la taille des phénomènes observés, d'autre part par l'aspect dense et humide d'un nuage. En effet, dans le cas d'une phase très compacte et humide, il est impossible de réaliser des mesures intrusives fiables au sein d'un écoulement ou d'un nuage immobile. Nous devons donc faire appel à des méthodes non intrusives.

Nous allons voir quelques méthodes existantes dans la littérature, appliquées au cas d'une goutte puis d'un ensemble de gouttes.

4.9.1 CAS D'UNE GOUTTE

Ranz[52a, 52b] mesure l'évaporation de gouttes suspendues à un fil, en mesurant leur taille par photographies. Cette méthode très ancienne permet une approche de l'évaporation non stationnaire si l'on dispose d'une acquisition rapide des images ; par contre, elle est possible uniquement dans le cas de gouttes de taille assez conséquente.

Yao[76] utilise des techniques photographiques en colorant le liquide et étudiant la chute libre d'une goutte d'une taille de 3 à 6 mm. Cela lui permet de mettre en évidence l'existence d'une circulation à l'intérieur de telles gouttes, et leur déformation. Cette méthode permet de déduire les modèles thermiques à employer pour la conduction interne à la goutte.

Yuen[78] mesure l'évaporation par humidification d'une sphère poreuse, le débit évaporé étant relié au débit fourni à la sphère pour l'humidifier. Cette technique est très utile dans la détermination des coefficients de transferts de masse ou thermiques.

Wu[79] compare les méthodes laser et fils parcourus par un courant, et en déduit que la méthode des fils ne mesure que la taille des gouttes supérieures à *51* μm de diamètre en insérant, de plus, un élément perturbateur dans l'écoulement. Alors que la méthode d'interception d'un faisceau laser de *800* μm de diamètre est la seule à pouvoir mesurer le diamètre de particules ainsi que leur vitesse.

Adams[96] présente deux techniques optiques non intrusives (mesure infrarouge, réfractométrie arc-en-ciel) pour la mesure de la température de gouttes en cours d'évaporation dans un écoulement de type jet. Il compare les résultats expérimentaux ainsi obtenus avec les modèles classiques de conduction effective pour le calcul de l'évaporation. Ces résultats montrent une insuffisance de la loi en (D^2) [6] pour simuler une phase compacte de gouttelettes, et montre que le paramètre donnant la distance inter-gouttes est prépondérant dans les processus de transfert thermique et de masse.

[6] Loi donnant une bonne approximation de l'évaporation d'une goutte en considérant la décroissance du carré du diamètre de la goutte linéaire par rapport au temps. Approximation très employée dans la littérature [Lefebvre89].

4.9.2 CAS D'UN ARRANGEMENT DE GOUTTES

Les méthodes laser étant non intrusives, elles sont indispensables dans le cas de nuages ou de sprays. Nous pouvons en distinguer plusieurs : la diffraction, la tomographie, l'holographie ou la méthode des phases/Doppler.

L'holographie permet la mesure de la croissance des gouttes issues d'un spray [Mayinger92]. Moyennant un traitement approprié des images obtenues, il est possible d'identifier la taille des particules au sein du spray pulvérisé. De plus, nous pouvons déterminer des tailles minimales de gouttes de *0,1* µ*m* par la méthode de diffusion de la lumière de Mie [Peters95].

La diffraction [Chin92], ainsi que la méthode des phases/Doppler [Guerrassi95] permettent de déterminer le diamètre moyen de Sauter[7] dans un spray. De plus, le granulomètre phase/Doppler donne la taille et la vitesse locale des particules rencontrées. Ces méthodes sont largement utilisées pour le calibrage des injecteurs diesels, et en général pour les études en combustion.
Bien qu'elles possèdent de nombreux avantages, et qu'elles soient inévitables dans le cas de phases denses, ces méthodes laser nécessitent un lourd appareillage et un long traitement afin de parvenir à des résultats intéressants. De plus, pour des phases trop denses, la mesure par PDA[8] devient impossible [Amara96].

D'autres méthodes permettent aussi d'appréhender les sprays. Elles donnent de bons résultats pour l'étude d'un paramètre, mais ne sont pas aussi complètes que celles utilisant des lasers.

Une méthode récente permet de visualiser par caméra infrarouge la température d'une goutte ou d'un brouillard en évaporation. De plus, elle permet de vérifier les hypothèses faites sur la température à laquelle se stabilisent les gouttes au cours de leur évaporation. Cette technique permet aussi de voir les effets thermiques engendrés sur l'ambiance ou sur les parois de l'enceinte étudiée. Klassen[92] utilise cette méthode pour étudier l'effet du refroidissement obtenu par évaporation d'une goutte posée sur une plaque uniformément chauffée.

L'utilisation d'une caméra CCD[9] [Zhang95] nous donne une image de l'arrangement des gouttes, permettant ainsi leur comptage, et la détermination de leur taille à partir de *10* µ*m*. Cependant, l'analyse de tels résultats est rendue très difficile par la coalescence ou le bris des gouttes, ainsi que par leur éventuel dépôt sur des parois.

En plus des techniques de mesure, il se pose le problème des techniques de production des gouttes de taille uniforme, les auteurs étudiant les écoulements utilisent soit le "bris de vague" [Mestayer88] soit la retombée d'un jet éjecté verticalement [Hwang88].

---

[7] Le diamètre moyen de **Sauter** est donné par la relation suivante : $D_{32} = \sum_{i=1}^{N} D_i^3 \Big/ \sum_{i=1}^{N} D_i^2$

[8] **P**article **D**ynamic **A**nalyser : Instrumentation laser permettant l'analyse des particules en mouvement dans un écoulement.

[9] **C**harge **C**ouple **D**evices : Ce principe permet l'acquisition rapide d'images avec une très bonne résolution.

Dans le cas qui va être étudié, nous utilisons un brumisateur de type piézo-électrique qui permet de générer un brouillard de gouttelettes pratiquement uniformes d'environ 3 µm de diamètre. Le seul moyen de vérifier ces tailles est bien sûr l'utilisation d'une méthode laser. Cependant, par la connaissance du débit d'eau brumisé et l'observation de l'évolution d'un nuage, une approche qualitative, à l'aide d'un modèle numérique, peut nous permettre de vérifier les données du constructeur du brumisateur, pour en déduire les capacités thermiques du procédé. Ceci ne dispense évidemment pas d'une validation expérimentale, qui fera l'objet de prochaines investigations dépassant le cadre de cette thèse.

4.10 RESULTATS BIBLIOGRAPHIQUES EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES

Dans ce domaine d'étude, les expérimentations étant difficiles à mettre en oeuvre, les auteurs préfèrent les simulations numériques. Bien qu'il faille les vérifier expérimentalement, elles sont pratiques pour nous renseigner sur la tendance du phénomène étudié.

Les études expérimentales menées dans les articles consultés sont extrêmement ciblées, et souvent en vue d'une application à la combustion. Il s'agit d'hydrocarbures s'évaporant dans des champs de températures et pressions élevées. Certains résultats sont visibles dans les références [Aggarwal91, Nesic91, Michaelides91, Michaelides92], d'autres sont plus exploitables, car plus détaillés, [Berlemont91, Grancher90]. Ils simulent l'évaporation de gouttes de *100* μm à *250* μm de diamètre, et montrent l'importance de l'intensité de la turbulence sur les caractéristiques de la particule.

L'étude de Yuen[78] corrige expérimentalement la relation pour le Nusselt de Ranz[52a,52b] pour les températures élevées ($100 < T < 1000$ °C), alors que Hwang[88] s'intéresse aux gouttes surchauffées, et Yao[76] photographie la déformation de gouttes d'eau colorées de 3 à 6 mm de diamètre. Ces études expérimentales sont assez loin du cas qui nous concerne, il nous faut donc trouver des résultats à température ambiante.

Nous avons des valeurs pour l'évaporation de gouttes posées sur une feuille [Barthakur87], d'autres dans le cadre de l'étude de la couche limite sur la mer. Mestayer[88] étudie le taux de production et la répartition des gouttes au sein de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds et de l'humidité relative. Puis, il donne un profil des températures avec ou sans génération de gouttelettes. Wu[79] donne des résultats similaires à ceux de Mestayer[88] en comparant diverses méthodes de mesure.

Enfin, parmi les résultats les plus exploitables, nous pouvons noter ceux de Buglayev[85], qui entreprend une méthode expérimentale afin de déterminer le coefficient d'échange thermique en faisant intervenir une longueur de vaporisation. Celle-ci correspond au parcours des gouttes avant évaporation complète. Les résultats montrent, avec des gouttes de *100* μm de diamètre et un écart de température de *50 °C*, que la longueur de vaporisation s'étend de *1 m* à *6 m* suivant le taux de production de gouttes et la vitesse de l'écoulement porteur. Il en déduit aussi un nombre de Nusselt fonction du taux de gouttes.

Les meilleures corrélations pour le nombre de Nusselt ont été obtenues expérimentalement par Ranz[52a, 52b] pour des gammes de Reynolds et de températures intéressantes pour l'application au refroidissement évaporatif. Quant à Ferron[77, 88, 90], il modélise la durée de vie d'une goutte en fonction de la température ambiante, et du taux d'humidité dans l'air ambiant. Nous voyons dans leurs résultats que ce temps augmente grandement près de la saturation.

Enfin, les résultats les plus applicables sont ceux obtenus pour l'étude de l'exposition universelle de Séville en 1992 [Rodriguez91a, 91b, Kimura91]. Ces données sont directement liées au refroidissement évaporatif obtenu par divers procédés (tours de refroidissement, sprays, nappes d'eau...). Cependant, il n'est pas fait état d'un modèle de nuage avec interaction entre les gouttelettes. Les études entreprises l'ont été pour une phase dispersée, et plutôt pour une application au dimensionnent architectural des moyens de climatisation passive pour les grands volumes ouverts.

Nous voyons qu'il n'existe, à notre connaissance, que peu d'études expérimentales ou numériques concernant tout d'abord des gouttelettes d'eau de taille microscopique, et surtout des arrangements denses de ces gouttes. Cela se comprend aisément pour la partie expérimentale car elle demande des moyens très sophistiqués, et les résultats que l'on peut obtenir sont très délicats à exploiter.

Les résultats expérimentaux que l'on peut trouver, dans le cadre du refroidissement évaporatif, sont des résultats globaux de baisse de température suivant certains appareillages de refroidissement direct ou plus souvent indirect. Ceux-ci ne font pas intervenir le processus d'évaporation des gouttelettes qui interviennent dans le cas de la brumisation.

En ce qui concerne la simulation numérique, la modélisation de l'interaction entre gouttelettes ne fait l'objet d'études approfondies que dans le domaine des hydrocarbures, ou de fluides extrêmement volatiles.

De plus, quand il s'agit de l'étude de gouttes d'eau, l'application est souvent la météorologie, où les études sont faites pour des gammes de températures négatives, et de très faible pressions.

Dans le but d'établir un modèle de brumisation, il nous semble nécessaire de développer notre modèle d'interaction entre les gouttes, pour une application dans une gamme de température normale, et à pression atmosphérique.

4.11 CONCLUSION

L'étude de la brumisation comme moyen de climatisation pour les enceintes habitables fut le point de départ de cette thèse. La compréhension du phénomène d'évaporation d'une goutte est la base pour une étude de la structure d'un brouillard obtenu par brumisation. C'est pourquoi nous avons commencé par rappeler quelques points concernant l'évaporation et la diffusion, puis nous nous sommes ensuite focalisés sur le cas des gouttelettes.

Une revue des méthodes existantes pour le calcul de l'évaporation d'une gouttelette de taille microscopique, puis d'un nuage de ces gouttes a été entreprise. Celle-ci s'est voulue assez vaste au départ afin d'avoir tous les éléments nous permettant d'améliorer ou de modifier le modèle que nous allons établir dans le chapitre suivant. L'étude bibliographique nous a montré la profusion d'articles concernant le cas d'une gouttelette, tous domaines confondus.

Les publications concernant des études approfondies dans le domaine du refroidissement par évaporation de gouttelettes d'eau ne sont pas nombreuses. Le domaine de prédilection de ce genre de recherches reste la combustion, et son application aux sprays introduits dans les chambres de combustion des moteurs diesels.

Il nous a fallu adapter les considérations propres à ce type d'étude, au cas qui nous concerne. La prise en compte de l'aspect microscopique des gouttes semble primordiale pour notre cas d'étude. Le cas de la goutte connu, nous avons regardé la modélisation de leurs interactions au sein d'un brouillard dense. Dans ce cas, différents types sont proposés, mais le plus usité semble être le modèle cellulaire. Nous avons donc adapté celui-ci au cas de l'eau et de sa vapeur, à pression atmosphérique.

Les équations posées, nous avons regardé de quelle façon nous pouvions prendre en compte le mouvement des gouttes. Soit par l'adjonction d'un coefficient correcteur, soit au sein d'écoulements. Ces recherches nous permettent de choisir la méthode la plus adaptée au cas du refroidissement évaporatif.

Bien que les expérimentations quantitatives précises ne puissent être faites dans le cadre de cette thèse, il a été fait état des techniques expérimentales applicables à la métrologie de l'évaporation des gouttelettes afin de les appliquer ultérieurement. Cette revue nous a permis de trouver quelques résultats bibliographiques expérimentaux et numériques.

Finalement, nous avons passé en revue différentes méthodes et équations permettant d'aborder le domaine des gouttelettes. Ceci nous permettant d'approfondir notre connaissance dans le domaine, afin d'éviter certaines erreurs dans la modélisation de notre système de brumisation.

Appliquons maintenant ces relations pour modéliser un nuage dense de gouttelettes.

❑

CHAPITRE 5

ETABLISSEMENT DU MODELE DE BRUMISATION

5.1 INTRODUCTION **166**
5.2 HYPOTHÈSES ET SIMPLIFICATIONS **168**
5.2.1 RELATIVES AU MODÈLE PHYSIQUE GÉNÉRAL 168
5.2.2 RELATIVES À L'ASPECT MICROSCOPIQUE DES GOUTTES 170
5.3 LE MAILLON ÉLÉMENTAIRE **174**
5.3.1 ETABLISSEMENT DES ÉQUATIONS 174
5.3.2 MÉTHODE DE RÉSOLUTION 175
5.4 ETUDE PARAMÉTRIQUE SUR LE MAILLON ÉLÉMENTAIRE **177**
5.4.1 TAILLE DE LA BULLE 178
5.4.2 TEMPÉRATURE DE L'AIR 182
5.4.3 DIAMÈTRE DES GOUTTES 186
5.4.4 TEMPÉRATURE DES GOUTTES 189
5.4.5 INFLUENCE DE LA CONVECTION 193
5.4.6 CONCLUSION 194
5.5 LE NUAGE SPHÉRIQUE **195**
5.5.1 MÉTHODE DE MODÉLISATION 195
5.5.2 SIMULATION DU MOUVEMENT DU NUAGE 198
5.6 RÉSULTATS POUR LE NUAGE SPHÉRIQUE **199**
5.6.1 EVAPORATION COUCHE PAR COUCHE 199
5.6.2 MÉTHODE MULTICOUCHE 205
5.7 CONCLUSION **207**

CHAPITRE 5

ETABLISSEMENT DU MODÈLE DE BRUMISATION

5.1 INTRODUCTION

Nous avons volontairement approfondi l'étude de l'évaporation d'une goutte sous toutes ses formes, afin de pouvoir modifier ultérieurement le modèle que nous allons établir dans ce chapitre. En effet, il ne sera pas entrepris d'expérimentations quantitatives permettant de corroborer nos futures simulations. La validation de notre modèle restera à faire dans le cadre d'une future thèse, et il sera alors aisé de modifier certains paramètres du modèle, afin de prendre en compte d'éventuelles simplifications ou compléments.

L'intérêt d'un modèle détaillé de nuage statique, ou dynamique, est de pouvoir étudier l'influence de certains paramètres internes, sur les variables externes du modèle complet. Dans le cas de la brumisation, la variation de la température, la taille ou la compacité des gouttes au sein du brouillard, nous permettent de déterminer les conditions de l'ambiance dans laquelle il est introduit, (température d'air et humidité relative), au cours du temps. Cette dernière variable est très importante dans le cas de l'élaboration d'un système de contrôle des conditions de l'ambiance d'une enceinte fortement confinée, (véhicule automobile, ou pièce d'habitation réduite).

Le modèle que nous allons développer est destiné à la prédiction de l'état thermo-hygrométrique de l'ambiance dans laquelle est injecté un brouillard dense de gouttelettes d'eau, qui est ensuite associé à un jet, dans un but de rafraîchissement. Il peut aussi être exploité pour des applications à l'humidification, mais nous n'en discutons pas dans la présente étude.

Dans sa partie statique, il permet de déterminer des conditions initiales particulières afin de trouver les zones dans lesquelles les paramètres doivent être choisis pour obtenir le refroidissement le plus favorable. De plus, il permet de trouver la taille des zones dans lesquelles il sera intégré afin de rester dans un critère de confort acceptable.

Nous allons établir un modèle de l'évaporation d'une gouttelette enfermée dans une bulle isolée, et en faire une étude paramétrique, afin de déterminer leur influence sur le temps d'évaporation, et l'effet réfrigérant obtenu. Cette étude est indispensable à l'établissement du modèle de nuage, car ce dernier est pris comme un arrangement compact de ces bulles, comme un modèle cellulaire [Zung67, Tishkoff79, Bellan83].

Dans un premier temps, nous nous attachons à définir clairement toutes les hypothèses et simplifications retenues pour le cas de l'évaporation de micro-gouttelettes d'eau. Puis, nous exposons les méthodes de résolutions employées. Enfin, nous donnons les résultats obtenus pour le maillon élémentaire, puis pour un nuage sphérique.

Ce n'est que dans le sixième chapitre de ce travail, que nous proposons une méthode de couplage du nuage avec un écoulement porteur de type jet, afin de permettre son introduction au sein d'une enceinte habitable.

5.2 HYPOTHESES ET SIMPLIFICATIONS

5.2.1 RELATIVES AU MODELE PHYSIQUE GENERAL

Nous allons exposer ici les hypothèses et simplifications physiques adoptées pour l'établissement du modèle, au regard des modèles similaires existants.

Gaz parfaits

Tout d'abord, comme nous l'avons fait tout au long des paragraphes précédents, nous considérons l'air et la vapeur d'eau comme des gaz parfaits. De plus, nous travaillons toujours à pression atmosphérique.

Rayonnement thermique

Dans notre modèle, les bilans thermiques sont effectués sans prendre en compte le rayonnement thermique entre les gouttes, et entre celles-ci et l'extérieur. Cette simplification est justifiée car nous travaillons à température normale, et les transferts thermiques par chaleur latente d'évaporation sont prépondérants dans l'aspect évaporatif du phénomène.

Symétrie sphérique

Nous considérons la goutte sphérique tout au long de son évaporation. Elle est prise indéformable même en présence de convection. Il en est de même pour la bulle qui l'entoure. Toutes les équations sont établies et résolues en symétrie sphérique.

Propriétés physiques

Les caractéristiques de l'air, de l'eau et de la vapeur d'eau sont prises variables dans le temps avec la température. Nous n'utilisons pas la règle des 1/3[1] [Aggarwal95, Lefebvre89...] largement utilisée en combustion car les domaines de température et de pression présentent de forts gradients. Dans le cas de l'eau, et pour de très petites gouttes, nous préférons calculer pour chaque température les propriétés de l'eau, de l'air et de la vapeur. Nous donnons les fonctions utilisées dans le modèle dans les annexes B-1 et B-2.

Relation de Maxwell

Il existe, dans la littérature, de multiples façons d'exprimer le phénomène d'évaporation. Nous avons retenu la méthode de Maxwell, issue des lois de diffusion de Fick, et négligeant le flux de retour de Stefan. Ce choix est justifié car nous sommes à pression normale, et dans une gamme de température adéquate.

---

[1] Cette règle permet le calcul des propriétés physiques des constituants pour une température et une concentration de référence calculées par les relations issues de l'expérience, qui sont :

$$T_{ref} = T_s + \frac{1}{3}\left(T_\infty - T_s\right) \quad \text{et} \quad c_{v,ref} = c_s + \frac{1}{3}\left(c_\infty - c_s\right)$$

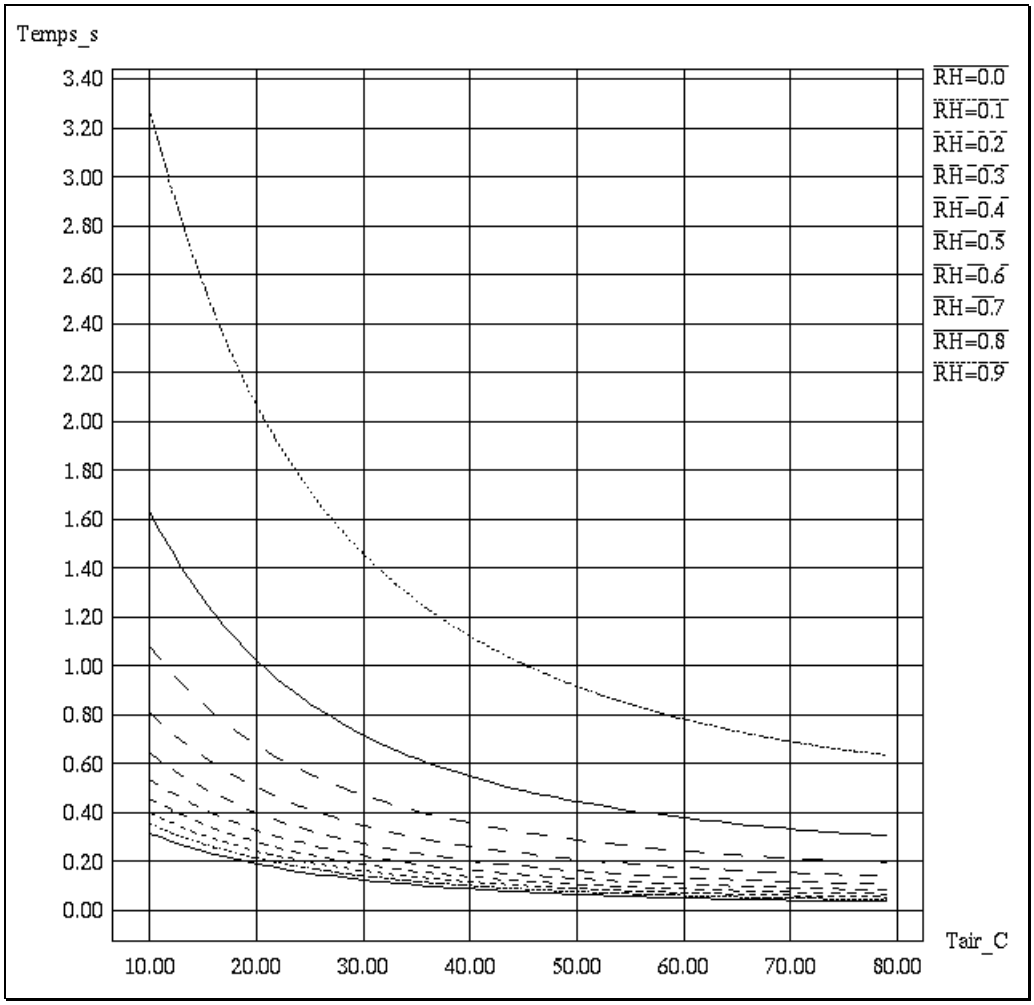
Ceci permettant d'obtenir un bon accord avec l'expérience dans le cas de la combustion.

L'utilisation de la relation de Stefan donne des écarts assez importants pour les fortes humidités relatives initiales. Dans le cas d'une gouttelette de *10* µm s'évaporant dans un milieu infini, nous voyons que la différence pour le temps d'évaporation, entre le modèle de Stefan (Courbe 5-2) et celui de Maxwell (Courbe 5-1), peut atteindre *20*% pour de faibles températures d'air.

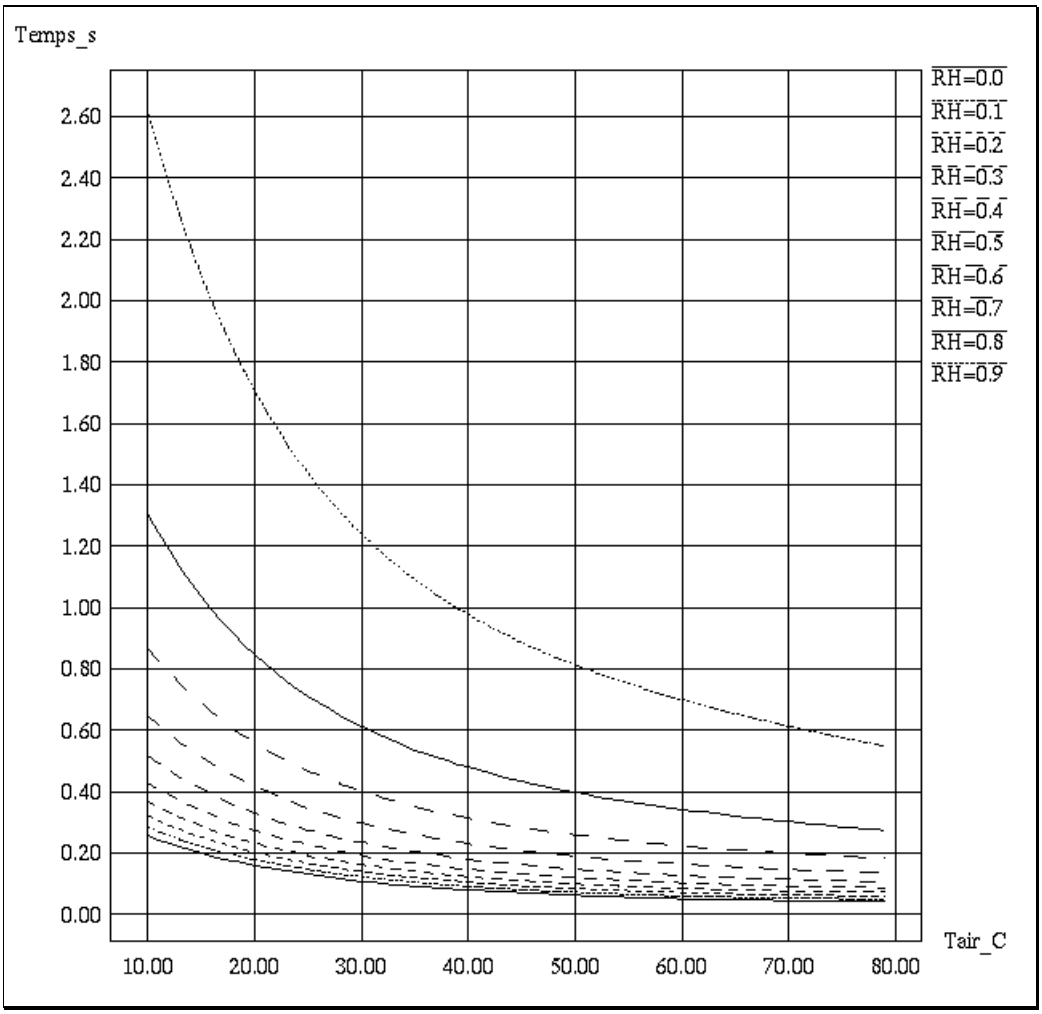
Par contre, pour des températures plus élevées, la différence baisse en dessous des *5*%, voire même de l'ordre du pour-cent.

La température de la goutte est celle de bulbe humide, calculée pour chaque température et humidité relative initiale.

Les différences n'étant importantes que pour les gros diamètres de gouttes, ou les faibles températures, nous pouvons appliquer la relation de Maxwell négligeant le flux de retour dû à Stefan.



Courbe 5-1: Temps d'évaporation par l'équation de Maxwell



Courbe 5-2: Temps d'évaporation par l'équation de Stefan

Quasi-stationnarité

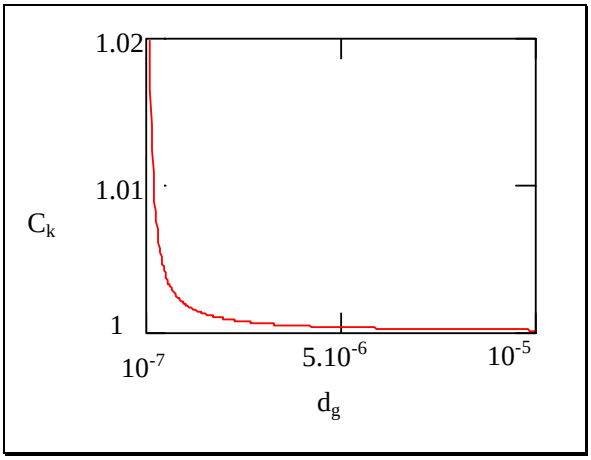
Nous nous plaçons dans le cas quasi-stationnaire pour la diffusion de vapeur au cours de l'évaporation. Le facteur de dépendance temporelle (Equation 4.17 page 135), est pris égal à *1*. Nous pouvons aussi utiliser une relation déduite du cas instationnaire plus précise (Equation 4.53 page 148).

5.2.2 RELATIVES A L'ASPECT MICROSCOPIQUE DES GOUTTES

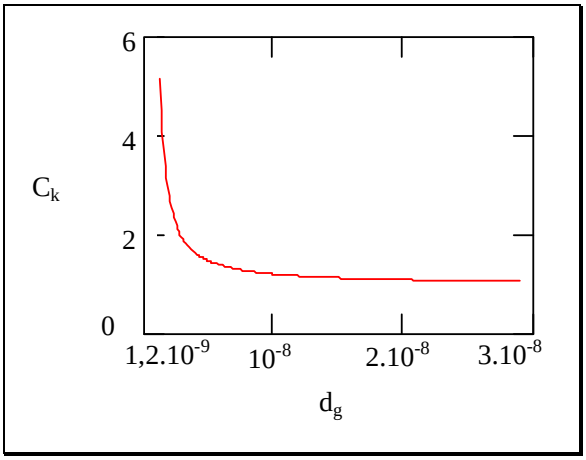
Nous exposons ici les corrections à apporter pour intégrer l'aspect microscopique des gouttelettes dans les équations du modèle.

Correction de Kelvin

Les gouttelettes dont il va être question dans le modèle sont de taille microscopique (de l'ordre de quelques micromètres). Nous devons obligatoirement prendre en compte l'effet de courbure de la goutte sur la pression de vapeur à la surface. Pour cela, nous utilisons le coefficient de correction de Kelvin (Equation 4.60 page 150). Voici tracées, (Courbe 5-3, Courbe 5-4), ses valeur en fonction du diamètre de la goutte pour une température d'air de *60*°C et une température d'eau de *20*°C.



Courbe 5-3 : Facteur de Kelvin pour une gamme de diamètre de goutte de 0,1 à 10 µm

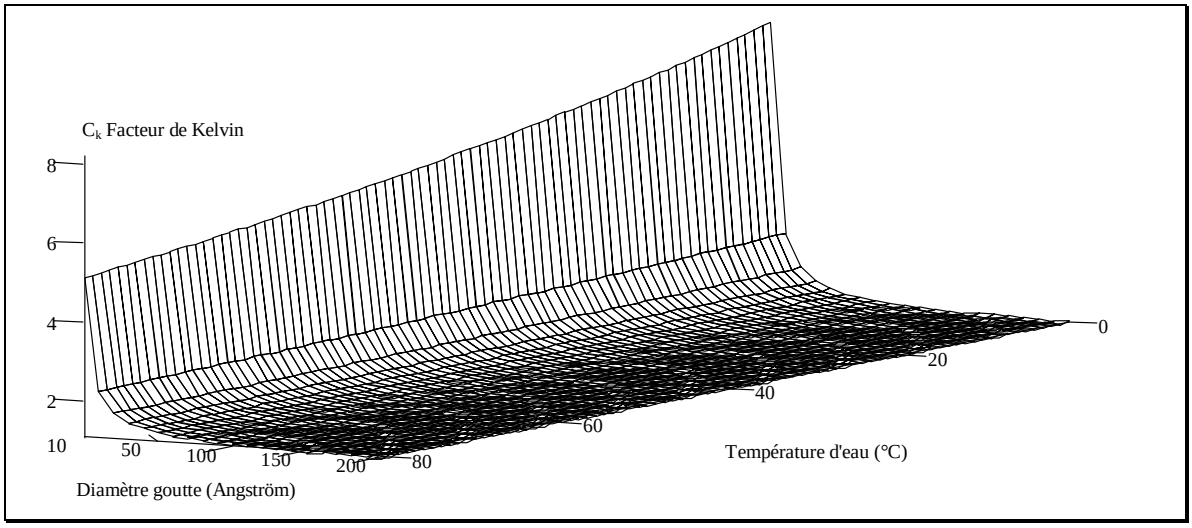


Courbe 5-4 : Facteur de Kelvin pour une gamme de diamètre de goutte 1,2 à 30 nm

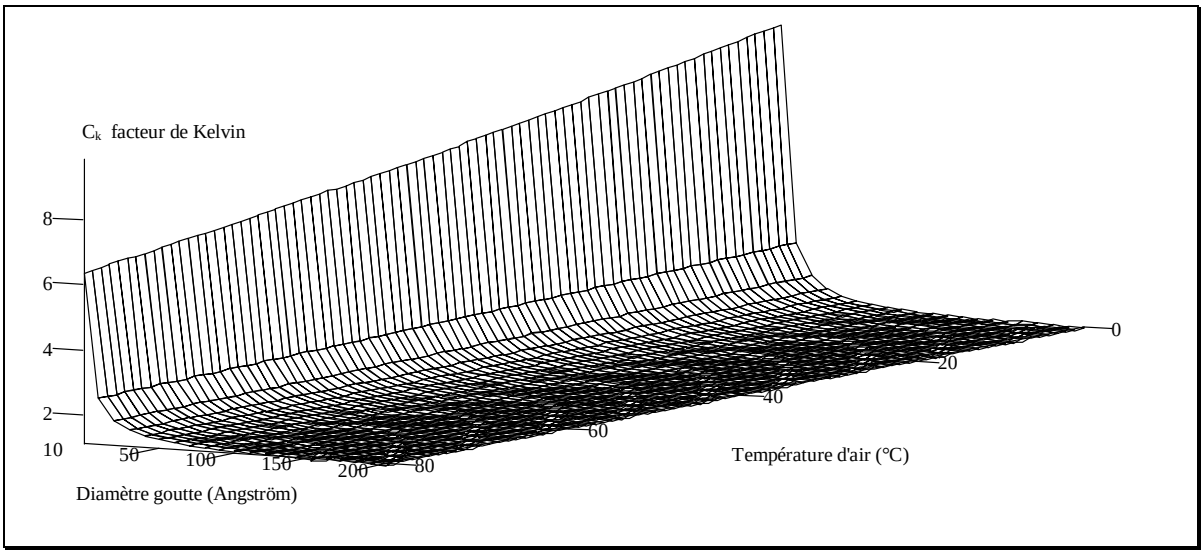
Ces deux courbes montrent les valeurs de facteur de Kelvin pour deux gammes de taille de goutte différentes, afin de montrer son importance relative conditionnée par la taille minimale des gouttelettes.

Nous voyons (Courbe 5-3) que pour des tailles de goutte près du micron, le facteur de Kelvin n'intervient que pour quelques pour-cent, par contre (Courbe 5-4), nous mesurons l'importance de ce coefficient au cours du calcul de l'évaporation, lorsque le diamètre de la goutte passe sous le nanomètre.

La température de l'air ou de l'eau influe très peu sur les valeurs du coefficient de Kelvin sauf très près du nanomètre, où l'on distingue une influence des faibles températures.



Courbe 5-5 : Influence de la température d'eau sur le coefficient de Kelvin



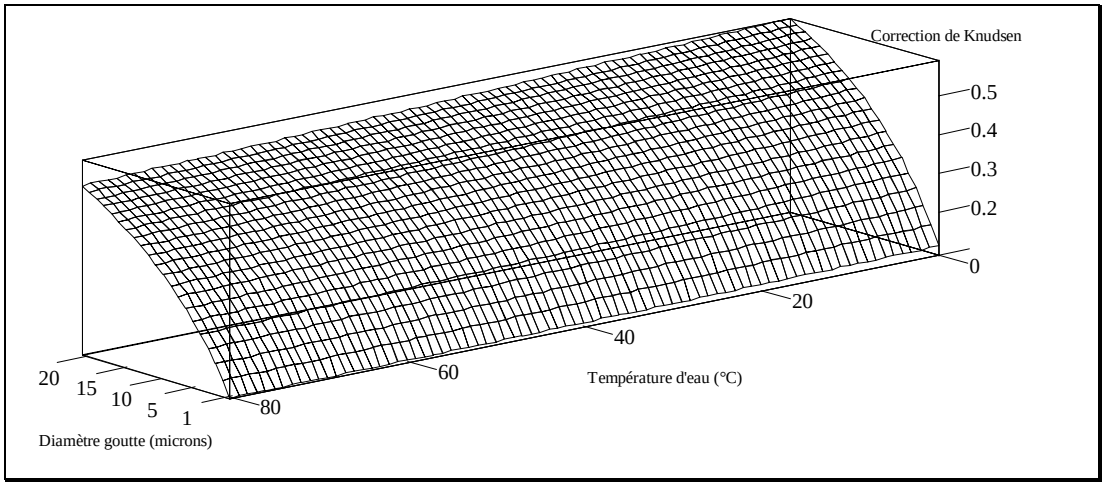
Courbe 5-6 : Influence de la température d'air sur le coefficient de Kelvin

Autres corrections dues à la courbure

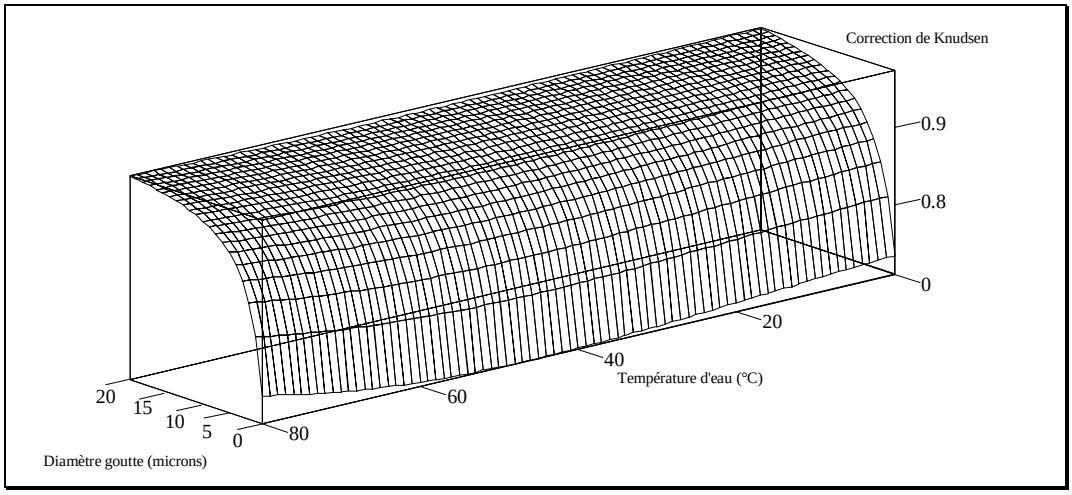
La courbure de la surface de la goutte influence d'autres paramètres comme la chaleur de vaporisation ou la température d'équilibre de la goutte [Dufour63]. Mais son influence est beaucoup moins importante que pour la pression de vapeur (quelques pour-cent pour de très petits diamètres). Nous n'en tiendrons donc pas compte dans le modèle.

Correction de Knudsen

L'aspect microscopique des gouttelettes implique aussi l'utilisation du concept de non continuité des gaz près de la surface. Cela nous oblige, pour corriger le coefficient de diffusion de vapeur et la conductivité thermique près de la goutte, à introduire le facteur de correction de Knudsen dont nous pouvons apprécier les valeurs en fonction du diamètre de la goutte et de sa température sur les courbes suivantes.



Courbe 5-7: Valeurs du nombre de Knudsen massique



Courbe 5-8 : Valeurs du nombre de Knudsen thermique

Nous voyons, comme pour le facteur de correction de Kelvin, que son effet est très important pour les diamètres de goutte de l'ordre du nanomètre. Par contre, il est contraire à celui de Kelvin car il ralentit les échanges. Ceci s'explique par le concept de la couche limite de Knudsen, dans laquelle nous considérons que nous sommes pratiquement dans des conditions similaires à celles du vide.

De plus, la correction apportée au coefficient de diffusion de vapeur (Courbe 5-7) est encore importante pour des diamètres beaucoup plus grands que dans le cas de la conductivité thermique (Courbe 5-8). Les valeurs de ces coefficients atteignent le centième pour des diamètres approchant le nanomètre. Il est donc primordial, dans le cadre de notre étude, de ne pas négliger ces phénomènes.

5.3 LE MAILLON ELEMENTAIRE

5.3.1 ETABLISSEMENT DES EQUATIONS

Nous établissons les équations nécessaires au calcul de l'évaporation d'une goutte au sein d'une bulle isolée.

Le modèle cellulaire que nous avons développé à partir des modèles existants pour la combustion, sera l'application :

- de la conservation de la masse d'eau au sein de la bulle contenant la goutte en son centre (Figure 4-5),
- du bilan énergétique à l'intérieur de la sphère d'influence (Equation 4.54 page148).

A ceci nous ajoutons :

- une méthode de modélisation de l'évaporation (Equation 4.53 page 148),
- un bilan thermique à la surface de la goutte, en prenant une approche des conductivités infinies (Equation 4.35 page 140),
- une prise en compte d'un courant convectif, pouvant simuler un léger mouvement de la goutte (Equations 4.42 page 143, 4.44 page 143).

La capacité thermique (chaleur sensible) de la gouttelette est conservée dans le calcul, afin d'étudier l'influence de la température initiale de l'eau sur l'évaporation.

La pression de vapeur à la surface de la goutte est prise égale à la pression de vapeur saturante, corrigée par le facteur de Kelvin.

A l'intérieur de la bulle, les caractéristiques de l'air humide sont considérées comme uniformes, c'est à dire que nous ne calculons pas de gradient de concentration sur l'épaisseur de la couche d'air entourant la goutte. Cette simplification allège grandement les temps de calcul, et l'erreur engendrée est infime.

Nous prenons, suite aux simplifications exposées précédemment, la relation de Maxwell établie pour une paroi non absorbante (Equation 4.53 page 148), à laquelle nous rajoutons une correction pour simuler les effets convectifs éventuels.

Finalement, nous aurons à résoudre le système d'équations différentielles établi précédemment (Equation 4.55 page 148), que l'on peut écrire dans sa formulation développée incluant les conditions aux limites sur la goutte. La sphère d'influence, quant à elle, ne sert que de limite au transfert de matière et de chaleur, les variables à l'intérieur de celle-ci sont moyennées. L'absence de gradient au sein de la bulle ne donne pas de conditions aux limites particulières exceptées l'imperméabilité.

$$\left\{\begin{array}{l}
\dfrac{d(d_g)}{dt} = -\dfrac{4D_{v,K_n}\left(\dfrac{Sh}{2}\right)}{\rho_e d_g}(c_s - c_0)\exp\left(\dfrac{-12D_{v,K_n}t}{(B-d_g)^3}\right) \\
\dfrac{dT_g}{dt} = \dfrac{12}{\rho_e C_{pe} d_g^2}\left[\lambda_{a,K_n}\dfrac{Nu}{2}(T_a - T_g) - L_{vap}D_{v,K_n}\dfrac{Sh}{2}(c_s - c_0)\exp\left(\dfrac{-12D_{v,K_n}t}{(B-d_g)^3}\right)\right] \\
\dfrac{dm_e}{dt} = 2\pi d_g D_{v,K_n}\left(\dfrac{Sh}{2}\right)(c_s - c_0)\exp\left(\dfrac{-12D_{v,K_n}t}{(B-d_g)^3}\right) \\
\dfrac{dT_{ah}}{dt} = \dfrac{-12}{\rho_{ah}C_{pah}}\left[\dfrac{\lambda_{a,K_n}\dfrac{Nu}{2}(T_a - T_g) + L_{vap}D_{v,K_n}\dfrac{Sh}{2}(c_s - c_0)\exp\left(\dfrac{-12D_{v,K_n}t}{(B-d_g)^3}\right)}{B^3 - d_g^3}\right]
\end{array}\right. \quad (5.1)$$

5.3.2 METHODE DE RESOLUTION

Après avoir essayé plusieurs méthodes de résolutions (Rünge-Kutta, Milne, Adams ou itérative), il s'est avéré que l'utilisation de la méthode de Rünge-Kutta d'ordre 4 était la plus rapide et la plus stable, moyennant un contrôle du pas d'intégration vers les diamètres les plus faibles. En effet, nous devons arrêter les calculs pour un diamètre minimum afin de simuler l'évaporation complète de la goutte.

