

Simulation numérique de la formation des traînées de
condensation dans le champ proche d'un
turboréacteur d'avion

par

Sébastien CANTIN

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE MÉCANIQUE
M. Sc. A.

MONTREAL, LE 05 NOVEMBRE 2018

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

©Tous droits réservés, Sébastien Cantin, 2018

©Tous droits réservés

Cette licence signifie qu'il est interdit de reproduire, d'enregistrer ou de diffuser en tout ou en partie, le présent document. Le lecteur qui désire imprimer ou conserver sur un autre media une partie importante de ce document, doit obligatoirement en demander l'autorisation à l'auteur.

PRÉSENTATION DU JURY

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

M. François Garnier, directeur de mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. François Morency, codirecteur de mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Stéphane Hallé, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Patrice Seers, membre du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 11 OCTOBRE 2018

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements sont adressés à mes deux directeurs, mon directeur de maîtrise le Pr. François Garnier et mon codirecteur le Pr. François Morency pour la qualité de leur encadrement. J'ai particulièrement apprécié de travailler avec eux que ce soit au terme des réunions que nous avons eues ou pour les conseils pertinents en matière de rédaction et de rigueur scientifique. Je souhaiterais remercier le Pr. François Garnier pour le sujet qu'il m'a proposé auquel j'ai eu beaucoup d'attrait et pour son soutien financier m'ayant donné l'opportunité de participer à la conférence *Global Power and Propulsion Society* (GPPS), à Montréal. Cette expérience fut particulièrement enrichissante.

J'aimerais également adresser mes remerciements au Dr. Charles E. Tinney de l'université du Texas pour le partage de ses travaux de recherche notamment sur les résultats de mesures expérimentales d'un jet coaxial en régime compressible. Ses résultats m'ont permis d'évaluer et de comparer mes résultats numériques aux siens.

Merci aux collègues du laboratoire TFT et plus particulièrement Jonathan Brulatout et Sitraka Razanamparany pour l'aide précieuse qu'ils m'ont fourni sur la prise en main de Linux et sur l'utilisation des supercalculateurs du TFT et de Compute Canada. À mes collègues du LATNA Saleh Yakhya et Kevin Baudy pour l'atmosphère chaleureuse qu'ils ont suscité quotidiennement. Également merci à Thomas Leplanois avec lequel j'ai passé une bonne partie de la maîtrise que ce soit à l'ÉTS ou lors des activités en dehors du cadre du projet.

Merci à l'Institut national des sciences appliquées, à Blois en France, de m'avoir donné l'opportunité d'effectuer cette maîtrise à l'ÉTS.

En dernier lieu, un grand merci à ma famille qui m'a toujours encouragé à poursuivre et à persévérer dans mes études.

SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA FORMATION DES TRAÎNÉES DE CONDENSATION DANS LE CHAMP PROCHE D'UN TURBORÉACTEUR D'AVION

Sébastien CANTIN

RÉSUMÉ

L'impact des traînées de condensation sur le bilan radiatif terrestre est désormais admis dans la communauté scientifique, mais difficilement quantifiable. Dans ce contexte, ce travail de recherche se propose d'étudier la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion.

La simulation numérique de la dynamique des fluides (CFD) est l'outil utilisé dans cette étude. Les équations instationnaires de Navier-Stokes moyennées de Reynolds (URANS) sont résolues pour la phase gazeuse en régime turbulent et compressible. En effet, une approche eulérienne pour la phase gazeuse composée d'air et de vapeur d'eau est en interaction avec une phase solide composée de particules passives. Le mouvement de ces particules passives représentant des particules de suies issues de la combustion du turboréacteur et des cristaux de glace reposent sur une approche lagrangienne. La croissance des cristaux de glace est calculée grâce au modèle mathématique de Fukuta et Walter programmé à cet effet dans le logiciel commercial STAR-CCM+.

Les résultats portent sur l'influence du *by-pass* sur les propriétés aérothermodynamiques du jet propulsif et microphysiques des cristaux de glace. L'énergie cinétique turbulente est basse dès les premiers instants du jet propulsif et les cristaux de glace sont formés plus tard avec la configuration *by-pass*. Cependant, l'énergie cinétique turbulente s'intensifie avec la distance derrière le turboréacteur et la température diminue rapidement sur les bords du jet, là où la turbulence est maximale. Le nombre de cristaux de glace formés ainsi que la taille des cristaux de glace sont plus élevés à la fin du domaine avec le *by-pass*. Également, des études paramétriques ont été menées afin d'évaluer l'influence des paramètres de sortie du turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace. Par exemple, les résultats de l'étude paramétrique montrent que la température ambiante plus froide de 9K influe de manière importante sur le rayon moyen des cristaux de glace (+160,35 %) et sur le nombre de cristaux de glace formés (+24,54 %).

Mots-clés : traînées de condensation, champ proche, turbulent, compressible, particules, croissance des cristaux de glace, bypass

NUMERICAL SIMULATION ON THE FORMATION OF CONTRAIL ICE PARTICLE GROWTH IN THE NEAR FIELD OF AN AIRCRAFT ENGINE

Sébastien CANTIN

ABSTRACT

The impact of contrails on the radiative budget balance is now admitted in the scientific community, but hardly to quantify. In this context, this research work aims to study the formation of contrails in the near field of an aircraft.

Computational fluids dynamics (CFD) is the tool used in this study. The Unsteady Reynolds-Averaged Navier Stokes (URANS) equations are solved for the gaseous phase in the turbulent and compressible regime. Indeed, an Eulerian approach for the gaseous phase composed of air and water vapour is in interaction with the solid phase composed of passive particles. This latter represent soot particles issued from the engine combustion and ice crystals relying on a Lagrangian approach. Ice crystals growth is calculated by the mathematical model of Fukuta and Walter computed in the commercial software STAR-CCM+.

The results show the influence on the bypass flow on aerothermodynamics properties of the plume and microphysics properties of ice crystals. The turbulent kinetic energy is low from the first moment of the plume and ice crystals are formed later with the bypass configuration. However, that the turbulent kinetic energy increase with downstream distance behind the engine and the temperature drop quickly in the edge of the jet, where the turbulence is maximale. The number and size of ice crystals were higher at the end of the computational domain with the bypass flow configuration. Moreover, parametric studies were carry on so as to evaluate the influence of engine exit parameters (initial particles number, initial particles radius, water vapour quantity) and atmospheric (ambient temperature, ambient relative humidity) on the microphysical properties of ice crystals. For example, the results of the parametric study show that a colder ambient temperature of 9K significantly affects the mean ice crystals radius (+160.35 %) and the number of ice crystals formed (+24,54 %).

Keywords : contrails, near field, turbulent, compressible, particles, ice crystals growth, bypass

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE.....	5
1.1 Mise en contexte sur le mécanisme de la dynamique du mélange dans le champ proche d'un avion	5
1.1.1 Préambule : la structure du jet coaxial.....	6
1.1.2 Application du jet coaxial à la dynamique du jet propulsif : le régime jet.....	8
1.1.3 Dilution du jet propulsif.....	9
1.2 Mécanisme de formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion	12
1.2.1 Émissions caractéristiques des turboréacteurs d'avion.....	12
1.2.2 Nucléation	13
1.2.3 Thermodynamique de la formation des traînées de condensation	15
1.2.4 Effet de Kelvin.....	17
1.3 Travaux antérieurs sur les traînées de condensation dans le champ proche d'un avion.....	18
1.3.1 Travaux antérieurs	18
1.3.2 Influence des paramètres sur la formation des traînées de condensation	20
1.3.2.1 Les paramètres de sortie d'un turboréacteur	21
1.3.2.2 Les paramètres atmosphériques	22
1.4 Synthèse et critique de la revue de littérature	23
1.5 Objectif de recherche	25
CHAPITRE 2 MODELE MATHEMATIQUE ET METHODE NUMERIQUE.....	27
2.1 Hypothèses et définition du problème	27
2.2 Équations mathématiques pour la phase gazeuse	30
2.3 Équations mathématiques pour la phase solide	35
2.4 Équations mathématiques pour la résolution de l'écoulement turbulent	39
2.4.1 Décomposition de Reynolds et moyenne de Favre.....	39
2.4.2 Équations moyennées.....	40
2.4.3 Modèle de turbulence.....	41
2.5 Méthode numérique pour la discrétisation des équations mathématiques.....	43
2.5.1 Méthode des volumes finis	43
2.5.2 Solveur Lagrangien.....	44
2.5.3 Discrétisation	44
2.6 Conclusion partielle	46
CHAPITRE 3 CHOIX DU MODELE DE TURBULENCE.....	49
3.1 Présentation du cas expérimental.....	49

3.2	Méthodologie	51
3.2.1	Création du domaine de calcul.....	51
3.2.2	Initialisation des simulations.....	52
3.2.3	Élaboration du maillage	54
3.3	Présentation des résultats	55
3.3.1	Étude de convergence du maillage	55
3.3.2	Choix du modèle de turbulence	58
3.4	Conclusion partielle	74
CHAPITRE 4 SIMULATION NUMERIQUE INSTATIONNAIRE EN 3D DE JET PROPULSIF DANS LE CHAMP PROCHE D'UN TURBORÉACTEUR D'AVION.....		
4.1	Méthodologie	76
4.1.1	Création du domaine de calcul.....	76
4.1.2	Initialisation des simulations.....	78
4.1.3	Élaboration du maillage	82
4.2	Présentation des résultats	83
4.2.1	Étude de convergence du maillage	84
4.2.2	Étude de convergence temporelle	85
4.2.3	Rapport de dilution du jet propulsif.....	87
4.2.4	Taille des cristaux formés	90
4.2.5	Influence du <i>by-pass</i> sur la formation des traînées de condensation	92
4.2.5.1	Comparaison de la dynamique du jet propulsif	92
4.2.5.2	Comparaison des propriétés thermodynamiques du jet propulsif.....	94
4.2.5.3	Comparaison des propriétés sur la formation des cristaux de glace	96
4.2.5.4	Synthèse de l'étude de l'influence du <i>by-pass</i> sur la formation des traînées de condensation	103
4.2.6	Étude paramétrique	104
4.2.6.1	Nombre initial de particule de suies.....	105
4.2.6.2	Quantité initiale de vapeur d'eau dans le jet.....	107
4.2.6.3	Rayon initial de particules de suies.....	109
4.2.6.4	Température ambiante	111
4.2.6.5	Humidité relative ambiante.....	113
4.2.6.6	Synthèse de l'étude paramétrique	116
4.3	Conclusion partielle	117
CONCLUSION.....		119
RECOMMANDATIONS		123
ANNEXE I	MODELE MATHEMATIQUE POUR LA CROISSANCE DES CRISTAUX.....	127
ANNEXE II	GRANDEURS THERMODYNAMIQUES	139

ANNEXE III	RESULTATS COMPLEMENTAIRES SUR LES ERREURS MOYENNES ET MAXIMALES SUR LES PROFILS RADIAUX DE LA VITESSE AXIALE MOYENNÉE.....	143
ANNEXE IV	CARACTERISTIQUES DU TURBORÉACTEUR.....	145
BIBLIOGRAPHIE.....		147

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 3.1	Conditions initiales pour le turboréacteur et les conditions ambiantes.....53
Tableau 3.2	Paramètres utilisés pour le calcul du rapport de raffinement.....55
Tableau 3.3	Résultats de l'étude GCI.....57
Tableau 3.4	Récapitulatif des simulations pour l'étude sur le choix de la configuration du modèle de turbulence.....58
Tableau 3.5	Comparaison des EMO et EMA sur la décroissance du jet primaire et du jet secondaire.....63
Tableau 3.6	Comparaison des longueurs de cône potentiel.....64
Tableau 4.1	Conditions initiales pour le turboréacteur et les conditions ambiantes.....80
Tableau 4.2	Paramètres utilisés pour l'étude GCI.....84
Tableau 4.3	Résultats de l'étude GCI.....85
Tableau 4.4	Récapitulatif des simulations pour l'étude de la discrétisation temporelle86
Tableau 4.5	Comparaison des rayons moyens avec des résultats expérimentaux91
Tableau 4.6	Récapitulatif des simulations pour l'étude sur l'influence du <i>by-pass</i>92
Tableau 4.7	Récapitulatif des simulations pour l'étude paramétrique.....104

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1.1	Vue en coupe d'un profil de la région initiale d'un jet coaxial subsonique.....6
Figure 1.2	Schématisation de la phase du régime jet Tirée de (Khou, 2016)8
Figure 1.3	Rapport de dilution en fonction de l'âge du jet propulsif Tirée de Schumann et al., 1998)10
Figure 1.4	Illustration du diagramme $Pv-T$16
Figure 2.1	Schématisation du problème considéré.....28
Figure 3.1	Schématisation de la tuyère51
Figure 3.	Conditions aux limites du domaine de calcul52
Figure 3.3	a) Visualisation du maillage de domaine de calcul, b) et du maillage dans la tuyère54
Figure 3.4	Représentation des isocontours de la vitesse axiale moyennée avec le modèle $k - \epsilon$ Standard.....60
Figure 3.5	Représentation des isocontours de l'énergie cinétique turbulente moyenne avec le modèle $k - \epsilon$ Standard61
Figure 3.6	Comparaison de la décroissance de la vitesse axiale moyennée pour les cinq configurations des modèles de turbulence, a) pour le jet primaire, b) pour le jet secondaire62
Figure 3.7	Comparaison de la décroissance de l'énergie cinétique turbulente moyenne les cinq configurations des modèles de turbulence, a) pour le jet primaire, b) pour le jet secondaire65
Figure 3.8	Comparaison des profils radiaux de la vitesse axiale moyennée pour différentes positions axiales.....66
Figure 3.9	Comparaison des profils radiaux de contrainte de cisaillement pour différentes positions axiales.....69
Figure 3.10	Comparaison de la vitesse en proche paroi.....73
Figure 4.1	a) Photographie de l'arrière-corps d'un CFM56 Tirée de (Cleynen), b) et géométrie simplifiée du CFM56.....76

Figure 4.2	a) Conditions aux limites du domaine de calcul (non à l'échelle), et b) vue de face du turboréacteur avec les dimensions caractéristiques.....	77
Figure 4.3	Diagramme de Schmidt-Appleman révisé pour un turboréacteur avec une efficacité de propulsion $\eta=0,24$ et un indice d'émission de vapeur d'eau $E_{H_2O} = 1,34 \text{ kg. (kg. carb)}^{-1}$ Tirée de (Khou, 2016).....	81
Figure 4.4	Visualisation du maillage de domaine de calcul a) sur le turboréacteur, b) et sur la pointe du turboréacteur	83
Figure 4.5	Évolution temporelle moyenne de la taille du rayon des cristaux de glace	87
Figure 4.6	Comparaison du rapport de dilution avec des résultats expérimentaux Tirée et adaptée de (Schumann et al., 1998).....	89
Figure 4.7	Évolution de la taille du rayon des cristaux en fonction de la position axiale z/D_s	91
Figure 4.8	Sections des isocontours de l'énergie cinétique turbulente moyenne pour la configuration a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i> , à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$	93
Figure 4.9	Comparaison de la dilution du jet propulsif avec <i>by-pass</i> et sans <i>by-pass</i>	94
Figure 4.10	Sections des isocontours de la température a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i> , à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$	95
Figure 4.11	Sections des isocontours de la fraction massique de vapeur d'eau a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i> , à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$	95
Figure 4.12	Sections des isocontours de la saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide pour la configuration a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i> , à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$	96
Figure 4.13	Représentation de la taille des rayons de particules a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i>	97
Figure 4.14	Évolution de la taille du rayon des cristaux en fonction de la position axiale z/D_s	98
Figure 4.15	Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour la configuration avec <i>by-pass</i> et sans <i>by-pass</i>	99

Figure 4.16	Représentation des particules ayant $r_p > 20$ nm représentant le jet propulsif de cristaux de glace pour la configuration a) avec <i>by-pass</i> , et b) sans <i>by-pass</i>100
Figure 4.17	Évolution de la saturation des particules solides en fonction de la position axiale z/D_s pour la configuration avec <i>by-pass</i> et sans <i>by-pass</i>101
Figure 4.18	Évolution de la fraction de particules saturées ($r_p > 20$ nm) adimensionnée en fonction de la position axiale z/D_s pour la configuration avec <i>by-pass</i> et sans <i>by-pass</i>102
Figure 4.19	Évolution de la température adimensionnelle des particules solides en fonction de la position axiale z/D_s103
Figure 4.20	Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux nombres initiaux de particules de suies différents106
Figure 4.21	Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux nombres initiaux de particules de suies différents107
Figure 4.22	Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux quantités initiales de la vapeur d'eau différentes108
Figure 4.23	Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux quantités initiales de la vapeur d'eau différentes109
Figure 4.24	Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux rayons initiaux de particules de suies différentes110
Figure 4.25	Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux rayons initiaux de particules de suies différentes111
Figure 4.26	Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs de température ambiante différentes112
Figure 4.27	Distribution de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs d'humidités ambiantes relatives différentes113
Figure 4.28	Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs d'humidités ambiantes relatives différentes114

Figure 4.29	Distribution de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs d'humidités ambiantes relatives différentes115
Figure 4.30	Récapitulatif de l'influence des paramètres a) sur le rayon moyen, et b) sur le nombre de cristaux formés, par rapport au cas de référence.....117

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AFR	<i>Air-Fuel Ratio</i> (Rapport massique d'air sur carburant)
ATTAS	<i>Advanced Technologies Testing Aircraft System</i>
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
CME	Couche de mélange externe
CMI	Couche de mélange interne
EI	<i>Emission Index</i> (indice d'émission)
EMA	Erreur maximale relative
EMO	Erreur moyenne relative
GCI	<i>Grid Convergence Index</i> (Indice de convergence du maillage)
GCM	<i>General Circulation Model</i> (Modèle de circulation général)
ID	Index
JP	Jet primaire
JS	Jet secondaire
MUSCL	<i>Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws</i> (Schéma amont monotone pour lois conservatives)
ICEM	<i>Integrated Computer Engineering and Manufacturing</i>
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i> (Anémométrie par laser à effet Doppler)

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Symboles de notation

Φ	Valeur moyenne de Reynolds de φ
φ'	Fluctuation de φ
φ	Valeur instantanée
$\overline{\quad}$	Valeur moyenne de Favre
$'$	Fluctuation d'une variable
$ \quad $	Valeur absolue d'une variable

Symboles grecs

α	Coefficient d'accommodation thermique
β	Coefficient de condensation
δ	Épaisseur de la couche limite (m)
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
δt_p	Pas de temps relatif à la phase solide (s)
Δt	Pas de temps à la phase gazeuse (s)
$\Delta x, \Delta r, \Delta z$	Pas d'espace du maillage (m)
ε	Taux de dissipation ($m^2.s^{-3}$)
ε_0	Taux de dissipation à l'état initial dans le milieu ambiant ($m^2.s^{-3}$)
γ	Indice adiabatique d'un gaz
λ_v	Rapport de vitesse du jet secondaire sur jet primaire
λ	Libre parcours moyen des molécules gazeuses
η	Rendement du turboréacteur
	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)
ρ_a	- de l'air
ρ_g	- du gaz
ρ_p	- d'une particule
ρ_v	- de la vapeur d'eau
$\rho_{v,\lambda}$	- de la vapeur d'eau dans la couche limite les particules
$\rho_{v,\infty}$	- de la vapeur d'eau au-delà de la couche limite des particules
$\rho_{v,S}$	- de la vapeur d'eau à la surface des particules
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses dans le gaz ($kg.m^{-1}.s^{-2}$)
τ_{ij}^R	Tenseur des contraintes de Reynolds ($kg.m^{-1}.s^{-2}$)
τ_w	Cisaillement en proche paroi ($kg.m^{-1}.s^{-2}$)
σ	Tension surfacique ($J.m^{-2}$)
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes du modèle de turbulence $k - \varepsilon$
μ_g	Viscosité dynamique du gaz ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
μ_{ref}	- de référence
μ_t	Viscosité dynamique turbulente ($m^2.s^{-1}$)
μ_{t_a}	- turbulente de l'air

$\mu_{t,v}$	- de la vapeur d'eau ($m^2.s^{-1}$)
ω	Taux de dissipation spécifique (s^{-1})

Symboles latins

A_1, A_2, A_3	Aire du domaine de calcul (m^2)
D_p, D_s	Diamètre extérieur du jet primaire et du jet secondaire (m)
$C_{p,a}$	Chaleur spécifique à pression constante de l'air ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
$C_{p,v}$	Chaleur spécifique à pression constante de la vapeur d'eau ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
D_a	Coefficient de diffusion de l'air dans la phase gazeuse ($m^2.s^{-1}$)
D_v	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans la phase gazeuse l'air ($m^2.s^{-1}$)
E_g	Énergie totale du gaz (J)
H_g	Enthalpie du gaz (J)
j_a	Flux de diffusion de l'air ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)
j_v	Flux de diffusion de la vapeur d'eau ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)
K	Énergie cinétique turbulente moyenne ($m^2.s^{-2}$)
k	Énergie cinétique turbulente ($m^2.s^{-2}$)
k_g	Conductivité thermique du gaz ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
L_c	Chaleur latente de changement de phase ($J.kg^{-1}$)
L	Longueur de la tuyère (m)
m_{carb}	Masse de carburant (kg)
m_i	Masse d'une espèce (kg)
$\dot{m}$	Variation de masse dans une particule (kg)
$\dot{m}_{carb}$	Consommation de carburant ($kg.s^{-1}$)
	Masse molaire ($kg.mol^{-1}$)
M_a	- de l'air
M_g	- du gaz
M_v	- de la vapeur d'eau
m_v	Masse d'une molécule d'eau (kg)
P_ϵ	Taux de production de ϵ ($m^2.s^{-3}$)
P_k	Taux de production de k ($m^2.s^{-2}$)
	Pression (Pa)
p_g	- du gaz
P_v	- partielle de vapeur d'eau
P_{sat}	- de vapeur saturante
$P_{sat,f}$	- de vapeur saturante sur une surface plane
$P_{sat,S}$	- de vapeur saturante à la surface des particules
$P_{statique}$	- statique
P_{totale}	- totale
$P_{v,\lambda}$	- dans la couche limite des particules
p_∞	- du gaz au-delà de la couche limite des particules
Q	Energie libéré par le processus de changement de phase (J)
q_g	Flux de chaleur par conduction dans le gaz ($W.m^{-2}$)

$R_{p,ext}, R_{p,int}$	Rayon extérieur et intérieur du jet primaire (m)
$R_{s,ext}, R_{s,int}$	Rayon extérieur et intérieur du jet secondaire (m)
R	Constante universelle des gaz parfaits ($J.mol^{-1}.K^{-1}$)
r_a	Constante spécifique de l'air par unité de masse ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
r_g	Constante spécifique du mélange gazeux ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
r_λ	Rayon du parcours libre moyen (m)
r_p	Rayon d'une particule (m)
r_p^m	Rayon moyen d'une particule (m)
$\vec{r}, \vec{\theta}, \vec{z}$	Vecteurs de coordonnées polaires
T_e	Échelle de temps des grandes échelles (s)
T	Température (K)
T_a	- ambiante de l'air
T_g	- du gaz
T_p	- du jet primaire
T_s	- du jet secondaire
T_S	- à la surface des particules
T_p	- d'une particule
T_λ	- du gaz dans la couche limite des particules
$T_{statique}$	- statique
T_{totale}	- totale
T_∞	- du gaz au-delà de la couche limite des particules
T_s^0	- de Sutherland
$T_{p,profil}$	Profil initial de température du jet primaire (K)
$T_{s,profil}$	Profil initial de température du jet secondaire (K)
t	Temps (s)
T_t	- d'échelle de la turbulence
t_0	- de référence
$U_{p,profil}$	Profil initial de la vitesse du jet primaire ($m.s^{-1}$)
$U_{s,profil}$	Profil initial de la vitesse du jet secondaire ($m.s^{-1}$)
U	Vitesse ($m.s^{-1}$)
U_{cl}	- tangentielle à la paroi
U_p, U_s	- de l'air prise le long de l'axe du turboréacteur
u_{vent}	- initiale du jet primaire et du jet secondaire
U_{vent}	- de l'écoulement externe autour du turboréacteur
u_i, u_j, u_k	- de l'avion
u_τ	- du gaz
v_p	- de cisaillement à la paroi
U_i, U_j, U_k	- d'une particule
U_r, U_θ, U_z	Moyenne de Favre pour la vitesse en coordonnées cartésiennes ($m.s^{-1}$)
V	Moyenne de Favre pour la vitesse en coordonnées polaires ($m.s^{-1}$)
$x_{d,i}, x_{d,j}, x_{d,k}$	Volume d'une cellule (m^3)
x_p	Composantes de la position d'une particule passive (m)
	Position d'une particule (m)

x_i, y_i, z_i	Coordonnées cartésiennes
$\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$	Vecteurs des coordonnées cartésiennes
Y	Distance normale du premier nœud à la paroi (m)

Nombres sans dimension

B, K	Constante de la loi sur la vitesse théorique proche paroi
C_μ, C_1, C_2	Constantes du modèle de turbulence $k - \varepsilon$
D_1, D_2	Constantes du modèle de microphysique
k_B	Constante de Boltzmann
e_a^{21}, e_a^{32}	Erreurs relatives approximatives des quantités physiques pour chaque maillage successif
F_{sat}	Fraction de particules saturées
$f_{3\alpha}, f_{3\beta}$	Facteur de correction cinétique
f_2	Fonction d'amortissement du modèle de turbulence $k - \varepsilon$
f_μ	Fonction d'amortissement du modèle de croissance des particules
	Taille représentative du maillage
h_{grossier}	- grossier
h_{moyen}	- moyen
h_{fin}	- fin
Kn	Nombre de Knudsen
M_p	Nombre de Mach du jet primaire
M_s	Nombre de Mach du jet secondaire
N	Rapport de dilution
n	Nombre de particules contenu dans une cellule
N_{cell}	Nombre de cellules dans un domaine de calcul
N_p	Densité numérique de particules de suies
N_{sat}	Nombre de particules saturées par rapport à l'eau liquide dans un sous-domaine
n_v	Nombre de molécules d'eau entrant en collision
N_{tot}	Nombre total de particules dans un sous-domaine
p	Ordre de précision apparent de la méthode
Re_p	Nombre de Reynolds basé sur le jet primaire
$\frac{R}{\theta}$	Facteur de forme du jet
r_{21}, r_{32}	Rapport de raffinement pour le critère GCI
Sc_a	Nombre de Schmidt turbulent de l'air
Sc_v	Nombre de Schmidt turbulent de la vapeur d'eau
s	Nombre total de points échantillonnés
S^m	Saturation moyenne
S	Saturation
S_{ij}	Taux de déformation instantané
u^+	Vitesse adimensionnelle de la loi de paroi
y^+	Nombre adimensionnel de la distance à la paroi
Y_a	Fraction massique de l'air

Y_i	Fraction massique d'une espèce chimique i dans le jet propulsif à l'instant t
$Y_{i,atm}$	Fraction massique d'une espèce chimique i dans l'air ambiant
$Y_{i,jet}$	Fraction massique d'une espèce chimique i dans le jet
$Y_{v,p}$	Fraction massique de la vapeur d'eau initial
Y_v	Fraction massique de la vapeur d'eau
Z	Facteur de dilution

INTRODUCTION

L'impact des émissions de l'aviation civile sur le climat constitue un enjeu majeur au cœur des préoccupations environnementales actuelles (Brasseur et al., 2016). Toutefois, cela n'a pas toujours été le cas puisque l'aviation civile était autrefois considérée comme une source de pollution négligeable. En 1999, le rapport du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) a permis de démystifier cette affirmation en fournissant la première évaluation compréhensive de l'impact de l'aviation sur le climat (IPCC, 1999). Ce rapport annonce que l'aviation représente aujourd'hui environ 3,5% du forçage radiatif total d'origine anthropogénique. Ce forçage radiatif pourrait même tripler voir quadrupler d'ici 2050 en raison de l'accroissement constant du trafic aérien estimé à 5% par an (Lee et al., 2009).

Parmi les agents du forçage radiatif, les cirrus induits de l'aviation (*Aviation Induced Cirrus*) représentent la plus grande contribution (Boucher et al., 2013). Ces cirrus induits sont d'abord des traînées de condensation formées derrière les turboréacteurs d'avion (voir Figure 0.1).



Figure 0.1 Formation d'une traînée de condensation dans le sillage d'un avion commercial

Cependant, de nombreuses incertitudes persistent sur la transition de ces traînées de condensation en cirrus induits, ou encore sur l'épaisseur optique, qui mesure le degré de transparence de la traînée, et détermine la réponse radiative des cirrus induits (Brasseur et al., 2016). Ces nombreuses incertitudes empêchent les scientifiques de projeter les effets de l'aviation à long terme sur le climat et cela limite les propositions pour d'éventuelles solutions de mitigation. L'épaisseur optique des cirrus induits dépend majoritairement des propriétés microphysiques des traînées de condensation telle que la concentration et de la taille des cristaux de glace. En effet, ces propriétés microphysiques dépendent du processus de formation de ces cristaux de glace lié à l'avion, c'est-à-dire des émissions issues des turboréacteurs et leur évolution dans le champ proche de l'avion (Heymsfield et al., 2010). La combinaison de la modélisation numérique, des mesures en laboratoires et en vol permettent d'identifier et de mieux comprendre les processus aérothermodynamiques et microphysiques dans ces étapes de formation des cristaux de glace. Par ailleurs, la compréhension de ces propriétés est essentielle pour modéliser et prédire les propriétés initiales des cirrus induits (Kärcher, 2018).

Afin de contribuer au renforcement des connaissances sur les processus physiques dans le champ proche d'un avion, les travaux dans ce mémoire se proposent d'étudier la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion. Plus précisément, l'objectif principal de ce travail est d'étudier les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation de la vapeur d'eau, fraction massique de vapeur d'eau) dans un jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace formés dans le champ proche d'un avion. Les travaux réalisés permettront d'améliorer la compréhension de la formation des traînées de condensation tout en apportant des solutions de mitigation, pour d'une certaine façon limiter leur formation. La méthode retenue pour cette étude est la simulation numérique, plus précisément la mécanique des fluides numérique (MFN) ou plus communément appelée *Computational Fluids Dynamics* (CFD). C'est un outil puissant pour modéliser des phénomènes physiques complexes, difficiles à reproduire expérimentalement et très coûteux. Pour atteindre l'objectif principal, ce travail sera articulé autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre constitue une revue de littérature, en rappelant les bases sur le mécanisme de la dynamique du mélange et sur le mécanisme de formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion ainsi qu'en présentant les travaux antérieurs sur ce phénomène. La fin de ce premier chapitre mène à la formulation de l'objectif de recherche de ce mémoire.

Le deuxième chapitre porte sur la modélisation mathématique et la méthode numérique employées dans cette étude. Les équations de Navier-Stokes, la modélisation de la turbulence, la discrétisation et les hypothèses associées à la modélisation sont détaillées. Une attention particulière sera accordée au modèle mathématique de (Fukuta & Walter, 1970a) dont s'appuie le code de calcul développé dans ce mémoire.

Le troisième chapitre concerne le choix du modèle de turbulence. Une étude de convergence de la solution vis-à-vis de trois maillages différents a permis d'attester l'indépendance de la solution sur la vitesse axiale moyennée dans le centre du jet. Par la suite, les résultats numériques sur le choix du modèle de turbulence lié à la prédiction d'un jet coaxial s'appuient sur des quantités moyennées de champs et de profils, de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et des contraintes de cisaillements. Ces résultats sont comparés aux travaux expérimentaux de (Guitton, Tinney, Jordan, & Delville, 2007).

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus sur la simulation d'un jet propulsif d'avion avec de la microphysique. Deux étapes de comparaison sur la dilution du jet et de la taille des cristaux de glace formés permettent d'évaluer la qualité des résultats des simulations. Ces étapes sont suivies d'une étude de l'influence du *by-pass* du turboréacteur sur les propriétés aérothermodynamiques du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques des cristaux de glace à travers deux configurations différentes : une configuration avec *by-pass* et une configuration sans *by-pass*. Enfin, une étude paramétrique de l'influence des paramètres de sortie du turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur l'évolution des

propriétés microphysiques des cristaux de glace est présentée avec la configuration avec *bypass*.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

L'introduction avait pour but de définir le champ d'études, c'est-à-dire de délimiter notre étude dans le champ proche d'un avion, et d'introduire le sujet sur l'étude des traînées de condensation. Dans ce premier chapitre, l'état de l'art sur la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion est présenté. Pour ce faire, nous avons effectué une recherche d'articles de recherches scientifiques dans des bases de données spécialisées et dans la littérature grise. À l'aide de concepts clés utilisés en rapport avec notre sujet d'étude tels qu'*ice crystals* ou *contrails*, nous avons pu déceler les articles les plus pertinents pour notre étude. C'est ainsi que ce premier chapitre se divise en trois sections. La première section porte sur une mise en contexte du mécanisme de la dynamique du mélange dans le champ proche d'un avion. La deuxième section vise à présenter le mécanisme de formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion. La troisième section dresse un bilan des précédents travaux ayant porté sur l'étude des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion. Le chapitre se termine par une synthèse et critique de la revue de littérature puis la définition de l'objectif de recherche.

1.1 Mise en contexte sur le mécanisme de la dynamique du mélange dans le champ proche d'un avion

Cette section est une mise en contexte sur la dynamique de mélange dans le régime jet. La première section vise à présenter les bases de la dynamique de mélange dans un jet coaxial. La deuxième section est une application du jet coaxial sur des turboréacteurs d'avion dans laquelle le régime jet est décrit. La troisième section illustre un outil de référence dans l'étude de la dilution des jets propulsifs d'avions.

1.1.1 Préambule : la structure du jet coaxial

Le jet coaxial est l'écoulement de fluide résultant du mélange de deux jets. Celui-ci est composé d'un jet intérieur au diamètre D_p et d'un jet extérieur au diamètre D_s . Le jet intérieur, appelé jet primaire noté **JP**, s'apparente à un jet rond débouchant dans un environnement avec une vitesse U_p . Il est entouré par un jet extérieur, appelé jet secondaire noté **JS**, qui va à la vitesse U_s . En Figure 1.1, un jet coaxial est présenté avec les grandeurs précédemment évoquées.

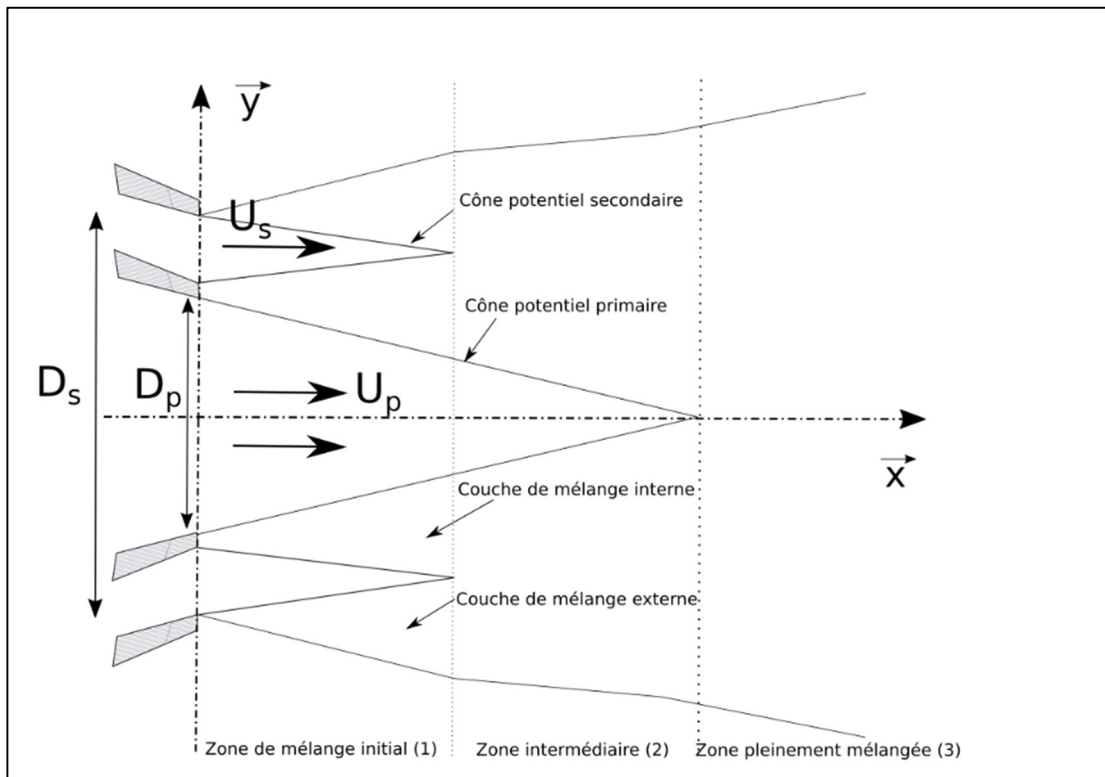


Figure 1.1 Vue en coupe d'un profil de la région initiale d'un jet coaxial subsonique

Trois zones caractéristiques des jets coaxiaux sont identifiées sur la Figure 1.1 (Chigier & Beér, 1964; Ko & Kwan, 1976; Williams, Ali, & Anderson, 1969): la zone de mélange initiale (1), la zone intermédiaire (2) et la zone pleinement mélangée (3). La zone de mélange initiale est située près de la buse d'éjection. Les profils de vitesses et de températures ont une forme de

type « chapeau haut de forme », qui se rapprochent d'une loi en tangente hyperbolique (Michalke & Hermann, 1982) et dépendent de la forme de la buse d'éjection (Rehab, Villermux, & Hopfinger, 1998). Cette zone montre les cônes potentiels du JP et du JS. La formation du cône potentiel est la conséquence de l'apparition de deux couches cisailées axisymétriques distinctes d'après (Champagne & Wygnanski, 1971). En effet, le mélange du JP et du JS avec l'air ambiant donne naissance à deux couches de mélanges distinctes : la couche de mélange interne notée **CMI** et la couche de mélange externe notée **CME**. La CMI est le résultat du mélange entre le JP et le JS. La CME est le résultat du mélange entre le JS et l'air ambiant. Ces couches de mélange, dont l'épaisseur grossit de façon linéaire avec la distance (Yoder, DeBonis, & Georgiadis, 2015), sont causées par la différence de vitesse entre les deux jets. Les angles d'étalements des deux côtés de la couche de mélange sont estimés en traçant des tangentes moyennes en ligne droite aux bords de la couche de mélange. L'épaisseur visuelle en tout point axiale est définie comme étant la distance entre le bord de ces lignes. Comme une mesure plus objective, les chercheurs ont établis à partir de mesures expérimentale, la définition de l'épaisseur pour laquelle la vitesse dans la couche de mélange est inférieure à 90% de la vitesse du jet (Yoder et al., 2015). Ensuite, le cône potentiel secondaire est détruit lorsque les CMI et CME se rejoignent, marquant la fin de la zone de mélange initiale. La zone intermédiaire débute juste après la zone de mélange initiale et finie à la fin du cône potentiel du JP, au point de rattachement des deux jets. De part et d'autre du JP, l'intensité turbulente est élevée et est causée par la destruction du JS (Ko & Au, 1985). Dans ces deux zones, la vitesse axiale reste très élevée devant la vitesse radiale. Cependant, les gradients de vitesse axiale sont inférieurs aux gradients de vitesses radiales à cause du cisaillement important dans les couches de mélange (Buresti, Petagna, & Talamelli, 1998). La zone pleinement mélangée prend lieu après la zone de mélange intermédiaire. C'est dans cette zone que la turbulence est maximale avec des profils de vitesses et de température qui se montrent sous la forme d'une gaussienne (Buresti et al., 1998; Warda, Kassab, Elshorbagy, & Elsaadawy, 1998). Le comportement du fluide dans cette région est le même que celui d'un jet rond (Ko & Kwan, 1976), c'est-à-dire au niveau de la vitesse moyenne et des profils d'intensités turbulentes qui caractérisent le mélange du jet.

1.1.2 Application du jet coaxial à la dynamique du jet propulsif : le régime jet

Nous venons de voir la structure de la dynamique d'un jet coaxial. Dans cette section, nous allons maintenant nous intéresser à son application liée à l'éjection des gaz à partir du turboréacteur d'avion. À la différence du jet coaxial décrit dans la section précédente, le jet coaxial, appelé jet propulsif, issu des turboréacteurs éjecte du gaz composé d'air et de produits de combustion à haute température (≈ 580 K).

Entre la haute troposphère et la basse stratosphère, les avions commerciaux volent pour des altitudes comprises entre 9 et 12 km (Paoli & Shariff, 2016). Au travers du régime jet, les gaz issus des turboréacteurs subissent un processus tridimensionnel dynamique de mélange complexe avec l'air ambiant. La Figure 1.2 montre l'interaction des jets des turboréacteurs en rouge avec les tourbillons de sillage en bleu. Ce régime jet se décompose en deux phases distinctes (Miake-Lye, Martinez-Sanchez, Brown, & Kolb, 1993).

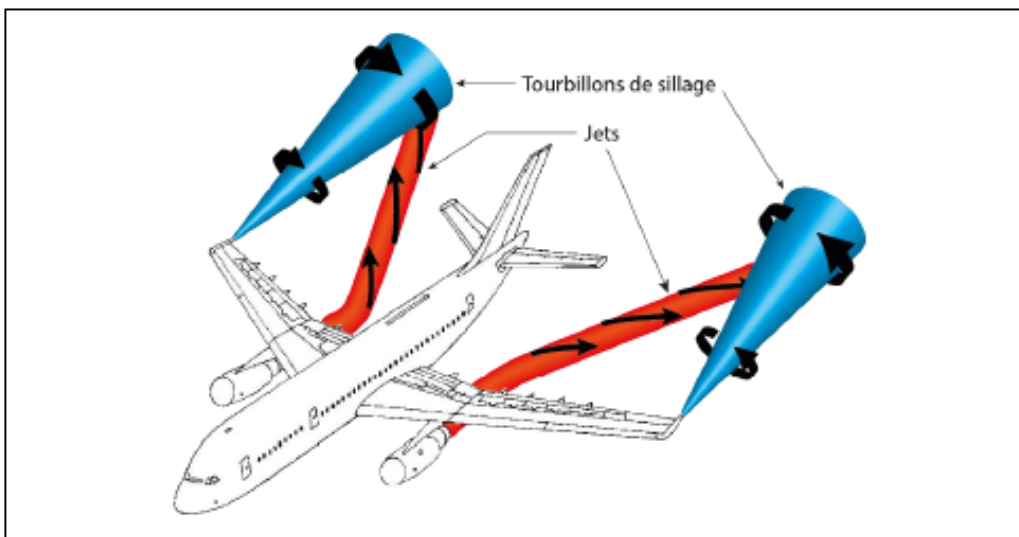


Figure 1.2 Schématisation de la phase du régime jet
Tirée de (Khou, 2016)

Dans la première phase, les jets sont éjectés et commencent à se mélanger dans l'atmosphère. L'écoulement du jet suit la même direction que l'axe transversal de l'avion. Au bord des ailes

de l'avion, des tourbillons contrarotatifs se forment et s'enroulent. Dans cette première phase, le jet des turboréacteurs ne subit que très peu l'influence de la part des tourbillons. La formation des cristaux de glace commence durant la première phase de ce régime jet soit environ 0,1 s après l'éjection des gaz, sous l'effet du refroidissement de la vapeur d'eau constituant le jet (Garnier, Brunet, & Jacquin, 1997; Kärcher, 1994). Dans la deuxième phase, le jet commence à subir l'interaction des tourbillons de sillage. Les jets subissent une déviation et sont progressivement entraînés en direction des tourbillons. Les tourbillons entrent en interaction avec le jet des turboréacteurs, favorisant le mélange du jet (Paoli, Nybelen, Picot, & Cariolle, 2013), et causant la dispersion des effluents dans l'atmosphère (Garnier, Ferreira Gago, Brasseur, Paoli, & Cuenot, 2003). Cette phase est importante dans le développement des traînées de condensation puisque les propriétés des cristaux de glace formés dans ce régime dépendent de nombreux paramètres liés à l'avion. Par exemple, la quantité initiale de vapeur d'eau dans le jet ou encore le nombre initial de particules de suies (Maglaras, 2007) ont un impact sur le nombre et la taille des cristaux de glace formés. C'est ce que nous aborderons plus loin dans la revue de littérature.

