

SIMULATION DE LA FORMATION DE TRAÎNÉE DE
CONDENSATION DANS LE CHAMP PROCHE D'UN
TURBORÉACTEUR D'AVION AVEC UN MODÈLE
MICROPHYSIQUE BASÉ SUR LA SOLUBILITÉ DES
PARTICULES DE SUIE

par

Jason GEORGELIN

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 6 DÉCEMBRE 2024

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Jason Georgelin, 2024



Cette licence [Creative Commons](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/) signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette œuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'œuvre n'ait pas été modifié.

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. Sébastien Lalonde, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. François Morency, 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 2 DÉCEMBRE 2024

A L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord le directeur de mon projet de recherche, Mr François Garnier, de m'avoir donné l'opportunité de réaliser un projet alliant la mécanique des fluides, la modélisation numérique et l'informatique. Avec Mr Mohamed Chouak, ils m'ont fourni un encadrement de qualité, des conseils essentiels concernant la réalisation d'un projet de recherche et la rédaction d'un mémoire. De plus, je remercie Mr François Garnier de m'avoir permis d'être toujours dans un lieu de travail adapté avec le matériel nécessaire à la réalisation de mon projet et de m'avoir accordé un soutien financier.

J'aimerais ensuite remercier l'ensemble de mes collègues membres du laboratoire de recherche AeroPropulsion d'ÉTS qui m'ont soutenue dans la réalisation de ce mémoire.

Je remercie tout particulièrement Sébastien Cantin et Adrien Misandreau pour leur précieuse aide, m'ayant permis de prendre en main les bases de Linux, la simulation CFD avec STAR-CCM+ et les bases du langage de programmation C. Ainsi que Parisa Afkari pour son aide dans la compréhension théorique des modèles de simulation de traînée de condensation dans la littérature. Et Babak Jalali qui m'a obtenu, avec le logiciel GasTurbine, les conditions en sortie du propulseur pour la réalisation de mes études.

Je remercie enfin mes collègues, dont Lucas Brilland, pour leurs bonnes humeurs et l'atmosphère chaleureuse durant la réalisation de ma maîtrise ou lors d'activité hors projet.

Je tiens à remercier l'école des Arts et Métiers qui m'a permis de réaliser ce double diplôme à l'école de technologie supérieure de Montréal et ainsi de découvrir de nouvelles perspectives et de m'enrichir personnellement.

Et enfin, je tiens à remercier tous les membres de ma famille, qui m'ont encouragé à persévérer tout au long de mon cursus scolaire, pour leurs présences réconfortantes et pour leurs soutiens dans la réalisation de mes projets professionnels.

Simulation de la formation de traînée de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion avec un modèle microphysique basé sur la solubilité des particules de suie

Jason GEORGELIN

RÉSUMÉ

L'impact environnemental de l'aviation civile identifier avec le bilan énergétique globale est en grande partie causé par l'effet de serre issu des traînées de condensation, formé par le passage d'un avion dans l'espace aérien pouvant former avec les bonnes conditions ambiantes des cirrus induits persistants. Ainsi, la formation de traînée de condensation est un phénomène difficilement mesurable expérimentalement renforçant l'intérêt de la modélisation et de la simulation pour quantifier son impact. Pour cette raison, des travaux ont été menés afin de mieux comprendre les phénomènes physiques est les processus à l'origine de la formation et de la croissance des cristaux de glace menant à l'apparition des cirrus induits.

La dynamique des fluides numérique (CFD) est utilisée afin de simuler le jet en sortie de propulseur seul dans les conditions de vol en croisière. Les équations, moyennées de Navier-Stokes avec une décomposition de Reynolds, sont résolues dans le champ proche du jet. Les simulations modélisent un gaz multiphasique, formé d'air et de vapeur d'eau, compressible dans un régime turbulent. Une phase solide est ajoutée pour modéliser les particules de suie, issue de la combustion dans le propulseur, dans le jet, permettant ainsi de suivre le déplacement de celle-ci à l'aide d'une approche lagrangienne. Finalement, la croissance de ces particules, évoluant dans le jet, est calculée en reprenant les modèles développés par Kärcher pour la phase liquide et par Fukuta et Walter pour la phase solide.

Les résultats obtenus explorent l'impact des différents paramètres lié à l'environnement ambiant et à la propulsion. Ils montrent que des températures élevées (>225 [K]) empêchent la formation de traînée de condensation, tandis que des températures plus basses (<215 [K]) la favorisent. L'humidité ambiante n'affecte pas le développement des traînées dans le champ proche du propulseur, parce que l'eau dans le jet provient principalement de la propulsion. En augmentant la quantité d'eau expulsée par la propulsion, le nombre de cristaux de glace formé par la combustion est accru. L'indice d'émission en particule de suie influence le nombre maximal de cristaux pouvant être formé et la quantité d'eau disponible dans le domaine. Finalement, le rayon initial des particules de suie exerce une influence sur le résultat seulement si la température ambiante se rapproche de la température seuil (~ 225 [K]) pour la formation de cristaux de glace.

Mots clés : Traînée de condensation, CFD, URANS, champ proche, gaz multiphasique, compressible, particules, modèle microphysique

Simulation of contrail formation in the near field of an aircraft engine using a microphysical model based on soot particle solubility

Jason GEORGELIN

ABSTRACT

The environmental impact of civil aviation, identified through the global energy balance, is largely caused by the greenhouse effect resulting from contrails, which are formed by the passage of an aircraft through the airspace and can, under the right ambient conditions, develop into persistent induced cirrus clouds. Consequently, the formation of contrails is a phenomenon that is difficult to measure experimentally, reinforcing the importance of modeling and simulation to quantify its impact. For this reason, studies have been conducted to better understand the physical phenomena and processes leading to the formation and growth of ice crystals, which result in the appearance of induced cirrus clouds.

Computational Fluid Dynamics (CFD) is used to simulate the jet at the exit of the engine alone under cruise flight conditions. The Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equations are solved in the near field of the jet. The simulations model a multiphase gas, composed of air and water vapor, which is compressible in a turbulent regime. A solid phase is added to model soot particles, originating from combustion in the engine, within the jet, thus allowing their movement to be tracked using a Lagrangian approach. Finally, the growth of these particles, evolving within the jet, is calculated using models developed by Kärcher for the liquid phase and by Fukuta and Walter for the solid phase.

The results obtained explore the impact of various parameters related to the ambient environment and propulsion. They show that high temperatures (>225 [K]) prevent the formation of contrails, while lower temperatures (<215 [K]) promote it. Ambient humidity does not affect the development of contrails in the near field of the engine, as the water in the jet primarily comes from propulsion. Increasing the amount of water expelled by propulsion increases the amount of ice crystals formed by combustion. The soot particle emission index influences the maximum number of crystals that can be formed and the amount of water available in the domain. Finally, the initial radius of soot particles only affects the result if the ambient temperature approaches the threshold temperature (~ 225 [K]) for ice crystal formation.

Keywords: Contrails, CFD, URANS, near field, multiphase gas, compressible, particles, microphysical model

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE.....	5
1.1 L'impact environnemental de l'aviation.....	5
1.2 La physique des jets.....	7
1.2.1 Les régimes du panache.....	7
1.2.2 Le jet en sortie de propulseur double-flux.....	9
1.2.3 Les émissions.....	12
1.2.4 La dilution du jet dans l'atmosphère.....	12
1.3 La formation des traînées de condensation.....	15
1.3.1 Nucléation.....	15
1.3.2 Les particules au cœur des cristaux de glace.....	16
1.3.3 La thermodynamique de la formation de traînée de condensation.....	17
1.3.4 Le processus de formation des cristaux de glace.....	19
1.3.5 La taille et forme de particule.....	20
1.3.6 La température ambiante.....	22
1.3.7 L'humidité relative ambiante et la vapeur d'eau initiale du jet.....	23
1.3.8 Le nombre de particules de suie.....	25
1.4 La modélisation de la formation des traînées de condensation.....	26
1.4.1 La modélisation de la dynamique du panache.....	27
1.4.2 Étude de la microphysique.....	28
1.5 Synthèse et critique de la littérature.....	29
1.6 Objectifs du mémoire.....	30
CHAPITRE 2 MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE DES FLUIDES.....	33
2.1 Modèle physique.....	33
2.1.1 Hypothèses du modèle et méthode de calcul.....	33
2.1.2 Équations de la phase gazeuse.....	35
2.1.3 Modèle de turbulence.....	39
2.1.4 Implémentations de ce modèle dans STAR-CCM+.....	41
2.2 Application de la simulation.....	43
2.2.1 Domaine de calcul.....	43
2.2.2 Conditions limites et initiales.....	44
2.2.3 Discrétisation spatiale.....	47
2.2.4 Discrétisation temporelle.....	53
CHAPITRE 3 MODÉLISATION DE LA MICROPHYSIQUE.....	55
3.1 Hypothèse de la microphysique.....	55
3.2 Introduction au développement de la microphysique.....	56
3.3 Définition du modèle microphysique.....	58
3.3.1 Composante thermodynamique utilisée pour la microphysique.....	58

3.3.2	Modèle de croissance des particules	60
3.3.3	Couplage par le taux de condensation	65
3.4	Modélisation de la microphysique	66
3.4.1	Mise en place	66
3.4.2	Étude de l'influence du modèle microphysique sur la CFD	67
3.4.3	Analyse des résultats	70
3.4.4	Comparaison avec les résultats de la littérature	74
CHAPITRE 4 SIMULATIONS NUMÉRIQUES URANS COUPLÉES À LA MICROPHYSIQUE.....		77
4.1	Étude paramétrique de l'influence des paramètres ambiants de vols sur la formation du jet et des traînées de condensation	77
4.1.1	Température ambiante	78
4.1.2	L'humidité relative.....	86
4.2	Étude paramétrique de l'influence des paramètres du jet propulsif initial sur la formation du jet et des traînées de condensation	89
4.2.1	La quantité d'eau dans le jet initial	90
4.2.2	Le rayon des particules de suie	96
4.2.3	Le nombre de particules de suie émises en sortie de moteur	104
4.3	Synthèse des résultats	108
CONCLUSION		111
RECOMMANDATIONS		113
BIBLIOGRAPHIE.....		114

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 2-1	Cas de l'étude de maillage.....49
Tableau 2-2	Valeurs récapitulatives de l'étude de sensibilité au maillage50
Tableau 3-1	Tableau des conditions initiales de la comparaison.....74
Tableau 4-1	Condition du cas de référence.....77

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Traînée de condensation derrière le propulseur de l'avion.....	2
Figure 1.1	Trajectoires tendanciennes et cible pour l'aviation dans le monde Tirée de Del Bucchia & Carpentier (2021, p. 42).....	6
Figure 1.2	ERF de l'aviation civile Tirée de Kärcher (2018, p. 2).....	7
Figure 1.3	Schéma simplifié décrivant les différents régimes du panache Tirée de Roberto Paoli & Shariff (2016, p. 397)	8
Figure 1.4	Constitution d'un réacteur à double flux	10
Figure 1.5	Vue en coupe la région initiale d'un jet biflux Tirée de Cantin (2018, p. 6).....	11
Figure 1.6	Taux de dilution par rapport à l'âge du jet Tirée de Schumann et al. (1998, p. 3102).....	14
Figure 1.7	Ligne de mélange (en tiret) et courbe de saturation en eau liquide (en ligne) dans le graphique de la pression partielle sur la température. Les températures ambiantes des cas pour les lignes de mélange tracées sont Te et Tc. M est la condition critique Tirée de Schumann (2005, p. 550).....	18
Figure 1.8	Croissance des particules en sortie de propulseur Tirée de Kärcher (2018, p. 3).....	20
Figure 1.9	Sursaturation critique en fonction du diamètre sec d'une particule calculée pour $0 \leq \kappa \leq 1$, avec $T = 298,15 \text{ K}$. Tirée de Petters & Kreidenweis (2007, p. 1963)	21
Figure 1.10	Influence de la quantité de vapeur d'eau dans le jet initialement avec en rouge une fraction massique d'eau de 4.4×10^{-2} et en bleu de 2.2×10^{-2} Tirée de Cantin (2018, p. 108).....	24
Figure 1.11	Évolution du nombre de cristaux de glace en fonction de l'indice d'émissions de particule de suie Tirée de Kärcher (2018, p. 5).....	26