Ceci nous amène à déterminer la taille des molécules de vapeur afin de stopper les calculs. La vapeur d'eau contenue dans l'air se trouve sous forme d'amas pouvant aller jusqu'à *180* molécules pour de la vapeur saturée, à quelques molécules pour de l'air pratiquement sec.
Dans des conditions normales, il semble [Pruppacher80], que les amas en forme de dodécaèdres pentagonaux de *21* molécules dont une à chaque coin, et une seule au centre de la cage, soient les plus stables.

Il est difficile de déterminer un diamètre équivalent pour un tel regroupement. Cependant, Pruppacher[80] donne un diamètre d'environ *9,3* Å pour *13* molécules[2]. Une molécule d'eau ayant un diamètre équivalent de *4* à *5* Å, nous considérons la goutte comme complètement évaporée lorsque son diamètre arrive à *12* Å (*21* molécules).

Le système est donc résolu par la méthode de Rünge-Kutta d'ordre 4, et est arrêté lorsque le diamètre de la goutte atteint *12* Å (cas de l'évaporation complète), ou lorsque l'humidité relative intérieure à la bulle est supérieure à *0,999* (cas de saturation avant évaporation complète). La valeur *0,999* permet d'obtenir un temps de calcul raisonnable. Cependant, l'évaporation peut continuer au delà de l'unité pour de très petites gouttes [Ferron88]. L'effet obtenu est alors une sursaturation de l'air ambiant due à l'emploi du facteur de correction de Kelvin qui augmente la pression de vapeur à la surface de la goutte avec la diminution de son diamètre. Dans le cadre de notre étude, ce phénomène est négligé.

[2] Son calcul est basé sur le volume de la molécule qui est égal à 30.10^{-24} cm^3.

Les critères d'arrêt déterminés, nous obtenons en sortie du modèle, la température d'air, l'humidité relative finale dans la bulle. Si l'on a saturation, nous avons en plus le diamètre final de la goutte ainsi que sa température (qui est égale à celle de l'air saturé).

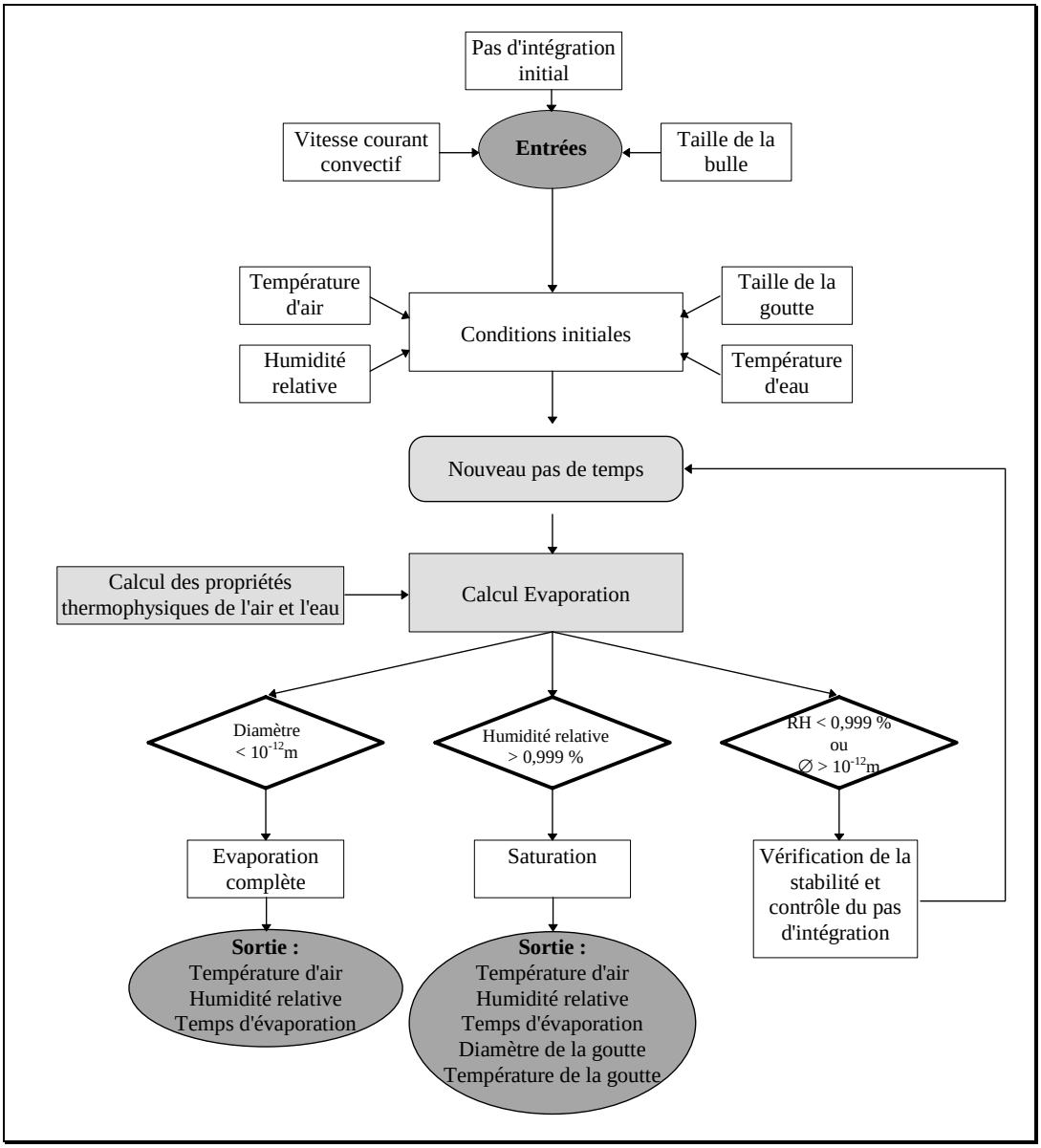


Figure 5-1: Algorithme de calcul pour le maillon élémentaire

Le modèle est programmé en langage C, et ne requiert que quelques secondes pour fournir les résultats, dans un cas d'évaporation normale (sur PC, ou sur mini-ordinateurs). Dans les cas limites de transitions, évaporation complète saturation, le calcul peut prendre *1* à *2* minutes CPU[3].

[3] **C**entral **P**rocessing **U**nit : temps de calcul du microprocesseur, le temps réel dépend du nombre d'utilisateurs travaillant sur l'ordinateur.

5.4 ETUDE PARAMETRIQUE SUR LE MAILLON ELEMENTAIRE

Cette étude est menée dans le but de pouvoir déterminer ultérieurement, suivant les caractéristiques d'une zone, les conditions initiales requises pour obtenir les meilleurs résultats de refroidissement, ou pour vérifier qu'il n'existe pas de paramètres marginaux qui évoluent de manière non triviale. Nous entreprenons donc une étude paramétrique du maillon élémentaire qui s'avère être un représentant fidèle du nuage complet, du point de vue paramétrique.

Au cours de l'évaporation de gouttes dans un milieu confiné, nous pouvons observer l'évolution de plusieurs quantités, avant de parvenir à l'état final qui sera : soit l'évaporation complète de la goutte, soit la saturation du milieu confiné.

Les quantités sont :

- le temps mis pour arriver dans l'état final,
- la taille de la bulle, qui représente la compacité du nuage,
- la température finale de l'air contenu dans la bulle,
- son humidité relative finale,
- le diamètre final de la goutte à la saturation,
- sa température (égale à celle de l'air saturé),
- l'existence d'un courant convectif sur la goutte (mouvement éventuel représenté par une vitesse).

Dans tous les calculs de l'influence de ces paramètres, nous avons choisi de faire varier l'humidité relative de l'air. En effet, dans les applications courantes, elle peut varier énormément et rapidement suivant les conditions climatiques. Il est donc important d'étudier son influence sur toutes les grandeurs.

Ensuite nous faisons varier les autres paramètres d'entrée (température d'air, humidité relative, diamètre de goutte, diamètre de bulle, présence d'un courant convectif), et regardons leur influence sur les quantités observables. Pour chaque simulation, nous prenons des paramètres d'entrée différents pour diversifier les résultats obtenus, et présenter, pour chaque graphique, la transition saturation évaporation complète**. Les tailles initiales des sphères d'influence sont choisies à partir de ces considérations**.

Nous n'essayons pas de déduire des relations simples directement à partir du maillon élémentaire, car les variables sont trop nombreuses. Il est aisé d'en déduire, mais en fixant un nombre de paramètres trop important. Elles ne seraient pas exploitables pour un procédé donné, il est préférable de le faire pour un cas précis.

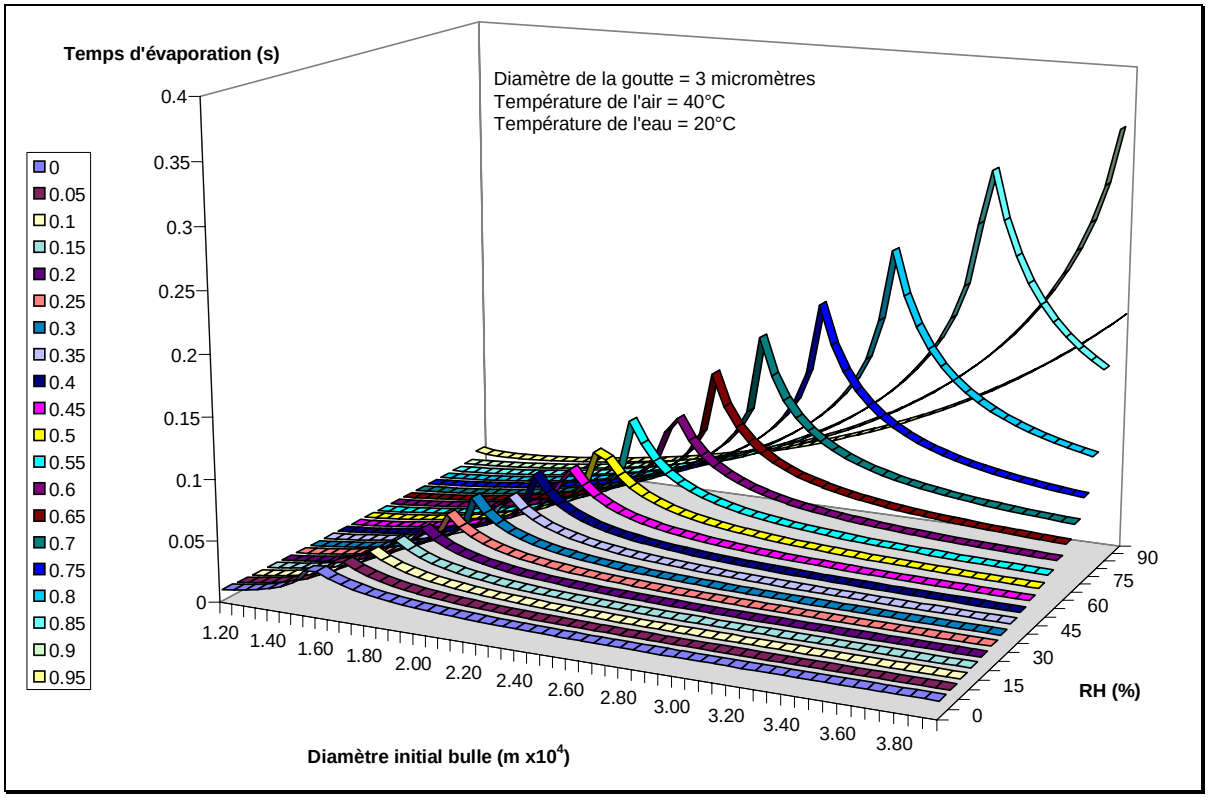
5.4.1 TAILLE DE LA BULLE

La compacité du nuage peut être modifiée par deux paramètres qui sont : la distance entre les gouttes (taille de la sphère d'influence), et leur arrangement (facteur de compacité pris égal à *0,74*). Nous allons étudier le premier facteur qui conditionne la quantité d'eau contenue dans le nuage, le nombre de gouttes, et par là, le temps d'évaporation du nuage.

De plus, dans le cas théorique d'un nuage statique introduit brutalement dans un environnement donné, la distance entre les gouttes détermine la façon dont le nuage s'évapore (comme une seule goutte, ou par couches successives).

Voici tracés les résultats obtenus pour une goutte de *3* micromètres à *20*°C s'évaporant dans de l'air à *40*°C.

Temps d'évaporation



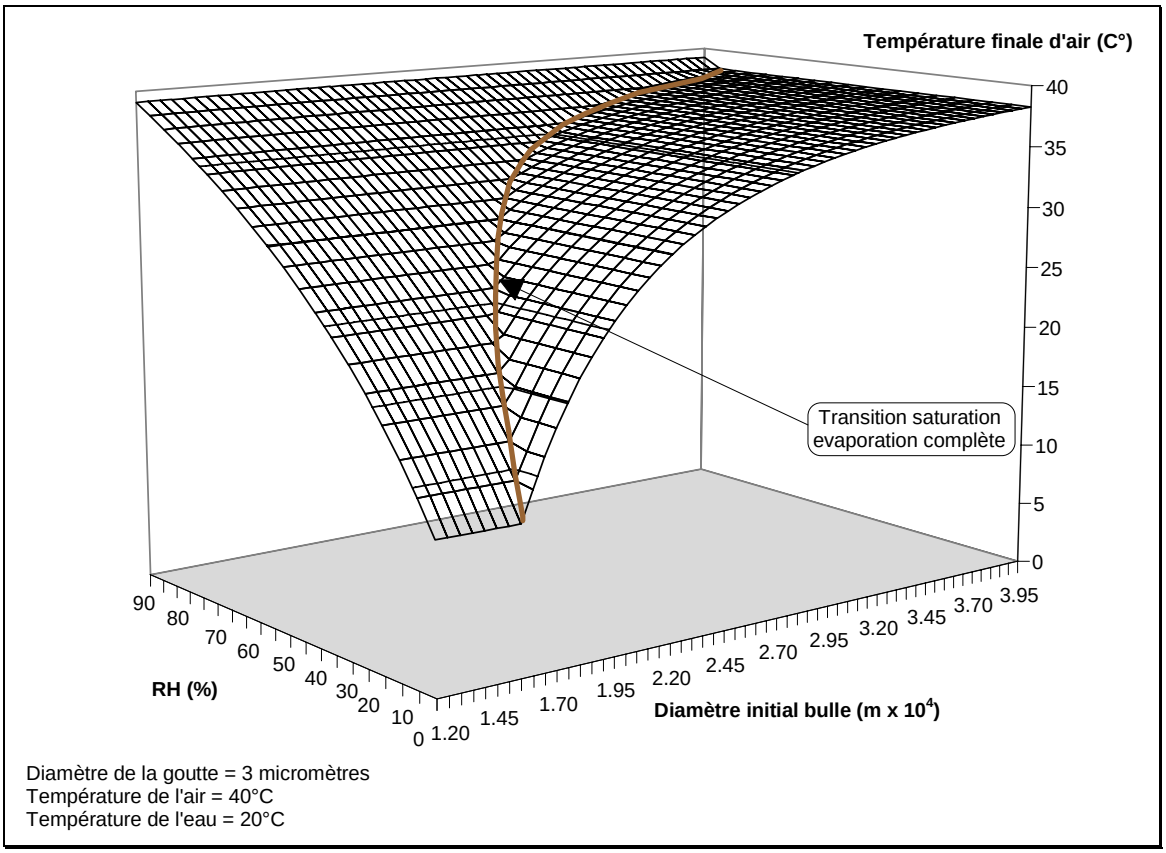
Courbe 5-9 : Temps d'évaporation de la goutte fonction de la taille de la bulle

Nous voyons sur le graphe ci dessus la transition saturation évaporation complète représentée par les pics pour chaque humidité relative. En effet, le temps d'évaporation augmente asymptotiquement près de la valeur critique de la taille de la bulle où se produit la transition. Cependant, nous ne pouvons pas observer numériquement la valeur asymptotique, mais seulement en donner une valeur finie dans un intervalle de *5* micromètres (valeur du pas de variation de la bulle), c'est pour cette raison que les pics ont une hauteur différente sur les courbes.

En dehors de cette région, où les temps d'évaporation sont en général dix fois supérieurs, voire plus de cent fois pour les fortes humidités initiales, et dans une zone d'humidités initiales inférieures à *50%*, nous voyons que la compacité n'a pas un effet conséquent sur le temps d'évaporation, ce phénomène s'accentue avec l'augmentation de la température de l'air.

Voici maintenant les valeurs des conditions finales à l'intérieur de la sphère d'influence.

Température d'air



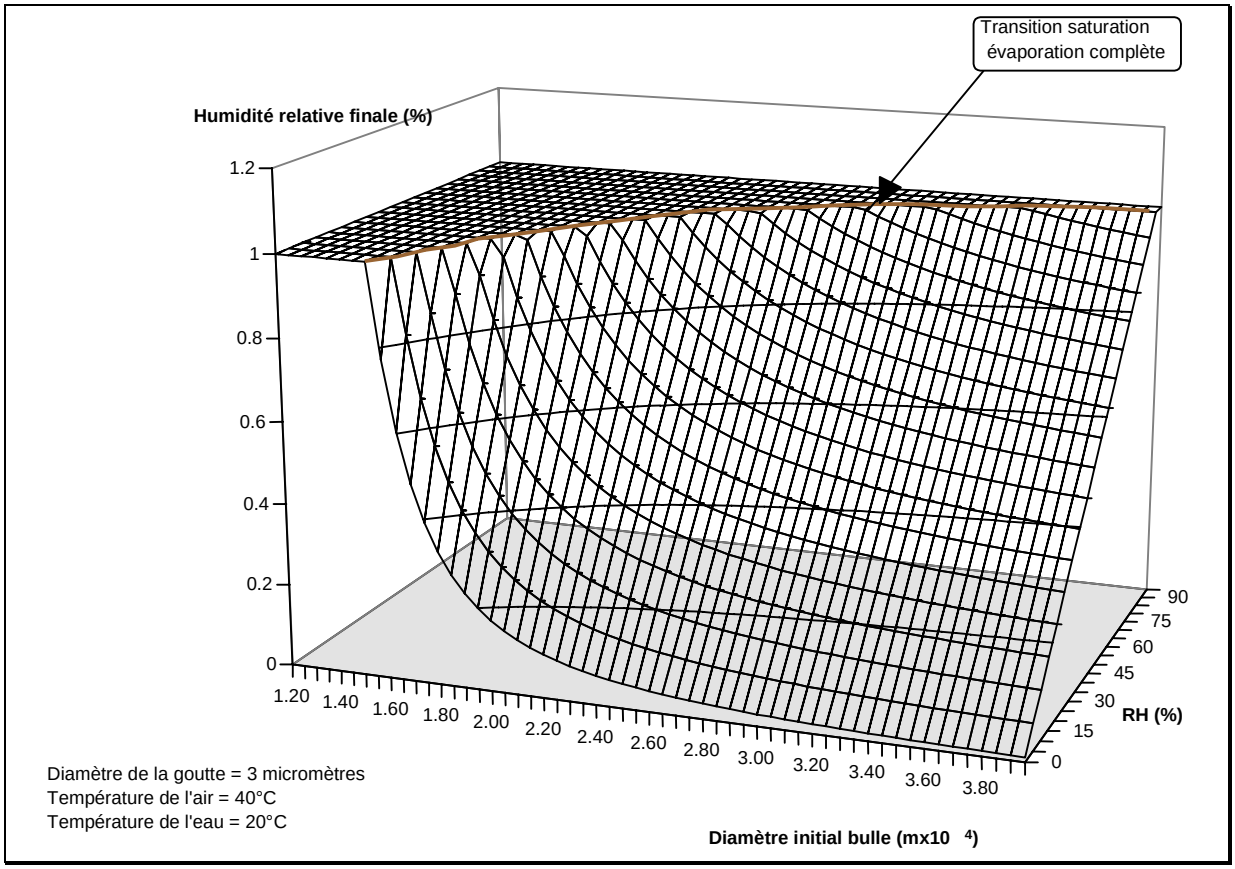
Courbe 5-10 : Température finale de l'air dans la bulle fonction de sa taille

L'évolution des températures d'air fait apparaître la transition (marquée par la ligne épaisse sur la surface). De plus, elle montre du coté évaporation complète, une quasi-linéarité en humidité relative pour une valeur de taille de bulle donnée. Du côté saturation, cette linéarité apparaît en taille de bulle pour une valeur de l'humidité relative donnée. Ces évolutions linéaires peuvent facilement être explicitées mathématiquement, mais dans un cas trop figé par les paramètres pris constants. Nous n'en donnerons donc pas une expression dans le cadre de ce travail.

Ce résultat était prévisible par un bilan énergétique global, par contre la baisse de température obtenue est inversement reliée au temps d'évaporation, aussi bien en saturation qu'en évaporation complète. Le meilleur refroidissement se produira dans les meilleurs temps, ce qui est un point bénéfique dans la conception d'un système de refroidissement évaporatif.

Ce gain thermique va s'accompagner d'un gain en humidité, qu'il faudra maîtriser, et dont voici l'allure.

Humidité relative

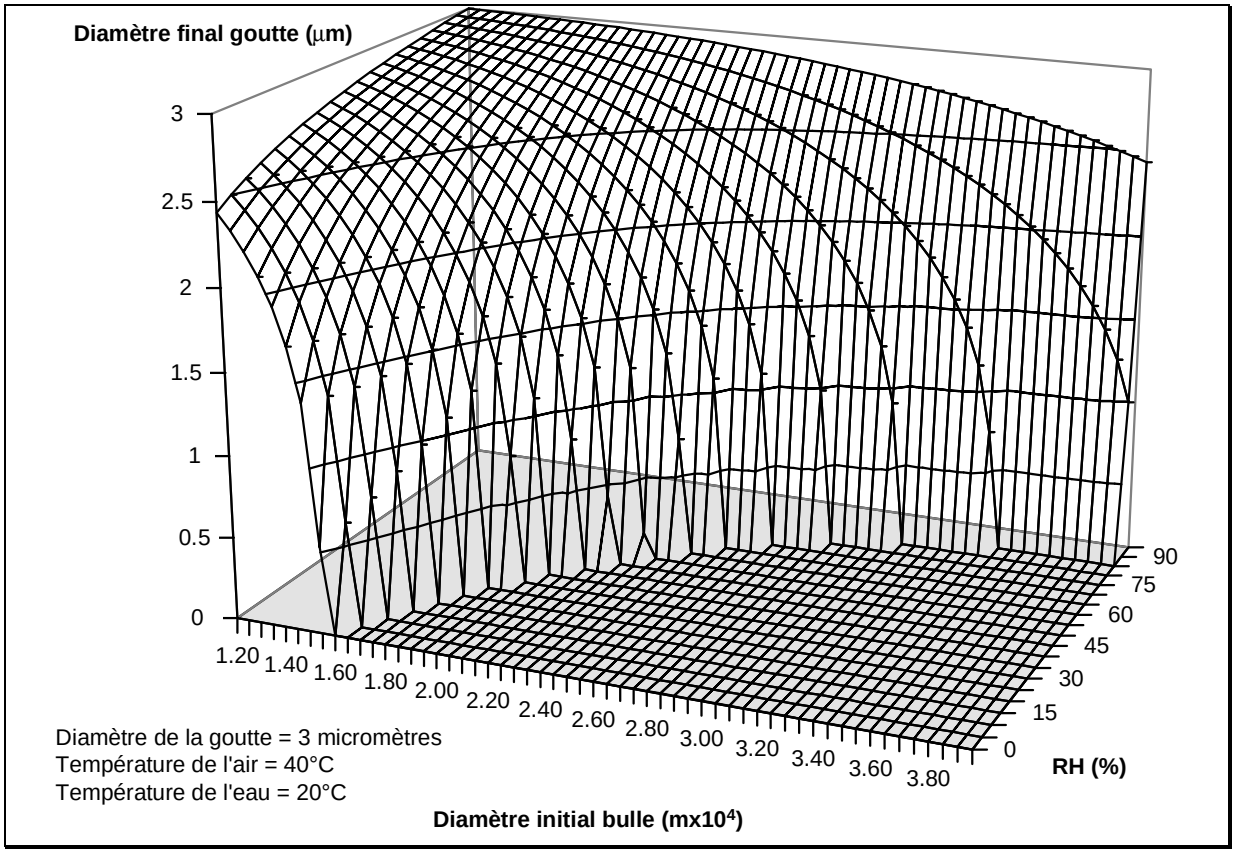


Courbe 5-11 : Humidité relative finale dans la bulle fonction de sa taille

La transition est toujours visible. Ce graphe fait apparaître l'importance de la taille de la bulle dans le désir de produire un nuage dense. En effet, il sera difficile d'évaporer ce dernier pour de fortes humidités relatives initiales. Ceci montre la limitation du refroidissement évaporatif aux climats chauds et secs. Le graphe ci dessus permet de mieux appréhender la zone d'évaporation complète (qui augmente avec la température de l'air), et montre qu'il reste quand même un endroit où l'on ne peut évaporer efficacement. D'autant que la taille finale des gouttes peut être très proche de leur taille initiale (Courbe 5-12).

Ce résultat montre qu'il faut garder une marge dans la capacité de l'air à emmagasiner l'humidité produite, pour ne pas arriver dans des conditions telles qu'un mouillage soit possible.

Diamètre de la goutte



Courbe 5-12 : Diamètre final de la goutte fonction de la taille de la bulle

Comme nous l'observons pour toutes les quantités, le diamètre final de la goutte reste important pour les faibles tailles de bulles, et pour les fortes humidités. Ce résultat logique, et incontournable, peut être un obstacle au refroidissement évaporatif sans mouillage, mais permet, dans le cadre de l'humidification, d'avoir un critère de sursaturation de l'air par l'effet de courbure de la surface de la goutte.

Conclusion

La taille de la bulle, qui est conditionnée par le débit d'eau que l'on veut évaporer, pour une taille de gouttes produites, est un paramètre primordial dans l'étude du phénomène d'évaporation d'un nuage. Nous avons vu qu'il faudra jouer sur ce paramètre afin d'obtenir un bon refroidissement dans un temps assez court pour éviter le mouillage des parois. Dans tous les cas, nous obtenons une baisse conséquente de la température, mais au détriment de la taille finale de la goutte. Ceci paraît logique car plus le volume d'air entourant la goutte est faible plus son refroidissement sera important. Il faut trouver un compromis dans la taille des bulles qui se situe près de la taille critique du côté évaporation complète, afin d'avoir le refroidissement maximum sans résidu de gouttelettes, et dans un temps acceptable.

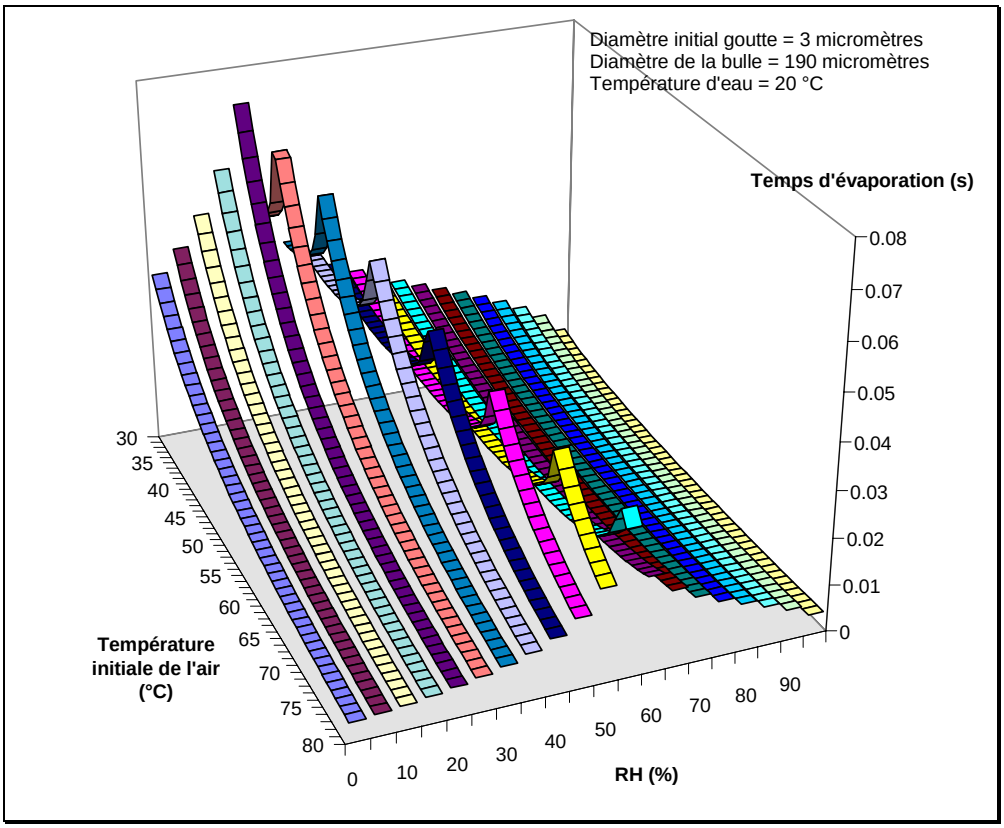
Cependant, un autre paramètre va déterminer le taux de production des gouttes pour dimensionner le refroidissement, il s'agit de la température initiale de l'air. En effet, c'est pour la refroidir que nous utilisons ce procédé, il faut donc étudier son effet sur le comportement de la goutte au cours de son évaporation.

5.4.2 TEMPERATURE DE L'AIR

La température initiale de l'air au sein de la sphère d'influence représente les conditions extérieures au moment de l'introduction du nuage dans l'ambiance. Nous avons décidé de la faire varier de *30* °C à *80* °C. La valeur minimale représente le cas minimal dans lequel est employée la brumisation au sein de bâtiments, tandis que la limite supérieure est la température maximale enregistrée dans un habitacle automobile exposé au soleil.

Les calculs sont effectués pour une goutte de diamètre initial de *3* micromètres, d'une température de *20* °C, s'évaporant dans une bulle de *190* micromètres pour rencontrer le cas de la transition, et de *80* micromètres pour rester dans le cas de la saturation.

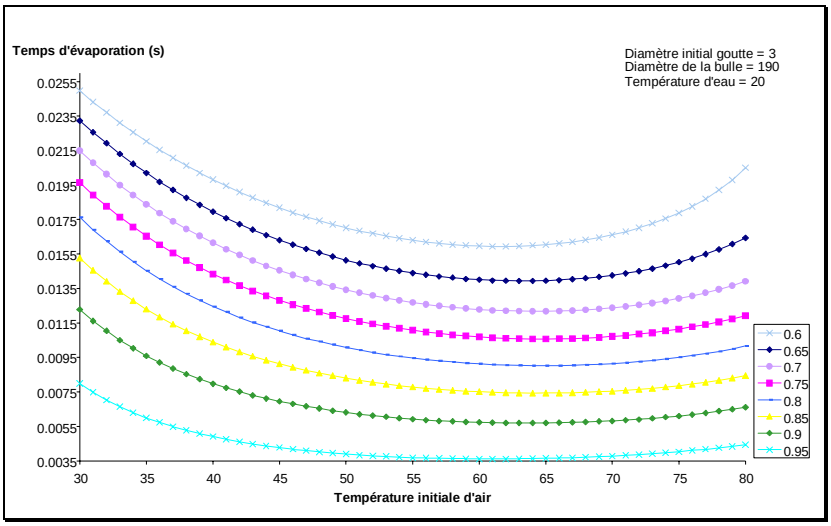
Temps d'évaporation



Courbe 5-13 : Temps d'évaporation fonction de la température d'air (bulle 190 micromètres)

Nous rencontrons aussi, dans le cas de la température d'air variable, les pics dans le temps d'évaporation représentant la transition entre l'évaporation complète et la saturation.

Dans le cas de l'évaporation complète, le temps décroît avec l'augmentation de la température, ce qui parait physiquement correct. Cependant, dans le cas de la saturation, nous avons le sens de variation contraire. Ceci est dû au fait que la goutte voit son diamètre diminuer plus vite pour de fortes températures, et que près de la saturation l'évaporation est ralentie.



Courbe 5-14 : Mise en évidence du minimum en température

Par contre, dans le cas des fortes humidités relatives initiales (quand la goutte n'accuse qu'une petite diminution de son diamètre), nous remarquons un minimum dans le temps d'évaporation en fonction des températures d'air aux alentours de *50* à *60* °C. Celui-ci n'est pas fortement marqué sur la surface à cause de l'échelle employée. C'est pourquoi nous représentons cette caractéristique sur la courbe ci-contre.

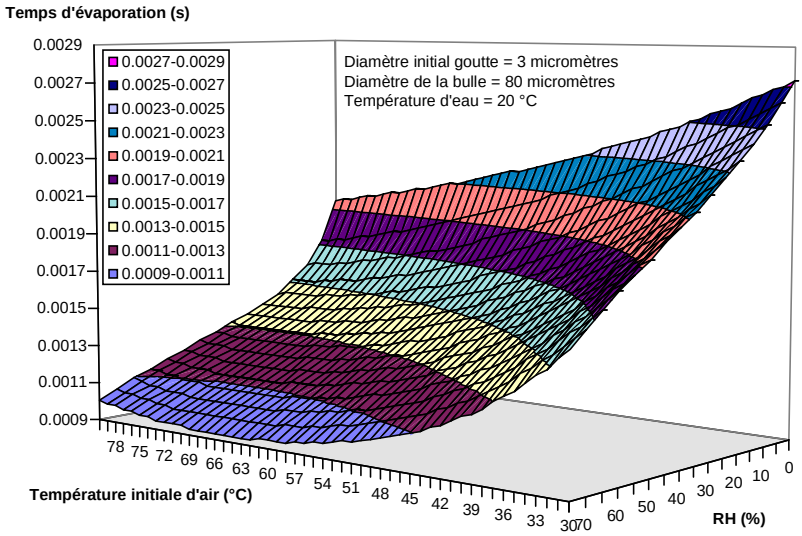
Ce phénomène trouve son explication dans le calcul des propriétés des caractéristiques de l'air, de la vapeur et de l'eau. Pour les fortes températures, certains paramètres montrent un palier (conductivité de l'air humide), ou une variation plus brutale (Masse volumique de l'air).

La masse volumique baissant avec la température pour l'air sec, mais augmentant pour la vapeur, (le tout couplé à l'augmentation de la capacité calorifique de l'air humide avec le taux de saturation), explique ces variations dans le temps d'évaporation.

Un facteur supplémentaire intervient aussi, il s'agit de la variation brutale du coefficient de Knudsen thermique pour les fortes températures. Ce minimum dans le temps d'évaporation, bien que n'influençant pas réellement les résultats globaux, reste intéressant pour une optimisation éventuelle d'un procédé.

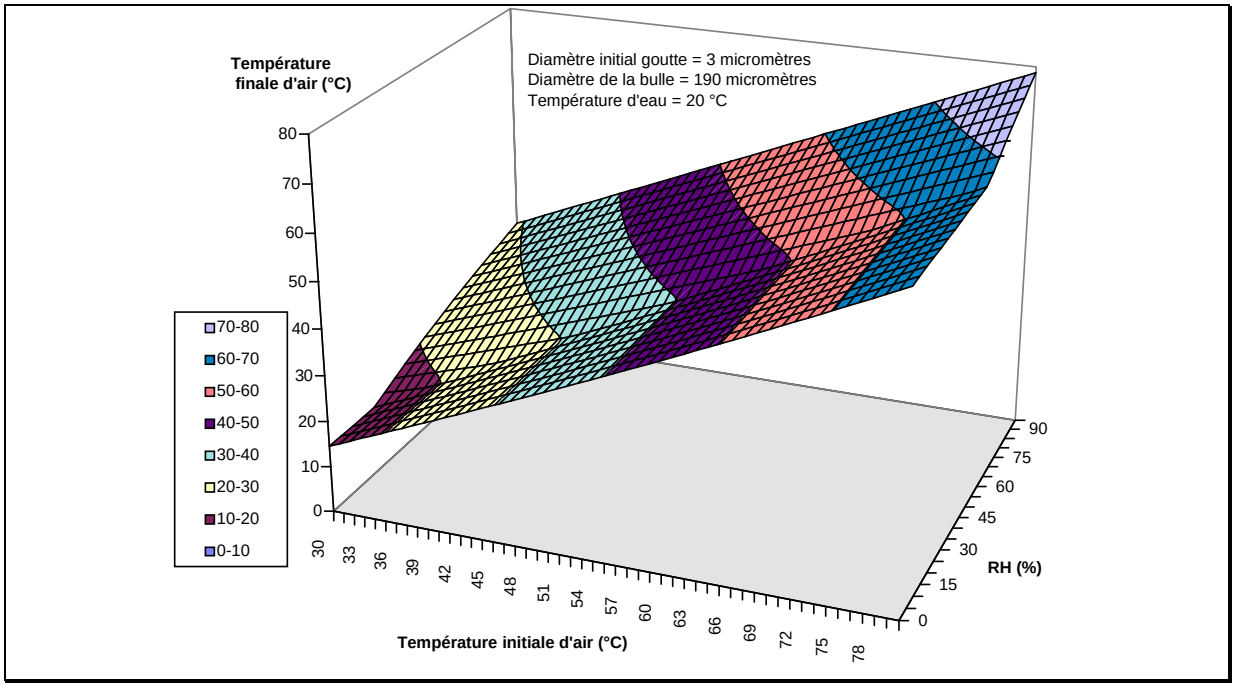
Dans le cas d'une sphère d'influence plus petite, le minimum en température n'existe que pour les faibles humidités relatives car pour de trop fortes humidités, la goutte ne peut s'évaporer de façon conséquente.

Nous avons représenté le cas de la bulle de *80* micromètres pour mettre en évidence ce phénomène pour le cas de la saturation. Le minimum dans le temps d'évaporation pour les faibles humidités relatives est bien présent et s'étend jusqu'à *50%* d'humidité.



Courbe 5-15 : Temps d'évaporation fonction de la température initiale de l'air (bulle 80 micromètres)

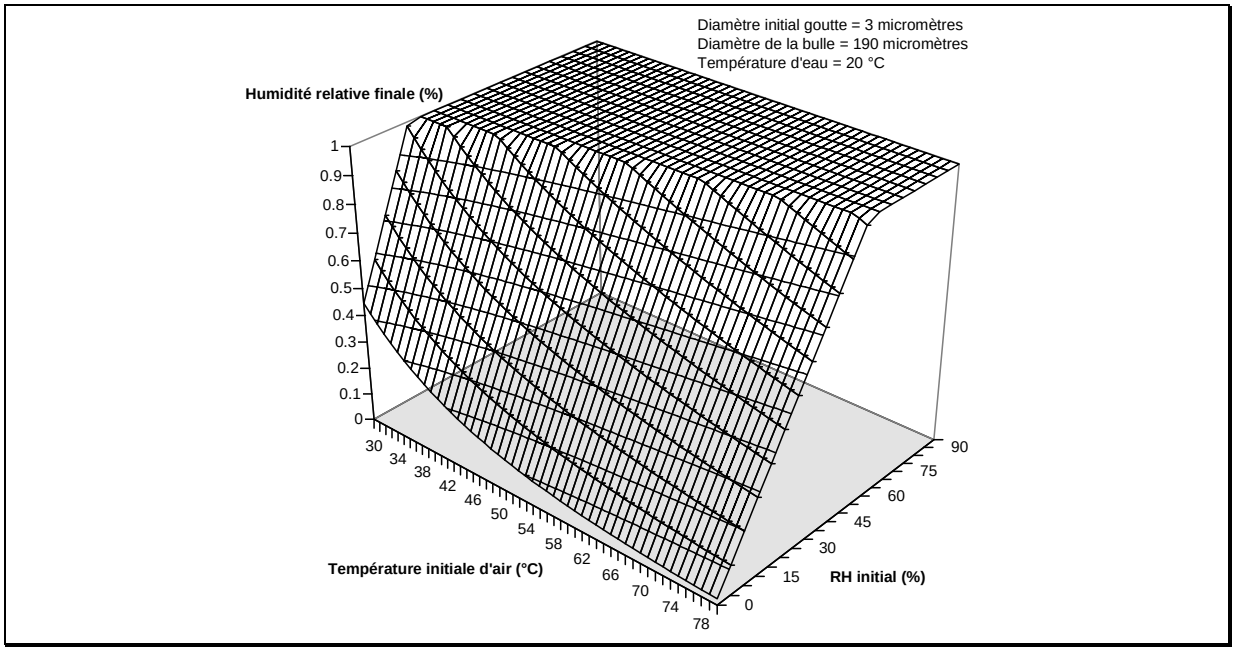
Température de l'air



Courbe 5-16 : Température finale de l'air fonction de sa température initiale

L'influence de la température d'air initiale sur celle finale dans la bulle après évaporation est semblable de part et d'autre de la transition. Dans les deux cas, elle peut être considérée comme quasi-linéaire. Par contre, si l'on passe par la transition, nous observons un changement de pente (supérieure dans le cas de la saturation), et une légère courbure du côté de la saturation.

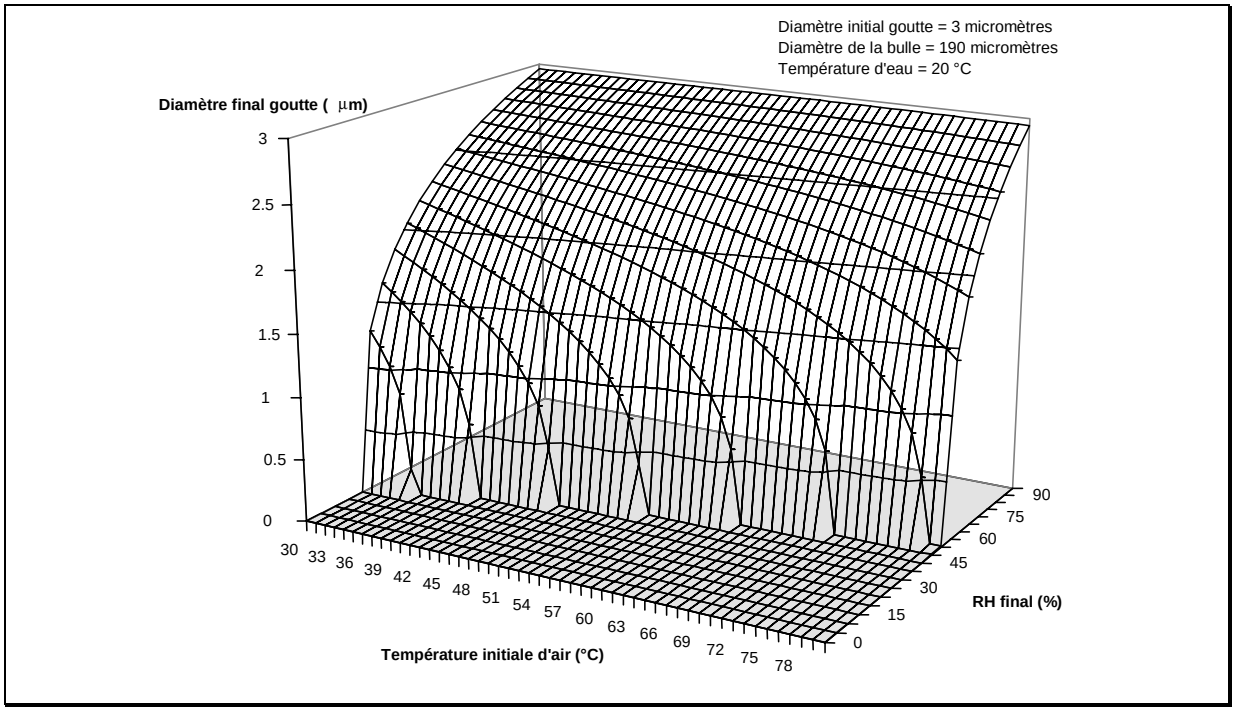
Humidité relative



Courbe 5-17 : Humidité relative finale fonction de la température de l'air

Après la transition, l'humidité relative présente une décroissance fonction de la température conforme à notre attente. Nous constatons que, même à température élevée, il est difficile d'évaporer complètement dans une ambiance confinée.