1.1.3 Rapport de dilution du jet propulsif

Comme nous l'avons vu précédemment, le régime jet constitue l'interaction entre les jets du turboréacteur, les tourbillons de sillage et l'air ambiant. À travers ce processus, les effluents du turboréacteur se trouvent dispersés dans l'atmosphère. Dans cette section, nous allons définir la grandeur caractérisant le mélange d'un jet propulsif.

Le rapport de dilution tel que défini par Schumann mesure la quantité de masse d'air ambiant avec laquelle se mélange avec les effluents dérivants de la combustion du carburant pour former le jet propulsif (Schumann et al., 1998). Ce rapport de dilution permet de mesurer l'état de développement d'un jet propulsif, à l'aide de mesure de traceurs passifs, c'est-à-dire non réactifs, tels que la concentration d'espèces chimiques, la différence de température entre le jet propulsif et l'air ambiant ou encore à partir de l'évolution du diamètre du jet propulsif. Il

permet de mesurer à quel point le jet propulsif est mélangé et d'évaluer la qualité de la dispersion des traceurs.

Le rapport de dilution (ou *Dilution Ratio*, noté N) en fonction de l'âge du jet propulsif en seconde (ou *Plume Age*, noté t) est une interpolation réalisée à partir d'environ 70 jets propulsifs provenant d'une grande variété d'avions. Cette interpolation du rapport de dilution est intéressante, car elle caractérise de manière générale un jet propulsif quel que soit le type d'avion et l'altitude de vol à des temps de vie de jet propulsif différent. Cette interpolation s'écrit :

$$N = 7000 (t/t_0)^{0.8} \quad (1.1)$$

avec $t_0 = 1 \text{ s}$ une échelle de référence arbitraire. Cette interpolation apparaît en trait pointillé sur la Figure 1.3 avec le rapport de dilution en ordonnée et l'âge du jet propulsif en abscisse.

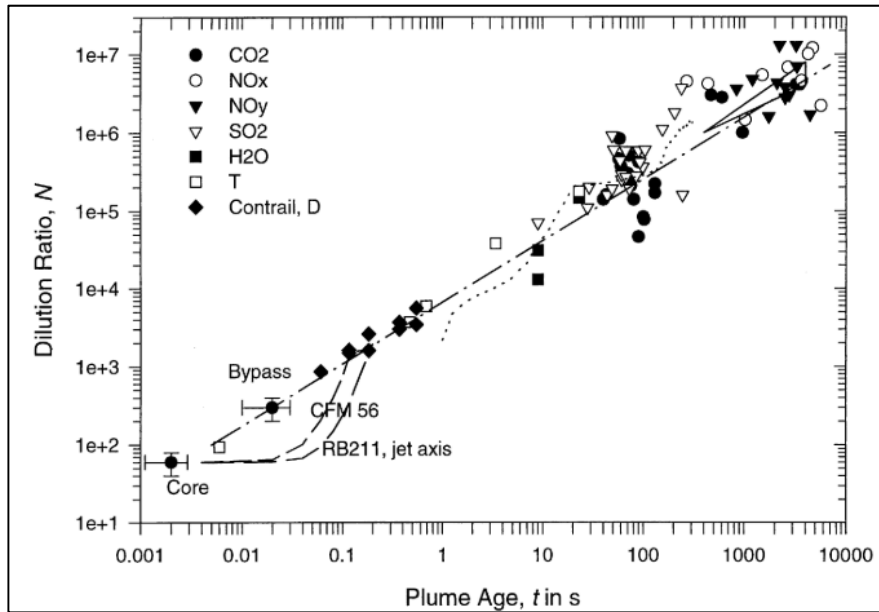


Figure 1.3 Rapport de dilution en fonction de l'âge du jet propulsif
Tirée de (Schumann et al., 1998)

La Figure 1.3 montre les valeurs rapportées sur la concentration d'espèces chimiques, la différence de température entre le jet propulsif et l'air ambiant puis le diamètre de plusieurs jets propulsifs. Cependant, la précision des concentrations mesurées dépend de la position de l'appareil de mesure dans le sillage de l'avion et de la résolution temporelle de l'instrument de mesure. Ces mesures donnent une estimation grossière des concentrations d'espèces mesurées dans un jet propulsif. Par exemple, il se peut que certains pics de concentrations n'aient pas été détectés par l'appareil de mesure à cause de la position de ce dernier. Cela peut donner cause à une surestimation du rapport de dilution du jet propulsif (Schumann et al., 1998). Un autre type d'erreur de mesure pouvant mené à une faible sous-estimation d'un pic de concentration d'une espèce chimique dans le jet propulsif est l'angle d'incidence de l'appareil vis-à-vis du jet propulsif (Schumann et al., 1998). En effet, d'après Schumann, le rapport de dilution local est une fonction de la distance radiale à partir du centre du jet propulsif. Le long de l'axe du jet, le rapport de dilution au centre du jet est inférieur au rapport de dilution mesuré sur l'extérieure du jet. Par ailleurs, les mesures avec les barres d'erreurs associées aux termes *Core* et *Bypass* sur la figure correspondent aux mesures du jet primaire et du jet secondaire respectivement.

Dans le cadre des travaux de modélisation, cette interpolation permet de s'affranchir de simuler un jet propulsif complet et d'utiliser en première approximation un jet propulsif modélisé à l'aide de ce rapport de dilution. L'autre utilisation possible de cette interpolation est la comparaison des valeurs de rapport de dilution obtenues par les simulations numériques afin de vérifier la bonne dispersion des effluents dans le jet propulsif. Par exemple, sur la Figure 1.3, les travaux numériques de type RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) de (Garnier, Baudoin, Woods, & Louisnard, 1997) sont affichés en traits discontinus sur les mesures de la dilution au centre du jet (*jet axis*) du CFM56 et du RB211 pour $t < 0,2$ s. Les pointillés pour $1 \text{ s} < t < 300 \text{ s}$ correspondent au rapport de dilution d'un Boeing B747 calculé numériquement par (Gerz & Ehret, 1997) avec une approche LES (*Large Eddy Simulation*). Enfin, le triangle pour $300 \text{ s} < t < 3000 \text{ s}$ dénote la plage du rapport de dilution calculé numériquement par (Tilman & Thomas, 1996) avec une approche LES. Dans le cadre de ce mémoire, le rapport de

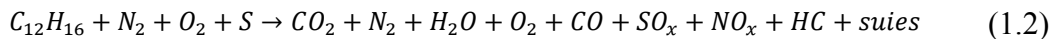
dilution obtenu numériquement sera comparé avec l'interpolation de Schumann, pour attester la bonne modélisation du jet propulsif.

1.2 Mécanisme de formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion

Maintenant que nous avons présenté les bases de la dynamique dans le champ proche d'un avion, nous allons aborder dans cette section l'origine et la formation des traînées de condensation à travers quatre sections. La première section traite des émissions caractéristiques d'un turboréacteur d'avion. La deuxième section définit le principe physique de la formation des nouvelles phases de particules. La troisième section illustre le principe même de la formation des traînées de condensation. La quatrième section parle de l'effet de Kelvin.

1.2.1 Émissions caractéristiques des turboréacteurs d'avion

Une formulation de la réaction chimique de combustion dans un turboréacteur d'avion, réaliste, mais simplifiée, peut être résumée comme telle (Masiol & Harrison, 2014) :



Dans les réactifs de combustion, la présence du diazote (N_2) et de l'oxygène (O_2) sont due à leur composition naturelle dans l'air atmosphérique. Le composé ($C_{12}H_{16}$) désigne le kérosène. Il s'agit du carburant utilisé pour la combustion des aéronefs qui contient naturellement du soufre (S). Dans les produits de combustion, les composés (CO_2), (H_2O) et (O_2) sont une conséquence naturelle de la combustion de tout hydrocarbure. La combustion incomplète du carburant mène à l'apparition d'espèces chimiques telles que le monoxyde de carbone (CO), les oxydes de soufres (SO_x), les oxydes d'azotes (NO_x), les hydrocarbures imbrûlés (HC) et les particules de suies.

La vapeur d'eau (H_2O) et les particules de suies agissent comme des précurseurs à la formation des traînées de condensation. En effet, lors de l'éjection des gaz d'échappement, la vapeur

d'eau peut se condenser autour des particules de suies si les conditions atmosphériques sont suffisamment froides et humides. Par ailleurs, le soufre (S) présent dans le carburant à différentes concentrations a un rôle important dans la formation des traînées de condensation (Andronache & Chameides, 1997). En effet, lorsque les produits de combustion du soufre tels que les composés chimiques (SO_3) ou (H_2SO_4) modifie les propriétés d'hydratation en surface des particules en les rendant hydrophiles, c'est-à-dire perméables à l'eau. Les oxydes d'azotes (NO_x), plus précisément l'acide nitrique (HNO_3), auraient aussi un effet sur l'activation des particules de suies, mais de façon moins importante et sous certaines conditions thermodynamiques (Shonija, Popovicheva, Persiantseva, Savel'ev, & Starik, 2007).

La quantité relâchée d'une espèce chimique par unité de quantité de carburant consommée et lors d'une combustion complète est caractérisée par l'indice d'émission (Masiol & Harrison, 2014). Très utilisé dans l'aéronautique pour comparer les indices d'émission entre chaque espèce, il est défini comme la masse m_i d'une espèce émise i par la combustion d'une masse de carburant m_{carb} :

$$E_i = \frac{m_i}{m_{\text{carb}}} \quad (1.3)$$

1.2.2 Nucléation

Les particules fraîchement émises par le turboréacteur sont susceptibles d'en former des nouvelles en raison du changement des conditions atmosphériques par la nucléation. Le processus de nucléation est à l'origine de la création de nouvelles particules. Dans le cadre des traînées de condensation, deux mécanismes de nucléation ont lieu (Köhler & Seifert, 2015) : la nucléation hétérogène et la nucléation homogène. Trois différentes possibilités permettent à la glace de se former (Schumann, 1995) :

- la nucléation homogène, c'est-à-dire la formation de la glace dans la phase mère,
- la nucléation hétérogène, c'est-à-dire la formation de la glace sur des sites préférentiels appelés sites de nucléation,

- la nucléation homogène hétéro-moléculaire, c'est-à-dire la formation de la glace par la phase mère constituée de vapeur d'eau et d'acide sulfurique.

La nucléation homogène hétéro-moléculaire ne sera pas étudiée dans ce mémoire. Pour la suite, les deux mécanismes de nucléation - la nucléation hétérogène et la nucléation homogène - vont être décrits.

Nucléation homogène

La nucléation homogène des gouttes d'eau super-refroidies est produite dans l'atmosphère à partir de la phase mère contenant de la vapeur d'eau (Pruppacher & Yarwood, 1996). En l'absence de support solide, la formation d'une nouvelle phase requiert une énergie très importante due à la création d'une interface entre la phase mère et la nouvelle phase. Cependant, la nucléation homogène est très peu rencontrée dans l'atmosphère (Pruppacher & Yarwood, 1996). Un niveau de pureté absolue, c'est-à-dire composé d'eau uniquement, dans l'atmosphère est rare. D'après certains auteurs, la nucléation homogène des gouttes d'eau sursaturées en vapeur d'eau ne peut seulement qu'être réalisée lors des conditions en laboratoire (Pruppacher & Yarwood, 1996). De plus, ce processus requiert une humidité relative en atmosphère très importante, c'est-à-dire pour des taux atteignant 145 à 160 % d'humidité relative, ainsi qu'un haut taux de refroidissement (Koehler et al., 2009; Köhler & Seifert, 2015). La température de formation des cristaux de glace dans le milieu considéré par ce processus dépend de la vitesse verticale et de la température ambiante de ce même milieu, qui doit être suffisamment basse (< -235 K) (Spichtinger & Cziczo, 2010).

Nucléation hétérogène

La nucléation hétérogène se produit lorsque la vapeur d'eau se condense sur des particules étrangères (préexistantes) à la phase mère (Pruppacher & Yarwood, 1996). Ces particules étrangères sont des sites préférentiels pour le dépôt de la vapeur d'eau qui agissent comme des noyaux de condensation. Deux types de particules non volatiles sont concernés : les particules de suies émises par les turboréacteurs et les particules aérosol de l'atmosphère entraînés dans le jet (Kärcher, 2016). La présence d'un support solide, c'est-à-dire d'une particule

préexistante, requiert une énergie moins importante comparée à la nucléation homogène puisque le système n'a pas besoin de créer une nouvelle interface entre la phase mère et la phase solide. La nucléation hétérogène a lieu à des taux de sursaturation de la vapeur plus bas que ceux de la nucléation homogène. Ainsi, la nucléation hétérogène peut faire diminuer la teneur en eau du jet propulsif lorsque la vapeur d'eau se condense autour des particules et diminuer la possibilité que la nucléation homogène se produise (Köhler & Seifert, 2015). Il est à noter que les cristaux formés par la voie hétérogène sont de taille plus importante, mais avec une densité plus faible du nombre des cristaux de glace formée comparée à la nucléation homogène.

1.2.3 Thermodynamique de la formation des traînées de condensation

Cette section explique la formation des traînées de condensation d'après les principes de thermodynamiques de base. La théorie physique a tout d'abord été développée par (Schmidt, 1941) et (Appleman, 1953), puis révisée par (Schumann, 1996). La théorie actuelle a pour nom critère de Schmidt-Appleman révisé.

La formation des traînées de condensation est due à l'augmentation non linéaire de l'humidité relative avec la température qui se présente dans le jet propulsif chaud et humide des turboréacteurs, au fur et à mesure qu'il se mélange avec l'air froid ambiant et humide. Quand la température ambiante est suffisamment froide et inférieure à la température de déclenchement des traînées de condensation, la pression partielle de vapeur d'eau dans le jet propulsif peut atteindre ou dépasser la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide. Dans ce cas, la vapeur d'eau présente dans le jet propulsif est susceptible de se condenser autour des particules solides ou peut former des gouttelettes d'eau congelées. La relation thermodynamique pour la formation des traînées de condensation nécessite la connaissance de la pression ambiante, la température ambiante et l'humidité relative ambiante en sortie des turboréacteurs et dans l'air ambiant à une altitude de vol donnée. Pour illustrer ce principe thermodynamique la Figure 1.4 présente un diagramme de la pression partielle de vapeur d'eau (notée P_v) en fonction de la température (notée T) avec trois scénarios différents. La courbe en

vert représente la pression de vapeur saturante par rapport à la glace. La courbe en rouge représente la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide. Les lignes AB, CD et EF en noires représentent l'évolution du mélange dans le jet propulsif se refroidissant au contact de l'atmosphère.

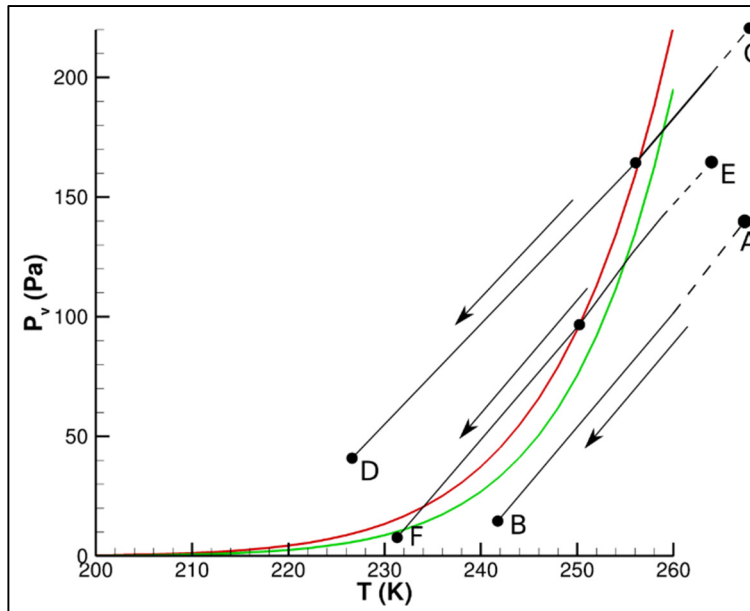


Figure 1.4 Illustration du diagramme P_v - T

Pour le premier scénario, le point A correspond aux conditions chaudes et humides de sortie des turboréacteurs d'un avion de ligne. Le point B représente les conditions atmosphériques. Lorsque le jet propulsif se mélange avec l'air froid ambiant, il subit un refroidissement suivant la ligne AB nommé « ligne de mélange ». Pour cet exemple, il n'y a pas de formation de traînée de condensation. En effet, pour que la traînée se forme, la courbe de dilution doit couper la courbe de pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide (c'est-à-dire que la courbe noire doit couper la courbe rouge).

Pour le deuxième scénario, la ligne CD coupe la courbe verte puis la courbe rouge. Le jet propulsif devient alors saturé par rapport à la glace puis saturé par rapport à l'eau liquide. Lors de la dilution de ce jet propulsif, la condensation de la vapeur d'eau se déclenche sur les particules de suies. La croissance des cristaux de glace fraîchement créée, a lieu tant que la ligne

CD ne traverse pas la courbe de pression de vapeur saturante par rapport à la glace. Dans ce cas, les traînées de condensation sont dites « persistantes ».

Pour le troisième scénario, la ligne EF coupe la courbe verte et la courbe rouge. La condensation ainsi que la croissance des cristaux de glace ont donc lieu. Cependant, la quantité en eau dans le jet propulsif diminue au fur et à mesure que le jet propulsif se dilue. La quantité de vapeur d'eau n'est plus suffisante pour maintenir une pression partielle de vapeur d'eau suffisante. L'atmosphère est trop sèche pour que les cristaux de glace ne persistent. Il y a donc une sublimation de la glace qui se produit. Par conséquent en F, les cristaux de glaces se transforment en vapeur d'eau dans l'atmosphère.

1.2.4 Effet de Kelvin

L'effet de Kelvin indique que la pression de vapeur saturante sur une surface courbée est plus élevée que sur une surface plane pour une même température. Cela signifie que plus le rayon de courbure d'une particule sera petit, plus la pression de vapeur saturante au voisinage de la surface de la particule sera élevée (Unterstrasser, Gierens, Sölch, & Lainer, 2017). Ainsi, pour de petites particules émises par les turboréacteurs, la pression de vapeur saturante au voisinage de leur surface est très élevée comparativement aux particules de taille plus importante. De ce fait, l'effet de Kelvin augmente la valeur d'environ 10% de la pression de vapeur saturante sur une surface courbée par rapport à une surface plane (Kärcher, Peter, Biermann, & Schumann, 1996).

L'effet de Kelvin rend donc plus difficile la nucléation hétérogène sur les particules de petite taille. Cependant, si une particule est mouillée, son rayon de courbure augmente et sa taille devient de plus en plus favorable à la condensation. Sans la correction de l'effet de Kelvin, moins de cristaux seraient produits (Unterstrasser, 2016). Le non pris en compte de l'effet de Kelvin a montré que l'évolution de la distribution en taille des cristaux de glace est modifiée et que la sublimation des particules de suies est retardée (Inamdar, Naiman, Lele, & Jacobson, 2016). Par ailleurs, les conditions atmosphériques ont une influence sur l'effet de Kelvin. Les

fluctuations de l'humidité relative locale perturbent l'influence de l'effet de Kelvin sur les pertes des cristaux notamment par sublimation, mais seulement pour des jets propulsifs plus âgés (Inamdar et al., 2016; Lewellen, 2012; Naiman, Lele, & Jacobson, 2011).

1.3 Travaux antérieurs sur les traînées de condensation dans le champ proche d'un avion

Maintenant que nous avons introduit le principe de formation des traînées de condensation, nous allons répertorier dans cette section quelques travaux récents en lien avec la modélisation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion.

1.3.1 Travaux antérieurs

Les travaux de (Maglaras, 2007) et de (Garnier, Maglaras, Morency, & Vancassel, 2014) ont porté sur la modélisation d'un jet rond de turboréacteur avec microphysique. Leur objectif était de mieux comprendre les phénomènes microphysiques se produisant dans le régime jet. Les auteurs ont utilisé la même méthodologie, à savoir une méthode LES, couplée avec une approche Lagrangienne. La croissance des cristaux de glace est calculée par l'équation du Fukuta et Walter (Fukuta & Walter, 1970a).. (Maglaras, 2007) a montré que les caractéristiques thermodynamiques du milieu dans lequel le jet évolue et les paramètres initiaux relatifs aux particules influent sur l'ensemble des propriétés des cristaux de glace, tels que leur nombre, leur taille, la vitesse auxquels ils se forment et s'évaporent. (Garnier et al., 2014) se sont focalisés sur les effets de compressibilité sur la formation des cristaux de glaces pour deux nombres de Mach différents (0,2 et 1). Les résultats montrent que la croissance des cristaux de glace est vraiment affectée par le mélange relatif aux deux nombres de Mach.

(Kärcher & Yu, 2009) ont étudié les propriétés microphysique d'un jet propulsif de turboréacteur (< 5 s) à l'aide d'un modèle de microphysique en 0D/1D. L'objectif de leurs travaux était d'étudier les conditions ambiantes atmosphériques, comme la température, et le rôle des particules de suies sur la formation des traînées de condensation. Plus la température ambiante est basse (213 K), plus la saturation en eau et la densité de cristaux de glaces dans le jet propulsif sont importantes. Une diminution de la densité initiale de particules de suies

amène à un abaissement du nombre de cristaux de glace formé. Les auteurs ont également montré l'existence de plusieurs régimes concernant l'indice d'émission des particules de suies. Ces résultats seront plus détaillés dans la section (1.3.2.1).

(H. W. Wong & Miake-Lye, 2010) ont étudié le régime jet (< 5 s) à travers une modélisation 0D/1D. Le but de leurs travaux était d'étudier la formation des cristaux de glace dans le champ proche d'un avion jusqu'à 1000 m en aval (< 5 s). Leurs résultats suggèrent que les émissions de particules de suies ont une influence notable sur les propriétés des cristaux de glace tels que leur taille ou encore leur densité initiale. La taille des cristaux de glace dépend de la densité initiale de particules de suies. Les auteurs montrent que la quantité de vapeur d'eau dans le jet propulsif influe sur la croissance des cristaux pour les 1000 premiers mètres. Au-delà, les cristaux de glace sont formés à partir de la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Autrement, il est montré que la majorité des cristaux est formé par la condensation de la vapeur d'eau autour des particules de suies, c'est-à-dire par la nucléation hétérogène. Des concordances sont obtenues avec les travaux de (Kärcher & Yu, 2009) en ce qui concerne l'influence de la densité initiale de particules de suies sur les propriétés des cristaux formés.

Par la suite, ces travaux de modélisation 0D/1D de (H. W. Wong & Miake-Lye, 2010) ont été comparés face à des résultats expérimentaux de (H. W. Wong et al., 2013). Les recherches menées avaient pour but d'identifier des effets de la vapeur d'eau initiale dans le jet, la densité initiale de suies et les conditions atmosphériques sur la formation des cristaux de glace. Les expérimentations ont été effectuées dans une chambre reproduisant les conditions atmosphériques de vol d'un avion pour diverses altitudes allant jusqu'à 40 000 pieds. Les résultats des mesures montrent qu'une certaine quantité de vapeur d'eau initiale est requise pour déclencher la formation des cristaux de glace lorsque des particules de suies sont présentes. Aussi, lorsqu'aucune particule de suie n'est introduite dans la chambre, la formation des cristaux de glace par la voie homogène, c'est-à-dire sans support solide, se trouve défavorable. Enfin, les auteurs mentionnent l'existence d'une compétition des particules de suies pour la condensation de la vapeur d'eau, et qu'une haute densité initiale de suies conduit à la formation de cristaux de glace de taille plus petite.

À plus grande échelle, (Khou, Ghedhaifi, Vancassel, & Garnier, 2015) ont réalisé une étude numérique en 3D sur la formation d'une trainée de condensation avec une configuration « réaliste » d'avion commercial. L'objectif était d'étudier la phase de développement des traînées de condensation ($< 0,5$ s) dans le champ proche d'un avion commercial. Les calculs ont été réalisés avec une méthode RANS et une approche Eulérienne pour modéliser le mouvement des particules. Les résultats montrent l'influence de l'humidité relative sur les propriétés des cristaux de glace. L'augmentation de l'humidité relative ambiante joue un rôle important au niveau local puisqu'elle augmente la fraction de particules saturées dans un jet propulsif et elle augmente le taux de condensation. Par conséquent le rayon moyen des particules est plus gros.

(Kärcher, Burkhardt, Bier, Bock, & Ford, 2015) présente un modèle conceptuel 0D/1D pour prédire les propriétés microphysiques jusqu'à une distance d'une envergure derrière la source d'émission de l'avion. La formation des traînées de condensation est analysée à travers la densité initiale de particules de suies pour différentes conditions atmosphériques. Les résultats confirment une importante dépendance du nombre de cristaux formés et de leur taille vis-à-vis de l'indice d'émission des particules de suies. D'après cette étude, un indice d'émission de particules de suies important ($E_{\text{suies}} = 10^{16} \# (\text{kg.carb})^{-1}$) tend à former des particules de rayon de taille plus faible que pour un cas pour un indice d'émission de suies plus faible ($E_{\text{suies}} = 10^{11} \# (\text{kg.carb})^{-1}$).

1.3.2 Influence des paramètres sur la formation des traînées de condensation

Dans cette section sont présentés les différents travaux d'auteurs qui ont étudié l'impact de plusieurs paramètres sur les propriétés de formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion. Dans le champ proche d'un avion, deux grands types de paramètres ayant un impact sur les propriétés des cristaux de glace ont principalement été étudiés :

- les paramètres de sortie d'un turboréacteur,
- les paramètres atmosphériques.

1.3.2.1 Les paramètres de sortie d'un turboréacteur

Les paramètres de sortie du turboréacteur étudiés dans ce mémoire qui peuvent avoir une influence sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace sont le nombre initial de particules de suies, la quantité initiale de vapeur d'eau et le rayon initial des particules de suie.

Nombre initial de particules de suies

Dans beaucoup d'études (Kärcher et al., 2015; Khou et al., 2015; Paoli et al., 2013), le nombre initial de particules en suies apparaît comme un facteur clé contrôlant la formation des cristaux dépendamment de la température. En effet, la densité numérique de particules influe sur les propriétés des cristaux formés dans la traînée de condensation (Schumann, 2005). Une densité numérique de particules de suies élevée ($N_p \approx 10^{12} \text{ \#.m}^{-3}$) favorisera la formation de particules avec un rayon moyen plus faible comparé à une densité numérique de particules plus faible ($N_p \approx 10^9 \text{ \#.m}^{-3}$) (Guignery, 2010; Kärcher et al., 1996). Pour une même quantité de vapeur d'eau dans le jet propulsif, il existe un phénomène de compétition entre les particules de suies sur la condensation de la vapeur d'eau autour des particules. Les particules en densité numérique inférieure disposent d'une plus grande quantité de vapeur d'eau. Ainsi, davantage d'eau va se condenser sur les particules. Plusieurs régimes distincts existent pour lesquels le nombre initial de particules de suies joue un rôle dans la formation des traînées de condensation (Kärcher & Yu, 2009; H. W. Wong et al., 2013; H. W. Wong & Miake-Lye, 2010). En fonction du régime (riche, intermédiaire ou pauvre en suies), le mécanisme de formation des cristaux de glace par nucléation n'est pas le même. Également, Kärcher et al. montrent que le rayon maximal des particules dépend directement de la densité de particules de suies, pour une même quantité de vapeur d'eau (Kärcher et al., 1996).

Quantité initiale de vapeur d'eau

La formation des traînées jusqu'à 1000 m derrière l'avion est principalement dictée par les émissions en vapeur d'eau puis par l'humidité relative ambiante par la suite (H. W. Wong et al., 2013; H. W. Wong & Miake-Lye, 2010). En outre, plus la quantité initiale en vapeur d'eau augmente, plus la croissance des cristaux sera importante et le rayon moyen de ces derniers

sera plus grand, pour une même température (Maglaras, 2007). Cela s'explique par le fait que le jet propulsif dispose d'une quantité de vapeur d'eau plus importante susceptible de se condenser sur les particules de suies.

Rayon initial des particules de suie (effet de Kelvin)

Le rayon initial des particules de suie influence directement sur l'effet de Kelvin. Dans un jet propulsif, les plus petites particules saturent moins rapidement que dans un cas où les rayons initiaux sont plus grands (Maglaras, 2007). Les cristaux formés possèdent un rayon moyen plus petit que les particules formées avec un rayon plus grand. Cependant, les travaux de Khou (Khou, 2016) ont montré que le rayon initial des particules n'avait pas beaucoup d'influence sur la croissance des particules.

1.3.2.2 Les paramètres atmosphériques

Les propriétés des traînées de condensation dépendent également des conditions météorologiques ambiantes (Voigt et al. 2010). La croissance des cristaux de glace dépend de manière importante de la température ambiante et de l'humidité relative ambiante (Gleitsmann & Zellner, 1998a). C'est pourquoi dans cette section nous allons aborder les paramètres atmosphériques susceptibles d'influencer les propriétés microphysiques dans le régime jet.

Température ambiante

Pour des températures relativement hautes (230 K), le rapport de saturation sera plus faible et les particules auront plus de difficultés à saturer. Par ailleurs, les particules vont s'évaporer plus rapidement (Gleitsmann & Zellner, 1998b; Maglaras, 2007). Aussi, le diamètre moyen des cristaux formés sera de taille plus petite que dans un cas où la température est plus basse (Gleitsmann & Zellner, 1998a; Kärcher et al., 2015). Dans le cas où la température est basse (< 215 K), le rapport de saturation est plus élevé. Le jet propulsif se refroidit plus vite et la densité de cristaux de glace formée est plus importante pour une même densité initiale de particules de suies (Kärcher et al., 2015; Kärcher & Yu, 2009).

Humidité relative ambiante

L'humidité relative ambiante est un paramètre clé dans le déclenchement, la persistance et l'évanescence des traînées de condensation. Pour un taux d'humidité relative élevé, c'est-à-dire au-delà de 100 %, les traînées de condensation persistent. Le nombre de cristaux formés est important, le taux d'évaporation est faible et le rayon moyen des cristaux est élevé, car ces derniers disposent de plus de vapeur d'eau (Maglaras, 2007; Shirgaonkar & Lele, 2007). Le taux de condensation est également rapide (Guignery, 2010). Les travaux de (H. W. Wong & Miake-Lye, 2010) ont montré que la croissance des cristaux éloignés de 1000 m de la source d'émission des turboréacteurs était contrôlée par l'humidité relative ambiante. En effet, si la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère n'est pas suffisante, les particules s'évaporent.

1.4 Synthèse et critique de la revue de littérature

Cette revue de littérature a mis en évidence les différents principes de la physique des traînées de condensation unissant à la fois la dynamique et la thermodynamique du jet propulsif et la microphysique étudiés dans ce mémoire.

Nous venons de voir que le régime jet constitue l'éjection des gaz chauds des turboréacteurs chargés de particules gazeuses et solides et qui se mélangent avec l'air ambiant froid et humide. Ce mélange avec l'atmosphère refroidit l'ensemble du jet propulsif des turboréacteurs. Si les conditions thermodynamiques sont réunies, c'est-à-dire si la température ambiante est suffisamment basse et l'humidité relative ambiante est suffisamment élevée, la vapeur d'eau contenue initialement dans le jet peut se condenser autour des particules solides et former des cristaux de glace.

Ainsi, l'étude de la microphysique dans le régime jet dépend de nombreux paramètres à la fois des turboréacteurs comme le nombre initial des particules de suies, la quantité initiale de vapeur d'eau, le rayon initial des particules de suies, et atmosphérique comme la température ambiante et l'humidité relative ambiante. Ce régime jet est important, car le nombre initial de cristaux formés (Schumann, 2005), d'une part dépend de la densité de particules solides émises, et d'autre part a un impact direct sur les propriétés microphysique des évolutions de

nuages en cirrus (Unterstrasser & Gierens, 2010). De plus, les propriétés des cristaux de glace dans le champ proche des avions sont d'un grand intérêt puisque ces propriétés sont critiques dans la représentation des traînées de condensation pour les modèles de climat globaux (H. W. Wong & Miake-Lye, 2010). Les études sur le régime jet sont bien souvent menées à travers des modélisations numériques et des expérimentations en laboratoire, car ce régime est très difficile à étudier en raison de la dangerosité des conditions de mesure, c'est-à-dire en vol derrière un avion. Outre cela, les incertitudes sont nombreuses dans les études expérimentales et numériques, ce qui nécessite d'avoir une base de données suffisante pour identifier des tendances. Des simulations sont donc encore nécessaires pour pouvoir étudier l'influence de ces paramètres sur les propriétés des cristaux.

Les études réalisées par la CFD emploient généralement des modèles de microphysiques simples intégrés dans des solveurs fluides plutôt détaillés de type RANS ou LES (Paoli & Shariff, 2016). Au contraire, les modèles 0D/1D utilisent des modèles de microphysique plus détaillés, mais ne prennent en compte qu'une seule trajectoire d'un ensemble de particules dans l'espace de mélange. Les études réalisées par la CFD sont donc complémentaires aux modélisations 0D/1D puisqu'elles permettent d'étudier plus précisément la distribution spatiale des cristaux de glace et d'étudier des interactions entre ces cristaux de glace et la dynamique du jet propulsif. Autrement, une approche Lagrangienne est intéressante, car elle permet une représentation spatiale des cristaux de glace. Concernant le mode de nucléation des cristaux de glace, la revue de littérature a montré que la nucléation homogène est plus rare et se produit à des taux d'humidité relative élevés, que nous n'atteindrons pas dans ce mémoire.

La revue de littérature nous montre qu'il n'y a pas beaucoup d'études avec une méthode CFD se focalisant uniquement sur le régime jet. De plus, la plupart de ces études (Garnier et al., 2014; Paoli et al., 2013) n'ont pas pris en compte le JS des turboréacteurs ou *by-pass*. Contrairement à la modélisation d'un seul jet (c'est-à-dire seul le JP est modélisé), le jet coaxial, c'est-à-dire le jet composé d'un JP et d'un JS se comporte de manière différente en champ proche. Le *by-pass* contient de l'air plus chaud ($= 311\text{ K}$) que l'air ambiant ($= 219\text{ K}$) et un débit d'air massique plus important ($106,5\text{ kg.s}^{-1}$) que celui du JP ($20,2\text{ kg.s}^{-1}$) d'après

(Garnier, Baudoin, et al., 1997). Le mélange dans les couches cisaillées sera différent, car les vitesses des deux jets sont différentes également. D'après (Kärcher et al., 2015), le non pris en compte du *by-pass* ne devrait pas causer d'incertitudes importantes sur la densité de cristaux de glace formés ainsi que leur taille moyenne. Cependant, il serait intéressant de pouvoir quantifier la différence d'une modélisation avec un *by-pass* et sans *by-pass* sur les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace.

Afin d'évaluer l'impact du *by-pass* sur le développement du jet propulsif et la formation des cristaux de glace, la modélisation du jet du turboréacteur sera concentré dans le régime jet où la formation des cristaux de glace commence (Kärcher et al., 1996). Une approche originale de type URANS en spatiale est utilisée, couplée à une méthode Lagrangienne pour pouvoir traquer chacune des particules de suies et des cristaux de glace du jet propulsif. Par conséquent, l'air et la vapeur d'eau constituant la phase gazeuse et les particules de suies et de glace constituant la phase solide seront modélisés. Le calcul de la croissance des cristaux sera réalisé par l'équation de Fukuta et Walter, nécessitant sa programmation dans le logiciel commercial STAR-CCM+.

1.5 Objectif de recherche

Ce projet de recherche se propose de renforcer les connaissances sur les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation de la vapeur d'eau, quantité de vapeur d'eau) jet propulsif ainsi que sur les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace formés dans une traînée de condensation. L'objectif principal de ce mémoire est donc :

- étudier les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation de la vapeur d'eau, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace formés dans une traînée de condensation.

Les sous-objectifs qui découlent de l'objectif principal sont les suivants :

- choisir un modèle de turbulence capable de reproduire l'écoulement d'un jet en régime compressible ;
- développer un code de calcul pour modéliser la croissance des cristaux de glace à partir du modèle mathématique de (Fukuta & Walter, 1970a) ;
- comparaison du rapport de dilution du jet propulsif et de la taille des cristaux de glace formés dans une traînée de condensation auprès de travaux expérimentaux ;
- étudier l'impact d'une modélisation avec *by-pass* puis sans *by-pass* sur les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation de la vapeur d'eau, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace ;
- étudier l'influence des paramètres de sortie du turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace.

CHAPITRE 2

MODÈLE MATHÉMATIQUE ET METHODE NUMERIQUE

Tel que mentionné dans le chapitre 1 sur la revue de littérature, l'écoulement du turboréacteur est constitué de deux phases : l'air et la vapeur d'eau constituant la phase gazeuse et les particules de suies et les cristaux de glace constituant la phase solide. Le but de ce chapitre est de présenter les équations mathématiques et la méthode numérique pour simuler ces deux phases. Pour ce faire, ce chapitre 2 est divisé en cinq sections. Dans la première section, nous allons décrire le problème étudié. Dans la deuxième section, les équations mathématiques de Navier-Stokes qui permettent de prédire la phase gazeuse sont détaillées. Dans la troisième section, les équations relatives à la phase solide pour le calcul de la position des particules par une approche Lagrangienne ainsi que pour le calcul de la croissance des cristaux de glace (Fukuta & Walter, 1970a) sont détaillées. L'écoulement étant fortement turbulent (le nombre de Reynolds basé sur le jet primaire des turboréacteurs est de $1,46 \times 10^6$), une approche URANS est choisie pour modéliser de façon moyennée l'écoulement avec le modèle de fermeture $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) dans la quatrième section. La cinquième section décrit brièvement les méthodes numériques que nous avons utilisées pour résoudre toutes ces équations mathématiques.

2.1 Hypothèses et définition du problème

Notre étude se focalise principalement sur l'arrière-corps d'un turboréacteur d'avion. En vol, le jet primaire du turboréacteur éjecte des gaz à hautes températures (≈ 480 K) chargés d'air et de produits de combustion tels que l'air, la vapeur d'eau et les particules de suies. Ce jet primaire est accompagné du jet secondaire à plus basse température (≈ 242 K) chargé d'air et de vapeur d'eau. La Figure 2.1 permet d'illustrer le problème considéré. Les jets du turboréacteur se mélangent dans une atmosphère froide (≈ 219 K) et humide contenant de l'air et de la vapeur d'eau.

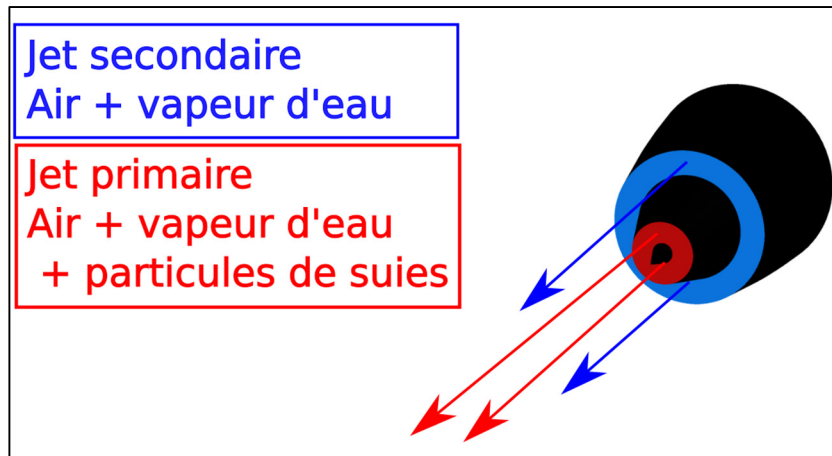


Figure 2.1 Schématisation du problème considéré

Pour modéliser cet écoulement, plusieurs hypothèses ont été émises. Ces hypothèses sont basées sur des travaux antérieurs (Garnier et al., 2014; Guignery, Montreuil, Thual, & Vancassel, 2012; Khou et al., 2015; Maglaras, 2007) dont l'objectif était d'étudier la formation des traînées de condensation dans la phase du régime jet par une approche numérique.

Les particules de suies et les cristaux de glace possèdent une masse moléculaire relativement faible, de l'ordre de 2000 u pour une particule de suie mesuré expérimentalement (avec $1 \text{ u} = 1,660538 \times 10^{-27} \text{ kg}$ d'après (Zamuner & Dupoirieux, 2000)) ce qui permet de négliger la gravité. Par ailleurs, les interactions entre particules ne sont pas prises en compte. En effet, pour les échelles de temps et d'espace considérés dans nos simulations (0,5 s après l'avion soit environ quelques dizaines de mètres), les particules de suies ont une taille suffisamment petite ($r_p = 20 \text{ nm}$ d'après (Hitzenberger et al., 2003)) pour les interactions soient négligés (Jacobson, 2002). D'autant plus que de récentes études ont démontré que la sédimentation ne survient pas de manière importante dans les premières phases du développement des traînées de condensation (c.-à-d. phase du régime jet), mais plutôt pour des échelles de temps de l'ordre de 1000 s (Garnier, Brunet, et al., 1997; Naiman et al., 2011; Unterstrasser, Paoli, Sölch, Kühnlein, & Gerz, 2014). Ainsi la coagulation et l'agrégation des particules de suies ne sont pas prises en compte. De plus, sous l'effet d'une perturbation dans l'écoulement, et donc d'un changement de vitesse par la traînée induite, la vitesse de la particule de suie est modifiée cette traînée induite. Le temps de relaxation des particules de suies et des cristaux de glace est

relativement faible (de l'ordre de 10^{-5} s pour les cristaux de glace avec un rayon de plusieurs microns) (Garnier et al., 2014). Le temps de relaxation étant défini comme le temps mis par une particule soumise à une excitation pour revenir à un état d'équilibre. De ce fait, il est admis que cette traînée induite peut être négligée et la vitesse du gaz et des particules est considérée égale (équilibre dynamique). D'un point de vue de la géométrie des particules de suies, la forme des particules est supposée sphérique afin de simplifier la modélisation. En effet, leur structure fractale est trop complexe pour être prise en compte dans les codes CFD (Montreuil et al., 2018). Concernant la croissance des cristaux de glace, seule la nucléation hétérogène est prise en compte, car la nucléation homogène est plus rare avec les conditions atmosphériques utilisées dans l'étude. La condensation de la vapeur d'eau à partir de la forme gazeuse implique un couplage entre la phase gazeuse et la phase solide. Ce couplage sera modélisé par un terme source dans l'équation de transport de la vapeur d'eau. La vitesse de condensation de l'eau à la surface des particules est négligée devant la vitesse de l'écoulement. Dans l'étude, les particules de suies sont directement activées en sortant du turboréacteur. Elles sont dites activées dans le sens où elles deviennent hydrophiles et permettent la condensation de la vapeur d'eau sur leur surface. C'est-à-dire que la condensation de la vapeur d'eau sur les particules de suies débute lorsque les conditions ambiantes sont réunies (température basse et humidité relative haute). En réalité, les particules sont activées par absorption des molécules SO_3 et H_2SO_4 , puis par collecte de particules volatiles (H_2SO_4 , H_2O). Or ces réactions chimiques ne seront pas prises en compte dans la présente étude en raison du coût additionnel en termes de ressource de calcul. La plupart des études montrent que la formation des traînées de condensation est contrôlée par un processus thermodynamique qui nécessite que la vapeur d'eau doit être sursaturée par rapport à la phase liquide pour former des cristaux de glace (Kärcher & Yu, 2009; Paoli et al., 2013). D'un point de vue thermique, nous supposerons que les particules réagissent très rapidement aux changements de températures du fluide. Cela permettra de dire que la température du gaz et des particules sont la même au point considéré (équilibre thermique).

La notation d'Einstein est introduite pour décrire les équations mathématiques dans les prochaines sections afin de simplifier leur manipulation (Wilcox, 2006). Les équations sont

écrites dans le repère cartésien $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Pour la description des équations mathématiques dans la section suivante, une notation indicielle est adoptée pour différencier chaque phase et chaque espèce :

- la phase gazeuse (indice g) composée d'air (indice a) et de vapeur d'eau (indice v) ;
- la phase solide (indice d) composée de particules de suies et de cristaux de glace.

Pour la modélisation du gaz, l'air et la vapeur d'eau sont considérés comme étant deux espèces miscibles : les deux espèces sont mélangées aux niveaux moléculaires et ont la même vitesse de convection.