Figure 2.1	Domaine fluide de la simulation	44
Figure 2.2	Schéma de la répartition des conditions aux limites	45
Figure 2.3	Structure du maillage avec une vue de face a), latérale b) et proche du moteur c)	47
Figure 2.4	Comparaison du profil de vitesse $u^+ = f(y^+)$	53
Figure 3.1	Schéma de la microphysique de Kärcher par rapport aux pressions de saturation de l'eau et de la glace et de la ligne de mélange moyenne	57
Figure 3.2	Courbe de saturation d'activation <i>Sactivation</i> associée au rayon sec de la particule de suie	61
Figure 3.3	Comparaison du ratio de dilution (Simulation) avec les résultats expérimentaux adaptés de Schumann et al. (1998, p. 3102).....	68
Figure 3.4	Observations des champs scalaires de la saturation liquide avant (a) et après (b) le calcul de la microphysique dans le jet	69
Figure 3.5	Observations des champs scalaires de la saturation en glace avant (a) et après (b) le calcul de la microphysique dans le jet	70
Figure 3.6	Évolution du rayon moyen des particules de suie dans le jet	71
Figure 3.7	Évolution des saturations liquide (en rouge) et de la saturation e glace (en vert) dans le panache.....	72
Figure 3.8	Évolution des fractions de particules activées (en rouge) et de particules qui ont gelé (en vert) par rapport à l'âge de la particule	73
Figure 3.9	Comparaisons des cas de LES (1er Turb., 2ème Turb. et 3ème Turb.) adaptés de Lewellen (2020, p. 2590) avec le modèle développé (Simulation)	75
Figure 4.1	Champs scalaires de la saturation liquide à différentes températures ambiantes (avec a) 215 [K], b) 218 [K] et c) 225 [K]) avec une vue en coupe au centre du jet	78
Figure 4.2	Champs scalaires de la saturation en glace à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet	79
Figure 4.3	Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) pour l'étude paramétrique sur la température	80

Figure 4.4	Évolutions des pressions partielles par rapport à la température dans le jet pour les différentes températures81	81
Figure 4.5	Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet.....83	83
Figure 4.6	Évolutions des rayons moyens pour l'étude paramétrique suivant la température ambiante.....84	84
Figure 4.7	Observations de l'état des particules (état initial en bleu, état activé en vert/rouge et état gelé en rouge) dans le jet propulsif à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet.....85	85
Figure 4.8	Évolutions des fractions de particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour les différentes températures ambiantes.....85	85
Figure 4.9	Champs scalaires de la saturation en glace pour différentes humidités relatives ambiantes par rapport à la glace (avec a) 100%, b) 120% et c) 140%) avec une vue en coupe au centre du jet86	86
Figure 4.10	Évolutions des saturations moyennes a) en eau liquide (tiret) et solide (ligne) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur l'humidité relative87	87
Figure 4.11	Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes valeurs d'humidité relative ambiantes (avec a) 100%, b) 120% et c) 140%) avec une vue en coupe au centre du jet88	88
Figure 4.12	Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur l'humidité relative.....89	89
Figure 4.13	Champs scalaires de la saturation liquide pour différentes fractions massiques en sortie de propulseur (avec a) 0,0136, b) 0,0186 et c) 0,0236) avec une vue en coupe dans le jet.....90	90
Figure 4.14	Champs scalaires de la saturation solide pour différentes fractions massiques en sortie de propulseur (avec a) 0,0136, b) 0,0186 et c) 0,0236) avec une vue en coupe dans le jet.....91	91
Figure 4.15	Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur la quantité d'eau initiale dans le jet92	92

Figure 4.16	Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes de quantités d'eau en sortie de propulseur avec une vue en coupe au centre du jet	93
Figure 4.17	Évolutions des rayons moyens pour l'étude paramétrique de l'effet de la variation de la quantité d'eau dans le jet	94
Figure 4.18	Observations de l'état des particules (état initial en bleu, état activé en vert/rouge et état gelé en rouge) dans le jet propulsif à différentes valeurs de fraction massique en sortie de propulseur avec une vue en coupe au centre du jet	95
Figure 4.19	Évolutions des fractions des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique de l'effet de la variation de la quantité d'eau dans le jet	96
Figure 4.20	Champs scalaires de la saturation liquide pour plusieurs valeurs de rayon moyen initial des particules de suie (avec a) $12 * 10^{-9}$ [m], b) $15 * 10^{-9}$ [m] et c) $20 * 10^{-9}$ [m]) avec une vue en coupe au centre du jet.....	97
Figure 4.21	Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur le rayon moyen initial des particules de suie	98
Figure 4.22	Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur le rayon moyen initial des particules de suie	99
Figure 4.23	Champs scalaires de la saturation liquide à 225 [K] pour plusieurs valeurs de rayon moyen initial des particules de suie (avec a) $12 * 10^{-9}$ [m], b) $15 * 10^{-9}$ [m] et c) $20 * 10^{-9}$ [m]) avec une vue en coupe dans le jet	100
Figure 4.24	Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]	101
Figure 4.25	Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]	102
Figure 4.26	Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]	103

Figure 4.27	Champs scalaires de la saturation en eau liquide à différents indices d'émission de particule de suie (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}]) avec une vue en coupe du jet104
Figure 4.28	Champs scalaires de la saturation en glace à différentes densités de particule de suie dans le jet (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}]) avec une vue en coupe du jet105
Figure 4.29	Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur l'indice d'émission de suie.....106
Figure 4.30	Vue en coupe du nuage de particules pour les différentes valeurs de Els (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}])107
Figure 4.31	Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur l'indice d'émission de suie.....108

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AIC	<i>Aircraft-Induced Cloud</i>
CFD	<i>Computational fluid dynamics</i>
CFL	<i>Courant-Friedrichs-Lewy</i>
CORAC	Conseil pour la recherche aéronautique et civile
DFG	<i>Deutsche Forschungsgemeinschaft</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
EI	Indice d'émission
ERF	<i>Effective Radiative Forcing</i> (forçage radiatif effectif)
FVM	<i>Finite Volume Methods</i> (méthode des volumes finie)
GCI	<i>Grid Convergence Index</i> (l'indice de convergence de maillage)
GIFAS	le Groupement des Industries Françaises, Aéronautiques et Spatiales
IRENA	L'agence internationale sur l'énergie renouvelable
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MUSCL	<i>Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws</i> (Schéma amont monotone pour lois conservatives)

RANS *Reynold Averaged Navier Stokes*

RF *Radiative Forcing* (forçage radiatif)

RH *Radiative humidity* (humidité relative)

URANS *Unsteady Reynold Averaged Navier Stokes*

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Symboles de notation

\dot{a}	Dérivée temporelle d'a
\bar{a}	Valeur moyenne d'a
\tilde{a}	Composante pondérée par la densité d'a
$ a $	Valeur absolue d'a
Δa	Écart de valeurs pour un paramètre a

Indices

a	Air ambient
H_2O	Par rapport à la vapeur d'eau
s	Suie

Symboles grecs

α	Coefficient d'accommodation	[-]
β	Coefficient de condensation	[-]
γ	Indice adiabatique d'un gaz	[-]
Δt	Pas de temps	[s]
ΔV_k	Volume de l'élément k du maillage	[m ³]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	[-]
$\varepsilon_{H_2O/a}$	Rapport des masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air	[-]
ϕ_i	Valeur de la variable pour l'étude du GCI	
$\Phi(y/d_{99})$	Fonction de la région externe de la couche limite	[-]
\mathcal{J}_p	Flux de molécule d'eau pour une particule	[s ⁻¹]
κ	Constante de von Kármán	[-]
η	Efficacité globale de propulsion du moteur	[-]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
$\sigma_g, \sigma_{turb,g}$	Nombre de Schmidt et de Schmidt turbulent	[-]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes du modèle de turbulence k- ε	[-]
$\sigma_{liq}, \sigma_{glace}$	Tension superficielle	[J.m ⁻²]
τ_p	Cisaillement de la couche limite	[N]
τ^{visq}, τ^{turb}	Tenseur de contraintes visqueuses et turbulentes	[kg.m ⁻¹ .s ⁻²]
μ, μ_{turb}	Viscosité dynamique et dynamique turbulente	[m ² .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
ν_{H_2O}	Vitesse moyenne thermique	[m.s ⁻¹]
ω_{glace}	Transfert de masse d'eau	[kg.s ⁻¹]

Symboles latins

a_1, a_2	Coefficient d'approximation du taux de solidification	[-]
a_{H_2O}	Coefficient d'accommodation	[-]
A	Terme de l'influence de l'effet Kelvin	[-]
c_p	Capacité thermique	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
$c_{pression}$	Chaleur massique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
$c_{v,i}$	Chaleur massique du gaz en indice	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
C_T, C_ρ	Coefficients de la température et densité locale à une particule	[-]
$C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$	Constantes du modèle de turbulence k- ε	[-]
d_v	Longueur visqueuse	[m]
D_{jet}	Diamètre du jet	[m]
D_v	Coefficient de diffusion	[m ³ .s ⁻¹]
e	Énergie du fluide	[J]
e_a^{21}	Erreur relative approximative du GCI	[-]
EI	Indice d'émission	[kg ⁻¹]
E	Coefficient empirique pour la couche limite	[-]
$f_{3\alpha}, f_{3\beta}$	Facteur de normalisation pour la croissance des cristaux	[-]
g	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
G	Pente de la ligne de mélange du jet	[-]
h_i	Distance représentant les cellules du maillage	[m]
H_0, H	Enthalpie totale et statique	[J]
k	Hygroscopicité	[-]
k_c	Énergie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
k_g	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
L_c	Chaleur latente de changement d'état	[J.kg ⁻¹]
$L_{vap}, L_{fus}, L_{sub}$	Chaleur latente de vaporisation, fusion et sublimation	[J.kg ⁻¹]
\dot{m}_{car}	Débit de carburant utilisé	[kg.s ⁻¹]
$m_{carburant}$	Masse du carburant brûlé	[kg]
m_{jet}	Masse du jet propulsif	[kg]
M	Nombre de Mach	[-]
M_i	Masse molaire du gaz en indice	[kg.mol ⁻¹]
$n_{H_2O}^{sat}$	Concentration de molécule d'eau à saturation liquide	[m ⁻³]
N	Ratio de dilution	[-]
Na	Nombre d'Avogadro	[mol ⁻¹]
$N_{interpolation}$	Interpolation du taux de dilution	[-]
N_m	Nombre d'éléments du maillage	[-]
$N_{maille_{injecteur}}$	Nombre de maille de l'injecteur	[-]
N_p	Nombre de particules de suie	[-]
p	Pression	[Pa]
p_m	Ordre apparent du GCI	[-]
$p_{partiel}$	Pression partielle	[Pa]
p_v	Pression partielle de la vapeur d'eau	[Pa]