Diamètre de la goutte



Courbe 5-18 : Diamètre final de la goutte fonction de la température

La décroissance de la taille de la goutte avec la température présente une forte pente vers la fin de l'évaporation, que l'on retrouve aussi avec la variation de l'humidité. Cette surface nous montre plus explicitement la zone d'évaporation complète en fonction de la température et l'humidité. Elle augmente avec la température d'air, comme avec le diamètre de la sphère d'influence (Courbe 5-12).

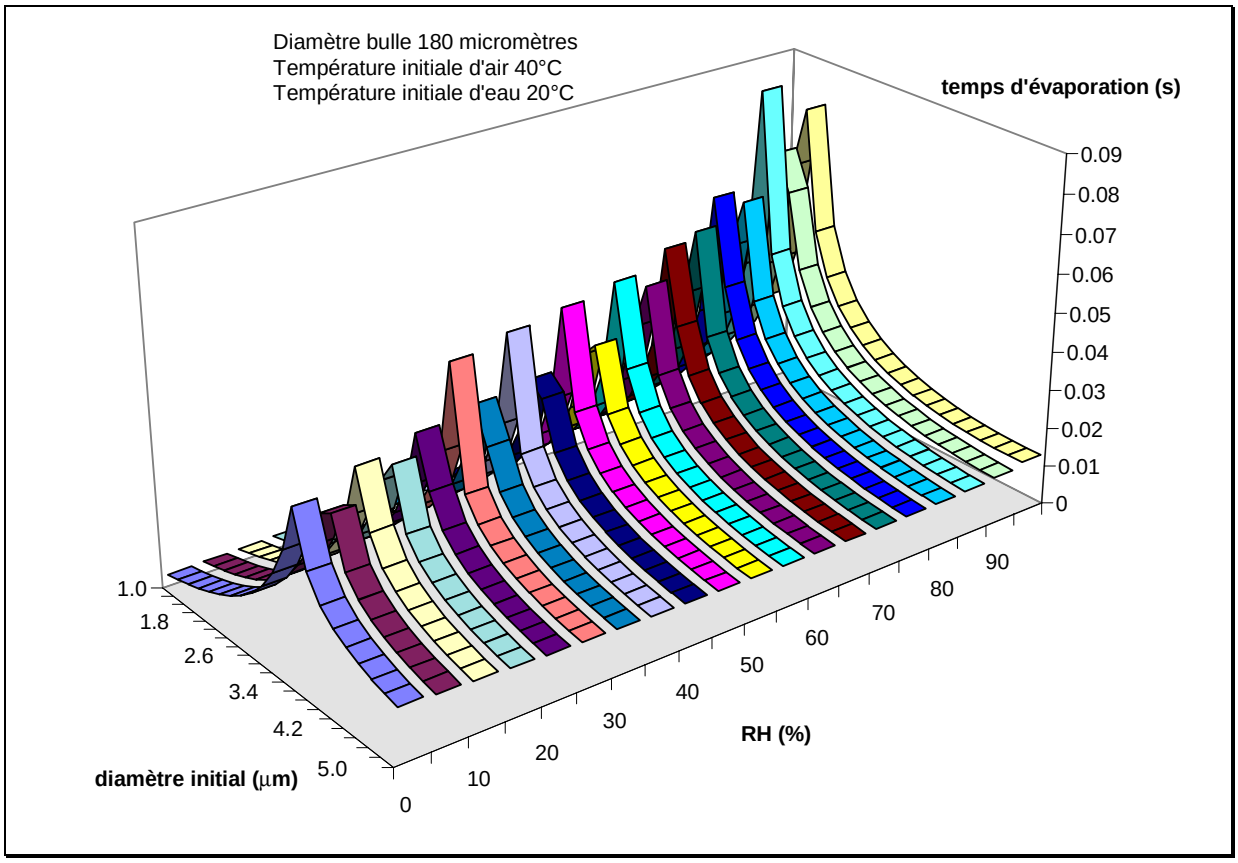
Conclusion

La variation de température d'air est le résultat recherché dans l'utilisation d'un système de rafraîchissement d'air. L'étude paramétrique concernant ce facteur nous a montré les zones propices à une évaporation totale. De plus, elle nous a permis de mettre en évidence l'influence du calcul des caractéristiques de l'air sur le temps d'évaporation des gouttes, ainsi que sur son sens de variation avec la température. Nous voyons qu'aux basses températures l'évaporation complète est limitée aux faibles humidités relatives. Le contrôle du procédé de brumisation doit être très strict pour ne pas entrer dans les zones extrêmes ne permettant pas l'évaporation.

5.4.3 DIAMETRE DES GOUTTES

Nous présentons l'influence du diamètre initial des gouttes sur les variables finales de l'évaporation du maillon élémentaire. L'étude paramétrique est faite pour des diamètres compris dans l'intervalle *1* à *5* micromètres. Sachant que pour un système de brumisation il est évident que la taille minimale est la plus appréciée.

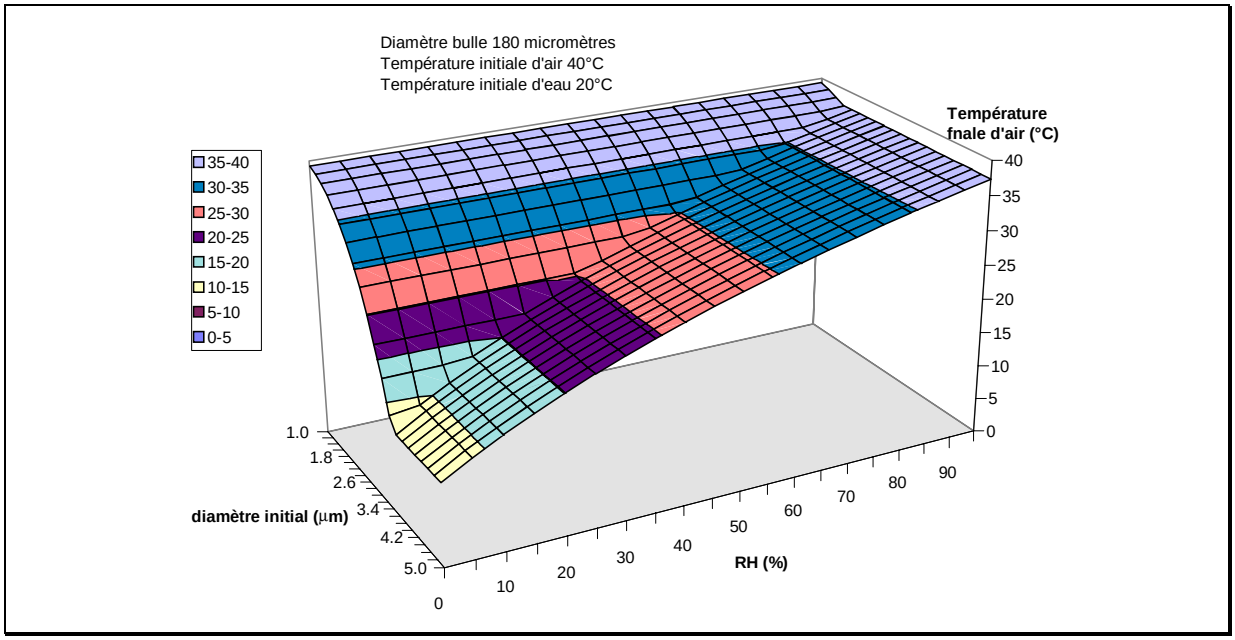
Temps d'évaporation



Courbe 5-19 : Temps d'évaporation de la goutte fonction de son diamètre initial

L'irrégularité des pics de transition est le résultat de l'approximation de l'asymptote par la valeur finie obtenue au dernier pas de calcul avant la transition. Nous voyons que pour des diamètres de gouttes inférieurs à *2* micromètres, l'évaporation complète se produit quelle que soit l'humidité relative dans le cas d'une température d'air de *40* °C et pour une sphère d'influence de *180* micromètres. Il est évident que cette limite se déplace avec la diminution de la taille de la bulle et de la température. Pour ce qui est du temps d'évaporation dans le cas de la saturation, nous constatons qu'il est du même ordre de grandeur pour tous les diamètres de gouttes loin de la zone de transition, son rapprochement freinant considérablement l'évaporation.

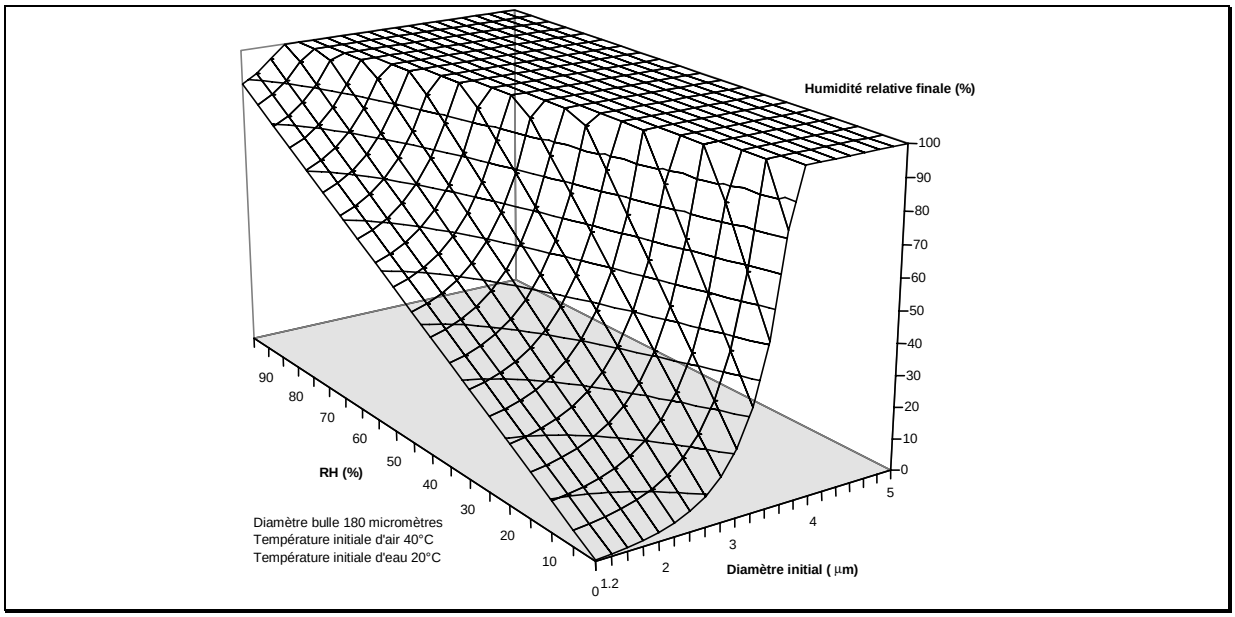
Température d'air



Courbe 5-20 : Température finale de l'air fonction du diamètre initial des gouttes

La température finale de l'air dans une bulle de taille donnée est indépendante de l'humidité relative initiale dans le cas de l'évaporation complète pour un diamètre de goutte. L'air a transformé toute l'énergie contenue dans la goutte, et celle-ci étant fonction de sa masse, la baisse de température est d'autant plus grande que le diamètre de la goutte est important. Dans le cas de la saturation, la baisse de la température d'air est proportionnelle à l'humidité relative et indépendante du diamètre de la goutte. En effet, une fois saturé, quelle que soit le diamètre final de la goutte, l'air aura absorbé la même quantité d'énergie pour se saturer.

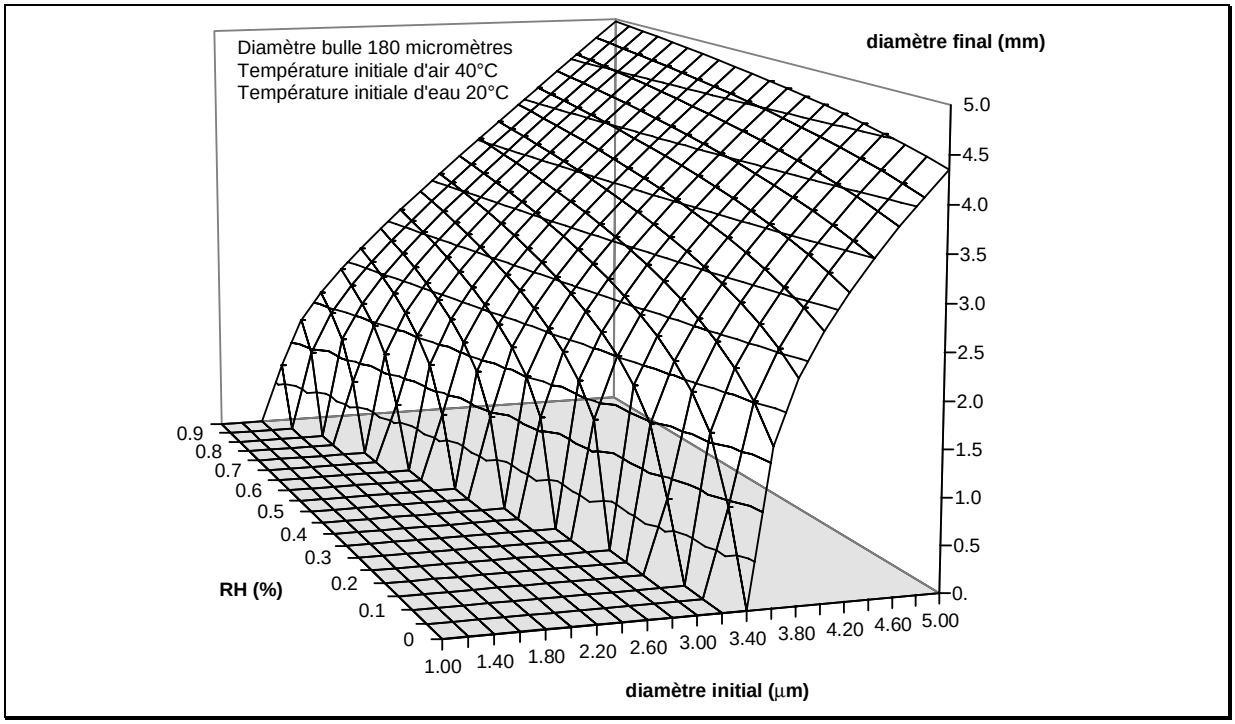
Humidité relative



Courbe 5-21 : Humidité relative finale dans la bulle fonction du diamètre initial de la goutte

La variation de ce paramètre est conventionnelle, linéaire en fonction de l'humidité relative initiale, et décroissante avec le volume initial de la goutte. Cette décroissance est assez brutale car la baisse de la température dans la bulle diminue la quantité de vapeur qu'elle peut contenir avant saturation. Ce frein à l'évaporation est une des limitations des performances d'un système statique ou confiné.

Diamètre final de la goutte



Courbe 5-22 : Diamètre final de la goutte fonction de son diamètre initial

Cette courbe montre bien la zone d'évaporation complète, et la forte pente près de la transition. Elle permet d'apprécier l'impact de la finesse des gouttes sur les performances d'un système de refroidissement évaporatif.

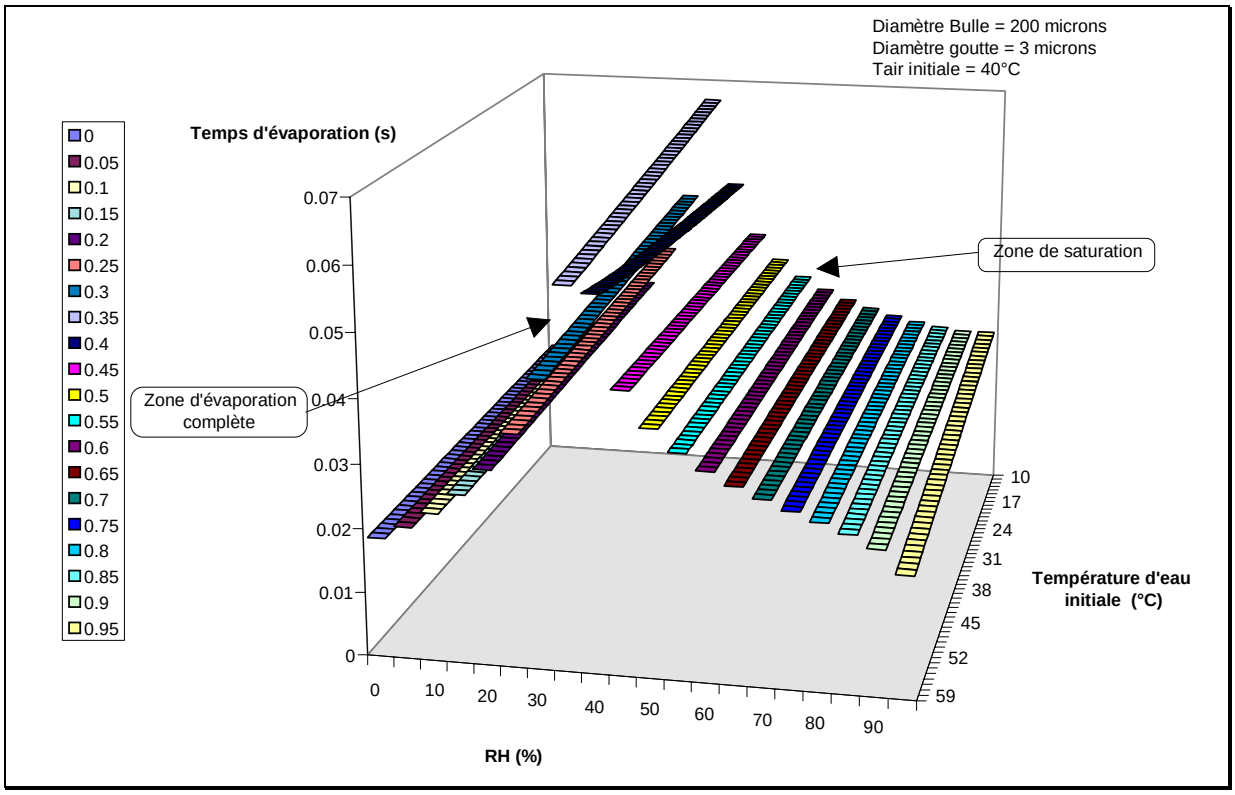
Conclusion

Le diamètre initial des gouttes est un facteur important dans le temps d'évaporation et dans l'effet réfrigérant obtenu. En effet, la taille importante des gouttes implique un espacement plus grand afin d'obtenir une évaporation complète. Dans le cas contraire, leur durée de vie est augmentée, et le risque de mouillage est accru. Il est important de connaître l'effet de ce paramètre pour dimensionner un procédé de refroidissement évaporatif par céramique piézo-électrique, où la taille des gouttes est variable et conditionne le débit d'eau injecté.

5.4.4 TEMPERATURE DES GOUTTES

Le dernier paramètre pris en considération dans la modèle est la température initiale de la goutte. Nous avons voulu introduire cette variable afin de mesurer son influence sur le modèle, et voir si il est possible ultérieurement de fixer les propriétés thermophysiques de l'eau dans les calculs. Nous avons fait varier la température initiale de l'eau de *10* à *60* °C, et présentons les résultats pour une goutte de *3* micromètres s'évaporant dans de l'air à *40*°C et dans une bulle de *200* micromètres.

Temps d'évaporation



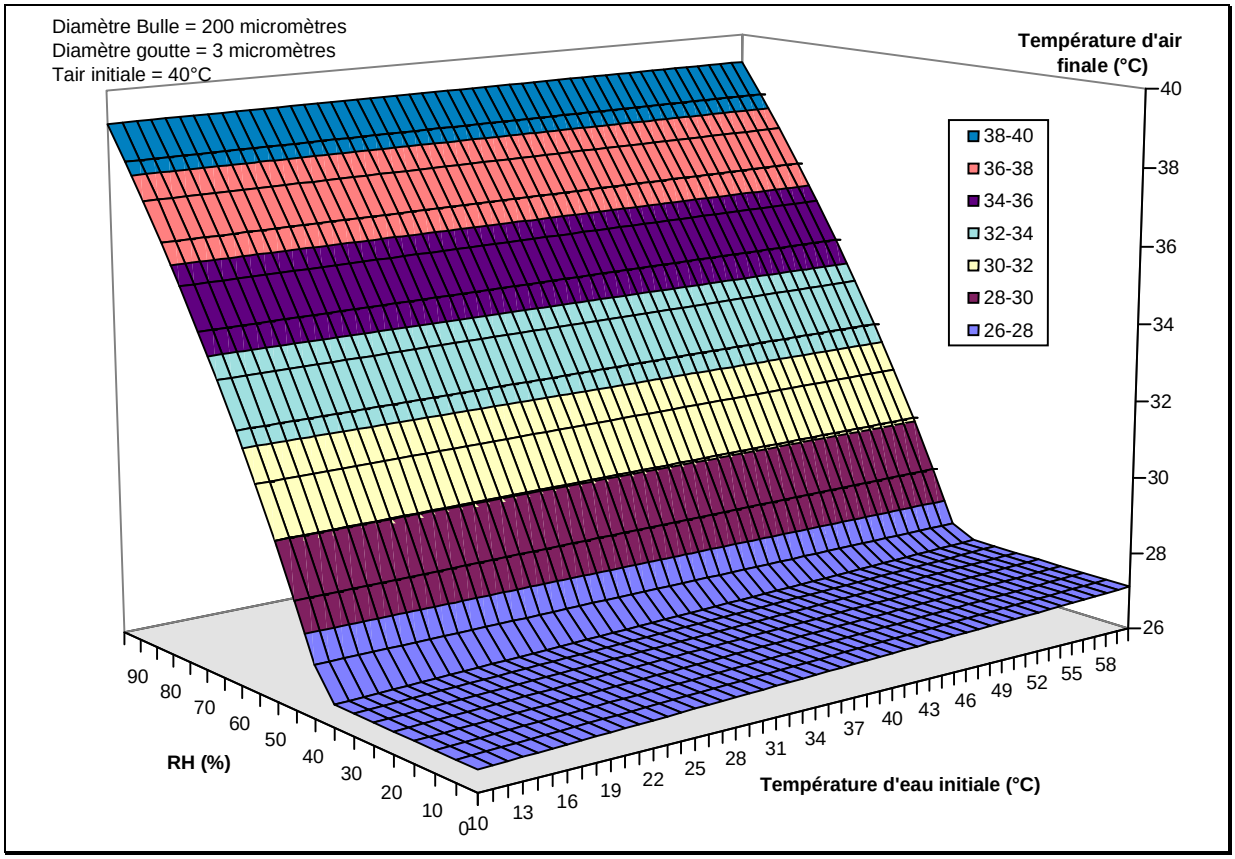
Courbe 5-23 : Temps d'évaporation fonction de la température initiale de la goutte

Nous pouvons distinguer deux zones sur le graphe ci-dessus. Celle de l'évaporation complète qui se produit pour les faibles humidités relatives (jusqu'à *35*%), dans laquelle la température initiale de la goutte ne joue pratiquement aucun rôle sur la temps d'évaporation. Nous constatons une légère diminution de ce dernier qui s'accentue lorsque l'on se rapproche de la transition. Cette baisse s'explique par l'augmentation de l'agitation moléculaire pour des températures plus élevées, qui favorise l'extraction des molécules de vapeur à la surface de la goutte.

Dans le cas de la saturation, la tendance s'inverse et nous voyons une augmentation du temps d'évaporation avec la croissance de la température d'eau, qui tend à s'inverser de nouveau pour les fortes humidités relatives. Ce phénomène s'explique du fait qu'en milieu confiné, le temps d'évaporation est accru par la gêne due à l'humidité ambiante.

Cependant l'augmentation de la température de la goutte favorise son évaporation et cause la diminution de son diamètre final, ce qui implique l'accroissement du temps d'évaporation. L'inversion de cette tendance vers les humidités relatives extrêmes trouve son explication dans le faible écart de diamètre final de la goutte dans ces cas de figure. En effet, l'évaporation n'ayant pratiquement plus lieu, la température initiale de la goutte va jouer le rôle de la source d'énergie qui va accélérer le peu d'évaporation permise.

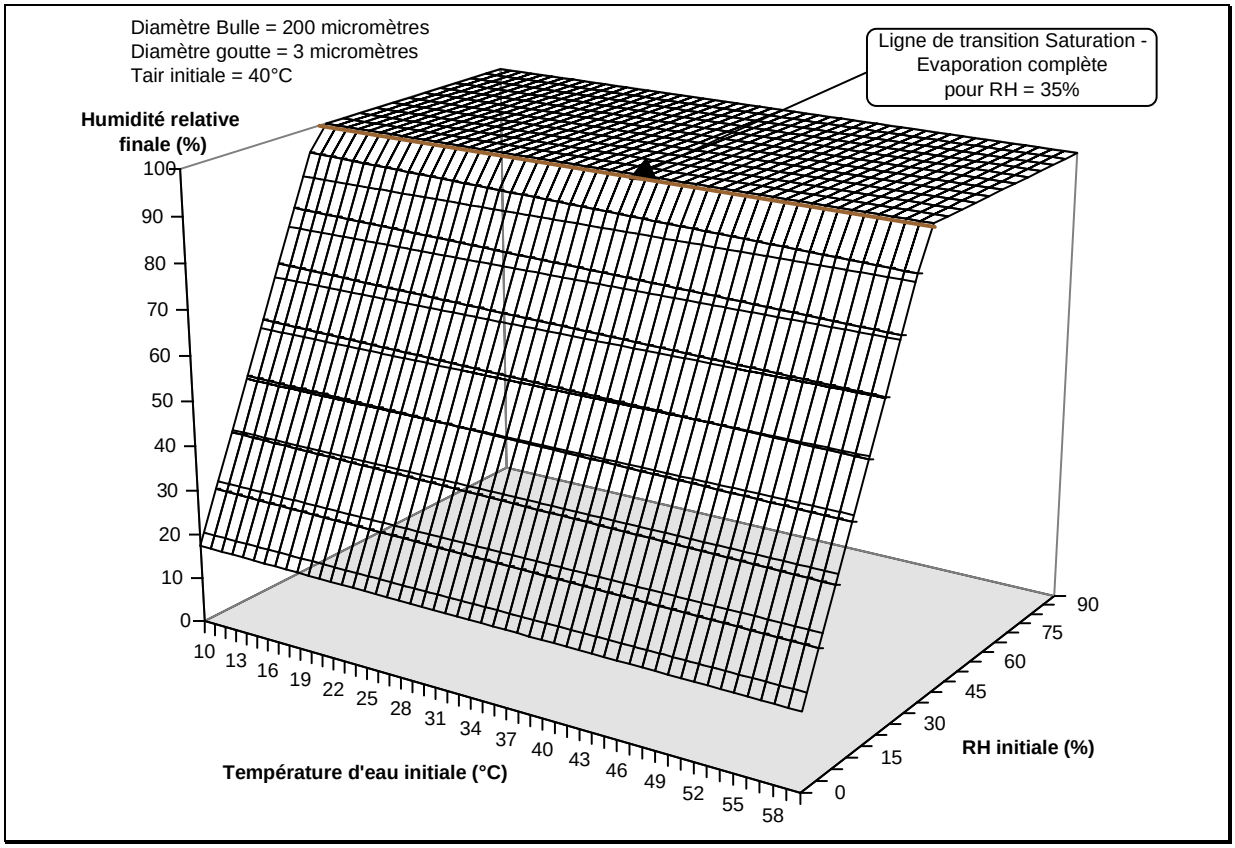
Température d'air



Courbe 5-24 : Température finale de l'air fonction de la température initiale de la goutte

Le gain en temps d'évaporation est bien sûr balancé par une perte au niveau de la baisse de la température finale de l'air (environ *0,5* °C entre *10* et *60* °C pour l'eau). Celle-ci est linéaire avec la température initiale de la goutte, mais reste constante avec la variation d'humidité dans le cas de l'évaporation complète. Ce qui est normal car la goutte à une masse fixée qui est la source consommatrice d'énergie. Dans le cas de la saturation, la baisse de performance pour le refroidissement est infime (de l'ordre de *1* à *4* centièmes de degrés Celsius).

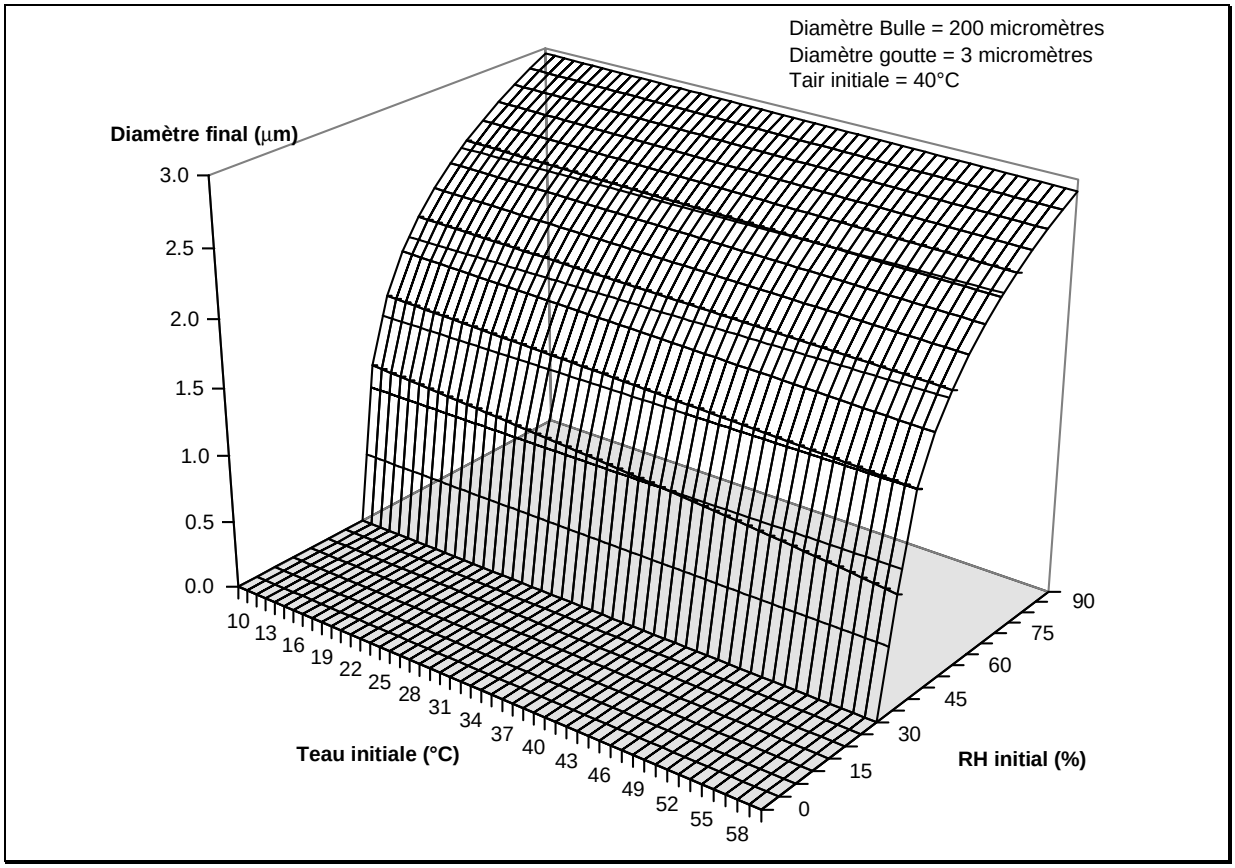
Humidité relative



Courbe 5-25 : Humidité relative fonction de la température initiale de la goutte

Plus on se rapproche de la saturation, plus l'écart d'humidité relative finale est important en fonction de la température initiale de la goutte. Nous observons une décroissance de l'humidité relative finale avec l'augmentation de la température de l'eau, qui s'estompe pour les faibles humidités initiales. Ce comportement est le résultat de la relaxation thermique de la goutte qui, par l'augmentation du phénomène d'évaporation, et par la diminution de l'effet réfrigérant, provoque globalement une légère baisse de l'humidité relative finale dans le cas de l'évaporation complète.

Diamètre final de la goutte



Courbe 5-26 : Diamètre final de la goutte fonction de sa température initiale

La décroissance du diamètre de la goutte fonction de la température d'eau et de l'humidité relative finale montre que le bilan entre la chaleur sensible et la chaleur latente d'évaporation est toujours à l'avantage de l'évaporation. L'augmentation de la température de la goutte permet une diminution plus importante de son diamètre, au détriment des performances du refroidissement.

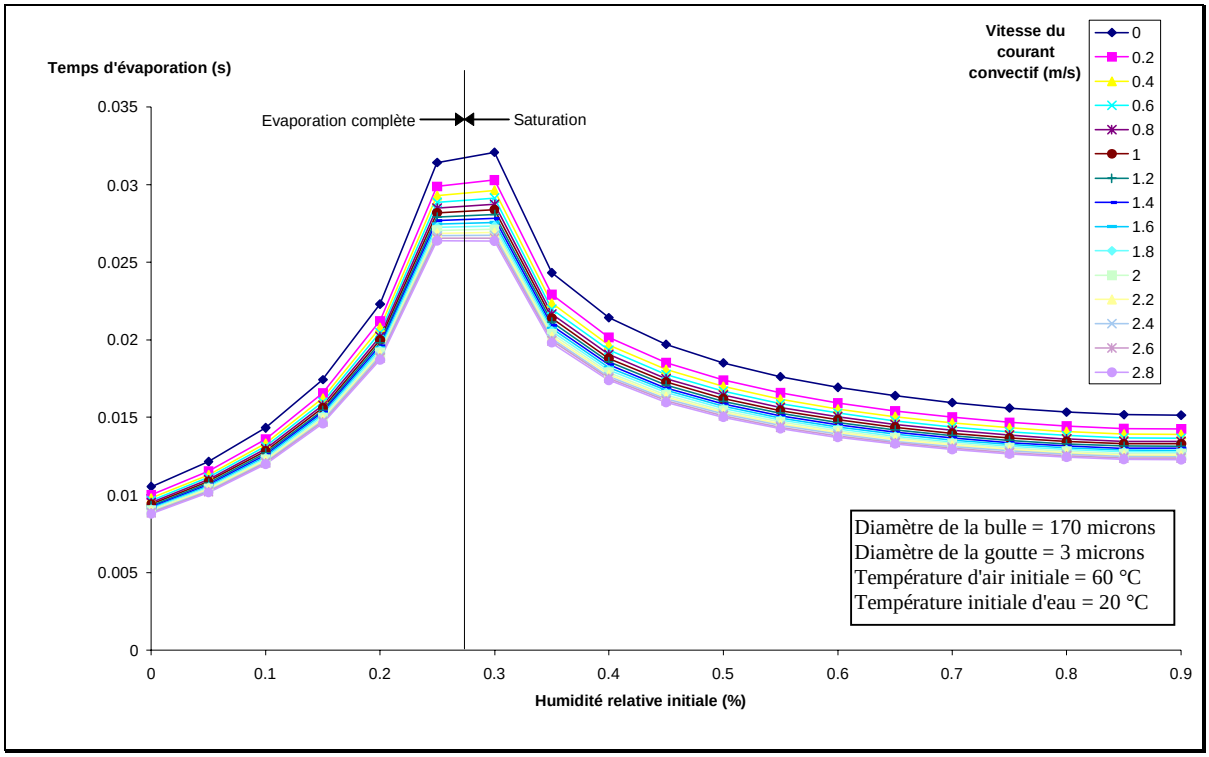
Conclusion

La variation de la température initiale de la goutte n'est pas un facteur déterminant dans l'application à la brumisation. En effet, elle est avantageuse dans le cas de l'évaporation complète au niveau du temps, par contre, elle baisse les performances du système. Il faut quand même relativiser ces effets, et l'on pourra pratiquer le refroidissement évaporatif avec de l'eau plus chaude. D'autant que le procédé de brumisation améliore sa production de gouttelettes avec l'augmentation de la température de l'eau.

5.4.5 INFLUENCE DE LA CONVECTION

Le dernier paramètre que nous allons étudier est la prise en compte d'un mouvement convectif autour de la goutte. Celui-ci est représenté par un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la goutte, et intervient dans les échanges massiques et thermiques par l'intermédiaire du nombre de Sherwood et de Nusselt (Voir chapitre 4 page 142). Nous faisons varier la vitesse convective de *0* à *3* ms^{-1} par pas de *0,2* ms^{-1}, pour une goutte de *3* micromètres à *20* °C s'évaporant dans une bulle de *170* micromètres contenant de l'air à *60* °C.

Il est évident que ce paramètre intervient uniquement sur le temps d'évaporation de la goutte, l'évaporation s'effectuant dans une sphère d'influence imperméable, interdisant les échanges thermiques et massiques avec l'extérieur.



Courbe 5-27 : Temps d'évaporation fonction du courant convectif sur la goutte

Nous remarquons, sur la courbe ci-dessus, la transition entre la saturation et l'évaporation complète. Nous voyons mieux sur ce cas de figure, la cause de la différence entre les hauteurs des pics sur les courbes précédentes, qui provient du pas de calcul de dimension finie, entourant la valeur de l'asymptote.

La présence d'un courant convectif sur la goutte accélère son évaporation, cependant pour des vitesses supérieures à celles représentées sur la courbe, il semble que son influence diminue grandement. La différence est plus accentuée pour les fortes humidités relatives, car la gêne qu'impose la présence de vapeur à la surface est fortement réduite si l'on applique un courant permettant d'augmenter le gradient de concentration.

5.4.6 CONCLUSION

Cette étude paramétrique du maillon élémentaire nous a permis d'apprécier les facteurs prépondérants dans l'évaporation d'une goutte dans un milieu confiné, et nous permet d'en dégager certains intervalles de variation en fonction des effets voulus (refroidissement, humidification) pour un cas d'étude donné (quelques paramètres doivent être fixés).

En effet, nous avons vu que la diminution de la taille de la sphère d'influence, représentant la compacité de nuage, permet de saturer rapidement la goutte, sans qu'il y ait une baisse conséquente de son diamètre. Ce fait nous permet de faire certaines hypothèses sur l'arrangement des gouttes produites par un système piézo-électrique que nous étudierons ultérieurement.

Nous avons vu l'apparition d'un minimum dans le temps d'évaporation pour une gamme de températures élevée, mais qui n'est pas assez conséquente pour être exploitée dans un système de brumisation.

Le temps d'évaporation des gouttelettes peut varier du millième de seconde pour de fortes températures d'air, à quelques dixièmes, pour un volume de sphère d'influence donné. L'augmentation se faisant près de la saturation.

La baisse de température ainsi que l'augmentation de l'humidité relative au sein de la sphère d'influence, varie fortement suivant les caractéristiques de l'air initial, ainsi que du volume initial. En effet, il n'est pas possible, vu le nombre de paramètres pouvant varier, de donner des ordres de grandeur généraux. Il faut se fixer quelques paramètres, suivant les caractéristiques du système employé, afin de suivre l'évolution de ceux restants, ceci permettant d'optimiser le dit procédé.

Ce modèle du maillon élémentaire nous donne des ordres de grandeur pour les temps d'évaporation, qui ne sont accessibles que par la résolution de systèmes différentiels. Ceci permet d'obtenir une base dans l'élaboration future d'un procédé de production de gouttes à des fins de refroidissement ou d'humidification. Les ordres de grandeur du refroidissement ou d'humidification sont conditionnés par le nombre de maillons élémentaires que l'on introduit dans l'enceinte.

Finalement, nous ne pouvons faire un bilan exhaustif de l'effet obtenu pour la variation de tous les paramètres. Nous avons voulu montrer quelques sens de variation pour des cas d'étude se rapprochant au plus du cas de la brumisation par voie piézo-céramique. Cependant, le modèle permet de faire une étude pour chaque système particulier, avant un calcul complet dans un modèle zonal, afin de trouver le meilleur compromis pour les paramètres modifiables.

5.5 LE NUAGE SPHERIQUE

Le modèle de nuage sphérique, n'est qu'un assemblage des maillons élémentaires traités précédemment. Nous allons décrire la méthode que nous avons développée pour simuler son évaporation, dans un cas statique, puis, nous expliquons comment modéliser un léger mouvement.

5.5.1 METHODE DE MODELISATION

Comme nous l'avons vu dans la revue bibliographique, l'approche la plus utilisée lorsque l'on est en présence d'un nuage dense de gouttelettes de taille identique, est de considérer que l'évaporation de la goutte se fait dans une sphère d'influence représentant leur interaction (modèle cellulaire, ou modèle de "bulle"). Ainsi, la saturation et la baisse de la température au sein du nuage sont bien représentées.

Nous nous mettons dans le cas étudié précédemment, de sphères d'influences rigides et imperméables. De plus, elles ne se déplacent pas les unes par rapport aux autres.

Nous pouvons distinguer deux cas importants :

- les gouttes sont assez espacées à l'instant initial, le nuage s'évapore dans le même temps qu'une unique goutte.
- les gouttes sont très rapprochées, elles saturent toutes, puis celles se trouvant sur la périphérie, s'évaporent par couches successives.

Cependant, ce type de représentation considère qu'à l'instant initial toutes les gouttes sont à leur place, et commencent à s'évaporer ensemble. Cela signifie que l'on occulte la façon dont les gouttes ont été amenées dans leur configuration de nuage. Cette méthode peut être intéressante dans le cas d'une étude paramétrique de détermination du critère de saturation, en fonction de la distance entre les gouttes. Elle est aussi utilisée dans l'étude de l'injection dans les moteurs qui se produit extrêmement rapidement, ou en météorologie car les nuages se forment à partir de particules en suspension dans l'atmosphère. Cependant, elle ne peut être utilisée dans une application à la brumisation, qui nécessite un temps non négligeable pour produire le nuage de gouttes.

En vue d'appliquer le modèle cellulaire au cas de la brumisation, nous allons partir de conditions initiales différentes de celles rencontrées classiquement. Nous considérons un assemblage compact de compacité maximum égale à *0,74*[4]. A l'instant initial, toutes les sphères d'influences du nuage sont saturées de vapeur, donc la température du nuage (air saturé et gouttelettes) est uniforme. De plus, l'espace entre les gouttelettes (*26* % du volume du nuage), est aussi rempli d'air saturé afin d'avoir une uniformité et une stabilité (Figure 5-2).

[4] Cette compacité correspond à un arrangement hexagonal compact, cependant elle peut être modifiée en entrée du modèle.

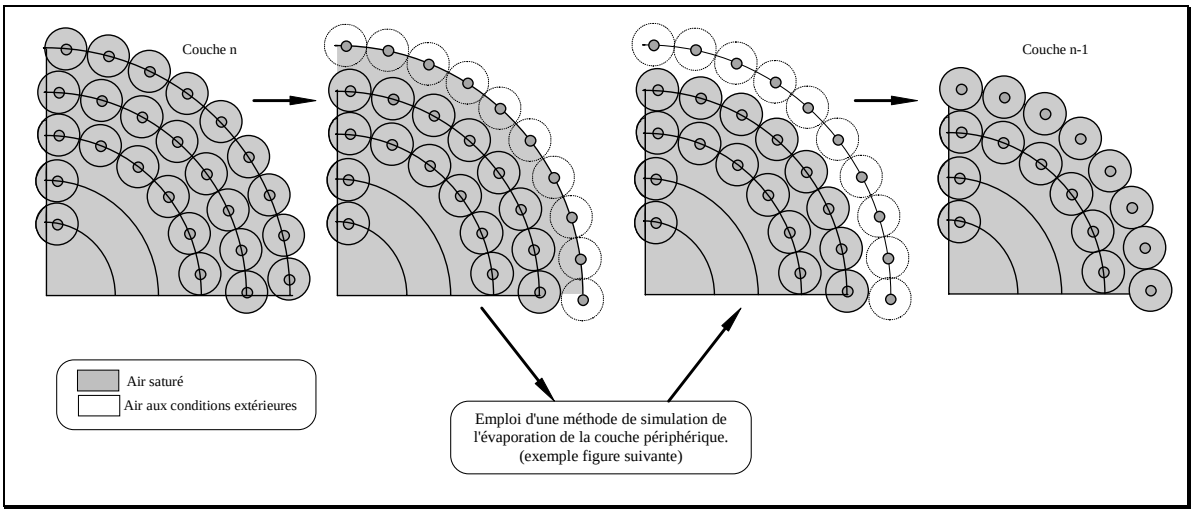


Figure 5-2 : Description de la méthode d'évaporation du nuage sphérique

Afin de pouvoir utiliser le modèle de nuage dans un modèle zonal, nous simulons l'évaporation d'un nuage dans un volume fini. Cette zone aura une température et une humidité initiale, qui sont variables au cours de l'évolution du nuage.