2.2 Équations mathématiques pour la phase gazeuse

Cette section décrit les équations mathématiques utilisées pour représenter le mouvement des fluides newtoniens dans un milieu continu. Les équations de Navier-Stokes sont utilisées pour décrire le mouvement du fluide. Ce système d'équations est complété par deux équations de transport pour l'air et la vapeur d'eau. L'écoulement considéré est de nature compressible.

L'équation de conservation de la masse totale du gaz (air et vapeur d'eau) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_g u_i) = 0 \quad (2.1)$$

avec :

- ρ_g la masse volumique du gaz (kg.m^{-3}),
- u_i la vitesse du fluide (m.s^{-1}).

L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour le gaz formulée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(p_g) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ijg}) = 0 \quad (2.2)$$

avec :

- p_g la pression du gaz ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$),
- τ_{ijg} le tenseur des contraintes visqueuses dans le gaz ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$).

Pour un fluide supposé newtonien, la relation qui relie le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} au taux de déformation S_{ij} est la suivante :

$$\tau_{ij} = 2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

avec :

- μ_t la viscosité dynamique turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$),
- δ_{ij} le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, sinon $\delta_{ij} = 0$).

Le taux de déformation instantanée S_{ij} est défini comme :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

En considérant le fluide comme un gaz parfait, la pression du gaz p_g est calculée d'après l'équation d'état :

$$p_g = \rho_g r_g T_g \quad (2.5)$$

avec T_g la température du gaz (K).

La constante spécifique du mélange gazeux r_g ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) est calculée par :

$$r_g = \frac{R}{M_g} \quad (2.6)$$

La constante R désigne la constante universelle des gaz parfaits égale à $8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$. La masse moléculaire du gaz M_g (kg.mol^{-1}) est calculée d'après la loi de mélange :

$$M_g = \frac{1}{(Y_a/M_a + Y_v/M_v)} \quad (2.7)$$

avec :

- M_a et M_v la masse molaire de l'air et de la vapeur d'eau respectivement (kg.mol^{-1}),
- Y_a et Y_v la fraction massique de l'air et de la vapeur d'eau respectivement.

La viscosité dynamique du gaz μ_g ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) est calculée d'après la loi de Sutherland :

$$\frac{\mu_g}{\mu_{ref}} = \left(\frac{T_g}{T_{ref}} \right)^{3/2} \left(\frac{T_{ref} + T_s^0}{T_g + T_s^0} \right) \quad (2.8)$$

avec :

- μ_{ref} la viscosité du gaz de référence (prise à $\mu_{ref} = 1,716.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$),
- T_s^0 la température de Sutherland (ici prise à $T_s^0 = 111 \text{ K}$ (CD-Adapco, 2016)),
- T_{ref} la température de référence (ici prise à $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$).

L'équation de transport pour l'énergie de la phase gazeuse s'écrit comme telle :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g E_g) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_g H_g u_i) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(q_g) = 0 \quad (2.9)$$

L'énergie totale du gaz E_g (J) est calculée par :

$$E_g = H_g - \frac{p_g}{\rho_g} \quad (2.10)$$

L'enthalpie totale du gaz H_g (J) est calculé par :

$$H_g = h_g - \frac{|u_i|^2}{2} \quad (2.11)$$

avec enthalpie statique du gaz h_g (J). Le flux de chaleur par conduction dans la phase gazeuse q_g (W.m^{-2}) d'après la loi de Fourier est calculée par :

$$q_g = -k_g \frac{\partial}{\partial x_j} (T_g) \quad (2.12)$$

avec k_g la conductivité thermique du gaz ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). L'équation de transport pour la vapeur d'eau s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (Y_v \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x_i} (Y_v \rho_g u_i) - j_v - \frac{\mu_{t,v}}{Sc_v} \frac{\partial}{\partial x_j} (Y_v) = -N_p \dot{m} \quad (2.13)$$

avec :

- $\mu_{t,v}$ la viscosité dynamique turbulente de la vapeur d'eau ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$),
- Sc_v le nombre de Schmidt turbulent de la vapeur d'eau,
- j_v le flux de diffusion de la vapeur d'eau ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Le terme à droite de l'équation $-N_p \dot{m}$ est le terme source modélisant le couplage entre la phase gazeuse et la phase solide. Le nombre de particules noté n contenu dans une cellule de volume V peut être relié à la densité numérique de particules N_p d'où $N_p = n/V$. La densité de

particules représente un nombre de particules par unité de volume. Il est important de souligner que les n particules contenues dans un volume V ont le même taux d'évaporation (ou de condensation) $\dot{m}$. Le calcul de $\dot{m}$ sera détaillé plus loin dans la description du modèle de croissance des cristaux de glace. Le flux de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air j_v est calculé d'après la loi de Fick :

$$j_v = \rho_g D_v \frac{\partial}{\partial x_j} (Y_v) \quad (2.14)$$

avec D_v le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans la phase gazeuse ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$). L'équation de transport pour l'air s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (Y_a \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x_i} (Y_a \rho_g u_i) - j_a - \frac{\mu_{t,a}}{Sc_a} \frac{\partial}{\partial x_j} (Y_a) = 0 \quad (2.15)$$

avec :

- $\mu_{t,a}$ la viscosité dynamique turbulente de l'air ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$),
- Sc_a le nombre de Schmidt turbulent de l'air,
- j_a le flux de diffusion de l'air ($\text{kg}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Le flux de diffusion de l'air dans la vapeur d'eau j_a est calculé d'après la loi de Fick :

$$j_a = \rho_g D_a \frac{\partial}{\partial x_j} (Y_a) \quad (2.16)$$

avec D_a le coefficient de diffusion de l'air dans la phase gazeuse ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$). Ainsi, le système d'équations à résoudre pour la phase gazeuse s'écrit :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_g u_i) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(p_g) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ijg}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g E_g) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_g H_g u_i) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(q_g) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_v u_i) - j_v - \frac{\mu_{t_v}}{\sigma_{t_v}} \frac{\partial}{\partial x_j}(Y_v) &= -n\dot{m} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_a) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_a u_i) - j_a - \frac{\mu_{t_a}}{\sigma_{t_a}} \frac{\partial}{\partial x_j}(Y_a) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

2.3 Équations mathématiques pour la phase solide

Cette section dédiée aux particules traite des équations mathématiques pour calculer la position des particules puis pour calculer leur croissance en fonction des variables thermodynamiques de l'écoulement.

La méthode retenue pour prendre en compte le mouvement des particules est une approche Lagrangienne. Dans une approche Lagrangienne, chaque particule est traquée individuellement. En raison de la densité importante de particules dans cette étude ($10^{12} \# \cdot m^{-3}$ d'après (Schumann et al., 2002)), des paquets de particules sont considérés pour limiter les temps de calcul. Chaque paquet appelé particule numérique contient une densité de particules physiques précise. Dans ces paquets, chaque particule est considérée sphérique, de même taille et même position. Un rayon r_p est attribué à chaque paquet de particules. Comme expliqué dans la section 2.1, les particules sont en équilibre dynamique et thermique avec la phase gazeuse. Par conséquent, les particules de la phase solide sont considérées comme des traceurs passifs. La température T_d et le vecteur vitesse $\vec{v}_d$ de chaque particule dans le temps sont égaux à celles du fluide au point considéré (c'est-à-dire $\vec{v}_d = \vec{u}_g$ et $T_d = T_g$). Ainsi le vecteur position $\vec{x}_d$ d'une particule passive est calculé par :

$$\frac{d \vec{x}_d}{dt} = \vec{u}_g \quad (2.18)$$

avec :

- $\vec{x}_d = [x_{d,i}.\vec{x}, x_{d,j}.\vec{y}, x_{d,k}.\vec{z}]$ la position d'une particule passive (m), exprimée dans le repère local ;
- $\vec{v}_d = [v_{d,i}.\vec{x}, v_{d,j}.\vec{y}, v_{d,k}.\vec{z}]$ la vitesse d'une particule passive (m.s⁻¹), exprimée dans le repère local ;
- $\vec{u}_g = [u_i.\vec{x}, u_j.\vec{y}, u_k.\vec{z}]$ la vitesse du gaz (m.s⁻¹), exprimée dans le repère local.

Dans tout le mémoire, l'appellation « particule » sera adoptée pour parler de particule numérique.

Équation pour la croissance des cristaux

La croissance des cristaux de glace est calculée d'après le modèle mathématique de (Fukuta & Walter, 1970a). Ce modèle mathématique a été programmé dans le langage de programmation C, pour ensuite être intégré dans le code de calcul de STAR-CCM+. En effet, le logiciel STAR-CCM+ ne contient pas de modèle permettant de calculer la croissance d'un cristal de glace. Chaque particule est identifiée par un numéro. Un algorithme identifie le numéro associé à une particule donnée pour calculer la croissance du rayon à chaque pas de temps. Le terme source $\dot{m}$ provenant de l'équation (2.13) est calculé à partir du rayon de chaque cristal de glace et sera décrit un peu plus loin. Il est à noter que ce modèle mathématique a été utilisé pour calculer la croissance de cristaux de glace dans une trainée de condensation dans des travaux antérieurs (Garnier et al., 2014; Maglaras, 2007). Ainsi, pour obtenir le terme de couplage dans l'équation de transport de la vapeur d'eau à l'équation (2.13), il faut déterminer la variation de la masse de chaque particule contenue dans l'écoulement. La variation de la masse se définit comme :

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \right) = (\rho_p 4 \pi r_p^3) \frac{dr_p}{dt} \quad (2.19)$$

La démonstration permettant de retrouver la variation du rayon d'un cristal de glace se trouve en ANNEXE I et ne sera pas plus détaillé dans ce mémoire par souci de concision. D'autres

informations peuvent être apporté en consultant les travaux de (Fukuta & Walter, 1970a). Ainsi, le calcul du rayon pour un cristal de glace est donné par l'équation suivante :

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{S - A}{\frac{L_c^2 M_v \rho_p}{k_g R T_p^2 f_{3\alpha}} \frac{A}{r_p} + \frac{R T_p \rho_p}{P_{sat} D_v M_v f_{3\beta}}} \cdot \frac{1}{r_p} \quad (2.20)$$

avec :

- β le coefficient de condensation égale à 1 (Lewellen, 2012; Pruppacher & Yarwood, 1996),
- α le coefficient d'accommodation thermique égale à 1 (Alty & Mackay, 1935; Li, Davidovits, Kolb, & Worsnop, 2001),
- P_{sat} la pression de vapeur saturante dans le milieu ambiant (Pa),
- L_c la chaleur latente de changement de phase (J.kg^{-1}),
- k_g la conductivité thermique du gaz ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$),
- M_v la masse molaire de l'eau (kg.mol^{-1}).

Les facteurs $f_{3\alpha}$ et $f_{3\beta}$ sont des facteurs de correction définie aux équations (2.21) et (2.22) respectivement :

$$f_{3\alpha} = \frac{r_p}{r_p + \frac{r_\lambda}{r_p} \frac{k_g}{\alpha p_g (C_{p,a} - R/2)} \sqrt{2\pi M_a R T_p}} \quad (2.21)$$

$$f_{3\beta} = \frac{r_p}{r_p + \frac{r_\lambda}{r_p} \frac{D_v}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi M_v}{R T_p}}} \quad (2.22)$$

avec :

- r_λ le rayon du parcours libre moyen supposé égale à r_p (m) (Fukuta & Walter, 1970a),
- M_a la masse molaire de l'air (kg.mol^{-1}).

Dans ce modèle de croissance, l'effet de Kelvin est pris en compte : pour rappel, la pression de vapeur saturante est plus élevée sur une surface courbe que sur une surface plane. Ce phénomène s'exprime par l'équation de Kelvin :

$$A = \frac{P_{sat,S}}{P_{sat,f}} = \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{r_p \rho_p R T_p}\right) \quad (2.23)$$

où :

- $P_{sat,f}$ la pression de vapeur saturante sur une surface plane (Pa),
- $P_{sat,S}$ la pression de vapeur saturante à la surface des particules (Pa),
- σ la tension surfacique ($J.m^{-2}$).

Finalement, le rapport de saturation S déclenche la formation des cristaux si $S > 1$. Il est défini comme tel :

$$S = \frac{P_v}{P_{sat}} \quad (2.24)$$

avec :

- P_v la pression partielle de la vapeur d'eau (Pa) dans le milieu ambiant,
- P_{sat} la pression de vapeur saturante (Pa) dans le milieu ambiant.

La méthode de résolution de l'équation (2.20) sera présentée plus loin. Pour calculer le terme source dans l'équation (2.13) décrivant la variation de masse d'une particule sphérique, cette variation peut s'écrire de la façon suivante :

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{dm}{dt} \left(\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \right) = \rho_p^4 \pi r_p^2 \frac{dr_p}{dt} \quad (2.25)$$

En injectant l'équation (2.20) dans (2.25), nous obtenons la variation de la masse d'une particule :

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{4\pi r_p(S - A)}{\frac{L^2 M_v}{k_g R T_p^2 f_{3\alpha}} A + \frac{R T_p}{P_{sat,\infty} D_v M_v f_{3\beta}}} \quad (2.26)$$

Dans ce mémoire, en référence aux travaux de (Maglaras, 2007), nous considérons les conditions thermodynamiques et les propriétés de l'eau liquide si $T_p \geq -268$ K ou de la glace si $T_p < 268$ K. Ces propriétés sont définies en ANNEXE II.

2.4 Équations mathématiques pour la résolution de l'écoulement turbulent

Les équations mathématiques de la phase gazeuse étant définie, il convient de les transformer de façon à ce qu'elles puissent résoudre l'écoulement turbulent étudié. Après, cela nous allons définir le modèle de turbulence pour terminer cette section.

2.4.1 Décomposition de Reynolds et moyenne de Favre

La décomposition de Reynolds est une méthode qui permet de simplifier les équations de Navier-Stokes en faisant disparaître les fluctuations de périodes et d'amplitude courtes. En effet, c'est une approche statistique qui implique la séparation d'une variable instantanée φ des équations de Navier-Stokes, comme la vitesse ou la pression, en sa moyenne Φ et sa composante fluctuante φ' (Wilcox, 2006). Pour les écoulements instationnaires, ce processus utilise une moyenne d'ensemble. En décomposant cette variable instantanée φ qui dépend du temps t et de la position dans l'espace x , la décomposition de Reynolds s'écrit :

$$\varphi(x, t) = \Phi(x) + \varphi'(x, t) \quad (2.27)$$

Le reste de la méthode ne sera pas développé dans ce mémoire, il est toujours possible de consulter l'ouvrage de Wilcox (Wilcox, 2006) pour plus de détails. Dans le cadre d'un écoulement compressible, la masse volumique est variable ce qui implique d'utiliser la moyenne de Favre. En appliquant la moyenne de Favre pour un écoulement compressible, par définition nous pouvons écrire par exemple pour la masse volumique et la vitesse :

$$\overline{\rho_g u_i} = \overline{\rho_g} U_i \quad (2.28)$$

avec :

- $\overline{\rho_g}$ la masse volumique moyennée (kg.m^{-3}),
- U_i la moyenne de Favre pour la vitesse de la composante i (m.s^{-1}).

Les équations moyennées paraissent dans la section suivante.

2.4.2 Équations moyennées

La décomposition de Reynolds et la moyenne de Favre appliquées aux écoulements compressibles permettent de moyennner les équations de conservation de la masse, de conservation de la quantité de mouvement, du transport pour l'énergie, du transport pour la vapeur d'eau et du transport pour l'air respectivement comme tels :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} U_i) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g} U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho_g} U_i U_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(P_g) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\tau_{ijg}}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho_g u_i' u_j'}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(E_g) + \frac{\partial}{\partial x_i}(E_g U_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} U_i) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\tau_{ijg}} U_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(Q_g) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_v}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_v} U_i) - J_v - \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial}{\partial x_j}(Y_v) &= -n\dot{m} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_a}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_a} U_i) - J_a - \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial}{\partial x_j}(Y_a) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

La décomposition de Reynolds appliquée à l'équation de conservation de la quantité de mouvement amène un terme non linéaire $\overline{\rho_g u_i' u_j'}$ nommé le tenseur des contraintes de Reynolds τ_{ij}^R . Ce terme ne peut être résolu et doit être modélisé. L'hypothèse de Boussinesq suppose que ce tenseur de Reynolds est proportionnel aux taux de déformations dans le fluide

avec un coefficient de proportionnalité. Ce coefficient de proportionnalité est la viscosité dynamique turbulente μ_t par analogie aux contraintes visqueuses. L'énergie cinétique turbulente k est également introduite :

$$\tau_{ij}^R = \overline{\rho_g u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho_g} k \delta_{ij} \quad (2.30)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ sinon $\delta_{ij} = 0$). Au total, deux inconnues viennent se rajouter au problème : la viscosité dynamique turbulente μ_t et l'énergie cinétique turbulente k . Dans la prochaine section, nous aborderons le modèle de turbulence qui permet de déterminer ces deux inconnus.

2.4.3 Modèle de turbulence

Les modèles de turbulence permettent donc de déterminer les deux inconnues manquantes (μ_t et k) pour fermer le problème en ajoutant des équations supplémentaires. Dans le cadre de la modélisation de jet coaxial, les modèles les plus utilisés sont des modèles à deux équations modélisant la viscosité dynamique turbulente, à savoir :

- le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974),
- le modèle $k - \varepsilon$ Realizable (Shih, Liou, Shabbir, Yang, & Zhu, 1995),
- le modèle $k - \omega$ Shear Stress Transport (SST) (Menter, 1994).

Ces modèles sont proposés par STAR-CCM+. Cependant, dans le but d'approfondir l'analyse, nous avons trouvé dans la littérature (N. J. Georgiadis & DeBonis, 2006; Konstantin, 2009) l'utilisation de ces mêmes modèles de turbulence mais avec une calibration différente. Autrement dit, des modèles dont les constantes sont calibrés par des expérimentations d'écoulement de jets, à savoir :

- le modèle $k - \varepsilon$ Standard avec les constantes de (Thies & Tam, 1996),
- le modèle $k - \varepsilon$ Realizable avec les constantes de (Thies & Tam, 1996).

Finalement, ces modèles de turbulence seront comparés entre eux dans le chapitre 3. Les conclusions du chapitre 3 attestent que la meilleure prédiction du champ moyen des vitesses sur un cas expérimental de jet coaxial revient au modèle $k - \varepsilon$ Standard avec les constantes de fermeture de (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974). Par conséquent, c'est ce modèle qui sera utilisé sur la modélisation du chapitre 4. Le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) utilise deux équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente k et une autre pour le taux de dissipation ε . À partir de l'énergie cinétique turbulente, la viscosité dynamique turbulente μ_t peut être déterminée par :

$$\mu_t = \overline{\rho_g} C_\mu f_\mu k T_t \quad (2.31)$$

avec :

- C_μ une constante du modèle,
- f_μ une fonction d'amortissement (prise à 1),
- T_t l'échelle de temps de la turbulence (s).

Des précisions complémentaires concernant les coefficients du modèle intéressant le lecteur peuvent être fournies dans ce guide. Le modèle $k - \varepsilon$ Standard issu du guide (CD-Adapco, 2016) est composé de :

- 1) l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_g} k) + U_i \frac{\partial \overline{\rho_g} k}{\partial x_i} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial^2 k}{\partial x_i^2} + \rho (\varepsilon - \varepsilon_0) = P_k \quad (2.32)$$

avec :

- σ_k une constante du modèle,
- P_k le taux de production de k ,
- ε_0 le taux de dissipation à l'état initial dans le milieu ambiant ($\text{m}^2.\text{s}^{-3}$).

2) l'équation de transport pour le taux de dissipation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g \varepsilon}) + U_i \frac{\partial \overline{\rho_g \varepsilon}}{\partial x_i} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_i^2} - \frac{1}{T_e} C_1 P_\varepsilon + C_2 f_2 \overline{\rho_g} \left(\frac{\varepsilon}{T_e} - \frac{\varepsilon_0}{T_e} \right) \quad (2.33)$$

avec :

- σ_ε , C_1 , et C_2 des constantes du modèle,
- f_2 une fonction d'amortissement qui minimise la décroissance du mélange turbulent proche paroi (prise à 1),
- P_ε le taux de production de ε ,
- T_e l'échelle de temps des grandes échelles (s).

Les constantes du modèle sont les suivantes (CD-Adapco, 2016) :

$$C_1 = 1,44, \quad C_2 = 1,92, \quad C_\mu = 0,09, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

2.5 Méthode numérique pour la discrétisation des équations mathématiques

Cette section traite des méthodes numériques et plus particulièrement de la manière dont nous allons appliquer les équations mathématiques à un domaine discret. La méthode principale est décrite brièvement suivie par une courte description du solveur lagrangien. Enfin, les discrétisations spatiales et temporelles sont présentées.

2.5.1 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode largement utilisée dans la CFD permettant de résoudre des équations de transport sous forme intégrales sur des volumes de contrôle. Le domaine de calcul est discrétisé en volume élémentaire (ou surfaces élémentaires pour un calcul en deux dimensions) correspondant à des cellules dans un maillage. Les versions discrètes de la forme intégrale des équations de transport sont appliquées à chaque volume élémentaire. L'objectif est d'obtenir un système d'équations algébrique pour lequel le nombre total d'inconnus dans chaque système d'équations correspond au nombre de cellules totales

dans le maillage. La solution des termes non linéaire dans les équations de Navier-Stokes est réalisée par des méthodes itératives. Ces méthodes itératives reposent sur des stratégies de linéarisation. Finalement, les équations linéarisées sont résolues avec un solveur multi-maillage algébrique (Versteeg & Malalasekera, 2007).

2.5.2 Solveur Lagrangien

Cette section décrit la méthodologie utilisée pour calculer la position des particules par le solveur Lagrangien (CD-Adapco, 2016). La méthodologie pour une simulation dont la solution avance de t à $t + \Delta t$ (Δt étant le pas de temps), en considérant une seule itération du solveur instationnaire du solveur Lagrangien est la suivante :

- 1) à l'instant t , le solveur pour les équations de la phase gazeuse est gelé et le solveur Lagrangien s'exécute avant le solveur de la partie phase gazeuse.
- 2) de t à $t + \Delta t$, la position de chaque particule est calculée numériquement en intégrant avec un schéma d'Euler implicite du second ordre l'équation (2.26) par rapport au temps avec le pas d'intégration δt_a étant le pas de temps local relatif à chaque particule dont la résolution se fait par une approche marche temporelle, et ce jusqu'à l'intervalle de temps suivant $t + \Delta t$.

2.5.3 Discrétisation

Les schémas de discrétisations vont permettre d'approximer les équations discrétisées en équations algébriques à l'aide des séries de Taylor (Versteeg et Malalasekera, 2007). En choisissant d'approximer avec un ordre de précision élevé, moins d'erreurs de troncatures sont introduites. Ces erreurs de troncatures agissent comme étant de la diffusion ou de la dispersion numérique. Cependant, un schéma d'ordre élevé peut amener une convergence des résidus moins bonne qu'avec un schéma d'ordre moins élevé. Par exemple, la dissipation numérique introduit par un schéma d'ordre un est plus élevée que pour un schéma numérique d'ordre deux, ce qui a pour conséquence de mieux stabiliser la solution et de converger plus bas les résidus. Le choix du schéma de discrétisation est particulièrement important puisqu'il affecte plusieurs paramètres de la solution, dont la stabilité et la précision des résultats.

Discrétisation spatiale

Les schémas de discrétisation spatiale disponible dans STAR-CCM+ pour notre étude sont :

- un schéma amont (ou *upwind*) du premier ordre,
- un schéma amont (ou *upwind*) du second ordre,
- un schéma hybride MUSCL (ou *Hybrid MUSCL*) du troisième ordre.

Les schémas de discrétisation amont prennent en compte la direction de l'écoulement. Dans notre cas, l'écoulement est tri directionnel, car l'avion vole de manière horizontale et les gradients de vitesses dans les couches de mélanges sont suivant les trois directions (x, y et z). Le schéma amont du premier ordre est généralement déconseillé à cause de la forte dissipation qu'il introduit. Le schéma *hybrid MUSCL* du troisième ordre est recommandé pour les simulations dites à « haute-fidélité » (LES ou DES pour *Detached Eddy Simulation*), dans des applications acoustiques et aérodynamiques (CD-Adapco, 2016). Le schéma amont du second ordre offre un bon compromis entre la stabilité et la précision. Ce schéma possède l'avantage d'introduire une diffusion numérique plus faible qu'un schéma numérique d'ordre un. Ainsi, pour cette étude, les simulations dans ce mémoire seront réalisées au moyen d'un schéma amont de second ordre.

Discrétisation de l'équation pour la croissance des cristaux

L'équation (2.20) calculant le rayon de chaque particule à chaque pas de temps est résolue par un schéma numérique. La résolution de cette équation se fera par le moyen d'un schéma Runge-Kutta d'ordre 4 utilisé par (Garnier et al., 2014). Ce schéma numérique a été programmé dans STAR-CCM+ en langage C.

Discrétisation temporelle

Les schémas de discrétisation temporelle pour la phase gazeuse disponible dans STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2016) pour notre étude sont :

- un schéma d'Euler implicite du premier ordre,
- un schéma d'Euler implicite du second ordre.

Les schémas implicites sont par définition inconditionnellement stables, c'est-à-dire qu'ils ne mettent pas de condition sur le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy. Ce nombre caractérise le déplacement d'une onde à une certaine vitesse sur une cellule du domaine pendant un pas de temps. Pour les schémas explicites, le CFL doit être inférieur à 1 pour être stable. Les schémas implicites n'ont pas de condition sur le CFL. Nous avons choisi le schéma d'Euler implicite du second ordre, car la précision de ce schéma est supérieure à un schéma d'Euler implicite du premier ordre d'après (Versteeg & Malalasekera, 2007).

Le solveur Lagrangien pour la partie solide emploie un pas de temps local est attribué aux particules pour contrôler leur déplacement sur le domaine de calcul. Ce pas de temps noté δt_d dépend de trois paramètres : le pas de temps de la simulation Δt (avec $\delta t_d \leq \Delta t$), le CFL maximum CFL_{max} et le CFL minimum CFL_{min} . La condition sur le pas de temps relatif δt_p aux particules est la suivante :

$$\frac{CFL_{min}\Delta x}{\max(|U_i|, |\vec{v}_d|)} \leq \delta t_d \leq \frac{CFL_{max}\Delta x}{\max(|U_i|, |\vec{v}_d|)} \quad (2.34)$$

avec Δx la longueur caractéristique d'une cellule contenant la particule.

Ce pas de temps est ajusté dynamiquement, car CFL_{min} et CFL_{max} sont imposés, mais Δx , U_i , $\vec{v}_d$ varient pendant la simulation, car ils dépendent de l'écoulement.

2.6 Conclusion partielle

Ce deuxième chapitre a posé les équations mathématiques de Navier-Stokes moyennées qui prédisent l'écoulement de la phase gazeuse ainsi que le calcul de la position de la phase solide réalisé par une approche Lagrangienne. La croissance des cristaux de glace est calculée à chaque pas de temps par l'équation de Fukuta et Walter. En ce qui concerne la modélisation de la turbulence, parmi les cinq configurations des modèles de turbulence étudiées, le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) a été présenté. En effet, ce modèle a montré une meilleure prédiction pour la modélisation d'un jet coaxial en régime

compressible. Ces résultats se trouvent dans le prochain chapitre, avec lesquels 5 modèles de turbulence ont été comparés entre eux puis avec des résultats expérimentaux. Enfin, les équations mathématiques sont discrétisées par un schéma spatial de type amont du second ordre et un schéma temporelle d'Euler implicite du second ordre.

CHAPITRE 3

CHOIX DE LA CONFIGURATION DU MODÈLE DE TURBULENCE

Dans le chapitre précédent, les équations mathématiques et la méthode numérique ont été décrites. Par ailleurs, la littérature sur les simulations de jet coaxial en régime compressible montre qu'un certain nombre de modèles de turbulence peuvent être utilisés. Le but de ce chapitre correspond au premier sous-objectif énoncé de ce mémoire, qui est le choix d'un modèle de turbulence capable de reproduire l'écoulement d'un jet en régime compressible. Pour ce faire, différents modèles de turbulences ont été utilisés pour d'une part les comparer entre eux, et d'autre part les comparer face à une expérimentation. Cette étape permettra de choisir le modèle de turbulence pour les résultats des travaux présentés dans le chapitre 4. Ce troisième chapitre est construit en trois sections. La première section présente le cas expérimental de (Guitton et al., 2007). La deuxième section présente la méthodologie. La troisième montre les résultats obtenus sur l'étude de convergence du maillage et la comparaison avec le cas expérimental sur les quantités moyennées de champs et de profils, de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et des contraintes de cisaillements. Il est à noter que les simulations dans ce chapitre ont été réalisées avec les équations de RANS pour modéliser un écoulement en état stationnaire. Également, l'écoulement est supposé axisymétrique ce qui implique l'utilisation d'équations écrites en coordonnées polaires non détaillées dans ce mémoire, mais pouvant être consultées dans le guide de STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2016). Les équations sont écrites dans le repère $(O, \vec{r}, \vec{\theta}, \vec{z})$. Cette hypothèse de modélisation (c'est-à-dire modéliser un écoulement asymétrique pour un jet) a été prise dans le cadre de simulation pour des jets coaxiaux (Cutler, Diskin, Drummond, & White, 2006; N. Georgiadis & Papamoschou, 2003; Reynier & Minh, 1997).

3.1 Présentation du cas expérimental

Dans cette section, nous allons présenter les travaux expérimentaux servant de cas de comparaison avec le modèle numérique. Les travaux réalisés par (Guitton et al., 2007) ont été réalisés au Laboratoire d'études aérodynamiques (LEA) à l'Université de Poitiers en France

dans le cadre d'une campagne de mesure pour le projet européen Co-axial Jet Engine Noise (CoJEN). Le but de ces travaux était de fournir une description complète et approfondie des caractéristiques de la turbulence de la structure d'un jet coaxial, sa signature dans la zone de mélange initiale et sa réponse acoustique dans la zone pleinement mélangée. La distribution des vitesses a été mesurée par un Anémomètre à Laser Doppler (LDA en anglais *Laser Anemometry Doppler*) dans une soufflerie anéchoïque, c'est-à-dire que les parois absorbent les ondes acoustiques. Les résultats de ces travaux portent sur le champ moyen des vitesses, des quantités turbulentes, des fluctuations de pression et des spectres de pression du jet coaxial. Le choix de cet article pour cette comparaison s'explique par le fait que l'étude traite d'écoulement compressible dont le rapport des vitesses λ_v est typiquement celui d'un turboréacteur d'avion (c'est-à-dire $\lambda_v \approx 0,7$ contre $\lambda_v \approx 0,65$ d'après (Garnier, Baudoin, et al., 1997)). De plus, des outils de mesure relativement récents (LDA par exemple) sont utilisés pour effectuer ces mesures sur la distribution des vitesses. Les travaux de (Guitton et al., 2007) ont également servi de cas de comparaison dans d'autres travaux de recherche sur les jets coaxiaux (Daviller, 2010; Eschricht, Greschner, Thiele, & Jacob, 2009).

Les caractéristiques de la tuyère sont présentées en Figure 3.1. Le diamètre du jet primaire (**JP**) noté $\mathbf{D_p}$ est de 0,055 m et le diamètre du jet secondaire (**JS**) noté $\mathbf{D_s}$ est de 0,1 m. La longueur de la tuyère $\mathbf{L}$ est de 0,158 m. La vitesse d'éjection de l'air du JP notée $\mathbf{U_p}$ est de 171 m.s⁻¹ et celle du JS notée $\mathbf{U_s}$ est de 120 m.s⁻¹. La température de l'air $\mathbf{T_a}$ est de 293 K. Le nombre de Mach calculé pour le JP noté $\mathbf{M_p}$ et pour le JS noté $\mathbf{M_s}$ est de 0,5 et de 0,35 respectivement. Basé sur le diamètre du JP, le nombre de Reynolds est de $\mathbf{Re_p} = 6,25 \times 10^5$.

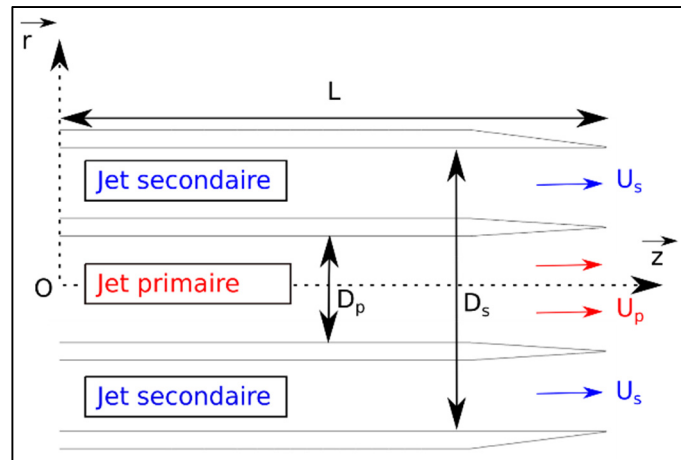


Figure 3.1 Schématisation de la tuyère

3.2 Méthodologie

Cette section fait suite à la précédente en présentant la construction du modèle numérique visant à simuler l'expérience décrite précédemment. Premièrement, nous avons construit le domaine de calcul en définissant ses conditions aux limites et ses dimensions. Deuxièmement, le maillage du domaine de calcul est présenté. En dernier lieu, nous présentons les conditions initiales des simulations.

3.2.1 Création du domaine de calcul

Le domaine de calcul en deux dimensions est un quadrilatère de dimension $15 D_s$ dans la direction transversale et de dimension $41,58 D_s$ dans la direction longitudinale. Un jet coaxial composé d'un JP et d'un JS débouche dans ce quadrilatère. Les dimensions de la tuyère sont les mêmes que celles utilisées dans les travaux de (Guitton et al., 2007) présentées dans la section précédente à la Figure 3.1.

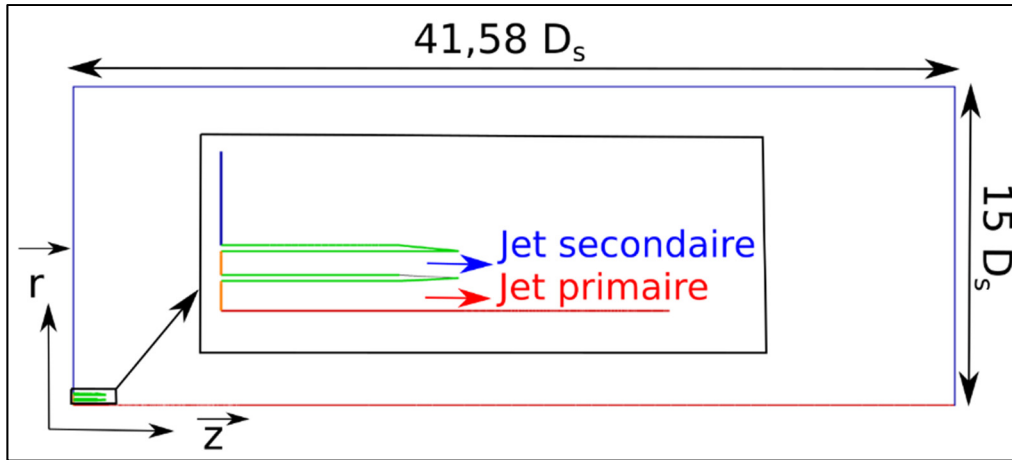


Figure 3.2 Conditions aux limites du domaine de calcul

Les conditions aux limites sont présentées à la Figure 3.2. Les couleurs correspondent à un type de conditions aux limites :

- orange correspond à une pression d'entrée imposée ;
- bleue correspond à une pression de sortie imposée ;
- verte correspond à une paroi (sans glissement) ;
- rouge correspond à un axe de symétrie.

3.2.2 Initialisation des simulations

Les conditions sont identiques à celle de l'expérimentation de (Guitton et al., 2007). L'air est considéré comme un gaz parfait dans cette étude. Pour calculer la pression totale P_{totale} (Pa) servant de condition initiale à partir du nombre Mach noté M et donné dans l'article de (Guitton et al., 2007) pour chacun des jets, nous avons utilisé l'équation suivante :

$$P_{totale} = P_{statique} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.1)$$

avec :

- $P_{statique}$ la pression statique (Pa),
- γ l'indice adiabatique d'un gaz, ici pris à $\gamma = 1,4$ pour de l'air à 293 K.

Pour la température totale T_{totale} (K), nous avons utilisé l'équation suivante :

$$T_{\text{totale}} = T_{\text{statique}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (3.2)$$

avec T_{statique} la température statique (K). La vitesse u_i est calculée par STAR-CCM+ avec l'équation suivante :

$$|u_i| = \sqrt{2 \times C_{p,g} (T_{\text{totale}} - T_{\text{statique}})} \quad (3.3)$$

La capacité thermique du gaz à pression constante notée $C_{p,g}$ ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) est définie comme :

$$C_{p,g} = (1 - Y_v) C_{p,a} + Y_v C_{p,v} \quad (3.4)$$

avec :

- $C_{p,a}$ la chaleur spécifique de l'air en ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$),
- $C_{p,v}$ la chaleur spécifique de la vapeur d'eau ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Le Tableau 3.1 présente les conditions initiales obtenues pour le JP, le JS et les conditions ambiantes.

Tableau 3.1 Conditions initiales pour le turboréacteur et les conditions ambiantes

Paramètre physique	Jet primaire	Jet secondaire	Conditions ambiantes
Vitesse (m.s^{-1})	171	120	0
Pression statique (hPa)	1013	1013	1013
Température statique (K)	293	293	293
Pressure totale (hPa)	1202	1103	1013
Température totale (K)	307	300	293
Nombre de Mach	0.500	0.350	0

3.2.3 Élaboration du maillage

Cette section présente le maillage du domaine de calcul. Des éléments quadrilatères sont utilisés pour générer le maillage. Dans la tuyère, ces éléments sont raffinés au niveau des parois pour atteindre une taille de maillage de $2,216 \times 10^{-6}$ m dans la direction normale à la paroi et grandissent au fur et à mesure de l'éloignement de la paroi pour aboutir à une taille de $\Delta r = \Delta z = 10^{-2} D_s$ sur une zone de $z/D_s = -1,58$ à $z/D_s = 12$. Puis, la taille des cellules augmente progressivement jusqu'à $z/D_s = 40$. Au-dessus de $r/D_s = 5$, la taille des cellules est volontairement élevée puisqu'elle ne contient pas de gradient important. Cette zone agit comme une zone éponge. Finalement, le maillage est constitué de 618 651 cellules. La Figure 3.3a) présente le maillage du domaine de calcul, avec un agrandissement dans la zone de la tuyère sur la Figure 3.3b).

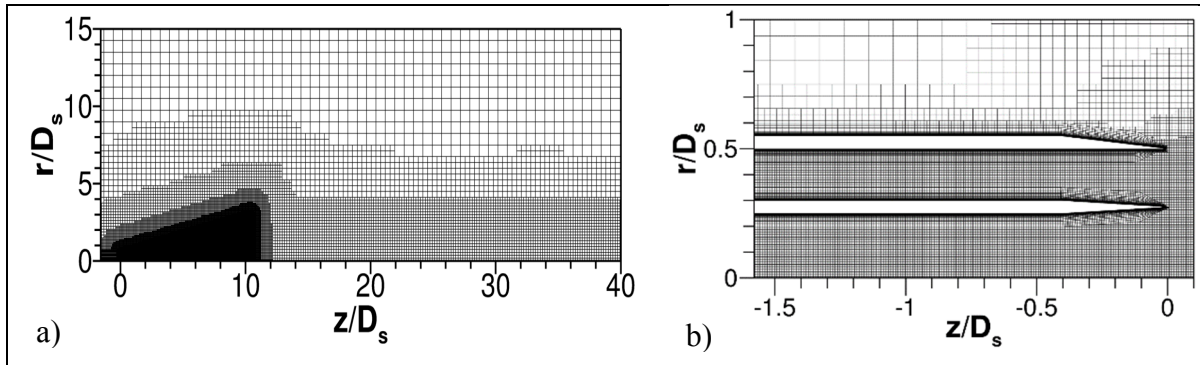


Figure 3.3 a) Visualisation du maillage de domaine de calcul, b) et du maillage dans la tuyère

La résolution de l'écoulement proche paroi est réalisée par un traitement hybride. En effet, lorsque le y^+ , qui représente la distance adimensionnelle à la paroi, est proche de 1 la sous-couche visqueuse est résolue, tandis que lorsque le y^+ est supérieure à 30, une loi de paroi est utilisée. Les quantités calculées telles que le cisaillement en proche paroi, la production de la turbulence et la dissipation de la turbulence dérivent de la théorie de la couche limite turbulente en équilibre (Schlichting & Gersten, 2016). Ainsi, une valeur cible du y^+ en dessous de 1 est atteinte dans la tuyère. Les résultats concernant cette valeur cible atteinte seront présentés dans la section suivante.

3.3 Présentation des résultats

Le récapitulatif des simulations qui vont être lancées dans ce chapitre 3 vont être affichés en début de chaque section présentant les résultats sur l'étude de convergence de la solution vis-à-vis du maillage et sur l'étude du choix du modèle de turbulence.

3.3.1 Étude de convergence du maillage

Le maillage ayant été défini précédemment, une étude de convergence de la solution vis-à-vis du maillage doit être menée. Le but étant d'évaluer l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage et d'estimer les erreurs dues au raffinement du maillage. Pour ce faire, la méthode *Grid Convergence Index* (GCI) (Celik, Ghia, Roache, & Freitas, 2008; Leonard, 2008) a été appliquée dans le cadre de ce travail. Cette méthode suggère un indice de convergence du maillage (GCI) pour fournir une manière cohérente de rapporter les résultats d'étude de maillage et peut fournir une marge d'erreur sur la convergence du maillage sur la solution. Dans cette étude, les simulations ont été réalisées avec le modèle $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) car c'est ce modèle qui prédit le mieux l'écoulement expérimental, présenté plus loin dans ce chapitre. Les paramètres utilisés pour le calcul du rapport de raffinement sont affichés dans le Tableau 3.2, dans lequel trois maillages de taille différente sont considérés : un maillage fin (indice 1), un maillage moyen (indice 2) et un maillage grossier (indice 3).

Tableau 3.2 Paramètres utilisés pour le calcul du rapport de raffinement

Taille du maillage	Nombre de cellules du maillage noté N_{cell}	Aire du domaine de calcul (m^2) noté A
fine – indice 1	1 227 567	6,24
moyenne – indice 2	618 651	6,24
grossière – indice 3	290 110	6,24

L'erreur générée entre chaque maillage consécutif sera évaluée dans une zone d'intérêt de l'écoulement. Pour cela, une région de l'écoulement qui est pertinente pour l'étude est choisie, soit le champ proche de la tuyère. En référence aux travaux de (Klioutchnikov, Olivier, & Odenthal, 2013), ces derniers ont évalué les erreurs dues au maillage suivant la décroissance de la vitesse axiale moyennée le long du JP à $r/D_s = 0$. Nous avons procédé de la même manière en comparant la décroissance de la vitesse axiale moyennée du JP et également la décroissance de la vitesse axiale moyennée du JS à $r/D_s = 0,4$.

L'erreur GCI entre chaque maillage consécutif évalue l'erreur: c'est-à-dire entre les maillages 1 et 2 puis 2 et 3. Le rapport de raffinement entre chaque maillage successif est $r_{21} = h_2/h_1$ et $r_{32} = h_3/h_2$ avec h_i étant défini comme :

$$h_i = \left(\frac{1}{N_{cell}} \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

dont les paramètres ont été définis dans le Tableau 3.2. La méthode GCI impose d'avoir un rapport de raffinement supérieur à 1,3 d'après (Celik et al., 2008) ce qui est bien le cas ici pour $r_{21} = 1,98$ et $r_{32} = 2,13$. Le calcul de h_i dépendamment du maillage fin (h_1), moyen (h_2) ou grossier (h_3) est déterminé avec les paramètres du Tableau 3.2. L'indice i associé à l'aire du domaine de calcul (A_1, A_2, A_3) représente chaque taille du maillage différent. Ainsi, le GCI maximale caractérise l'erreur maximale sur la décroissance de la vitesse axiale moyennée du JP ou sur la décroissance de la vitesse axiale moyennée du JS pris le long de l'axe central du jet. Un critère GCI est défini pour chaque maillage successif (moyen-fin avec l'indice $_{21}$ et grossier-moyen avec l'indice $_{32}$). Le critère $GCI_{21} \max$ se calcule de la manière suivante :

$$GCI_{21} \max = \max \left(\frac{1,25 e_a^{21}}{(r_{21}^p - 1)} \right) \quad (3.6)$$

et le critère $GCI_{32} \max$ se calcule de la manière suivante :

$$GCI_{32} \max = GCI_{21} \max \times r_{21}^p \quad (3.7)$$

avec :

- p l'ordre de précision apparent de la méthode d'après (Celik et al., 2008),
- e_a^{21} l'erreur relative approximative des quantités physiques d'après (Celik et al., 2008).