$p_{v,c}, p_{v,p}$	Pression de saturation sur un surface courbée et plane	[Pa]
$p_{v,liq}$	Pression de vapeur saturante	[Pa]
$p_{v,glace}$	Pression de saturation par rapport à la glace	[Pa]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
q	Échange de chaleur	[W.m ⁻²]
Q_{eff}	Chaleur effective libérée à la combustion	[J.kg ⁻¹]
r_{act}	Rayon d'activation	[m]
r_{ij}	Facteur du raffinement du maillage	[-]
r_k	Rayon de Kelvin	[m]
r_p	Rayon de la particule	[m]
r_{suie}	Rayon de la particule de suie	[m]
R	Constante des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
R_i	Constante des gaz parfaits (associé au gaz de l'indice)	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
S_{ij}	Taux de déformation instantané	[s ⁻¹]
$S_{activation}$	Saturation d'activation	[-]
S_{liq}	Saturation liquide de l'eau	[-]
S_{glace}	Saturation solide de l'eau	[-]
t	Temps	[s]
T	Température	[K]
T^*	Température de solidification de l'eau	[K]
\dot{T}_p	Taux de refroidissement d'une particule	[K.s ⁻¹]
u^+	Vitesse adimensionnelle à la couche limite	[-]
u_τ	Vitesse de frottement	[m.s ⁻¹]
$\mathbf{u}(u, v, w)$	Champs de vitesse	[m.s ⁻¹]
V	Vitesse de vol	[m.s ⁻¹]
V_{H_2O}	Volume d'une molécule d'eau	[m ³]
V_p	Volume d'une particule	[m ³]
(x, y, z)	Position	[m]
y^+	Distance adimensionnelle à la couche limite	[-]
Y_i	Fraction massique du gaz en indice	[-]

INTRODUCTION

Le contexte du changement climatique et des enjeux environnementaux qui influence tous les domaines de l'ingénierie, de la conception à la distribution, devient de plus en plus préoccupant. Pour remédier au problème de l'augmentation progressive de la température sur terre, un plan de développement entre 2021 et 2050 pour le secteur des transports prenant en compte l'aviation est présenté afin de respecter le scénario d'une augmentation de +1,5 °C en termes d'émissions de dioxyde de carbone (CO₂) (IRENA, 2021).

Le domaine aéronautique doit ainsi se développer afin de réduire ses émissions et ses effets sur le réchauffement climatique. Ainsi le GIFAS (le Groupement des Industries Françaises, Aéronautiques et Spatiales) et le CORAC (Conseil pour la recherche aéronautique et civile) définissent l'objectif d'une aviation neutre en carbone en 2050. Selon (GIFAS, 2023), pour pallier à la participation de 2.5 % du transport aérien concernant les émissions anthropologiques de CO₂, l'innovation et l'optimisation de la gestion du trafic aérien sont nécessaires pour faire une transition énergétique.

En plus des émissions de CO₂, les avions produisent des traînées de condensation, les lignes blanches visibles dans le ciel et ressemblant à des nuages montrés dans la Figure 1.1. Les traînées de condensation sont formées par le refroidissement du jet propulsif, chaud et humide, dans une atmosphère ambiante plus froide et sèche qui condense des nuages de cristaux de glace. Les cirrus, induits par ces traînées, ont aussi des répercussions sur l'environnement. En effet, leur effet de serre est environ 1.7 fois plus élevé que celui du CO₂ émis en vol (Lee et al., 2021).



Figure 1.1 Traînée de condensation derrière le propulseur de l'avion

L'incertitude et l'insuffisance des connaissances sur les traînées de condensation, notamment leur formation, rendent difficile la compréhension de leur impact. En particulier, il est compliqué de saisir l'influence des propulseurs et de la géométrie des avions sur ces traînées. En raison des défis posés par les études expérimentales, les modèles climatiques sont principalement utilisés pour évaluer la formation des traînées, avec des modèles à petite échelle venant les alimenter. Ce travail se concentre sur la formation des cristaux de glace dans ce contexte.

Le premier chapitre fait l'objet d'une revue de littérature visant à faire état des connaissances concernant les propulseurs et la formation des traînées de condensation.

Le deuxième chapitre consiste en la présentation des diverses équations mathématiques fondamentales de la mécanique des fluides utilisées dans la mise en œuvre de la simulation en CFD (Computational fluid dynamics).

Le troisième chapitre porte sur l'introduction du modèle microphysique utilisée pour quantifier la formation des traînées de condensation dans le jet propulsif et l'implémentation de ce modèle dans le logiciel de mécanique des fluides STAR-CCM+.

Le quatrième chapitre vise à présenter l'étude paramétrique, par rapport aux conditions ambiantes en vols et aux caractéristiques de la propulsion, obtenue à l'aide des résultats issus de simulation de jet propulsif où est utilisé le modèle microphysique mis au point dans ce mémoire.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Après l'introduction ayant permis de contextualiser la thématique de cette étude avec les traînées de condensation, leurs formations ainsi que leurs impacts environnementaux, ce premier chapitre a pour but de faire l'état des connaissances pouvant être trouvées dans la littérature afin de montrer ce qui a déjà été fait et de poser les objectifs précis de ce mémoire. À l'origine des traînées de condensation, les mécanismes derrière la propulsion des avions et la formation du jet sont dans un premier temps expliqués. Puis, dans une seconde partie, les phénomènes microphysiques ayant lieu à des altitudes élevées et qui sont à l'origine de la transformation des particules en cristaux de glace sont montrés.

1.1 L'impact environnemental de l'aviation

L'aviation a un impact significatif sur l'environnement, que l'on peut principalement quantifier avec l'émission de CO₂, produit de la combustion dans le propulseur, et le forçage radiatif (ERF, Effective Radiative Forcing).

Le CO₂ est un gaz à effet de serre qui a pour effet de contenir la chaleur dans l'atmosphère, augmentant ainsi la température de la planète. Cette grandeur est relativement simple à obtenir avec la consommation de carburant connue. En 2018, l'émission de CO₂ en provenance de l'aviation a été estimée à 2.5 % de l'émission totale (Ritchie & Roser, 2020). En raison de la croissance du secteur de l'aéronautique au cours des dernières décennies, une forte augmentation des émissions de CO₂ est prévue dans les prochaines décennies sans de nouvelles politiques et technologies (Figure 1.1). La courbe rouge de la Figure 1.1 illustre l'impact de la crise Covid sur l'aviation entre 2019 et 2022, puis l'augmentation prévisionnelle de l'émission de CO₂ à partir de 2024. La courbe noire illustre l'émission cible de CO₂ pour une augmentation de température globale de 2°C.

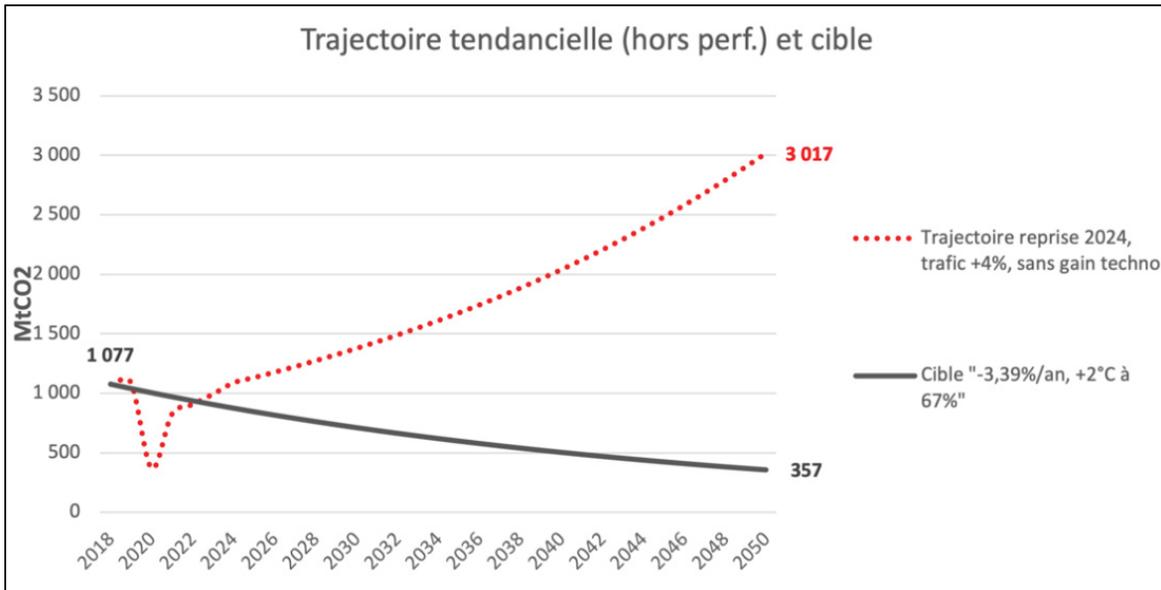


Figure 1.1 Trajectoires tendancielles et cible pour l'aviation dans le monde
Tirée de Del Bucchia & Carpentier (2021, p. 42)

Aussi, le ERF représente les principales contributions de l'aviation sur le réchauffement climatique. Évalué en W/m^2 , le ERF mesure la capacité des différents gaz et aérosols à influencer le réchauffement climatique. De manière simplifiée, le bilan environnemental est la différence entre l'énergie émise et reçue par la Terre dans le système climatique et le forçage radiatif est le déséquilibre radiatif causé par l'homme dans ce bilan généralement par rapport à l'ère préindustrielle (1750). Si le forçage radiatif est positif alors la température augmente et au contraire, si l'ERF est négatif, alors celle-ci diminue.

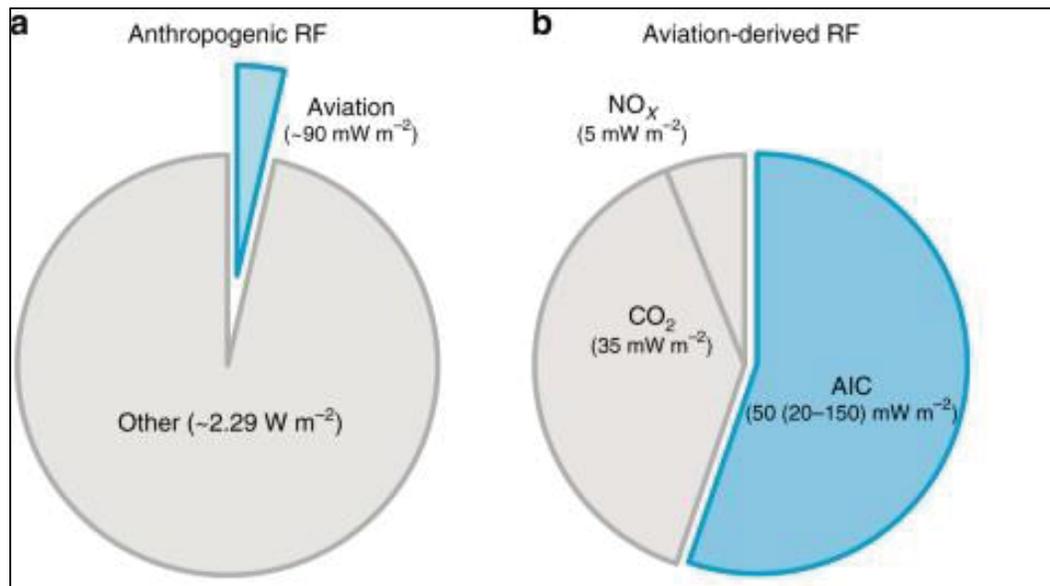


Figure 1.2 ERF de l'aviation civile
Tirée de Kärcher (2018, p. 2)

Entre les années 2005 et 2011, la Figure 1.2 montre que le forçage radiatif effectif de l'aviation est évalué à 90 mW/m^2 , soit 4 % de la valeur globale due aux activités humaines. L'ERF dû au CO_2 est de 35 mW/m^2 , au NO_x de 5 mW/m^2 et au AIC (Aircraft-Induced Cloud) de 50 mW/m^2 . En effet, les AIC, des nuages fins suivant la trajectoire de l'avion, représentent 56 % du total de l'ERF positif (Williams, Stier, Dagan, & Watson-Parris, 2022). Ces 56 % correspondent à 2 % de la valeur globale (Lee et al., 2021).