Nous simulons l'évaporation du nuage par couches successives. Ceci est possible, car nous avons négligé le phénomène de sursaturation de l'air, dû à la possibilité des gouttes de continuer à s'évaporer grâce à la courbure de leur surface. A chaque couche, nous recalculons la température de l'air et l'humidité relative à l'intérieur de la zone. Ce calcul s'effectue, comme dans le cas du maillon élémentaire, en moyennant les quantités sur les volumes en présence. Nous négligeons les gradients de température et d'humidité dans la zone d'évaporation. Cette simplification est justifiée dans le cadre de l'application aux modèles zonaux, car les zones de calcul ne sont pas de grande taille. Ce choix qui sous-estime le temps d'évaporation du nuage, (car la diffusion de la vapeur au sein de la zone n'est pas instantanée), peut être amélioré par l'utilisation d'une méthode différente pour simuler l'évaporation de la couche périphérique. Nous discutons de ce principe ultérieurement.

En effet, la première méthode que l'on peut employer est celle utilisée par Zung[67], basée sur les expériences de Sreznevsky [Fuchs59], qui considère l'évaporation de la goutte périphérique comme équivalente à celle d'une demi-sphère posée sur une plaque plane. Cette approximation se justifie par le fait que seule la moitié de la goutte périphérique est en contact avec l'air non saturé. De plus, le taux d'évaporation est juste égal à la moitié de celui d'une goutte libre, et le temps mis pour évaporer la goutte entière sera le double.

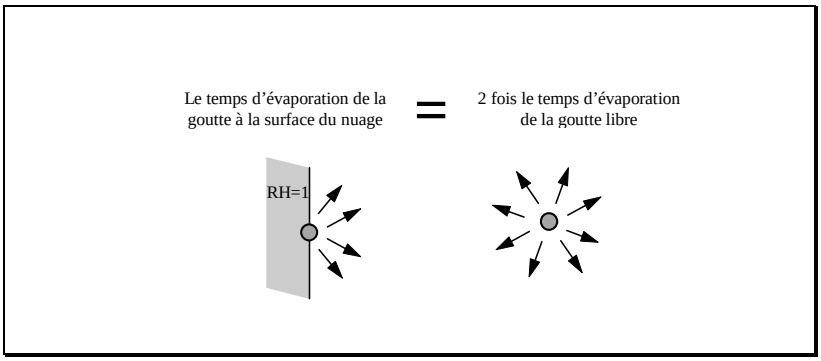


Figure 5-3 : Méthode de modélisation de l'évaporation de la goutte en surface du nuage

Nous avons résumé la méthode de résolution de l'évaporation du nuage dans le schéma synoptique ci-dessous, dans lequel la méthode utilisée pour l'évaporation d'une goutte est celle étudiée précédemment (Schéma synoptique de la Figure 5-1).

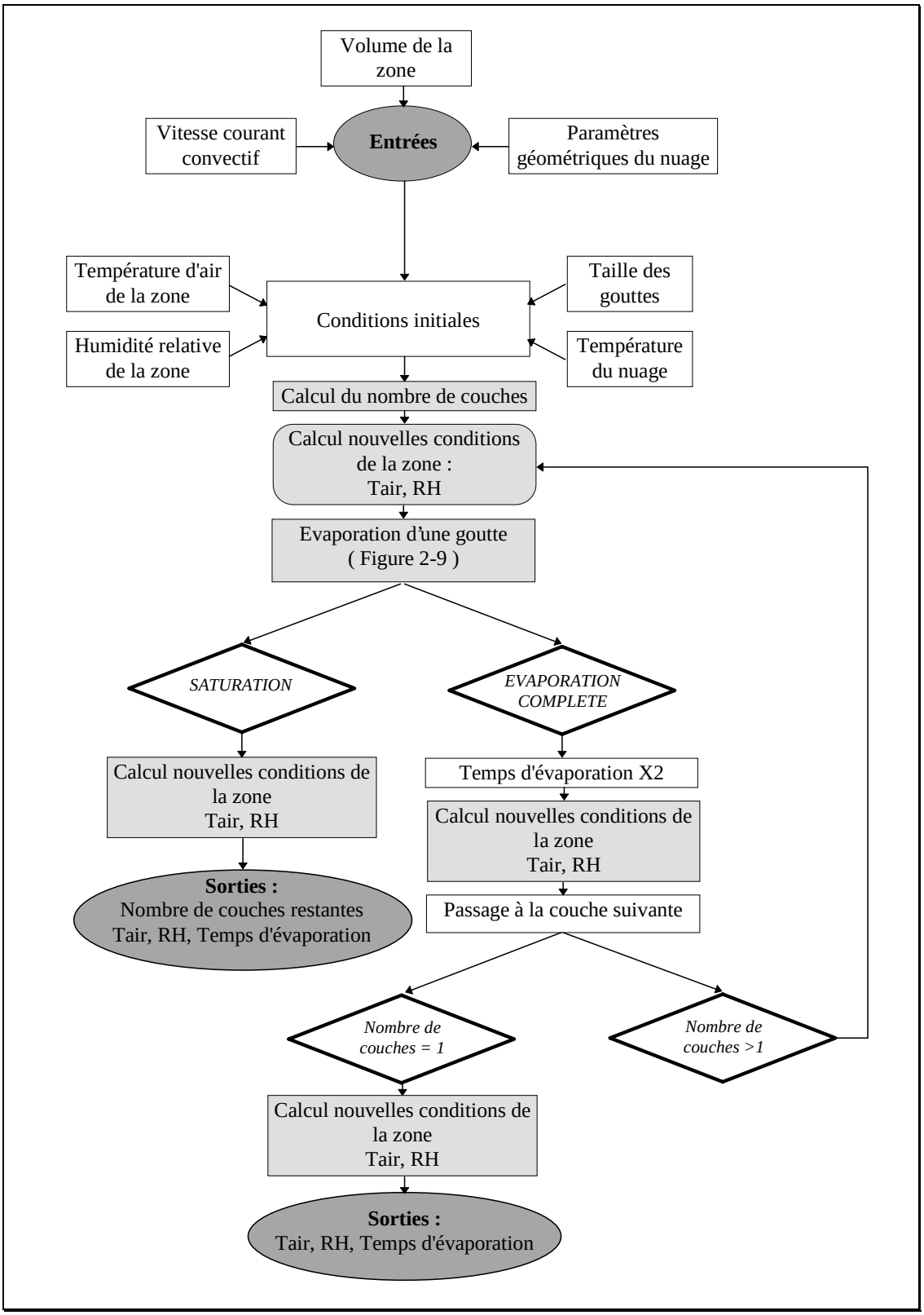


Figure 5-4 : Algorithme du calcul de l'évaporation du nuage sphérique dans une zone

Pour simuler un retard dans le temps d'évaporation, dû à la vitesse limitée de la propagation du front de vapeur dans l'air, nous pouvons considérer que la goutte externe s'évapore dans une bulle remplie d'air pris aux conditions extérieures. Cette méthode induit un retard par la présence de la sphère d'influence. Cependant, il reste à évaluer la taille de cette bulle, ainsi que son taux de remplissage. Ceci ne pouvant être fait qu'après expérimentations, nous ne pouvons donner que des résultats du modèle qui ne seront pas comparés à des mesures réelles.

Nous avons remarqué que l'on peut simuler le retard à l'évaporation par deux méthodes équivalentes. En prenant soit différentes tailles de bulle, soit un taux de remplissage des conditions extérieures variable. La différence de choix est guidée par les contraintes de programmation.

5.5.2 SIMULATION DU MOUVEMENT DU NUAGE

La méthode décrite pour le nuage statique est la même que dans le cas d'un léger mouvement du nuage. En effet, nous simulons le courant convectif induit par le mouvement en introduisant des nombres de Sherwood et de Nusselt dans les équations. Ceci permet, pour les modifications des transferts massiques et thermiques, de représenter le mouvement de la goutte.

Dans tous les cas, le modèle ne simule pas la déformation du nuage. Toutefois, si celle-ci se produit à surface constante, alors la méthode reste valable. L'approche du mouvement par coefficients correcteurs peut représenter un mouvement convectif sur une goutte. Par contre, dès qu'il s'agit du déplacement du nuage, nous avons une traînée qui se forme à l'arrière de celui-ci, ainsi qu'une différence de vitesse entre l'avant et l'arrière du nuage.

Il est très difficile d'étudier un écoulement diphasique dans sa globalité, même en utilisant la théorie complète. De plus, ce n'est pas le but recherché dans le cadre d'une application aux modèles zonaux, qui sont destinés à simplifier les équations afin de rendre un calcul possible dans un temps raisonnable.

L'approche du mouvement du nuage est surtout nécessaire pour la suite de l'étude où nous allons relier le nuage aux relations de description d'un jet non isotherme. Mais avant de passer à cette étape, nous allons exposer quelques résultats obtenus avec notre modèle.

5.6 RESULTATS POUR LE NUAGE SPHERIQUE

Nous avons simulé l'évaporation du nuage sphérique contenu dans une zone de forme parallélépipèdique de volume imposé (Figure 5-5), dont on connaît les conditions initiales en température et humidité. Dans tous les cas que nous étudions ultérieurement, nous considérons des gouttes d'un diamètre de *3* micromètres.

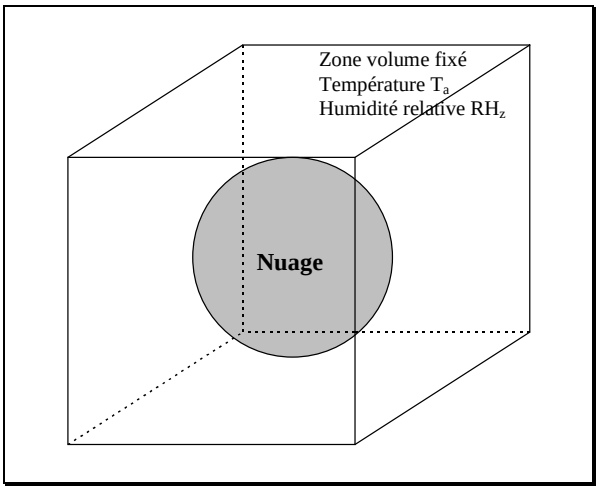


Figure 5-5 : Schéma de la configuration zonale

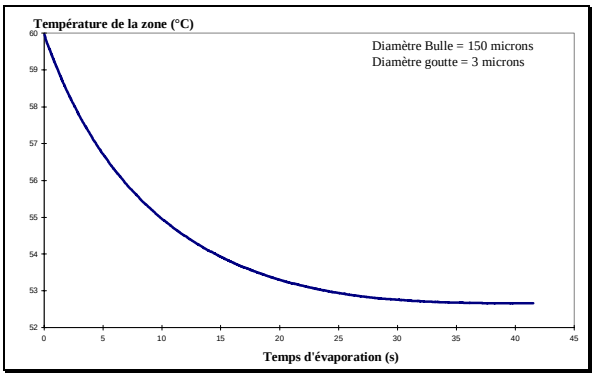
5.6.1 EVAPORATION COUCHE PAR COUCHE

Prenons la configuration suivante pour le premier calcul :

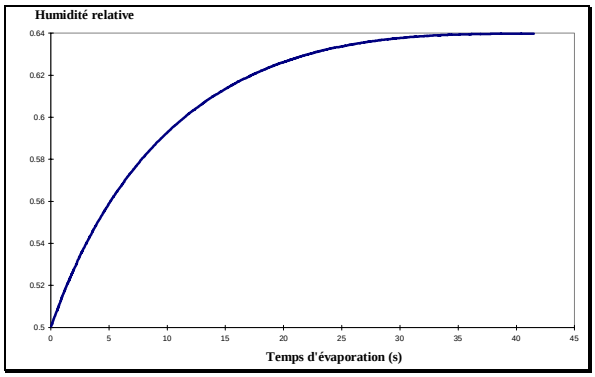
Pour la zone :
volume égal à *0,12* m3
température d'air initiale de *60* °C
humidité relative initiale *50* %.

Pour le nuage :
diamètre initial *30* cm
température initiale de *20* °C
distances inter-gouttes *150* micromètres.

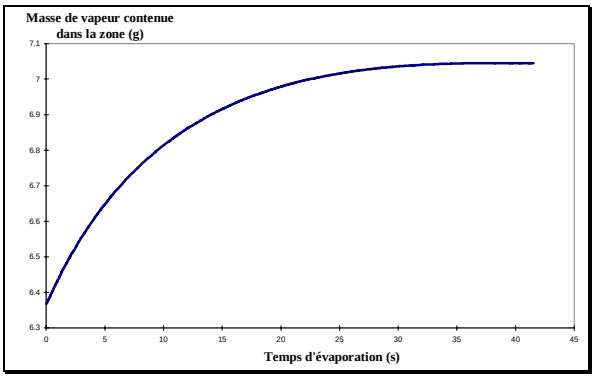
Voici l'évolution des variables de la zone au cours de l'évaporation du nuage :



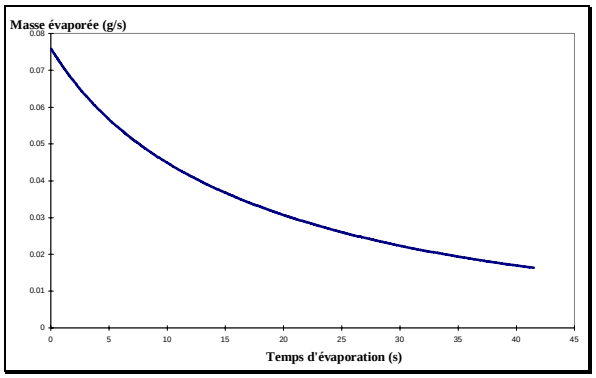
Courbe 5-28 : Température de la zone fonction du temps



Courbe 5-29 : Humidité relative de la zone fonction du temps



Courbe 5-30 : Masse de vapeur dans la zone fonction du temps



Courbe 5-31 : Débit de vapeur dans la zone fonction du temps

Ces courbes montrent que le temps d'évaporation d'un tel nuage est assez conséquent, mais le gain thermique ainsi obtenu est aussi important (perte de *7* °C), pour une augmentation d'humidité relative peu élevée (*14*%). Le nuage n'occupant qu'un peu plus de *10*% du volume, le résultat semble satisfaisant du point de vue refroidissement évaporatif.

Le nuage étant sphérique, l'évaporation des couches supérieures permet d'obtenir un refroidissement assez rapide au début, avec *70*% de la baisse de la température dans le premier quart du temps d'évaporation.
Les performances d'un système de brumisation seront accrues avec l'augmentation de la surface d'échange. Cependant, ce n'est pas le seul facteur contribuant à l'optimisation d'un tel processus, la température initiale du brouillard, ainsi que sa compacité vont jouer un rôle important dans le comportement du nuage au cours de son évaporation.

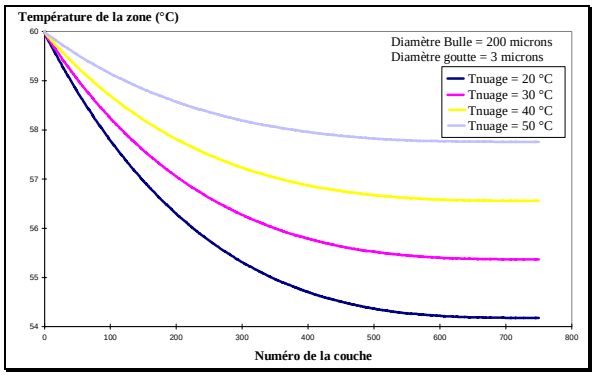
Influence de la température initiale du brouillard

Voici représentée l'influence de la température à laquelle est introduit le brouillard dans la zone. Cette température est celle de l'eau et de l'air saturé entourant les gouttelettes. Nous étudions son influence car suivant le système de brumisation, elle peut varier fortement. En effet, s'il est embarqué sur un véhicule, le stockage de l'eau pose des problèmes au point de vue montée en température du récipient et des conduits amenant l'eau au brumisateur.

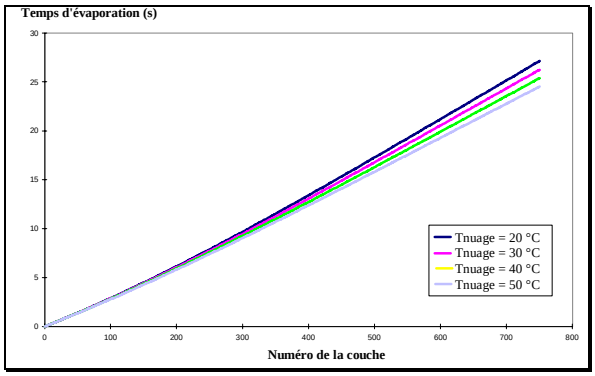
Les conditions de calcul sont :

<u>Pour la zone :</u>
volume égal à *0,12* m3
température d'air initiale de *60* °C
humidité relative initiale *50* %.

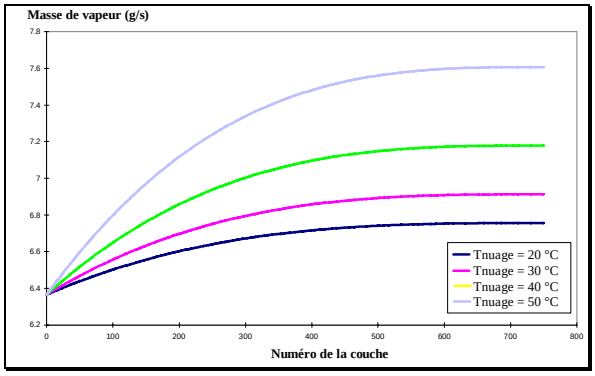
<u>Pour le nuage :</u>
diamètre initial *30* cm
température initiale *20, 30, 40, 50* °C
distances inter-gouttes *200* micromètres.



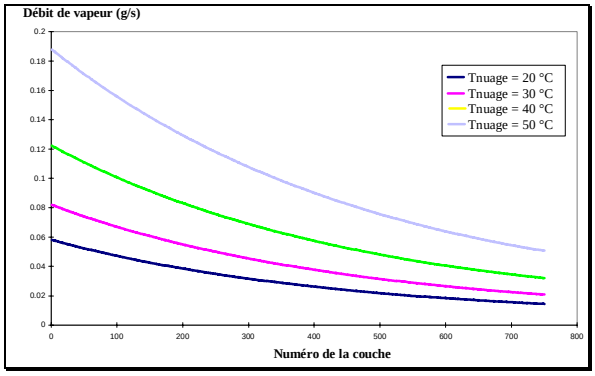
Courbe 5-32 :Influence de la température du nuage sur la température d'air de la zone



Courbe 5-33 : Influence de la température du nuage sur son temps d'évaporation



Courbe 5-34 : Influence de la température du nuage sur la masse de vapeur dans la zone



Courbe 5-35 : Influence de la température du nuage sur le débit de vapeur dans la zone

Nous voyons que le temps d'évaporation du nuage n'est que faiblement affecté par l'augmentation de la température du nuage (Courbe 5-33), surtout pour les premières couches. Par contre, dans la même période, la baisse de température de la zone est plus conséquente, et en final, l'écart de température d'air atteint *4* °C pour une différence de température initiale du nuage de *30*°C (Courbe 5-32). Nous voyons que l'augmentation de la température initiale du nuage provoque une baisse proportionnelle des performances en matière de refroidissement. La baisse de la température finale dans le cas le plus défavorable n'est que de *1,2* °C.

La masse de vapeur ainsi que le débit évaporé ne se comportent pas de la même façon. L'augmentation de la première variable et la diminution de la deuxième, ne sont pas constantes avec la température du nuage (qui représente celle de la vapeur saturée ainsi que celle des gouttes). En effet, la masse de vapeur contenue dans les sphères d'influences augmentant exponentiellement avec la température, et l'air humide saturé remplissant presque la totalité du nuage, la différence des masses et débits de vapeur est relativement plus importante pour des températures de nuages plus élevées.

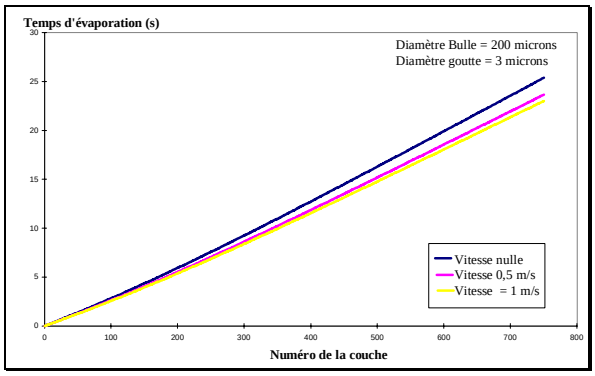
Influence d'un courant convectif

L'étude du nuage statique est une approche phénoménologique de la brumisation, elle permet d'obtenir des résultats globaux pour les variables en présence au sein d'un modèle zonal. Cependant, dans le cas réel, il existe toujours un mouvement du nuage. Nous le représentons par la vitesse du courant convectif qu'il génère autour des gouttes périphériques.

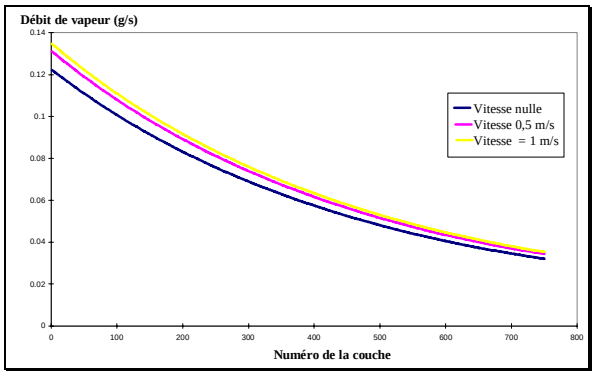
Les conditions de calcul pour ce cas sont :

Pour la zone :
volume égal à *0,12* m3
température d'air initiale de *60* °C
humidité relative initiale *50* %.

Pour le nuage :
diamètre initial *30* cm
température initiale *40*°C
distances inter-gouttes *200* micromètres
vitesse du courant convectif : *0; 0,5; 1* m/s



Courbe 5-36 : Influence du courant convectif sur le temps d'évaporation



Courbe 5-37 : Influence du courant convectif sur le débit de vapeur

Comme dans le cas du maillon élémentaire, le courant convectif a un effet uniquement sur le temps d'évaporation, et par là même, sur le débit de vapeur produit. Son influence est plus marquée pour les faibles vitesses, et semble atteindre une limite avec l'augmentation de la vitesse du courant de convection.

Pour les applications courantes, nous pouvons simuler le mouvement du nuage par une vitesse inférieure à *3* mètres par secondes, ce qui peut englober la plupart des cas pratiques en climatisation passive. Au delà de ces vitesses, on ne peut plus parler de confort s'il s'agit d'enceintes habitables. Par contre, dans le cas d'humidification ou de locaux non habités, la vitesse d'éjection des gouttelettes pourra être plus importante, mais l'influence de celle-ci sur l'évaporation, ne se fait plus sentir sur les variables.

Influences des autres paramètres

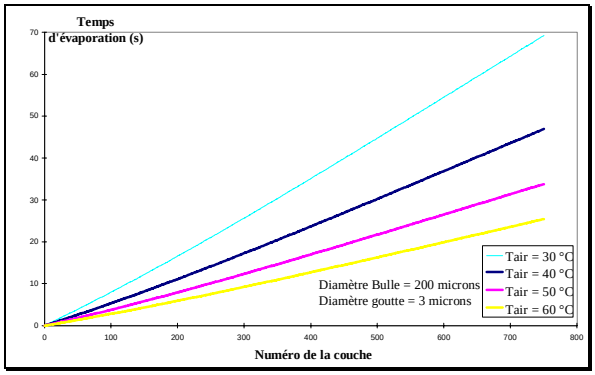
Jusqu'à présent nous avons montré des résultats relatifs à une zone de volume donné, avec une température d'air et une humidité relative initiale imposée. De plus, la distance inter-gouttes a été fixée à *200* micromètres, ce qui impose le nombre de gouttes pour un nuage donné. Nous ne pouvons faire l'étude de tous les paramètres entrant dans la simulation de l'évaporation d'un nuage quelconque dans une zone de taille variable, mais nous allons donner quelques autres cas extrêmes pour obtenir des ordres de grandeur.

1- Température de la zone

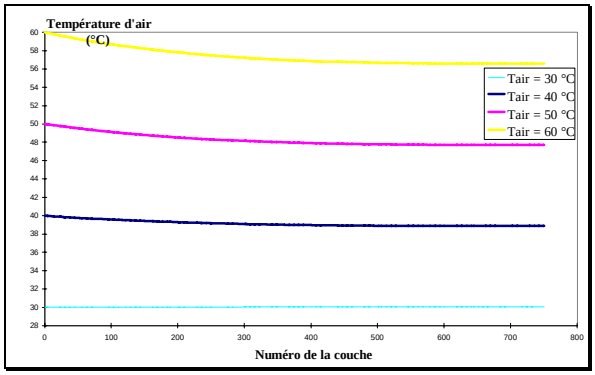
La température d'air initiale dans la zone va conditionner l'effet réfrigérant (Courbe 5-38), ainsi que le temps d'évaporation du nuage (Courbe 5-39). Les calculs présentés ont été obtenus pour la configuration suivante :

Pour la zone :
volume égal à *0,12* m3
température d'air initiale de *30, 40, 50, 60* °C
humidité relative initiale *50*%.

Pour le nuage :
diamètre initial *30* cm
température initiale *40*°C
distances inter-gouttes *200* micromètres.



Courbe 5-38 : Influence de la température initiale de la zone sur le temps d'évaporation



Courbe 5-39 : Influence de la température initiale de la zone sur sa température finale

Nous constatons la nette différence dans le temps d'évaporation du nuage pour une température d'air initiale faible inférieure ou égale à la température du nuage (Courbe 5-38). De plus, la baisse de température engendrée est minime, ne présentant pas d'intérêts dans un but de climatisation. Ces résultats mettent en exergue l'importance de la température initiale du nuage pour des températures d'air appartenant à une gamme applicable au refroidissement des enceintes habitables. Il est indispensable d'avoir une température de nuage très inférieure à celle de l'ambiance dans laquelle il est introduit pour obtenir un effet réfrigérant acceptable. En effet, la température du nuage représentant celle des gouttes mais aussi celle de l'air saturé les entourant, le débit injecté à cette température est suffisamment important pour avoir une influence sur les performances globales du système, malgré la chaleur latente consommée par les gouttes.

2- Taille des sphères d'influence

La compacité initiale du nuage (distance entre les gouttes) permet de simuler l'introduction d'un plus grand nombre de gouttes, et donc un moyen de brumisation capable de délivrer un refroidissement plus important. Nous avons comparé l'influence d'une distance inter-goutte de 100, 150, 200 micromètres sur les variables finales de la zone. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Pour la zone : Volume : *0,12* m^3 Température initiale : *60* °C Humidité relative initiale : *50* %

Pour le nuage : Diamètre initial = *30* cm Température = *40* °C

Distance inter-gouttes (µm)	Temps d'évaporation (s)	Température d'air finale (°C)	Humidité relative finale (%)	Masse de vapeur finale (g)
100	*191*	*46,32*	*90*	*8,24*
150	*41,5*	*52,66*	*64*	*7,05*
200	*21*	*54,17*	*59*	*6,75*

Tableau 5-1 : Influence de la distance inter-gouttes sur les variables de la zone

Ces valeurs montrent qu'il est difficile de maintenir le nuage du premier cas loin de parois éventuelles (ou de personnes), afin de ne pas les mouiller. Cependant, l'effet thermique obtenu est très bon, malgré une très forte humidité finale. Il s'agit de trouver le meilleur compromis entre la baisse de la température, le temps d'évaporation et humidité relative finale.

3- Humidité relative initiale dans la zone

L'introduction d'un nuage issu d'un brumisateur est aussi conditionnée par le taux d'humidité initial dans la zone. Dans les climats trop humides, le confort n'est plus assuré pour les humidités trop fortes, il est donc délicat de proposer un moyen de refroidissement direct. Cependant, comme nous l'avons vu dans l'étude du maillon élémentaire, même avec une forte humidité initiale, si l'évaporation est complète, la baisse de la température est équivalente au cas des faibles humidités initiales. En contre partie, elle s'effectue beaucoup plus lentement.

Nous présentons les résultats dans le tableau suivant :

Pour la zone : Volume : *0,12* m^3 Température initiale : *60* °C Pour le nuage : Diamètre initial : *30* cm Température : *40* °C Distance inter-gouttes : *200* micromètres				
Humidité relative initiale (%)	Temps d'évaporation (s)	Température d'air finale (°C)	Humidité relative finale (%)	Masse de vapeur finale (g)
0	*10,82*	*56,555*	*12,40*	*0,813*
10	*12,38*	*56,556*	*21,73*	*2,086*
20	*14,34*	*56,558*	*31,06*	*3,359*
30	*16,90*	*56,559*	*40,38*	*4,632*
40	*20,38*	*56,560*	*49,70*	*5,906*
50	*25,38*	*56,562*	*59,02*	*7,179*
60	*33,20*	*56,563*	*68,34*	*8,452*
70	*47,17*	*56,564*	*77,65*	*9,725*
80	*79,44*	*56,565*	*86,97*	*11,00*

Tableau 5-2 : Influence de l'humidité relative finale sur les variables de la zone

Nous avons représenté trois décimales pour les températures d'air afin de montrer que sa variation n'est pas mesurable. Donc, pour toutes les humidités relatives initiales, le gain en température est identique, pour le cas de l'évaporation complète du nuage. Dans le cas contraire, nous aurons une baisse des performances. L'aspect le plus intéressant dans ces résultats est le temps d'évaporation qui croît fortement quand on se rapproche des fortes humidités. Ce fait remet en cause l'utilisation d'un tel système de refroidissement pour les climats chauds et humides.

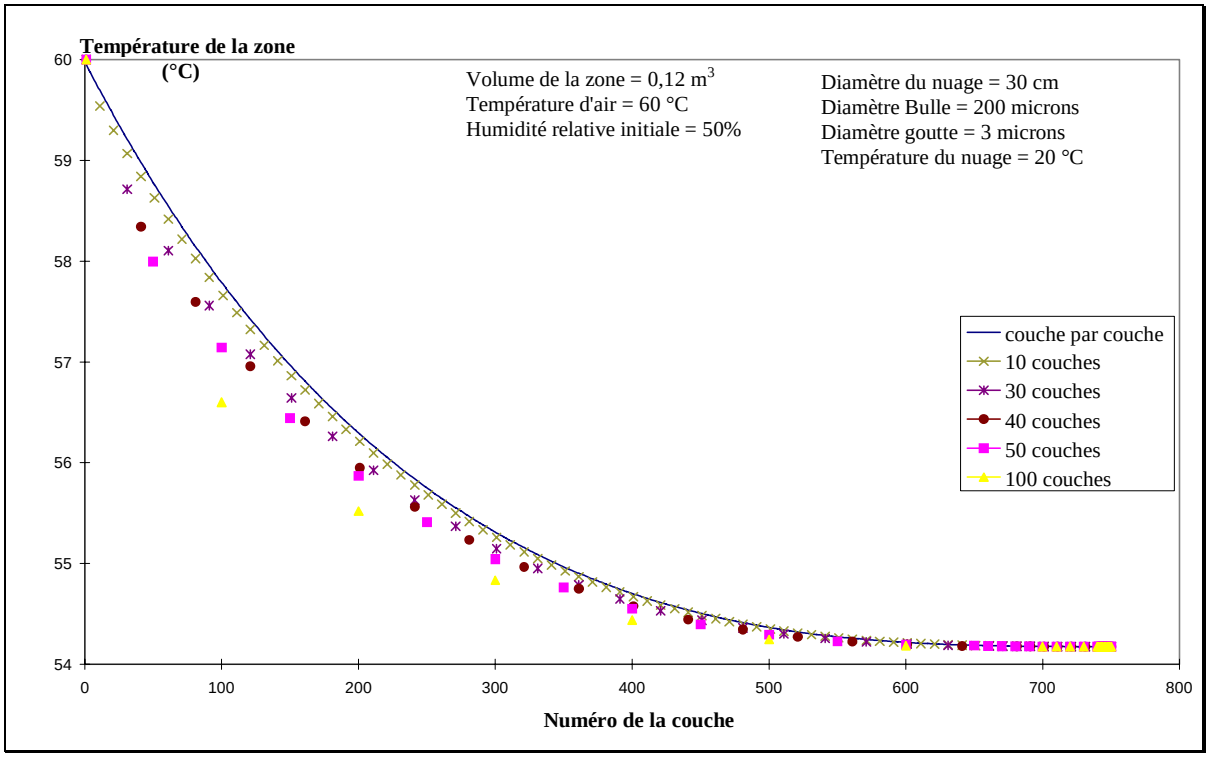
Pour ce qui est des autres paramètres entrant dans la simulation du nuage, il faut appliquer le modèle au cas par cas suivant le type de procédé et le type d'enceinte que nous devons étudier.

5.6.2 METHODE MULTICOUCHE

Le modèle de nuage élaboré permet de connaître pour chaque couche du nuage les valeurs des variables de la zone. Pour des tailles ou des compacités trop importantes, le temps de calcul va s'en trouver très allongé. Afin de palier à cet inconvénient, nous allons simuler l'évaporation de plusieurs couches simultanément. Ce principe permet d'écourter le temps de calcul proportionnellement au nombre de couches que l'on évapore ensemble. De ce fait, suivant la précision recherchée, il est possible de trouver un compromis avec le temps de calcul pour intégrer ce modèle multicouches au sein d'un modèle de type zonal.

Nous faisons un choix initial pour le nombre de couches à évaporer simultanément. Puis pour la fin du calcul, lorsque le nombre de couches restantes est inférieur à *100* nous imposons une évaporation de *10* couches simultanées. Enfin pour les dix dernières, nous les faisons évaporer une par une.

Voici représentés les résultats pour différents choix du nombre de couches à évaporer simultanément :



Courbe 5-40 : Température de la zone fonction du nombre de couches simultanées

Les écarts trouvés pour les différents moyens de calcul sont infimes si nous regardons uniquement les valeurs finales (Voir tableau ci-après). Les résultats sont de plus en plus erronés lorsque l'on se rapproche de l'instant initial. En effet, ce sont les premières couches qui apportent le maximum d'effet réfrigérant, et si nous considérons l'évaporation des *50* premières couches avec les conditions initiales de la première, l'erreur est plus conséquente que pour les couches internes, celles-ci contenant un nombre très inférieur de gouttelettes.

Pour la zone : Volume : *0,12* m^3 Température initiale : *60* °C Humidité relative initiale : *50*% Pour le nuage : Diamètre initial : *30* cm Température : *20* °C Distance inter-gouttes : *200* micromètres				
Nombre de couches simultanées	Temps d'évaporation (s)	Température d'air finale (°C)	Humidité relative finale (%)	Masse de vapeur finale (g)
100	*27,35*	*54,172*	*59,17*	*6,757*
50	*27,25*	*54,173*	*59,16*	*6,757*
40	*27,23*	*54,173*	*59,15*	*6,757*
30	*27,20*	*54,174*	*59,15*	*6,757*
20	*27,18*	*54,174*	*59,14*	*6,757*
10	*27,15*	*54,174*	*59,14*	*6,757*
5	*27,14*	*54,174*	*59,14*	*6,757*
1	*27,15*	*54,174*	*59,14*	*6,755*

Tableau 5-3 : Influence du nombre de couches simultanées sur les variables de la zone

Nous avons laissé trois décimales volontairement afin de signifier l'importance de l'erreur commise avec la méthode multicouches. Concernant les valeurs finales, l'erreur engendrée est négligeable pour toutes les variables. Cette méthode est très intéressante pour sa future application aux modèles zonaux, car même pour un petit nombre de couches prises pour l'évaporation simultanée, le temps de calcul est fortement réduit.

Le calcul couche par couche permet d'aborder les variables au cours de l'évolution du nuage. Il est nécessaire pour une étude fine du comportement du nuage, par contre, il nécessite un temps de calcul important (de l'ordre de *3* heures CPU pour les cas traités précédemment). L'utilisation de la méthode multicouches permet de diviser le temps de calcul par le nombre de couches choisies initialement (pour *100* couches simultanées, il faut moins de *2* minutes CPU), ce qui permettra de l'intégrer dans un modèle zonal complet sans trop pénaliser le calcul global.

Cette méthode peut être améliorée pour diminuer l'écart dans les résultats pour les premières couches. Il suffit de réduire le nombre de couches simultanées dans les premiers pas du calcul. Ceci ne pénalise pas trop le temps de calcul, et permet une bonne approximation de l'évolution des variables au cours de l'évaporation.

5.7 CONCLUSION

De l'état de l'art entrepris au chapitre précédent, nous avons dégagé et adapté les relations nous permettant de calculer le temps d'évaporation d'une goutte dans une enceinte confinée, et de voir l'évolution des variables mises en jeu dans le système goutte-"bulle" au cours de l'évaporation. Ceci a donné lieu à une étude paramétrique de ce système que nous avons choisi comme maillon élémentaire de notre modèle de nuage.

Cette étude nous a renseigné sur l'influence des conditions initiales en température et humidité dans le comportement des variables au cours de l'évaporation. Elle a été faite en prenant toutes les propriétés thermophysiques de l'air et de l'eau variables afin d'en étudier leur influence.

Elle permet, pour un système particulier, de donner les zones à proscrire pour une application au refroidissement évaporatif (ambiance trop humide, faible température d'air), et les autres propices à un excellent effet réfrigérant (températures d'air très élevées, faibles humidités relatives), en quantifiant les effets obtenus. Il n'est pas possible de synthétiser les résultats obtenus avec le modèle du maillon élémentaire car les paramètres sont trop nombreux. Il faut en fixer certains, à partir de l'étude d'un type de procédé, pour en déduire des évolutions exploitables.

Les courbes obtenues pour une goutte d'eau s'évaporant dans l'air, pour différentes conditions extérieures, permettent d'avoir des ordres de grandeur du phénomène qui n'est pas traité de façon équivalente dans la littérature. Surtout pour les temps d'évaporation qui ne sont accessibles que par résolution de systèmes différentiels. Les résultats présentés dans ce travail ne sont pas exhaustifs, mais le modèle est capable d'en fournir d'autres, appliqués à une zone d'étude plus précise.

Un modèle de nuage appliqué à la brumisation dans les enceintes confinées a été développé de manière assez détaillée dans un premier temps. Il donne le temps d'évaporation, la baisse de la température et l'augmentation de l'humidité relative dans le volume étudié, et permet de surveiller les paramètres tout au long de l'évaporation. Comme pour le maillon élémentaire, il ne peut être fait d'étude paramétrique exhaustive, seuls quelques résultats sont donnés pour un cas arbitraire.

A partir des résultats obtenus, un modèle plus simplifié est élaboré, donnant les variables finales avec une approximation très satisfaisante pour un temps de calcul raisonnable. Ce type de modèle est propice à la programmation au sein d'un modèle de type zonal.

Ce modèle multicouches abordé à la fin de ce chapitre peut être intégré, par sa structure et pour un nuage établi, dans un calcul de brumisation dans une enceinte habitable, si l'on désire n'avoir accès qu'aux résultats finaux. Ceci sera effectué prochainement dans les logiciels ATHEBES® et BTHEBES®, après sa validation expérimentale. En effet, sans cette étape, nous ne pouvons choisir avec précision les paramètres d'entrées du modèle, ce qui pourrait donner des résultats erronés.

❑

CHAPITRE 6

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN JET DE BRUMISATION

6.1 INTRODUCTION **208**
6.2 CONCEPT ET MÉTHODE D'INVESTIGATION **210**
6.2.1 RAPPELS SUR LES SYSTÈMES DE REFROIDISSEMENT ÉVAPORATIF 210
6.2.1.1 Méthode indirecte 210
6.2.1.2 Méthode directe 211
6.2.2 INTRODUCTION DIRECTE DE GOUTTELETTES 212
6.2.2.1 Phase dispersée 213
6.2.2.2 Phase compacte 214
6.3 LA BRUMISATION PIÉZO-CÉRAMIQUE **216**
6.3.1 CRÉATION DES GOUTTES 216
6.3.2 LE BRUMISATEUR 218
6.3.3 DISTANCE INTER-GOUTTES DU SYSTÈME 219
6.4 APPROCHE DU JET DE BRUMISATION **224**
6.4.1 VISUALISATION DU JET DE BRUMISATION 224
6.4.1.1 Différents débits de gouttelettes 224
6.4.1.2 Visualisation instationnaire 225
6.4.2 FORME GLOBALE 227
6.4.2.1 Considérations simplificatrices 227
6.4.2.2 Rapprochement au cas du jet non isotherme 228
6.4.2.3 Détermination de l'axe du jet de brumisation 229
6.4.2.4 Jet non isotherme calculé 231
6.4.3 MÉTHODE D'ÉVALUATION DE LA SURFACE ÉVAPORANTE 233
6.4.4 MÉTHODE DE COUPLAGE AVEC LE MODÈLE DE NUAGE 235
6.4.4.1 Principe 235
6.4.4.2 Méthode pratique 236
6.4.4.3 Ordre de grandeur de l'effet produit 237
6.4.5 PRINCIPE D'INTÉGRATION DU JET DE BRUMISATION DANS UN MODÈLE ZONAL 238
6.4.5.1 Rappel sur le principe du modèle zonal 238
6.4.5.2 Méthode d'intégration du jet de brumisation 239
6.5 CONCLUSION **241**

CHAPITRE 6

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE D'UN JET DE BRUMISATION

6.1 INTRODUCTION

Au cours des chapitres précédents, nous avons recherché dans un premier temps, la façon d'aborder l'évaporation de gouttelettes d'eau, puis nous avons entrepris l'établissement d'un modèle de nuage s'évaporant dans un milieu confiné. Il semble donc légitime de confronter ce modèle à des applications pratiques. L'étude du refroidissement évaporatif étant toujours le sujet principal de ce travail, nous allons étudier plus particulièrement un procédé permettant de faire ultérieurement de la brumisation au sein d'enceintes habitables.

L'étude de l'évaporation d'un nuage n'est pas directement exploitable dans un modèle de type zonal, en vue de prédire une baisse de température après introduction d'un certain débit de gouttelettes d'eau. En effet, le cas du nuage (statique ou animé d'un léger mouvement) ne représente pas exactement la réalité d'un procédé commercialisable. La période transitoire permettant l'établissement d'un tel objet est occultée. En outre, le cas du nuage sphérique est un cas idéal qui sert à l'élaboration et à l'étude paramétrique du comportement évaporatif du système.

Nous voyons donc l'intérêt de focaliser l'étude sur un type particulier de procédé de génération de gouttes, afin de participer à l'intégration ultérieure du modèle établi dans la description zonale du refroidissement évaporatif. Nous allons nous intéresser à la méthode de production par vibration d'une céramique piézo-électrique, qui a l'avantage de générer des gouttes d'une taille microscopique et relativement uniforme. Ce système doit être couplé à un écoulement porteur afin de transporter le spray ainsi formé dans l'enceinte à refroidir.

Quand on veut introduire une phase fluide dans un volume donné, on passe obligatoirement par un écoulement de type jet, qui reste le moyen le plus simple et le plus efficace à mettre en œuvre. L'étude des jets d'air plans horizontaux effectuée dans la première partie de ce travail nous a permis de mettre en évidence la validité des relations simples de comportement global du jet non isotherme. Ceci va nous permettre d'approcher le couplage du brouillard de gouttes avec le jet.

Nous allons aborder dans ce chapitre les grandes lignes permettant de modéliser l'écoulement de type jet, en tant que moyen de transport d'un nuage dense de gouttelettes d'eau issues d'un procédé de brumisation. Le but final n'est pas de produire un modèle fini de jet de brumisation, mais de proposer une méthode d'approche du couplage entre le modèle de brouillard compact et son écoulement porteur. Le modèle complet sera finalisé et validé expérimentalement dans une étude prochaine.

Dans un premier temps, nous rappelons brièvement les différents systèmes de refroidissement évaporatif existants, afin de justifier notre orientation vers la brumisation.

Ensuite, nous étudions une méthode permettant de calculer la densité du nuage produit par le procédé utilisant une céramique piézo-électrique.

Enfin, nous apportons une contribution à la mise au point d'une méthode de description d'un jet de brumisation par un couplage du modèle de nuage avec les caractéristiques globales d'un jet non isotherme équivalent, à partir d'observations de la production des micro-gouttelettes par le procédé de brumisation piézo-électrique.