Nous avons répertorié dans le Tableau 3.3 les résultats de l'étude GCI. Les GCI maximum entre les maillages successifs (grossier, moyen puis moyen fin) sont comparés entre eux. De cette manière, nous pouvons identifier la plus forte erreur de discrétisation dans le maillage. L'ordre apparent de précision moyen p_{moyen} est également reporté dans le tableau pour chaque variable comparée.

Tableau 3.3 Résultats de l'étude GCI

Variable comparée	GCI_{21} max (%)	GCI_{32} max (%)	Ordre de précision apparent moyen p_{moyen}
Vitesse axiale du jet primaire	0,287	0,193	2,00
Vitesse axiale du secondaire	2,94	0,593	1,57

Le critère GCI maximum pour le JP est de 0,287 % entre le maillage fin et le maillage moyen puis de 0,193 % entre le maillage moyen et le maillage grossier, pour un ordre de précision apparent moyen de 2,00, ce qui est satisfaisant sachant que l'ordre du schéma numérique spatial est de 2. Également, le GCI max pour le JS est de 0,593 % entre le maillage grossier et le maillage moyen puis de 2,94 % entre le maillage moyen et le maillage fin, pour un ordre de précision apparent moyen de 1,57. Les erreurs de discrétisation sont considérées suffisamment basses avec le maillage moyen en comparant notre valeur de GCI pour le JP avec ceux de (Stankowski, MacManus, Robinson, & Sheaf, 2017) qui était de 2,05 %. Par souci de concision, les courbes des résultats ne sont pas présentées dans ce mémoire. En conclusion de

cette étude, nous pouvons attester que l'erreur numérique est inférieure à 5 % ce qui est raisonnable.

3.3.2 Choix de la configuration du modèle de turbulence

Dans la modélisation d'écoulement complexe, le modèle de turbulence est connu pour avoir un impact important sur la prédiction de l'écoulement et des transferts de chaleur. Dans le but de choisir le modèle de turbulence le plus approprié pour la configuration étudiée, les simulations ont été résolues avec cinq configurations de modèles de turbulence différents puis comparées avec des travaux expérimentaux. Ces modèles de turbulence sont présentés dans le Tableau 3.4. D'ailleurs, chaque configuration de modèle de turbulence est identifiée par un index (ID) de 1 à 5. Cela permet d'identifier chacune de ces configurations de modèles de turbulence par ces ID dans les tableaux au lieu d'utiliser leur nom et référence complète.

Tableau 3.4 Récapitulatif des simulations pour l'étude sur le choix de la configuration du modèle de turbulence

Cas	(ID) Configuration de modèle de turbulence
1	(1) $k - \omega$ Shear Stress Transport (Menter, 1994)
2	(2) $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974)
3	(3) $k - \varepsilon$ Realizable (Shih et al., 1995)
4	(4) $k - \varepsilon$ Standard (Thies & Tam, 1996)
5	(5) $k - \varepsilon$ Realizable (Thies & Tam, 1996)

Les quantités moyennées de champs et de profils, de vitesse, d'énergie cinétique turbulente moyenne et de contraintes de cisaillement sont analysées. Les erreurs relatives moyennes notées EMO et maximales notées EMA ont été calculées sur chacun des profils du champ moyen des vitesses. Les erreurs relatives entre les données expérimentales et les données numériques sont calculées de cette façon pour l'EMO :

$$EMO (\%) = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^h \left(100 \times \frac{Valeur\ num - Valeur\ exp}{Valeur\ exp} \right) \quad (3.8)$$

et pour l'EMA :

$$EMA (\%) = \max \left(\sum_{i=1}^h \left(100 \times \frac{Valeur\ num - Valeur\ exp}{Valeur\ exp} \right) \right) \quad (3.9)$$

avec s étant le nombre total de points échantillonnés.

Pour commencer, nous allons décrire les champs moyens de vitesses et de l'énergie cinétique turbulente moyenne de manière qualitative, puis nous aborderons de manière quantitative l'analyse des profils de vitesses moyennes, de l'énergie cinétique turbulente moyenne et des contraintes de cisaillement. Dans chaque tableau, la valeur colorée en vert correspond à la valeur dont la différence est la plus proche des données expérimentales tandis qu'en rouge, il s'agit de celle dont la valeur est la plus éloignée.

Une distribution spatiale des isocontours de la vitesse axiale moyennée divisée par la vitesse axiale maximale obtenue dans le champ de vitesse est présentée à la Figure 3.4 pour le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974).

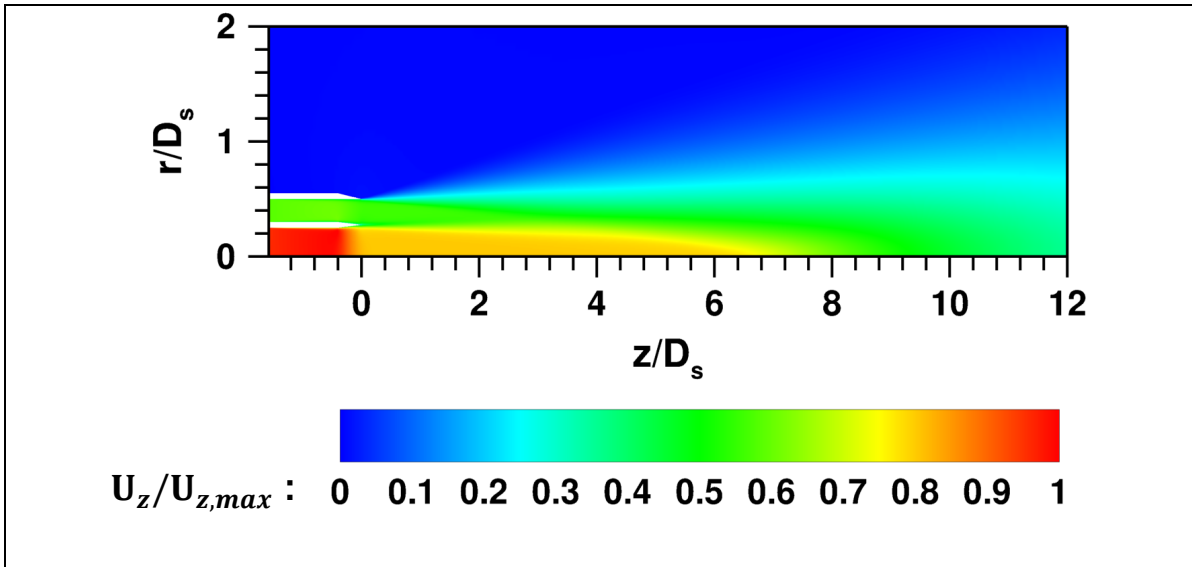


Figure 3.4 Représentation des isocontours de la vitesse axiale moyennée avec le modèle $k - \varepsilon$ Standard

Il est intéressant de constater que les couleurs sur ces isocontours correspondent à une partie de la structure du jet : la partie orange correspond au cône potentiel du JP, la partie jaune correspond à la couche de mélange interne et la partie bleu clair correspond à la couche de mélange externe. La partie correspondant au cône potentiel du JS est plus difficile à identifier compte tenu de l'étendue de la couleur verte sur l'échelle (c'est-à-dire de 0,375 à 0,700 environ pour la vitesse axiale moyennée sans dimension).

Ensuite, les isocontours spatiaux de l'énergie cinétique turbulente moyenne notée K adimensionnée par la vitesse axiale maximale au carré sont présentés à la Figure 3.5. Comme le remarque (Papamoschou, 2017), nous distinguons clairement que l'énergie cinétique turbulente moyennée adimensionnée dans la couche de mélange externe est plus intense ($\approx 0,008$) comparé à celui dans la couche de mélange interne ($\approx 0,004$). Maintenant, plus au centre du jet ($r/D_s = 0,4$), après la zone intermédiaire à environ $z/D_s = 7$, nous remarquons la présence d'une zone rouge caractérisant l'énergie cinétique turbulente maximale atteinte après la destruction des cônes potentiels. Cette zone fortement turbulente a un effet important sur la distribution des vitesses, car plus le mélange est fort (c'est-à-dire plus l'énergie cinétique turbulente est forte), plus les vitesses diminuent. Spatialement, cette zone s'étend pour $6 <$

$z/D_s < 9,5$ avec une énergie cinétique turbulence maximale d'environ 0,016, localisée après la fin du cône potentiel primaire. Pour comparer la bonne prédiction de cette distribution spatiale de l'énergie cinétique turbulente, les travaux de (Timmerman, Skeen, Bryanston-Cross, & Graves, 2009) sur la mesure expérimentale d'un jet subsonique coaxial chaud à l'aide de la vélocimétrie par images de particules montrent que la zone rouge s'étend sur $5,5 < z/D_s < 9,5$ avec une valeur maximale de l'énergie cinétique turbulente moyenne adimensionnée environ égale à 0,015. Néanmoins, les conditions initiales ne sont pas exactement les mêmes, puisque l'expérimentation considère un jet non isotherme (jusqu'à 775 K pour le JP). Les gradients de température dans un jet chaud améliorent le mélange résultant et augmentent l'intensité turbulente à la fin du cône potentiel du JP (Koh, Schröder, & Meinke, 2013). Des considérations sont à prendre en compte de notre côté, par l'approche isotrope des fluctuations dues aux modèles de turbulence, qui tend à surestimer l'énergie cinétique turbulente (Versteeg & Malalasekera, 2007).

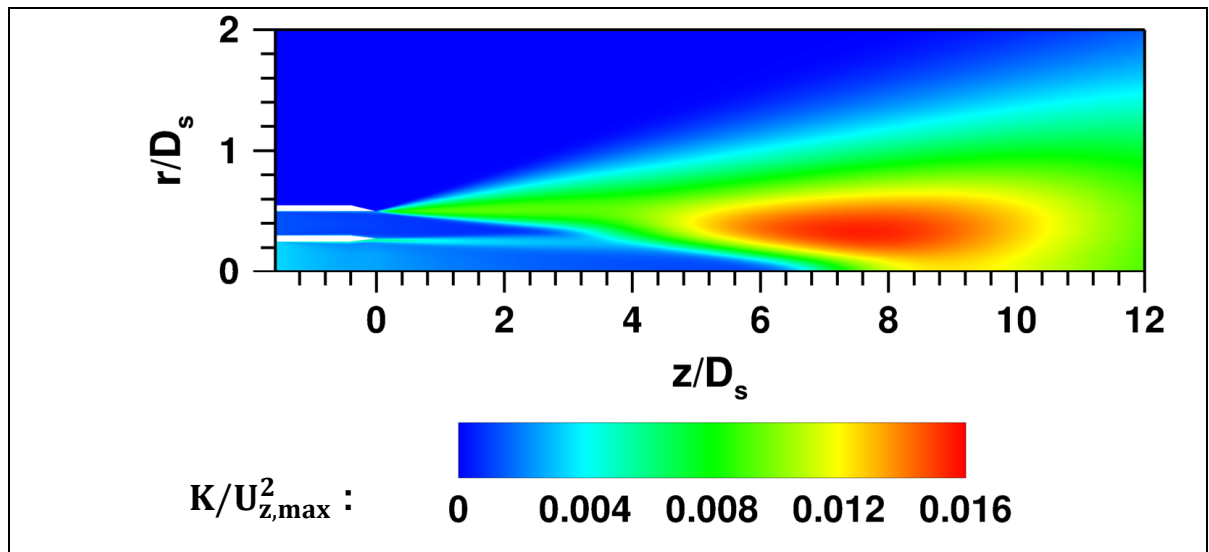


Figure 3.5 Représentation des isocontours de l'énergie cinétique turbulente moyenne avec le modèle $k - \epsilon$ Standard

Maintenant, les résultats quantitatifs sont présentés sur les champs moyens de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente. La décroissance de la vitesse axiale moyennée est comparée à la Figure 3.6.

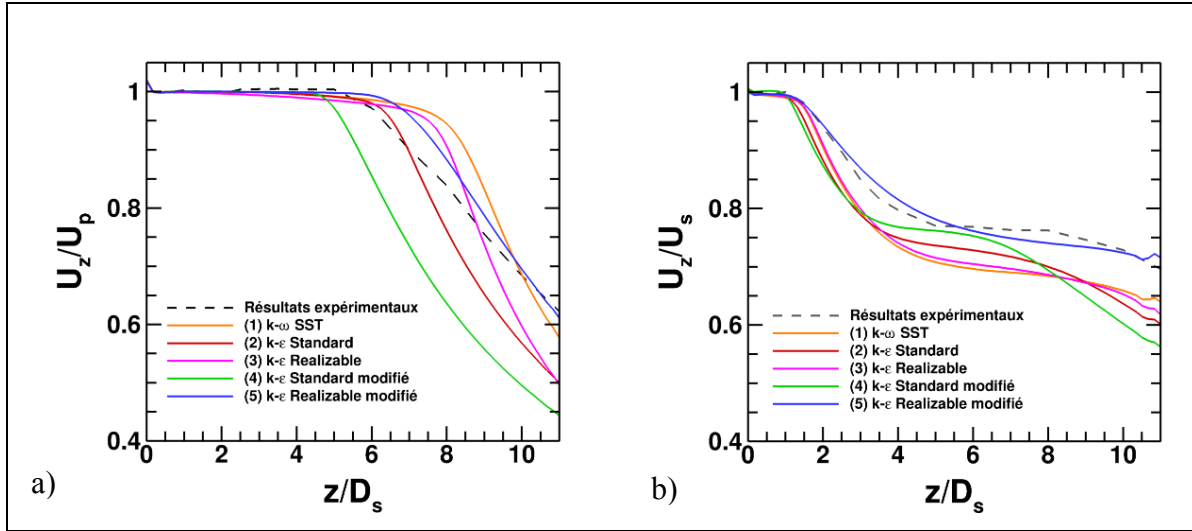


Figure 3.6 Comparaison de la décroissance de la vitesse axiale moyennée pour les cinq configurations des modèles de turbulence, a) pour le jet primaire, b) pour le jet secondaire

La décroissance du JP est prise à $r/D_s = 0$ et du JS à $r/D_s = 0,4$. La normalisation de la vitesse est faite par rapport à la vitesse axiale maximale. Le comportement de chacun des jets pour chaque modèle de turbulence montre la même tendance. Ce comportement peut être décrit en trois étapes de manière qualitative. Premièrement, la vitesse moyenne axiale est constante dans le jet jusqu'à la fin du cône potentiel soit jusqu'à environ $z/D_s \approx 6$. Deuxièmement, il s'en suit une forte décroissance de la vitesse en $(1/Z)$. Troisièmement, lorsque l'état de turbulence pleinement développé est atteint, la décroissance de la vitesse est moins rapide. Le modèle $k - \epsilon$ Realizable (Thies & Tam, 1996) représente le mieux parmi les autres modèles la mesure expérimentale, d'autant plus que ses erreurs moyenne et maximale au Tableau 3.5 montrent le plus petit écart.

Tableau 3.5 Comparaison des EMO et EMA sur la décroissance du jet primaire et du jet secondaire

Cas	Type d'erreur	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Jet primaire	EMO	3,76	4,89	4,17	11,4	2,18
	EMA	13,8	19,4	19,9	28,5	7,06
	/position axiale (z/D_s)	/8,37	/11,0	/11,0	/11,0	/7,22
Jet secondaire	EMO	6,21	5,52	5,90	5,75	2,06
	EMA	8,93	12,5	9,99	18,1	5,01
	/position axiale (z/D_s)	/8,00	/10,6	/11,0	/11,0	/11,0

Le Tableau 3.6 donne une comparaison des longueurs des cônes potentiels primaire et secondaire, souvent effectué dans la littérature (Bogey, Barré, Juvé, & Bailly, 2009; N. Georgiadis & Papamoschou, 2003) pour des jets. La longueur du cône potentiel, primaire ou secondaire, est obtenue lorsque 95 % de la vitesse axiale moyennée suivant l'axe du jet est atteinte (Bogey et al., 2009). Dans l'ensemble pour le JP, les résultats ne sont pas satisfaisants sauf pour le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974). La différence maximale sur le JP est obtenue pour le modèle $k - \omega$ Shear Stress Transport (Menter, 1994) avec une différence de 26,4 % tandis que la différence la plus faible est attribuée au $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) avec 4,64 % de différence. Pour le JS, deux modèles prédisent une longueur de cône dont la différence est inférieure à 10%. La longueur du cône équivalente aux données expérimentales est un paramètre relativement difficile à reproduire numériquement (Yoder et al., 2015). Plusieurs auteurs (Bogey & Bailly, 2009; Yoder et al., 2015) mentionnent le fait qu'un retard sur le développement et la croissance de la couche de mélange peut mener à la formation de cône potentiel plus long. Par ailleurs, les travaux de (N. Georgiadis & Papamoschou, 2003) ont montré une comparaison avec plusieurs modèles de turbulence dont la différence avec l'expérience atteignait 11,9 % sur le modèle $k - \varepsilon$ Standard de (Chien, 1982).

Tableau 3.6 Comparaison des longueurs de cône potentiel

Cas	Caractérisation	Exp.	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Jet primaire	Longueur cône (z/D_s)	6,25	7,90	6,54	7,50	5,22	7,16
	Différence par rapport à l'exp. (%)		26,4	4,64	20,0	16,5	16,5
Jet secondaire	Longueur cône (z/D_s)	1,71	1,69	1,52	1,72	1,40	1,99
	Différence par rapport à l'exp. (%)		1,16	11,1	0,58	18,1	16,4

La fin du cône potentiel engendre une augmentation significative de l'énergie cinétique turbulente (Papamoschou, 2017), c'est ce que l'on peut identifier sur la Figure 3.7. L'énergie cinétique turbulence moyenne, adimensionnée par la vitesse maximale moyenne au carré, est prise à $z/D_s = 0$ pour le JP et à $z/D_s = 0,4$ pour le JS. En reprenant les trois étapes décrites pour décrire le comportement du jet sur la Figure 3.6, la première étape est caractérisée par une diminution de l'énergie cinétique turbulente lorsque la vitesse est constante. La deuxième étape se poursuit par la destruction du cône potentiel qui élève l'intensité turbulente dans l'écoulement jusqu'à son maximum. La troisième étape concerne la phase où la décroissance de la vitesse axiale moyennée du jet est moins forte que l'étape précédente, et l'énergie cinétique turbulente diminue également. En comparant les valeurs avec l'expérimentation, le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) prédit de manière satisfaisante l'énergie cinétique turbulence pour les deux jets comparée aux autres modèles de turbulence.

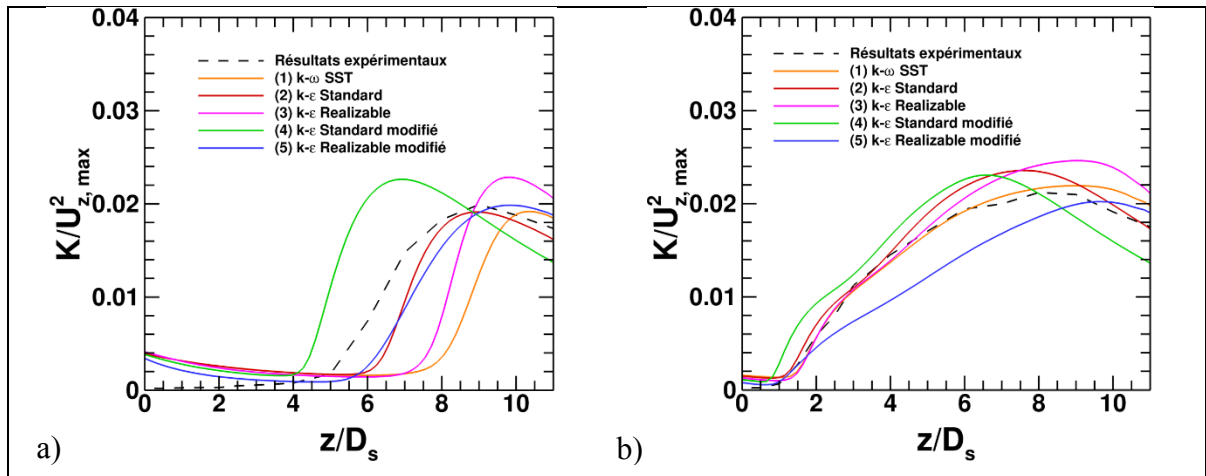


Figure 3.7 Comparaison de la décroissance de l'énergie cinétique turbulente moyenne pour les cinq configurations des modèles de turbulence, a) pour le jet primaire, b) pour le jet secondaire

Les résultats suivants sont des profils radiaux sur la vitesse axiale moyennée de l'écoulement. Parmi les positions radiales (de $z/D_s = 0,5$ à $z/D_s = 11$) comparées, par souci de concision, nous avons seulement présenté une partie de nos résultats dans ce chapitre 3. Par conséquent, deux profils dans chacune des zones du jet, c'est-à-dire la zone de mélange initiale, la zone de mélange intermédiaire et la zone pleinement mélangée, ont été sélectionnés pour ce chapitre. Au final, six profils sont comparés, les profils restants n'ont pas été inclus dans ce mémoire par souci de concision. Les erreurs moyennes et maximales ont été calculées et peuvent être consultées dans l'ANNEXE III. En poursuivant l'analyse sur les profils radiaux dans la zone de mélange initiale (c'est-à-dire en $z/D_s = 0,5$ et en $z/D_s = 1$) à la Figure 3.8, ces derniers montrent une bonne représentation des profils de vitesse expérimentale. Néanmoins, la couche de mélange interne (c'est-à-dire pour $2 < z/D_s < 2,25$) montre une légère surestimation de la vitesse pour chacun des modèles. Ces écarts peuvent venir de plusieurs incertitudes : le profil d'entrée de la vitesse, l'état de la couche limite (laminaire ou turbulente) et le niveau de turbulence initial (Buresti et al., 1998; Yoder et al., 2015). La couche de mélange externe (c'est-à-dire pour $0,45 < r/D_s < 0,55$) montre des écarts moins importants que pour la couche de mélange interne. Ces écarts sont plus remarquables sur le bord du jet (pour $r/D_s \approx 0,5$) et semblent s'accroître avec la distance axiale.

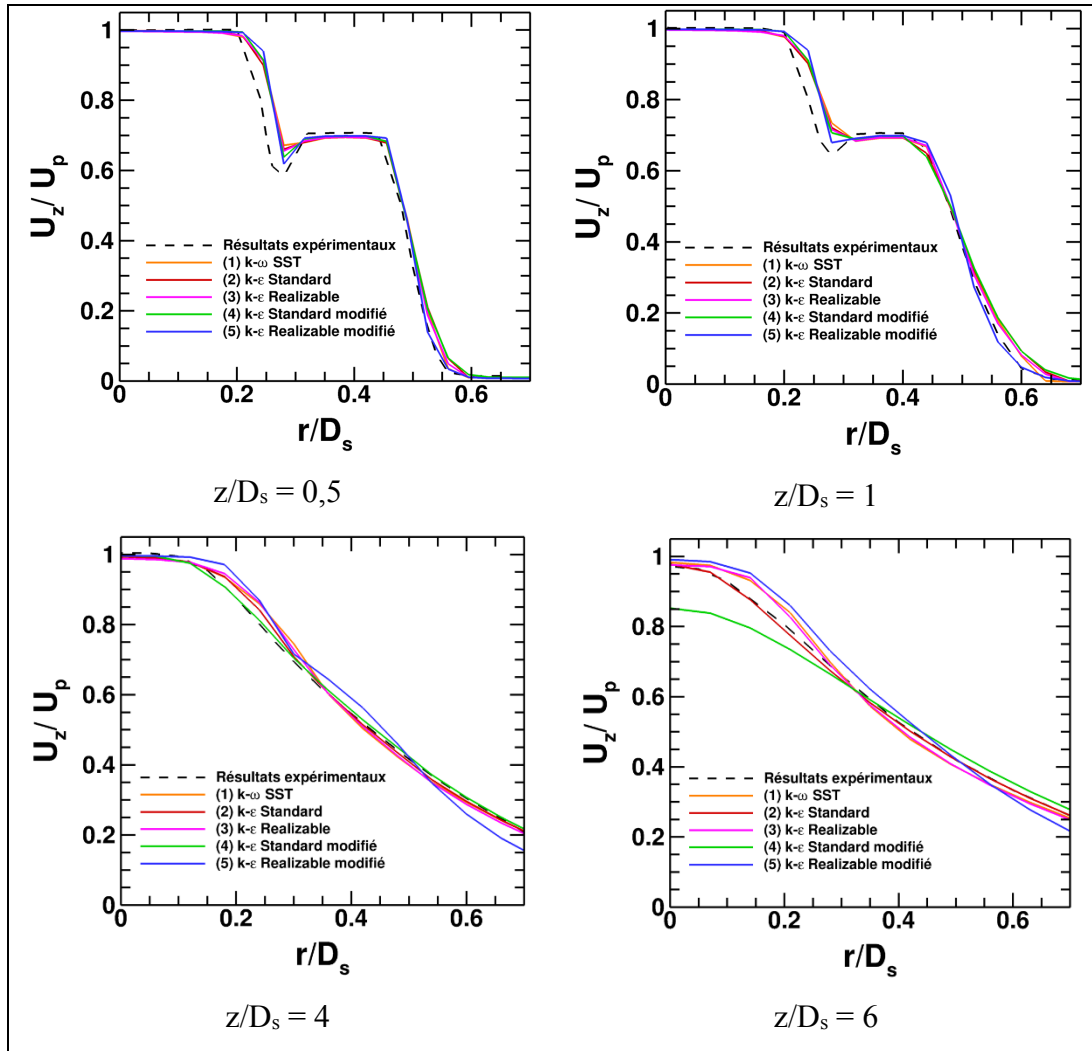


Figure 3.8 Comparaison des profils radiaux de la vitesse axiale moyennée pour différentes positions axiales

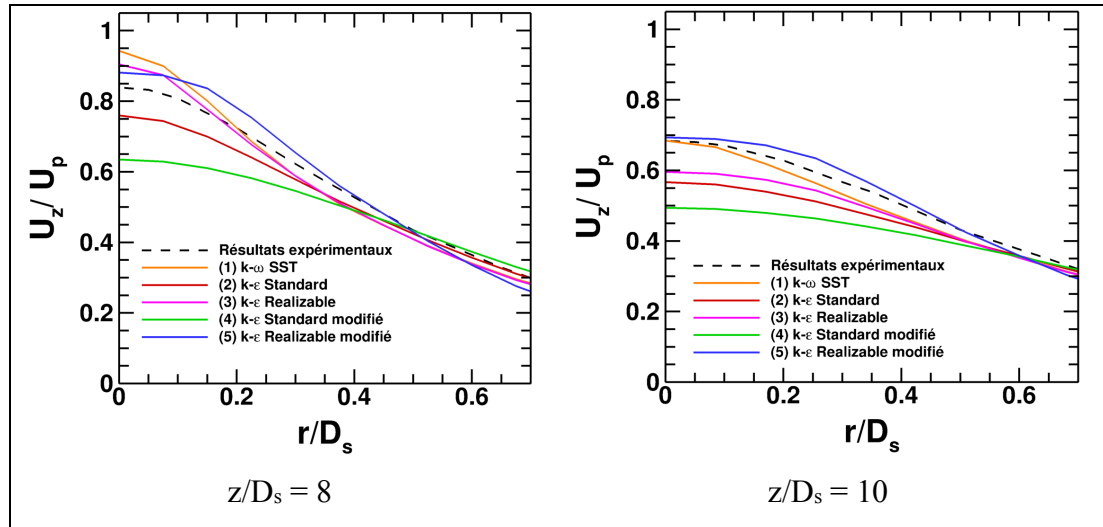


Figure 3.8 Comparaison des profils radiaux de la vitesse axiale moyennée pour différentes positions axiales (suite)

Pour les deux profils rapportés de la zone de mélange intermédiaire (pour $z/D_s = 4$ et pour $z/D_s = 6$), le jet s'étend radialement à cause de la diffusion moléculaire radiale, entretenue par un transfert de quantité mouvement entre la couche de mélange externe et l'air ambiant. Globalement, les écarts moyens restent relativement faibles. Le modèle $k - \epsilon$ Standard (Thies & Tam, 1996) prévoit un écart plus notable pour la position $z/D_s = 6$ avec une différence maximale de 9,85 %. Plus loin en aval (pour $z/D_s = 8$ et pour $z/D_s = 10$), le mélange est plus fort (d'après la Figure 3.7) causant la diminution de la vitesse axiale moyennée et une diffusion radiale de la vitesse plus importante ($U/U_p \approx 0,3$) que pour $z/D_s = 4$ et pour $z/D_s = 6$ ($U/U_p \approx 0,25$). La disparité entre l'expérience et les résultats numériques est plus remarquable comparée aux résultats sur les positions axiales précédentes. En effet, l'EMO et l'EMA pour le $k - \epsilon$ Standard (Thies & Tam, 1996) est de 10,83 % et 21,92 % respectivement pour $z/D_s = 8$, puis de 16,46 % et 25,43 % respectivement pour $z/D_s = 10$. Toutefois, les modèles $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) et $k - \omega$ Shear Stress Transport (Menter, 1994) parviennent à conserver une erreur relativement faible pour les cas $z/D_s = 8$ et $z/D_s = 10$ respectivement.

Le mélange dans l'écoulement est caractérisé par les fluctuations de la vitesse résultant des contraintes dans le fluide. Ces contraintes appelées contraintes de cisaillement (notées $u'_z u'_r$)

sont représentées sur la Figure 3.9. Dans la zone de mélange initiale, deux valeurs maximales sont relevés pour chacun des modèles de turbulence. Ces valeurs maximales sont une caractéristique des jets coaxiaux dans les CMI et CME comme observé par (Buresti et al., 1998; Guitton et al., 2007). Les couches de mélanges avec des gradients de vitesse moyenne axiale élevés contiennent une intensité turbulente importante ce que confirme la simulation. La production de la turbulence est localisée dans ces couches de mélange (à $r/D_s = 0,25$ pour la CMI et $r/D_s = 0,5$ pour la CME) où les gradients de vitesse moyenne sont importants. Ces valeurs maximales voient leur amplitude augmenter avec la distance axiale. En effet, pour $z/D_s = 0,5$, la valeur des contraintes de cisaillement est l'ordre de $90 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ pour les mesures expérimentales. À $z/D_s = 10$, la valeur des contraintes de cisaillement a été multipliée par 1,55 pour atteindre environ $140 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$. Par ailleurs, la couche de mélange externe est dominante par son amplitude des contraintes de cisaillement plus élevées que la couche de mélange interne. La zone intermédiaire montre que les valeurs maximales s'étalent. En effet, les couches de mélanges grossissent et envahissent la région du cône potentiel. À $z/D_s = 4$, pour $r/D_s = 0,2$ soit sur le bord de la CMI, la valeur des contraintes est d'environ $60 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ puis augmente à $120 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ à $z/D_s = 6$. Au-delà de cette zone de mélange intermédiaire, le JP et le JS sont mélangés et ne sont plus discernables. Les valeurs maximales dans les couches de mélange ont disparu et le champ turbulent se trouve homogène, ce qui montre que les couches de mélanges ont interagi entre elles et fusionnées en une zone de turbulence développée en aval (Sapède, 2002; Yoder et al., 2015). D'un point de vue général, les modèles de turbulences ont tendance à surestimer ces valeurs des contraintes de cisaillement.

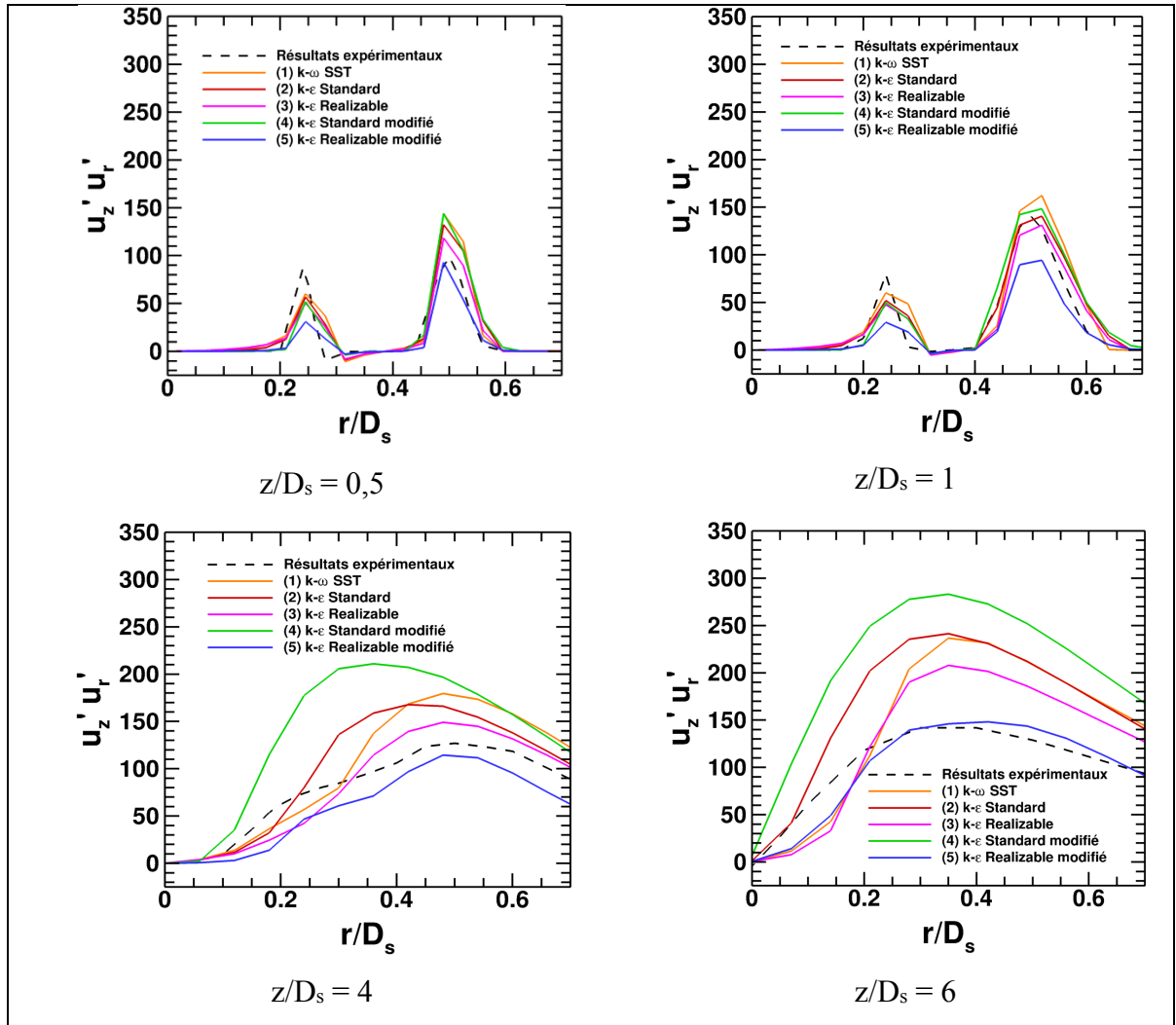


Figure 3.9 Comparaison des profils radiaux de contrainte de cisaillement pour différentes positions axiales

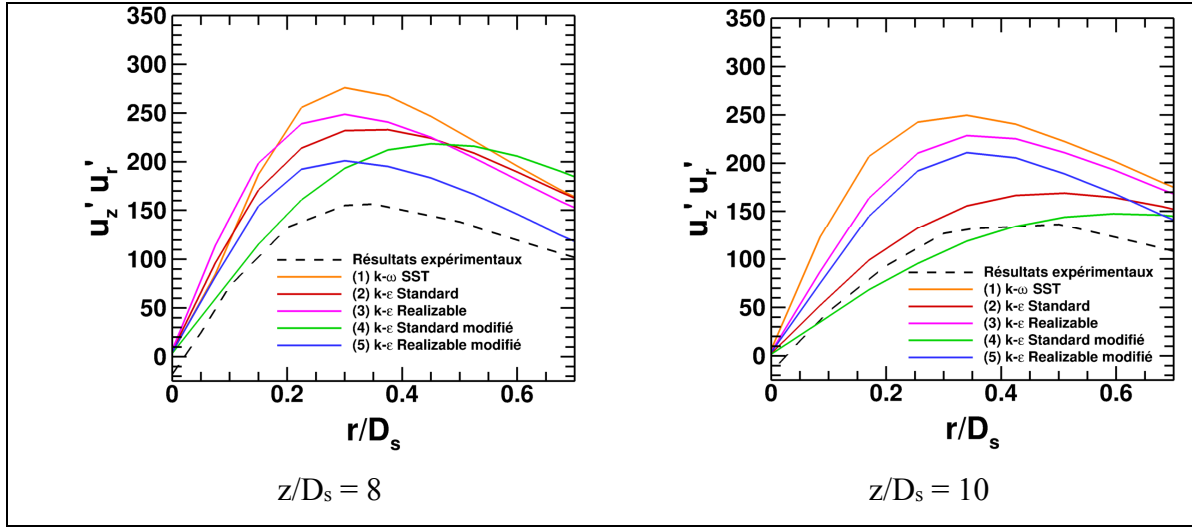


Figure 3.9 Comparaison des profils radiaux de contrainte de cisaillement pour différentes positions axiales (suite)

Le dernier résultat concerne la modélisation de la vitesse proche de la paroi. Dans ce travail, la vitesse proche de la paroi est comparée au profil de vitesse pour une couche limite turbulente. La Figure 3.10 présente cette loi dont l'abscisse représente le logarithme du y^+ et l'ordonnée présente u^+ soit la distance adimensionnelle de la paroi et la vitesse adimensionnelle. D'après (Schlichting & Gersten, 2016), ces deux termes sont définis comme tels :

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (3.10)$$

et

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau Y}{\mu} \quad (3.11)$$

avec U la vitesse tangentielle à la paroi, u_τ la vitesse de cisaillement à la paroi et Y la distance normale du premier nœud à la paroi. La vitesse de cisaillement est calculée comme telle :

$$u_\tau = \frac{\sqrt{\tau_w}}{\rho} \quad (3.12)$$

avec τ_w représente la valeur du cisaillement en proche paroi :

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (3.13)$$

La couche limite turbulente est caractérisée par deux régions (Schlichting & Gersten, 2016) : une région interne et une région externe. Dans la région interne, trois zones viennent à décrire le comportement de la vitesse en fonction des effets visqueux qui prédominent sur les contraintes turbulentes. Dans la première zone appelé sous-couche visqueuse pour $y^+ \leq 5$ où les effets visqueux prédominent, la loi s'écrit :

$$u^+ = y^+ \quad (3.14)$$

Dans la deuxième zone appelée zone tampon, le raccord de la vitesse entre la première zone et la zone suivante pour $5 \leq y^+ \leq 30$ se fait par l'intermédiaire de la loi suivante :

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left(e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{1}{2}(\kappa u^+)^2 - \frac{1}{6}(\kappa u^+)^3 \right) \quad (3.15)$$

Dans la troisième zone appelé zone logarithmique, pour $30 \leq y^+ \leq 500$, la zone de l'écoulement est dominée par la turbulence et les effets visqueux, le comportement de la vitesse théorique peut être décrit comme tel :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad (3.16)$$

où κ est la constante de Von Karman, prise à $\kappa = 0,4187$, et B désigne une autre constante prise à $B = 5$.

Dans la région externe de la couche limite turbulente, la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. Cette région est caractérisée par la couche extérieure et la zone de sillage. Dans la couche extérieure ($y^+ \leq 500$), la différence entre la vitesse moyenne dans cette zone et la vitesse extérieure u_e est de l'ordre de grandeur de la vitesse de frottement u_τ :

$$\frac{u_e - u}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln(\eta) + A \quad (3.17)$$

avec :

- $\eta = y/\delta$ la variable adimensionnée pour décrire la distance à la paroi dans la région externe (analogue au y^+ dans la région interne),
- A la constante d'intégration proche de 2,35.

Cette relation exprime la loi de vitesse déficitaire. Puis lorsque l'on s'éloigne de la paroi dans la région externe, le déficit de vitesse ne dépend plus seulement de η mais varie également en fonction du gradient de pression extérieure. Cette vitesse dans la zone dite de sillage s'écrit comme telle :

$$\frac{u_e - u}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln(\eta) - \frac{\Pi}{\kappa} W(\eta) + 2 \frac{\Pi}{\kappa} \quad (3.18)$$

avec la fonction correctrice $W(\eta) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\eta\right)$ dite terme de sillage et le paramètre Π , dit paramètre de sillage, dépend à priori du gradient de pression à travers le paramètre β dont la formulation est : $\Pi = \Pi(\beta) = \Pi\left(\frac{\delta^* dp_e}{\tau_w dx}\right)$. Dans le cas général, la formulation empirique du paramètre de sillage Π s'écrit comme telle :

$$\Pi \approx 0,8(\beta + 0,5)^{0,75} \quad (3.19)$$

Le paramètre β est un paramètre important permettant la différentiation et la quantification entre les différents gradients de pression appliqués, c'est-à-dire nul, adverse ou favorable.

Les vitesses axiales moyennes des cinq configurations des modèles de turbulence sont comparées à la position axiale $z/D_s = -0,58$ soit juste avant le bord de la tuyère inclinée, et suffisamment loin de la condition limite d'entrée afin qu'elle influe le moins possible sur les résultats. Ainsi, les résultats montrent que les modèles de STAR-CCM+ reproduisent correctement la modélisation de la vitesse en proche paroi comparée aux modèles modifiés qui sont un peu plus en retrait dans la zone $y^+ > 30$.

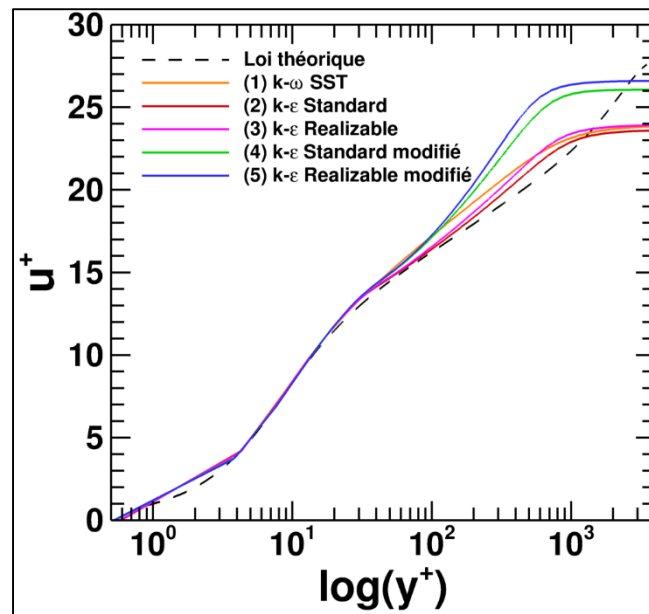


Figure 3.10 Comparaison de la vitesse axiale moyenne en proche paroi

Finalement, les cinq configurations des modèles de turbulence ont été comparées entre eux. Les résultats sur la décroissance des jets montrent que le modèle $k - \epsilon$ Realizable (Thies & Tam, 1996) prévoit avec l'écart le plus faible les résultats expérimentaux. Cependant, les longueurs de cône potentiel sont sur-prédites pour ce modèle et les modèles $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) et $k - \epsilon$ Realizable (Shih et al., 1995) sont en accord avec l'expérience pour le jet primaire et le jet secondaire respectivement. Ce modèle

$k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) prévoit également des écarts relativement faibles avec l'expérience sur les profils d'énergie cinétique turbulente et sur les profils radiaux de la vitesse axiale moyennée, notamment pour z/D_s jusqu'à 6. Au-delà, c'est le modèle $k - \epsilon$ Realizable (Thies & Tam, 1996) qui concorde le mieux. La partie finale de la comparaison sur la vitesse en proche paroi atteste une meilleure représentation de la vitesse pour le modèle $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) inclus dans STAR-CCM+. Cette comparaison montre que chaque modèle de turbulence peut reproduire les résultats expérimentaux sur une région du jet avec des écarts relativement faibles, et des écarts relativement plus importants sur une autre région du jet. Le modèle adopté pour l'étude sera le $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) car il montre une bonne prédiction globale de l'écoulement sur les vitesses axiales moyennes et l'énergie cinétique turbulente comparé aux autres modèles.