1.2 La physique des jets

Ainsi, l'évaluation de l'impact et de la formation des AIC est une problématique importante de l'aviation. Ce mémoire propose d'étudier leur développement dans le champ proche de l'avion. La formation du panache peut être décomposée en plusieurs régimes.

1.2.1 Les régimes du panache

Le jet obtenu en sortie de propulseur traverse ensuite deux étapes de mélange avec les tourbillons générés par les surfaces portantes de l'avion (Figure 1.3).

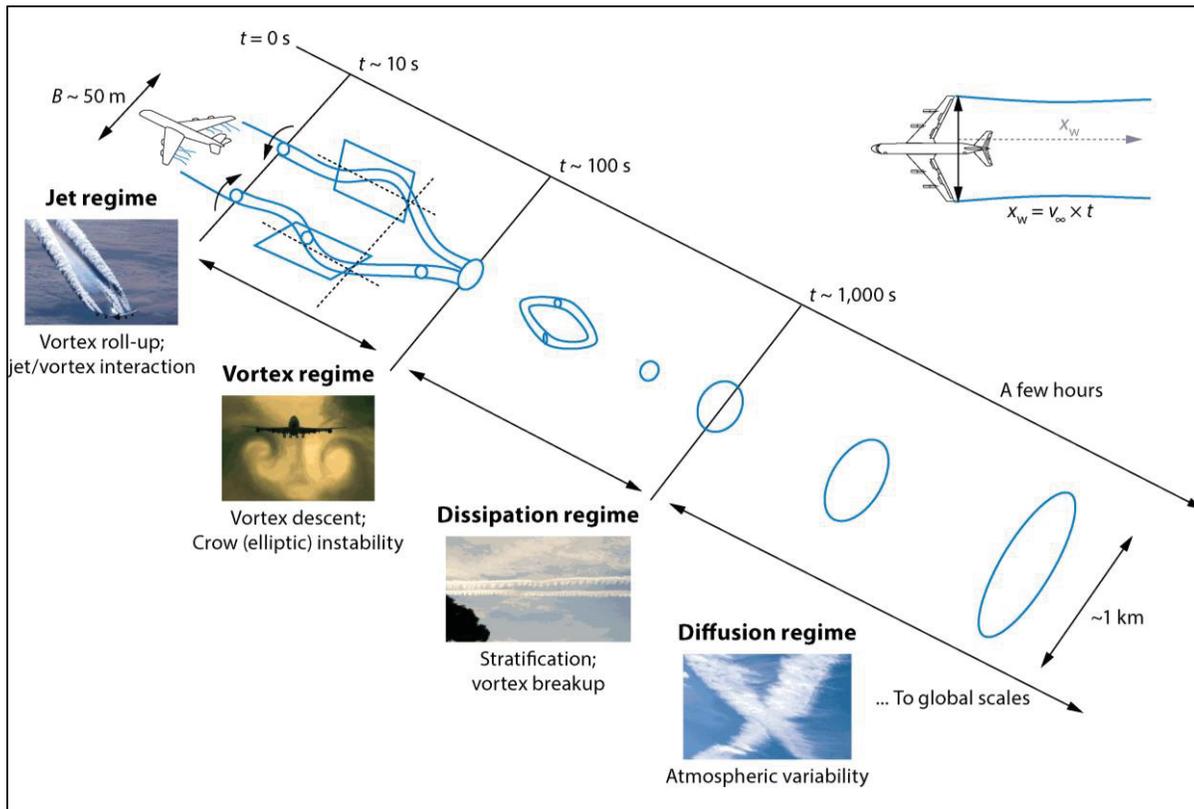


Figure 1.3 Schéma simplifié décrivant les différents régimes du panache
Tirée de Roberto Paoli & Shariff (2016, p. 397)

Lors de la première étape dans le régime jet, ces tourbillons, aussi appelés tourbillons de sillage, se forment à l'extrémité de chaque aile. Le jet propulsif, quant à lui, se mélange avec l'atmosphère ambiante froide tout en suivant une trajectoire alignée à la vitesse d'éjection du propulseur. Durant cette phase, les tourbillons de sillage commencent à capter le flux sortant du moteur. Ce phénomène est influencé par la distance entre le propulseur et le bout de l'aile (Gerz & Ehret, 1997), tandis que les forts gradients de température entre le jet et l'air ambiant impactent les mécanismes de dispersion (Ricou & Spalding, 1961). Il est important de noter que la formation des cristaux de glace débute aux alentours des 0.1 s après l'émission des particules depuis le moteur (F. Garnier, Brunet, & Jacquin, 1997).

Dans la seconde phase de mélange, qui se déroule entre 10 et 100 secondes après l'éjection du jet (Guignery, 2010), les jets de chaque côté de l'avion sont entraînés dans les tourbillons de

sillage. Cette interaction avec le tourbillon favorise la dilution du jet propulsif dans l'environnement de l'avion (R. Paoli, Nybelen, Picot, & Cariolle, 2013) et contribue à la dispersion des particules présentes en sortie de moteur (François Garnier, Gago, & Brasseur, 2003). Les tourbillons finissent par fusionner en formant des instabilités de Crow.

Enfin, dans le régime de dissipation des tourbillons, les vortex se désintègrent et se dissipent, libérant des émissions chimiques et des cristaux de glace, qui finissent par se sublimer. Pendant le régime de diffusion, les phénomènes de turbulence atmosphérique, de cisaillement du vent contrôlent la propagation horizontale et verticale de la traînée de condensation jusqu'à ce que le mélange complet se produise, généralement en quelques heures.

1.2.2 Le jet en sortie de propulseur double-flux

L'étude se concentre sur le champ proche du moteur, ainsi le régime étudié est celui du jet. Le processus de formation du jet propulsif est ensuite analysé en détail.

Dans le domaine de l'aéronautique, les propulseurs représentent une avancée majeure de l'ingénierie. Ils décrivent les moteurs utilisant la combustion interne pour propulser les avions en libérant un jet fluide à haute énergie. Comme illustré par l'exemple de la turbomachine en Figure 1.5, cette dernière est généralement composée d'un compresseur, d'une chambre à combustion et d'une turbine. Le fluide circule premièrement à travers les étages de compression, entraînés par les turbines, ajoutant de l'énergie au fluide en le comprimant. Il traverse ensuite dans la chambre à combustion qui augmente encore plus l'énergie à pression constante. L'énergie thermique ainsi emmagasinée est convertie en énergie mécanique, laquelle entraîne les turbines qui détendent le fluide. Le fluide, contenant l'énergie restante en sortie des turbines, est ensuite expulsé pour former le jet. Ainsi, le propulseur suit le cycle de Brayton.

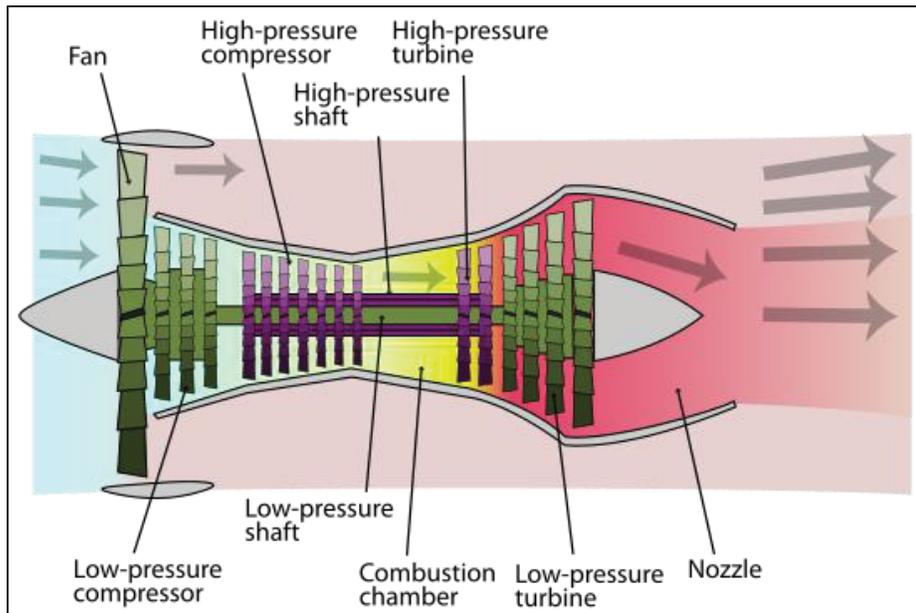


Figure 1.4 Constitution d'un réacteur à double flux

En sortie d'un propulseur à double flux, deux jets coaxiaux sont présents. Le jet primaire, ou principal, provenant de l'ensemble compresseur, chambre de combustion et turbine, est un flux à haute température composé de produits de combustion et d'air ambiant. Le jet secondaire, quant à lui, est constitué d'air ayant traversé une hélice. Ce système, incluant un flux secondaire appelé by-pass, permet de réduire la température moyenne du jet en sortie du propulseur, tout en atténuant les nuisances sonores associées aux moteurs monoflux. De plus, le jet secondaire contribue à la poussée du propulseur. Sa présence permet l'obtention d'un meilleur rendement comparé au monoflux.

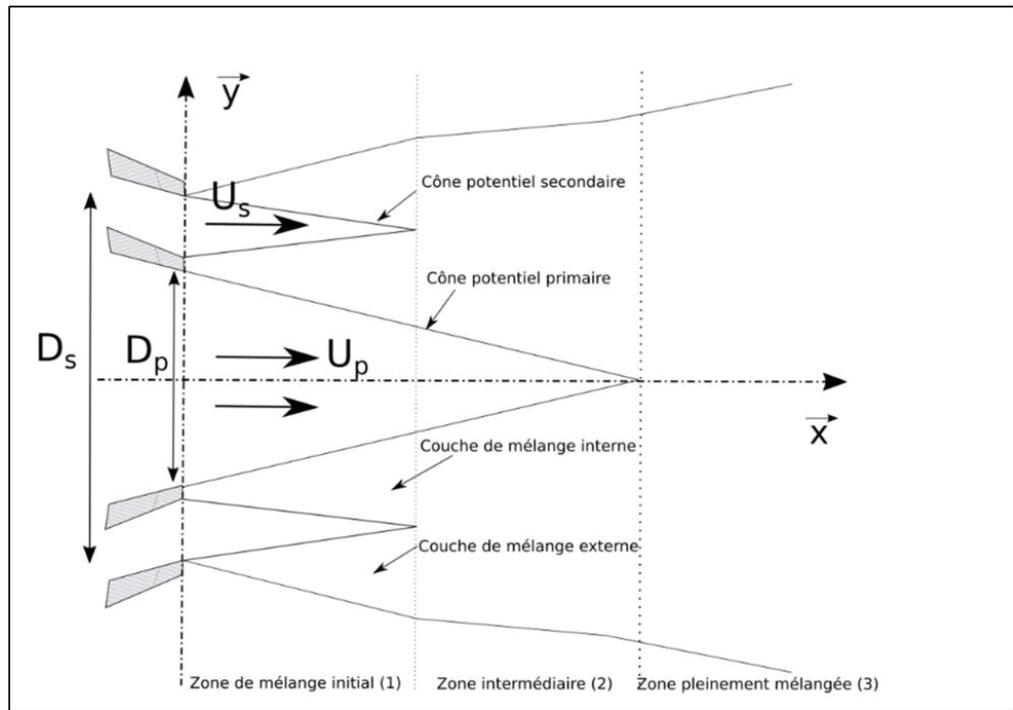


Figure 1.5 Vue en coupe la région initiale d'un jet biflux
Tirée de Cantin (2018, p. 6)

La figure 1.6 affiche les différentes étapes du mélange des deux jets en sortie du propulseur double flux. Cette structure de flux peut être comprise avec une approche simplifiée comme la combinaison de plusieurs jets simples ayant été libérés dans de l'air stationnaire (Ko & Kwan, 1976).