6.2 CONCEPT ET METHODE D'INVESTIGATION

6.2.1 RAPPELS SUR LES SYSTEMES DE REFROIDISSEMENT EVAPORATIF

Le refroidissement évaporatif est employé depuis longtemps, et de nombreuses études ont été menées pour en étudier l'effet obtenu, et en optimiser certains processus. Nous listons ci-dessous différentes méthodes utilisant la chaleur latente contenue dans l'eau pour baisser la température de l'air d'un local.

6.2.1.1 Méthode indirecte

La première est la méthode indirecte (Figure 6-1) qui utilise des échangeurs de chaleur, afin de baisser la température de l'air introduit dans un local, sans agir sur son degré d'humidité. Nous trouvons différents modèles mathématiques permettant de décrire les échanges thermiques résultant de l'emploi de ces appareillages [Erens93]. La méthode indirecte permet en outre de pallier à l'effet de salinité qui existe dans l'eau des régions chaudes (ce qui était le cas en Australie, ou ce type de d'échangeur a pris naissance [Ayoob90]).

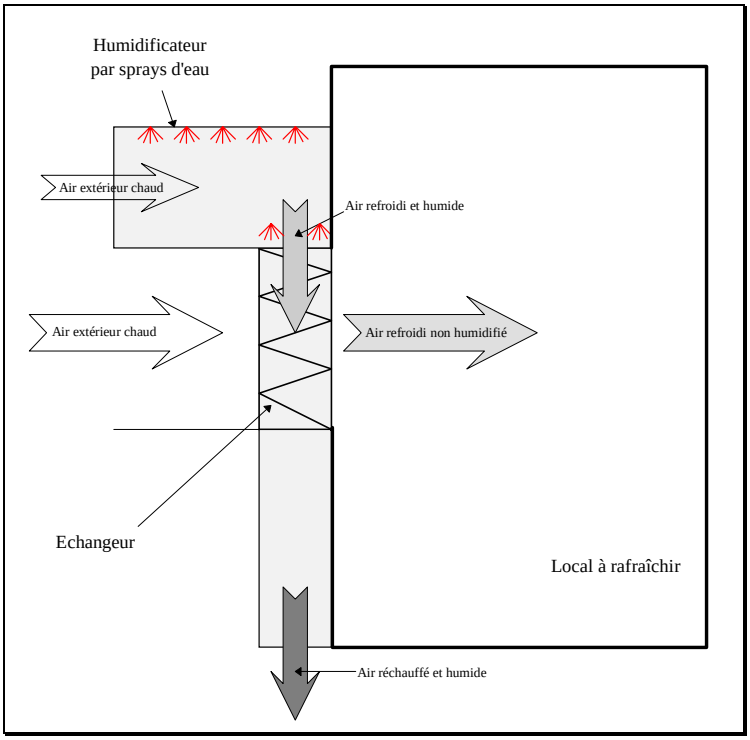


Figure 6-1 : Principe d'un système de refroidissement évaporatif indirect

Cette méthode, bien que satisfaisante pour les climats chauds et humides, accuse quelques limites en terme d'efficacité, pour les fortes températures. Ceci est dû à la présence de l'échangeur qui introduit un facteur limitatif supplémentaire. En outre, sa mise en œuvre est encore lourde et encombrante, et nécessite une maintenance assez conséquente. Nous voyons qu'il n'est pas possible de l'adapter facilement au cas du véhicule automobile, dans lequel la place est comptée, sans parler de la consommation d'eau et de son stockage qui pourrait être aussi un facteur limitant.

6.2.1.2 Méthode directe

Afin d'augmenter les performances et surtout pour baisser le coût de l'installation, on peut faire appel à la méthode directe. Elle consiste à introduire, cette fois-ci directement de l'air qui peut être : soit chargé d'humidité, soit chargé de gouttelettes. La différence réside dans les performances finales qui sont accrues dans le cas de l'air contenant des gouttes d'eau, car celles-ci vont s'évaporer dans l'enceinte absorbant une quantité de chaleur supplémentaire non négligeable. Cependant, cet avantage s'accompagne d'une augmentation de l'humidité dans le local, ce qui peut être un facteur limitatif.

Nous trouvons beaucoup d'applications utilisant cette méthode, à base de pads[1], constitués d'un matériau poreux à travers lequel on impose une circulation d'eau, et qui est traversé par l'air extérieur. Ce dernier va se charger en humidité et voir sa température baisser. Le résultat est une introduction d'air saturé à une température inférieure à celle du local (Figure 6-2).

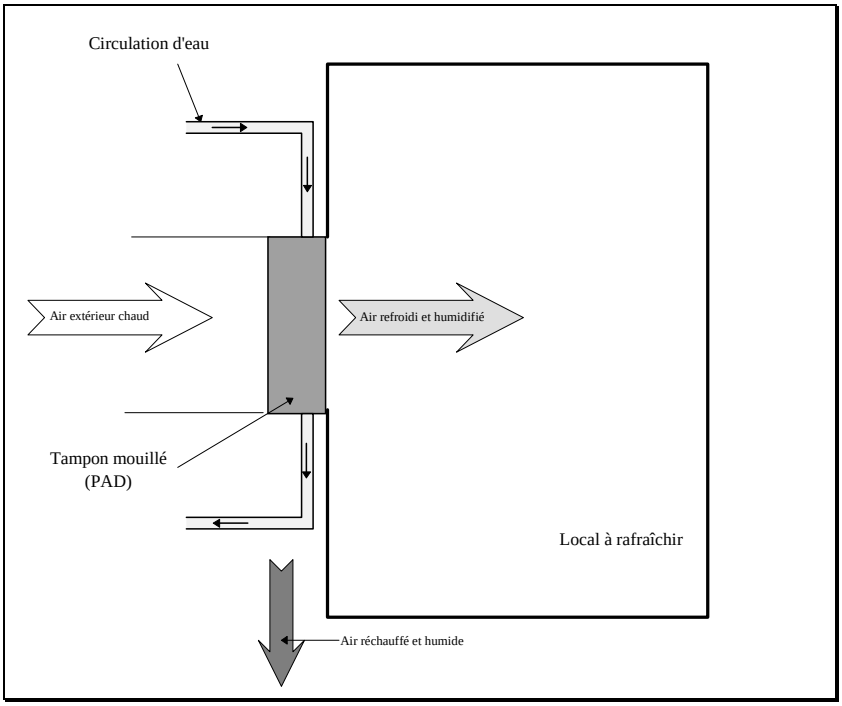


Figure 6-2 : Principe d'un système de refroidissement évaporatif direct par pad

Les études de ces systèmes sont nombreuses et variées. Elles peuvent être appliquées au couplage avec des enveloppes de bâtiments [Ayoob90], ou décrire les échanges de chaleur et d'humidité dans les composants des enceintes habitables [Künzel97, Häupl97]. Les simulations peuvent être faites, et les vérifications expérimentales globales aussi.

D'autres procédés n'utilisent pas les pads pour obtenir de l'air saturé, mais directement des sprays au sein d'une boucle, permettant d'extraire les gouttes afin d'introduire uniquement de l'air saturé [Lüchow92]. Cette méthode est largement utilisée dans les tours de refroidissement, ainsi que dans les serres agricoles (Figure 6-3).

[1] Mot Anglais signifiant "tampon" très employé pour ce type de système de refroidissement évaporatif.

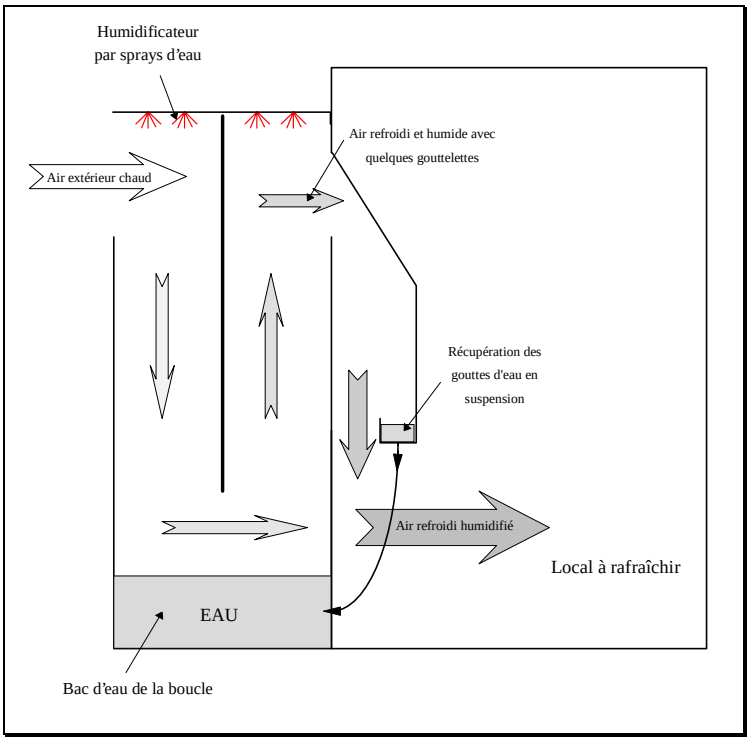


Figure 6-3 : Principe d'un refroidissement évaporatif direct par sprays

Les méthodes directes décrites ci-dessus n'exploitent que la baisse de température engendrée par la saturation de l'air introduit dans le local. De plus, l'appareillage nécessaire à leur exploitation est assez volumineux, ce qui peut être rédhibitoire dans certaines applications comme les véhicules automobiles.

Tous les systèmes vus jusqu'à présent n'utilisent la chaleur latente d'évaporation de l'eau qu'au maximum jusqu'à la saturation de l'air avant son introduction dans un local. Nous pouvons encore extraire de l'énergie du local si l'on injecte directement de l'air saturé contenant des gouttelettes. Celles-ci, en s'évaporant, vont augmenter la capacité à refroidir l'enceinte. Cependant, un tel système est plus difficile à contrôler, car l'introduction directe de vésicules d'eau peut mouiller plus facilement les parois ou les objets de l'enceinte, ou causer des désagréments pour les occupants (les gouttes d'eau sont des vecteurs microbiens si l'évaporation ne se produit pas assez rapidement). Voyons de quelle façon ce procédé direct peut être employé.

6.2.2 INTRODUCTION DIRECTE DE GOUTTELETTES

Le refroidissement évaporatif direct par introduction de gouttelettes d'eau directement dans l'enceinte à rafraîchir peut s'effectuer par deux catégories d'écoulements, qui sont tous deux de type jet. Pour le premier, nous considérons les gouttes assez espacées pour négliger leur influence mutuelle. Le deuxième, représenté par une phase compacte, prend en compte l'interaction entre les gouttes. Dans les deux cas, nous devons étudier certains paramètres influençant le comportement de l'écoulement, ou modifiant les performances du système. Pour ce faire, nous allons distinguer les deux cas précédents.

6.2.2.1 Phase dispersée

Dans le cas d'un écoulement chargé de gouttelettes considérées en phase dispersée (Figure 6-4), les études abondent, mais pas forcement dans le domaine du refroidissement évaporatif. En effet, le domaine d'application de ce type d'écoulement est vaste, et nous trouvons souvent des études approfondies dans le domaine de la combustion et de ses applications. Nous avons déjà rappelé certaines références concernant ce sujet dans le premier chapitre. Nous allons voir ici les principales caractéristiques permettant d'aborder son étude.

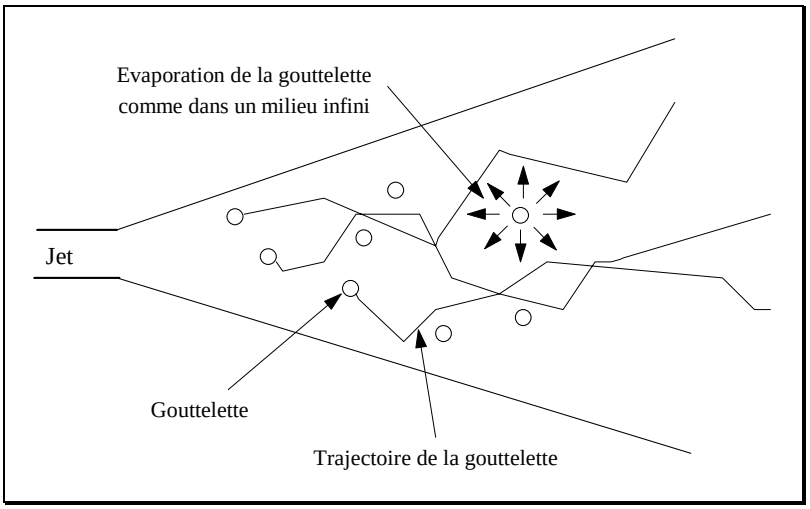


Figure 6-4 : Jet de gouttelettes à phase dispersée

En tout premier lieu, lorsque les gouttes sont dispersées dans l'écoulement, les codes CFD permettent le calcul de leur trajectoire au cours de leur évaporation, par une méthode Lagrangienne. L'emploi des équations de Navier-Stokes pour les deux phases n'est pas nécessaire, et nous pouvons considérer uniquement des termes sources pour représenter la deuxième phase.

Ce type d'approche est surtout orienté pour l'étude des sprays ou d'aérosols. En effet, la production de ce type d'écoulement diphasique donne lieu à l'introduction, non pas d'une seule taille de gouttes, mais d'une distribution de leurs tailles. Diverses équations de distribution sont disponibles pour traiter le cas de gouttes (log-probabilité, log-probabilité modifiée, loi de Weibull, ou de Rosin-Rammler [Gohar82]), mais la plus usitée semble être celle de Rosin-Rammler[2] qui est employée dans certains codes de calculs commerciaux.

---

[2] La distribution de Rosin-Rammler est donnée par l'expression suivante :

$$M_D = exp\left(-\left[\left(D / \overline{D}\right)^n\right]\right)$$

La gamme complète des tailles de goutte est divisée en un nombre discret d'intervalles adéquats, représentant chacun un diamètre moyen. Nous avons :

M_D est la fraction massique contenue dans les gouttes de diamètre supérieur à D,

$\overline{D}$ est un paramètre de taille constante,

n est le paramètre de distribution.

En première approximation, le débit de vapeur éjecté de la goutte peut ne pas être pris en considération dans la modification de la quantité de mouvement du fluide, si l'on s'intéresse uniquement à l'effet réfrigérant obtenu. Les résultats calculés à partir du débit de gouttes injectées en considérant qu'elles s'évaporent dans un milieu infini peuvent être satisfaisants. Il faut toutefois que ce débit ne soit pas trop important pour pouvoir négliger l'interaction entre les gouttes.

Il est évident que dans l'absolu, l'évaporation modifie l'écoulement. Park[96] étudie la modification des vortex d'un jet par la présence de gouttelettes volatiles, et trouve que cette influence est loin d'être négligeable dans certaines configurations.

Dans le but d'une application simplifiée, nous pouvons facilement considérer une phase dispersée dans des calculs de bilans globaux concernant l'évaporation des gouttes. De plus, pour des cas plus précis, cette méthode permet de suivre les particules au cours de leur évaporation (moyennant un temps de calcul considérable). Cependant, son intérêt est limité dans le cadre d'un rafraîchissement durable des enceintes habitables, car les performances maximales sont réduites par le débit maximum de gouttes imposé dans l'écoulement, pour conserver l'évaporation sans influence mutuelle des gouttelettes.

Les considérations précédentes l'ont été pour des gouttes dans un écoulement non saturé. Il en est autrement si l'on se place dans le cas des deux phases saturées, empêchant les gouttes internes au nuage de s'évaporer. Le problème de débit de vapeur des gouttes internes ne se pose plus, et les performances peuvent ainsi être accrues, par rapport à un système équivalent sans introduction de goutte.

Pour avoir une efficacité optimale, nous allons nous tourner vers l'emploi d'un écoulement à phase condensée comportant une quantité de gouttelettes beaucoup plus importante.

6.2.2.2 Phase compacte

Nous parlons de phase compacte ou dense de gouttes quand le débit est important, et la distance entre les gouttes est telle que l'évaporation des unes a une influence sur celle des autres. Cette distance varie en fonction des paramètres extérieurs comme la température d'air, la température de l'eau, ou l'humidité relative initiale.

Pour obtenir un écoulement de phase condensée, nous avons deux possibilités. La première consiste dans l'emploi de buse d'atomiseur de gros débits, avec une vitesse d'éjection faible. Ce procédé ne permet pas le contrôle optimal de la taille des gouttes, et il est souvent associé à la production de gros diamètres de gouttes avec distribution assez large. La seconde fait appel à un générateur de gouttes situé en amont de la sortie finale de l'écoulement, permettant l'uniformisation de l'arrangement des gouttes, mais aussi l'élimination des plus gros diamètres. De plus, cette méthode permet l'obtention d'un brouillard monodispersé.

Si nous nous plaçons dans le deuxième cas de la production d'une phase condensée, nous pouvons même obtenir un brouillard dense saturé. En effet, si le débit de production est assez important devant celui d'éjection, les gouttes produites ont le temps de s'évaporer au début du processus, puis les suivantes sont alors produites dans de l'air saturé, empêchant leur évaporation, et stabilisant le nuage produit dans un état quasi-stable.

La sortie de ce nuage de gouttes aura l'aspect d'un nuage dense, ou de brume (Figure 6-5) ; l'écoulement permettant la sortie du brouillard ne sert alors que de vecteur de transport, sans trop agir sur celui-ci, excepté sur les frontières qui restent le lieu des échanges de flux de matière et d'énergie.

Au sein des jets diphasiques, il est possible de considérer le jet comme uniquement gazeux, même pour de fortes concentrations initiales en liquide (gouttelettes). En effet, Abramovich[63] donne l'exemple d'un spray d'hydrocarbures dont le quotient de la masse de fuel par la masse d'air est proche de l'unité, ce qui équivaut à un rapport inverse des volumes équivalent à *1000*. Ceci montre la prépondérance pour la mécanique des fluides de la phase gazeuse, qui de plus, va augmenter lorsque le jet s'épand. Nous pouvons alors faire les hypothèses suivantes concernant les deux phases en présence :

- la vitesse des gouttelettes approche la vitesse locale du fluide,
- la présence des gouttelettes dans le jet implique une modification du jet, notamment au niveau de la conservation de la quantité de mouvement qui doit être réécrite.

Ce raisonnement permet un calcul plus précis dans le cas de la phase condensée, comme dans celui des sprays simples. Cependant, nous ne rentrons pas plus dans le détail de ces considérations, car nous voulons simplifier les résultats au maximum pour qu'ils puissent être intégrés facilement dans un modèle plus simple.

Dans un premier temps, l'étude d'un tel écoulement porteur peut s'effectuer en considérant que le nuage transporté ne s'évapore que sur sa périphérie, en occultant la formation locale des vortex par une globalisation de la frontière. Le problème du débit entraîné par le jet peut être pris en compte dans la manière de simuler l'évaporation de la ou des couches externes.

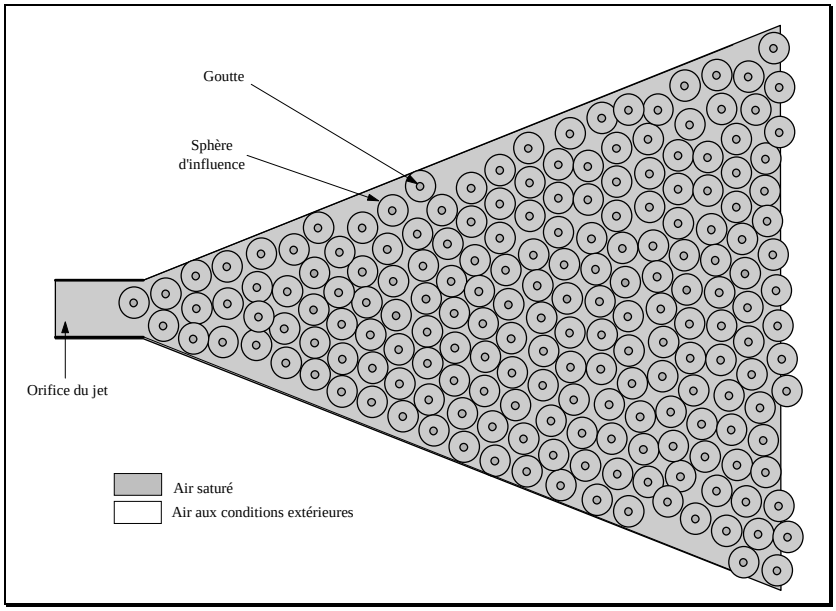


Figure 6-5 : Jet de gouttelette à phase condensée saturée

Cette approche de la phase condensée est une représentation assez fidèle de la façon dont est introduit l'écoulement provenant d'un système de brumisation par voie piézo-céramique. La méthode que nous allons proposer est assez simple à mettre en œuvre, et permet d'obtenir des résultats globaux pouvant être intégrés au sein d'un modèle de type zonal.

6.3 LA BRUMISATION PIEZO-CERAMIQUE

Nous étudions dans ce paragraphe le système proposé pour effectuer de la brumisation dans les enceintes habitables. Il s'agit du procédé de pulvérisation par ultrasons, qui est le seul permettant l'obtention de gouttes microscopiques (de l'ordre du micromètre) mono dispersées [Dabora67] (dont la dispersion des tailles est négligeable) [Lacas93].

Nous déterminons les caractéristiques nécessaires à la modélisation d'un jet de brumisation. Après avoir rappelé la méthode de production de gouttelettes par vibration d'une céramique piézo-électrique, nous décrivons l'extraction du brouillard, et proposons une méthode de calcul de la distance inter-gouttes dans un tel processus.

6.3.1 CREATION DES GOUTTES

Le principe utilisé provient de l'étude de l'influence des ondes ultrasoniques sur la déformation des surfaces liquides. Lorsque l'on place une céramique dans un volume liquide, et si on l'excite électroniquement pour obtenir sa vibration à des fréquences ultrasoniques, on observe la création de brouillard de gouttelettes très dense.

En effet, la génération d'ondes sous la surface du liquide va créer un jet dans lequel celles-ci vont se focaliser, donnant lieu à des instabilités sous forme de vaguelettes [Chaudhary80]. Ceci a pour conséquence le détachement de gouttelettes dont le diamètre est conditionné par l'amplitude des ondes, appelées capillaires (Figure 6-6).

Ce principe est mis en application dans divers procédés industriels brevetés [Stern74, Letartre89, Fonzes94b] que l'on retrouve pour humidifier les habitations, ou dans le milieu médical des aérosols [Topp72].

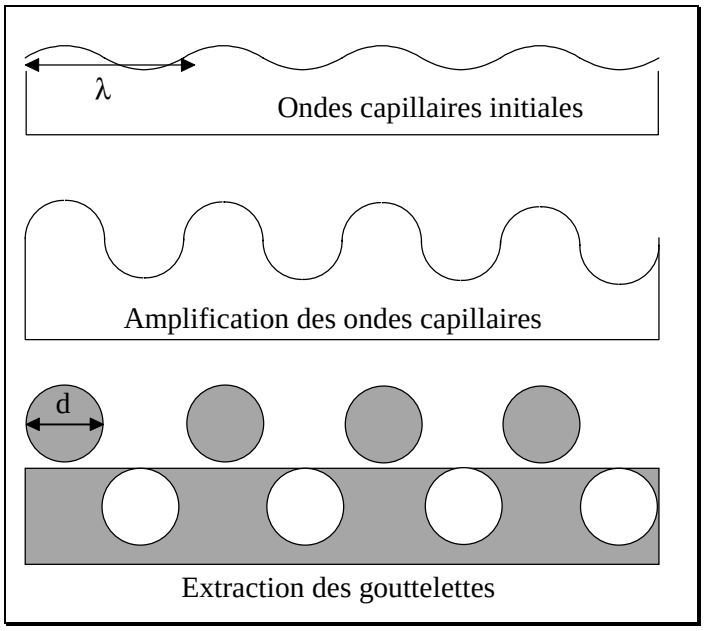


Figure 6-6 : Principe de création des gouttes

Nous voyons (Figure 6-6) que le diamètre des gouttes extraites de la surface est une fonction de la longueur de l'onde produite par la céramique [Giovannini94]. En outre, nous pouvons trouver une relation mathématique liant la longueur d'onde des vaguelettes obtenues à la surface du liquide à la fréquence des ondes acoustiques créées par l'appareil [Mizutani72].

Soit la longueur de l'onde acoustique créée, donnée par l'expression de Kelvin :

$$\lambda^3 = 2\pi \frac{\sigma}{\rho}\left(\frac{2}{f}\right)^2 \qquad (6.1)$$

Il a été trouvé une bonne corrélation entre le diamètre moyen des gouttes produites (*d*) et la longueur d'onde λ calculée par l'équation (6.1) [Mizutani72]. Nous obtenons une relation semi-empirique :

$$d = \kappa\left(8\pi \frac{\sigma}{\rho}\frac{1}{f^2}\right)^{1/3} \qquad (6.2)$$

Avec :

λ : longueur d'onde
σ : tension de surface du liquide dans l'air
ρ : densité de liquide
d : diamètre des gouttes extraites
κ[3] : constante du liquide déterminée expérimentalement (pour l'eau κ = *0,25*)
f : fréquence des ondes acoustiques produites

Les deux relations précédentes permettent de déduire le diamètre des gouttes en fonction de la fréquence des ondes acoustiques produites, et par là même, de choisir la bonne fréquence pour obtenir des tailles de gouttes précises, par la relation :

$$f = \sqrt{8\,\kappa^3 \pi \frac{\sigma}{\rho}\left(\frac{1}{d^3}\right)} \qquad (6.3)$$

Pour fixer les idées, une taille de goutte comprise entre *1* et *5* micromètres est générée par des fréquences d'ondes de *2,5* à *0,65* megahertz. Ces fréquences élevées ne peuvent être obtenues que par un système de générateur de gouttes focalisant les ondes à la surface du liquide.

Dans la suite de ce travail nous exploitons des observations expérimentales faites avec des prototypes de brumisateurs utilisant des céramiques de différentes provenances [Fonzes94a], et délivrant des débits de gouttes différents. Suivant le matériel employé, et son régime de fonctionnement, il est difficile de donner d'autres caractéristiques que la taille des gouttes.

[3] La valeur de cette constante dépend des conditions expérimentales, du taux d'injection du liquide, et du type de calcul du diamètre moyen. Ces paramètres conditionnent le taux de collisions, et par là même, la valeur des constantes expérimentales. En effet, si l'on prend le diamètre médian, nous avons κ = 0,25, alors qu'avec le diamètre moyen de Sauter nous obtenons κ = 0,39.

Nous allons décrire maintenant le type d'appareillage à partir duquel on peut obtenir un brouillard de gouttelettes saturées. Ceci nous permettra de déterminer ultérieurement la distance moyenne entre les gouttes.

6.3.2 LE BRUMISATEUR

Nous avons participé, dans le cadre de cette thèse, en collaboration avec l'IMRA, au développement d'appareils permettant la production et l'extraction des micro gouttelettes. Différents procédés ont été testés. La première version [Guerassimoff93] ne permettait qu'un faible débit de gouttes (de l'ordre de *200* g/h), et demandait un soin particulier dans le contrôle du niveau de l'eau présente au dessus de la céramique. De plus, cette nappe liquide indispensable au fonctionnement du brumisateur, lui faisait subir localement un entartrage accéléré, demandant une maintenance accrue du système.

Ces balbutiements en matière de brumisation ont mis en évidence certains problèmes de contrôle du débit de gouttes à l'intérieur d'habitacles automobiles. Ils ont permis, en outre, la mise au point de prototypes de plus en plus performants, et dont nous maîtrisons mieux le fonctionnement [Fonzes94a].

Finalement, les études entreprises jusqu'à présent ont mené à la mise au point d'un appareil capable de délivrer un débit de gouttes beaucoup plus important (*1* à *2* kg/h) en s'affranchissant du problème lié au niveau d'eau au dessus de la céramique, rendant, par la même occasion, l'entartrage quasi-inexistant.

Cet appareil développé à l'IMRA, va nous permettre d'obtenir un brouillard constitué de micro-gouttelettes monodispersées saturées les unes par rapport aux autres. Ci-dessous est présentée la configuration de ce prototype (Figure 6-7).

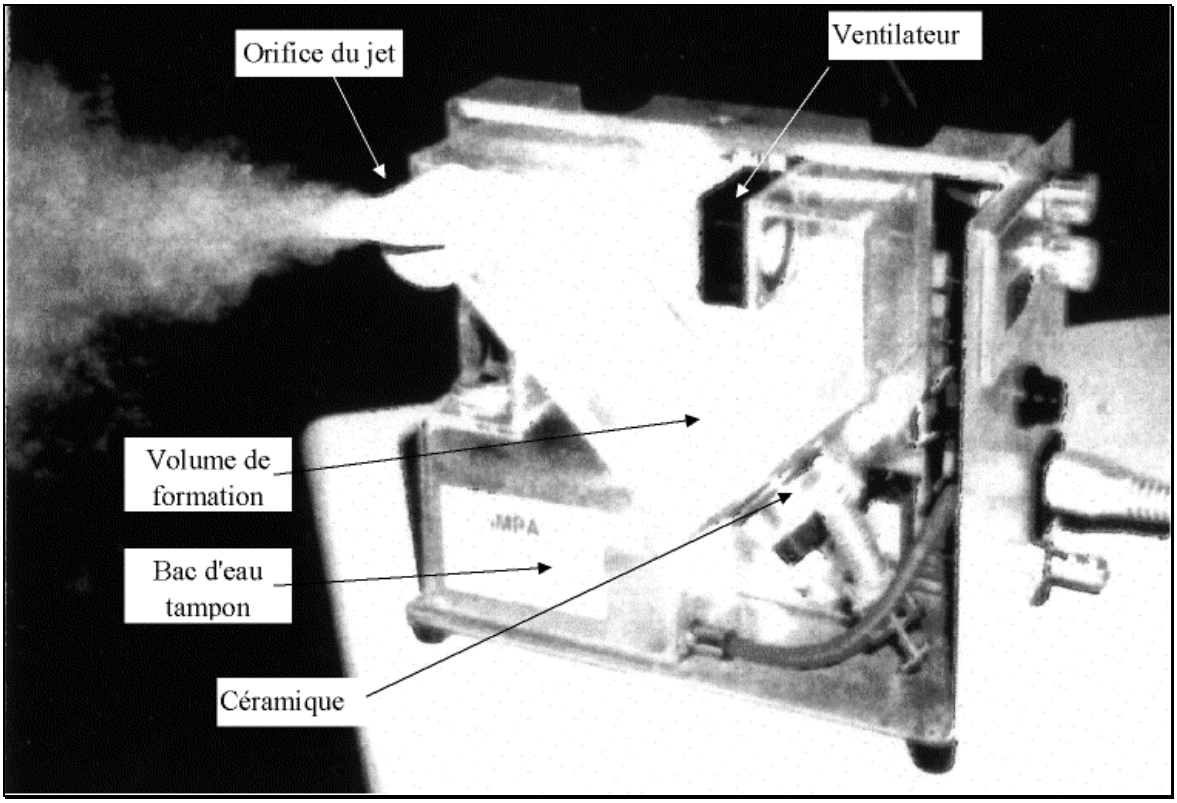


Figure 6-7 : Prototype de brumisateur employé

Nous distinguons plusieurs parties sur ce modèle. Le volume de formation, situé près de la céramique, permet, dès la mise en fonction de l'appareil, d'obtenir un brouillard dense saturant les conduits arrivant jusqu'à l'orifice de sortie. La mise en route du ventilateur extrait alors les gouttes produites.

La forme de la chambre de formation permet au jet d'eau produit par la céramique de s'étendre afin d'avoir une longueur suffisante pour obtenir une production maximale. Les parois récupèrent les gouttes de trop gros diamètre, issues de la coalescence des micro gouttelettes, qui retombent dans le bac d'eau tampon. La photo du prototype (Figure 6-7) est volontairement floue, car les formes exactes de la chaîne de production des gouttes ont donné lieu à des dépôts de brevets. Le principe de production des gouttes est montré sur le schéma suivant (Figure 6-8) :

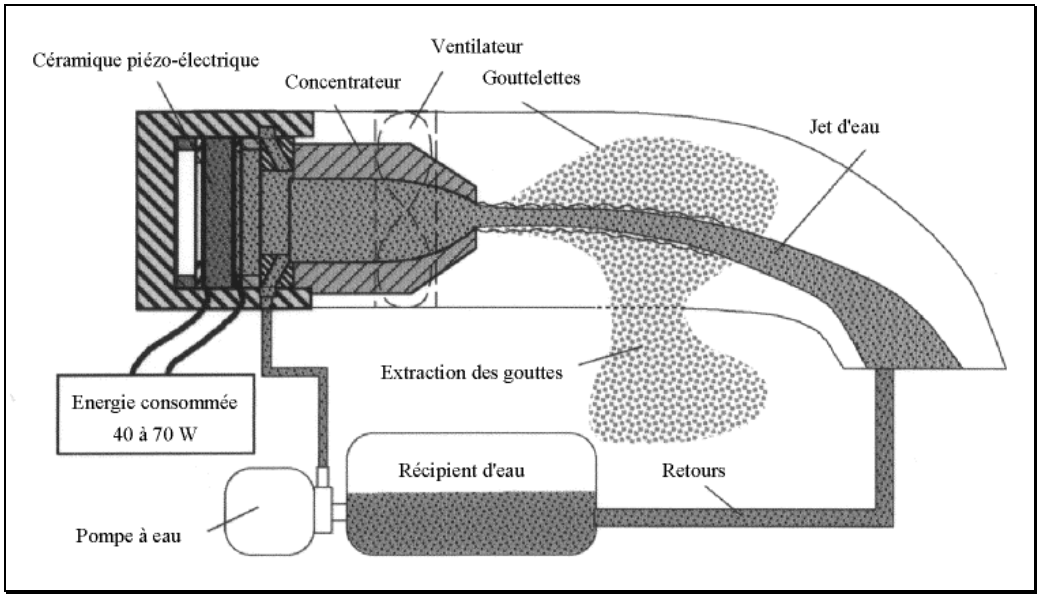


Figure 6-8 : Principe de production des gouttes dans le brumisateur

Le remplissage de ce bac est assuré par une pompe, et le débit d'air ainsi que la taille des gouttes est ajustable simplement par potentiomètres. Nous pouvons aussi mesurer la température de l'eau servant à la production des gouttes, ainsi que la température et l'humidité relative de l'air à l'entrée du ventilateur. La consommation de ce procédé est inférieure à *100* Watts pour une production de *1* Kg/h, ce qui nous donne un très bon COP[4] de *6* à *7*

Nous allons maintenant proposer une méthode simple de détermination de la distance moyenne entre les gouttes produites par un système, utilisant le procédé décrit précédemment.

6.3.3 DISTANCE INTER-GOUTTES DU SYSTEME

La méthode que nous proposons est entièrement basée sur le fait que l'on considère le brouillard à l'état saturé à la sortie du brumisateur.

Dans ce cas de figure, nous avons les relations suivantes entre l'état initial de l'air introduit, et l'état final du brouillard généré :

[4] **COP** : **Co**efficient de **P**erformance. Il est calculé à partir du rapport entre l'énergie calorifique prélevée et l'énergie fournie par le système considéré.

- L'air étant saturé, sa température est égale à celle des gouttelettes. Elle est différente de celle de l'air en entrée, mais se rapproche de celle de bulbe humide que l'on calcule par l'approximation quasi stationnaire des transferts de masse et thermique (résolution de l'équation 4.36 ($\Phi = LI$)).

- Il faut un débit d'eau minimal pour saturer l'air entrant dans le système ; le surplus sert uniquement à la formation des gouttelettes.

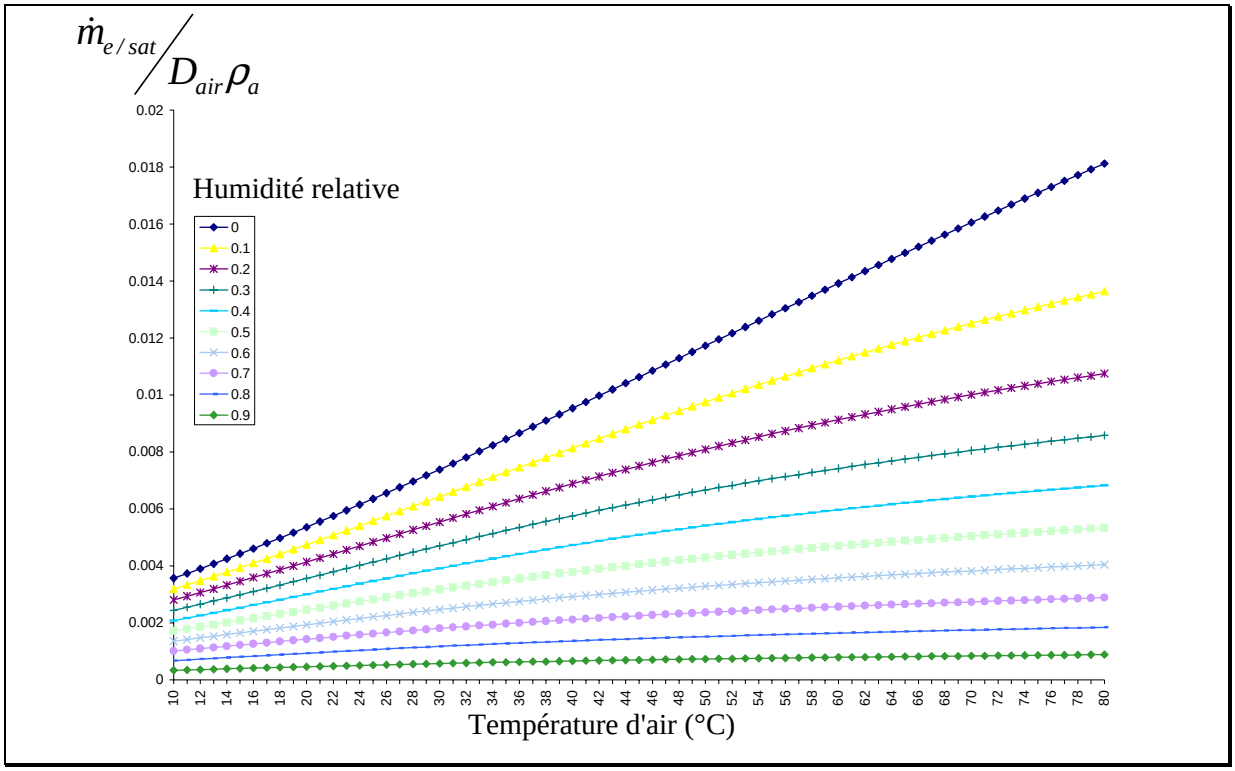
- Nous considérons les gouttes enfermées dans une sphère d'influence, par analogie avec le modèle de nuage établi précédemment. Elles sont empilées de façon la plus compacte possible, c'est à dire une compacité égale à *0,74*.

Calcul du débit d'eau minimal

D'après les considérations précédentes, la quantité d'eau consommée ($\dot{m}_{e/sat}$ exprimé en kg/s) pour saturer le débit volumique d'air entrant (D_{air} exprimé en m^3/s) est donnée par la relation suivante :

$$\dot{m}_{e/sat} = D_{air}\left(c_{vs}(T_w) - c_v(T_a, RH)\right) \qquad (6.4)$$

Cette relation simple permet de régler les débits par rapport au type de demande : en air saturé ou chargé de gouttelettes. En effet, pour un débit supérieur à $\dot{m}_{e/sat}$, nous aurons la présence de gouttelettes, alors que pour un débit inférieur, il s'agira uniquement d'air humide. Voyons les valeurs du rapport du débit d'eau par le débit d'air en fonction de la température et de l'humidité relative de l'air extérieur (Courbe 6-1).



Courbe 6-1 : Rapport des débits minimal pour saturer l'air en vapeur d'eau

Connaissant le débit minimal en eau à fournir, si l'on injecte un débit supérieur, la quantité d'eau supplémentaire se retrouvera sous forme de gouttelettes. Nous considérons qu'elles sont alors espacées régulièrement avec une compacité de *74%*.

Calcul de la taille des sphères d'influence

Le débit d'eau consommé pour la production de N_g gouttes est donné par la relation suivante :

$$\dot{m}_e = N_g \frac{\pi}{6} d_g^3 \rho_e + \left(D_{air} - N_g \frac{\pi}{6} d_g^3 \right) \left(c_{vs}(T_w) - c_v(T_a, RH) \right) \qquad (6.5)$$

Avec D_{air} : débit volumique d'air, exprimé en m^3/s.

Exprimons maintenant le nombre de gouttes produites (pris égal au nombre de sphères d'influence), en fonction du débit d'air extrait, sachant que le débit des sphères d'influence représente seulement *74%* de la quantité d'air totale. Il nous vient :

$$N_g = \frac{0{,}74 D_{air}}{\frac{\pi}{6}\left(B^3 - d_g^3\right)} \qquad (6.6)$$

Finalement, en remplaçant le nombre de gouttes dans la relation précédente, nous obtenons la taille des sphères d'influence, représentant la distance entre les gouttes pour un arrangement compact de compacité égale à *0,74*. Soit :

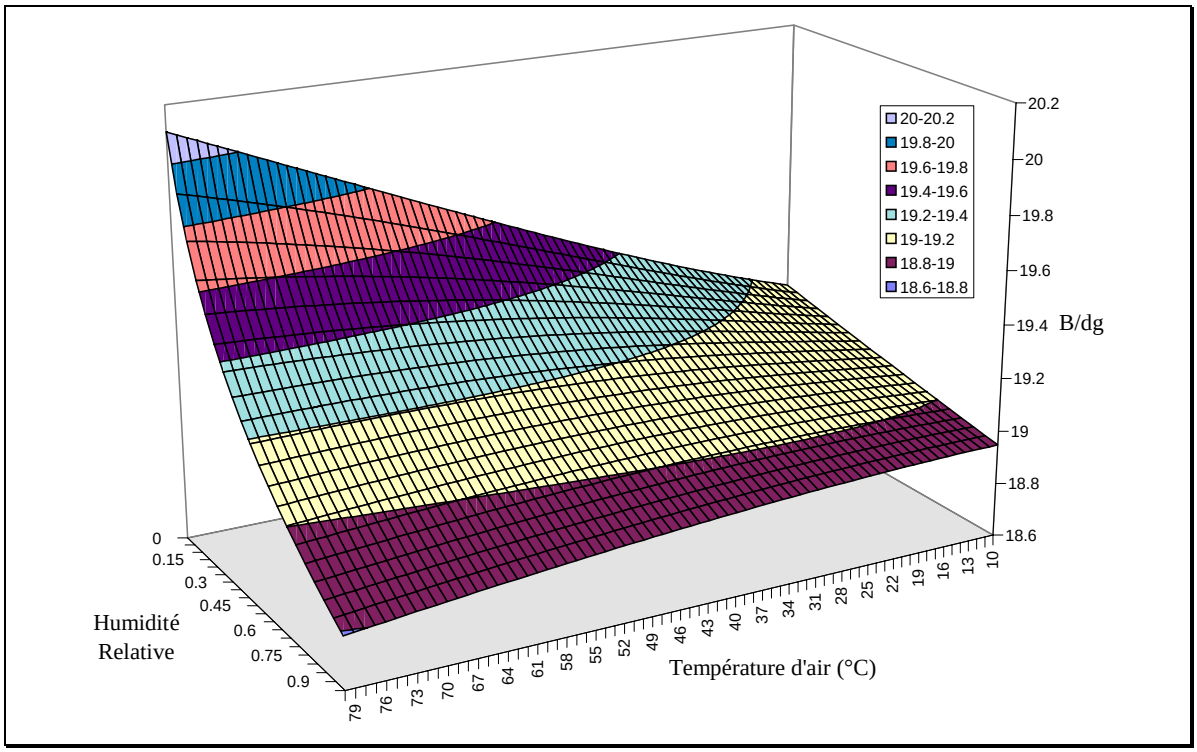
$$B = dg \left[\frac{\dot{m}_e + D_{air}\left(0{,}74\rho_e - 1{,}74\left(c_{vs}(T_w) - c_v(T_a, RH)\right)\right)}{\dot{m}_e - D_{air}\left(c_{vs}(T_w) - c_v(T_a, RH)\right)} \right]^{\frac{1}{3}} \qquad (6.7)$$

Cette relation nous permet de trouver la distance inter-gouttes pour chaque débit d'air et d'eau consommé en fonction des conditions de température et d'humidité de l'air ambiant. Nous avons donc un moyen de caractériser le système employé pour produire le nuage de gouttes modélisé au chapitre précédent.

Nous présentons maintenant quelques résultats pour la taille de ces sphères dans certaines configurations de production.