3.4 Conclusion partielle

Ce chapitre permet de conclure sur l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage et sur la performance du modèle $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974). Cette comparaison s'est avérée délicate, car de nombreuses incertitudes et des erreurs de discrétisation peuvent peser sur les résultats des modélisations, notamment sur le caractère diffusif des schémas amont ou du caractère d'isotropie des modèles de turbulence que nous utilisons. Aussi, l'absence de barres d'erreurs sur les profils de vitesses permettant d'évaluer les incertitudes de la manipulation peut rendre difficile la validation des résultats numériques, puisque ces barres d'erreurs permettent d'estimer l'incertitude sur les différentes quantités observées. Cependant, les écarts du modèle $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) avec la manipulation restent relativement faibles comparés aux écarts évalués par une simulation LES (Daviller, 2010) sur la même expérience, en ce qui concerne la vitesse axiale moyennée. Par conséquent, nous pouvons considérer que le modèle $k - \epsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) est le meilleur choix pour reproduire un écoulement de jet coaxial en régime compressible. Le sous-objectif intitulé choisir un modèle de turbulence capable de reproduire l'écoulement d'un jet en régime compressible est atteint.

CHAPITRE 4

SIMULATION NUMERIQUE INSTATIONNAIRE EN 3D DE JET PROPULSIF DANS LE CHAMP PROCHE D'UN TURBORÉACTEUR D'AVION

Les résultats du modèle de turbulence $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) ont été comparés avec succès à ceux d'une expérience d'un jet coaxial. Dans ce dernier chapitre, la contribution principale de ce mémoire est présentée à savoir l'étude de l'impact d'une modélisation avec *by-pass* puis sans *by-pass* sur les propriétés aérothermodynamiques du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques des cristaux de glace. En effet, comme l'a montré la revue de littérature, peu d'études (Garnier et al., 2014; Paoli et al., 2013) ont pris en compte le *by-pass* des turboréacteurs pour étudier la formation des cristaux de glace dans le régime jet. Pour rappel, la modélisation avec *by-pass* comporte le jet primaire et le jet secondaire tandis que la modélisation sans *by-pass* est constituée uniquement du jet primaire. Cette étude va permettre de mieux caractériser l'influence du *by-pass* sur l'évolution du jet propulsif et des cristaux de glace. Dans ce chapitre, une validation des trois derniers sous-objectifs énoncés dans le chapitre 1 découlera à la fin. Ces trois sous-objectifs concernent : la comparaison de la dilution du jet propulsif et de la taille des cristaux formés auprès de travaux expérimentaux, l'étude de l'impact d'une modélisation avec *by-pass* puis sans *by-pass* (jet secondaire) sur les propriétés dynamiques (dilution, énergie cinétique turbulente) et thermodynamiques (température, saturation de la vapeur d'eau, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace et enfin une étude sur l'influence des paramètres de sortie du turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace. Il est à noter que dans ce chapitre, les simulations sont réalisées en URANS, c'est-à-dire en instationnaire, car l'évolution de la croissance des cristaux de glace est temporelle.

4.1 Méthodologie

Un nouveau modèle numérique basé sur un turboréacteur est construit dans ce chapitre. Pour ce faire, le domaine de calcul va être présenté avec ses conditions aux limites et ses dimensions dans un premier temps. Puis dans un second temps, les conditions initiales des simulations seront abordées. Dans un troisième temps, la construction du maillage est décrite et achève cette section méthodologie.

4.1.1 Création du domaine de calcul

La géométrie du turboréacteur utilisée pour nos simulations correspond à celle d'un CFM56 Figure 4.1a) provenant de l'Office National d'Étude et de Recherche Aérospatiale (ONERA). Comme décrits précédemment, le JP et le JS sont identifiés en rouge et en bleu respectivement sur la Figure 4.1b).

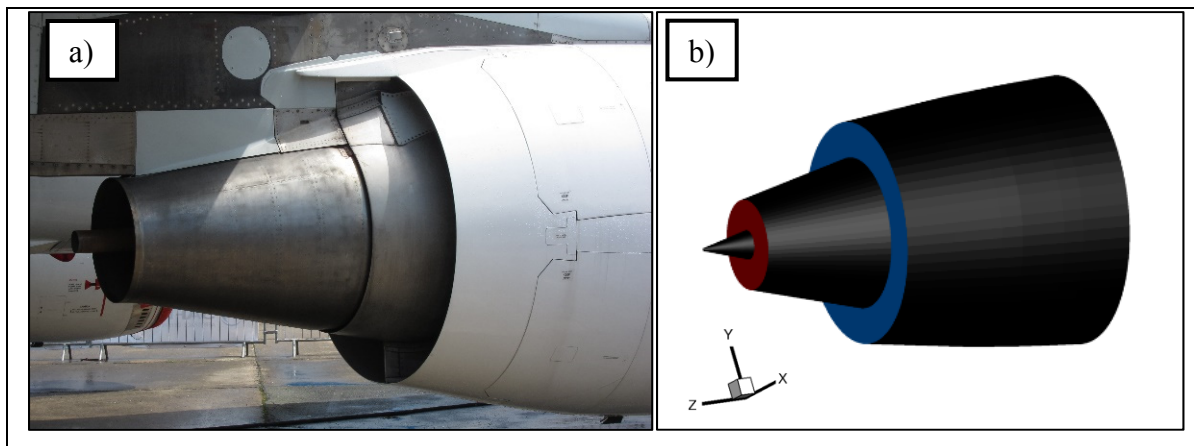


Figure 4.1 a) Photographie de l'arrière-corps d'un CFM56
Tirée de (Cleynen),
b) et géométrie simplifiée du CFM56

En supposant que l'écoulement est symétrique, un quart du domaine de calcul est modélisé ce qui représente un quart de cylindre d'axe $\vec{z}$ permettant ainsi de diminuer le temps de calcul (Dippold, Foster, & Wiese, 2009; Xiong, Nielsen, Liu, & Papamoschou, 2010). Ce domaine, de longueur $75,6 D_s$ et de rayon $5,10 D_s$, contient le quart de la géométrie du CFM56. La

longueur du domaine est équivalente à celle du domaine de (Khou et al., 2015) dont les travaux se limitaient à l'étude des traînées de condensation en champ proche ($t < 0,5$ s). Les conditions aux limites sont présentées à la Figure 4.2a). Sur le quart de la sortie du turboréacteur dans l'encadré, les couleurs correspondent à un type de conditions aux limites :

- rouge correspond à une vitesse d'entrée imposée sur le jet primaire (**JP**) ;
- bleue correspond à une vitesse d'entrée imposée sur le jet secondaire (**JS**) ;
- noire correspond à une paroi (sans glissement).

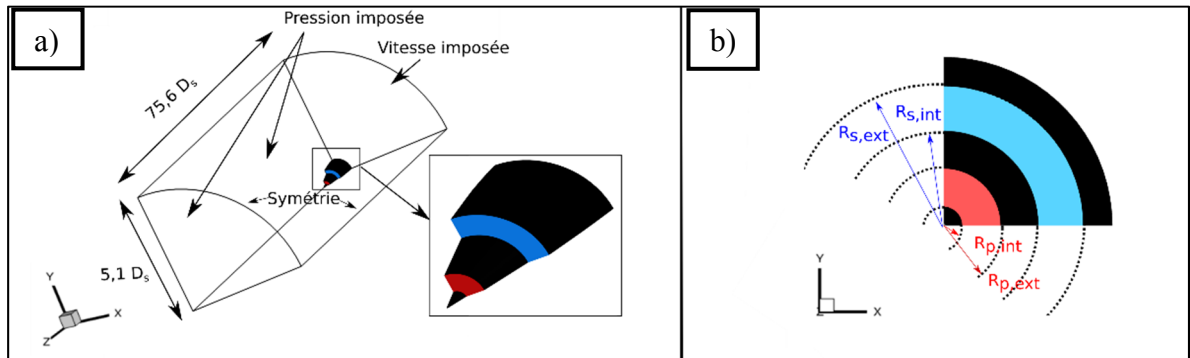


Figure 4.2 a) Conditions aux limites du domaine de calcul (non à l'échelle), et b) vue de face du turboréacteur avec les dimensions caractéristiques

Une vitesse est imposée pour modéliser l'écoulement d'air extérieur en amont du turboréacteur. Des conditions de pression sont imposées sur la périphérie du cylindre et sur la condition face au turboréacteur. En ce qui concerne la condition transversale, un choix entre une condition périodique ou une condition de symétrie est possible. La condition de symétrie a déjà été appliquée dans plusieurs études sur des jets du turboréacteur (DeBonis, 2009; Shah, Robinson, Price, & Spakovszky, 2013; Xiong et al., 2010), et c'est par conséquent cette condition qui a été retenue. La Figure 4.2b) s'intéresse aux dimensions caractéristiques du turboréacteur sur les rayons des sorties primaire et secondaire. Les rayons externe $R_{s,ext}$ et interne $R_{s,int}$ du JS sont de 0,793 m et 0,539 m respectivement. Les rayons externe $R_{p,ext}$ et interne $R_{p,int}$ du JP sont de 0,323 m et de 0,105 m respectivement.

4.1.2 Initialisation des simulations

Dans cette section, les conditions initiales sont détaillées pour la partie gazeuse et la partie solide.

Pour la phase gazeuse, le profil initial de la vitesse du JP noté $U_{p,profil}$ et du JS noté $U_{s,profil}$ est donné par :

$$U_{p,profil} = \frac{U_p}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R_{p,ext}} - \frac{R_{p,ext}}{r} \right) \right) \right] + \frac{U_p}{2} \left[\tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R_{p,int}} - \frac{R_{p,int}}{r} \right) \right) \right] - U_p \quad (4.1)$$

et

$$U_{s,profil} = \frac{U_s}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R_{s,ext}} - \frac{R_{s,ext}}{r} \right) \right) \right] + \frac{U_s}{2} \left[\tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R_{s,int}} - \frac{R_{s,int}}{r} \right) \right) \right] - U_s \quad (4.2)$$

avec $\frac{R}{\theta}$ un facteur de forme caractérisant la stabilité du jet comme souvent pris à 10 dans les initialisations de jets (Garnier et al., 2014). La coordonnée du rayon notée r , dans le repère cartésien, est donnée par la relation suivante :

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.3)$$

Ces profils de vitesse de type « chapeau haut de forme », qui se rapproche d'une loi en tangente hyperbolique, ont été utilisés dans le cadre d'études sur des jets (Gago, Brunet, & Garnier, 2002; Garnier et al., 2014; Labbe, Maglaras, & Garnier, 2007; Tristante, Page, & McGuirk, 2006). Le profil initial de la température pour le JP et le JS est donné par la relation de Crocco-

Busemann, dont la validité dans les écoulements de jet a été numériquement vérifiée dans de précédents travaux (Dahl, 1994; Maglaras, 2007) :

$$T_{p,profil} = T_p \left(\frac{U_{p,profil}}{U_s} + \frac{T_a}{T_p} \left(1 - \frac{U_{p,profil}}{U_s} \right) + \frac{\gamma - 1}{2} \times M_p^2 \right) \times \frac{U_{p,profil}}{U_p} \left(1 - \frac{U_{p,profil}}{U_p} \right) \quad (4.4)$$

et

$$T_{s,profil} = T_s \left(\frac{U_{s,profil}}{U_s} + \frac{T_a}{T_s} \left(1 - \frac{U_{s,profil}}{U_s} \right) + \frac{\gamma - 1}{2} \times M_s^2 \right) \times \frac{U_{s,profil}}{U_s} \left(1 - \frac{U_{s,profil}}{U_s} \right) \quad (4.5)$$

Quant à la quantité initiale de la vapeur d'eau, elle est initialisée de la même manière que la température, soit avec un profil en tangente hyperbolique. Par souci de concision, ce profil n'est pas montré dans ce mémoire, car il s'agit du même que celui présenté aux équations (4.4) et (4.5) pour le JP et le JS.

La vitesse imposée de l'écoulement externe u_{vent} provenant de l'écoulement d'air extérieur en amont du turboréacteur est calculée par une loi de puissance 1/7. De cette manière, le profil de la couche limite est modélisé et est donné par :

$$\frac{u_{vent}}{U_{vent}} = \left(\frac{r}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (4.6)$$

avec :

- U_{vent} la vitesse de l'air autour du turboréacteur, soit la vitesse de l'avion (ici prise à 252 m.s⁻¹),
- r la coordonnée du rayon,

- δ l'épaisseur de la couche limite (m).

Les nombres de Mach pour le JP noté M_p et le JS noté M_s sont calculés par :

$$M_p = \sqrt{\gamma R T_p} \quad (4.7)$$

et

$$M_s = \sqrt{\gamma R T_s} \quad (4.8)$$

Le nombre de Reynolds basé sur le jet primaire est de $6,89 \times 10^5$. Le Tableau 4.1 donne les conditions initiales adoptées dans le chapitre 4 et sont tirées des travaux de (Garnier, Baudoin, et al., 1997). Ces conditions thermodynamiques du turboréacteur proviennent du CFM56. D'après les conditions atmosphériques, l'humidité relative considérée dans ce travail est de 60%.

Tableau 4.1 Conditions initiales pour le turboréacteur et les conditions ambiantes

Paramètres physiques	Jet primaire	Jet secondaire	Conditions ambiantes
Vitesse (m.s^{-1})	480	311	252
Température statique (K)	580	242	219
Nombre de Mach	1	1	0,850
Masse volumique du gaz (kg.m^{-3})	0,142	0,460	0,380
Fraction initiale de la vapeur d'eau	$2,20 \times 10^{-2}$	$6,08 \times 10^{-5}$	$6,08 \times 10^{-5}$

Ces paramètres thermodynamiques ont été choisis de façon à satisfaire le critère de Schmidt-Appleman révisé pour l'apparition des traînées de condensation. Ce diagramme est affiché à la Figure 4.3. La pression ambiante en Pascal (Pa) est exprimée en fonction de la température ambiante en Kelvin (K). Les courbes en pointillés représentent, en fonction de l'humidité

relative ambiante, les températures de seuil de déclenchement de la formation des traînées de condensation en fonction de la température ambiante. Par exemple, pour une humidité relative ambiante de 60 %, la température de déclenchement (noté TLC) sera de 225,6 K. Sur cette figure, le point A donne la pression ambiante et la température ambiante choisies pour cette étude. Ces conditions thermodynamiques telles que la pression ambiante, prise à 24 000 Pa, et la température ambiante, prise à 219 K, sont données pour une altitude de 11 000 m d'altitude. Les caractéristiques du turboréacteur, données en ANNEXE IV, permettent de calculer l'efficacité de propulsion ($\eta = 0,24$) et l'indice d'émission de vapeur d'eau ($EI_{H_2O} = 1,34 \text{ kg. (kg.carb)}^{-1}$ nécessaire au calcul du critère de Schmidt-Appleman révisé.

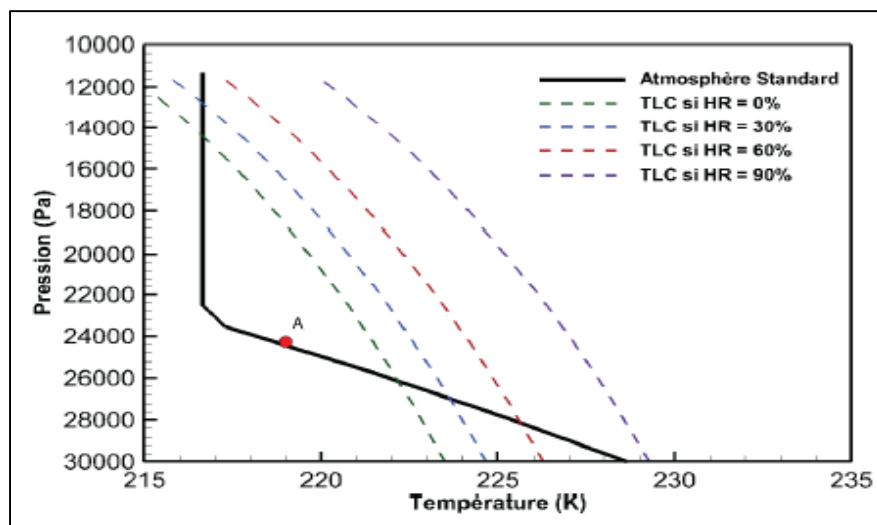


Figure 4.3 Diagramme de Schmidt-Appleman révisé
pour un turboréacteur avec une efficacité de propulsion $\eta = 0,24$
et un indice d'émission de vapeur d'eau $EI_{H_2O} = 1,34 \text{ kg. (kg.carb)}^{-1}$
Tirée de (Khou, 2016)

En ce qui concerne les conditions initiales pour les particules de suies, la densité de particules physique est d'environ $N_p = 10^{12} \text{ \#.m}^{-3}$ d'après (Schumann, 2005). Cette densité de particules physiques sert de référence pour initialiser le nombre de particules numériques émises dans nos simulations. Pour rappel, chaque particule numérique contient un grand nombre de particules physiques. Le nombre de particules numériques a été fixé à 2×10^7 permettant un bon compromis entre précision et temps de calcul. En effet, la fiabilité statistique des résultats

dépend du nombre de particules numériques simulé dans le cadre de la modélisation par une méthode de concept de parcelles Lagrangienne (*Lagrangian Parcel Concept* en anglais (LPC)) (Bodnár, Galdi, & Nečasová, 2017). Cependant, un grand nombre de particules simulé augmente le temps de calcul. De ce fait, 1040 particules numériques sont injectées dans le domaine de calcul par le JP à chaque pas de temps ($\Delta t = 10^{-3}$) permettant d'atteindre une densité de $2,6 \times 10^{12}$ particules physiques par unité de volume. D'après (Kärcher et al., 1996), une densité de particules physiques de $2,5 \times 10^{12}$ est un choix raisonnable. Le rayon initial des particules de suies r_p mesuré en sortie de turboréacteur (10 m après) expérimentalement est situé entre 20 et 30 nm (Kinsey, Dong, Williams, & Logan, 2010). D'après les précédentes études (Garnier et al., 2014; Khou et al., 2015), le rayon initial r_p est fixé à 20 nm. Une distribution de type monodispersé est considérée dans ce mémoire (c'est-à-dire que les particules ont toutes le même rayon initial).

4.1.3 Élaboration du maillage

L'élaboration du maillage est réalisée sous le logiciel ICEM CFD. Le maillage est de type non structuré. Ce dernier peut donc s'adapter à la géométrie complexe du turboréacteur. Le maillage a été construit en fonction du phénomène physique modélisé, c'est-à-dire pour un jet coaxial. Pour cela, les zones du maillage où se développent les CMI et CME ont été raffinées pour obtenir une meilleure précision des calculs et limiter la diffusion numérique. En effet, la diffusion numérique correspond à une dissipation non désirée des champs de quantités conservées et peut être imputée à plusieurs facteurs. D'une part, celle provoquée par le maillage provient du fait que les champs sont réduits à leur moyenne dans chaque cellule. D'autre part, plus les dimensions de la cellule sont grandes par rapport aux dimensions caractéristiques du phénomène simulé, plus la perte d'information est grande (Khou et al., 2016). Dans les zones à forts gradients, la diffusion numérique peut être très importante également (Khou et al., 2016). Un raffinement localisé dans les zones où l'on veut minimiser la diffusion numérique est primordial dans ce type de simulation. Dans notre cas, les CMI et CME constituent des zones où les gradients de vitesses sont importants à cause des différences de vitesses entre chacun des jets. La Figure 4.4a) illustre le maillage du turboréacteur avec les zones de mélange

identifiées. La pointe du turboréacteur (Figure 4.4b)) a été coupée afin de conserver une bonne qualité de maillage, c'est-à-dire pour éviter d'avoir des éléments distordus concentrés dans la pointe du turboréacteur. Le maillage du domaine est composé d'éléments hexaédriques. En proche paroi, un y^+ compris entre 0,98 et 7 est atteint permettant ainsi de limiter le nombre de cellules dans la couche limite. Il est à noter que pour des travaux similaires sur la résolution d'écoulement de turboréacteur, une modélisation avec les équations de RANS et avec un y^+ moyen de 3 a été employé par (Xiong et al., 2010). Cependant, aucune loi de paroi n'a été employé par (Xiong et al., 2010). Dans notre cas, une loi de paroi est nécessaire pour calculer la vitesse en proche paroi. Par conséquent, de la même manière que dans le chapitre 3, la résolution de l'écoulement en proche paroi est effectuée par un traitement hybride. Finalement, le nombre total de cellules est de 9 800 244.

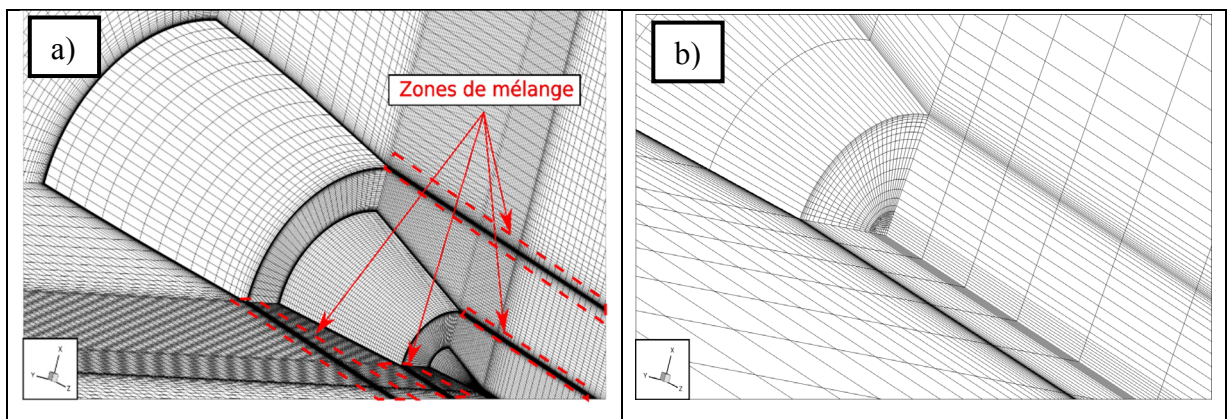


Figure 4.4 Visualisation du maillage de domaine de calcul a) sur le turboréacteur, b) et sur la pointe du turboréacteur

4.2 Présentation des résultats

La méthodologie ayant été présentée, dans cette section, les résultats obtenus sont présentés et concernent plusieurs aspects. En premier lieu, une étude de convergence de la solution vis-à-vis du maillage a été entreprise. Après cela, une étude temporelle sur l'influence du pas de temps sur la solution a été menée. S'ajoutent à cela deux études sur la comparaison du rapport de dilution et de la taille des cristaux formés avec des mesures expérimentales en conditions réelles de vol. Ces études laissent place aux résultats de la contribution principale du mémoire

sur l'étude de l'influence du *by-pass* sur les propriétés du jet propulsif et des cristaux de glace. Enfin, une étude de l'influence des paramètres de sortie de turboréacteur et atmosphériques sur l'évolution des cristaux de glace clôture ce chapitre. Le récapitulatif des simulations réalisées est répertorié dans chaque section.

4.2.1 Étude de convergence du maillage

Afin d'évaluer la diffusion numérique de ce maillage, la méthode *Grid Convergence Index* (GCI) a été appliquée sur trois maillages de taille successive, dont les paramètres d'entrées de la méthode sont donnés dans le Tableau 4.2. Le nombre de cellules choisies pour le maillage grossier est une modification d'environ 50% du nombre de cellules en moins par rapport au maillage moyen tel qu'effectué par (Xiong et al., 2010). Le volume du domaine de calcul en est de 6027,7 m³.

Tableau 4.2 Paramètres utilisés pour l'étude GCI

Cas	Taille du maillage	Nombre de cellules du maillage N_{cell}	Volume du domaine de calcul (m ³) noté V
1	fin – indice 1	20 930 314	6027,7
2	moyen – indice 2	9 800 244	6027,7
3	grossier – indice 3	4 349 878	6027,7

La décroissance de 4 quantités physiques importantes, à savoir la température statique, la fraction massique de vapeur d'eau, l'énergie cinétique turbulente et le facteur de dilution ont été comparées suivant l'axe du turboréacteur entre chaque maillage successif. Ces quantités physiques caractérisent les propriétés thermodynamiques du jet propulsif et son mélange. Les rapports de raffinement sont $r_{21} = h_2/h_1 = 2,14$ et $r_{32} = h_3/h_2 = 2,25$. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.3. Les écarts entre chaque maillage sont relativement faibles notamment pour la température statique, la fraction massique de vapeur d'eau et le facteur de dilution, c'est-à-dire que . Pour l'énergie cinétique turbulente moyenne notée K, les écarts sont plus notables ($GCI_{21} \text{ max} = 11,60 \%$ et $GCI_{32} \text{ max} = 2,45 \%$). L'ordre de précision apparent

moyen pour chacune des 4 variables comparées est relativement élevé comparé à l'ordre du schéma numérique spatial utilisé dans cette étude qui est de 2. Par conséquent, nous pouvons considérer que le maillage est suffisamment raffiné, et que les incertitudes numériques sont suffisamment faibles pour le maillage moyen.

Tableau 4.3 Résultats de l'étude GCI

Variable comparée	GCI ₂₁ max (%)	GCI ₃₂ max (%)	Ordre de précision
			apparent moyen p_{moyen}
Température statique	6,40	6,24	2,55
Fraction massique de vapeur d'eau	4,65	0,132	2,27
Énergie cinétique turbulente moyenne	11,60	2,45	2,99
Facteur de dilution	6,41	6,24	2,55

Par souci de concision, les courbes présentant l'analyse des résultats sur la décroissance de la température statique, la décroissance de la fraction massique de vapeur d'eau, la décroissance de l'énergie cinétique turbulente moyenne et le facteur de dilution pour chaque maillage ne sont pas présentées dans ce mémoire.

4.2.2 Étude de convergence temporelle

Cette section décrit l'étude effectuée sur le choix du pas de temps pour la phase gazeuse. Afin de représenter correctement l'écoulement et de vérifier que la discrétisation temporelle par le pas de temps est indépendante de la solution, quatre pas de temps différents ont été testés. Pour ce faire, l'indépendance temporelle de la croissance du rayon des particules et l'évolution de la saturation sont évaluées.

Le nombre de particules injecté a été ajusté en conséquence de façon à conserver la même densité de particules physiques en sortie de turboréacteur pour chaque cas. Le choix des pas de temps à étudier a été déterminé en fonction des études précédentes (Unterstrasser, 2014; Unterstrasser et al., 2014) et de l'ouvrage de (Bodnár et al., 2017). Les auteurs s'accordent sur un pas de temps pour la discrétisation temporelle de la phase gazeuse comprise entre 0,01 s et 0,0001 s. Par conséquent, les pas de temps de 0,01 s, 0,005 s, 0,001 s et 0,0005 s ont été testé. Le pas de temps de 0,001 s montre une différence relativement faible par rapport au pas de temps 0,0005 s, ce qui ne nécessite pas la vérification avec le pas de temps 0,0001 s. Le Tableau 4.4 présente le récapitulatif des simulations effectuées pour la discrétisation temporelle avec plusieurs pas de temps.

Tableau 4.4 Récapitulatif des simulations pour l'étude de la discrétisation temporelle

Cas	Pas de temps Δt
1	0,01 s
2	0,005 s
3	0,001 s
4	0,0005 s

La Figure 4.5 montre l'évolution temporelle moyenne de la taille du rayon des cristaux de glace. La différence des résultats entre le pas de temps de 0,0005 s et le pas de temps de 0,001 s est relativement faible, à savoir un écart relatif maximal de 1,531 % sur l'évolution de la croissance du rayon. En diminuant le pas de temps, l'écart entre chacune des courbes semble diminuer. L'évolution temporelle de la saturation de la vapeur d'eau par rapport à la phase liquide du jet propulsif a été comparée pour les 4 pas de temps, mais n'est pas présentée dans ce mémoire par souci de concision. Un écart relatif maximal de 0,429 % pour l'évolution de la saturation dans le jet propulsif est constaté entre le pas de temps 0,0005 s et le pas de temps de 0,001 s. Finalement, le pas de temps choisis est $\Delta t = 0,001$ s.

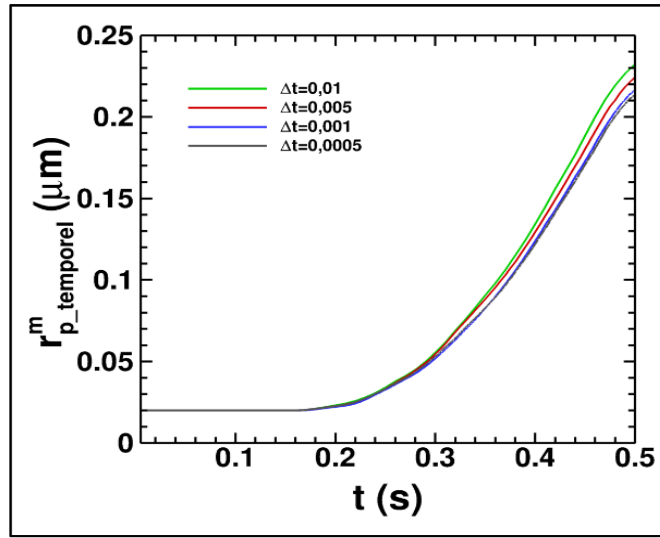


Figure 4.5 Évolution temporelle moyenne de la taille du rayon des cristaux de glace

Dans ce qui suit, des comparaisons avec des mesures expérimentales sur les traînées de condensation dans le champ proche sont présentées.

4.2.3 Rapport de dilution du jet propulsif

Comme mentionnés précédemment, les résultats numériques ont été comparés avec des mesures expérimentales. Le taux de, pour rappel noté N , dans un jet propulsif constitue une donnée d'entrée importante pour la simulation de la formation des traînées de condensation. Ce rapport de dilution caractérise l'interaction et le mélange entre l'air et le jet du turboréacteur. La dilution d'un scalaire passif permet de caractériser le rapport de dilution dans le champ proche du turboréacteur. La dilution de ce scalaire passif est mesurée au centre du jet et se calcule d'après le facteur de dilution Z , défini par :

$$Z = \frac{Y_i - Y_{i,atm}}{Y_{i,jet} - Y_{i,atm}} \quad (4.9)$$

avec Y_i la fraction massique d'une espèce chimique i dans le jet propulsif à l'instant t , $Y_{i,atm}$ la fraction massique d'une espèce chimique i dans l'air ambiant et $Y_{i,jet}$ la fraction massique d'une

espèce chimique i initialement dans le jet. La valeur du scalaire passif est initialisée à 1 dans le JP d'où $Z = 1$ (c'est-à-dire $Y_{i,\text{jet}} = 1$) et à 0 dans l'atmosphère (c'est-à-dire $Y_{i,\text{atm}} = 0$).

Le transport de ce scalaire passif par convection est prédit par l'équation suivante (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g Z) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g u_j Z) = \left(\frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right) \frac{\partial}{\partial x_j}(Z) \quad (4.10)$$

Le facteur et le rapport de dilution d'un jet propulsif sont liés par la relation suivante :

$$N = \frac{AFR}{Z} \quad (4.11)$$

avec AFR le rapport air sur carburant (*Air- Fuel Ratio*) pris à 60 pour un vol de croisière (Maglaras, 2007).

Les simulations étant effectuées en spatiale, nous avons raisonné en temporelle pour l'étude du rapport de dilution en divisant la distance z (m) par la vitesse de l'air prise le long de l'axe du turboréacteur U_{cl} (m.s⁻¹) variable en fonction de la distance z :

$$t = \frac{z}{U_{cl}(z)} \quad (4.12)$$

La Figure 4.6 montre une comparaison de l'interpolation de mesures expérimentales de dilution de jet propulsif (équation (1.1)) avec les résultats numériques identifiés en bleu de la dilution d'un scalaire passif (c'est-à-dire que sa valeur n'affecte pas les propriétés du fluide) en fonction du temps le long de l'axe du turboréacteur.

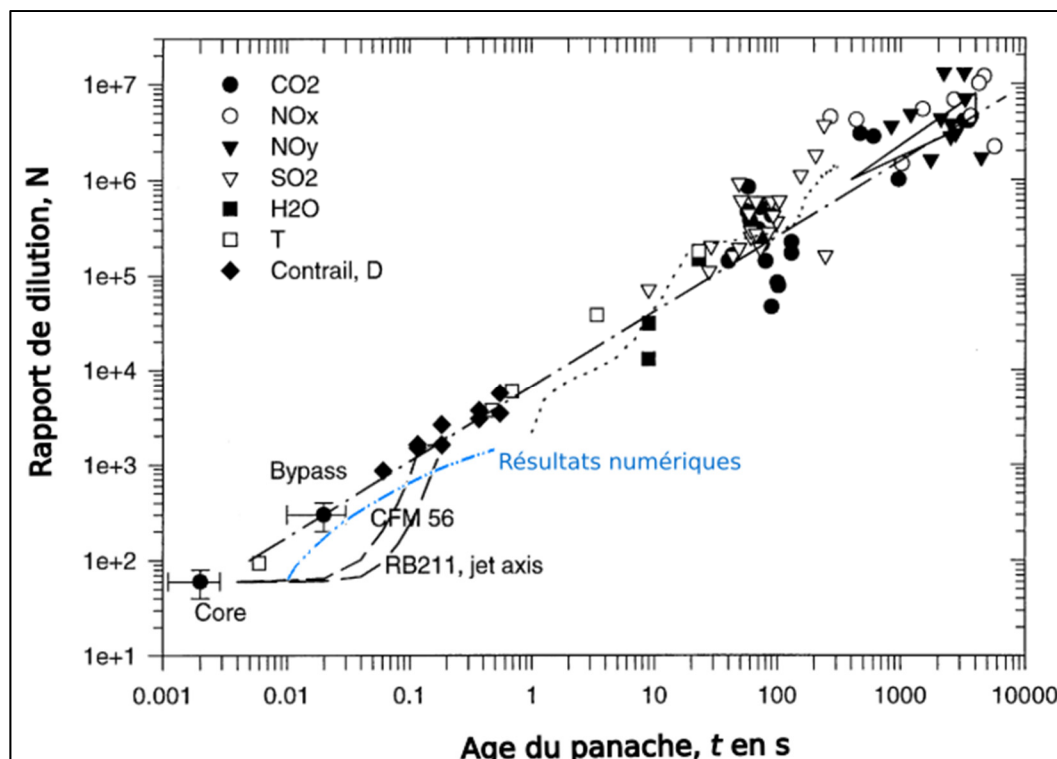


Figure 4.6 Comparaison du rapport de dilution avec des résultats expérimentaux
Tirée et adaptée de (Schumann et al., 1998)

Les résultats montrent que le rapport de dilution du jet propulsif calculé numériquement est relativement proche de l'interpolation. Lors de la comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats numériques dans le chapitre 3, nous avons montré que le modèle tend à sous-estimer l'énergie cinétique turbulente et les profils radiaux de la vitesse axiale. Cela aurait pour conséquence de diminuer l'intensité du mélange et pourrait conduire à influencer sur la précision des résultats obtenus. Une autre cause sur l'écart vis-à-vis des résultats expérimentaux peut-être le non pris en compte des tourbillons de sillage conduisant à un rapport de dilution plus faible. En effet, comme l'a montré (Garnier, Brunet, et al., 1997) en comparant une configuration de régime jet avec puis sans tourbillon, l'action des tourbillons de sillage augmente le mélange et le processus d'entraînement et cause une déflexion du jet en dehors de l'axe longitudinal du turboréacteur. Il est à noter que le jet du turboréacteur commence à subir l'interaction des tourbillons à environ $z/D_s = 21,5$ (Vancassel, Garnier, & Mirabel, 2010) soit environ 0,1 s après éjection des gaz. Cela pourrait expliquer la sous-estimation du mélange. Cependant, ces valeurs numériques sont comprises dans l'écart

admissible d'un facteur jusqu'à 5 ordres de grandeur depuis cette interpolation donnée par Schumann (Schumann et al., 1998). L'écart maximal est de 4,5 ordres de grandeur sur la Figure 4.6 à 10^{-2} s.

4.2.4 Taille des cristaux formés

Cette section traite des résultats sur la taille du rayon des cristaux de glace formés dans le jet propulsif, et a pour but de comparer ces résultats numériques à des valeurs expérimentales. Pour tous les résultats sur les propriétés des particules, le caractère ponctuel de la modélisation Lagrangienne pour chaque particule ne nous permet pas d'afficher l'évolution des propriétés telles que le rayon de manière continue. Par conséquent, les résultats seront pareillement à (Kolomenskiy & Paoli, 2018), le domaine a dû être subdivisé en sous-domaine de longueur longitudinale équivalente (même $\Delta z = 2$). Ces sous-domaines contenant chacun un certain nombre de particules, des moyennes ont été appliquées sur les propriétés des particules, permettant ainsi de construire l'évolution spatiale de ces propriétés. De cette manière, nous pouvons afficher sur la Figure 4.7 l'évolution de la taille du rayon des cristaux de glace en fonction de la distance derrière le turboréacteur z/D_s . Le rayon moyen r_p^m est de 20 nm jusqu'à environ $z/D_s = 25$. Puis le rayon moyen des particules croît lorsque le jet propulsif se mélange et se refroidit pour atteindre $0,570 \mu\text{m}$ à environ $z/D_s = 74$ soit à 117 m. Le rayon moyen des particules a été comparé avec les travaux expérimentaux de (Petzold et al., 1997). Ces travaux expérimentaux sont des mesures effectuées pour des jets propulsifs ($t \approx 0,2$ s après l'éjection) pour deux avions différents, à savoir l'avion ATTAS et un Airbus A310-300.

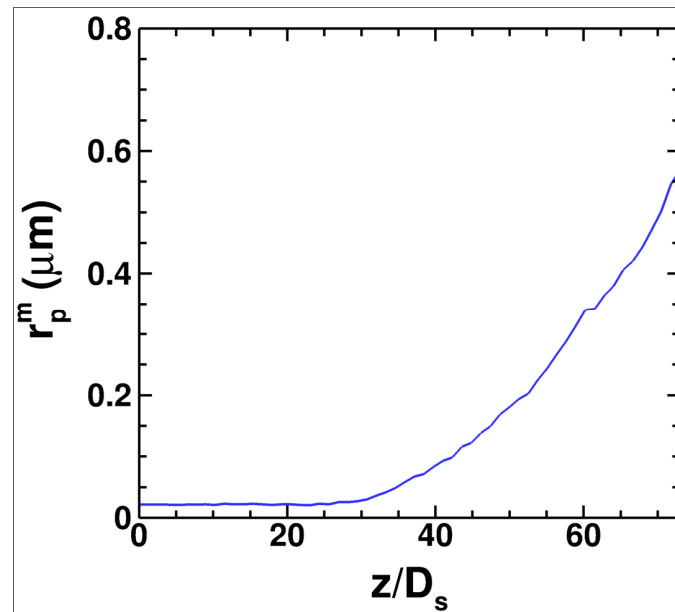


Figure 4.7 Évolution de la taille du rayon des cristaux en fonction de la position axiale z/D_s

La comparaison avec les mesures expérimentales se trouve dans le Tableau 4.5. Les mesures obtenues avec l'ATTAS montrent un rayon de 0,930 μm tandis que celles obtenues avec l'Airbus A310-300 affichent un rayon moyen de 0,310 μm . La valeur du rayon obtenue dans nos simulations est dans le même ordre de grandeur à savoir 0,570 μm . Cependant, il peut s'avérer difficile de conclure sur la validité des rayons moyens simulés, car les conditions atmosphériques sont quelque peu différentes et le type de turboréacteur également (GE CF6-80 C2A2 pour l'A310-300 et Rolls-Royce/SNECMA M45H Mk501 pour l'ATTAS).

Tableau 4.5 Comparaison des rayons moyens avec des résultats expérimentaux

Paramètres	ATTAS	A310-300	Ce mémoire
Pression ambiante (hPa)	287,4	238,4	240,0
Température ambiante (K)	220,7	210,0	219,0
Humidité relative ambiante (%)	45,0	15,0	60,0
Distance de mesure (m)	< 300	< 400	120
Rayon moyen (μm)	0,930	0,310	0,570

Nous venons ainsi de comparer la dynamique du jet propulsif face à des mesures expérimentales sur le rapport de dilution et le rayon moyen des cristaux de glace. Les différentes analyses effectuées montrent une certaine cohérence avec la littérature même si des écarts persistent pour la dilution du jet propulsif. Pour la suite, nous analyserons l'influence du *by-pass* sur la formation des traînées de condensation qui constitue le sujet principal du mémoire.

4.2.5 Influence du *by-pass* sur la formation des traînées de condensation

Cette première étude donne les résultats sur l'influence du *by-pass* sur la formation de traînées de condensation. Pour ce faire, deux simulations sont comparées avec chacune une configuration différente : la première est considérée avec un *by-pass*, soit $U_s = 311 \text{ m.s}^{-1}$, puis la deuxième est considéré sans *by-pass*, soit avec $U_s = 0 \text{ m.s}^{-1}$. L'influence sur les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation de la vapeur d'eau, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif et des propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace sont analysés. Les cas simulés dans cette étude sont présentés dans le Tableau 4.6.

Tableau 4.6 Récapitulatif des simulations pour l'étude sur l'influence du *by-pass*

Cas	Configuration de la simulation
1	Avec <i>by-pass</i>
2	Sans <i>by-pass</i>

4.2.5.1 Comparaison de la dynamique du jet propulsif

Les résultats présentés ici portent sur la dynamique du jet propulsif, à savoir l'énergie cinétique turbulente moyenne et la dilution du jet propulsif à l'aide d'un scalaire passif. La Figure 4.8 montre les tranches d'isocontours de l'énergie cinétique turbulente moyenne avec les configurations *by-pass* (a)) et sans *by-pass* (b)) à plusieurs positions axiales derrière le

turboréacteur (de $z/D_s = 1$ à 5). Dans la zone proche du turboréacteur, le mélange est très fort dans les deux configurations, mais la zone rouge caractérisant un fort mélange est plus étalée pour le jet sans *by-pass*. En effet, dans la couche de mélange externe du jet primaire, le mélange est plus fort en raison de la différence de vitesse de l'air plus élevée entre le JP et le milieu ambiant ($U_p = 480 \text{ m.s}^{-1}$ contre une vitesse de vol de 252 m.s^{-1}) avec la configuration sans *by-pass* comparé à la configuration avec *by-pass* ($U_s = 311 \text{ m.s}^{-1}$ par rapport à une vitesse de vol de 252 m.s^{-1}). Cependant, avec la distance axiale qui augmente, l'énergie cinétique turbulente moyenne se diffuse plus rapidement pour le jet sans *by-pass* à $z/D_s = 5$. En effet, l'intensité du mélange au centre est plus élevée dans la configuration avec *by-pass*.