La première étape du mélange se déroule dans la zone de mélange initial dans laquelle se mêlent au centre le jet primaire au jet secondaire et à l'extérieur le jet secondaire à l'air ambiant, dans respectivement, la couche de mélange interne et externe. Ce mélange découle aussi des différents gradients de vitesse entre le flux primaire, secondaire et l'air.

Dans la zone de mélange intermédiaire, le jet secondaire a été détruit dans un mélange des deux jets et de l'air, causant de fortes turbulences (Ko & Au, 1985) et un cisaillement important (Buresti, Petagna, & Talamelli, 1998) impliquant ainsi un gradient de vitesse radiale élevé.

Enfin, dans la dernière zone de mélange marquée par la fin du cône potentiel primaire, le jet a complètement fusionné en un seul flux.

1.2.3 Les émissions

La composition du jet propulsif est influencée par celle de l'air ambiant et par les transformations ayant lieu dans le moteur. En effet, une transformation chimique de combustion se déroule dans le propulseur en aval des compresseurs, juste avant les étages des turbines. L'équation de réaction se produisant dans le moteur est :



Dans le cas des propulseurs habituels utilisant du kérosène comme carburant, les différents réactifs mis en jeu dans la combustion sont le comburant et l'air présent dans l'atmosphère, ayant traversé les étages de compression, principalement composée d'azote et d'oxygène (N_2 et O_2), et le carburant, mélange de kérosène et de soufre ($C_{12}H_{16}$ et S). Lorsque l'énergie d'activation lance la réaction d'espèces chimiques, dans le cas d'une combustion totale, les produits obtenus sont le dioxyde de carbone, l'eau et l'oxygène ainsi que l'azote n'ayant pas réagi (CO_2 , H_2O , O_2 , N_2). Cependant, la réaction n'est que rarement totale, il faut donc ajouter les produits de la combustion incomplète qui sont le monoxyde de carbone, les oxydes de soufre et d'azote, les hydrocarbures imbrûlés et les particules de suie (respectivement CO , SO_x , NO_x , HCs et la suie).

1.2.4 La dilution du jet dans l'atmosphère

Le jet propulsif se disperse dans l'air ambiant durant toute la durée de vie du panache. La dispersion est influencée par de nombreux phénomènes physiques thermodynamiques tels que l'humidité et la température. Aussi, le critère utilisé afin d'observer cette dispersion est nommé, le taux de dilution.

Le taux de dilution peut tout d'abord être défini comme un rapport de masse [kg] entre celle du jet propulsif éjecté et le carburant consommé :

$$N = \frac{m_{jet}}{m_{carburant}} \quad (1.1)$$

Mais, étant donné la difficulté d'observation de la masse de la traînée de condensation, l'article de Schumann et al. (Schumann et al., 1998) estime ce rapport de dilution en utilisant des données mesurables en vol, à partir de l'équation (1.1) et à l'aide d'un bilan énergétique et de la valeur du débit massique du jet :

$$N = \frac{\pi \rho V D_{jet}^2}{4 \dot{m}_{car}} \quad (1.2)$$

- Avec :
- ρ la masse volumique du jet [kg.m^{-3}]
 - V la vitesse de l'avion [m.s^{-1}]
 - D_{jet} le diamètre du jet [m]
 - \dot{m}_{car} le débit de carburant utilisé [kg.s^{-1}]

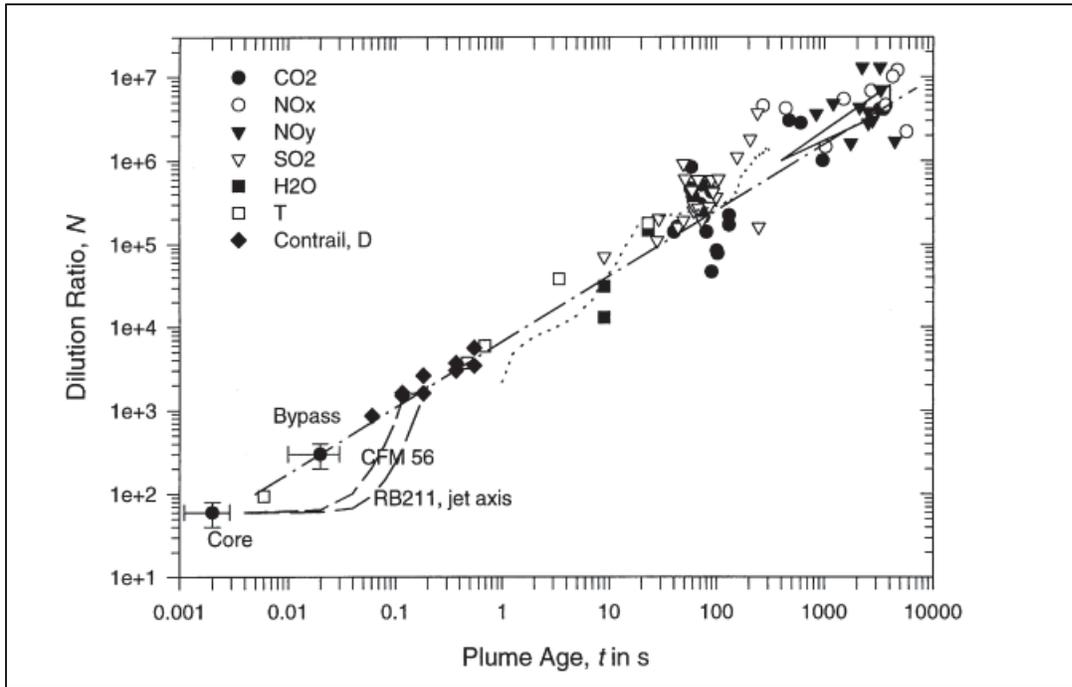


Figure 1.6 Taux de dilution par rapport à l'âge du jet
Tirée de Schumann et al. (1998, p. 3102)

Pour compléter cette estimation, l'article (Schumann et al., 1998) met en avant une expression empirique du taux de dilution. Cette nouvelle expression permet dans de nombreux travaux de modélisation sur les traînées de condensation de remplacer la partie concernant le taux de dilution afin de simplifier la modélisation ou d'être utilisée à titre indicatif dans la comparaison avec les résultats de modélisation obtenus. En effet, sur la Figure 1.4, montrant cette interpolation, les résultats numériques de (F. Garnier, Baudoin, Woods, & Louisnard, 1997) avec le CFM56 et le RB211 et (Gerz & Ehret, 1997) peuvent être observés avec la courbe en pointillé entre 1 et 200 secondes.

L'interpolation est :

$$N_{interpolation} = 7000 * \left(\frac{t}{t_0}\right)^{0.8} \quad (1.3)$$

Avec $t_0 = 1s$, une référence de mesure arbitraire et t , le temps en seconde d'éjection du jet.

Cette interpolation a plus de précision entre 1 et 50 secondes en comparaison avec les jets plus âgés (>500 [s]) où il peut y avoir des écarts d'interpolation plus importants par rapport aux valeurs expérimentales pouvant être dus aux difficultés rencontrées par les avions-sondes pour mesurer précisément les pics de concentration qui sont compliqués à observer à cause du volume croissant du jet (Schumann et al., 1998). Il devrait tout de même y avoir un écart allant d'un facteur 3 à 5 sur des cas spécifiques par rapport à l'interpolation. Cela pouvant être dû à la difficulté d'observation de tous les pics de concentration avec les appareils de mesures et à l'influence de divers facteurs tels que l'angle d'incidence sur les données réceptionnées.

1.3 La formation des traînées de condensation

Les traînées de condensation sont des nuages blancs visibles formés par le refroidissement du jet, chaud et humide en sortie de propulseur, et qui, au contact de l'atmosphère froide et sèche, se condensent formant un ensemble de cristaux de glace. La nucléation de particules dans le jet contribue à la formation de la traînée de condensation.

Après avoir vu les mécanismes régissant la formation des jets derrière les propulseurs, le phénomène de transformation en cristaux de glace va être traité.

1.3.1 Nucléation

La nucléation est à l'origine du processus de formation de cristaux de glace, que ce soit dans un milieu homogène ou hétérogène. Ce phénomène est donc essentiel à la formation de traînées de condensation. Cette dernière survient lorsque les fluctuations thermiques conduisent à une concentration accrue en molécules dans une région de l'espace. Si cette concentration dépasse un certain seuil, dit saturation, alors un germe peut se former et croître. Ce processus joue un rôle clé dans de nombreux phénomènes naturels, tels que la formation de cristaux. (Khvorostyanov & Curry, 2004)

Dans un milieu homogène, les fluctuations thermiques peuvent conduire à une augmentation de la concentration en molécule localement, la nucléation homogène se produit alors formant le germe solide ou liquide (Khvorostyanov & Curry, 2004) sans l'intervention d'autres types

de particules. Ce processus peut être influencé par des facteurs comme la température, l'humidité relative et la pression atmosphérique.

Dans le cas du jet sortant du propulseur, la nucléation homogène est rare, car la demande énergétique et en pureté de l'eau est conséquente rendant ce processus compliqué (Pruppacher & Klett, 1996).

La nucléation hétérogène est le processus le plus courant de formation de glace dans l'atmosphère (Pruppacher & Klett, 1996). Ce type de nucléation a lieu lorsque la formation d'un germe liquide puis solide se produit sur une surface étrangère telle qu'une impureté ou une cavité. Les surfaces étrangères agissent comme des sites de nucléation, abaissant l'énergie libre nécessaire pour former un germe (Khvorostyanov & Curry, 2004).

Dans le cas du jet émis par le propulseur, les particules de suie ainsi que les aérosols peuvent servir de site favorisant la nucléation (Kärcher, 2016). De plus, les cristaux de glace formés sont plus volumineux, mais moins nombreux et denses que ceux dus à la nucléation homogène.

1.3.2 Les particules au cœur des cristaux de glace

Les traînées de condensation contiennent la série de produits de combustion mentionnée précédemment, ainsi que des aérosols liquides formés à partir du gaz émis ou de l'air atmosphérique entraîné dans le jet. Ces particules jouent un rôle crucial dans la formation de ces traînées en servant de site de nucléation. Dans le jet, il y a deux types de particules qui sont présentes :

- Les particules volatiles, qui s'évaporent à haute température, sont des composés, présents dans le jet émis, se condensant pour former des aérosols liquides à cause de la diminution de la température de la traînée.
- Les particules non volatiles, qui laissent généralement des résidus solides après avoir été chauffées à haute température (500 Kelvin), sont des particules qui ne s'évaporent pas. Dans le contexte des jets propulsifs, cela concerne les particules de suie (Kärcher et al., 1998).

Les particules de suie, aussi appelées carbone noir, sont, comme vues précédemment, des produits de combustion incomplète de composés carbonés. Composées de carbone élémentaire avec une fraction de carbone organique, les particules de suie produites par les avions sont généralement plus petites (Twohy & Gandrud, 1998) et peuvent contenir du sulfate s'il y en a dans le carburant (Petzold & Schröder, 1998). Bien que le poids des particules soit relativement bien caractérisé, mais concernant leurs nombres et tailles, les données restent limitées (Kärcher, Burkhardt, Bier, Bock, & Ford, 2015). De plus, les particules de suie sont hydrophobes en sortie de propulseur et doivent donc être activées avant de pouvoir condenser de l'eau et former des cristaux de glace.