Voici les caractéristiques géométriques de l'orifice de sortie du brumisateur existant. Sa surface est de *3* cm^2. La taille des gouttes est prise égale à *2,74* micromètres et la vitesse de l'air entrant est variable. Voyons l'influence des conditions de température et d'humidité sur la distance inter-gouttes.

Pour une vitesse de sortie de *0,51* m/s et un débit de gouttes de *0,060* kg/h, nous obtenons :

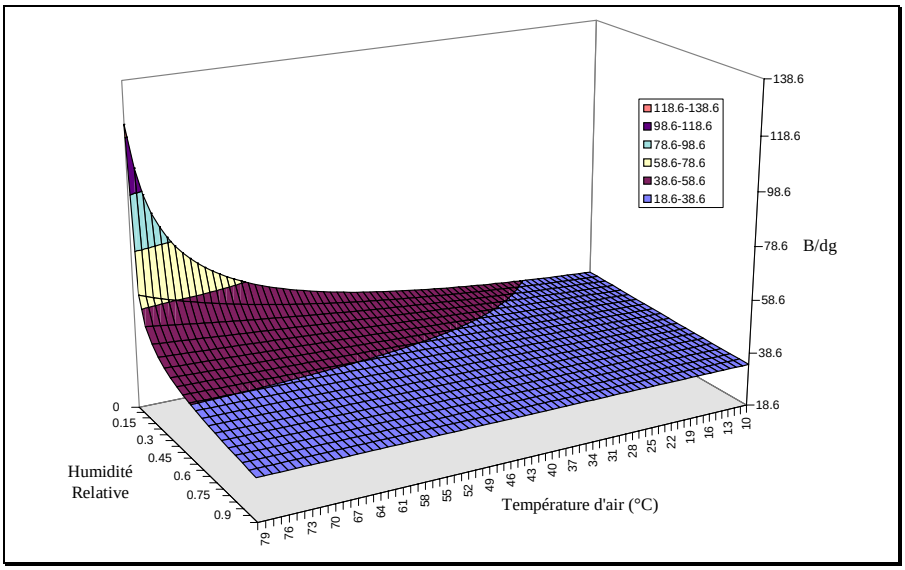


Courbe 6-2 : Influence des conditions extérieures sur le rapport (distance inter-gouttes/diamètre de la goutte)

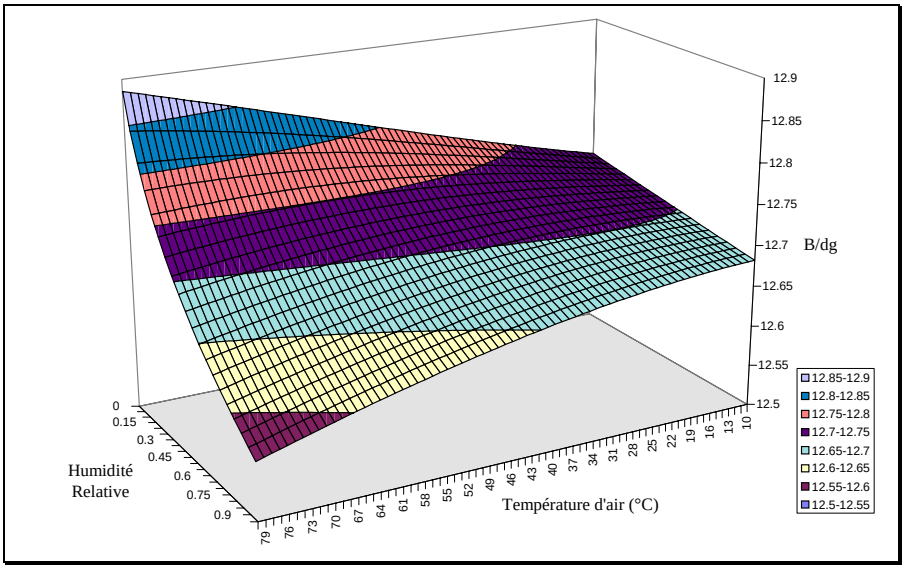
L'influence de ces paramètres n'est pas très importante. En effet, le débit de vapeur entre les gouttes ne représente qu'une infime partie de la quantité d'eau consommée pour la production des gouttes. Nous pouvons voir sur la courbe représentant le débit minimal (Courbe 6-1) que le débit d'eau varie de *0,05* % à *2* % du débit d'air, alors que dans le cas de la production de gouttes (Courbe 6-2), il est de *11* %. La différence dans ce rapport explique, en partie, les faibles écarts dans les valeurs du rapport B/d_g de la courbe ci-dessus.

Nous trouvons dans ce cas (Courbe 6-2), une phase assez compacte avec des tailles de sphères d'influence de l'ordre de *60* micromètres. L'augmentation du débit d'eau pour le même système avec le même débit d'air va resserrer davantage les gouttes, et on obtient l'effet contraire pour l'augmentation de la vitesse de sortie du fluide à production de gouttes égale.

Voyons deux autres cas faisant apparaître ces tendances. A partir du cas précédent, nous changeons uniquement une variable. Dans le premier cas (Courbe 6-3), nous avons pris une vitesse de sortie égale à *3* m/s au lieu de *0,51* m/s. Dans le deuxième cas (Courbe 6-4), nous avons pris un débit de goutte égal à *0,2* kg/h au lieu de *0,06* kg/h.



Courbe 6-3 : Cas d'un débit d'air plus important



Courbe 6-4 : Cas d'un débit d'eau plus important

Nous voyons dans le cas d'un débit d'air plus important (Courbe 6-3) que l'influence des paramètres extérieurs est plus importante, notamment pour l'air sec et chaud en entrée. Ceci est dû à la capacité de l'air à contenir une quantité plus importante de vapeur. Dans le deuxième cas (Courbe 6-4), la distance inter-gouttes a diminué, mais pas dans les mêmes ordres de grandeur. De plus, l'influence des conditions extérieures est encore moins importante que dans le premier cas d'étude (Courbe 6-2).

Cette méthode simplifiée de calcul de la distance inter-gouttes permet d'approcher ce paramètre pour l'introduire dans le modèle de nuage statique ou dynamique. Il reste à vérifier expérimentalement le degré d'uniformité des tailles et espacements des gouttes. Ce type d'expérimentation demande une importante infrastructure et n'a pu être fait avec une précision intéressante avant la rédaction de ce manuscrit. Cependant, les premiers résultats de mesure, effectués à l'aide d'un granulomètre, donnent des pics de taille assez resserrés et de l'ordre de grandeur prévu. Les résultats complets permettront ainsi un ajustement de la méthode employée à d'autres types de production de gouttes.

6.4 APPROCHE DU JET DE BRUMISATION

Dans le but final de la modélisation de l'effet engendré par l'introduction, au sein d'enceintes habitables, d'un brouillard de gouttelettes d'eau produit par un brumisateur de type piézo-céramique, nous avons été amené à effectuer quelques expérimentations.

La première série consistait à brumiser dans un véhicule automobile exposé au soleil. Elle nous a permis de visualiser l'écoulement produit, et de nous orienter vers l'étude des jets d'air horizontaux, afin de définir plus précisément la taille des zones d'influence pouvant être intégrées ultérieurement dans l'élaboration de modèles zonaux. Les jets d'air, dans leur aspect non isotherme, permettent déjà un bon rafraîchissement. Utilisés comme vecteur de la brumisation, il nous permettent de définir la forme et la taille du brouillard que l'on introduit dans le milieu à refroidir. L'observation du brouillard ainsi produit nous a permis de nous orienter vers l'établissement d'un modèle de nuage avec interaction entre les gouttes.

La deuxième étape expérimentale qualitative entreprise a été effectuée avec un brumisateur plus opérationnel, et permettant un meilleur débit. Elle nous permet d'observer qualitativement le couplage entre les deux phases de l'écoulement, et nous en déduisons la forme finale simplifiée à employer pour les modèles zonaux.

6.4.1 VISUALISATION DU JET DE BRUMISATION

Nous présentons quelques photos de l'écoulement produit par le brumisateur piézo-céramique décrit précédemment. Les visualisations sont effectuées en laboratoire et les images sont obtenues au moyen d'une caméra vidéo S.VHS, puis extraites du film par un logiciel d'acquisition vidéo. Le jet est produit devant un panneau de carton peint en noir, et une règle de *30* centimètres y est fixée afin d'apprécier les ordres de grandeur du jet.

6.4.1.1 Différents débits de gouttelettes

Voici deux cas de production de gouttes différents, avec la même vitesse de sortie initiale (*1* m/s). Nous représentons les images en vidéo inversée pour renforcer le contraste. Le rectangle noir représente la règle (le carré porte un numéro identifiant le cas d'étude).

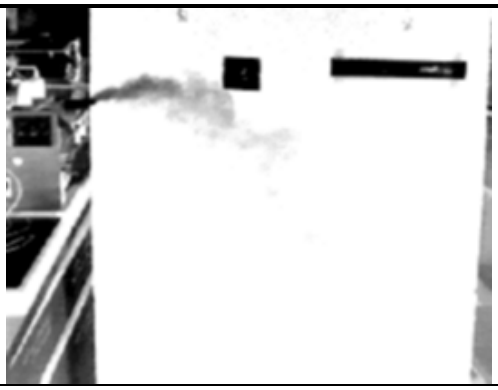


Figure 6-9 : Jet de brumisation avec un débit de gouttelettes d'eau de *156* g/h

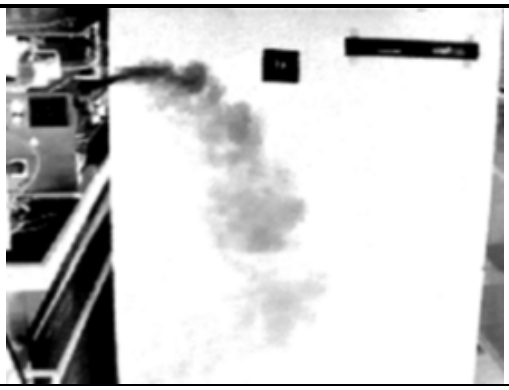
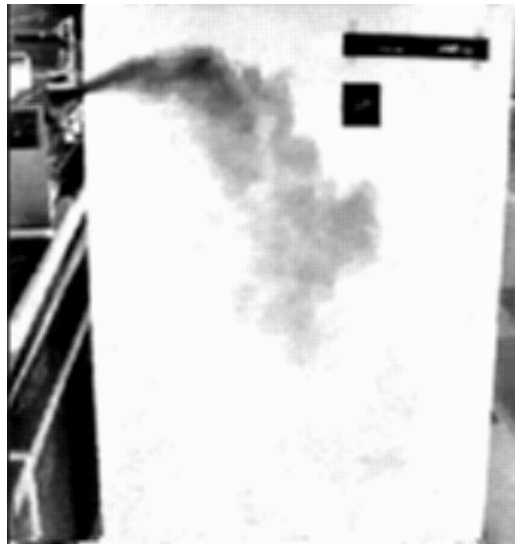


Figure 6-10 : Jet de brumisation avec un débit de gouttelettes d'eau de *340* g/h

Ces images n'ont pas été réalisées dans un but d'exploitation quantitative par un traitement spécifique, mais uniquement pour observer une forme globale du jet. Les ordres de grandeurs que l'on a pu noter permettent de proposer des méthodes d'approche du jet de brumisation. Il est clair que le débit plus important produit un jet de brumisation plus conséquent. Par contre, sa trajectoire est modifiée par l'apport supplémentaire de gouttelettes. De plus, nous pouvons distinguer le détachement des structures vers la fin de la visualisation. Nous voyons ainsi, sur ces images, une trajectoire du jet de brumisation qui peut s'apparenter à un jet non isotherme, qui doit être caractérisé en fonction des conditions d'émission du brouillard. Ceci nous permettra de définir le bien fondé de l'approximation du jet de brumisation par un jet non isotherme, hypothèse que nous abordons par la suite.

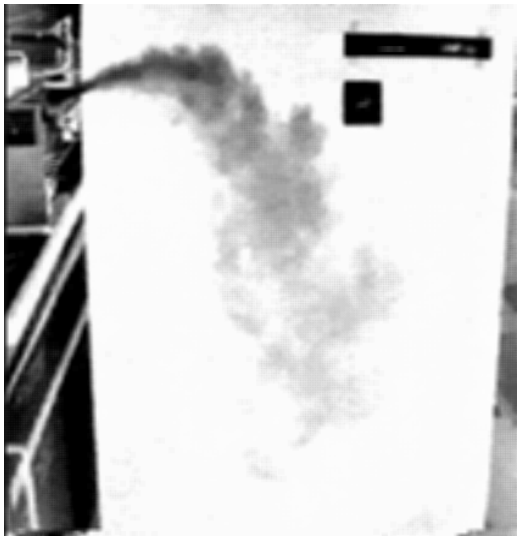
6.4.1.2 Visualisation instationnaire

Voyons, pour un cas d'étude, une série d'images réalisées à intervalle régulier toutes les demi-secondes. Le cas choisi a pour caractéristiques : une vitesse de sortie de l'air, non chargé de gouttes, égale à *1,43* m/s, un débit de gouttes de *360* g/h. L'ambiance est à une température de *20* °C pour une humidité relative de *37* %. L'eau est initialement à une température de *20* °C.

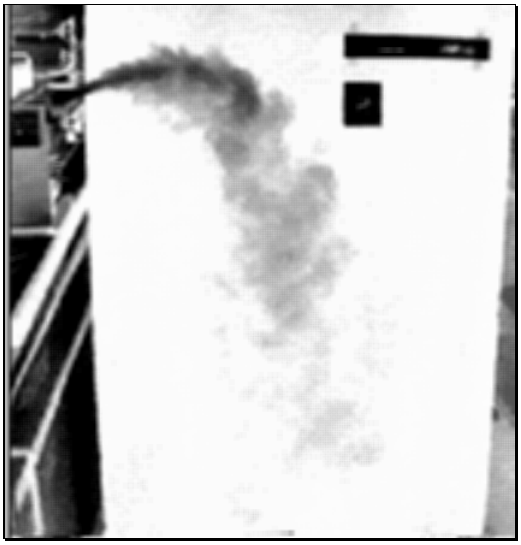


instant t

t + 0,5s



t + 1s



t + 1,5s

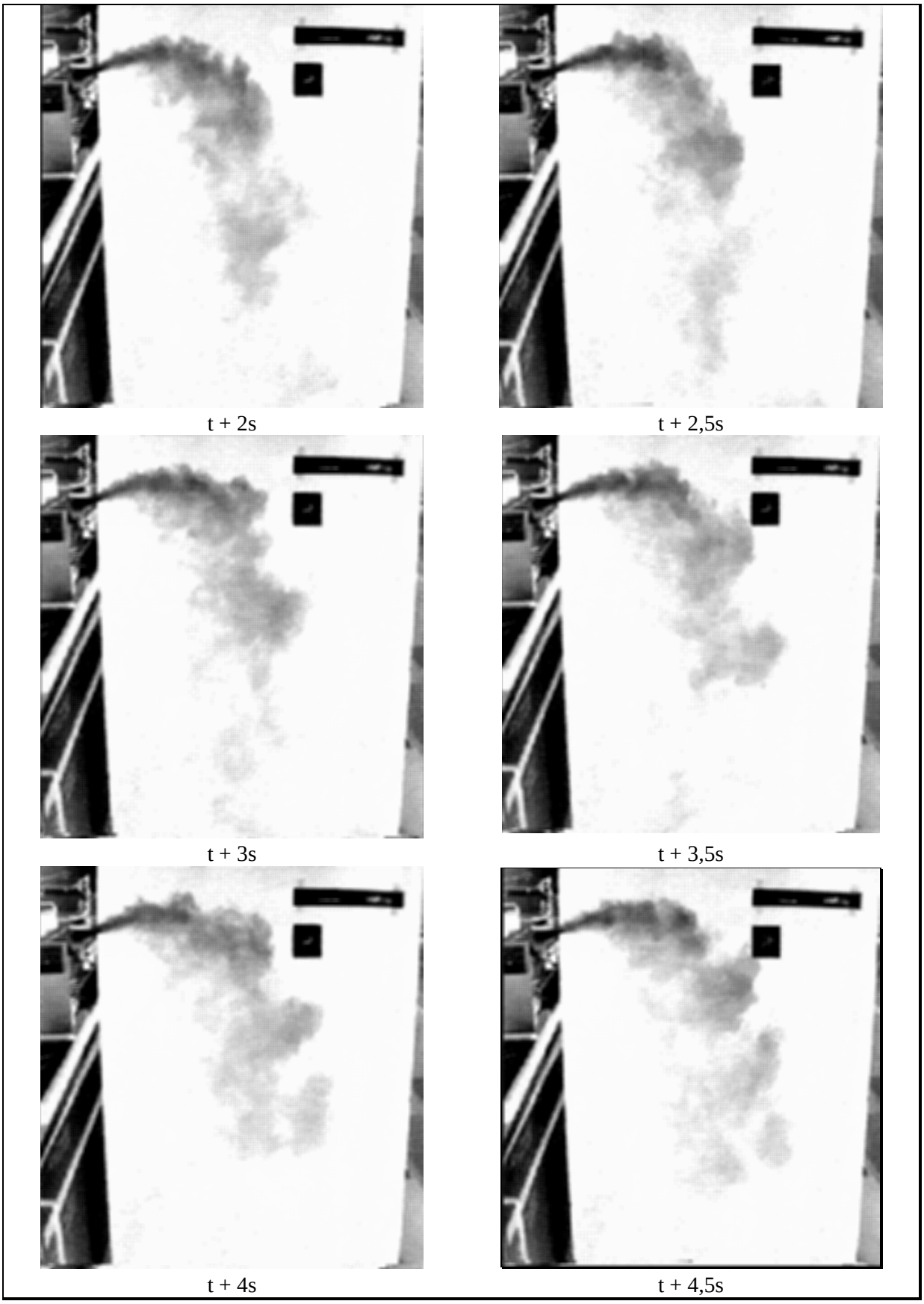


Figure 6-11 : Séquence vidéo de la forme du jet de brumisation

Nous voyons que le jet formé montre certaines fluctuations sur ses frontières. Elles semblent confirmer le caractère fluctuant de ce type d'écoulement, qui ne peut être modélisé par un code numérique trop généraliste (ce que nous avons rencontré au cours de l'étude des jets non isothermes).

De plus, il s'agit d'un jet diphasique s'évaporant sur ses frontières. Les phénomènes observés sont donc d'une nature différente de celle des jets non isothermes sans changement de phase. Cependant, dans notre cas d'étude, la phase étant très compacte, et l'évaporation s'effectuant au sein des tourbillons turbulents, l'effet de l'évaporation n'influe pas de manière conséquente sur le comportement des caractéristiques globales de l'écoulement.

Le détachement de grosses structures, par le biais du fluide qu'entraîne le jet, est bien visible. Ceci peut expliquer les modifications de la déviation globale de l'axe du jet au cours de son évolution. La séquence d'images montre bien l'alternance de bouffées sur les frontières du jet aux différents instants, qui se traduit par une modification de la forme globale moyenne du jet.

En outre, le brumisateur ayant un orifice de sortie de *15* mm sur *20* mm, le jet en sortie peut être considéré comme un jet axisymétrique. Dans ce cas, comme nous l'avons rappelé dans le chapitre *1*, il est démontré que les fluctuations sur les frontières sont moins importantes que pour un jet plan. Les instabilités observées pour ce jet quasi-axisymétrique sont assez conséquentes pour être remarquées sur une simple visualisation. Ceci apporte du crédit a nos simulations, et permet de poursuivre les recherches dans le rapprochement des jets de brumisation et non isothermes.

Nous abordons maintenant l'étude du jet de brumisation.

6.4.2 FORME GLOBALE

Nous allons tenter de définir une méthode de détermination de la forme du jet de brumisation afin qu'il puisse être intégré ultérieurement au sein d'un modèle zonal, au même titre que les jets froids, pour le rafraîchissement.

6.4.2.1 Considérations simplificatrices

Afin de déterminer une forme globale du jet de brumisation, il nous faut d'abord définir les différentes simplifications que nous allons effectuer. En effet, nous ne pouvons pas entreprendre une étude détaillée du jet diphasique compact, car, ce type d'écoulement est extrêmement difficile à étudier. De plus, nous devons pouvoir proposer une méthode d'intégration de ces résultats dans des modèles zonaux, qui ne doivent pas nécessiter un temps de calcul trop élevé.

Voyons les principales différences entre le jet chargé de gouttes compactes, et le jet d'air submergé non isotherme.

La forte présence de gouttes va modifier le comportement global du jet pour différentes causes dont nous allons énoncer celles qui nous paraissent les plus importantes :

1. La première est la modification de la masse volumique globale du fluide sortant de l'orifice, par rapport à celle du milieu ambiant. Cette différence, aussi petite soit elle, transforme le jet submergé en un jet libre. Cela a pour conséquence un alourdissement du jet qui aura tendance à

s'infléchir plus rapidement. De plus, le jet entraînant une grande quantité de fluide extérieur, en l'occurrence de l'air, sa densité va être variable au cours de sa trajectoire.

2. Pour des raisons identiques, la viscosité équivalente du jet va également être modifiée. La présence de gouttes, toutes munies d'un coefficient de traîné, va jouer un rôle visqueux dans l'écoulement, qui va se dissiper au cours de son évolution. Ce fait semble augmenter l'effet précédent dans une petite proportion.

3. L'évaporation des gouttes sur la périphérie du jet a une influence sur la quantité de mouvement globale de l'écoulement. En effet, le débit de vapeur ainsi produit, modifie les vitesses locales du jet, et peut avoir une incidence sur sa trajectoire.

4. Enfin, l'entraînement du fluide extérieur modifie les valeurs de la densité et de la viscosité du fluide, couplé à l'éjection de la vapeur provenant de l'évaporation, nous aurons une modification de toutes les conditions aux limites thermiques et dynamiques de l'ambiance dans laquelle s'épand le jet.

Nous voyons que ces différences rendent l'étude d'un tel écoulement inaccessible dans l'état actuel des outils à notre disposition. Nous entreprenons, de ce fait, une étude globale n'ayant pas la prétention de prendre en considération tous ces phénomènes. Il s'agit uniquement d'essayer de relier la forme du jet de brumisation accessible visuellement, à celle d'un jet non isotherme équivalent.

6.4.2.2 Rapprochement au cas du jet non isotherme

Dans le but de rapprocher le comportement du jet de brumisation de celui du jet d'air non isotherme, nous allons discuter des modifications à effectuer dans les coefficients caractéristiques du jet monophasique, afin de prendre en compte grossièrement les points énoncés précédemment. Nous donnons des valeurs aux vues des résultats expérimentaux quantitatifs grossiers obtenus par films. Il s'agit, bien évidemment, d'une première approche du jet de brumisation, qui permet de décrire la façon dont nous pensons intégrer la brumisation au sein des modèles zonaux. Celle-ci doit être validée par de nombreuses expérimentations avant de pouvoir être implémentée dans un logiciel.

- Tout d'abord, au niveau du cœur de l'écoulement, les gouttes étant considérées comme saturées les unes par rapport aux autres, l'évaporation ne peut avoir lieu : nous sommes donc dans le cas de l'écoulement porteur.

- Sur les frontières, l'évaporation va avoir une influence au niveau de la quantité de mouvement des particules fluides. Cependant, l'existence de tourbillons de différentes échelles permet de relativiser la frontière précise du jet, car le détachement des structures ne peut être localisé précisément. En considérant une homogénéisation des frontières par la présence de ces tourbillons induits par la turbulence, nous pouvons considérer une enveloppe globale du jet de brumisation.

- Nous utilisons principalement les relations de l'axe d'un jet, qui font intervenir ses coefficients caractéristiques, établis dans le cas monophasique. Nous choisissons un taux d'épanouissement axial dynamique (K_{2u}) inférieur à celui du jet axisymétrique car la présence de gouttes ralentit l'écoulement plus rapidement. De manière générale, ce coefficient est de l'ordre de *5,8*. Pour une première approche nous considérons sa valeur autour de *2,5*.

- La vitesse de sortie de l'écoulement, mesurée dans le cas du jet d'air seul, doit être modifiée en présence de gouttes d'eau. En effet, la phase compacte de gouttes induit une perte de charge dans l'écoulement, que nous prenons proportionnelle au débit d'eau injecté (c'est à dire à la compacité des gouttes produites). Nous appelons vitesse ajustée ($U_{Ajustée}$), la vitesse du jet de brumisation. Nous calculerons un coefficient de correction en fonction du débit d'eau injecté, afin de relier la vitesse initiale mesurée à celle estimée.

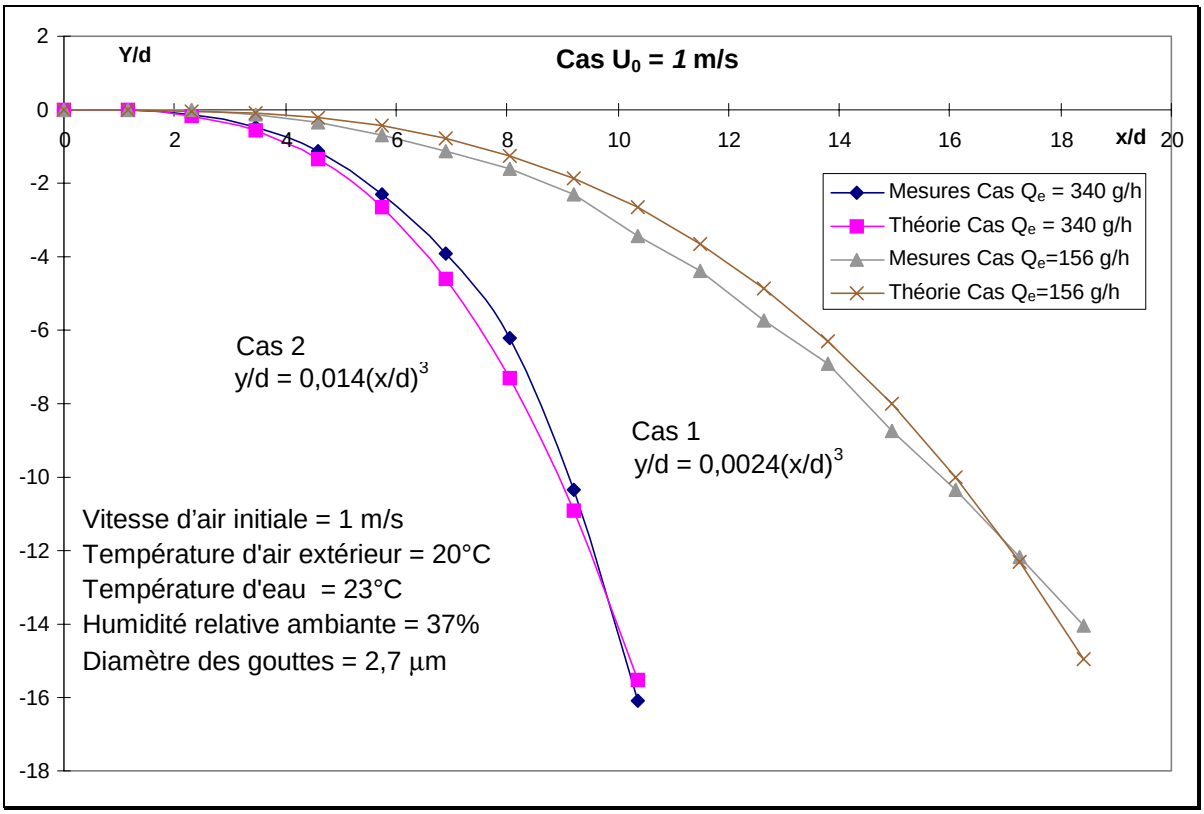
- La méthode de détermination de l'enveloppe du jet est simplement visuelle. En réalité, vers la fin, la partie visible tombante n'est pratiquement plus sous l'influence du jet. Cependant, nous désirons obtenir une zone d'influence du brouillard de gouttes. Par conséquent, le lien avec l'écoulement initial reste une méthode de calcul se détachant, dans une certaine mesure, de la réalité physique.

Finalement, nous représentons la forme du jet de brumisation par un jet monophasique non isotherme pesant, caractérisé par une vitesse et une différence de température calculées à partir de la quantité d'eau injectée et des conditions de l'ambiance.

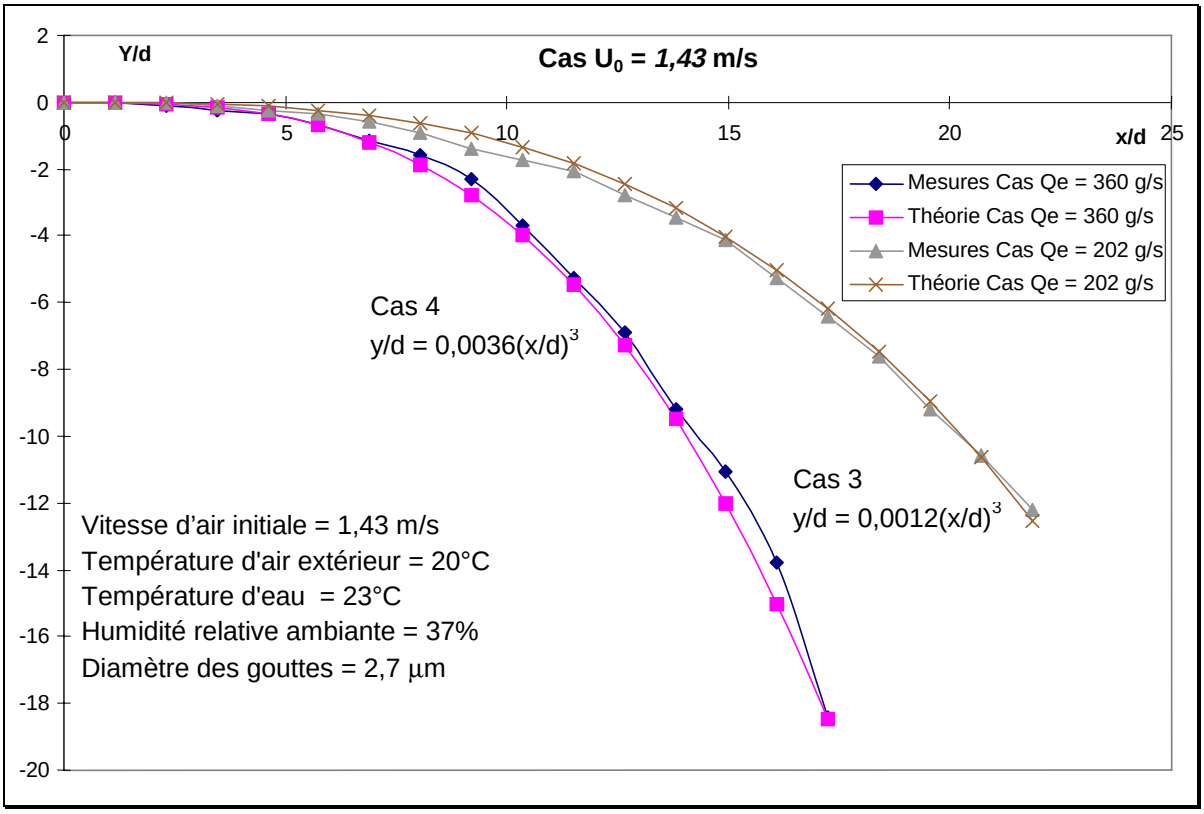
6.4.2.3 Détermination de l'axe du jet de brumisation

Voyons les résultats obtenus à partir des visualisations effectuées pour le brumisateur présenté précédemment. Les axes expérimentaux ont été déterminés graphiquement, en prenant le milieu de l'enveloppe visible du jet de brumisation sur une image représentant l'écoulement moyen observé.

Nous considérons deux cas de vitesses initiales du fluide non chargé de gouttelettes (U_0), et deux débits d'eau consommés (Q_{eau}). Le cas $U_0 = 1$ m/s, $Q_{eau} = 156$ et 340 grammes/heures (Courbe 6-5) et le cas $U_0 = 1{,}43$ m/s, $Q_{eau} = 202$ et 360 grammes/heures (Courbe 6-6).



Courbe 6-5 : Axe du jet de brumisation pour $U_0 = 1$ m/s



Courbe 6-6 : Axe du jet de brumisation pour le cas U_0 = *1,43* m/s

Les courbes théoriques sont calculées avec la relation donnant l'axe du jet axisymétrique (Equation 1.53 page 41) [Koestel55] :

$$\frac{y}{d} = 0{,}42 \frac{Ar_0}{K_{2u}} \left(\frac{x}{d} \right)^3 \qquad (6.8)$$

Avec un coefficient K_{2u} égal à *2,5*.

Pour ce qui est de la vitesse de l'écoulement chargé de gouttelettes ($U_{Ajustée}$), nous modifions la vitesse d'air mesurée pour inclure la présence des gouttelettes en la multipliant par la différence de pourcentage entre le débit d'air injecté (Q_{air}) et celui d'eau (Q_{eau}). Ceci nous donne la relation suivante :

$$U_{Ajustée} = U_0 \frac{Q_{air} - Q_{eau}}{Q_{air}} \qquad (6.9)$$

Nous calculons ainsi le nombre d'Archimède initial (Ar_0), et en déduisons la différence de température initiale entre le jet et l'ambiance du jet non isotherme pesant équivalent au jet de brumisation étudié.

Voici regroupées dans le tableau suivant, les caractéristiques des jets de brumisation étudiés (cas 1 & 2 sur les Courbe 6-5 et cas 3 & 4 sur les Courbe 6-6) :

Cas étudié	Jet de brumisation					Jet non isotherme équivalent			
	U_0 (m/s)	Q_{eau} (g/h)	Q_{air} (g/h)	K_{2u}	Ar_0	$U_{Ajustée}$ (m/s)	ΔT_0	Ar_0	Re_0
Cas 1	*1*	*156*	*1047*	*2,5*	*0,014*	*0,85*	*15,4*	*0,014*	*1090*
Cas 2	*1*	*340*	*1047*	*2,5*	*0,083*	*0,68*	*57,5*	*0,083*	*872*
Cas 3	*1,43*	*202*	*1544*	*2,5*	*0,007*	*1,24*	*16,4*	*0,007*	*1590*
Cas 4	*1,43*	*360*	*1544*	*2,5*	*0,021*	*1,10*	*38,7*	*0,021*	*1410*

Tableau 6-1 : Caractéristiques des jets de brumisation et non isothermes associés

Nous insistons sur le fait que la différence de température initiale caractérisant le jet non isotherme associé au jet de brumisation n'est pas physique. Elle permet de passer simplement du cas du jet non isotherme représentant un moyen de climatisation, à un jet de brumisation, moyennant l'ajout d'un modèle d'évaporation périphérique. Ce principe d'intégration est une simplification permettant une intégration plus facile pour les modèles zonaux.

Les premiers résultats concernant la forme du jet semblent donner satisfaction, et permettent de justifier le choix que nous avons fait pour commencer l'approche des jets de brumisation.

6.4.2.4 Jet non isotherme calculé

La forme globale du jet de brumisation est calculée à partir de l'axe du jet non isotherme, et de son étalement dynamique. Une première approche est faite en ne considérant pas de coefficients correcteurs pour l'étalement dynamique et thermique du jet. Ceux-ci seront introduits après vérification expérimentale, si nécessaire.

Le jet est calculé à partir des coefficients trouvés dans l'étude numérique du chapitre *2*. Il ne peut être associé, pour l'instant à un jet de brumisation, faute d'expérimentation dans ce régime d'écoulement. Cependant, il va permettre l'intégration au sein de modèles zonaux, de la forme des zones incluant la courbure du jet refroidi, issu de climatiseurs actifs.

La modification de la taille des zones représentant le jet, au sein du modèle zonal BTHEBES a été réalisé pour prendre en considération la courbure et l'étalement du jet non isotherme [Aimi97]. Ces modifications pourront être utilisées dans le cas du jet de brumisation grâce à la définition du jet équivalent. D'autres modifications devront être faites pour modifier les humidités dans les zones.

Voici un exemple (Figure 6-12) du calcul des isothermes obtenues dans le cas d'un jet d'air fente avec les caractéristiques suivantes :

- vitesse initiale : *3 m/s*,
- intensité de la turbulence initiale : *3 %*,
- différence de température initiale : *10°C*

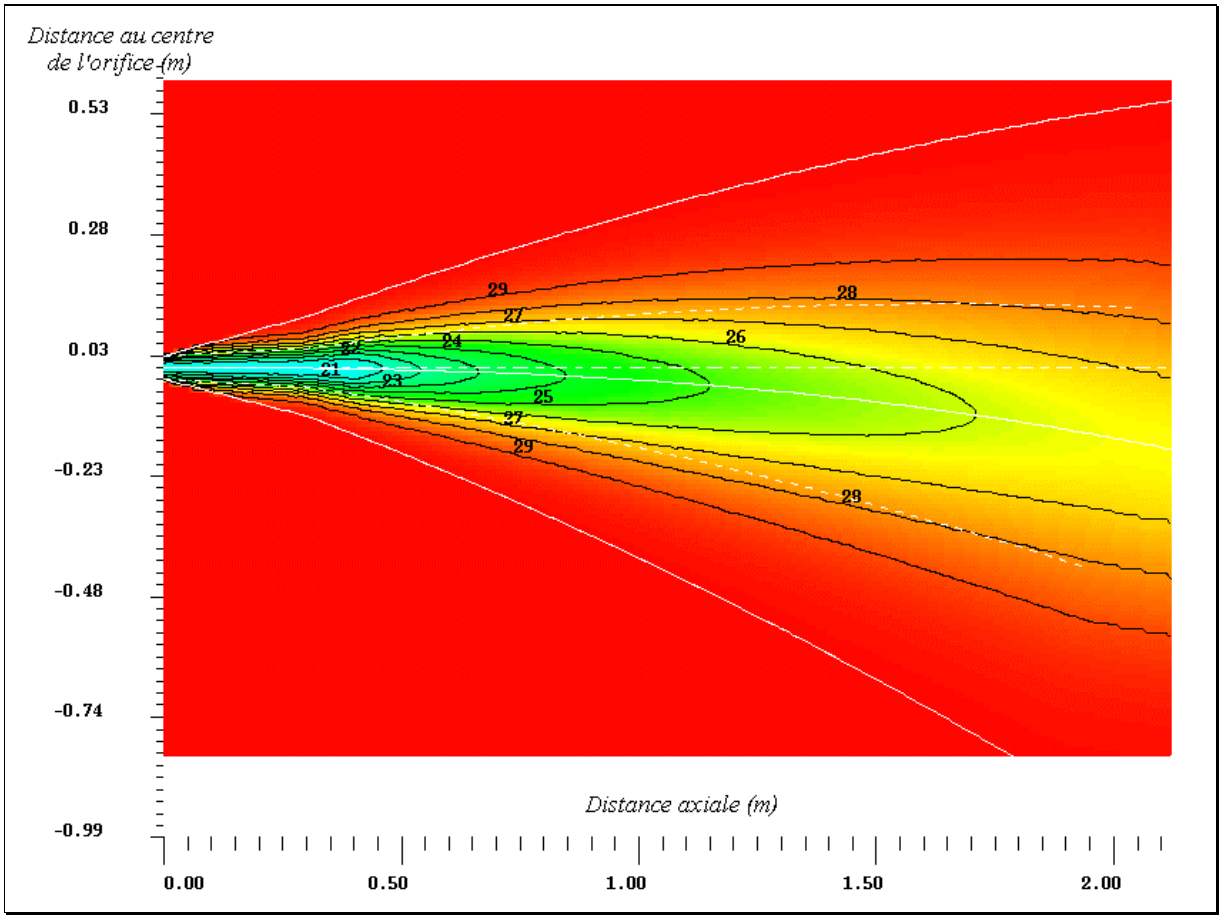


Figure 6-12 : Isothermes du jet refroidi calculé pour le modèle zonal

Ces simplifications sont raisonnables pour un emploi au sein de modèles zonaux, si l'on reste dans le cas d'un nombre d'Archimède local inférieur à la valeur critique déterminée précédemment (*0,17*). Dans le cas contraire, il faut être prudent dans la détermination de la taille de la zone d'influence, qui peut être très fluctuante.

Par contre, ce calcul approché ne peut pas être employé dans un but de description fine de phénomènes turbulents ou de fluctuations.

Cette première approche du calcul du jet de brumisation par un jet non isotherme pesant semble correspondre suffisamment pour demander à être approfondie. En effet, l'ordre de grandeur des coefficients employés pour les calculs reste à être validé par des études paramétriques permettant de modifier les premières valeurs que nous avons estimé grossièrement. Cela permettra d'affiner la méthode élaborée dans ce chapitre, et de continuer par une méthode plus stricte de la représentation de la largeur d'influence du jet.

6.4.3 METHODE D'EVALUATION DE LA SURFACE EVAPORANTE

Nous venons de démontrer que l'on peut considérer la forme du jet de brumisation comme équivalente à celle d'un jet non isotherme. Il nous faut trouver maintenant une méthode de prise en compte de la surface du jet en contact avec l'air ambiant.

En effet, pour pouvoir inclure un modèle de refroidissement évaporatif direct par introduction de gouttelettes dans un modèle global de type zonal, il est indispensable, après avoir déterminé la forme de la zone, d'employer une loi donnant les échanges de matières entre ces zones.

Le brouillard s'évaporant sur sa trajectoire, le jet de brumisation va entraîner le fluide extérieur, et produire un fluide à une température inférieure, avec une hygrométrie supérieure. Il reste à déterminer le lien entre les deux éléments que sont l'enveloppe du brouillard et le fluide ambiant.

Les problèmes des couches de mélange de fluides de même nature sont assez délicats. Si à cela nous ajoutons une phase différente sous forme de vapeur et de gouttelettes, l'étude de l'interface entre les deux fluides de vitesses différentes devient pratiquement irréalisable dans le détail.

Nous nous plaçons plutôt dans le cadre d'une description globale pour nous affranchir d'une étude fine des phénomènes mis en jeu dans de tels processus. D'une part, cette étude semble difficile dans l'état actuel des connaissances en matière d'écoulements diphasiques à phase condensée, d'autre part, le résultat ne pourrait être exploité facilement, et ne serait peut être pas intégrable dans un modèle zonal.

La surface d'évaporation du brouillard est en réalité très fluctuante. En effet, la présence de tourbillons entraînant une quantité de fluide extérieur, et détachant des parties du jet a tendance à augmenter les échanges, et par là même, l'évaporation. Cette frontière ne peut être représentée par une surface unique mais peut être considérée comme floue et variable sur une certaine épaisseur (nous avons tracé cette épaisseur représentant les fluctuations sur la frontière du jet sur la figure ci-dessous).

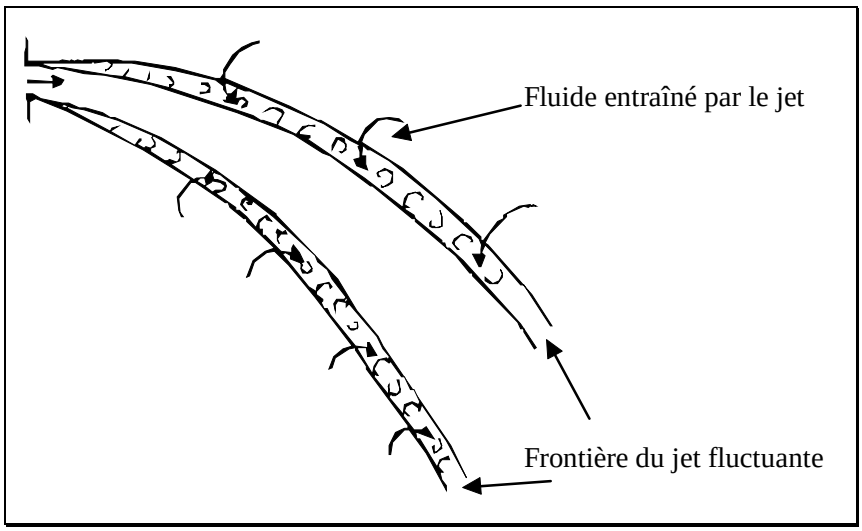


Figure 6-13 : Représentation de la frontière du jet de brumisation

L'hypothèse de prendre une surface équivalente à celle calculée dans le cas de la surface du jet non isotherme équivalent, pour une frontière située à l'endroit où les valeurs des vitesses ne sont plus égales qu'au pour-cent des valeurs axiales, sous estime la véritable surface d'échange. Il nous faut donc introduire un facteur de brassage supplémentaire.