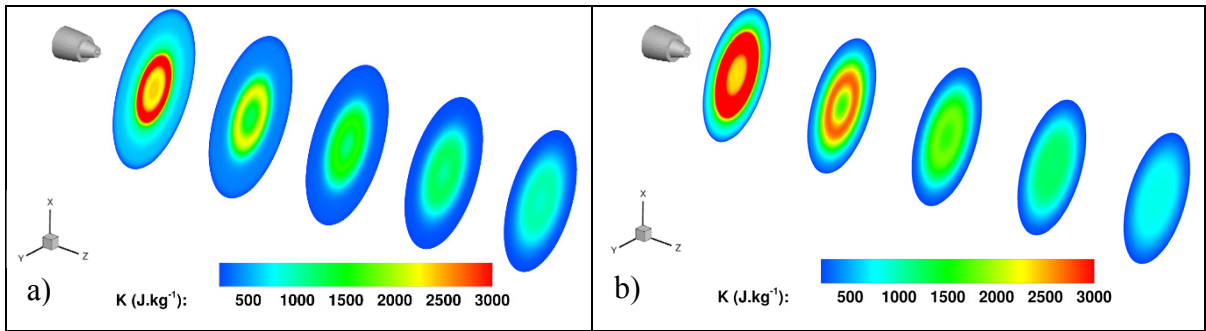


Figure 4.8 Sections des isocontours de l'énergie cinétique turbulente moyenne pour la configuration a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*, à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$

La dilution d'un scalaire passif initialisé dans le JP exprimé en fonction de la distance derrière le turboréacteur permet de mieux rendre compte de la différence de mélange entre les deux configurations sur la Figure 4.9. En fait, il s'agit du facteur de dilution (noté Z) calculé avec l'équation (4.9). Cette figure montre qu'avec la distance, le jet sans *by-pass* montre une dilution moins élevée (jusqu'à +58,94 % à $z/D_s = 31$) que l'autre cas signifiant que la configuration avec *by-pass* contribue à une meilleure dilution. En effet, d'après la Figure 4.8, le mélange est plus intense dans le centre du jet à $z/D_s = 5$ pour le cas avec *by-pass*.

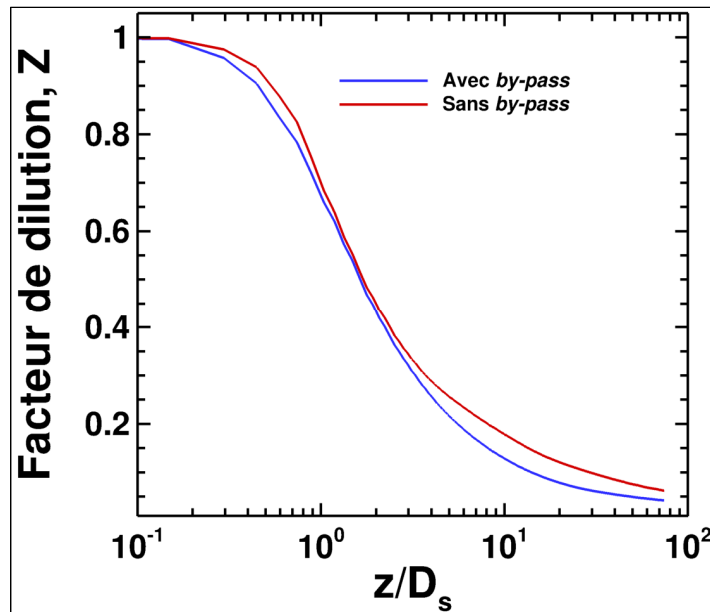


Figure 4.9 Comparaison de la dilution du jet propulsif avec *by-pass* et sans *by-pass*

4.2.5.2 Comparaison des propriétés thermodynamiques du jet propulsif

Nous venons d'analyser les propriétés dynamiques du jet propulsif sur les deux configurations. Les résultats présentés ici portent sur les propriétés thermodynamiques du jet propulsif. La température du jet propulsif, la fraction massique de vapeur d'eau et la saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide sont présentées.

La Figure 4.10 présente les sections des isocontours de la température pour les deux configurations prises à plusieurs positions axiales derrière le turboréacteur (de $z/D_s = 1$ à 5). Dès les premiers instants du jet propulsif, la température se diffuse plus rapidement radialement pour le cas sans *by-pass*, à cause du mélange plus intense identifié sur la Figure 4.8. Ce mélange plus intense pourrait contribuer à une diffusion plus rapide de la température. Dans le cas de la configuration avec *by-pass*, le jet propulsif se refroidit moins rapidement. La présence du *by-pass* permet sans doute de moins diffuser la chaleur radialement comme il est possible de le voir pour les positions axiales jusqu'à $z/D_s = 4$, et de garder une température supérieure à la configuration sans *by-pass*.

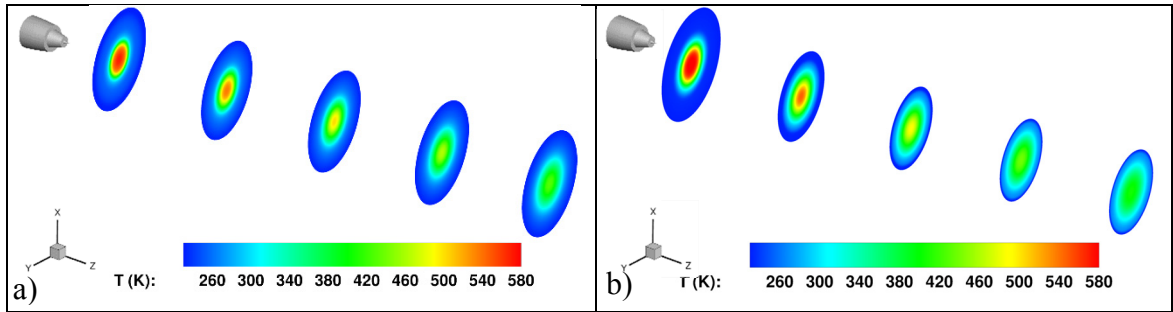


Figure 4.10 Sections des isocontours de la température a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*, à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$

De même pour la fraction massique de vapeur d'eau sur la Figure 4.11, celle-ci semble d'avantage se diluer avec le cas sans *by-pass*. Aussi, la quantité de vapeur d'eau étant relativement importante sur le bord du jet, les premiers cristaux de glace sont plus susceptibles de se former dans ce cas.

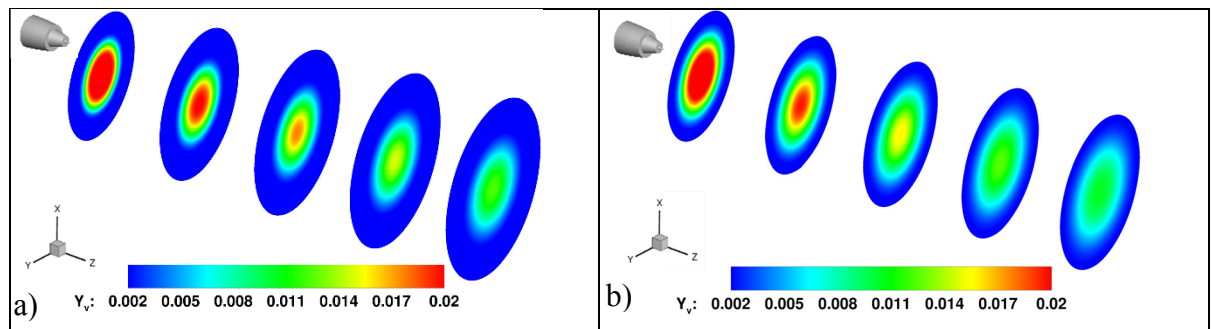


Figure 4.11 Sections des isocontours de la fraction massique de vapeur d'eau a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*, à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$

La Figure 4.12 montre les différentes valeurs de la saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide. Dans les deux cas, la saturation de la vapeur d'eau dans le JP est proche de 0 à cause de la haute température à 580 K. Les isocontours sur la configuration avec *by-pass* montrent une plus grande zone où la saturation de la vapeur d'eau est proche de 0 à cause du JP et du JS dont la température est trop élevée pour que la saturation diminue. Sur les bords du jet de la configuration sans *by-pass*, la saturation augmente sur les bords du jet plus rapidement que dans l'autre cas, et affiche une saturation proche des conditions atmosphériques.

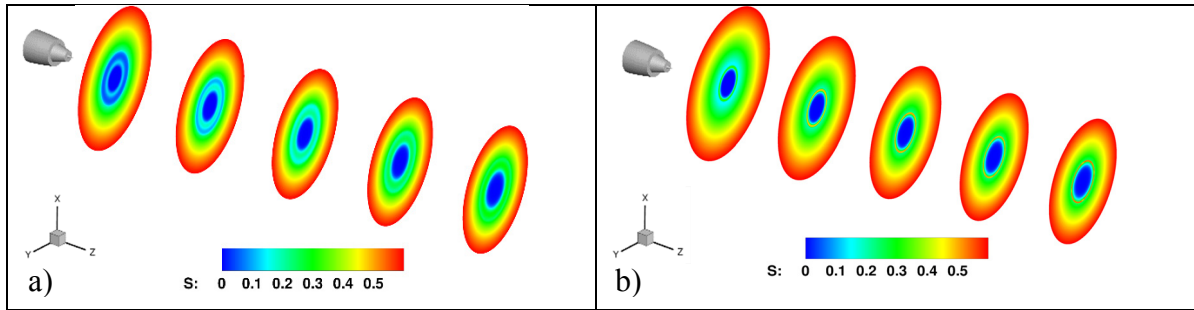


Figure 4.12 Sections des isocontours de la saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide pour la configuration a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*, à $z/D_s = 1, 2, 3, 4, 5$

Nous venons d'analyser les propriétés thermodynamiques du jet propulsif dont les transformations microphysiques dépendent. Nous allons maintenant nous focaliser sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace qui sont formées lorsque les conditions thermodynamiques sont propices à leur formation.

4.2.5.3 Comparaison des propriétés sur la formation des cristaux de glace

Dans cette partie, les propriétés sur la formation des cristaux de glace en ce qui concerne le nombre de cristaux, la taille du rayon, les valeurs de saturation et de température sont analysées pour les deux configurations.

La Figure 4.13 montre une visualisation spatiale des particules solides avec leur rayon pour les deux configurations. Une première remarque sur cette figure est de noter la différence sur la croissance de superficie des jets propulsifs. Cet accroissement plus important pour la configuration avec *by-pass* peut s'expliquer par le fait que le mélange en bord du jet est plus fort, et que les particules ont plus tendance à se diffuser radialement. Une deuxième remarque sur la taille du rayon de particules peut être faite en soulignant l'apparition de rayon plus élevé avec la configuration *by-pass* notamment pour $z/D_s > 60$. Enfin, une dernière remarque peut être faite sur l'apparition des cristaux le long du jet. Les premiers cristaux qui commencent à se former apparaissent plus tôt dans le cas sans *by-pass*.

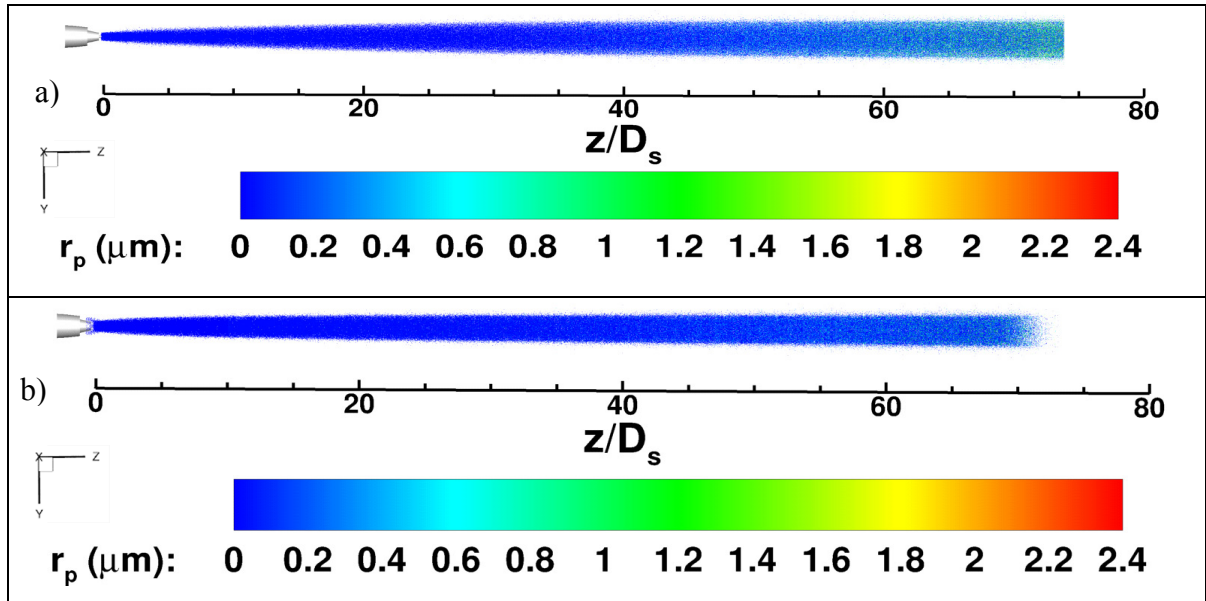


Figure 4.13 Représentation de la taille des rayons de particules a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*

Par ailleurs, l’affichage du rayon moyen des particules notées r_p^m en fonction de la distance axiale derrière le turboréacteur sur la Figure 4.14 vient compléter de manière quantitative la figure précédente pour l’analyse des rayons. La configuration avec *by-pass* montre une croissance des rayons moins forte que dans la configuration sans *by-pass*. Également, la croissance démarre plus loin en aval du turboréacteur (à $z/D_s \approx 30$ contre $z/D_s \approx 15$ pour le cas sans *by-pass*). D’un point de vue quantitatif, le rayon moyen à environ $z/D_s = 74$ est de $0,570 \mu\text{m}$ pour la configuration *by-pass* et de $0,327 \mu\text{m}$ pour la configuration sans *by-pass*. La configuration sans *by-pass* donne donc un rayon moyen 42,63 % moins élevé à environ $z/D_s = 74$.

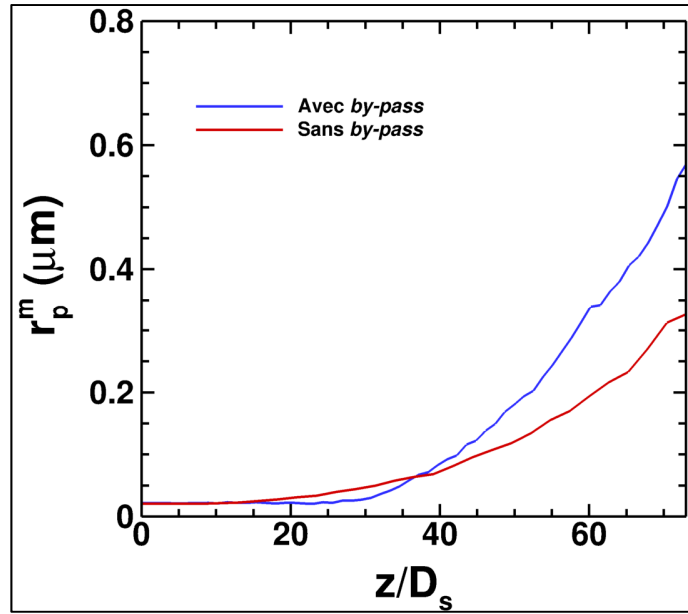


Figure 4.14 Évolution de la taille du rayon des cristaux en fonction de la position axiale z/D_s avec *by-pass* et sans *by-pass*

La Figure 4.15 illustre la distribution de la taille du rayon des particules à la fin du domaine pour les deux configurations. La variable N_{tot} exprime le nombre total de particules dans le sous-domaine de calcul considéré. D'après les résultats, le cas avec *by-pass* montre une plus grande dispersion des rayons avec un rayon maximal de 2,083 μm contre un rayon maximal de 1,826 μm pour l'autre cas. La taille du rayon des cristaux de glace est plus importante dans une configuration avec *by-pass*. Une distribution polydispersée des rayons telle que mentionnée dans la littérature (Garnier et al., 2014) n'est pas atteinte.

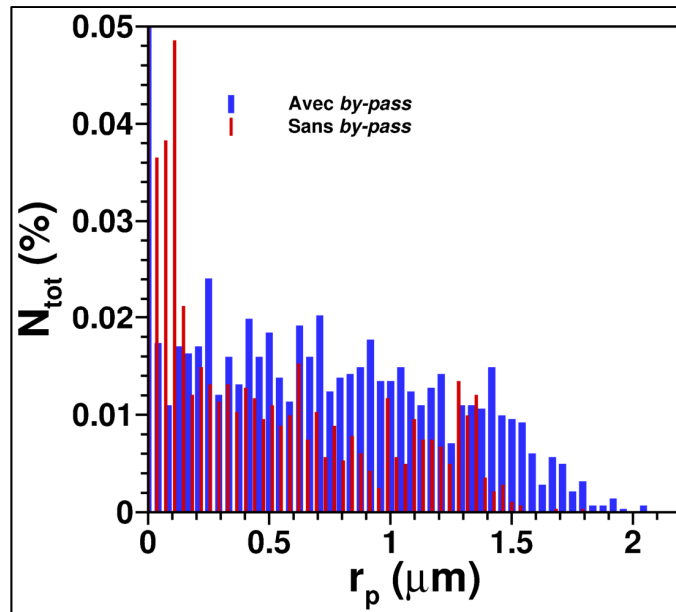


Figure 4.15 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour la configuration avec *by-pass* et sans *by-pass*

Les résultats suivants vont porter sur les propriétés thermodynamiques des cristaux. Sur la Figure 4.16, les cristaux de glace ayant $r_p > 20$ nm en fonction de la distance derrière le turboréacteur montre que les cristaux de glace sont formés plus tôt dans le cas sans *by-pass*. Ces derniers sont formés à environ $z/D_s = 10$ soit à une distance plus de deux fois plus courte que pour le cas sans *by-pass* ($z/D_s \approx 26$).

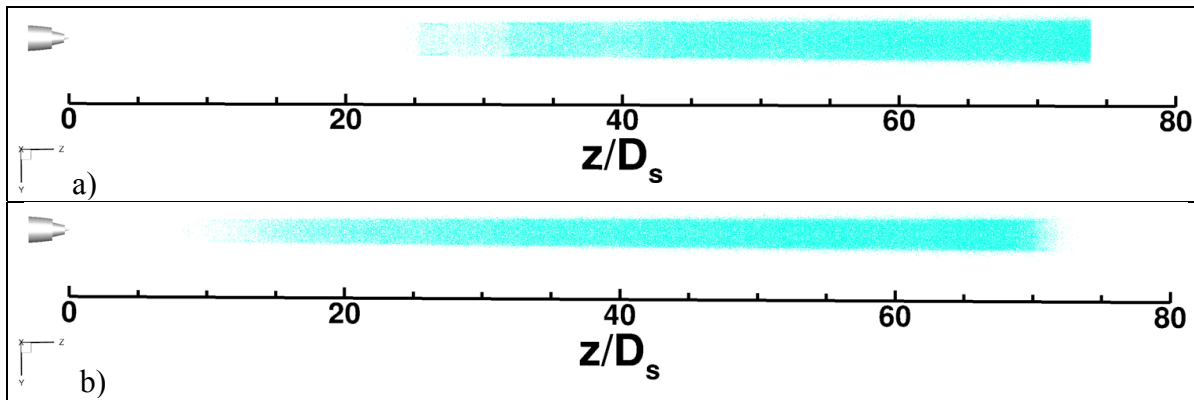


Figure 4.16 Représentation des particules ayant $r_p > 20$ nm représentant le jet propulsif de cristaux de glace pour la configuration a) avec *by-pass*, et b) sans *by-pass*

La Figure 4.17 montre l'évolution de la saturation des cristaux (noté S^m) en fonction de la distance derrière l'avion pour les deux configurations. Il est à noter que pour les deux configurations, la valeur de saturation moyenne S^m de 1 n'est pas atteinte, car le domaine de calcul n'est pas assez grand. Nous pouvons supposer que sur une distance plus longue ($> 74 D_s$), la valeur de $S^m = 1$ serait atteinte dans les deux configurations. Cette valeur de $S^m = 1$ est importante, car elle caractérise le déclenchement de la condensation sur les particules sèches. En comparant les deux courbes, il apparaît que la saturation est plus importante dès les premiers instants du jet propulsif dans le cas sans *by-pass* jusqu'à environ $z/D_s = 17$. Puis, la saturation pour la configuration avec *by-pass* dépasse celle avec l'autre configuration. L'écart semble s'accroître au fur et à mesure que la distance derrière le turboréacteur augmente, pour finalement atteindre une saturation égale à 0,833 dans le cas avec le *by-pass* et 0,759 dans l'autre cas. Le mélange plus rapide constaté précédemment pour le cas avec le *by-pass* a donc tendance à augmenter la saturation sur les particules.

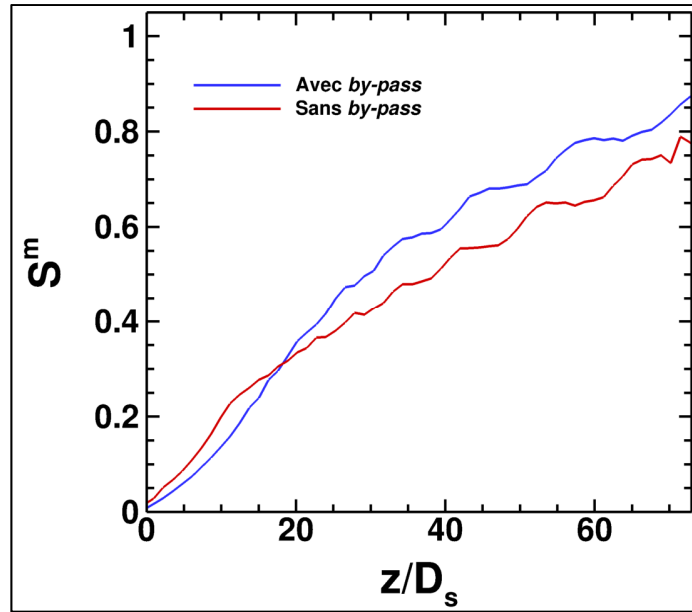


Figure 4.17 Évolution de la saturation des particules solides en fonction de la position axiale z/D_s pour la configuration avec *by-pass* et sans *by-pass*

L'évolution de ces particules se trouvant dans des zones de saturation du jet propulsif peut être caractérisée sur la Figure 4.18. En effet, le nombre de particules saturées en fonction de la position derrière l'avion est affiché sur cette figure. La fraction de particules saturées est calculée F_{sat} d'après l'équation suivante :

$$F_{sat} = \frac{N_{sat}}{N_{tot}} \quad (4.13)$$

avec N_{sat} le nombre de particules saturées par rapport à l'eau liquide ($S > 1$) dans un sous-domaine et N_{tot} le nombre total de particules de suies dans un sous-domaine.

En accord avec les figures précédentes, la configuration avec *by-pass* admet une saturation plus tardive (à $z/D_s \approx 22$) avec un nombre de particules saturées inférieur comparé à l'autre cas. Ensuite, à environ $z/D_s = 42$, le nombre de particules saturées dépasse celui de la configuration sans *by-pass* pour atteindre un nombre de 77,0 % de particules saturées contre 58,333 % de particules saturées pour l'autre configuration.

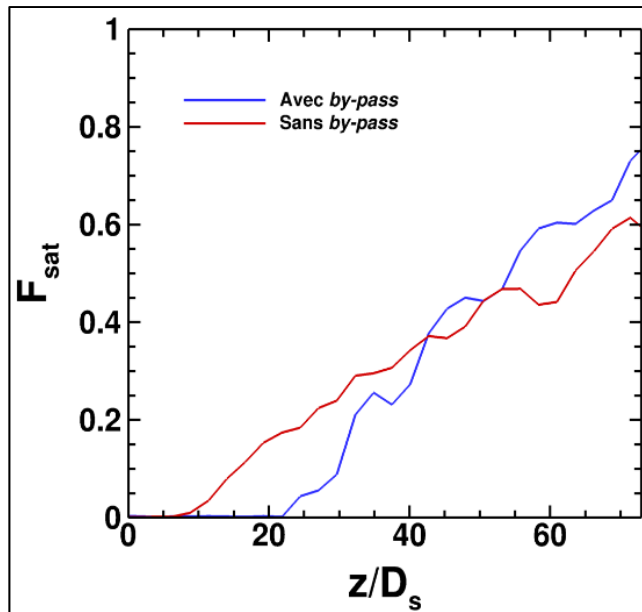


Figure 4.18 Évolution de la fraction de particules saturées ($r_p > 20$ nm) adimensionnée en fonction de la position axiale z/D_s pour la configuration avec *by-pass* et sans *by-pass*

Au fur et à mesure que le jet propulsif se dilue, il se refroidit comme le montre la Figure 4.19. Cette dernière montre la température des particules solides adimensionnée par la température maximale derrière l'avion. Il est intéressant de constater que les particules se refroidissent plus vite avec la configuration *by-pass*, notamment en raison du mélange plus fort. Même si la différence entre les deux configurations sur la température adimensionnée est assez faible, soit 3,33 %, cela a un impact important sur la formation des cristaux de glace. Cela pourrait expliquer la fraction de particules saturées et le rayon moyen plus important dans le cas avec *by-pass*. Plus la température du jet propulsif est froide, plus la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide sera faible et plus la saturation sera élevée. L'apparition des cristaux de glace sera donc favorisée.

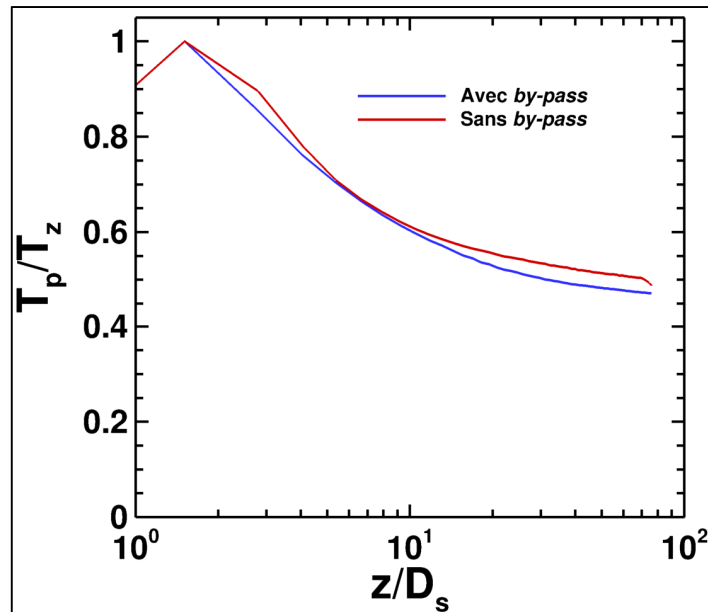


Figure 4.19 Évolution de la température adimensionnelle des particules solides en fonction de la position axiale z/D_s avec *by-pass* et sans *by-pass*

4.2.5.4 Synthèse de l'étude de l'influence du *by-pass* sur la formation des traînées de condensation

L'influence du *by-pass* (jet secondaire) sur les propriétés du jet propulsif et des cristaux de glace était méconnue. Les principales études proposées dans la littérature sur la simulation numérique de la formation des traînées de condensation ne prennent en compte qu'un seul jet, le jet primaire sans l'écoulement du *by-pass* (jet secondaire). L'objectif de cette étude était d'étudier l'impact d'une modélisation avec *by-pass* puis sans *by-pass* sur les propriétés aérothermodynamiques du jet propulsif ainsi que sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace. Cet objectif a été atteint puisque nous avons caractérisé ces propriétés et analysé leur impact sur le jet propulsif et la formation des cristaux de glace. En premier lieu, le rapport de dilution et la taille du rayon des cristaux de glace ont été comparés à des valeurs mesurées lors de travaux expérimentaux. Ensuite, les résultats ont montré que le mélange dans la configuration avec *by-pass* produit un mélange moins fort dès les premiers instants du jet propulsif (pour $z/D_s < 5$). En effet, les premiers cristaux sont d'abord formés dans la configuration sans *by-pass*, mais le mélange dans l'autre cas s'intensifie au fur et à mesure

derrière le turboréacteur. De ce fait, la température diminue rapidement sur les bords du jet, là où la turbulence est maximale. Le rapport de saturation étant plus élevé dans cette région, les premiers cristaux sont susceptibles de s'y former. La vapeur d'eau se condense alors sur les particules solides pour former des cristaux de glace. Ce mélange plus fort tend à former un nombre de cristaux de glace plus élevé et des cristaux de tailles plus importantes que dans la configuration sans *by-pass*. Dans la section suivante, nous étudierons l'influence des paramètres de sortie d'un turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace avec la configuration avec *by-pass* (jet secondaire).

4.2.6 Étude paramétrique

Dans cette section, les paramètres de sortie d'un turboréacteur et atmosphériques ont été modifiés par rapport au cas initial avec la configuration prenant en compte le *by-pass*, afin d'étudier leur influence de ces paramètres sur les propriétés des cristaux de glace telle que la taille du rayon des cristaux ainsi que leurs nombres formés. Les cas simulés dans cette étude sont présentés dans le Tableau 4.7.

Tableau 4.7 Récapitulatif des simulations pour l'étude paramétrique

Cas	Configuration de la simulation
1	Nombre initial de particules suies
2	Fraction massique initiale de vapeur d'eau dans le jet
3	Rayon initial
4	Température ambiante
5	Humidité relative

4.2.6.1 Nombre initial de particules de suies

Cette première étude paramétrique se propose de faire varier le nombre initial de particules de suies pour deux valeurs : $N_p = 2,6 \times 10^{12}$ (cas de référence) et $N_p = 2,6 \times 10^{11}$. Le nombre initial de particules de suies étant dix fois moins important que dans le cas de référence, elle correspond approximativement à un nombre initial constaté par l'utilisation de carburant alternatif issu de la biomasse (Khou, 2016). Cela permettra d'évaluer les possibles conséquences d'un carburant alternatif sur la formation et les propriétés microphysiques des cristaux.

La Figure 4.20 montre l'évolution de la taille du rayon des cristaux en a) et la fraction de particules saturées en b) derrière le turboréacteur. Dans le cas pauvre en suie, sur la Figure 4.20a), le rayon moyen est inférieur dès les premiers instants du jet propulsif, mais semble progresser plus rapidement et dépasser le rayon moyen du cas riche en suies à environ $z/D_s = 65$. Cet effet de compétition entre les particules de suies pour la vapeur d'eau disponible dans le jet propulsif tel que mentionné dans la littérature (Kärcher et al., 2015; Paoli et al., 2013) n'est pas identifiable dans nos simulations, mais semble se manifester pour $z/D_s > 65$. En effet, avec moins de particules de suies dans le jet, le rayon des cristaux de glace devrait être plus grand, car la même quantité de vapeur d'eau est disponible pour un nombre inférieur de particules de suies. La sous-estimation du rapport de dilution peut mener à une sous-estimation de la dispersion des particules de suies, et donc impacter la croissance des cristaux. De plus, le nombre de particules dans la simulation est peut-être insuffisant pour représenter de manière fiable la condensation de la vapeur d'eau sur les particules de suies. L'écart du rayon moyen entre les deux configurations semble se creuser avec la distance. La Figure 4.20b) montre que les particules sont saturées plus tôt (à $z/D_s \approx 23$ contre $z/D_s \approx 24,5$) dans le cas riche en suies, comme mentionné par (Khou et al., 2015). Le rayon moyen final est très proche dans les deux configurations puisque l'écart est de 4,035 %, pour $r_p^m = 0,570 \mu\text{m}$ avec $N_p = 2,6 \times 10^{12}$ contre $r_p^m = 0,593 \mu\text{m}$ avec $N_p = 2,6 \times 10^{11}$. De plus, la croissance du nombre de particules saturées semble légèrement plus importante pour le nombre initial faible de suies en raison de la

compétition des suies pour la vapeur d'eau. La portion de particules saturées est de 77,0 % pour $N_p = 2,6 \times 10^{12}$ contre 74,2 % pour $N_p = 2,6 \times 10^{11}$.

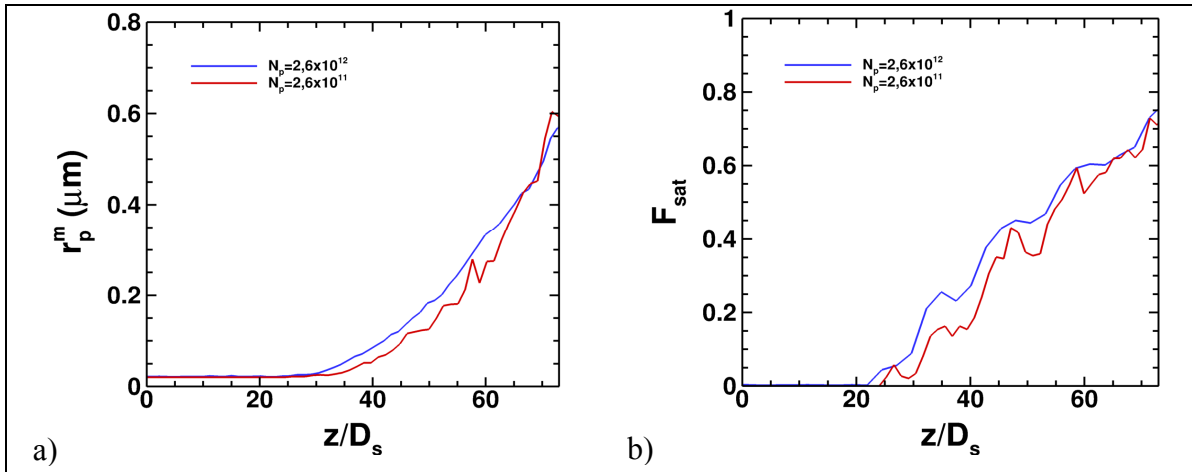


Figure 4.20 Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux nombres initiaux de particules de suies différents

En analysant la Figure 4.21 sur la distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine, nous remarquons que la dispersion des rayons est plus grande dans le cas riche en suies. Les rayons formés vont jusqu'à 2,082 μm contre 1,870 μm pour l'autre cas. L'effet de compétition est moins marqué sur cette figure malgré que les particules de suies disposent d'une plus grande quantité de vapeur d'eau pour le même nombre de particules. La dispersion des rayons pour $N_p = 2,6 \times 10^{11}$, c'est-à-dire pour le régime plus faible en suies, devrait indiquer des rayons plus élevés d'après les travaux de (Maglaras, 2007; H. W. Wong et al., 2013). L'effet du *by-pass* ici ne montre pas de différence importante sur la taille des rayons de cristaux de glace.

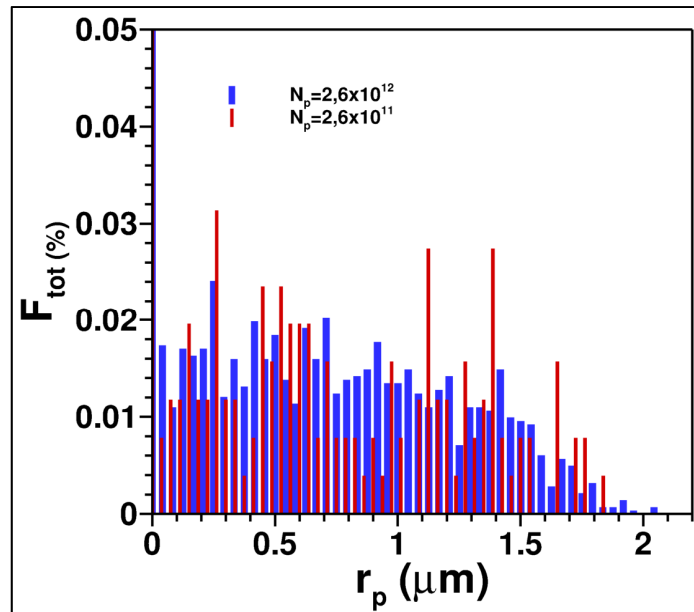


Figure 4.21 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux nombres initiaux de particules de suies différents

4.2.6.2 Quantité initiale de vapeur d'eau dans le jet

Dans cette section, le turboréacteur utilisé comme cas de référence avec une quantité de vapeur d'eau égale à $Y_{v,p} = 2,4 \times 10^{-2}$ a été comparé avec un turboréacteur plus ancien émettant davantage de vapeur d'eau, soit $Y_{v,p} = 4,4 \times 10^{-2}$.

Sur la Figure 4.22a) montrant l'évolution du rayon moyen derrière le turboréacteur, les cristaux de glace affichent un rayon moyen plus important dans le cas où la quantité de vapeur d'eau émise est importante. En effet, la vapeur d'eau se trouve en quantité plus importante dans le jet propulsif. Cette dernière est plus susceptible de se condenser sur les particules, et ce dès les premiers instants d'éjection du jet propulsif (à $z/D_s \approx 10$). Ensuite le rayon moyen demeure presque constant comme si la majeure partie de la vapeur d'eau issue du jet s'était condensée sur les particules de suies, et qu'il ne restait plus que la vapeur d'eau issue de l'atmosphère. Finalement, la valeur finale du rayon moyen avec deux fois plus de vapeur d'eau est de $0,687 \mu\text{m}$ contre $0,570 \mu\text{m}$. Cela constitue une différence notable de 17,03 % sur la taille du rayon

moyen. Ces tendances ont également été observées dans la modélisation d'un jet rond avec deux quantités de vapeur d'eau différente par (Maglaras, 2007). Toutefois, la forte diminution de la croissance du rayon moyen comme observé ici à partir de $z/D_s \approx 40$ n'a pas été observée. La présence du *by-pass* conduit à une taille de rayon moyen plus importante comparativement aux travaux de Maglaras (2007). L'auteur obtient un rayon moyen de cristaux de glace égal à $0,615 \mu\text{m}$ pour $t = 1,07 \text{ s}$ (contre $0,570 \mu\text{m}$ pour $t = 0,5 \text{ s}$ dans notre cas). D'après les travaux de (H. W. Wong et al., 2013), la condensation dans le champ proche de l'avion est dominée par cette quantité de vapeur d'eau initiale. Les particulesaturent plus tôt (à $z/D_s \approx 10$) comme le montre la Figure 4.22b) et ce lorsque le jet est plus chargé en humidité. La différence du nombre de particules saturées est de 10,42 % supérieure dans le cas du jet plus humide.

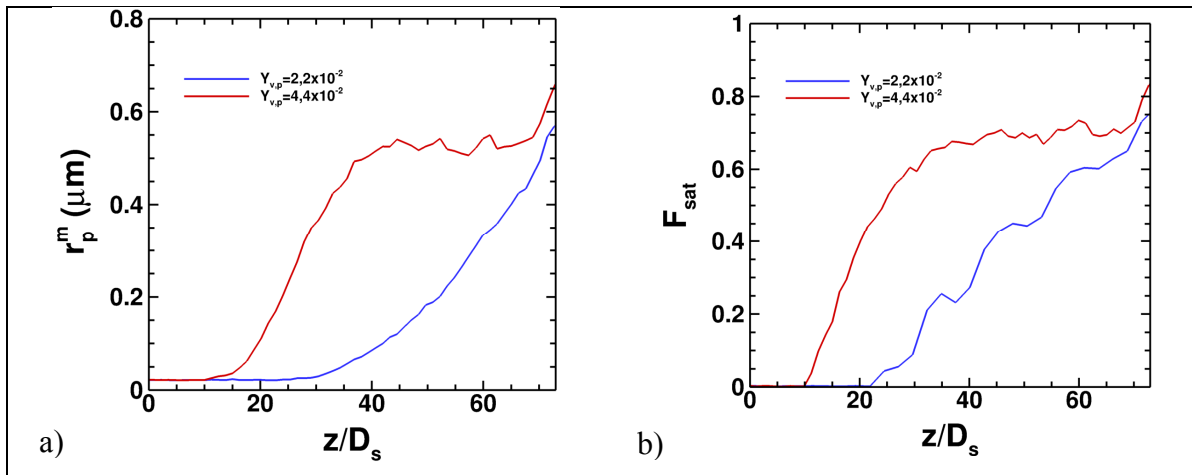


Figure 4.22 Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux quantités initiales de la vapeur d'eau différentes

La dispersion des rayons des cristaux pour les deux quantités initiales de vapeur d'eau sur la Figure 4.23 montrent des plus gros rayons dans le cas du jet plus chargé en vapeur d'eau. La présence élevée de la vapeur d'eau initialement dans le jet favorise la croissance des grosses particules. Le rayon maximal atteint est de $2,50 \mu\text{m}$ dans ce cas (contre $2,08 \mu\text{m}$ pour $Y_{v,p} = 4,4 \times 10^{-2}$).

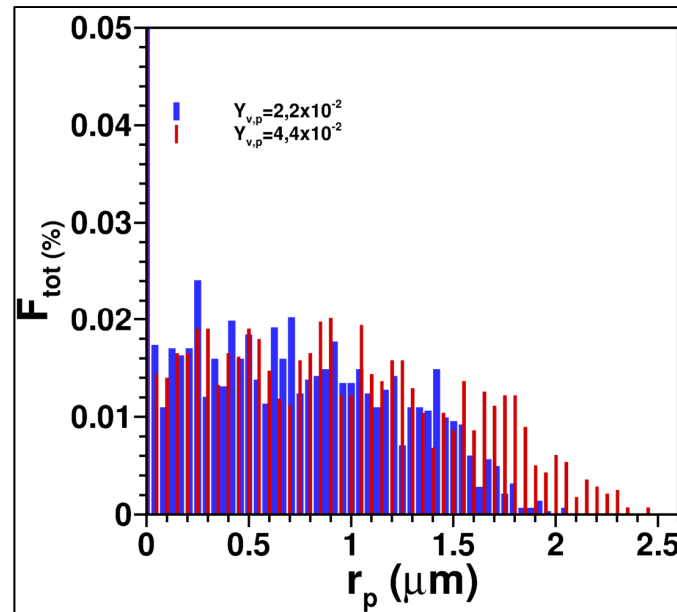


Figure 4.23 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux quantités initiales de la vapeur d'eau différentes

4.2.6.3 Rayon initial de particules de suies

Cette partie montre l'influence du rayon initial de particules de suies et plus particulièrement de l'effet de Kelvin sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace. D'après les récentes mesures sur des avions en vol de croisière, l'indice d'émissions des particules fines non volatiles tel que les particules de suies avec un rayon supérieur à 5 nm est grossièrement deux fois plus élevé pour un avion fonctionnant avec du kérosène qu'un avion utilisant du biocarburant (Moore et al., 2017). Par conséquent, il est plus probable que le turboréacteur rejette des particules de plus petite taille s'il consomme du biocarburant. Nous avons donc choisi un rayon deux fois plus petit comparé au cas de référence, menant à deux rayons distincts : $r_p = 10$ nm et $r_p = 20$ nm.

L'évolution de taille du rayon des cristaux est mise en évidence sur la Figure 4.24a). Le rayon des particules est bien initié à 10 nm et à 20 nm pour chaque configuration. Au fur et à mesure que les rayons moyens grossissent, l'écart relatif entre les deux courbes augmente pour

atteindre un rayon moyen égal à $0,546 \mu\text{m}$ et $0,570 \mu\text{m}$ (écart relatif de 24 nm) pour 10 nm et 20 nm de rayon initial respectivement (écart relatif de 10 nm). Les travaux de (Maglaras, 2007) montrent que l'écart du rayon moyen pour deux tailles de rayons initiales de 10 nm et 20 nm se creuse lors de l'évolution du jet. En effet, les particules avec un rayon initial de 10 nm ont en moyenne un rayon égal à $0,599 \mu\text{m}$ à $t = 1,05 \text{ s}$ contre $0,615 \mu\text{m}$ pour un rayon initial de 20 nm à $t = 1,07 \text{ s}$, ce qui constitue un écart relatif de 16 nm . Sur la Figure 4.24b), l'évolution de la fraction de particules saturées montre que la saturation des particules de suies commence plus tôt pour un rayon initial de particules plus petit. Également, le nombre de particules ayant saturées à la fin du domaine de calcul est plus élevé avec $r_p = 20 \text{ nm}$ avec $77,0 \%$ contre $67,8 \%$ avec $r_p = 10 \text{ nm}$. L'effet de Kelvin est donc bien présent d'après nos résultats sur la fraction de particules saturées.