Le soufre présent dans le jet tend à recouvrir les particules de suie, modifiant ainsi légèrement la solubilité de la particule avec l'eau, ce qui facilite la condensation d'eau autour de la suie (Andronache & Chameides, 1997). Les oxydes d'azotes, plus précisément l'acide nitrique, auraient également une influence sur la condensation d'eau autour des particules de suie, cependant leurs effets sont plus limités que ceux du soufre (Shonija, Popovicheva, Persiantseva, Savel'ev, & Starik, 2007).

1.3.3 La thermodynamique de la formation de traînée de condensation

D'après le critère de Schmidt-Appleman (Appleman, 1953 ; Schmidt, 1941), la formation de traînée de condensation est prédite de manière thermodynamique par l'augmentation de l'humidité relative (RH) dans le jet propulsif causée par le mélange du jet chaud contenant de la vapeur d'eau et de l'air ambiant froid. Comme montré sur la Figure 1.7, pour former une traînée de condensation, il est nécessaire que la température du jet diminue avec une pression partielle en eau assez élevée pour passer la courbe de saturation liquide. La saturation par rapport à la glace n'est pas suffisante à la formation d'une traînée. La température au point C, où la ligne de mélange est tangente à la courbe de saturation en eau liquide, est considérée comme étant la température ambiante critique pour la formation des traînées. Après le premier croisement entre la ligne de mélange et la courbe de saturation liquide, des gouttelettes d'eau se condensent autour de particules issues de l'échappement du propulseur par nucléation.

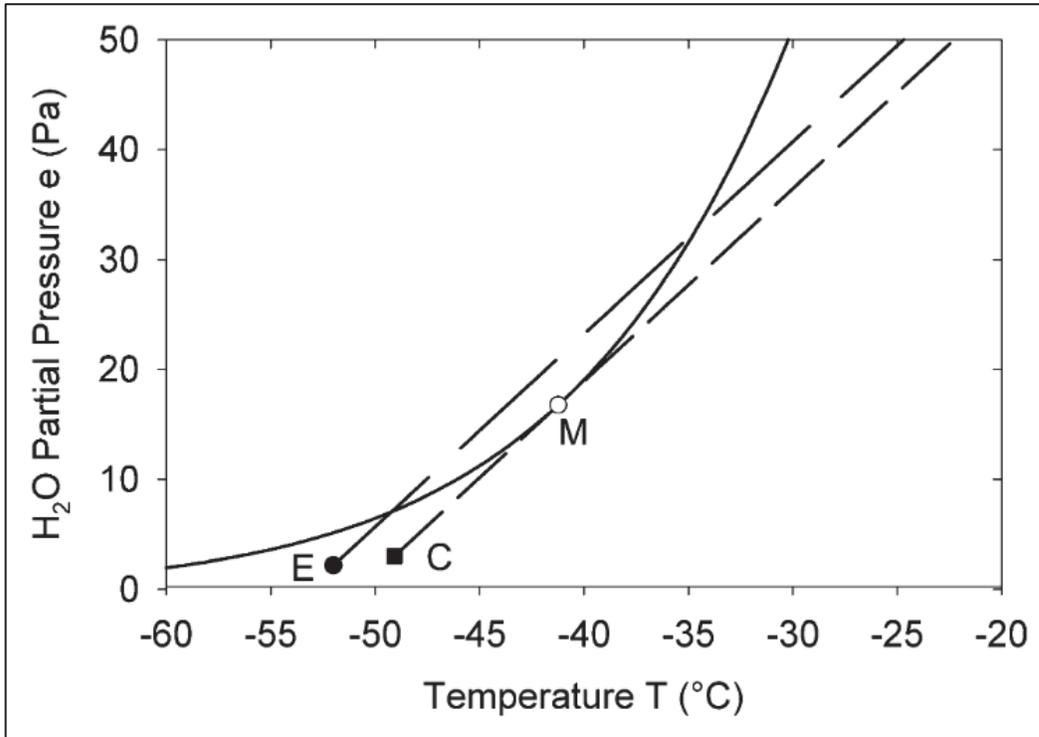


Figure 1.7 Ligne de mélange (en tiret) et courbe de saturation en eau liquide (en ligne) dans le graphique de la pression partielle sur la température. Les températures ambiantes des cas pour les lignes de mélange tracées sont T_e et T_c . M est la condition critique
Tirée de Schumann (2005, p. 550)

L'article (Schumann, 2000) exprime l'importance des caractéristiques du propulseur en relevant que les moteurs plus récents avec des rendements plus élevés ont des températures de seuil plus hautes.

Ainsi, cette température de seuil dépend de l'humidité ambiante et du ratio G entre le changement de pression partielle et la température ambiante. Le ratio G [-], défini comme la fraction de la variation de pression partielle d'eau $\Delta p_{partiel}$ [Pa] sur la variation de la température ΔT , peut être obtenu en fonction des propriétés de la propulsion à l'aide d'un bilan énergétique et d'un bilan de la quantité d'eau dans le jet. Ce ratio G est influencé par l'indice d'émission de vapeur d'eau (EI_{H_2O} [kg⁻¹]), la chaleur de la combustion (Q), la pression

ambiante (p_a), la capacité calorifique de l'air (c_p), le rapport des masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air ($\varepsilon_{H_2O/a} = 0,622$), et l'efficacité globale de propulsion du moteur (η) (Schumann, 2005).

$$G = \frac{\Delta p_{partiel}}{\Delta T} = \frac{EI_{H_2O} * p_a * c_p}{\varepsilon_{H_2O/a} * Q * (1 - \eta)} \quad (1.5)$$

La validité du critère de Schmidt-Appleman pour la formation des traînées de condensation a été confirmée expérimentalement à plusieurs reprises, grâce à des observations visuelles et des mesures des conditions ambiantes de pression, de température et d'humidité, ainsi qu'aux propriétés connues des moteurs et des carburants. De plus, les expériences ont montré que la saturation liquide est nécessaire pour la formation des traînées, et que des moteurs plus efficaces en carburant, avec une η plus élevée, tendent à former plus facilement des traînées à des températures ambiantes plus élevées.

1.3.4 Le processus de formation des cristaux de glace

À la suite de cette méthode d'évaluation de la formation des traînées de condensation en équilibre thermodynamique, d'autres méthodes de modélisation plus avancées ont vu le jour, prenant en compte la microphysique, et la chimie de ce processus. En effet, les méthodes de prévision développées par Schmidt-Appleman et Schumann ne prennent pas en compte la cinétique de la croissance des particules dans le jet propulsif avec la condensation d'eau. La prise en compte de ce critère ajoute à la dynamique du fluide, une nouvelle dimension modifiant la quantité d'eau dans le domaine.

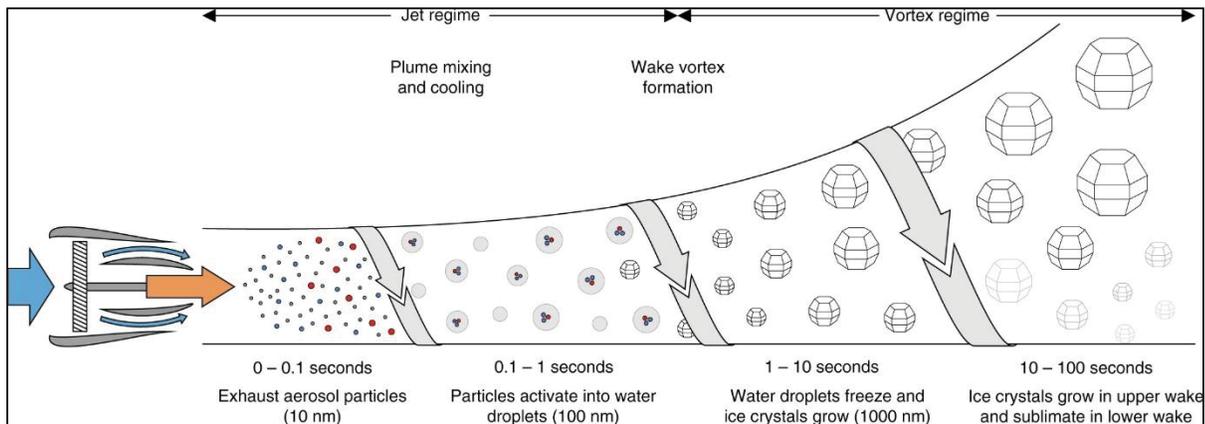


Figure 1.8 Croissance des particules en sortie de propulseur
Tirée de Kärcher (2018, p. 3)

La Figure 1.8 illustre les différentes étapes de croissance des cristaux de glace au cours des deux premières minutes de formation d'une traînée de condensation. En sortie de propulseur, le panache contient des matières gazeuses et particulaires. Ce jet subit ensuite un mélange turbulent (indiqué par les flèches) et un refroidissement, entraînant une augmentation de l'humidité. Les particules, sortant du propulseur et présentes dans l'air ambiant, deviennent hydrophiles entre 0,1 et 1 seconde, permettant à la vapeur d'eau de se condenser à leur surface. Le jet provenant des deux propulseurs se fusionne avec les vortex formant une traînée inhomogène et autour d'une seconde, les particules gèlent se transformant en cristaux de glace qui continuent de croître pour former une traînée visible. Enfin, le mouvement des vortex vers des zones plus hautes et froides, ou plus basses et chaudes, provoque respectivement la croissance des cristaux de glace ou leurs sublimations.

1.3.5 La taille et forme de particule

Ainsi, les traînées de condensation sont le résultat d'une nucléation principalement hétérogène des particules formant le jet. Cette nucléation est influencée par le jet et l'environnement dans lequel la traînée évolue.

Les caractéristiques des particules, émises par le propulseur ou présentes dans l'air ambiant, comme leurs formes et leurs tailles, exercent une influence déterminante sur la condensation d'eau et la formation de la glace à leur surface. Certaines particules, comme les particules de suie présentes dans le jet en sortie des propulseurs, sont hydrophobes. La solubilité et le phénomène appelé effet Kelvin peuvent limiter la condensation d'eau sur la particule de suie (Kärcher et al., 2015) en fonction de la taille initiale des particules. Ces phénomènes permettent l'activation des particules de suie, en les rendant hydrophiles.