Celui-ci peut être pris en compte de plusieurs façons :

1. la première peut s'effectuer par le biais d'une augmentation de la taille des sphères d'influences, afin de représenter l'apport de fluide extérieur, mais elle modifie artificiellement le volume de la zone de jet ;

2. la deuxième consiste à considérer la surface d'échange équivalente à celle du jet, mais l'évaporation de plusieurs couches de gouttes simultanément que l'on considère en contact direct avec le fluide extérieur ; ceci revient à augmenter la surface proportionnellement au nombre de couches évaporées ;

3. enfin, nous pouvons garder la surface du jet multipliée par un coefficient correcteur, appelé facteur de brassage.

Dans cette première approche, nous choisissons une surface évaporante équivalente à celle occupée par la frontière du jet non isotherme équivalent, calculé par la méthode établie au paragraphe précédent. Cette surface sera munie d'un facteur représentant le brassage turbulent du jet, (que nous appellerons facteur de brassage).

Cependant, cette surface ne nous donne pas accès directement à la surface d'échange réelle du jet, ce qui nous empêche de déterminer ce facteur de brassage. Dans l'état actuel des travaux, nous ne pouvons pas être suffisamment précis dans la détermination de ce facteur pour effectuer des calculs sérieux.

Ce facteur de correction reste à être évalué expérimentalement, en fonction des résultats numériques obtenus. En effet, nous pouvons déterminer une surface évaporante équivalente, à partir du débit d'eau consommé par le brumisateur et de la distance inter-goutte, en faisant intervenir le débit de fluide entraîné par le jet (moyen que nous utiliserons par la suite).

Voyons maintenant comment établir une méthode pour relier le modèle d'évaporation du nuage de gouttelettes à cette surface évaporante.

6.4.4 METHODE DE COUPLAGE AVEC LE MODELE DE NUAGE

Le modèle de nuage développé au chapitre précédent permet le calcul instationnaire de l'évaporation d'un nuage statique. Il permet aussi de représenter le mouvement du brouillard par l'adjonction de coefficients de convection. Nous allons exploiter ce modèle sphérique pour une application au jet de brumisation. Le principe de ce couplage doit pouvoir être intégré dans un modèle simplifié pour effectuer une approche globale de l'effet de rafraîchissement, engendré par l'introduction d'un jet de brumisation. Nous resterons au niveau de la description de la méthode, avec quelques ordres de grandeur pour des cas particuliers.

6.4.4.1 Principe

Nous venons de présenter ci-dessus une méthode de détermination de la surface évaporante. Nous proposons une méthode qui consiste à la représenter par la surface d'un nuage compact de gouttes ayant la même compacité que le jet de brumisation.

Nous simulons alors l'évaporation de la surface du jet par celle d'un nuage sphérique d'une surface équivalente calculée en égalant le débit d'eau consommé par l'appareil au débit évaporé par la couche externe de ce nuage.

A partir de cette égalisation des débits, nous obtenons, pour différentes consommations d'eau, des nuages équivalents de diamètres différents (Figure 6-14). Ceci nous permet de traiter le cas du jet de brumisation établi au cours du temps. Pour ce qui est de sa formation, nous devons changer de méthode, ou passer, en première approximation, à d'autres facteurs temporels correctifs. Cependant, le logiciel dans lequel nous pouvons intégrer ce module de brumisation effectue un régime transitoire avec un pas de temps supérieur à celui de l'établissement du jet de brumisation. Par conséquent, la méthode faisant appel aux facteurs de correction semble tout à fait raisonnable.

Cette méthode semble réaliste lorsque le jet a atteint un régime stable. La surface d'échange réelle du jet sera égale à celle du nuage. Avec un calcul de la surface visible du jet de brumisation, il sera également possible de déterminer le facteur de brassage, dû à l'aspect turbulent de la frontière du jet.

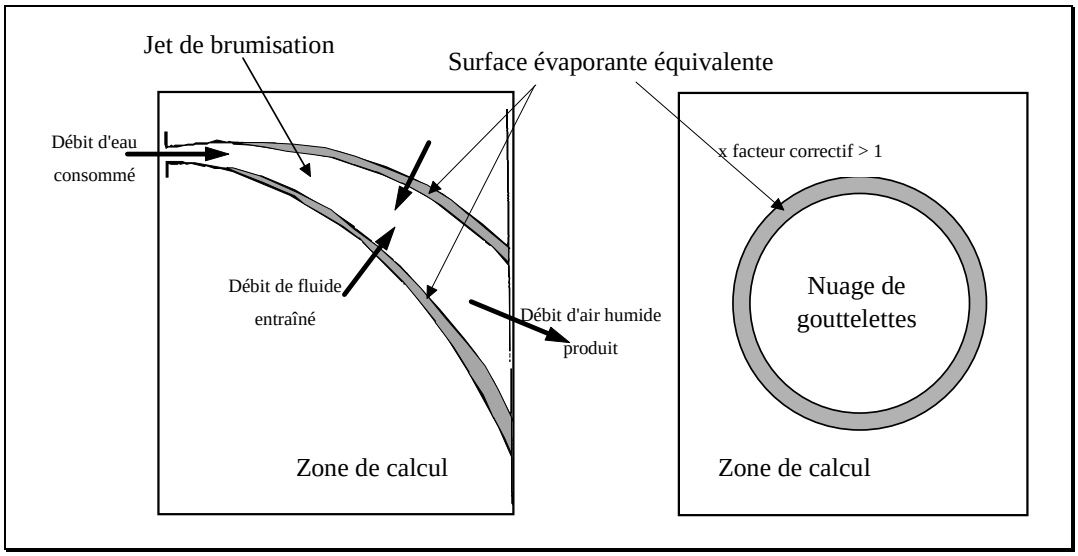


Figure 6-14 : Méthode de couplage de la surface évaporante du jet et du nuage sphérique

6.4.4.2 Méthode pratique

Voyons la démarche que nous pouvons utiliser pour réaliser le couplage de nos deux entités. Cependant, nous ne ferons pas de calcul systématique car nous ne possédons pas encore tous les éléments expérimentaux permettant de valider cette méthode.

- A partir de la connaissance des conditions initiales et des entrées géométriques du système nous calculons la taille de nuage équivalent par la consommation d'eau du brumisateur. Parallèlement, nous calculons la forme du jet non isotherme associé en fonction des entrées du système.

- Dans le modèle de nuage, nous emploierons une vitesse convective équivalente à la vitesse moyenne du déplacement des gouttes sur la périphérie du jet. Cette vitesse permet de prendre en considération l'aspect mobile de la frontière du jet sur le temps d'évaporation des gouttes. Le calcul sera effectué pour une zone de volume fini, avec variation des conditions de température et d'humidité.

- En considérant le débit de fluide entraîné, ces calculs nous donnent la surface évaporante ainsi que le facteur de brassage (qui reste à être déterminé expérimentalement). Nous en déduisons alors la taille de la zone de jet, le débit de vapeur de la première couche de goutte du nuage, la température et l'humidité de la zone de calcul.

Cette méthode permet de relier le débit d'eau consommé par le brumisateur à la variation de la température et de l'humidité de la zone considérée, tant qu'il existe un débit d'air en sortie du brumisateur. A l'arrêt de celui-ci, nous passons dans le cas du nuage compact s'évaporant par couches successives jusqu'à la dernière, ou à la saturation de la zone.

Simplification :

Les variations de température et d'humidité de la zone vont modifier le temps d'évaporation des gouttes périphériques, et par là même, la taille du jet de brumisation qui va s'allonger le long de l'axe. La modification de la taille du nuage sphérique équivalent doit être prise en compte par une augmentation du diamètre du nuage.

Cependant, si l'on se focalise sur une zone de taille inférieure à celle du jet, l'augmentation progressive de la taille du jet se ressent beaucoup moins. En effet, sa surface augmente par un allongement, mais l'étalement reste quasiment identique. L'effet le plus important restera le mouillage éventuel par le jet de brumisation, des parois ou des personnes occupant la pièce, ou l'habitacle.

Finalement, connaissant le débit d'eau produit par le brumisateur, la distance entre les gouttelettes au sein du nuage et les conditions de l'ambiance, nous pouvons calculer, à chaque pas de temps, la taille du nuage sphérique équivalent au jet de brumisation, et en déduire le temps d'évaporation des gouttes, ainsi que l'évolution des conditions de l'ambiance.

Voici illustré par un schéma synoptique succinct, le principe de couplage du modèle de nuage avec le calcul du jet non isotherme équivalent :

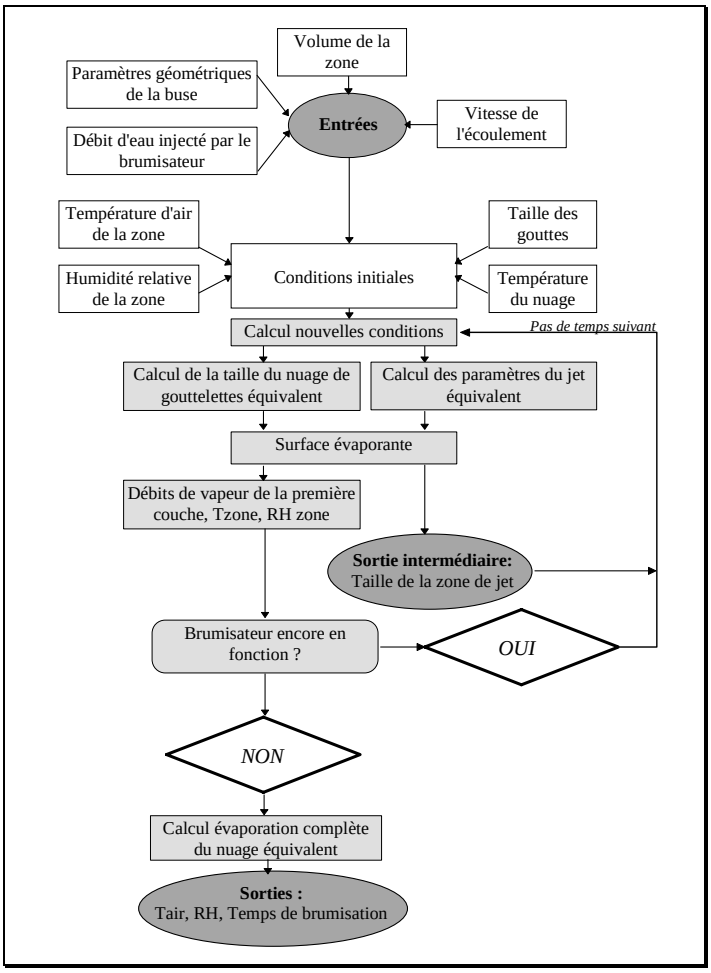


Figure 6-15 : Schéma de principe du couplage jet-nuage

6.4.4.3 Ordre de grandeur de l'effet produit

Nous présentons ici quelques ordres de grandeur obtenus pour la détermination de la taille du nuage équivalent en utilisant la méthode de couplage élaborée au cours de ce chapitre. Nous ne pouvons pas effectuer un calcul complet du jet de brumisation injecté dans une zone, car il nous manque encore quelques éléments expérimentaux permettant de finaliser l'étude.

Nous pouvons cependant représenter l'injection du jet de brumisation produit à partir d'un certain débit d'eau, par l'évaporation de la première couche d'un nuage de diamètre équivalent. Cela peut nous donner une indication du temps d'évaporation dans la zone, ainsi que la limite à ne pas dépasser pour ne pas saturer l'air ambiant.

Prenons un cas d'étude, qui se rapproche des visualisations effectuées précédemment. Il s'agit d'expérimentations faites dans les conditions suivantes :

- le diamètre estimé des gouttes produites est de *2,7* micromètres,
- le débit d'eau consommé varie de *0,060* à *0,380* kilogrammes par heure,
- la température de l'air ambiant est de *20* °C,
- l'humidité relative ambiante initiale est égale à *37* %,
- le débit d'air varie de $1{,}53.10^{-4}$ à $5{,}25.10^{-4}$ kilogrammes par heure

Ces conditions initiales nous donnent des distances inter-gouttes moyennes allant de *40* à *55* micromètres.

Nous utilisons ces paramètres d'entrée pour déterminer le diamètre du nuage équivalent. Nous ne pouvons pas donner de résultats pour des cas précis, mais seulement des ordres de grandeurs qui pourront être vérifiés par des observations expérimentales.

- Pour un débit d'eau de *0,06* kg/h et une distance inter-goutte de *55* micromètres, nous obtenons un nuage de diamètre équivalent égal à *12* centimètres (donc, de surface égale à *0,045* m^2), dont la première couche s'évapore en *8* centièmes de seconde. Ce petit diamètre de nuage équivalent produit une puissance frigorifique d'environ *40* Watts.

- Pour un débit d'eau de *0,36* kg/h et une distance inter-goutte de *40* micromètres, nous obtenons un nuage de diamètre équivalent égal à *21* centimètres (donc, de surface égale à *0,139* m^2), dont la première couche s'évapore en *7,8* centièmes de seconde. Dans ce cas, l'évaporation de la surface du jet produit une puissance frigorifique d'environ *245* Watts.

Ces résultats correspondent à une surface d'échange assez réduite par rapport aux observations expérimentales. Il faut certainement être prudent dans la méthode de calcul du facteur de correction, car la distance entre les gouttes, ainsi que la température du nuage, jouent un rôle important dans la détermination de ce paramètre. Il faudra effectuer des vérifications expérimentales pour corroborer nos valeurs numériques.

Il ne serait pas raisonnable de dire que les résultats numériques obtenus avec ce genre de considérations sont exploitables dans une application industrielle. Les paramètres employés n'ayant pas encore fait l'objet de validations expérimentales sont en effet trop nombreux, mais nous pensons qu'elle est valable, et les premières mesures sont encourageantes :

6.4.5 PRINCIPE D'INTEGRATION DU JET DE BRUMISATION DANS UN MODELE ZONAL

Nous abordons ici la méthode que nous proposons afin d'intégrer ultérieurement le jet de brumisation au sein d'un modèle de type zonal.

6.4.5.1 Rappel sur le principe du modèle zonal

Le modèle zonal présente une bonne alternative face aux deux extrêmes que sont :

les modèles très complets, basés sur les équations de Navier-Stokes,
les modèles simplifiés ne comportant qu'un noeud d'air.

Il consiste à discrétiser un volume d'étude (pièce d'habitation ou habitacle quelconque), en un nombre discret de zones judicieusement choisies en fonction des transferts qui s'y déroulent. Ce principe initié par Laret[80] puis Inard[88] avec un modèle à *5* zones, continue à être développé en augmentant le nombre des zones d'étude, et en raffinant les relations retraçant les phénomènes physiques intervenant dans le volume étudié.

Dans le cas qui nous concerne, le modèle zonal BTHEBES® utilise un découpage en *22* zones (Figure 6-16), dans lesquelles on peut déterminer une zone de jet. Elle même subissant un découpage suivant les conditions d'émission.

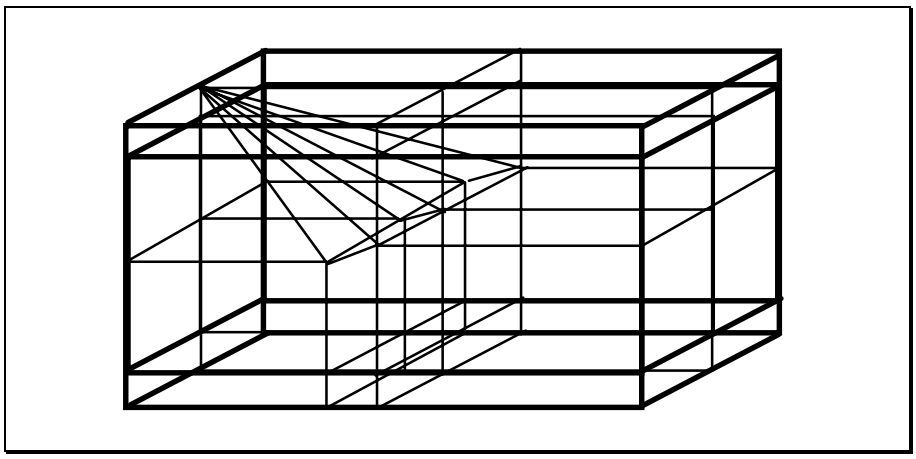


Figure 6-16 : Zones d'air déterminées par BTHEBES®

Au sein de chaque zone, le modèle considère un bilan énergétique prenant en compte différents phénomènes convectifs radiatifs et conductifs sur les parois. Pour ce qui est des nœuds d'air, le nœud capacitif est calculé par la somme des échanges convectifs avec les parois, et la somme des différents flux énergétiques échangés avec les zones d'air adjacentes.

Nous ne détaillerons pas plus le principe car le but de cette étude était de donner des relations simples permettant de relater une baisse de température par des moyens de climatisation passive, pour qu'elles puissent y être intégrées ultérieurement.

6.4.5.2 Méthode d'intégration du jet de brumisation

Nous décrivons succinctement la procédure que nous proposons pour intégrer le jet de brumisation dans un modèle zonal.

1. En fonction des conditions initiales et des entrées du modèle, nous déterminons la forme du jet non isotherme équivalent au jet de brumisation, ce qui nous donne la forme de la zone de jet du modèle zonal.

2. Le calcul du nuage de surface équivalente nous permet de déterminer le débit de vapeur produit ainsi que sa température et son humidité.

3. Les débits de vapeur sur les faces externes du jet sont calculés proportionnellement aux surfaces des zones.

4. Nous calculons le débit de fluide entraîné par les relations déterminées précédemment.

5. Les transferts entre les zones des débits de vapeur et de fluide entraîné nous donnent les conditions de température, d’humidité, et de vitesse du fluide dans les zones adjacentes à celle du jet.

6. Nous en déduisons ainsi le rafraîchissement dans l'enceinte étudiée.

Ces six points principaux pourront permettre le calcul des performances d'un système de brumisation, ou de ventilation par jets froids. Il faut d'abord veiller à la validation des coefficients obtenus, et à la pertinence des méthode proposées.

Une campagne d'essais doit être entreprise dans un proche avenir, dans la nouvelle chambre climatique de notre partenaire IMRA, afin de visualiser le comportement global du jet de brumisation produit dans une enceinte confinée. Ensuite, par un traitement des images acquises, nous pourrons en déduire une surface d'évaporation approchée. Ceci nous permettra de voir ultérieurement les limites du système en régime dynamique. En effet, la brumisation dans une enceinte de volume réduit doit être contrôlée de façon drastique, pour ne pas entraîner un trop grand inconfort, ou d'autres désagréments.

Voici les éléments devant être connus pour effectuer un calcul plus précis que nous pourons intégrer dans le modèle zonal :

- la taille des gouttes (en cours d'expérimentation),
- uniformité des gouttes (en cours d'expérimentation),
- distances entre les gouttes (difficilement mesurables au sein d'un brouillard très dense),
- mesure de la surface évaporante,
- température d'équilibre dans le brumisateur.

L'observation du jet de brumisation nous a permis de proposer des méthodes qui pourront être finalisées dans une étude complémentaire devant comporter les validations expérimentales des points précédents.

6.5 CONCLUSION

Nous avons justifié dans ce chapitre la liaison entre les deux études menées dans les deux parties de cette thèse. En effet, elles semblent *a priori* disjointes, mais ont été abordées dans l'optique d'un refroidissement des enceintes habitables. Nous avons exposé ici la méthode et les premiers résultats du couplage qui doit être effectué pour finaliser un modèle de brumisation intégrable dans un modèle zonal.

Il a été rappelé les différents types de refroidissement évaporatifs existants pour différentes applications. Chacun présente un intérêt particulier lié à un domaine précis. Dans certains cas, les procédés peuvent aussi servir à l'humidification, c'est le cas pour la brumisation. Cette bivalence du système de brumisation est très appréciable surtout dans sa version piézo-céramique, qui permet une production de gouttes microscopiques présentant de nombreux avantages, et des coefficients de performance intéressants.

Le principe de production des gouttelettes a été exposé, ainsi que sa mise en œuvre. Il combine l'avantage d'une faible consommation électrique, d'un faible encombrement et d'un entretien limité, ce qui le place dans une catégorie nécessitant des recherches et développements plus avancés, afin de pouvoir l'intégrer dans de nombreux systèmes, allant de la climatisation active (humidification), passive (refroidissement), de l'humidification des circuits des piles à hydrogène à la pulvérisation d'aérosols médicamenteux.

C'est dans ce but que nous avons cherché à déterminer les paramètres permettant de caractériser ce type de production de gouttes. Nous avons établi une méthode de calcul des distances inter-gouttes, ainsi qu'une méthode pour la détermination de la surface évaporante du jet de gouttelettes issu du brumisateur. Elles nous permettent d'établir des relations entre un jet de brumisation et un jet non isotherme par des considérations simples pouvant être introduites au sein de modèles zonaux.

Après avoir étudié les premières visualisations de tels jets, nous avons proposé une méthode permettant une approche simplifiée du jet de brumisation. Elle se compose d'un calcul d'une forme globale équivalente à un jet d'air non isotherme pesant, couplé à notre modèle d'évaporation de nuage sphérique par sa surface évaporante.

Ce principe permettra, après vérification expérimentale des coefficients manquants, d'introduire un système de brumisation dans un modèle zonal pour en déterminer ses performance dans une enceinte donnée.

❑

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le rafraîchissement d'enceintes habitables peut s'effectuer de diverses façons. Cependant, dès que l'on désire simuler le comportement de certains procédés, on se heurte à des problèmes liés aux importants volumes mis en jeu. Que ce soit numériquement ou expérimentalement, les études de ces systèmes requièrent d'énormes moyens pénalisant les prédictions, tant en matière de précision qu'en temps de réalisation.

Ce travail de thèse fut initié par la demande de relations et de modèles simplifiés, dans le domaine du refroidissement par l'utilisation de jets d'air frais associés à un procédé de brumisation. Ceci dans le but de les intégrer au sein de modèles zonaux existants : ATHEBES® et BTHEBES®. Ce document se scinde en deux parties traitant, pour l'une, des jets d'air non isothermes, et pour l'autre, de la brumisation, de sa génération à son introduction dans une enceinte habitable. Il est le fruit d'une collaboration entre le Centre d'Energétique de l'Ecole des Mines de Paris et l'Institut Minoru de Recherche Avancée, sur le site de Sophia-Antipolis.

Dans la **partie A** de cette thèse, une étude des écoulements de type jet a été entreprise afin de comprendre leur formation et leur comportement dans diverses situations. Elle fait l'objet *du premier chapitre* de ce travail, et nous a permis d'acquérir une connaissance étendue dans le domaine des jets libres, en présence ou non, de forces de gravité. Nous avons dégagé de cette synthèse, des relations concernant les grandeurs caractéristiques du jet (décroissances et étalements thermique et dynamique, débit de fluide entraîné...). Celles-ci sont propices à une intégration directe dans un modèle simplifié, pour différentes catégories de jets, notamment plans et axisymétriques. La littérature donne une profusion de résultats, surtout dans le cas isotherme ou non isotherme vertical. Par contre, elle montre certaines lacunes concernant les résultats exploitables dans le domaine horizontal non isotherme pesant, et plus particulièrement dans le cas du jet plan.

Ce manque de résultats nous amène à recourir à la simulation numérique d'un tel écoulement afin de vérifier si l'emploi des hypothèses valables dans le cas isotherme sont encore applicables, et dans quelles limites. Cette étude fait l'objet du *deuxième chapitre* de cette thèse. L'emploi d'un simulateur commercial des équations de Navier-Stokes nous permet de nous affranchir des problèmes de mise au point de tels codes de calcul. Il peut produire une représentation de l'écoulement dans un temps relativement court, et le post-traitement des résultats nous donne les coefficients caractéristiques des jets, dans les configurations qui nous intéressent.

Au cours de l'étude du jet horizontal refroidi, nous avons mis en évidence un phénomène de battement et des bouffées thermiques. Nous avons établi que ces fluctuations numériques sont dues à l'incapacité du code de calcul à représenter les frontières libres du domaine de calcul, à cause du modèle de turbulence employé, ainsi que du traitement des conditions aux limites. Ces "instabilités" apparaissent à partir d'un nombre d'Archimède local critique que nous avons estimé à *0,17*.

En deçà de cette valeur, l'écoulement reste quasi-stable, et au delà, il oscille d'une manière amortie, entretenue ou amplifiée suivant l'importance de la valeur du nombre d'Archimède local sur la distance simulée.

Un protocole de calcul est alors proposé pour obtenir un écoulement moyen au cours du battement afin de pouvoir en extraire les coefficients caractéristiques sur une distance plus importance que celle dans laquelle le jet reste stable. Quelques cas extrêmes ont été étudiés, ainsi que l'influence de paramètres tels que l'intensité de la turbulence initiale ou la présence d'un conduit en sortie, qui peuvent être primordiaux dans la caractérisation des types d'orifices de sortie.

Les résultats montrent qu'il est possible d'employer la forme des corrélations obtenues dans le cas du jet isotherme, moyennant une adaptation des coefficients caractéristiques en fonction du nombre d'Archimède initial, ou plus particulièrement de la différence de température initiale et du nombre de Reynolds. Nous avons montré une diminution de ces valeurs avec l'augmentation du nombre d'Archimède, dans une limite qui est de l'ordre de 8.10^{-3}. A partir de cette valeur, les formes des caractéristiques semblent ne plus correspondre à celles du cas isotherme pour de telles distances de calcul. Ces résultats permettent de délimiter les zones de jet dans un modèle zonal, en fonction de la configuration initiale de l'écoulement.

Toute étude numérique ne pouvant être validée qu'expérimentalement, le *troisième chapitre* a été consacré au début de la vérification expérimentale des calculs entrepris dans l'étude numérique. Les essais entrepris dans la chambre climatique de l'IMRA concernent la visualisation par caméra infrarouge d'un jet d'air plan horizontal refroidi. Les premiers résultats obtenus montrent une certaine corrélation avec les simulations entreprises, pour les fluctuations ainsi que pour la forme générale du jet (axe, décroissance axiale des températures).

Par contre, dans le cas de l'étalement thermique, les différences sont plus importantes, mais explicables par le fait que le support servant à visualiser l'écoulement présente une trop forte inertie. En plus de son rôle de filtre des petites échelles et constantes de temps, il ajoute à l'écoulement une couche limite, et étale le jet dans le sens de la gravité. Une autre source d'erreur est aussi due à la simulation numérique bidimensionnelle, qui ne représente pas exactement le cas expérimental tridimensionnel traité, qui devient très rapidement axisymétrique. Malgré ces erreurs de mesures, et celles dues à la prise d'une moyenne dans les résultats numériques du battement du jet, les résultats sont satisfaisants pour une première validation des ordres de grandeurs explicités dans la partie numérique de ce travail.

Ces premiers résultats ont permis de déterminer les lacunes du code numérique généraliste dans le calcul d'écoulements libres, et d'évaluer un protocole strict afin d'obtenir des résultats numériques fiables. De plus, ils ont mis en évidence les points à améliorer dans l'acquisition d'un champ thermique par caméra infrarouge. Les principaux sont les suivants :

- avoir un support avec un temps de réponse beaucoup plus court,
- une porosité conséquente,
- une bonne émissivité,
- une différence de température initiale plus grande,
- et des vitesses de sortie plus élevées.

La **partie B** de ce travail s'est attachée à élaborer un modèle de refroidissement évaporatif par un procédé de brumisation et à proposer des méthodes permettant son adaptation au sein d'un modèle zonal, notamment son couplage au jet non isotherme horizontal.

Dans le *quatrième chapitre*, nous avons recensé les différentes méthodes permettant d'appréhender l'évaporation des gouttelettes d'eau. Nous avons fait l'état de l'art dans ce domaine et pris en compte les phénomènes annexes qui peuvent se greffer dans un tel processus afin de cerner toutes les simplifications pouvant être faites ultérieurement. Nous avons finalement déterminé les facteurs prépondérants et élaboré un système d'équations que l'on peut employer pour la modélisation d'un procédé de refroidissement par évaporation de micro-gouttelettes d'eau contenues dans un nuage dense. Ensuite, nous avons rappelé les moyens qui permettent une vérification expérimentale sur de tels objets. Elle sera effectuée ultérieurement.

L'absence de modèles détaillés de nuages compacts de gouttes issus d'un procédé de brumisation nous amène, dans le *cinquième chapitre*, à établir un modèle de nuage dense de gouttelettes d'eau. Pour ce faire, nous avons choisi de nous baser sur un modèle de type cellulaire issu de ceux utilisés en combustion. Il présente l'avantage d'être composé d'un maillon élémentaire qui donne une bonne représentation du comportement global du nuage. Une étude paramétrique de ce maillon est proposée en faisant varier tous les paramètres les uns après les autres, afin d'en déduire leur importance relative sur l'évolution de la goutte. Les calculs sont effectués pour une gamme d'humidité relative allant de *0* à *90%* dans chaque cas, car ce paramètre très variable a une grande influence tout au long de l'évaporation.

Nous avons regardé l'influence des variations de la taille du maillon, de la température ambiante, de la taille de la goutte, de sa température ainsi que de la présence éventuelle d'un courant convectif. Il apparaît que la taille de la sphère d'influence (donc la distance inter-gouttes), conditionne le temps d'évaporation autour de la transition saturation-évaporation complète. Les ordres de grandeurs peuvent être multipliés par un facteur cent, près de la saturation. L'augmentation de la température du milieu ambiant permet d'emmagasiner une quantité plus importante de vapeur, et a pour effet une évaporation supérieure en quantité ainsi qu'en cinétique. La température de l'eau, quant à elle, n'a pas une influence aussi nette que les autres variables dans le cas du refroidissement évaporatif. Son augmentation pénalise peu les performances.

Cette étude paramétrique nous a donné des ordres de grandeur en terme de temps d'évaporation, baisse de la température et augmentation de l'humidité relative au sein du maillon. Ces informations, qui manquent dans la littérature, nous permettent, appliquées à chaque cas d'étude, de déduire des relations de comportement simples afin de dimensionner un procédé de brumisation.

Un modèle de nuage sphérique a été développé, il permet de déterminer le temps d'évaporation d'un nuage compact de gouttes, et de suivre l'évolution des paramètres au sein d'une zone. Une version plus simplifiée, considérant l'évaporation de plusieurs couches simultanément, donne des résultats très satisfaisants pour un faible temps de calcul. Ce type de modèle se prête donc parfaitement aux calculs dans un modèle zonal. Les résultats numériques des baisses de température engendrées dépendent du cas d'étude. Une liste exhaustive de l'effet réfrigérant en fonction des différents paramètres entrant dans le modèle n'est pas réalisable, il faut donc appliquer le modèle pour des cas bien précis et réalistes.

Le modèle de nuage étant opérationnel et le jet horizontal caractérisé, nous proposons dans *le sixième et dernier chapitre*, d'établir une méthode permettant de simuler un jet de brumisation, d'après les observations expérimentales d'un procédé de brumisation par voie piézo-céramique. Après avoir caractérisé ce type de procédé (calcul de la compacité du nuage généré), nous représentons le jet de brumisation par l'assemblage d'un nuage sphérique de surface évaporante équivalente à celle d'un jet non isotherme équivalent. Sa forme est calculée en fonction des conditions de débit d'eau consommée par le brumisateur, et de celles de l'ambiance. Ce type de représentation semble, en première approximation, représenter la réalité moyennant certains facteurs de correction dans l'évaluation de la surface d'échange, qui doivent être vérifiés expérimentalement. Cette méthode permettra ultérieurement une modélisation plus aisée dans un modèle zonal, à partir du calcul des zones de jet non isotherme.

En conclusion générale, cette thèse a permis de caractériser les fluctuations numériques rencontrées dans le calcul des jets d'air libres horizontaux non isothermes pesants, et de déterminer un protocole de calcul pour obtenir les coefficients caractéristiques de l'écoulement moyen, afin de les intégrer avec plus de précision dans un modèle zonal. Un modèle de nuage dense de goutte est élaboré, et une méthode pour l'introduire dans une enceinte est proposée par son couplage avec l'écoulement étudié précédemment. Ces résultats sont en phase d'intégration dans le logiciel BTHEBES®, pour permettre l'étude de divers moyens de climatisation passive.

Perspectives de ce travail

- La mise en évidence du battement numérique du jet horizontal demande d'autres résultats pour être complètement caractérisée. Nous avons insisté sur la nécessité d'établir des protocoles stricts permettant la simulation numérique d'écoulements libres, afin d'obtenir des résultats fiables. Les résultats concernant ce type d'écoulement manquent, et des expérimentations sur plusieurs types d'orifices semblent primordiales pour permettre de simuler rapidement toutes sortes de systèmes. Ce type d'écoulement entrant dans un grand nombre de procédés, son étude est réactualisée et l'essor des moyens informatiques autorise la progression dans ce domaine. La concordance des résultats obtenus permet de continuer dans la voie numérique en suivant le protocole établi.

- Il apparaît également que l'intégration de systèmes de brumisation peut prendre une importance croissante, tant dans le domaine du refroidissement évaporatif que dans celui de l'humidification ou des sprays médicaux. Il est donc intéressant de proposer un modèle détaillé représentant le comportement dynamique d'un tel système, afin d'en optimiser l'application, et d'en déduire des relations simplifiées.

- Le développement des modèles zonaux, qui permettent la prédiction des conditions de confort, demandent divers modules supplémentaires afin de raffiner les résultats obtenus pour tester l'intégration de nouveaux procédés de climatisation passive. Les résultats issus de ces recherches semblent être une bonne base dans le développement de systèmes de brumisation, qui doit être approfondi par d'autres séries d'expérimentations validant la méthode d'intégration du jet de brumisation.

ANNEXES

A-1 : METHODE DES VOLUMES FINIS _____ **246**

B-1 : CARACTERISTIQUES THERMOPHYSIQUES DE L'AIR _____ **252**

B-2 : CARACTERISTIQUES THERMOPHYSIQUES DE L'EAU _____ **254**

ANNEXE A-1 : MÉTHODE DES VOLUMES FINIS

Nous allons rappeler ici les grandes lignes de la méthode des volumes finis, afin de comprendre le processus de résolution utilisé par le code de calcul FLUENT®.

Formulation des équations à résoudre

Le formalisme général des équations de la mécanique des fluides est basé sur l'écriture des équations de conservations de la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{Accumulation} + \underbrace{\nabla.(\rho\, u_i\phi)}_{Convection} = \underbrace{\nabla.(\Gamma\,\nabla\phi)}_{Diffusion} + \underbrace{S_\phi}_{Source} \qquad \textbf{Equ. 1}$$

Ce formalisme général s'adapte aux équations de bilan des 4 quantités mentionnées dans le tableau ci-dessous.

Quantité	Φ	Γ	Sources
Masse	*1*	*0*	sources de masse
Quantité de mouvement	*u, v, w*	η	gradient de pression, échange de qté de mvt, forces volumiques, turbulence
Enthalpie	*h*	k/C_p	source de chaleur, radiation, réactions chimiques
Espèces chimiques	X_i		réactions chimiques

L'objectif de la mécanique des fluides numérique sera donc de permettre la résolution de systèmes couplés non-linéaires de ces équations de bilan.

Pour ce faire, nous allons introduire la technique de discrétisation des volumes finis. Contrairement à la méthode des différences finies qui est basée sur un formalisme différentiel des équations, la méthode des volumes finis est basée sur un formalisme intégral (de même que la méthode des éléments finis).

Méthode de discrétisation

Définition

La discrétisation consiste à transformer un problème physique continu régi par un système fini d'équations algébriques.

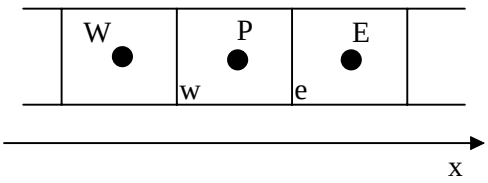
La méthode la plus directe consiste à remplacer les dérivés partielles par des expressions aux différences finies en utilisant la formule de Taylor d'ordre 2. Compte tenu des conditions aux limites (de type Dirichlet) donnant les valeurs finies aux bornes du domaine, et les conditions initiales donnant la solution au temps initial (t = 0), le problème peut alors être résolu simplement de façon explicite.

Technique

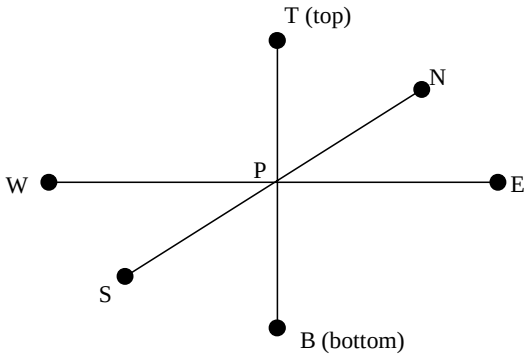
Lors de la définition du problème, on dispose d'un domaine physique continu $\mathcal{D}$, que l'on va supposer borné dans l'espace. Ce domaine peut avoir une forme quelconque. La technique de discrétisation consiste à subdiviser le domaine d'étude en sous-domaines qui seront appelés ici volumes de contrôle ou cellules (qui sont les éléments dans la méthode des éléments finis). La génération du maillage de calcul est donc l'étape de partition du domaine réel. Cette méthode permet de s'affranchir de l'aspect continu des équations. En ce qui concerne les termes non-linéaires, une approximation du type $v^2 = v_{n+1}v_n$ pourra être utilisé. Lorsque le système d'équations aux dérivés partielles est discrétisé et linéarisé, on obtient un système linéaire d'équations algébriques pouvant être résolu dans chaque volume de contrôle du domaine $\mathcal{D}$. La partition de ce domaine peut s'effectuer en coordonnées cartésiennes ou non-cartésiennes. La première solution a l'avantage d'une simplicité relative des équations de discrétisation.

Explicitons dans la suite la discrétisation des équations dans le cas d'une géométrie cartésienne monodimensionelle schématisée ci-dessous.

On s'intéresse à une cellule particulière dont le centre est le point P. En monodimension, elle possède deux voisins qui seront appelés W(pour ouest) et E (pour est), comme nous pouvons le voir ci-dessous.



En bidimensionnel, il y aura 4 voisins (E, W, N, S) en tridimensionnel 6 voisins placés suivant le schéma ci-dessous :



La procédure mathématique employée est la suivante (appliquée au cas monodimensionnel)

On intègre sur le volume de contrôle (dans ce cas ce sera un rectangle) :

$$\int_{Volume} \nabla.(\rho\, u_i \phi)dV = \int_{Volume} \nabla.(\Gamma\, \nabla\phi)dV + \int_{Volume} S'\, dV \qquad \textbf{Equ. 2}$$

On applique la formule d'Ostrogradski :

$$\int_{Surface} (\rho\, u_i \phi)dA = \int_{Surface} (\Gamma\, \nabla\phi)dA + \int_{Volume} S'\, dV \qquad \textbf{Equ. 3}$$

On obtient directement :

$$(\rho\, u\phi A)_e - (\rho\, u\phi A)_w = \left(\Gamma\, \frac{d\phi}{dx} A\right)_e - \left(\Gamma\, \frac{d\phi}{dx} A\right)_w + S \qquad \textbf{Equ. 4}$$

En considérant la simplification suivante : $A_e = A_w = A$, on obtient :

$$\rho_e u_e \phi_e - \rho_w u_w \phi_w = \Gamma_e \left[\frac{d\phi}{dx}\right]_e - \Gamma_w \left[\frac{d\phi}{dx}\right]_w + \frac{S}{A} \qquad \textbf{Equ. 5}$$

Pour résoudre cette équation on a besoin de :

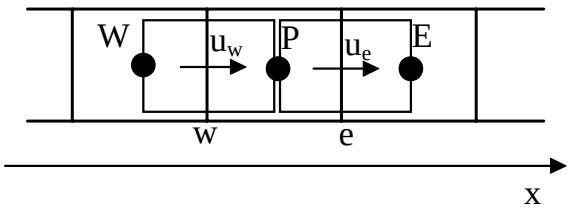
- la valeur de la vitesse u sur les faces du volume de contrôle,
- la valeur des propriétés physiques (constantes et variables : ρ, Γ) sur les faces,
- la valeur de ϕ et de sa dérivée sur les faces.

La technique d'interpolation nécessaire pour calculer les valeurs pertinentes aux faces du volume de contrôle va ensuite dépendre du principe de stockage des variables utilisées. Une fois ces valeurs connues à ces endroits précis, elles seront substituées dans l'équation qui pourra ainsi être résolue.

Localisation des variables

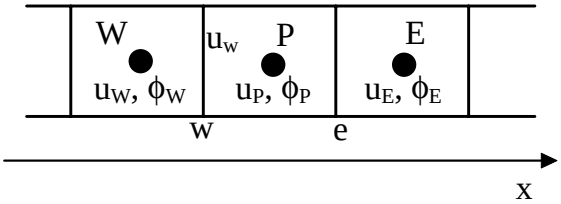
La méthode des volumes finis utilise en général un des deux schémas suivants pour le stockage des variables :

Le stockage décalé :



- les volumes de contrôle pour les scalaires et les vitesses sont décalés,
- les vitesses sont stockées aux faces des volumes de contrôle des scalaires,
- l'interpolation des vitesses aux faces des volumes de contrôle *n'est pas nécessaire*,
- les scalaires sont stockés aux centres de leurs volumes de contrôle (W, P, E),
- l'interpolation des scalaires aux faces de leurs volumes de contrôle *est nécessaire*.

Le stockage non-décalé :



- toutes les variables, scalaires et variables, possèdent les mêmes volumes de contrôle,
- l'interpolation de l'ensemble des variables aux faces des volumes de contrôle *est nécessaire*.

Technique d'interpolation par la méthode des volumes finis

L'interpolation des quantités suivantes est nécessaire :

- la vitesse u
  La technique d'interpolation est basée sur le principe décrit ci-dessus en utilisant l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

- les propriétés physiques : ρ, Γ

  On suppose en général que la valeur varie linéairement entre les centres des cellules voisines.
  Par exemple :

$$\rho_w = \frac{\rho_P + \rho_W}{2} \quad \textbf{ou} \quad \Gamma_e = \frac{\Gamma_P + \Gamma_E}{2} \qquad \textbf{Equ. 6}$$

- les variables scalaires ϕ

On utilise principalement le schéma d'interpolation en Loi Puissance qui s'obtient par une double intégration de l'équation différentielle ordinaire de l'axe des abscisses, et donne :

$$\phi_w = \phi_W + (\phi_P - \phi_W)\frac{e^{\frac{Pe_w}{2}} - 1}{e^{Pe_w} - 1} \qquad \textbf{Equ. 7}$$

On obtient, en calculant les constantes, un nombre de *Péclet* qui caractérise le ratio entre la convection et la diffusion :

$$Pe = \frac{\rho u L}{\Gamma} \qquad \textbf{Equ. 8}$$

Le terme de Loi Puissance provient de l'approximation des termes exponentiels de l'équation obtenue précédemment.

$$\begin{cases} 0 \le Pe_w \le 10 \Rightarrow \phi_w = \phi_W + \frac{1}{2}(\phi_P - \phi_W)\frac{(1 - 0{,}1 Pe_w)^5}{(1 - 0{,}05 Pe_w)^5} \\ Pe_w > 10 \qquad \Rightarrow \phi_w = \phi_W \end{cases} \qquad \textbf{Equ. 9}$$

La valeur dérivée de la fonction scalaire est ensuite obtenue directement :

$$\left[\frac{d\phi}{dx}\right]_w = (\phi_P - \phi_W)\frac{Pe_w}{L}\frac{e^{\frac{Pe_w}{2}}}{e^{Pe_w} - 1} \qquad \textbf{Equ. 10}$$

Il existe d'autres méthodes d'interpolation par volumes finis et d'approximations (schéma exponentiel ou hybride). Cependant, ils sont moins utilisés car plus coûteux numériquement, sans pour autant donner des résultats plus réalistes. Dans notre cas, FLUENT® utilise la Loi Puissance.