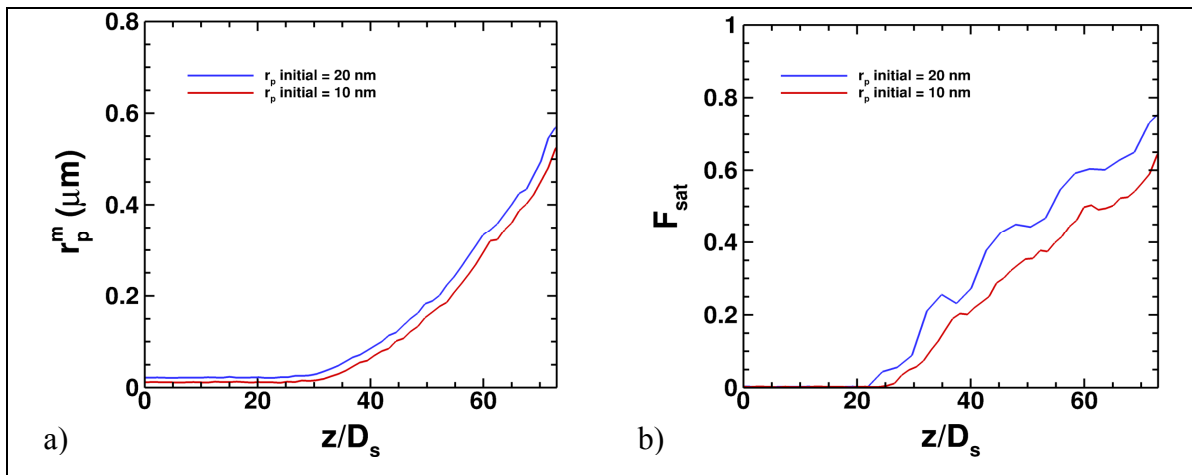


Figure 4.24 Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux rayons initiaux de particules de suies différentes

La distribution des particules sur la Figure 4.25 montre que le rayon initial n'a pas beaucoup d'influence sur la distribution des particules à la fin du domaine. Les résultats montrent que malgré le nombre plus faible de particules saturées, la distribution des rayons est quasiment la même pour les particules ayant un rayon supérieur à $1 \mu\text{m}$. Les conclusions sont les mêmes pour les travaux de (Maglaras, 2007) : « malgré un rayon initial de particule plus petit, les cristaux de glace couvrent un spectre de rayons aussi large que dans le cas de référence ».

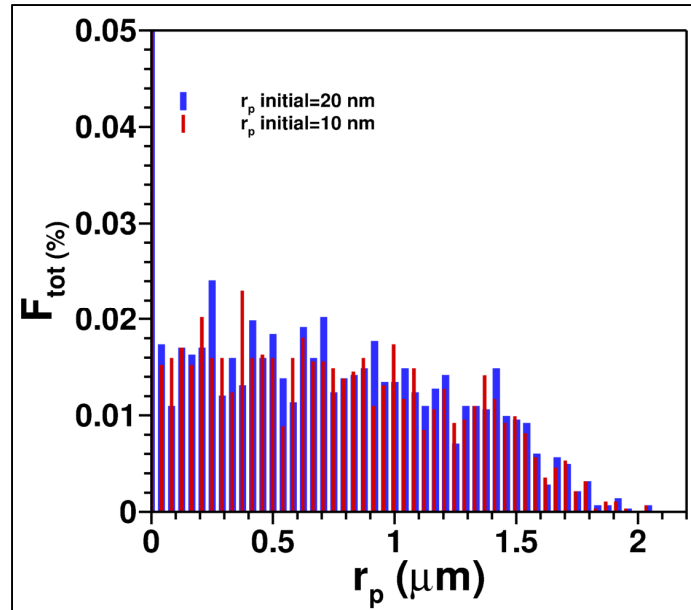


Figure 4.25 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux rayons initiaux de particules de suies différentes

4.2.6.4 Température ambiante

Dans cette section, contrairement aux paramètres précédents se focalisant sur les paramètres de sortie du turboréacteur, nous allons étudier l'influence d'un paramètre atmosphérique qui est la température ambiante. Par rapport au cas de référence, nous avons choisi une température plus basse de 210 K. En effet, la température à l'altitude considérée est susceptible de varier, pour atteindre des températures plus froides descendant jusqu'à 210 K. En analysant la Figure 4.26a) qui montrent l'évolution du rayon pour deux températures ambiantes différentes de 210 K et 219 K, nous remarquons que le rayon moyen des cristaux est nettement plus important lorsque la température ambiante est plus basse (1,48 μm pour $T_a = 210$ K contre 0,570 μm pour $T_a = 219$ K). En comparant les tendances avec d'autres travaux (Kärcher et al., 2015; Maglaras, 2007), les particules de suies sont activées plus tôt lorsque la température ambiante est basse. En effet, (Maglaras, 2007) montre que le rapport de saturation moyen est beaucoup plus élevé, et que la valeur maximale du rapport de saturation est une fonction décroissante de la température ambiante. Aussi, la condensation de la vapeur d'eau sur les particules de suies est

plus importante lorsque la température est faible. C'est ce que nous pouvons constater sur la Figure 4.26b avec un plus grand nombre de particules quiaturent hâtivement (95,9 % des particules saturées contre 77,0 % des particules saturées pour $T_a = 219$ K). La fraction de particules saturées montre que pour une atmosphère plus chaude (c'est-à-dire pour $T_a = 219$ K), les cristaux se forment à environ $z/D_s = 23$ contre $z/D_s = 9$ dans le cas d'une atmosphère plus froide.

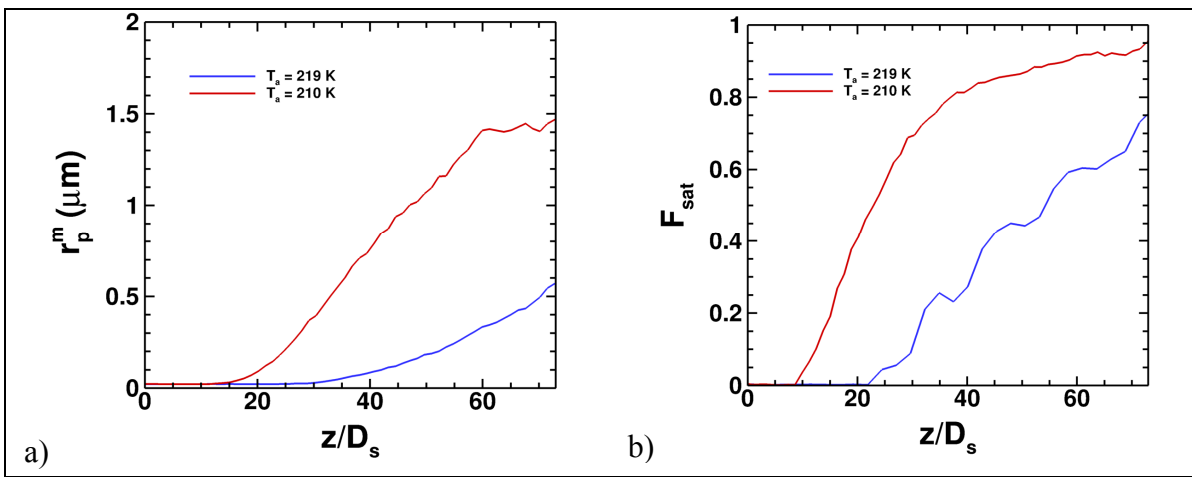


Figure 4.26 Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs de température ambiante différentes

La température a un effet notable sur la distribution des rayons comme le montre la Figure 4.27. La dispersion des rayons est plus étendue pour la température $T_a = 210$ K et atteignent un rayon maximal égal à 3,85 μm . Nous remarquons également une forte portion de rayon égale à 1,925 μm pour 3,12 % des particules saturées. La distribution semble prendre la forme d'une gaussienne centrée sur cette valeur du rayon de 1,925 μm telle qu'identifiée dans la littérature (Maglaras, 2007).

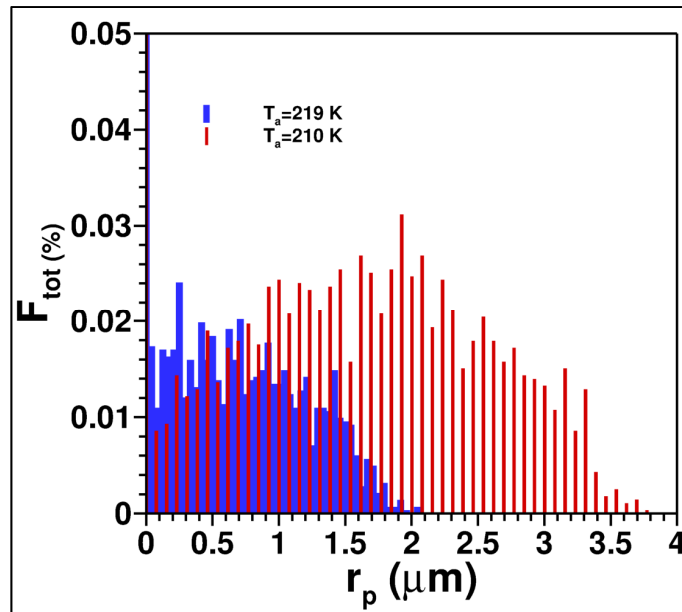


Figure 4.27 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux valeurs de températures ambiantes différentes

4.2.6.5 Humidité relative ambiante

L'humidité relative ambiante est le dernier paramètre que nous allons faire varier dans ce mémoire. Nous avons voulu comparer une atmosphère composée d'une humidité moins humide que le cas de référence, c'est-à-dire avec une humidité relative ambiante de 30 %. Cette valeur de 30% provient des conditions atmosphériques dans lesquels la majorité des mesures expérimentales sur les traînées de condensation ont été effectuées (Schumann et al., 2002). Pour rappel, l'humidité relative ambiante caractérise la quantité de vapeur d'eau disponible dans l'air ambiant. La Figure 4.28a) présente l'évolution de la taille du rayon des cristaux en fonction de la distance derrière l'avion pour les deux valeurs d'humidité relative ambiante différente. Dans le cadre d'une atmosphère plus humide, le rayon moyen augmente plus rapidement et atteint une valeur plus élevée (0,570 μm contre 0,543 μm ce qui constitue une différence de 4,73 %). Le rayon moyen plus élevé provient de la quantité de vapeur d'eau plus importante dans l'air (Maglaras, 2007; Shirgaonkar & Lele, 2007). Le nombre de cristaux formés est également influencé par l'humidité relative ambiante comme l'illustre la Figure

4.28b). Le déclenchement de la formation des cristaux de glace apparaît plus tôt pour l'humidité relative ambiante de 60 % soit à environ $z/D_s = 23$ contre environ $z/D_s = 32$ pour l'autre cas. La portion de particules saturées est de 77,0 % tandis que dans l'autre cas, celle-ci est de 75,9 %. Pour la même raison décrite précédemment, les particules disposent de plus de vapeur d'eau pour un même nombre de particules. Ainsi une plus grande quantité de vapeur d'eau est susceptible de se condenser.

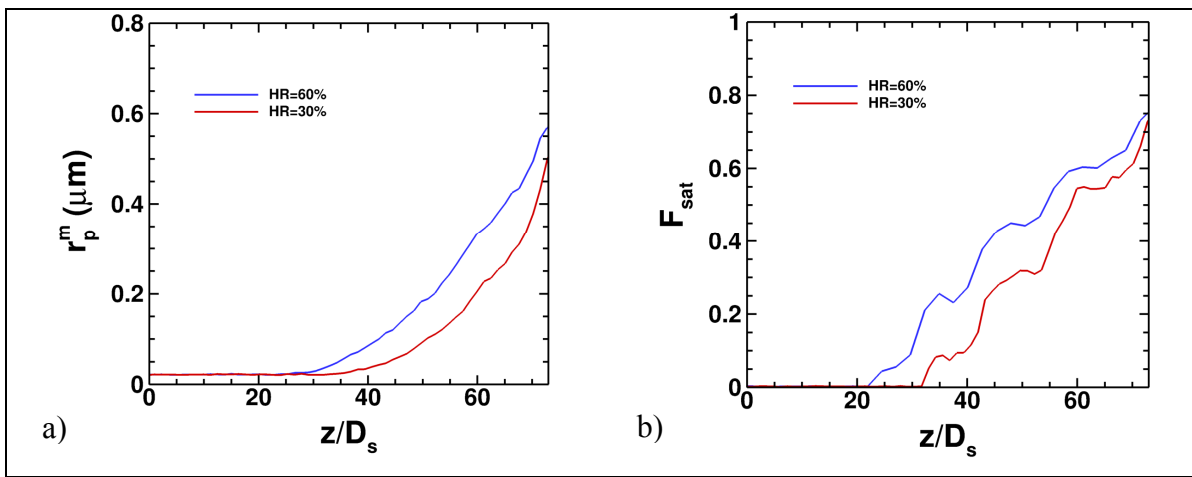


Figure 4.28 Évolution a) de la taille du rayon des cristaux, et b) de la fraction de particules saturées, en fonction de la position axiale z/D_s pour deux valeurs d'humidités ambiantes relatives différentes

Enfin la Figure 4.29 montre la distribution des rayons à la fin du domaine pour les deux configurations. Nous remarquons que pour les deux valeurs d'humidité relative ambiante différentes, la dispersion des rayons est identique. Le rayon maximal est de 2,085 μm dans les deux cas. Également, la part de cristaux de glace formés ayant un rayon supérieur à 1 μm est plus faible comparé au cas HR = 60 %. En revanche, des plus petits cristaux de glace sont susceptibles de se former pour HR = 30%.

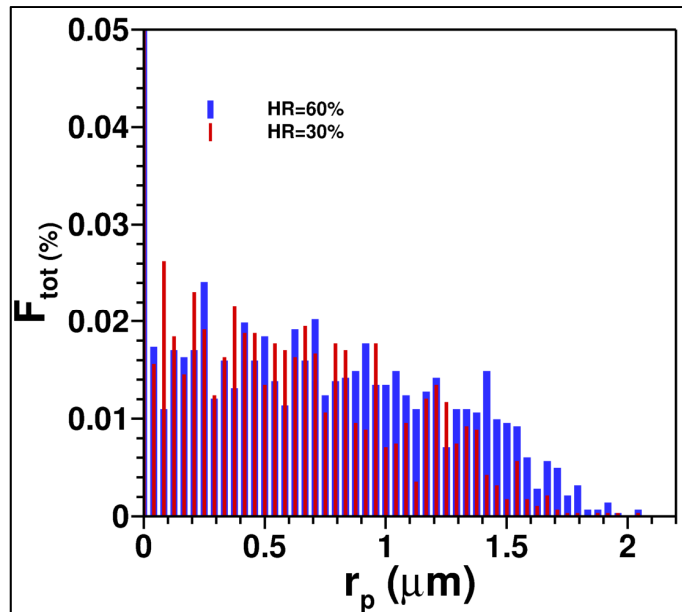


Figure 4.29 Distribution de la taille du rayon des cristaux à la fin du domaine pour deux valeurs d'humidités ambiantes relatives différentes

Ainsi, ces paramètres (nombre initial de particules de suies, quantité initiale de vapeur d'eau dans le jet, rayon initial des particules de suies, température ambiante, humidité relative ambiante) peuvent amener à des solutions de mitigation, afin de réduire l'occurrence de ce phénomène. Avec le développement des nouvelles chambres de combustion et des biocarburants, les turboréacteurs produisent moins de particules de suies. Or la diminution de la densité de particules de suies formées diminue le nombre de cristaux formés. Cette densité de cristaux formés a un impact sur l'épaisseur optique de la traînée de condensation. L'épaisseur optique caractérise l'opacité de la traînée de condensation. Plus la traînée est opaque, plus la couverture nuageuse sera importante. Cela augmente donc l'effet de serre. Dans le cas où l'atmosphère est légèrement plus chaude, le nombre de cristaux formés est réduit. La température dans l'atmosphère est différente en fonction de l'altitude. En changeant, l'altitude de croisière à laquelle vole les avions, par exemple dans une atmosphère plus chaude, il est possible de réduire l'occurrence des traînées de condensation. De cette manière, l'air sera plus dense, ce nécessiterait au turboréacteur de la puissance supplémentaire et augmenterait probablement le nombre de particules de suies émises.

4.2.6.6 Synthèse de l'étude paramétrique

Cette étude avait pour objectif d'étudier l'influence des paramètres de sortie du turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante) sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace. Pour atteindre cet objectif, nous avons comparé ces propriétés microphysiques en faisant varier un paramètre à chaque simulation par rapport au cas de référence. Ce cas de référence avait pour paramètres : $T_a = 219 \text{ K}$, $Y_{v,p} = 2,2 \times 10^{-2}$, $HR = 60 \%$, $r_p = 20 \text{ nm}$, et $N_p = 2,6 \times 10^{12}$. Chacun de ces paramètres fut modifié pour en étudier l'influence.

L'impact de ces paramètres sur le développement des cristaux de glace a été résumé sur la Figure 4.30. Le nombre initial des particules de suies plus faible que le cas de référence a montré un rayon moyen légèrement plus élevé (+4,015 %). Ces particules de suies en nombre inférieures disposent d'une plus grande quantité de vapeur d'eau d'où un rayon moyen plus élevé. Cependant, le nombre de cristaux formés est inférieur (-3,64 % de particules formées) au cas riche en suies. Ce résultat est contraire aux travaux existants (Khou, 2016; Paoli et al., 2013), et pourrait provenir de la sous-estimation de la dispersion des particules. La nature des produits de combustion tels que la vapeur d'eau a montré qu'une quantité initiale plus forte conduisait à un rayon moyen plus élevé (+17,03 %) et à une augmentation du nombre de cristaux formés (+10,42 %). Cela s'explique par la plus grande quantité de vapeur d'eau disponible pour les particules, ce qui a un impact important notamment sur le rayon moyen. La taille initiale d'une particule émise modifie le rayon moyen. En effet, plus le rayon initial est petit, plus le rayon moyen sera petit également (-4,21 % par rapport au cas de référence). Cela est due à l'effet de Kelvin qui montre que la saturation de la vapeur d'eau par rapport à sa phase liquide est plus difficile plus la courbure du rayon de la particule est faible. L'impact de ce phénomène est remarquable sur la plus faible proportion de cristaux formés (-11,94 %). Les conditions atmosphériques ont également été modifiées. Une température ambiante plus faible engendre un rayon moyen beaucoup plus élevé (+160,35 %) que dans le cas d'une atmosphère plus chaude. La saturation étant fonction de la température, il paraît cohérent que les particules seront saturées plus tôt si la température est basse. La saturation moyenne est

plus forte, car la pression de vapeur saturante par rapport à la phase liquide est plus basse, ce qui a pour conséquence d'augmenter le taux de croissance des particules. Ainsi, plus de cristaux sont formés (+24,54 %). Également, l'humidité relative ambiante faible n'aura qu'un faible impact sur la quantité de cristaux formés (-1,43 %). Quant au rayon moyen, il sera légèrement inférieur (-4,73 %) au rayon moyen dans une atmosphère plus riche en vapeur d'eau (c'est-à-dire plus humide).

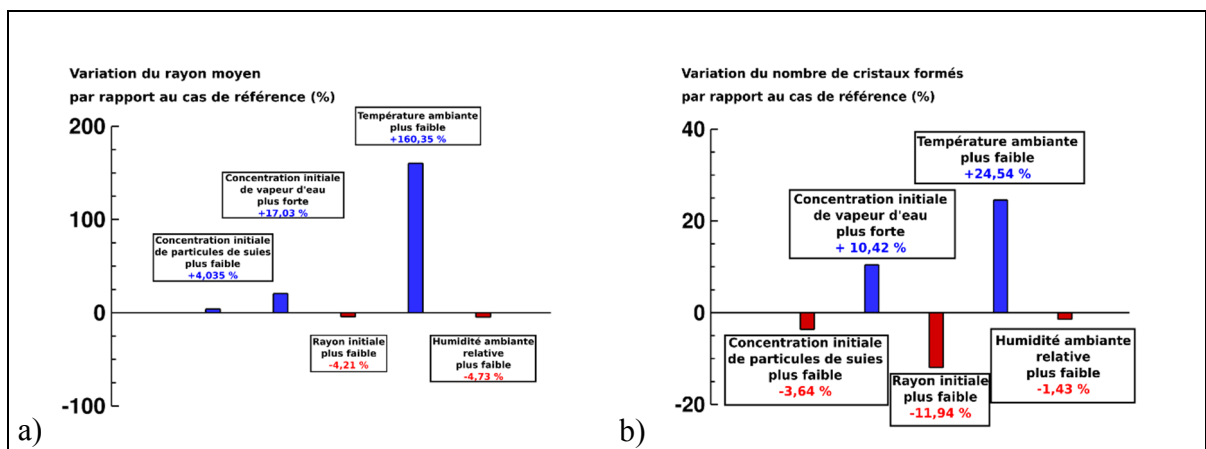


Figure 4.30 Récapitulatif de l'influence des paramètres a) sur le rayon moyen, et b) sur le nombre de cristaux formés, par rapport au cas de référence

4.3 Conclusion partielle

Dans ce dernier chapitre consacré aux résultats, la prédiction du rapport de dilution a été évaluée face à des mesures expérimentales. Cette évaluation a montré une sous-estimation de ce rapport de dilution. Ensuite, la taille des cristaux formés a été évaluée à une distance équivalente à un temps de dilution de $t = 0,5$ s. Malgré la difficulté de valider ces résultats avec la littérature notamment avec les différences des conditions atmosphériques et des types de turboréacteurs distincts, les rayons moyens calculés sont dans le même ordre de grandeur que ceux mesurés expérimentalement.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence du *by-pass* sur les propriétés aérothermodynamiques du jet propulsif puis sur les propriétés microphysiques des cristaux de

glace. Pour ce faire, deux configurations ont été utilisées : la première avec *by-pass* et la deuxième sans *by-pass*. Malgré le fait que les premiers cristaux sont formés dans la configuration sans *by-pass*, il s'est avéré par la suite que le mélange avec *by-pass* mène à un mélange plus fort et contribue à une diminution plus forte de la température. De ce fait, la saturation moyenne dans le jet est plus forte et le rayon moyen des cristaux formés est plus élevé que dans une configuration sans *by-pass*. Nous noterons aussi la contribution importante de particules saturées dans cette configuration avec *by-pass*.

Dans un second temps, la configuration avec *by-pass* a servi de cas de référence pour une étude sur les paramètres de sortie d'un turboréacteur (nombre initial et rayon initial de particules, quantité de vapeur d'eau) et atmosphériques (température ambiante, humidité relative ambiante). Cette étude a mis en avant l'influence que peuvent avoir la nature des effluents et le milieu ambiant sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace. La température ambiante a un effet important sur le nombre de cristaux formés (+160,35% par rapport au cas de référence plus chaud) et le rayon moyen des cristaux de glace (+24,54% par rapport au cas de référence plus chaud). La quantité de vapeur d'eau disponible dans le jet a également un effet sur ces paramètres mais de façon moins remarquable. Le nombre de cristaux formés est de 20,54% supérieur par rapport au cas de référence puis le rayon moyen est 10,42 % supérieur par rapport au cas de référence.

CONCLUSION

Les traînées de condensation ont un impact radiatif sur le bilan énergétique terrestre et sur l'effet de serre. Afin de mieux comprendre et de réduire la formation de ces traînées de condensation, l'objectif de ce travail a été d'étudier les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace dans une traînée de condensation. À partir de la CFD, l'objectif a été atteint en contribuant à une meilleure compréhension du phénomène puisque nous avons évalué l'impact d'une modélisation avec un *by-pass* sur la formation des traînées de condensation. L'écoulement composé du jet du turboréacteur chargé d'air et de vapeur d'eau se mélangeant dans l'atmosphère a été résolu par les équations de Navier-Stokes moyennées par la décomposition de Reynolds instationnaire (URANS). Ce jet chargé de particules de suies se mélange avec l'air froid ambiant et humide. L'approche Lagrangienne permet dans cette étude de calculer la position des particules, qui sont elles-mêmes modélisées en tant que traceurs passifs. De ce fait, seul le couplage du transfert de masse de la vapeur d'eau du fluide vers les particules (et inversement) est pris en compte. Lorsque les conditions atmosphériques sont réunies (c'est-à-dire une atmosphère humide et une température basse), la vapeur d'eau se condense autour des particules pour former des cristaux de glace. Le modèle mathématique de Fukuta et Walter, implémenté dans le logiciel STAR-CCM+, permet de résoudre ce phénomène et de calculer la croissance des cristaux par condensation. La combinaison de la modélisation URANS en spatiale avec une approche Lagrangienne constitue une approche originale pour l'étude des traînées de condensation.

Parmi les divers modèles de turbulence proposés dans la littérature pour l'étude des jets coaxiaux, le modèle $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974) a été choisi après avoir comparé les champs moyens de la vitesse, la distribution de l'énergie cinétique turbulente moyenne et les contraintes de cisaillement aux travaux expérimentaux de (Guitton et al., 2007). Les résultats de la comparaison du chapitre 3 avec ce modèle montre un bon accord avec l'expérimentale sur la représentation de la vitesse axiale moyennée avec des

écarts moyens de l'ordre de 4,89 % pour la décroissance du jet primaire et de 5,52 % pour la décroissance du jet secondaire.

Ensuite, nous avons étudié la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un CFM56. La comparaison sur le rapport de dilution du jet a été concluante. Le rapport de dilution est cependant légèrement inférieur aux résultats expérimentaux. Les causes de ce rapport de dilution inférieur pourraient être dues à une diffusion numérique provenant du schéma de discrétisation spatiale ainsi que du non pris en compte des tourbillons de sillages. Concernant, la comparaison sur la taille des cristaux formés, celle-ci s'est avérée plus délicate, car les paramètres de sortie d'un turboréacteur et atmosphériques de référence ne sont pas exactement les mêmes que dans notre simulation. Néanmoins, l'ordre de grandeur est le même (inférieure à 1 μm).

Dans les précédents travaux sur les traînées de condensation, l'influence de l'écoulement du *by-pass* (jet secondaire) sur les propriétés du jet propulsif et des cristaux de glace jusqu'à présent était méconnue. Les études menées jusqu'à présent sur la simulation numérique de la formation des traînées de condensation prennent en compte un jet sans *by-pass*. L'omission de ce *by-pass* dans les études de modélisation n'aurait pas beaucoup d'influence sur la formation des traînées de condensation d'après (Kärcher et al., 2015). Cette première partie dédiée aux résultats s'est focalisée sur l'impact du *by-pass* pour analyser ses effets sur les propriétés aérothermodynamiques (énergie cinétique turbulente, température, saturation, quantité de vapeur d'eau) du jet propulsif ainsi que les propriétés microphysiques (rayon, pourcentage de cristaux formés) des cristaux de glace. Les résultats montrent que le mélange dans la configuration avec *by-pass* produit un mélange moins fort dès les premiers instants du jet propulsif. En effet, les premiers cristaux sont d'abord formés dans la configuration sans *by-pass*, mais le mélange dans l'autre cas s'intensifie au fur et à mesure derrière le turboréacteur. De ce fait, la température diminue rapidement sur les bords du jet, là où l'intensité de la turbulence est maximale. Le rapport de saturation étant plus élevé dans cette région, les premiers cristaux sont susceptibles de s'y former. La vapeur d'eau se condense alors sur les particules solides pour former des cristaux de glace par nucléation hétérogène. Ce mélange

plus intense tend à former un nombre de cristaux de glace plus élevé et des cristaux de tailles plus importantes ($0,570\text{ }\mu\text{m}$) que dans la configuration sans *by-pass* ($0,327\text{ }\mu\text{m}$).

L'étude paramétrique dans ce travail constitue la deuxième partie dédiée aux résultats. Par rapport à un cas de référence, nous avons fait varier les paramètres de sortie d'un turboréacteur et atmosphériques. Ces derniers ont une influence importante sur la taille des rayons et le nombre de cristaux formés. En ce qui concerne particulièrement les paramètres atmosphériques, une température ambiante basse ($\approx 210\text{ K}$) mène à la formation d'un grand nombre de cristaux avec un rayon élevé. Toutefois, la variation de l'humidité relative (entre 30 et 60 %) ne montre pas de grand écart significatif sur ces deux paramètres microphysiques. Les paramètres de sortie d'un turboréacteur ont également un impact sur l'évolution des cristaux de glace. En effet, le nombre initial de particules de suies et la quantité initiale de vapeur d'eau modifient toutes deux la taille des cristaux formés et le nombre de cristaux formés notamment à cause de la compétition de vapeur d'eau disponible pour les cristaux. Le dernier paramètre étant le rayon initial des particules de suies reflète l'effet de Kelvin. Les résultats montrent que les particules de faibles rayons ont tendance à produire des rayons de taille inférieurs au cas de référence et une densité de cristaux plus faible.

RECOMMANDATIONS

Les travaux de ce mémoire se sont focalisés sur l'étude de la formation des traînées de condensation dans le régime jet. La première étude a montré que la présence d'un *by-pass* joue un rôle important dans la formation des cristaux de condensation. Le *by-pass* contribue à un mélange plus fort et le rayon des cristaux de glace formé est plus grand que dans une configuration sans *by-pass*. Une modélisation hybride RANS / LES permettrait de prendre en compte les fluctuations de la turbulence. En effet, la modélisation actuelle ne permet pas de capturer les fluctuations de température et de vitesse, menant à un champ de saturation du jet propulsif plus hétérogène. Les zones de l'écoulement qui se situent de manière proche aux parois seraient modéliser par une approche RANS tandis qu'une approche LES serait appliquée pour les zones de l'écoulement plus éloignées.

En termes de mélange, il a été constaté dans ce mémoire que le mélange du jet primaire et du jet secondaire joue un rôle dans le développement des cristaux de glace. Il serait intéressant d'analyser une configuration plus réaliste en étudiant la façon dont sont mélangés les jets en sortie du turboréacteur avec une modélisation LES. Dans une configuration réelle, un mélangeur de flux est situé à l'arrière-corps du moteur et permet de détruire les grosses structures turbulentes responsables du bruit des turboréacteurs d'avions. La géométrie de ce mélangeur pourrait avoir une influence sur la façon dont se forment et évoluent les cristaux de glace.

Le modèle de microphysique actuel est un modèle simplifié ne prenant pas en compte les interactions chimiques entre les particules de suies et les nombreuses espèces chimiques telles que le soufre. De récentes études numériques (Khou, Ghedhaifi, Vancassel, Montreuil, & Garnier, 2016; H.-W. Wong, Jun, Peck, Waitz, & Miake-Lye, 2014) ont mis en avant l'influence de la concentration en soufre présent dans le carburant sur la formation des traînées de condensation. L'implémentation d'un modèle de microphysique plus détaillé est à prendre en compte pour les prochaines études.

D'après les travaux de (Unterstrasser et al., 2014), la qualité d'une modélisation Lagrangienne dépend en grande partie du nombre de particules utilisées pour la fiabilité statistique des résultats, c'est-à-dire avoir un nombre suffisant de particules afin que celui-ci influe faiblement sur les résultats. Il convient de s'assurer que le nombre de particules est suffisamment haut pour que les résultats soient considérés convergés. En exécutant une simulation avec 2 fois plus de particules et une autre simulation deux fois moins de particules dans le domaine, les résultats devront être presque identiques et confirmer la convergence de la solution de l'approche Lagrangienne. Cependant, il faut savoir plus le nombre de particules considérées dans l'étude, plus le temps de calcul n'augmente. Il convient donc de trouver un compromis entre précision et un temps de calcul optimal.

L'influence de la longueur du domaine de calcul n'a pas été étudiée. La longueur du domaine a été déterminée en fonction des travaux de Khou (2016) sur la modélisation numérique de la formation des traînées de condensation dans le champ proche (pour un temps de simulation de 0,5 s) d'un avion commercial. Cependant, nous n'avons pas étudié l'influence de la longueur du domaine sur les résultats obtenus.

Par ailleurs, le nombre de schéma numérique étant de 3 dans STAR-CCM+ (voir section (2.5.3)), une comparaison entre ces derniers n'a pas été faite dans ce travail. En effet, l'ordre du schéma numérique et le type de schéma numérique peut avoir une influence sur les résultats numériques. Dans le cadre d'une modélisation LES, les schémas compacts sont connus pour fournir une résolution spectrale, qui est particulièrement intéressante pour représenter avec précision les fluctuations dans les écoulements turbulents (Lele, 1992). Une étude sur le choix du modèle de schéma numérique pourra être faite dans de futurs travaux.

Enfin, une recommandation sur la modélisation d'un quart de domaine de calcul est discutée. Il aurait été intéressant d'effectuer d'abord une modélisation complète du domaine de calcul sans symétrie puis de réduire de moitié le domaine de calcul afin de comparer les résultats des deux simulations. Les résultats issus de la simulation avec la moitié du domaine de calcul

auraient pu être comparés avec ceux obtenus dans le cadre d'une modélisation avec un quart du domaine de calcul afin de confirmer la prise en compte d'un quart de domaine de calcul.

ANNEXE I

MODÈLE MATHÉMATIQUE POUR LA CROISSANCE DES CRISTAUX

La croissance des cristaux de glace est calculée d'après le modèle mathématique de (Fukuta & Walter, 1970a). Plusieurs modèles de cinétique de croissance de particules existent dans la littérature (Fuchs, 1959; Schäfer, 1932). Mais les premiers développements cinétiques traitant de la croissance proviennent de Maxwell qui supposait l'existence d'un champ continu de vapeur et de température à la surface des particules (Maglaras, 2007). Cependant, cette supposition n'est valable que pour des particules de taille importante, très supérieure au libre parcours moyen des molécules. La théorie de (Fukuta & Walter, 1970a, 1970b) se propose de modéliser l'évaporation d'une goutte d'eau ou la croissance d'une particule de glace supposée sphérique dont le diamètre peut être de l'ordre d'un micromètre. La transition entre le régime continu et le régime moléculaire est prise en compte dans ce modèle. Seulement, le transfert de chaleur par radiation n'a pas été pris en compte.

Pour commencer, nous pouvons écrire le terme de couplage dans l'équation de transport pour la vapeur d'eau (2.13) qui décrit la variation de masse $\dot{m}$ de chaque particule contenue dans l'écoulement :

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \rho_p \pi r_p^3 \right) = \rho_p 4 \pi r_p^2 \frac{dr_p}{dt} \quad (\text{A I-1})$$

où r_p représente le rayon d'une particule.

Dans la théorie de Maxwell, le flux de vapeur diffusant vers la surface d'une gouttelette de rayon r_p et de masse m dans un environnement gazeux stable est donné par la loi de Fick : la masse totale de molécules qui traversent une surface est proportionnelle à cette aire et au gradient de densité normal à la surface. Cette loi s'écrit dans le cas d'une particule sphérique :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{r=r_p} = 4 \pi r_p^2 D_v \left. \frac{d\rho_v}{dr} \right|_{r=r_p} = D_1 \text{ dans des conditions stationnaires} \quad (\text{A I-2})$$

En intégrant cette expression par rapport au rayon, il advient :

$$\rho_v = -\frac{D_1}{4\pi D_v} + D_2 \quad (\text{A I-3})$$

où D_1 et D_2 sont des constantes déterminées par les conditions aux limites suivantes :

- Quand $r \rightarrow \infty$, $\rho_v \rightarrow \rho_{v,\infty}$,
- Quand $r = r_p$, $\rho_v = \rho_{v,s}$.

En dérivant (A I-3), l'équation devient en $r = r_p$:

$$\left. \frac{d\rho_v}{dr} \right|_{r=r_p} = \frac{\rho_{v,\infty} - \rho_{v,s}}{r_p} \quad (\text{A I-4})$$

Ce qui nous donne :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{r=r_p} = 4 \pi r_p D_v (\rho_{v,\infty} - \rho_{v,s}) \quad (\text{A I-5})$$

De la même manière, le flux d'énergie libérée par le processus de changement de phase de la particule vers le milieu extérieur est donné par la loi de Fourier :

$$-\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{r=r_p} = -4 \pi r_p^2 k_g \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_p} = 4 \pi r_p k_g (T_s - T_\infty) \quad (\text{A I-6})$$

Cette description du transport de la vapeur et de la température par diffusion n'est plus valable pour des petites particules : l'hypothèse que l'écoulement est continu jusqu'à la surface de la particule devient irréaliste pour des particules dont le rayon est comparable au libre parcours moyen λ des molécules gazeuses. (Fuchs, 1959) a supposé que le domaine de validité de ces équations de diffusion correspond à des distances plus grandes que λ . Une schématisation des régimes d'écoulement autour d'une particule est présentée sur la Figure 31.

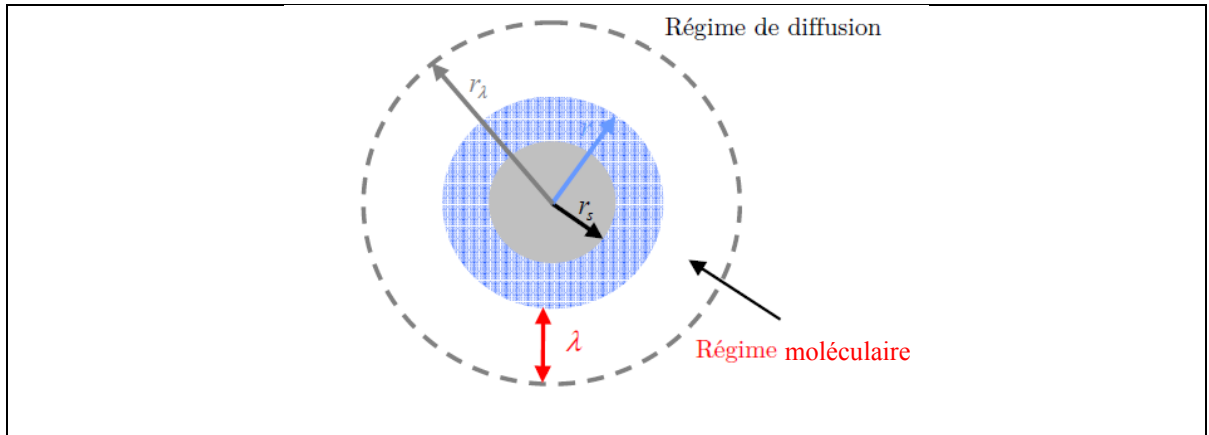


Figure31 Schématisation des régimes d'écoulement autour d'une particule dont le rayon est de l'ordre du libre parcours moyen
Tirée de (Guignery, 2010)

Dans la couche limite $r_p \leq r \leq r_\lambda$, le transport de vapeur et de température se produit par un mécanisme élémentaire de cinétique des gaz. Les molécules traversent cette zone atteignent la surface de la particule sans collision moléculaire. Cet écoulement est nommé écoulement de Knudsen. Ainsi, dans la couche limite, le flux massique de vapeur est défini comme étant la somme du flux massique pénétrant la particule et du flux massique quittant cette particule, relativement à la théorie de Knudsen. Ce flux a pour expression :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_{r_p \leq r \leq r_\lambda}^{Kn} = \left(\frac{dm}{dt} \right)_{r_p \leq r \leq r_\lambda}^{Kn, \text{entrée}} + \left(\frac{dm}{dt} \right)_{r_p \leq r \leq r_\lambda}^{Kn, \text{sortie}} \quad (\text{A I-7})$$

Le nombre de molécules d'eau n_v entrant en collision avec la surface de la particule par unité de temps est défini par :

$$n_v(r = r_p) = 4 \pi r_p^2 \frac{P_v}{\sqrt{2 \pi m_v k T}} \quad (\text{A I-8})$$

avec m_v la masse d'une molécule d'eau, k_B la constante de Boltzmann et P_v la pression partielle de vapeur d'eau.

L'épaisseur de la couche limite étant de l'ordre du libre parcours moyen des molécules, il est raisonnable de supposer que le nombre de molécules qui pénètrent dans la couche limite est égal au nombre de molécules qui entrent en collision avec la particule. Autrement dit,

$$n_v(r = r_p) = n_v(r_p \leq r \leq r_\lambda) \quad (\text{A I-9})$$

Le flux massique entrant est alors :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dm}{dt} \Big|_{r_p \leq r \leq r_\lambda} \right)_{Kn, \text{entrée}} &= n_v m_v \beta = 4\pi r_p^2 \beta P_{v,\lambda} \sqrt{\frac{m_v}{2\pi k T_\lambda}} \\ &= 4\pi r_p^2 \beta P_{v,\lambda} \sqrt{\frac{M_v}{2\pi R T_\lambda}} \end{aligned} \quad (\text{A I-10})$$

où β est la proportion de molécules qui se condensent (ou se déposent) en entrant en collision avec la surface. Ce paramètre est aussi connu sous le nom de coefficient de condensation (ou de déposition selon le changement de phase considéré). β est choisi tel que (Lewellen, 2012; Pruppacher & Yarwood, 1996) :

$$\beta = 1 \quad (\text{A I-11})$$

À l'équilibre, la pression partielle de vapeur en $r = r_p$ est égale à la pression de vapeur saturante, i.e. $P_{v,\lambda} = (r = r_p)_{\text{équilibre}} = P_{\text{sat},S}$, et $T_\lambda = (r = r_p)_{\text{équilibre}} = T_S$. De plus, le flux massique s'annule dans ces conditions. Nous en déduisons une écriture de flux de masse sortant de la particule :

$$\left(\frac{dm}{dt} \Big|_{r_p \leq r \leq r_\lambda} \right)_{Kn, \text{sortie}} = -4\pi r_p^2 \beta P_{\text{sat},S} \sqrt{\frac{M_v}{2\pi R T_S}} \quad (\text{A I-12})$$

Fukuta et Walter estiment qu'à la surface de la particule la température est du même ordre que celle du fluide, i.e. :

$$T_p = T_s \sim T_\lambda \quad (\text{A I-13})$$

Le flux massique de vapeur dans la couche limite de la particule est alors donné par la relation :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_{r_p \leq r \leq r_\lambda}^{Kn} = 4\pi r_p^2 \sqrt{\frac{M_v}{2\pi R T_p}} \beta (P_{v,\lambda} - P_{sat,S}) \quad (\text{A I-14})$$

Au-delà de la couche limite, le milieu est continu et le flux de vapeur pénétrant la couche limite peut s'écrire par la loi de Fick :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_{r=r_\lambda}^{diff} = 4\pi r_\lambda D_v (\rho_{v,\infty} - \rho_{v,\lambda}) \quad (\text{A I-15})$$

Les flux massiques de Knudsen et de diffusion à la frontière de la couche limite sont égaux. Autrement dit :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_{r=r_\lambda}^{Kn} = \left(\frac{dm}{dt} \right)_{r=r_\lambda}^{diff} \quad (\text{A I-16})$$

En utilisant la loi d'état des gaz parfaits, nous obtenons :

$$\sqrt{\frac{R T_p}{2\pi M_v}} \cdot \frac{\beta \frac{r_p^2}{r_\lambda}}{D_v} = \frac{\rho_{v,\infty} - \rho_{v,\lambda}}{\rho_{v,\lambda} - \rho_{v,S}} \quad (\text{A I-17})$$

Les auteurs du modèle introduisent alors un facteur de correction $f_{3\beta}$ afin d'exprimer la nouvelle différence de densité :

$$f_{3\beta} = \frac{\rho_{v,\infty} - \rho_{v,\lambda}}{\rho_{v,\lambda} - \rho_{v,S}} \quad (\text{A I-18})$$

soit :

$$f_{3\beta} = \frac{r_p}{r_p + \frac{r_\lambda D_v}{r_p \beta} \sqrt{\frac{2\pi M_v}{RT_p}}} \quad (\text{A I-19})$$

Fukuta et Walter font également l'approximation suivante :

$$r_p \approx r_\lambda \quad (\text{A I-20})$$

Ainsi, le flux de vapeur à la surface de la particule s'écrit finalement :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{r=r_p} = 4\pi r_p D_v \frac{M_v}{RT_p} f_{3\beta} (P_{v,\infty} - P_{sat,S}) \quad (\text{A I-21})$$

De façon analogue, le flux de chaleur dirigé dans la couche limite s'écrit d'après (Pirani & Yarwood, 1963) :

$$-\left(\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{r_p \leq r \leq r_\lambda} \right)_{Kn} = 4\pi r_p^2 \frac{\alpha p_\infty (C_{p,a} - R/2)}{\sqrt{2\pi M_a RT_p}} (T_S - T_\lambda) \quad (\text{A I-22})$$

avec α le coefficient d'accommodation thermique qui décrit le transfert de chaleur par les molécules atteignant ou quittant l'interface entre le gaz et la phase solide. La définition de Knudsen pour ce terme est (Thiele, 1953) :

$$\alpha = \frac{T_2 - T_1}{T_2 - T_1} \quad (\text{A I-23})$$

où T_2 désigne la température d'une molécule quittant la phase dispersée, T_2 la température de la phase solide et T_1 la température des molécules gazeuses. Les auteurs accordent généralement une valeur unité à ce paramètre dont la mesure semble extrêmement difficile (Alty & Mackay, 1935; Li et al., 2001) :

$$\alpha = 1 \quad (\text{A I-24})$$

Cette valeur reste cependant une bonne approximation (Laaksonen, Vesala, Kulmala, Winkler, & Wagner, 2005).