L'effet Kelvin désigne l'influence du rayon de courbure d'une surface sur la pression de vapeur saturante, et donc sur la saturation. En effet, dans le cas des particules en sortie de propulseur, la pression de vapeur saturante proche de petites particules (de l'ordre de grandeur du nanomètre) est plus élevée en comparaison à celles plus volumineuses (autour de 100×10^{-9} [m]) (S. Unterstrasser, Gierens, Sölch, & Lainer, 2017). La prise en compte de ce phénomène

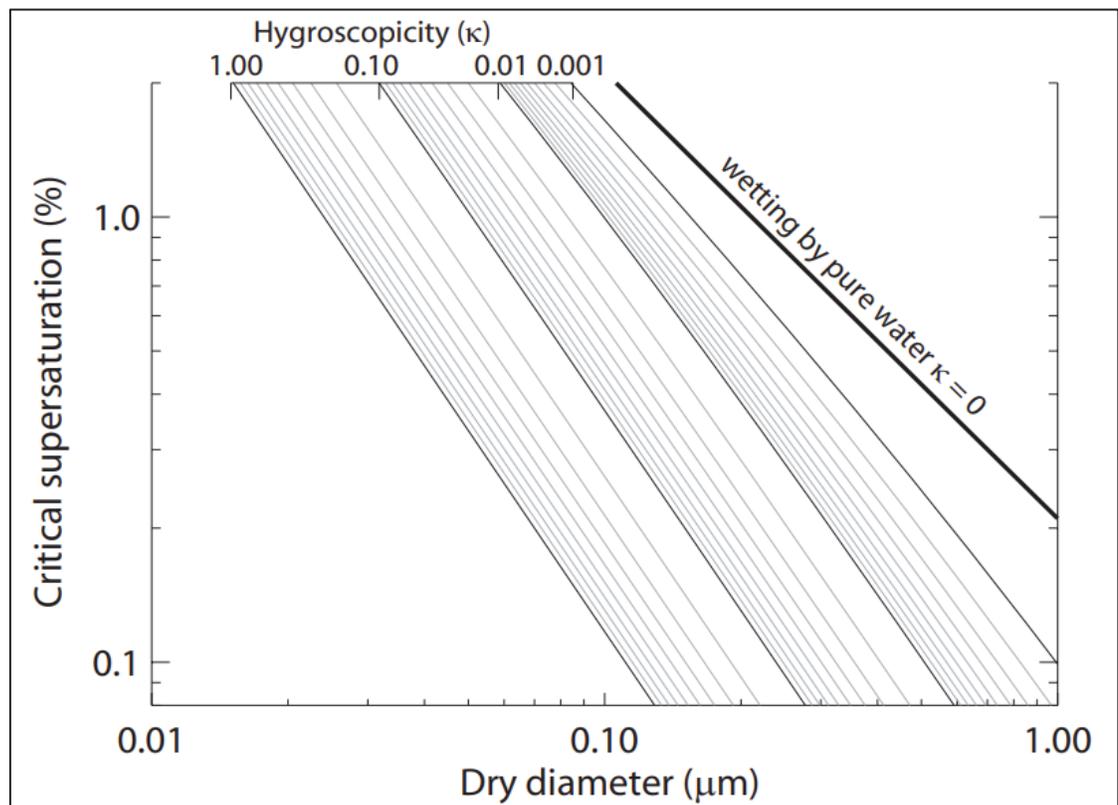


Figure 1.9 Sursaturation critique en fonction du diamètre sec d'une particule calculée pour $0 \leq \kappa \leq 1$, avec $T = 298,15$ K.
Tirée de Petters & Kreidenweis (2007, p. 1963)

a un impact sur le nombre de cristaux produits et sur la distribution des cristaux par rapport à la taille, accélérant la sublimation des particules de suie (Simon Unterstrasser, 2016). De plus, l'humidité relative peut influencer l'effet Kelvin (Inamdar, Naiman, Lele, & Jacobson, 2016).

L'hygroscopicité (k) représente la capacité d'une surface à condenser de l'eau. Ce terme varie en fonction du type de surface concerné avec $k = 0$ dans le cas de particule insoluble, mais pas hydrophobe. La Figure 1.13 illustre la limite Kelvin en fonction de la saturation, de la taille des particules et de l'hygroscopicité. Les différentes courbes illustrent les courbes de solubilité attribuées à chaque valeur spécifique d'hygroscopicité (ligne noire). Une particule située dans un environnement où elle dépasse la courbe de l'hygroscopicité devient soluble, permettant ainsi la condensation d'eau à sa surface. Il est observé qu'en augmentant la saturation (correspondant à la valeur de la sursaturation ou *supersaturation* moins 1), le diamètre nécessaire pour qu'une particule sèche traverse la barrière Kelvin diminue.

La taille des particules de suie peut varier énormément, allant de seulement quelques nanomètres à une centaine. Il est observé que le rayon moyen de ces particules est autour de 15×10^{-9} [m] (Bier, Unterstrasser, & Vancassel, 2022) avec un écart type allant de $1,5 \times 10^{-9}$ [m] à $1,8 \times 10^{-9}$ [m] (Wey et al., 2006).

1.3.6 La température ambiante

Tout comme l'effet Kelvin, la température ambiante est un paramètre exerçant une influence essentielle sur la formation des traînées de condensation. En effet, une température assez haute de l'atmosphère autour d'un avion en croisière (230 K), réduit le rapport de saturation et donc augmente la difficulté qu'a une particule à atteindre la saturation et augmente leur vitesse d'évaporation (Gleitsmann & Zellne, 1998 ; Maglaras, 2007). Cette haute température est la cause de formation de cristaux de glace de taille réduit comparés à ceux générés dans des conditions atmosphériques plus froides. En revanche, à des températures plus basses (< 215 K), le rapport de saturation augmente avec la diminution du refroidissement, ainsi, il y a plus de cristaux générés pour le même nombre de particules de suie initial par rapport à une

température plus élevée. Enfin, la moyenne de diamètre des cristaux de glace est aussi influencée par la température (Cantin, 2018).

Ainsi, avec l'augmentation de la difficulté qu'ont les particules à former des cristaux de glace avec la hausse de la température ambiante, il existe une température critique ou de seuil à partir de laquelle, une traînée de condensation ne pourra plus être formée. Cette température ambiante de seuil est la température ambiante maximale pour la formation de traînée de condensation. À l'aide du ratio G de (Schumann, 2005), il est possible de déduire la valeur de cette température à l'aide des conditions ambiantes et des particularités du moteur étudiées (Dischl, Kaufmann, & Voigt, 2022 ; Wolf, Bellouin, & Boucher, 2023). La valeur de température seuil se situe en général autour de 226 [K].

1.3.7 L'humidité relative ambiante et la vapeur d'eau initiale du jet

L'humidité relative ambiante et la vapeur d'eau émise par le jet propulseur sont deux paramètres essentiels pour la formation des nuages induits. En effet, ces variables déterminent la quantité d'eau qui est disponible dans le jet pour la formation des cristaux de glace à l'origine des traînées de condensation. Ces deux facteurs influencent de manière significative le développement des traînées de condensation (Wong et al., 2013 ; Wong & Miake-Lye, 2010).

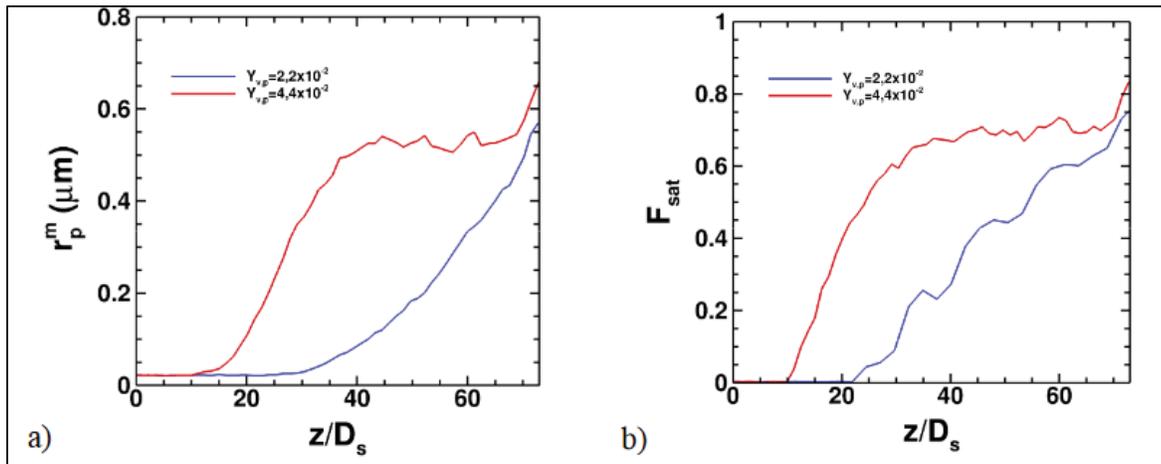


Figure 1.10 Influence de la quantité de vapeur d'eau dans le jet initialement avec en rouge une fraction massique d'eau de 4.4×10^{-2} et en bleu de 2.2×10^{-2}
Tirée de (Cantin, 2018)

Plus la quantité initiale de vapeur d'eau dans le jet est élevée, plus la probabilité que les particules de suie condensent de l'eau à leurs surfaces augmente, formant ainsi des cristaux de glace dont le diamètre moyen est plus élevé (Cantin, 2018 ; Maglaras, 2007). Une augmentation de la quantité initiale de vapeur d'eau permet également à un pourcentage plus élevé des particules de suie, ayant un nombre limité, de saturer en eau. La Figure 1.10, issue des travaux de (Cantin, 2018), montre l'influence de la quantité initiale de vapeur d'eau dans le champ proche de l'avion. La courbe avec la plus grande quantité d'eau en sortie de propulseurs a une croissance bien plus rapide, bien que les deux courbes commencent à converger vers la fin du champ proche.

Contrairement à la vapeur d'eau émise par la propulsion, qui influence la formation initiale des cristaux de glace, l'humidité relative ambiante joue un rôle crucial concernant la persistance de la traînée de condensation. Une humidité relative ambiante élevée favorise la croissance des cristaux tout en diminuant leurs évaporations (Maglaras, 2007). Donc, à une distance de 1000 mètres de l'avion, une humidité importante est nécessaire à la croissance des cristaux de glace (Wong & Miake-Lye, 2010).

1.3.8 Le nombre de particules de suie

Il a été démontré que l'indice d'émission de particules de suie a un impact significatif sur les propriétés des traînées de condensation. Les particules de suie, issues de la combustion dans le propulseur, servent de site privilégié pour la nucléation hétérogène de la vapeur d'eau. Ainsi la densité en particules de suie a un rôle important dans le processus de formation et de croissance des cristaux de glace dans le jet propulsif (Schumann, 2005). En effet, un nombre plus élevé de particule de suie, dans les mêmes conditions d'humidité et de vapeur d'eau contenue dans le jet, résultera, après un certain palier, en un rayon plus petit obtenu pour les particules de glace. Cela peut aussi être expliqué par le fait que les particules doivent partager la quantité limitée d'eau dans leur environnement ambiant local.

Le nombre de particules de suie a un effet direct sur le nombre de cristaux de glace formés. La Figure 1.11 illustre, en fonction de l'indice d'émissions de particules de suie, la quantité maximale et minimale de cristaux de glace pouvant être formé, avec les courbes supérieure et inférieure en noir. La courbe supérieure correspond à des conditions atmosphériques significativement inférieures (12 [K]) à la température ambiante de seuil (autour de 226 [K] suivant les propriétés du propulseur). La courbe inférieure est tracée avec la température ambiante de seuil. Les courbes illustrent que pour des indices d'émissions supérieurs à 10^{14} [kg^{-1}], l'augmentation du nombre de cristaux de glace est linéaire au nombre de particules de suie. Dans le cas de jet propulsif pauvre en suie, en plus des particules de suie issues de la propulsion, des aérosols et des particules volatiles ultrafines venant de l'extérieur commencent également à former des cristaux de glace, augmentant ainsi leur nombre.