Ecriture et résolution des équations discrétisées

Nous avons maintenant toutes les équations discrétisées à notre disposition (Equ. 5, 6, 7, 10), et en supposant u_e et u_w connus, on obtient alors l'équation discrétisée recherchée :

$$A_P\phi_P + A_E\phi_E + A_W\phi_W = S \qquad \textbf{Equ. 11}$$

Si le domaine comporte n volumes de contrôle, les équations discrétisées peuvent s'écrire sous la forme d'une matrice carrée tri-diagonale d'ordre n.

$$\begin{bmatrix} a_1 & a_2 & & & & & & & & \\ b_1 & b_2 & b_3 & & & & & & & \\ & c_2 & c_3 & c_4 & & & & & & \\ & & d_3 & d_4 & d_5 & & & & & \\ & & & .. & .. & .. & & & & \\ & & & & .. & .. & .. & & & \\ & & & & & .. & .. & .. & & \\ & & & & & & .. & .. & .. & \\ & & & & & & & y_{n-2} & y_{n-1} & y_n \\ & & & & & & & & z_{n-1} & z_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \\ .. \\ .. \\ .. \\ .. \\ \phi_{n-1} \\ \phi_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ .. \\ .. \\ .. \\ .. \\ S_{n-1} \\ S_n \end{bmatrix} \qquad \textbf{Equ. 12}$$

La résolution de cette équation matricielle se fait en général par une procédure numérique dite TDMA (Tri-Diagonal-Matrix-Algorthm) permettant de déterminer le vecteur [ϕ] une fois [S] connu. Cet algorithme consiste à établir une relation récurrente du type :

$$\phi_i = P_i\phi_{i-1} + Q_i \qquad \textbf{Equ. 13}$$

Le vecteur ϕ est ensuite déterminé à partir des valeurs initiales correspondant aux conditions aux limites (ϕ_0 ou ϕ_{N+1}).

Pour le cas de grilles de dimensions supérieures ou non cartésiennes, le principe est rigoureusement identique, mais les équations sont considérablement alourdies.

ANNEXE B-1 : PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DE L'AIR

Relations utilisées pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'air fonction de la température.

Ta = Température de l'air (°C)
RH = Humidité relative du milieu (%)

Ces relations sont applicables :

- dans une gamme de température allant de 5 à 80 °C,
- à la pression atmosphérique.

PROPRIETES PHYSIQUES

Masse volumique

air sec :

$$\rho as(Ta) := \left[\frac{0.35313}{(273.15 + Ta)}\right]\cdot 10^{3}$$

vapeur :

$$\rho vap(Ta) := -5\cdot 10^{-3} + 2.1\cdot 10^{-3}\cdot Ta - 5.298\cdot 10^{-5}\cdot Ta^{2} + 9.253\cdot 10^{-7}\cdot Ta^{3}$$

air humide :

$$\rho ah(Ta, Tg, RH) := \left[\frac{0.35313}{(273.15 + Ta)}\right]\cdot\left[1 - 498.7\cdot C(Ta, Tg, RH)\cdot(10)^{-3}\right]\cdot 10^{3}$$

Viscosité

Viscosité cinématique :

$$\mu air(Ta) := 1.799\cdot 10^{-5}\cdot Ta - 1.37\cdot 10^{-9}\cdot Ta^{2} + 6.96\cdot 10^{-12}\cdot Ta^{3}$$

Viscosité dynamique :

$$\upsilon air(Ta) := 1.231\cdot 10^{-5} + 1.086\cdot 10^{-7}\cdot Ta$$

PROPRIETES THERMIQUES

Capacité calorifique

air sec :

$$Cpas(Ta) := \left(1.006 + 5\cdot 10^{-5}\cdot Ta\right)\cdot 10^{3}$$

vapeur :

$$Cpvap(Ta) := \left(1.858 + 2.6\cdot 10^{-5}\cdot Ta\right)\cdot 10^{3}$$

air humide :

$$Cpah(Ta, Tg, RH) := \frac{Cpas(Ta)\cdot \rho as(Ta) + Cpvap(Ta)\cdot \rho vap(Ta)}{\rho ah(Ta, Tg, RH)}$$

Conductivité thermique

air sec :

$$\lambda as(Ta) := (0.2442 + 0.0007\cdot Ta)\cdot 0.1$$

vapeur :

$$\lambda vap(Ta) := (0.1592 + 0.00082\cdot Ta)\cdot 0.1$$

air humide :

$$\lambda ah(Ta, Tg, RH) := \frac{\lambda as(Ta)\cdot \rho as(Ta) + \lambda vap(Ta)\cdot \rho vap(Ta)}{\rho ah(Ta, Tg, RH)}$$

Diffusivité

Diffusivité thermique :

$$aT(Ta) := 1.726\cdot 10^{-5} + 1.62\cdot 10^{-7}\cdot Ta$$

ANNEXE B-2 : PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DE L'EAU

Relations utilisées pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau fonction de la température.

Tg = Température de la goutte d'eau (°C)

Ces relations sont applicables :

- dans une gamme de température allant de 5 à 80 °C,
- à la pression atmosphérique.

PROPRIETES PHYSIQUES

Masse volumique :

$$\rho eau(Tg) := \left(1 + 6.277\cdot10^{-5}\cdot Tg - 8.439\cdot10^{-6}\cdot Tg^2 + 6.7933\cdot10^{-8}\cdot Tg^3 - 4.366\cdot10^{-10}\cdot Tg^4 + 1.235\cdot10^{-12}\cdot Tg^5\right)\cdot10^3$$

Viscosité dynamique :

$$\mu eau(Tg) := 2\cdot10^{-3} - 5.713\cdot10^{-5}\cdot Tg + 1.126\cdot10^{-6}\cdot Tg^2 - 1.309\cdot10^{-8}\cdot Tg^3 + 7.969\cdot10^{-11}\cdot Tg^4 - 1.927\cdot10^{-13}\cdot Tg^5$$

Viscosité cinématique :

$$\nu eau(Tg) := 1.788\cdot10^{-6} - 5.726\cdot10^{-8}\cdot Tg + 1.149\cdot10^{-9}\cdot Tg^2 - 1.369\cdot10^{-11}\cdot Tg^3 + 8.594\cdot10^{-14}\cdot Tg^4 - 2.161\cdot10^{-16}\cdot Tg^5$$

Tension de surface de l'eau dans l'air :

$$\sigma e(Ta) := (128 - 0.185\cdot(Ta + 273.15))\cdot10^{-3}$$

PROPRIETES THERMIQUES

Chaleur latente de vaporisation :

$$Lvapeur(Tg) := (2504.533 - (2.4597\cdot Tg))\cdot10^3$$

Capacité calorifique :

$$Cpeau(Tg) := 4218 - 3.312\cdot Tg + 0.101\cdot Tg^2 - 0.001\cdot Tg^3 + 1.094\cdot10^{-5}\cdot Tg^4 - 3.125\cdot10^{-8}\cdot Tg^5$$

Conductivité :

$$\lambda eau(Tg) := 0.552 - 3\cdot10^{-3}\cdot Tg + 4.896\cdot10^{-5}\cdot Tg^2 - 8.698\cdot10^{-7}\cdot Tg^3 + 8.854\cdot10^{-9}\cdot Tg^4 - 3.385\cdot10^{-11}\cdot Tg^5$$

BIBLIOGRAPHIE

DE L'INTRODUCTION _____ 255
DE LA PARTIE A _____ 256
DE LA PARTIE B _____ 262

BIBLIOGRAPHIE

(181 références)

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION GÉNÉRALE

(10 références)

Asakai74 **ASAKAI M., SAKAI Y.,** 1974, " Cooling effect of car ventilators, *" Bulletin of J.S.A.E.*, N°6, pp. 75-82.

Bezian92a **BEZIAN J. J., CHEIKH A., FONZES G.**, 1992, " Modélisation dynamique des échanges par convection naturelle à l'intérieur d'un habitacle automobile, " *Colloque S.F.T., 20-21 Mai, Sophia-Antipolis.*

Bezian92b **BEZIAN J. J., GSCHWIND M., FONZES G.**, 1992, " Dispositif de ventilation naturelle de l'habitacle d'un véhicule, notamment automobile, " *Brevet N°9202839 du 10 Mars.*

Bezian97 **BEZIAN J. J., GUERASSIMOFF G., FONZES G., GSCHWIND M., LOISEAU P.**, 1997, "Thermique des batiments : couplage chauffage aéraulique-plancher chauffant*", In Acte JITH97, 8èmes Journées Internationales de Thermique, Marseille 7-10 Juillet*, Vol 2, pp. 377-384

Cheikh92 **CHEIKH A.**, 1992, *Etude numérique et expérimentale des transferts thermiques au sein d'un habitacle de voiture automobile à l'arrêt sous conditions climatiques réelles*, Thèse de doctorat de 3ème cycle en Energétique de l'Ecole des Mines de Paris, 165p.

Fonzes94a **FONZES G.**, 1994, *Etudes et amélioration des conditions thermiques dans un habitacle de voiture*, Thèse de doctorat de 3ème cycle en Energétique de l'Ecole des Mines de Paris, 144 p.

Fonzes94b **FONZES G. & al.**, 1994, " Dispositif de pulvérisation, notamment d'eau sous forme de micro-gouttelettes, apte à fonctionner dans un milieu non stationnaire, " *Brevet Français N°9408204 4 Juillet*.

Guerassimoff92 **GUERASSIMOFF G.**, 1992, *Etude des jets en vue de leur application dans un habitacle automobile*, Rapport de D.E.A. Ecole des Mines de Paris, Université de Nice, 52 p.

Inard88 **INARD C.**, 1988, *Contribution à l'étude du couplage thermique entre un émetteur de chaleur et un local*, Thèse de doctorat de l'INSA de Lyon

Yamamoto90 **YAMAMOTO K., HILL W. R.,** 1990, " Interior flow visualization of a small pick-up truck and A/C feeling estimate, " *Publication S.A.E. 900082*.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE A

(68 références)

Abd-Elmessih85 **ABD-ELMESSIH R. N.**, 1985, *Etude expérimentale des caractéristiques dynamiques d'un jet plan intermittent*, Thèse de docteur-ingénieur de l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Abramovich63 **ABRAMOVICH G. N.**, 1963, *The theory of turbulent jets*, M.I.T. Press, 671p.

Anderson91 **ANDERSON R., HASSANI V., KIRKPATRICK A.**, 1991, " Visualizing the air flow from cold air ceiling jets, " *ASHRAE Journal, May*, pp. 30-35

Awbi91 **AWBI H. B.**, 1991, *Ventilation of buildings*, E. & F. N. Spon, 313 p.

Batchelor67 **BATCHELOR G. K.**, 1967, *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge University Press, edition 1994, 615 p.

Bejan84 **BEJAN A.**, 1984, *Convection and heat transfer*, Collection John Wiley & Sons N. Y., pp. 282-305

Ben Achour88 **BEN ACHOUR A.**, 1988, *Caractérisation globale des jets libres et pariétaux*, Thèse de docteur-ingénieur en Mécanique des Fluides de l'Université de Valenciennes, 115 p.

Bouchez75 **BOUCHEZ J. P., GOLDSTEIN R. J.**, 1975, " Impingement cooling from a circular jet in a cross flow, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 13, pp. 719-730

Burch94 **BURCH S. D., HASSANI V., PENNEY T. R.**, 1994, " Use of Infra-Red thermography for automotive climate control analysis, *" Vehicle Thermal Management systems Conference, Colombus, Ohio, March 29- April 1*, NREL/TP-432-5028

Candel90 **CANDEL S.**, 1990, *Mécanique des fluides***,** Dunod Université, Bordas, Paris. 447p.

Cebeci77 **CEBECI T., BRADSHAW P.**, 1977, *Momentum transfer in boundary layers*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 390p.

Cebeci84 **CEBECI T., BRADSHAW P.**, 1984, *Physical and computational aspect of convective heat transfer*, Springer Verlag, N. Y., 487p.

Comolet86 **COMOLET R.**, 1986, *Mécanique des fluides expérimentale***,** Edition Masson, Paris, 3 Tomes

Corrsin50 **CORRSIN S., UBEROI M. S.**, 1950, " Further experiments flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, " *NACA TN998,* 16 p.

Cousteix89 **COUSTEIX J.**, 1989, *Turbulence et couche limite***,** Collection La Chevêche : Aérodynamique, Cepadues-Editions 627p.

Crow71 **CROW S. C., CHAMPAGNE E. H.**, 1971, " Orderly structure in jet turbulence, " *Journal of Fluid Mechanics,* Vol. 48, pp. 574-592

De Gortari81 **DE GORTARI CERVANTES J., GOLDSCHIMDT V. W.**, 1981, " The apparent flapping motion of a turbulent plane jet - Further experimental results, " *Journal of Fluids Engineering,* March, Vol. 103, pp. 119-126

Florschuetz81 **FLORSCHUETZ L. W , TRUMAN C. R., METZGZR D. E.**, 1981, " Streamwise flow and heat transfer distributions for jet array impingement with crossflow, " *Journal of Heat Transfer,* Vol. 103, N°2, pp. 337-342

Florschuetz84 **FLORSCHUETZ L. W., METZGER D. E., SU C. C.**, 1984, " Heat transfer characteristics for jet array impingement with initial crossflow, " *Journal of Heat Transfer* Vol. 106, N°2, pp. 34-41

Goldschmidt73 **GOLDSCHMIDT V. W., BRADSHAW P.**, 1973, " Flapping of a plane jet, " *The Physics of Fluids,* Vol. 16, N°3, March, pp. 354-355.

Grimitlyn93 **GRIMITLYN M. I., POZIN G. M.**, 1993, " Fundamentals of optimizing air distribution in ventilated spaces, " *ASHRAE Transactions,* Part 2, pp. 1128-1138

Guerassimoff92 **GUERASSIMOFF G.**, 1992, *Etude des jets en vue de leur application dans un habitacle automobile,* Rapport de D.E.A. Ecole des Mines de Paris, Université de Nice, 52 p.

Guerassimoff96a **GUERASSIMOFF G.**, **BEZIAN J. J., FONZES G.,** 1996, " Caractérisation des paramètres descriptifs d'un jet anisotherme, " *In : Acte de Congrès SFT 96,* Valenciennes, France, 13-14-15 Mai, à paraitre

Guerassimoff96b **GUERASSIMOFF G., BEZIAN J. J.,** 1996, " Non-stationary study of a non-isothermal turbulent air jet, " *Fluent 1996 European Users' Group,* London, Heathrow May 20-21.

Hassani93 **HASSANI V., MALMSTROM T., KIRKPATRICK A. T.**, 1993, " Indoor thermal environment of cold air distribution systems, " *ASHRAE Transactions, Part 4,* pp.1359-1365

Hinze75 **HINZE J. O.**, 1975, *Turbulence,* Mc Graw-Hill second edition, 790 p.

Hinze78 **HINZE J. O., VAN DER HEGGE ZIJNEN B. G.**, 1978, " Transfer of heat and matter in the turbulent mixing zone in an axially symmetric jet, " *Proc. 7th international Appli. Mech. 2,* Part I, pp. 286-299

Howarth38 **HOWARTH L.**, 1938, " Concerning the velocity and temperature distributions in plane and axially symetrical jets, *" Proceeding of the Cambridge Philosophical Society, Math. and Phys. Sciences*, Vol. 34, pp. 185-203

Keffer63 **KEFFER J. F., BAINES W. D.**, 1963, " The round turbulent jet in cross wind, *" Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 15, pp. 481-496

Koestel55 **KOESTEL A.**, 1955, " Path of horizontally projected heated and chilled air jets**,** " *ASHRAE Transactions, Vol. 61*, pp. 213-232.

Landau71 **LANDAU L., LIFCHITZ E.**, 1971, *Mécanique des fluides*, Edition de Moscou, Moscou,

Launder73 **LAUNDER B. E., SPALDING D. B.**, 1973, " The numerical computations of turbulent flows, " *Imperial college of science and Technology, London, England* January, NTIS N74-12066

Launder75 **LAUNDER B. E., REECE G. J., RODI W.**, 1975, " Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, " *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 68, Part3, pp. 537-566

Le Bris85 **LE BRIS P.**, 1985, *Etude des effets de gravité et des conditions initiales dans un jet plan horizontal chauffé*, Thèse de docteur-ingénieur de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes 71 p.

Li93 **LI Z. H., ZHANG J. S., ZHIVOV A. M., CHRISTIANSON L. L.**, 1993, " Characteristics of diffuser air jets and airflow in the occupied regions of mechanically ventilated rooms-A literature review, " *ASHRAE Transactions, part 1*, pp.1119-1127.

Lionnet95 **LIONNET M., MELSEM A.**, 1995, " Etude bibliographique sur les jets anisothermes, *" Collection des notes internes D.E.R., Utilisation de l'électricité*, 89 p.

Martynenko92 **MARTYNENKO O. G., KOROVKIN V. N.**, 1992, " Numerical investigation of turbulent plane and buoyant jets, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°3, pp. 635-639

Mc Guirk77 **MC GUIRK J. J., RODI W.**, 1977, " The calculation of three-dimensional turbulent free jets, " *International Symposium on Turbulent Shear Flows*, Pennsylvania State University, April 18-20, pp. 1.29-1.36

Metzger79 **METZGER D. E., FLORSCHUETZ L. W., TAKEUCHI D. I., BEHEE R. D., BERRY R. A.**, 1979, " Heat transfer characteristics for incline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air, " *Journal of Heat Transfer*, Vol. 101, N°3, pp. 526-531

Murakami91 **MURAKAMI S., KATO S., NAKAGAWA H.**, 1991, " Numerical prediction of horizontal nonisothermal 3-D jet in room based on the k-ε model, " *ASHRAE Transactions, 97 (1),* pp. 38-48.

Murakami96 **MURAKAMI S., KATO S., CHIMAMOTO T., LAURENCE D., BLAY D.**, 1996, " New low-Reynolds-number k-ε model including damping effect due to buoyancy in a stratified flow field, " *International Journal of Heat and Mass Transfer,* Vol. 39, N°16, pp. 3483-3496

Namer88 **NAMER I., ÖTÜGEN M. V.**, 1988, " Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds number, " *Experiments in Fluids,* Vol. 6, pp. 387-399

Nottage52a **NOTTAGE H. B., SLABY J. G., GOJSZA W. P.**, 1952, " Outlet turbulence intensity as a factor in isothermal-jet flow, " *ASHVE Research Report, N° 1458, ASHVE Transaction 58,* pp. 343-356

Nottage52b **NOTTAGE H. B., SLABY J. G., GOJSZA W. P.**, 1952, " Exploration of a chilled jet, " *ASHVE Research Report, N° 1459, ASHVE Transaction 59,* pp. 357-376

Obot79 **OBOT N. T., MUJUMDAR A. S., DOUGLAS W. J. M.**, 1979, " The effect of nozzle geometry on impingement heat transfer under a round turbulent jet, " *Paper N°79-NA/HT-TS presented at ASME winter annual meeting,* N. Y., 12 p.

Obot84 **OBOT N. T., GRASKA M. L., TRABOLD T. A.**, 1984, " The near field behavior of round jets at moderate reynolds numbers, " *The Canadian journal of chemical engineering,* Vol. 62, October, pp. 587-593

Ötügen88 **ÖTÜGEN M. V., NAMER I.**, 1988, " Rayleigh scattering temperature measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds number, " *Experiments in Fluids*, Vol. 6, pp. 461-466

Pai54 **PAI S. I.**, 1954, *Fluid dynamics of jets***,** D. Van Nostrand Company, Inc. N. Y., 227p.

Polat91a **POLAT S., MUJUMDAR A. S., DOUGLAS N. J. M.**, 1991, " Impingement heat transfer under a confined slot jet. I : effect of surface throughflow, " *Canadian Journal of Engineering,* Vol. 69, N°1, pp. 266-273

Polat91b **POLAT S., MUJUMDAR A. S., DOUGLAS N. J. M.**, 1991, " Impingement heat transfer under a confined slot jet. II: effect of surface motion and troughflow, " *Canadian Journal of Engineering* Vol. 69, N°1, pp.273-280

Pourquié92 **POURQUIE M., EGGELS J., NIEUWSTADT F. T. M.**, 1992, " Large-Eddy Simulation of a Turbulent jet, " *Computational Fluid Dynamics '92,* Vol. 1, Elsevier Science Publishers B.V.

Poz94 **POZ M. Y.**, 1994, " Theoretical investigation and practical applications of non-isothermic jets for the purpose of ventilating rooms, " *ASHRAE Transactions, part 4,* Vol. 16, pp. 950-959.

Quinn 88 **QUINN W. R., MILITZER J.**, 1988, " Experimental and numerical study of a turbulent free square jet, " *Physics of Fluids, Vol. 31, May,* pp. 1017-1025

Rajaratnam76 **RAJARATNAM N.**, 1976, *Turbulent jets*, Elsevier Scientific Publishing co. N. Y., 304p.

Ramaprian85 **RAMAPRIAN B. R., CHANDRASEKHARA M. S.**, 1985, " L.D.A. Measurements in plane turbulent jets, " *Journal of Fluids Engineering,* Vol. 107, pp. 264-271

Riberon83 **RIBERON J.**, 1983, *Contribution expérimentale à l'étude de la diffusion de l'air dans un local : influence des systèmes de ventilation et de chauffage sur le confort thermique***,** Thèse de Doctorat de troisième cycle de l'Université de Paris VI

Rodi82 **RODI W.**, 1982, *Turbulent buoyant jets and plumes*, H.M.T., The science & applications of heat and mass transfer, Pergamon Press, 184 p.

Sadallah85 **SADALLAH Y., CANDEL S., ESPOSITO E.**, 1985, " Analyse des transferts de masse dans un jet libre en écoulement turbulent à masse volumique variable, " *Jounées d'étude NOT. IMST* Marseille, pp. 113-147

Schlichting79 **SCHLICHTING H.**, 1979, *Boundary-Layer theory***,** Mc Graw-Hill seventh edition, 817 p.

Sfeir76 **SFEIR A. A.**, 1976, " The velocity and temperature fields of rectangular jets, " *International Journal of Heat and Mass Transfer,* Vol. 19, pp. 1289-1297

Sforza79 **SFORZA P. M., STASI N.**, 1979, " Heated three-dimensional turbulent jets, " *Journal of Heat Transfer,* Vol. 101, pp. 353-358

Sini87 **SINI J. F., DEKEYSER I.**, 1987, " Numerical prediction of turbulent plane jets and forced plumes by use of the k-ε model of turbulence, " *International Journal of Heat and Mass Transfer,* Vol. 30, N°9, pp. 1289-1297

Soper77 **SOPER B. M. H., FITT P. N.**, 1977, " A technique for predicting the cooling capabilities of submerged turbulent air jet, " *IMechE.,* pp. 109-119

Taylor51 **TAYLOR J. F., GRIMMETT H. L., COMINGS E. W.**, 1951, " Isothermal free jets of air mixing with air, " *Inc 42e Annual Meeting, Pittsburgh,Vol. 17, N°1 April*

Tennekes72 **TENNEKES H., LUMLEY J. L.**, 1972, *A first course in turbulence*, M. I. T. Press, 300 p.

Tida88 **TIDA T.**, 1988, *Convection turbulente dans le cas d'un jet pariétal plan d'eau*, Thèse de Doctorat de 3eme cycle de l'Université de Nantes, Dynamique des Fluides et des Transferts

Townsend76 **TOWNSEND A. A.**, 1976, *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge University Press, 429 p.

Vader91 **VADER D. T., INCROPERA F. P., VISKANTA R.**, 1991, " Local convective heat transfer from a heated surface to an impinging, planar jet of water, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, N°3, pp. 611-623

Vialle96 **VIALLE P.**, 1996, *Etude expérimentale de jets verticaux tridimentionnels en présence de forces de gravité*, Thèse de Doctorat de 3eme cycle de Université de Poitiers, Aérodynamique et Mécanique des fluides, Combustion, Thermique.

Vialle97 **VIALLE P.**, 1997, " Etude d'un jet plan horizontal froid par thermographie infrarouge, " *Rapport intermédiaire et final interne IMRA Europe S.A., Sophia-Antipolis, Mars & Avril* 28 & 25p.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE B

(103 références)

Abramovich63 **ABRAMOVICH G. N.**, 1963, *The theory of turbulent jets*, M.I.T. Press, 671p.

Achard86 **ACHARD P., GICQUEL R.**, 1986, *European passive solar handbook - Basic principles concepts for passive solar architecture*, Commission of the European Communuties, Brussels.

Adams96 **ADAMS O., NAUDIN N., BISSIERES D., LAVERGNE G., FARRE J., BISCOS Y.**, 1996, " Mesure de la température de gouttes dans un jet monodispersé par technique infrarouge et réfractomérie, " *Journée d'études : "Le transport de chaleur par films ou gouttelettes, " de la Société Francaise des Thermiciens, Section convection*, 3 Avril, 13p.

Aggarwal91 **AGGARWAL S. K., CHEN G., JACKSON T. A., SWITZER G. L.**, 1991, " Vaporization behavior of fuel droplets in a hot air stream, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, N°10, pp. 2669-2673.

Aggarwal95 **AGGARWAL S. K., PENG F.**, 1995, " A Review of droplet dynamics and vaporization modeling for engineering calculations, " *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 117, pp. 453-461.

Aimi97 **AIMI L.**, 1997, " Introduction d'un modèle de jet anisotherme dans le modèle zonal du logiciel BTHEBES®, " Rapport de stage ingénieur, **E**cole **N**ationale **S**upérieure d'**I**ngénieurs de **M**écanique **E**nergétique de **V**alenciennes, IMRA, Juin

Amara96 **AMARA S., LEVY N., CHAMPOUSSIN J. C., GUERRASSI N.**, 1996, " Effet de l'évaporation des gouttes sur un jet polydispersé sous presssion", *Journée d'études : "Le transport de chaleur par films ou gouttelettes, " de la Société Francaise des Thermiciens, Section convection*, 3 Avril, 10p.

Andriankin91 **ANDRIANKIN E. I., SMIRNOV V. I., SUTYRIN V. G.**, 1991, " Evaporation of fog. General relation and analysis of the case of constant undersaturaion of the vapor, " *Colloid Journal of the USSR*, Vol. 53, N°1, pp. 1-6.

Annamalai92 **ANNAMALAI K., RYAN W.**, 1992, " Interactive processes in gasification and combustion. Part I: Liquid drop arrays and clouds, " *Prog. Energy Combust. Sci*, Vol. 18, pp. 221-295.

Ayoob90 **AYOOB A. N.,** 1990, *Analyse théorique et expérimentale du refroidissement évaporatif couplés à des enveloppes de bâtiments*, Thèse de doctorat de 3eme cycle de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, 159 p.

Barthakur88 **BARTHAKUR N.N**., 1988, " A non-equilibrium thermodynamics approach to surface evaporation of water drops, " *Agricultural and Forest Meteorology*, 42, pp. 287-294

Batthi75 **BATTHI M. S., SAVERY C.W.**, 1975, " Augmentation of heat transfer in a laminar external gas boundary layer by the vaporization of suspended droplets, " *Journal of Heat Transfer*, May, pp. 179-184.

Bellan83 **BELLAN J., CUFFEL R.**, 1983, " A theory of nondilute spray evaporation based upon multiple drop interaction, " *Combustion and Flame*, 51, pp. 55-67.

Bellan87a **BELLAN J., HARSTAD K.**, 1987, " Analysis of the convective evaporation of nondilute clusters of drops, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 30, N°1, pp. 125-136.

Bellan87b **BELLAN J., HARSTAD K.**, 1987, " The details of the convective evaporation of dense and dilute clusters of drops, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 30, N°6, pp. 1083-1093.

Berlemont91 **BERLEMONT A., GRANCHER M. S., GOUESBET G.**, 1991, " On the lagrangian simulation of turbulence influence on droplet evaporation, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, N°11, pp. 2805-2812.

Berlemont95 **BERLEMONT A., GRANCHER M. S., GOUESBET G.**, 1995, " Heat and mass transfer coupling between vaporizing droplets and turbulence using a Lagrangian approach, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, N°16, pp. 3023-3034.

Bharat92 **BHARAT V., RAY A. K.**, 1992, " Evaporation and growth dynamics of a layered droplet, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°10, pp. 2389-2401.

Buck81 **BUCK A. L.**, 1981, " New equations for computing vapor pressure and enhancement factor, " *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 20, Notes, pp. 1527-1532.

Buglayev85 **BUGLAYEV V. T., VASIL'YEV F. V., STREBKOV A. S.**, 1985, " Experimental investigation of heat transfer in evaporative cooling of air flows with fine droplets, " *Heat Transfer Soviet Research*, Vol. 17, N°5, pp. 97-103

Chaudhary80 **CHAUDHARY K. C., MAXWORTHY T., REDEKOPP L. G.**, 1980, " The nonlinear capillary instability of a liquid jet, " *Journal of fluid Mechanics*, Vol. 96, N°2, 3 Parts, pp. 257-297.

Chin92 **CHIN J. S., LI W. M., ZHANG Y.**, 1992, " Experimental study of the effect of dense spray on drop size measurement by light scattering technology, " *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 114, pp. 82-88.

Choi92 **CHOI K. J., LEE H. J.**, 1992, " Experimental studies on the dynamics and evaporation of tandem liquid droplets in a hot gas flow, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°11, pp. 2921-2929.

Chraibi95 **CHRAIBI A., MAKHLOUF S., JAFFRIN A., BENTOUNES N.**, 1995, " Refroidissement évaporatif de l'air des serres : mesures et modélisation, *" Journal de Physique III*, France 5, July, pp. 1039-1053

Clift78 **CLIFT R., GRACE J. R., WEBER M. E.**, 1978, *Bubbles, drops and particles*, Academic Press, New-York, 380p.

Crowe77 **CROWE C. T., SHARMA M. P.**, Stock D. E., 1977, " The particle-source-in cell (PSI-CELL) model for gas-droplet flows, " *Journal of Fluids Engineering*, June, pp. 325-332.

Dabora67 **DABORA E. K.**, 1967, " Production of monodisperse sprays, *" The Review of Scientific Instruments*, Vol.38, N°4, April, pp. 502-506

Dufour63 **DUFOUR L., DEFAY R.**, 1963, *Thermodynamics of clouds*, Academic Press, New-York, 255p.

Erens93 **ERENS P. J., DREYER A. A.**, 1993, " Modelling of indirect evaporative air coolers, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, N°1, pp. 17-26

Fichot94 **FICHOT F., HARSTAD K., BELLAN J.**, 1994, " Unsteady evaporation and combustion of a drop cluster inside a vortex, " *Combustion and Flame*, 98, pp. 5-19.

Fitzgerald75 **FITZGERALD J. W.**, 1975, " Approximation formulas for the equilibrium size of an aerosol particle as a function of its dry size composition and the ambient relative humidity, " *Journal of applied Meteorology*, Vol. 14, pp. 1044-1049.

Ferron77 **FERRON G. A.**, 1977, " The size of soluble aerosol particles as a function of the humidity of the air. Application to the human respiratory tract, " *Journal of Aerosol Science*, Vol. 8, pp. 251-267.

Ferron88 **FERRON G. A., HAIDER B., KREYLING W. G.**, 1988, " Inhalation of salt aerosol partiles- I. Estimation of the temperature and relative humidity of the air in the human upper airways, " *Journal of Aerosol Science*, Vol. 19, N°3, pp. 343-363.

Ferron90 **FERRON G. A., SODERHOLM S. C.**, 1990, " Estimation of the times for stabilization of salt solution particles, " *Journal of Aerosol Science*, Vol. 21, N°3, pp. 415-429.

Fonzes94a **FONZES G.**, 1994, *Etudes et amélioration des conditions thermiques dans un habitacle de voiture*, Thèse de doctorat de 3ème cycle en Energétique de l'Ecole des Mines de Paris, 144 p.

Fonzes94b **FONZES G. & al.**, 1994, " Dispositif de pulvérisation, notamment d'eau sous forme de micro-gouttelettes, apte à fonctionner dans un milieu non stationnaire, " *Brevet Français N°9408204 4 Juillet*.

Fuchs59 **FUCHS N. A.**, 1959, *Evaporation and droplet growth in gaseous media*., Pergamon Press London, 72 p.

Ghiaasiaan94 **GHIAASIAAN S. M., LUO D.**, 1994, " Transient mass transfer at the surface of an evaporating stationary droplet, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, N°3, pp. 461-468.

Giovannini94 **GIOVANNINI A., GUYOMAR D**., **GSCHWIND M., FONZES G.,** 1994, " Evaluation and design of new piezoelectrical droplets generator, *" I.E.E.E. International Ultrasonnic Symposium*, 1-4 Novembre, Cannes.

Gohar82 **GOHAR M. I. F.**, 1982, *Etude de la dispersion d'un aérosol dans un écoulement turbulent*, Thèse de docteur-ingénieur en Energétique, de l'Université de Rouen, 150 p.

Grancher90 **GRANCHER M. S.**, 1990, *Simulation de l'évaporation de gouttelettes en écoulement turbulent suivant une approche lagrangienne*, Thèse de doctorat de 3ème cycle en Energétique de l'Université de Rouen, 113p.

Guerrassi95 **GUERRASSI N., CHAMPOUSSIN J. C.**, 1995, " Mesure de la taille et de la vitesse des gouttes dans un jet diesel, " *Entropie*, N° 190, pp. 35-42.

Guerassimoff93 **GUERASSIMOFF G.**, 1993, " Etude théorique et expérimentale du refroidissement par évaporation de gouttelettes d'eau, " Rapport interne, Ecole des Mines de Paris, Centre d'Energétique, 40 p.

Häupl97 **HÄUPL P., GRUNEWALD J., FECHNER H., STOPP H.**, 1997, " Coupled heat and moisture transfer in bulding structures, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, N°7, pp. 1633-1642.

Hoffer72 **HOFFER T., BOWEN J.**, 1972, " Droplet studies in a vertical wind tunnel : evaporation of drops in naturally contaminated air, " *Journal de Recherches Atmosphériques*, pp. 259-263.

Hubbard75 **HUBBARD G. L., DENNY V. E., MILLS A. F.**, 1975, " Droplet evaporation : effects of transients and variable properties, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 1003-1008.

Hwang88 **HWANG T. H., MOALLEMI M. K.**, 1988, " Heat transfer of evaporating droplets in low pressure systems, " *International Communication of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 635-644.

Inard88 **INARD C.**, 1988, *Contribution à l'étude du couplage thermique entre un émetteur de chaleur et un local*, Thèse de doctorat de l'INSA de Lyon

Kalkkinen91 **KALKKINEN J., VESALA T., KULMALA M.**, 1991, " Binary droplet evaporation in the presence of an inert gas : an exact solution of the Maxwell-Stefan equations, " *International Communication of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 117-126.

Kimura91 **KIMURA K. I.**, 1991, " Evaporative cooling effecte in hot and humid urban spaces, " *S. Alvarez et al. (eds.), Architecture and Urban Space, Kluwer Academic Publishers*, pp. 631-636

Klassen92 **KLASSEN M., DI MARZO M., SIRKIS J.**, 1992, " Infrared thermography of dropwise evaporative cooling, " *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5, pp. 136-141.

Kneer93 **KNEER R., SCHNEIDER M., NOLL B., WITTIG S.**, 1993, " Diffusion controlled evaporation of a multicomponent droplet : theoretical studies on the importance of variable liquid properties, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, N°9, pp. 2403-2415.

Kulmala95 **KULMALA M., VESALA T.**, 1995, " Mass transfer from a drop - II. Theoretical analysis of temperature dependent mass flux correlation, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, N°9, pp. 1705-1708.

Künzel97 **KÜNZEL H. M., KIESSL K.**, 1997, " Calculation of heat and moisture transfer in exposed building components, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, N°1, pp. 159-167.

Labowsky76 **LABOWSKY M.**, 1976, " The effects of nearest neighbor interactions on the evaporation rate of cloud particles, " *Chemical Engineering Science*, Vol. 31, pp. 803-813.

Lacas93 **LACAS F., VERSAEVEL P., SCOUFFLAIRE P.**, 1993, " Pulvérisation par ultrasons, caractérisation et applications, " *Journée d'étude SFT, pulvérisation des liquides*, Paris, 1er décembre

Laret80 **LARET L.,** 1980, *Contribution au développement de modèles mathématiques du comportement thermique transitoire de structures d'habitation*, Thèse de doctorat de l'Université de Lièges

Larsen78 **LARSEN P. S., JENSEN J. W.**, 1978, " Evaporation rates of drops in forced convection with superposed transverse sound field, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 511-517.

Law76 **LAW C. K.**, 1976, " Unsteady droplet combustion with droplet heating, " *Combustion and Flame*, 26, pp. 17-22.

Law77 **LAW C. K.**, 1977, " Adiabatic spray vaporization with droplet temperature transient, " *Combustion Science and Technology*, Vol.15, pp. 65-74.

Lefebvre89 **LEFEBVRE A. H.**, 1989, *Atomization and sprays*, Hemisphere publishing corporation, 421p.

Letartre89 **LETARTRE T., DELANOY B.**,1989, " Procédé de micropulvérisation d'une solution par ultra son et diffuseur de microgouttelettes mettant en œuvre ledit procédé, " *Brevet Français N° 2655279*, 1er Décembre

Lewis22 **LEWIS W. K.**, 1922, " The evaporation of a liquid into a gas, " *Mechanical Engineering*, Vol. 44, 445, (*Int. J. Heat Mass Transfer* Vol.5, pp. 109-112, 1962).

Linan85 **LINAN A.**, 1985, " Theory of droplet vaporization and combustion, *" Ecole d'été sur les problèmes non linéaires appliqués CEA-INRIA-EDF*.

Lüchow92 **LÜCHOW K., VON ZABELTITZ C.**, 1992, " Investigation of a spray cooling system in a plastic-film greenhouse, *" Journal of Agricultural Engineering Research*, Vol. 52, pp. 1-10

Mayinger92 **MAYINGER F., CHAVEZ C.**, 1992, " Measurement of direct-contact condensation of pure saturated vapor on an injection spray by applying pulsed laser holography, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°3, pp. 691-702.

Mestayer88 **MESTAYER P., LEFAUCONNIER C.**, 1988, " Spray droplet generation, transport, and evaporation in a wind wave tunnel during the humidity exchange over the sea experiments in the simulation tunnel, " *Journal of Geophysical Research*, Vol. 93, N° C1, pp. 572-586.

Michaelides91 **MICHAELIDES E. E., LASEK A.**, 1991, " Particulate flow with sublimation or evaporation and with thermal and hydrodynamic non-equilibrium, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, N°3, pp. 601-609.

Michaelides91 **MICHAELIDES E. E., LIANG L., LASEK A.**, 1992, " The effect of turbulence on the phase change of droplets and particles under non-equilibrium conditions, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.35, N°9, pp. 2069-2076.

Mizutani72 **MIZUTANI Y., UGA Y., MISHIMOTO T.**, 1972, " An investigation of ultrasonic atomization, " *Bulletin of the JSME*, Vol. 13, N°83, pp. 620-627.

Nesic91 **NESIC S., VODNIC J.**, 1991, " Kinetics of droplet evaporation, " *Chemical Engineering Science*, Vol. 46, N°2, pp. 527-537.

Okuyama67 **OKUYAMA M., ZUNG T.**, 1967, " Evaporation-condensation coefficient for small droplets, " *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 46, N°5, pp. 1580-1585.

Ormancey84 **ORMANCEY A**., 1984, *Simulation du comportement de particules dans des écoulements*, Thèse de doctorat de 3ème cycle, Ecole des Mines de Paris, Génie Chimique, 168p.

Park96 **PARK T. W., AGGARWAL K., KATTA V. R.**, 1996, " A numerical study of droplet-vortex interactions in an evaporating spray, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, N°11, pp. 2205-2219.

Perry84 **PERRY R. H., DON GREEN**, 1984, *Perry's chemical engineers' handbook*, Mac Graw Hill sixth edition 1984.

Peters95 **PETERS F., MEYER K. A. J.**, 1995, " Measurement and interpretation of growth of monodispersed water droplets suspended in pure vapor, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.38, N°17, pp. 3285-3293.

Pruppacher79 **PRUPPACHER H. R., RASMUSSEN R.**, 1979, " A wind tunnel investigation of rate of evaporation of large water drops falling at terminal velocity in air, " *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 36, pp. 1255-1260.

Pruppacher80 **PRUPPACHER H. R., KLETT J. D.**, 1980, *Microphysics of clouds and precipitation*, D. Reidel publishing company, Dordrecht, Holland, 714 p.

Ranz52a **RANZ W. E., MARSHALL W. R. JR.**, 1952, " Evaporation from drops (part I), " *Chemical Engineering Progress*, Vol.48, N°3, pp. 141-146.

Ranz52b **RANZ W. E., MARSHALL W. R. JR.**, 1952, " Evaporation from drops (part II), " *Chemical Engineering Progress*, Vol.48, N°4, pp. 173-180.

Renksizbulut92 **RENKSIZBULUT M., BUSSMANN M., LI X.**, 1992, " A droplet vaporization model for spray calculations, " *Part. Part. Syst. Charact*., 9, pp. 59-65.

Rodriguez91a **RODRIGUEZ E. A., ALVAREZ S., MARTIN R.**, 1991, " Direct air cooling from water drop evaporation, " *S. Alvarez et al. (eds.), Architecture and Urban Space, Kluwer Academic Publishers*, pp. 619-624.

Rodriguez91b **RODRIGUEZ E. A., ALVAREZ S., MARTIN R.**, 1991, " Water drops as a natural cooling resource. Physical principles, *" S. Alvarez et al. (eds.), Architecture and Urban Space, Kluwer Academic Publishers*, pp. 499-504.

Rogers79 **ROGERS R. R.**, 1979, *A short course in cloud physics*, Pergamon Press, New-York, 233p.

Rouault91 **ROUAULT M., MESTAYER P.**, 1991, " A model of evaporating spray droplet dispersion, " *Journal of Geophysical Research*, Vol. 96, N° C4, pp. 7181-7200.

Saboni91 **SABONI A.**, 1991, *Contribution à la modélisation du transfert de masse entre un gaz et une goutte d'eau*, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Physique et Chimie de l'Environnement,

Sacadura82 **SACADURA J. F.**, 1982, *Initiation aux transferts thermiques*, Technique et documentation, Paris, 445p.

Shuen87 **SHUEN J. S.**, 1987, " Effects of droplet interactions on droplet transport at intermediate Reynolds numbers, " *Report N° NASA CR-179567*, AIAA-87-0137.

Spalding79 **SPALDING D. B.**, 1979, *Combustion and mass transfer*, Pergamon Press, 409p.

Smolik84 **SMOLIK J., VITOVEC J.**, 1984, " Quasistationary evaporation of a droplet into a multicomponent gaseous mixture, " *Journal of Aerosol Sciences*, Vol. 15, N°5, pp. 545-552.

Stern74 **STERN Sté Frères S.A.**, 1974, " Distributeur de liquide sous forme de brouillard, " Brevet Français N° 2234046, 19 Juin

Tishkoff79 **TISHKOFF J. M.**, 1979, " A model for the effect of droplet interaction on vaporization, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1407-1415.

Tong88 **TONG A. Y., CHEN S. J.**, 1988, " Heat transfer correlations for vaporizing liquid droplet arrays in a high temperature gas at intermediate Reynolds number, " *International Journal of Fluid Flow*, Vol. 9, pp. 118-130.

Topp72 **TOPP M. N., EISENKLAM P.**, 1972, " Industrial and medical use of ultrasonic atomizers, " *Ultrasonics*, pp. 127-133

Wong92 **WONG S. C., CHANG J. E.**, 1992, " Evaporation of non-dilute and dilute monodisperse droplet clouds, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°10, pp. 2403-2411.

Wu79 **WU J.**, 1979, " Spray in the atmospheric surface layer : Review and analysis of laboratory and oceanic results, " *Journal of Geophysical Research*, Vol. 84, N° C4, pp. 1693-1704.

Yao76 **YAO S. C., SCHROCK V. E.**, 1976, " Heat and mass transfer from freely falling drops, " *Journal of Heat Transfer*, February, pp. 120-126.

Yoon86 **YOON S. J.**, 1986, *Contribution à l'étude de la diffusion avec transfert de masse de gouttelettes dans un ecoulement gazeux turbulent*, Thèse de doctorat de l'Université de Strasbourg, Mécanique des Fluides, 51p.

Young91 **YOUNG J. B.**, 1991, " The condensation and evaporation of liquid droplets in a pure vapour at arbitrary Knudsen number, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, N°7, pp. 1649-1661.

Young93 **YOUNG J. B.**, 1993, " The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number in the presence of an inert gas, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, N°11, pp. 2941-2956.

Yuen78 **YUEN M. C., CHEN L. W.**, 1978, " Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 537-542.

Zhang95 **ZHANG G. J., ISHII M.**, 1995, " Isokinetic sampling probe and image processing system for droplet size measurement in two-phase flow, " *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, N°11, pp. 2019-2027.

Zung67 **ZUNG J. T.**, 1967, " Evaporation rate and lifetimes of clouds and sprays in air : The cellular model, " *Journal of chemical physics*, Vol. 46, N°6, pp. 2064-2070.