Le flux de chaleur dissipé par conduction à l'extérieur de la couche limite selon la loi de Fourier est :

$$-\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{r=r_\lambda} \Big|_{cond} = 4\pi r_\lambda (T_\lambda - T_\infty) \quad (\text{A I-25})$$

Comme pour les flux de masse, il y a égalité entre les flux de chaleur à la frontière de la couche limite :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{r=r_\lambda} \Big|_{Kn} = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{r=r_\lambda} \Big|_{diff} \quad (\text{A I-26})$$

d'où la relation :

$$\frac{\alpha \frac{r_p^2}{r_\lambda} p_\infty (C_{p,a} - R/2)}{k_g \sqrt{2\pi M_a R T_p}} = \frac{T_\lambda - T_\infty}{T_s - T_\lambda} \quad (\text{A I-27})$$

Le deuxième facteur de correction $f_{3\alpha}$ est alors défini pour prendre en compte la différence de température entre la couche limite et l'air ambiant :

$$f_{3\alpha} = \frac{T_\lambda - T_\infty}{T_S - T_\infty} \quad (\text{A I-28})$$

soit :

$$f_{3\alpha} = \frac{r_p}{r_p + \frac{r_\lambda}{r_p} \frac{k_g}{\alpha p_\infty (C_{p,a} - R/2)} \sqrt{2\pi M_a R T_p}} \quad (\text{A I-29})$$

Le flux de chaleur à la surface de la particule s'écrit finalement :

$$-\frac{dQ}{dt} \Big|_{r=r_p} = 4\pi r_p k_g f_{3\alpha} (T_S - T_\infty) \quad (\text{A I-30})$$

Dans ce modèle de croissance, l'effet de Kelvin est pris en compte : la pression de vapeur saturante est plus élevée sur une surface courbe que sur une surface plane. Ce phénomène s'exprime par l'équation de Kelvin :

$$\ln \left(\frac{P_{sat,S}}{P_{sat,f}} \right) = \frac{2\sigma M_v}{r_p \rho_p R T_p} \quad (\text{A I-31})$$

où $P_{sat,f}$ est la pression de vapeur saturante sur une surface plane.

De plus, l'équation de Clausius-Clapeyron est vérifiée, soit :

$$\frac{d \ln P_{sat}}{dt} = \frac{L_c M_v}{R T^2} \quad (\text{A I-32})$$

En intégrant cette équation entre une surface plane et le milieu extérieur et en estimant que $T_S T_\infty \sim T_p^2$, nous obtenons :

$$\ln\left(\frac{P_{sat,f}}{P_{sat,\infty}}\right) = \frac{L_c M_v}{RT^2} (T_S - T_\infty) \quad (\text{A I-33})$$

En additionnant (A I-31) et (A I-33), cela donne :

$$\frac{P_{sat,S}}{P_{sat,f}} = \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{r_p \rho_p RT_p}\right) \exp\left(\frac{L_c M_v}{RT_p^2} (T_S - T_\infty)\right) \quad (\text{A I-34})$$

Pour faciliter la lecture :

$$A = \exp\left(\frac{2\sigma M_v}{r_p \rho_p RT_p}\right) \quad (\text{A I-35})$$

La différence $(T_S - T_\infty)$ étant faible, nous développons une série de Taylor à l'ordre 1 :

$$\frac{P_{sat,S}}{P_{sat,f}} = A \left(1 + \frac{L_c M_v}{RT_p^2} (T_S - T_\infty)\right) \quad (\text{A I-36})$$

Puisque la capacité calorifique de l'eau est faible devant la chaleur latente de condensation, et que la conduction thermique dans la goutte est rapide, nous pouvons négliger la chaleur emmagasinée par la particule et le flux de chaleur dirigée vers elle. Nous pouvons alors estimer que la chaleur libérée par la condensation est entièrement dissipée par la conduction vers le milieu extérieur. En d'autres termes :

$$L_c \frac{dm}{dt} = -\frac{dQ}{dt} \quad (\text{A I-37})$$

avec L_c la chaleur latente de changement de phase. L'équation (A I-30) devient :

$$T_S - T_\infty = \frac{L_c}{4\pi r_p k_g f_{3\alpha}} \frac{dm}{dt} \quad (\text{A I-38})$$

En reprenant l'équation (A I-36) cela donne :

$$\frac{P_{sat,S}}{P_{sat,\infty}} = A \left(1 + \frac{L_c^2 M_v}{k_g R T_p^2 f_{3\alpha}} \frac{1}{4\pi r_p} \frac{dm}{dt} \right) \quad (\text{A I-39})$$

En divisant l'équation (A I-21) par la pression de vapeur saturante de l'air ambiant, nous avons :

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r_p P_{sat,\infty} \frac{D_v M_v f_{3\beta}}{R T_p} \left(S - \frac{P_{sat,S}}{P_{sat,\infty}} \right) \quad (\text{A I-40})$$

où S est le rapport de saturation :

$$S = \frac{P_{v,\infty}}{P_{sat,\infty}} \quad (\text{A I-41})$$

Le rapport de saturation est un paramètre très important pour la croissance des particules. Il sert aussi à qualifier les conditions de saturation du milieu grâce à l'humidité relative HR définie par :

$$RH(\%) = S \cdot 100 \quad (\text{A I-42})$$

La combinaison des équations (A IV-39) et (A I-40) donne :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi r_p(S - A)}{\frac{L_c^2 M_v}{k_g R T_p^2 f_{3\alpha}} A + \frac{R T_p}{P_{sat,\infty} D_v M_v f_{3\beta}}} \quad (\text{A I-43})$$

En reprenant l'équation (A I-1), l'évolution du rayon s'écrit :

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{S - A}{\frac{L_c^2 M_v \rho_p}{k_g R T_p^2 f_{3\alpha}} \frac{A}{r_p} + \frac{R T_p \rho_p}{P_{sat,\infty} D_v M_v f_{3\beta}}} \cdot \frac{1}{r_p} \quad (\text{A I-44})$$

ANNEXE II

GRANDEURS THERMODYNAMIQUES

Cette annexe contient tous les paramètres thermodynamiques utilisés dans cette étude. Ces paramètres sont issus des travaux de (Vömel, 2004) :

Constante universelle des gaz parfaits : $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Masse molaire de l'air : $M_a = 28,964 \times 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$

Masse molaire de l'eau : $M_v = 18,015 \times 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$

Constante spécifique de l'air par unité de masse : $r_a = 287,06 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) :

$$k_g = (5,69 \times 10^{-5} + (T_g - 273,15) \times 0,017 \times 10^{-5}) \times 0,017 \times 10^{-5} \quad (\text{A II-1})$$

Coefficient de diffusion ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) de la vapeur d'eau dans la phase gazeuse :

$$D_v = \left(0,211 \times \left(\frac{T_g}{273,15} \right)^{1,94} \times \frac{1,013 \times 10^{-5}}{p_g} \right) \times 10^{-4} \quad (\text{A II-2})$$

Chaleur latente (J.kg^{-1}) de vaporisation :

$$L_v = \left(597,3 \times \left(\frac{273,15}{T_g} \right)^{0,167 + 3,61 \times 10^{-4} \times T_g} \times 4,18 \times 10^3 \right) \quad (\text{A II-3})$$

Chaleur latente (J.kg⁻¹) de fusion :

$$L_f = (79,7 + 0,485 \times (T_g - 273,15) - 2,5 \times 10^{-3} \times (T_g - 273,15)^2) \times 4,18 \times 10^3 \quad (\text{A II-4})$$

Chaleur latente (J.kg⁻¹) de sublimation : $L_s = L_v + L_{cd}$

Pour $(T-273,15) \geq -5^\circ\text{C}$ (eau liquide)

Pression de vapeur saturante (Pa) par rapport à l'eau liquide :

$$\begin{aligned} P_{sat} = & 100 \times 10^{\left(10,79574 \times \left(1 - \frac{273,16}{T_g}\right) - 5,028 \right.} \\ & \times \log_{10} \left(\frac{T_g}{273,16} \right) + 1,50475 \times 10^{-4} \\ & \times \left(1 - 10^{\left(-8,2969 \times \left(\frac{T_g}{273,16} - 1\right)\right)} \right) + 0,42873 \times 10^{-3} \\ & \times \left(10^{\left(-4,76955 \times \left(1 - \frac{T_g}{273,16}\right)\right)} - 1 \right) + 0,78614 \end{aligned} \quad (\text{A II-5})$$

Masse volumique (kg.m⁻³) de l'eau liquide :

$$\rho_p = (0,9998 + 0,86 \times 10^{-4} \times (T_g - 273,15) - 0,108 \times 10^{-4} \times (T_g - 273,15)^2) \times 10^3 \quad (\text{A II-6})$$

Tension surfacique (J.m⁻²) par rapport à l'eau liquide :

$$\sigma = (76,1 - 0,155 \times (T_g - 273,15)) \times 10^{-3} \quad (\text{A II-7})$$

Chaleur latente (J.kg^{-1}) de vaporisation (ou condensation) : $L = L_v$

Pour $(T - 273,15) \leq -5^\circ\text{C}$ (eau liquide)

Pression de vapeur saturante (Pa) par rapport à la glace :

$$P_{sat} = 100 \times 10^{\left(\frac{9,5 \times (T_g - 273,15)}{(T_g - 273,15) + 265,5} + 0,7858 \right)} \quad (\text{A II-8})$$

Masse volumique (kg.m^{-3}) de la glace :

$$\rho_p = \left(0,91676 - 1,75 \times 10^{-4} \times (T_g - 273,15) - 5 \times 10^{-7} \times (T_g - 273,15)^2 \right) \times 10^3 \quad (\text{A II-9})$$

Tension surfacique (J.m^{-2}) par rapport à la glace :

$$\sigma = \left(104,6 - 0,095 \times (T_g - 273,15) \right) \times 10^{-3} \quad (\text{A II-10})$$

Chaleur latente (J.kg^{-1}) de sublimation (ou déposition) : $L = L_s$

ANNEXE III

RESULTATS COMPLEMENTAIRES SUR LES ERREURS MOYENNES ET MAXIMALES SUR LES PROFILS RADIAUX DE LA VITESSE AXIALE MOYENNÉE

Le Tableau-A III-1 présente les cas simulés pour chaque modèle de turbulence associé à un cas numéroté de (1) à (5). Le Tableau-A III-2 présente les EMO et les EMA sur les profils radiaux de la vitesse axiale moyennée. Pour rappel, la valeur colorée en vert correspond à la valeur dont la différence est la plus proche des données expérimentales tandis qu'en rouge, il s'agit de celle dont la valeur est la plus éloignée.

Tableau-A III-1 Cas simulés pour l'étude sur le choix du modèle de turbulence

Cas	(ID) Modèle de turbulence
1	(1) $k - \omega$ Shear Stress Transport (Menter, 1994)
2	(2) $k - \varepsilon$ Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974)
3	(3) $k - \varepsilon$ Realizable (Shih et al., 1995)
4	(4) $k - \varepsilon$ Standard (Thies & Tam, 1996)
5	(5) $k - \varepsilon$ Realizable (Thies & Tam, 1996)

Tableau-A III-2 Comparaison des EMO et des EMA sur les profils radiaux de la vitesse axiale moyennée

Cas		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
z/D_s	EMO	11,5	17,2	13,3	18,5	8,58
=		72,1	154	99,1	167	40
0,5	EMA / (z/D_s)	/0,0540	/0,0564	/0,0558	/0,0564	/0,0558
z/D_s	EMO	9,43	10,5	8,85	10,8	5,67
= 1	EMA / (z/D_s)	84,1	118	91,5	117	21,6
		/0,0600	/0,0600	/0,0600	/0,0600	/0,0258
z/D_s	EMO	3,94	3,28	3,90	3,85	7,23
= 4	EMA / (z/D_s)	10,9	8,39	11,1	5,29	12
		/0,0270	/0,0240	/0,0240	/0,0348	/0,0600
z/D_s	EMO	4,23	2,34	3,83	6,15	7,43
= 6	EMA / (z/D_s)	9,55	3,8	10,1	9,85	12,2
		/0,0210	/0	/0,0144	/0,0048 0	/0,0210
z/D_s	EMO	5,61	3,91	4,45	10,8	7,03
= 8	EMA / (z/D_s)	16	7,11	11,24	21,9	12,6
		/0	/0,00480	/0	/0	/0,0150
z/D_s	EMO	2,62	9,59	6,35	16,5	5,84
= 10	EMA / (z/D_s)	4,55	4,72	10,2	25,4	9,90
		/0,0348	/0,00480	/0,00480	/0	/0,0258

ANNEXE IV

CARACTERISTIQUES DU TURBORÉACTEUR

Afin de déterminer le critère de Schmidt-Appleman révisé pour le turboréacteur, il nous faut calculer l'efficacité de propulsion et l'indice d'émission de vapeur d'eau du turboréacteur. Pour rappel, les données de référence du CFM56 issu de (Garnier, Baudoin, et al., 1997) sont affichés dans le Tableau-A IV-1.

Tableau-A IV-1 Conditions initiales pour le turboréacteur et les conditions ambiantes

Paramètres physiques	Jet primaire	Jet secondaire	Conditions ambiantes
Vitesse (m.s ⁻¹)	480	311	252
Température statique (K)	580	242	219
Pression statique (hPa)	240	240	240
Nombre de Mach	1	1	0,850
Masse volumique du gaz (kg.m ⁻³)	0,142	0,460	0,380
Fraction massique de la vapeur d'eau	2,20×10 ⁻²	6,08×10 ⁻⁵	6,08×10 ⁻⁵

Il est nécessaire de calculer la poussée du turboréacteur F dans un premier temps :

$$F = (U_p - U_{vent})(\rho_p A_p U_p) + (U_s - U_{vent})(\rho_s A_s U_s) \quad (\text{A IV-1})$$

avec :

- U_{vent} la vitesse de l'avion prise à 252 m.s⁻¹,
- ρ_p et ρ_s la masse volumique (kg.m⁻³) du jet primaire et du jet secondaire respectivement défini dans le Tableau-A IV-1,
- A_p et A_s l'aire (m²) du jet primaire et du jet secondaire respectivement avec $A_p = 0,292$ m² et $A_s = 1,07$ m².

Ensuite, la consommation de carburant de l'avion $\dot{m}_{carb}$ est définie comme :

$$\dot{m}_{carb} = \frac{\rho_p A_p U_p}{AFR + 1} \quad (A\ IV-2)$$

avec AFR le rapport air sur carburant pris à 60 dans ce mémoire.

L'efficacité de propulsion η s'écrit alors :

$$\eta = \frac{F U_{vent}}{Q \dot{m}_{car}} \quad (A\ IV-3)$$

avec :

- Q le pouvoir calorifique du kérosène ($J.kg^{-1}$) pris à $4,3 \times 10^7$,
- F calculé avec l'équation (A IV-1) égale à 13,7 kN,
- $\dot{m}_{carb}$ calculé avec l'équation (A IV-2) égale à $0,33\ kg.s^{-1}$.

L'efficacité de propulsion calculée est de 0,24.

Enfin l'indice d'émission de vapeur d'eau en sortie du jet primaire se calcule comme telle :

$$EI_{H_2O} = \frac{X_{v,p} M_v P_a A_p U_p}{R T_p \dot{m}_{car}} \quad (A\ IV-4)$$

avec :

- P_a la pression ambiante (Pa)
- T_p la température statique du jet primaire (K),
- $X_{v,p}$ la concentration molaire de la vapeur d'eau en sortie du jet primaire.

Le calcul de l'équation (A IV-4) donne un indice d'émission de vapeur d'eau en sortie du jet primaire égale à $1,34\ kg.(kg.carb)^{-1}$.

BIBLIOGRAPHIE

- Alty, T., & Mackay, C. A. (1935). The Accommodation Coefficient and the Evaporation Coefficient of Water. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, 149(866), 104-116. doi:10.1098/rspa.1935.0050. Repéré à <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/royprsa/149/866/104.full.pdf>
- Andronache, C., & Chameides, W. L. (1997). Interactions between sulfur and soot emissions from aircraft and their role in contrail formation: 1. Nucleation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D17), 21443-21451. doi: 10.1029/97JD01374. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/97JD01374>
- Appleman, H. (1953). The Formation of Exhaust Condensation Trails by Jet Aircraft. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 34(1), 14-20.
- Bodnár, T., Galdi, G. P., & Nečasová, Š. (2017). *Particles in Flows*. Springer International Publishing. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=Geg3DwAAQBAJ>
- Bogey, C., & Bailly, C. (2009). Influence of the Nozzle-Exit Boundary-Layer Thickness on the Flow and Acoustic Fields of Initially Laminar Jets. Dans *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2009-3409. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2009-3409>
- Bogey, C., Barré, S., Juvé, D., & Bailly, C. (2009). Simulation of a hot coaxial jet: Direct noise prediction and flow-acoustics correlations. *Physics of Fluids*, 21(3), 035105. doi: 10.1063/1.3081561. Repéré à <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3081561>
- Boucher, O., Randall, D., Artaxo, P., Bretherton, C., Feingold, G., Forster, P., Lohmann, U. (2013). Clouds and aerosols. Dans *Climate change 2013: the physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (pp. 571-657). Cambridge University Press.
- Brasseur, G. P., Gupta, M., Anderson, B. E., Balasubramanian, S., Barrett, S., Duda, D., Zhou, C. (2016). Impact of Aviation on Climate: FAA's Aviation Climate Change Research Initiative (ACCRI) Phase II. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 97(4), 561-583. doi: 10.1175/bams-d-13-00089.1. Repéré à <https://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/BAMS-D-13-00089.1>

- Buresti, G., Petagna, P., & Talamelli, A. (1998). Experimental investigation on the turbulent near-field of coaxial jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 17(1), 18-26. doi: 10.1016/S0894-1777(97)10045-0.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177797100450>
- CD-Adapco. (2016). *STAR-CCM+ Documentation Version 12.04.010*.
- Celik, I. B., Ghia, U., Roache, P. J., & Freitas, C. J. (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 078001-078001-078004. doi: 10.1115/1.2960953. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1115/1.2960953>
- Champagne, F. H., & Wygnanski, I. J. (1971). An experimental investigation of coaxial turbulent jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14(9), 1445-1464.
- Chien, K.-Y. (1982). Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model. *AIAA Journal*, 20(1), 33-38.
doi: 10.2514/3.51043. Repéré à <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/3.51043>
- Chigier, N. A., & Beér, J. M. (1964). The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets. *Journal of Basic Engineering*, 86(4), 797-804. doi: 10.1115/1.3655957. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1115/1.3655957>
- Cleynen, O. (2013, 20 June 2013). The cold and hot exhaust nozzles of a CFM56 turbofan engine installed on an Airbus A320 on display at the Paris Air Show. Repéré à https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Exhaust_nozzles_of_a_CFM56_turbofan.jpg
- Cutler, A. D., Diskin, G. S., Drummond, J. P., & White, J. A. (2006). Supersonic Coaxial Jet Experiment for Computational Fluid Dynamics Code Validation. *AIAA Journal*, 44(3), 585-592.
- Dahl, M. D. (1994). *The Aeroacoustics of Supersonic Coaxial Jets*. Lewis Research Center Cleveland, Ohio: National Aeronautics and Space Administration.
- Daviller, G. (2010). " Etude numérique des effets de température dans les jets simples et coaxiaux ". Thèse de doctorat. (ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers). Repéré à Cnrs Univ-poitiers. Repéré à <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00573368>
- DeBonis, J. R. (2009). RANS Analyses of Turbofan Nozzles With Internal Wedge Deflectors for Noise Reduction. *Journal of Fluids Engineering*, 131(4), 041104-041104-041117. doi: 10.1115/1.3089536. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1115/1.3089536>

- Dippold, V. F., Foster, L. E., & Wiese, M. R. (2009). Computational Analyses of Offset-Stream Nozzles for Noise Reduction. *Journal of Propulsion and Power*, 25(1), 204-217. doi: 10.2514/1.34943. Repéré à <https://doi.org/10.2514/1.34943>
- Eschricht, D., Greschner, B., Thiele, F., & Jacob, M. C. (2009). Numerical Simulation of Jet Mixing Noise Associated with Engine Exhausts. Dans C. Brun, D. Juvé, M. Manhart & C.-D. Munz (Éds.), *Numerical Simulation of Turbulent Flows and Noise Generation: Results of the DFG/CNRS Research Groups FOR 507 and FOR 508* (pp. 121-146). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/978-3-540-89956-3_6. Repéré à https://doi.org/10.1007/978-3-540-89956-3_6
- Fuchs, N. A. (1959). *Evaporation and droplet growth in gaseous media*. Pergamon press. doi: 10.1115/1.3644122. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=E7GQAQAACAAJ>
- Fukuta, N., & Walter, L. A. (1970a). Kinetics of Hydrometeor Growth from a Vapor-Spherical Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(8), 1160-1172. doi: 10.1175/1520-0469(1970)027<1160:kohgfa>2.0.co;2. Repéré à <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/15200469%281970%29027%3C1160%3AKOHGFA%3E2.0.CO%3B2>
- Fukuta, N., & Walter, L. A. (1970b). *Study of basic theories of water condensation*. Denver Research Inst Co.
- Gago, C. F., Brunet, S., & Garnier, F. (2002). Numerical Investigation of Turbulent Mixing in a Jet/Wake Vortex Interaction. *AIAA JOURNAL*, 40(2), 276-284. doi: 10.2514/2.1643. Repéré à <https://doi.org/10.2514/2.1643>
- Garnier, F., Baudoin, C., Woods, P., & Louisnard, N. (1997). Engine emission alteration in the near field of an aircraft. *Atmospheric Environment*, 31(12), 1767-1781. doi: [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(96\)00329-9](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(96)00329-9). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231096003299>
- Garnier, F., Brunet, S., & Jacquin, L. (1997). Modelling exhaust plume mixing in the near field of an aircraft. *Annales Geophysicae*, 15(11), 1468-1477. doi: 10.1007/s00585-997-1468-1. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1007/s00585-997-1468-1>
- Garnier, F., Ferreira Gago, C., Brasseur, A.-L., Paoli, R., & Cuenot, B. (2003). *Dispersion and growing of ice particle in a turbulent exhaust plume* présentée à European Conference on Aviation, Atmosphere and Climate, Friedrichshafen, Germany.
- Garnier, F., Maglaras, E., Morency, F., & Vancassel, X. (2014). Effect of Compressibility on Contrail Ice Particle Growth in an Engine Jet. *International Journal of Turbo & Jet-Engines*, 31(2), 131. doi: 10.1515/tjj-2013-0039. Repéré à <https://www.degruyter.com/view/j/tjj.2014.31.issue-2/tjj-2013-0039/tjj-2013-0039.xml>

- Georgiadis, N., & Papamoschou, D. (2003). Computational Investigations of High-Speed Dual Stream Jets. Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2003-3311. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2003-3311>
- Georgiadis, N. J., & DeBonis, J. R. (2006). Navier–Stokes analysis methods for turbulent jet flows with application to aircraft exhaust nozzles. *Progress in Aerospace Sciences*, 42(5-6), 377-418.
- Gerz, T., & Ehret, T. (1997). Wingtip Vortices and Exhaust Jets During the Jet Regime of Aircraft Wakes. *Aerospace Science and Technology*, 1(7), 463-474.
- Gleitsmann, G., & Zellner, R. (1998a). The effects of ambient temperature and relative humidity on particle formation in the jet regime of commercial aircrafts. *Atmospheric Environment*, 32(18), 3079-3087. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(98\)00062-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(98)00062-4). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231098000624>
- Gleitsmann, G., & Zellner, R. (1998b). A modeling study of the formation of cloud condensation nuclei in the jet regime of aircraft plumes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D16), 19543-19555. doi: 10.1029/98JD01733. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/98JD01733>
- Guignery, F. (2010). "Mécanismes microphysiques intervenant dans le sillage proche d'un avion en maillage non structuré ". Thèse de doctorat. (Université de Toulouse, Toulouse, France).
- Guignery, F., Montreuil, E., Thual, O., & Vancassel, X. (2012). Contrail microphysics in the near wake of a realistic wing through RANS simulations. *Aerospace Science and Technology*, 23(1), 399-408. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2011.09.011>. Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963811001611>
- Guitton, A., Tinney, C. E., Jordan, P., & Delville, J. (2007). *Measurements in a Co-Axial Subsonic Jet* présentée à 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. doi: 10.2514/6.2007-15. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2007-15>
- Heymssfield, A., Baumgardner, D., DeMott, P., Forster, P., Gierens, K., & Kärcher, B. (2010). Contrail microphysics. *American Meteorological Society*, 91(4), 465-472. doi: 10.1175/2009BAMS2839.1. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1175/2009BAMS2839.1>

- Hitzenberger, R., Giebl, H., Petzold, A., Gysel, M., Nyeki, S., Weingartner, E., Wilson, C. W. (2003). Properties of jet engine combustion particles during the PartEmis experiment. Hygroscopic growth at supersaturated conditions. *Geophysical Research Letters*, 30(14). doi: doi:10.1029/2003GL017294.
Repéré à <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003GL017294>
- Inamdar, A. R., Naiman, A. D., Lele, S. K., & Jacobson, M. Z. (2016). Sensitivity of particle loss to the Kelvin effect in LES of young contrails. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 1(14), 1680-7375. doi: 10.5194/acp-2016-817
- IPCC. (1999). *Aviation and the global atmosphere : a special report of IPCC Working Groups I and III in collaboration with the Scientific Assessment Panel to the Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer / edited by Joyce E. Penner ... [et al.]*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Jacobson, M. Z. (2002). Analysis of aerosol interactions with numerical techniques for solving coagulation, nucleation, condensation, dissolution, and reversible chemistry among multiple size distributions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D19), AAC 2-1-AAC 2-23. doi: 10.1029/2001JD002044.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD002044>
- Jones, W. P., & Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2), 301-314. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2).
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931072900762>
- Kärcher, B. (1994). Transport of exhaust products in the near trail of a jet engine under atmospheric conditions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 99(D7), 14509-14517. doi: 10.1029/94JD00940.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/94JD00940>
- Kärcher, B. (2016). The importance of contrail ice formation for mitigating the climate impact of aviation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121(7), 3497-3505. doi: 10.1002/2015JD024696. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1002/2015JD024696>
- Kärcher, B. (2018). Formation and radiative forcing of contrail cirrus. *Nature communications*, 9(1), 1824.
- Kärcher, B., Burkhardt, U., Bier, A., Bock, L., & Ford, I. J. (2015). The microphysical pathway to contrail formation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(15), 7893-7927. doi: 10.1002/2015JD023491. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1002/2015JD023491>

- Kärcher, B., Peter, T., Biermann, U. M., & Schumann, U. (1996). The Initial Composition of Jet Condensation Trails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(21), 3066-3083. doi: 10.1175/1520-0469(1996)053<3066:ticojc>2.0.co;2.
Repéré à <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469%281996%29053%3C3066%3ATICOJC%3E2.0.CO%3B2>
- Kärcher, B., & Yu, F. (2009). Role of aircraft soot emissions in contrail formation. *Geophysical Research Letters*, 36(1), L01804 (01805 pp.). doi: 10.1029/2008GL036649. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL036649>
- Khou, J. C. (2016). "Modélisation des traînées de condensation par interaction entre l'aérodynamique, la cinétique chimique et la microphysique". Thèse de doctorat. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Paris, France).
Repéré à <http://www.theses.fr/2016PA066164/document>
- Khou, J. C., Ghedhaifi, W., Vancassel, X., & Garnier, F. (2015). Spatial Simulation of Contrail Formation in Near-Field of Commercial Aircraft. *Journal of Aircraft*, 52(6), 1927-11938.
- Khou, J. C., Ghedhaifi, W., Vancassel, X., Montreuil, E., & Garnier, F. (2016). CFD simulation of contrail formation in the near field of a commercial aircraft: effect of fuel sulfur content. *Meteorologische Zeitschrift*. doi: 10.1127/metz/2016/0761. Repéré à <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01558926>
- Kinsey, J. S., Dong, Y., Williams, D. C., & Logan, R. (2010). Physical characterization of the fine particle emissions from commercial aircraft engines during the Aircraft Particle Emissions eXperiment (APEX) 1–3. *Atmospheric Environment*, 44(17), 2147-2156. doi: <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2010.02.010>.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231010001159>
- Klioutchnikov, I., Olivier, H., & Odenthal, J. (2013). Numerical investigation of coaxial jets entering into a hot environment. *Computers & fluids*, 86, 490-499. doi: <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2013.07.032>.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793013003113>
- Ko, N. W. M., & Au, H. (1985). Coaxial jets of different mean velocity ratios. *Journal of Sound and Vibration*, 100(2), 211-232. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0022-460X\(85\)90416-X](http://dx.doi.org/10.1016/0022-460X(85)90416-X). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X8590416X>
- Ko, N. W. M., & Kwan, A. S. H. (1976). The initial region of subsonic coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 73(2), 305-332. doi: 10.1017/S0022112076001389. Repéré à <https://www.cambridge.org/core/article/initial-region-of-subsonic-coaxial-jets/7EAF385D8D06321EBD031E1703BCC329>

- Koehler, K. A., DeMott, P. J., Kreidenweis, S. M., Popovicheva, O. B., Petters, M. D., Carrico, C. M., Shonija, N. K. (2009). Cloud condensation nuclei and ice nucleation activity of hydrophobic and hydrophilic soot particles. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 11(36), 7906-7920. doi: 10.1039/B905334B.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.1039/B905334B>
- Koh, S. R., Schröder, W., & Meinke, M. (2013). Noise sources in heated coaxial jets. *Computers & fluids*, 78(Supplement C), 24-28.
doi: <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2011.08.021>.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793011002738>
- Köhler, C. G., & Seifert, A. (2015). Identifying sensitivities for cirrus modelling using a two-moment two-mode bulk microphysics scheme. *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology*, 67(1), 24494. doi: 10.3402/tellusb.v67.24494.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v67.24494>
- Kolomenskiy, D., & Paoli, R. (2018). Numerical Simulation of the Wake of an Airliner. *Journal of Aircraft*, 1-11. doi: 10.2514/1.C034349.
Repéré à <https://doi.org/10.2514/1.C034349>
- Konstantin, K. (2009). Comparison of RANS Turbulence Models in Numerical Prediction of Chevron Nozzle Jet Flows. Dans *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2009-499. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2009-499>
- Laaksonen, A., Vesala, T., Kulmala, M., Winkler, P. M., & Wagner, P. E. (2005). Commentary on cloud modelling and the mass accommodation coefficient of water. *Atmos. Chem. Phys.*, 5(2), 461-464. doi: 10.5194/acp-5-461-2005. Repéré à <https://www.atmos-chem-phys.net/5/461/2005/>
- Labbe, O., Maglaras, E., & Garnier, F. (2007). Large-eddy simulation of a turbulent jet and wake vortex interaction. *Computers & fluids*, 36(4), 772-785.
- Launder, B. E., & Sharma, B. I. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2), 131-137. doi: [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0094454874901507>
- Lee, D. S., Fahey, D. W., Forster, P. M., Newton, P. J., Wit, R. C. N., Lim, L. L., . . . Sausen, R. (2009). Aviation and global climate change in the 21st century. *Atmospheric Environment*, 43(22-23), 3520-3537.
doi: <http://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.04.024>.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231009003574>

- Lele, S. K. (1992). Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics*, 103(1), 16-42. doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90324-R](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90324-R).
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002199919290324R>
- Leonard, E. S. (2008). *Is your mesh refined enough? Estimating Discretization Error using GCI* présentée à 7th LS-DYNA Anwenderforum.
- Lewellen, D. C. (2012). Analytic Solutions for Evolving Size Distributions of Spherical Crystals or Droplets Undergoing Diffusional Growth in Different Regimes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(2), 417-434. doi: 10.1175/jas-d-11-029.1. Repéré à <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-11-029.1>
- Li, Y. Q., Davidovits, P., Kolb, C. E., & Worsnop, D. R. (2001). Mass and Thermal Accommodation Coefficients of H₂O(g) on Liquid Water as a Function of Temperature. *The Journal of Physical Chemistry A*, 105(47), 10627-10634. doi: 10.1021/jp012758q. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1021/jp012758q>
- Maglaras, E. (2007). " Application de la simulation numérique des grandes échelles à la formation des traînées de condensation dans le sillage d'un avion ". Thèse de doctorat. (Université Bordeaux I, Bordeaux, France).
- Masiol, M., & Harrison, R. M. (2014). Aircraft engine exhaust emissions and other airport-related contributions to ambient air pollution: A review. *Atmospheric Environment*, 95, 409-455. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.05.070>.
Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231014004361>
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598-1605. doi: 10.2514/3.12149.
Repéré à <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- Miake-Lye, R. C., Martinez-Sanchez, M., Brown, R. C., & Kolb, C. E. (1993). Plume and wake dynamics, mixing, and chemistry behind a high speed civil transport aircraft. *Journal of Aircraft*, 30(4), 467-479. doi: 10.2514/3.46368.
Repéré à <https://doi.org/10.2514/3.46368>
- Michalke, A., & Hermann, G. (1982). On the inviscid instability of a circular jet with external flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 114, 343-359.
- Montreuil, E., Ghedhaifi, W., Chmielaski, V., Vuillot, F., Gand, F., & Loseille, A. (2018). Numerical Simulation of contrail formation on the Common Research Model wing/body/engine configuration. Dans *2018 Atmospheric and Space Environments Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2018-3189. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2018-3189>

- Moore, R. H., Thornhill, K. L., Weinzierl, B., Sauer, D., D'Ascoli, E., Jin, K., Anderson, B. E. (2017). Biofuel blending reduces particle emissions from aircraft engines at cruise conditions. *Nature*, 543(7645), 411-415. doi: 10.1038/nature21420. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1038/nature21420>
- Naiman, A. D., Lele, S. K., & Jacobson, M. Z. (2011). Large eddy simulations of contrail development: Sensitivity to initial and ambient conditions over first twenty minutes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 116(D21), n/a-n/a. doi: 10.1029/2011JD015806. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2011JD015806>
- Paoli, R., Nybelen, L., Picot, J., & Cariolle, D. (2013). Effects of jet/vortex interaction on contrail formation in supersaturated conditions. *Physics of Fluids*, 25(5), 053305. doi: 10.1063/1.4807063. Repéré à <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4807063>
- Paoli, R., & Shariff, K. (2016). Contrail Modeling and Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48(1), 393-427. doi: 10.1146/annurev-fluid-010814-013619. Repéré à <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-fluid-010814-013619>
- Papamoschou, D. (2017). Modeling of Noise Reduction in Complex Multistream Jets. Dans *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2017-0001. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2017-0001>
- Petzold, A., Busen, R., Schröder, F. P., Baumann, R., Kuhn, M., Ström, J., . . . Schumann, U. (1997). Near-field measurements on contrail properties from fuels with different sulfur content. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D25), 29867-29880. doi: 10.1029/97JD02209. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/97JD02209>
- Pirani, M., & Yarwood, J. (1963). *Principles of Vacuum Engineering*. Chapman and Hall. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=x9DXAAAMAAJ>
- Pruppacher, H. R., & Yarwood, J. (1996). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Springer Netherlands. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=kQ18q7wtP6gC>
- Rehab, H., Villiermaux, E., & Hopfinger, E. J. (1998). Geometrical effects on the near-field flow structure of coaxial jets. *AIAA Journal*, 36(5), 867-869.
- Reynier, P., & Minh, H. H. (1997). Numerical Prediction Of Unsteady Compressible Turbulent Coaxial Jets. *Computers & fluids*, 27(2), 239-254.
- Sapède, J. (2002). *Etude expérimentale et numérique d'un jet coaxial rectangulaire*.
- Schäfer, K. (1932). Verdampfungserscheinungen an Quecksilbertröpfchen. *Zeitschrift für Physik*, 77(3-4), 198-215.
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2016). *Boundary-layer theory*. Springer.

- Schmidt, E. (1941). *Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren* présentée à Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Verlag R. Oldenbourg, München/Berlin, Heft.
- Schumann, U. (1995). *AERONOX-The impact of NO_x Emissions from aircraft upon the Atmosphere at Flight altitudes 8-15 km*. Brussels: Office for publications of the European Commission.
- Schumann, U. (1996). *On Conditions for Contrail Formation from Aircraft Exhausts* (Vol. 5).
- Schumann, U. (2005). Formation, properties and climatic effects of contrails. *Comptes Rendus physique*, 6(4), 549-565. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2005.05.002>. Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070505000563>
- Schumann, U., Arnold, F., Busen, R., Curtius, J., Kärcher, B., Kiendler, A., Wohlfrom, K. H. (2002). Influence of fuel sulfur on the composition of aircraft exhaust plumes: The experiments SULFUR 1-7. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D15), AAC 2-1-AAC 2-27. doi: 10.1029/2001JD000813. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD000813>
- Schumann, U., Schlager, H., Arnold, F., Baumann, R., Haschberger, P., & Klemm, O. (1998). Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmospheric Environment*, 32(18), 3097-3103. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00455-X](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00455-X). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S135223109700455X>
- Shah, P., Robinson, A., Price, A., & Spakovszky, Z. (2013). Drag Management in High Bypass Turbofan Nozzles for Quiet Approach Applications. *Journal of Turbomachinery*, 136(2), 021009-021009-021013. doi: 10.1115/1.4023908. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1115/1.4023908>
- Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., & Zhu, J. (1995). A new k- ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & fluids*, 24(3), 227-238. doi: [https://doi.org/10.1016/0045-7930\(94\)00032-T](https://doi.org/10.1016/0045-7930(94)00032-T). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/004579309400032T>
- Shirgaonkar, A. A., & Lele, S. K. (2007). *Large eddy simulation on early stage aircraft contrails* (Stanford University, Stanford, United States of America).
- Shonija, N. K., Popovicheva, O. B., Persiantseva, N. M., Savell'ev, A. M., & Starik, A. M. (2007). Hydration of aircraft engine soot particles under plume conditions: Effect of sulfuric and nitric acid processing. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D2), n/a-n/a. doi: 10.1029/2006JD007217. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2006JD007217>

- Spichtinger, P., & Cziczo, D. J. (2010). Impact of heterogeneous ice nuclei on homogeneous freezing events in cirrus clouds. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 115(D14), n/a-n/a. doi: 10.1029/2009JD012168.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.1029/2009JD012168>
- Stankowski, T. P., MacManus, D. G., Robinson, M., & Sheaf, C. T. (2017). Aerodynamic Effects of Propulsion Integration for High Bypass Ratio Engines. *Journal of Aircraft*, 54(6), 2270-2284. doi: 10.2514/1.C034150.
Repéré à <https://doi.org/10.2514/1.C034150>
- Thiele, H. (1953). The Dynamical Character of Adsorption, von H. J. de Boer. Oxford University Press, 1953. 1. Aufl. X V, 239 S., 45 Abb. gebd. s. 30.—. *Angewandte Chemie*, 65(16), 431-431. doi: 10.1002/ange.19530651619.
Repéré à <http://dx.doi.org/10.1002/ange.19530651619>
- Thies, A. T., & Tam, C. K. W. (1996). Computation of turbulent axisymmetric and nonaxisymmetric jet flows using the K-epsilon model. *AIAA Journal*, 34(2), 309-316. doi: 10.2514/3.13065. Repéré à <https://doi.org/10.2514/3.13065>
- Tilman, D., & Thomas, G. (1996). Dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 101(D20), 26007-26015. doi: 10.1029/96JD02217.
Repéré à <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/96JD02217>
- Timmerman, B. H., Skeen, A. J., Bryanston-Cross, P. J., & Graves, M. J. (2009). Large-scale time-resolved digital particle image velocimetry (TR-DPIV) for measurement of high subsonic hot coaxial jet exhaust of a gas turbine engine. *Measurement Science and Technology*, 20(7), 074002.
Repéré à <http://stacks.iop.org/0957-0233/20/i=7/a=074002>
- Tristante, I., Page, G., & McGuirk, J. (2006). Large-Eddy Simulation of Hot Coaxial Jets. Dans *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2006-2497. Repéré à <https://doi.org/10.2514/6.2006-2497>
- Unterstrasser, S. (2014). Large-eddy simulation study of contrail microphysics and geometry during the vortex phase and consequences on contrail-to-cirrus transition. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(12), 7537-7555. doi: 10.1002/2013JD021418. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1002/2013JD021418>
- Unterstrasser, S. (2016). Properties of young contrails – a parametrisation based on large-eddy simulations. *Atmos. Chem. Phys.*, 16(4), 2059-2082. doi: 10.5194/acp-16-2059-2016. Repéré à <https://www.atmos-chem-phys.net/16/2059/2016/>

- Unterstrasser, S., & Gierens, K. (2010). Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition – Part 2: Impact of initial ice crystal number, radiation, stratification, secondary nucleation and layer depth. *Atmos. Chem. Phys.*, 10(4), 2037-2051. doi: 10.5194/acp-10-2037-2010. Repéré à <https://www.atmos-chem-phys.net/10/2037/2010/>
- Unterstrasser, S., Gierens, K., Sölch, I., & Lainer, M. (2017). Numerical simulations of homogeneously nucleated natural cirrus and contrail-cirrus. Part 1: How different are they? *Meteorologische Zeitschrift*, 26(6), 621-642.
- Unterstrasser, S., Paoli, R., Sölch, I., Kühnlein, C., & Gerz, T. (2014). Dimension of aircraft exhaust plumes at cruise conditions: effect of wake vortices. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14, 2713-2733.
- Vancassel, X. P., Garnier, F. A., & Mirabel, P. J. (2010). In *Plume Physics and Chemistry. Encyclopedia of Aerospace Engineering*.
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Pearson Education Limited. Repéré à <https://books.google.ca/books?id=RvBZ-UMpGzIC>
- Vömel, H. (2004). Saturation vapor pressure formulations. Repéré à <http://cires.colorado.edu/~voemel/vp.html>
- Warda, H. A., Kassab, S. Z., Elshorbagy, K. A., & Elsaadawy, E. A. (1998). An experimental investigation of the near-field region of a free turbulent coaxial jet using LDA. *Flow Measurement and Instrumentation*, 10(1), 15-26.
- Wilcox, D. C. (2006). *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries. Repéré à <https://books.google.fr/books?id=q4ypAQAACAAJ>
- Williams, T. J., Ali, M. R. M. H., & Anderson, J. S. (1969). Noise and flow characteristics of coaxial jets. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 11(2), 133-142. doi: 10.1243/JMES_JOUR_1969_011_017_02. Repéré à http://dx.doi.org/10.1243/JMES_JOUR_1969_011_017_02
- Wong, H.-W., Jun, M., Peck, J., Waitz, I. A., & Miake-Lye, R. C. (2014). Detailed Microphysical Modeling of the Formation of Organic and Sulfuric Acid Coatings on Aircraft Emitted Soot Particles in the Near Field. *Aerosol Science and Technology*, 48(9), 981-995. doi: 10.1080/02786826.2014.953243. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1080/02786826.2014.953243>

- Wong, H. W., Beyersdorf, A. J., Heath, C. M., Ziemba, L. D., Winstead, E. L., Thornhill, K. L., Miake-Lye, R. C. (2013). Laboratory and modeling studies on the effects of water and soot emissions and ambient conditions on the properties of contrail ice particles in the jet regime. *Atmos. Chem. Phys.*, 13(19), 10049-10060. doi: 10.5194/acp-13-10049-2013. Repéré à <https://www.atmos-chem-phys.net/13/10049/2013/>
- Wong, H. W., & Miake-Lye, R. C. (2010). Parametric studies of contrail ice particle formation in jet regime using microphysical parcel modeling. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(7), 3261-3272.
- Xiong, J., Nielsen, P., Liu, F., & Papamoschou, D. (2010). Computation of High-Speed Coaxial Jets with Fan Flow Deflection. *AIAA Journal*, 48(10), 2249-2262. doi: 10.2514/1.J050331. Repéré à <https://doi.org/10.2514/1.J050331>
- Yoder, D. A., DeBonis, J. R., & Georgiadis, N. J. (2015). Modeling of turbulent free shear flows. *Computers & fluids*, 117, 212-232.
- Zamuner, B., & Dupoirieux, F. (2000). Numerical simulation of soot formation in a turbulent flame with a Monte-Carlo PDF approach and detailed chemistry. *Combustion Science and Technology*, 158(1), 407-438.