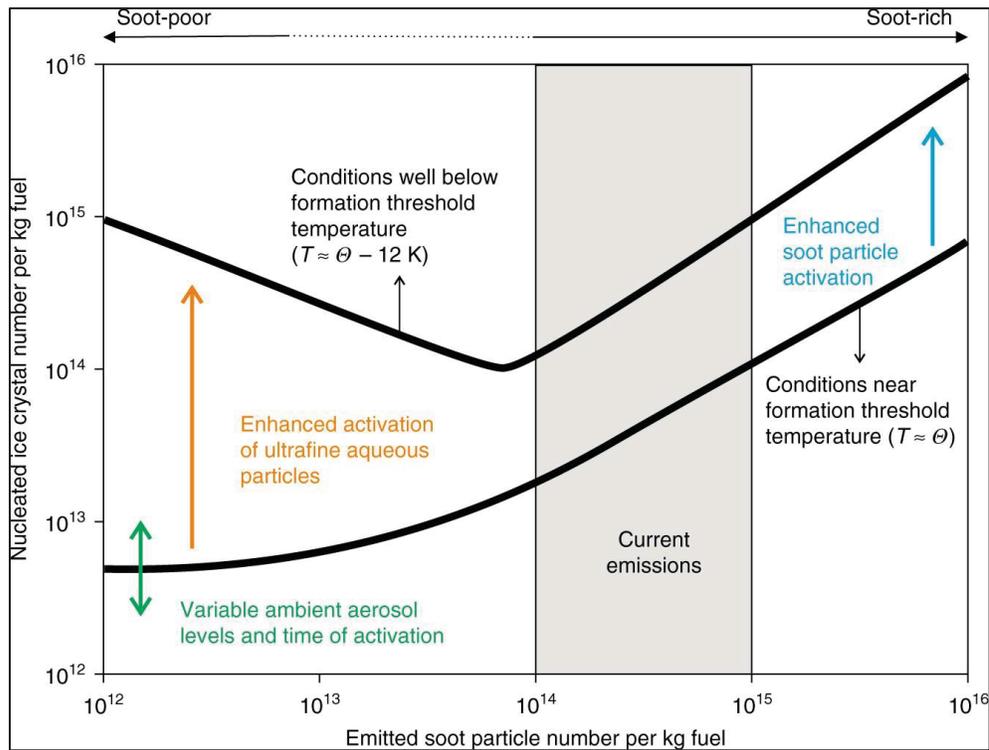


Figure 1.11 Évolution du nombre de cristaux de glace en fonction de l'indice d'émissions de particule de suie
Tirée de Kärcher (2018, p. 5)

Les ordres de grandeur obtenus dans la littérature concernant la densité en particules de suie vont généralement de 10^9 [m^{-3}] à 10^{12} [m^{-3}] (Guignery, 2010 ; Kärcher, Peter, Biermann, & Schumann, 1996) soit donc un indice d'émission de particules E_{ls} allant jusqu'à 10^{15} [kg^{-1}] (Wey et al., 2006).

1.4 La modélisation de la formation des traînées de condensation

Cette partie a pour but de présenter les précédents travaux concernant la modélisation CFD de la microphysique des traînées de condensation derrière un moteur d'avion.

La littérature actuelle en Dynamique des Fluides Numérique (CFD) dévoile une diversité dans les types de simulation, tels que RANS, URANS, LES, et DNS, applicables pour différentes

approches. Les forces et faiblesses de ces différentes méthodes sont analysées afin d'éclairer sur les choix optimaux pouvant être faits en fonction de chaque cas d'étude.

1.4.1 La modélisation de la dynamique du panache

Tout d'abord, la principale méthode de simulation adoptée dans l'industrie est le RANS (Reynold Averaged Navier Stokes) en raison de l'efficacité computationnelle de ce type de simulation. Le RANS repose sur la moyenne temporelle des équations de Navier-Stokes, obtenant ainsi les valeurs moyennes des propriétés du fluide. En effet, le principal avantage réside dans le coût computationnel relativement bas, ce qui les rend applicables à une gamme étendue de problèmes industriels. Les simulations RANS sont souvent utilisées pour des prédictions globales de performances aérodynamiques. Cependant, les modèles de turbulence, bien que pratiques, introduisent une certaine imprécision qui peut être source d'erreurs, surtout dans les zones où les variations turbulentes sont importantes, notamment dans la modélisation des écoulements tourbillonnaires. Les simulations RANS sont moins adaptées pour les écoulements non stationnaires ou présentant des structures turbulentes complexes. Par extension à la méthode RANS, l'URANS (Unsteady RANS) permet de prendre en compte les fluctuations temporelles du fluide, rendant cette méthode plus adaptée pour des écoulements instationnaire. Ainsi, l'URANS offre un compromis entre la précision des simulations transitoires et le coût computationnel.

Ensuite, la LES (Large-Eddy Simulation) vise à résoudre explicitement les grandes structures turbulentes du fluide, tandis que les petites structures sont modélisées. Elle offre une meilleure résolution spatiale des écoulements turbulents par rapport au RANS et à l'URANS. Effectivement, la LES est particulièrement utile pour des écoulements à haut Reynolds, des phénomènes tourbillonnaires, et des interactions fluide-structure complexes, elle peut capturer des détails fins des écoulements turbulents. En revanche, les simulations LES sont coûteuses en termes de ressource computationnelle, limitant son utilisation à des cas académiques ou à des applications spécifiques où la précision est cruciale.

Pour finir, le DNS (Direct Numerical Simulation) est une approche où toutes les échelles de turbulence sont résolues numériquement sans recourir à des modèles de turbulence. Cela nécessite un maillage très fin et des ressources computationnelles considérables limitant l'utilisation de cette méthode pour des simulations de petite échelle ou des cas académiques. En contrepartie, cette méthode donne des résultats plus précis que les autres méthodes.

1.4.2 Étude de la microphysique

Plusieurs études au sujet des traînées de condensation ont été menées dans le passé avec généralement deux modèles d'approche complémentaires (se concentrant sur la microphysique ou la dynamique).

D'une part, il y a lesdits modèles de boîte (« box model ») basés sur des trajectoires idéalisées de l'air en sortie de propulseur (Kärcher et al., 2015). Ces modèles utilisent des microphysiques détaillées avec des schémas chimiques cependant ceux-ci ne prennent pas en compte les forts gradients issus de la turbulence du mélange du jet en champ proche en raison de l'utilisation d'équation approximée pour modéliser l'évolution de la dynamique à partir des valeurs au point initial du calcul.

D'autre part, il y a les simulations en 3-dimensions, avec la LES et l'URANS, étudiant la formation de traînée de condensation dans le champ proche du jet propulsif et permettant de résoudre la dynamique de manière plus détaillée avec les variations spatiales. Ces modélisations utilisent en général des microphysiques dont la représentation est simplifiée. Une des hypothèses principales considérées est la composition des traînées de condensation avec seulement des particules de suie préactivées avec de la nucléation hétérogène. En effet, ces simulations ne prennent généralement pas les conséquences de l'effet Kelvin en considération.

Ainsi (Cantin, 2018) a développé un code couplé au logiciel de simulation STAR-CCM+ permettant de suivre en URANS la croissance de la microphysique en champ proche.

Cependant, celui-ci ne prend pas en compte la solubilité des particules, nucléus, à l'eau et le passage liquide dans le processus de formation de cristaux de glace.

1.5 Synthèse et critique de la littérature

À l'aide de cette revue de littérature, les principes physiques à l'origine des traînées de condensation, que ce soit en thermodynamique ou en microphysique, ont pu être introduits.

La capacité d'un propulseur et de son environnement à former des traînées de condensation découle de plusieurs critères. Comme montré dans cette revue, la nucléation hétérogène est la plus commune dans le jet. Les particules de suie issues de la combustion du carburant dans la chambre de combustion du propulseur en sont les principaux noyaux de nucléation. Cette nucléation hétérogène, à partir d'un nucléus pouvant être une particule de suie ou un aérosol de l'air ambiant, peut se produire dans le cas où les conditions thermodynamiques sont réunies, formant ainsi des gouttes d'eau pouvant ensuite gelées en cristaux de glace. C'est-à-dire, avoir une humidité relative en eau liquide suffisante permettant l'activation et la condensation d'eau autour des nucléus. Les principaux critères sont donc ceux influençant l'humidité relative, tels que la température, de l'air ambiant et du jet, la pression et la quantité de vapeur d'eau dans le jet. Aussi, les propriétés de la combustion telles que la quantité de particules de suie émises, la densité des aérosols et leurs rayons représentatifs initiaux ont de l'influence sur les propriétés de la traînée formée (Lewellen, 2020). De plus, les aérosols ultrafins venant en général de la reformation de groupes d'ions et de molécules (Yu & Turco, 1997) peuvent contribuer à la formation de la traînée de concentration (donc la formation de cristaux de glace), ceux-ci demandent cependant une humidité relative de l'eau liquide supérieure à 110 % en raison du paramètre de solubilité dans l'activation des particules pour leurs tailles de l'ordre du nanomètre (Kärcher & Yu, 2009).

Étudier le régime jet est un défi important en raison des conditions ambiantes durant le vol et des conditions nécessaires à la précision des mesures. La difficulté, le coût et les incertitudes

de mesures de la réalisation d'études expérimentales appuient la nécessité d'utilisation de simulation numérique pour modéliser la microphysique. Le projet « ConForm » fondé par le « Deutsche Forschungsgemeinschaft » (DFG) a pour objectifs premiers d'allier les deux méthodes complémentaires d'étude de la microphysique des traînées de condensation vues précédemment, en utilisant les représentations avancées de la microphysique dans le jet propulsif en simulation 3D LES. C'est dans la même optique que ce mémoire cherche à utiliser des représentations plus avancées pour simuler la formation de la traînée dans ses premiers instants. En effet, la solidification des gouttes d'eau en cristaux de glace se déroule en générale dans la première seconde, de ce fait, l'intérêt de faire une observation de la formation de traînée de condensation en champ proche du moteur est important. Aussi, ces observations permettent d'alimenter des modèles de représentation globale des traînées (Wong & Miake-Lye, 2010).

1.6 Objectifs du mémoire

Ainsi, ce travail cherche à allier la précision de la dynamique des simulations numériques en 3D URANS pour du champ proche avec les nouvelles méthodes de représentation de la microphysique utilisées dans la littérature. Une phase lagrangienne est utilisée pour suivre le déplacement des particules dans le jet propulsif, permettant au modèle microphysique de suivre les propriétés thermodynamiques locales aux particules pour calculer la croissance des gouttes d'eau ou cristaux de glace. Aussi, la modélisation dynamique sera couplée au modèle microphysique par un paramètre faisant varier la présence d'eau dans le domaine fluide liée à l'utilisation d'eau dans la croissance des particules. Le calcul de la croissance des gouttes d'eau utilise la représentation de Kärcher et la croissance des cristaux de glace utilise celle de Fukuta et Walter.

Ce projet de recherche vise à améliorer les méthodes actuelles pour obtenir une plus grande précision dans l'étude de la formation des traînées de concentration, et ainsi, approfondir la compréhension des propriétés microphysiques (comme les tailles des particules dans le jet,

l'évolution de leurs états) et des propriétés dynamiques, avec principalement l'évolution de la quantité d'eau dans le domaine fluide (et donc l'évolution de l'humidité relative/saturation).

L'objectif premier de ce mémoire est :

- Quantifier la formation des traînées de condensation dans le champ proche du propulseur, avec un modèle de la microphysique cherchant à représenter plus précisément les processus de changement de phase, de l'état gazeux à l'état solide, pour l'eau, tout en intégrant l'activation des particules.

Pour ce faire, trois sous-objectifs sont retenus :

- Implémenter un code de calcul permettant de modéliser l'activation des particules de suie, suivie de la condensation d'eau puis de celle de la glace.
- Faire une comparaison des résultats issus de ce nouveau modèle avec les résultats expérimentaux et numériques de la littérature.
- Étudier l'influence des paramètres tels que l'émission en particules de suie, les rayons initiaux des particules de suie, l'humidité relative ambiante et la température ambiante.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE DES FLUIDES

À la suite du premier chapitre dont l'objectif est d'énoncer le contexte et les objectifs de cette recherche ainsi que les précédents travaux l'ayant inspirée. Étant donné qu'une étude expérimentale serait coûteuse en raison des moyens nécessaires et des difficultés rencontrées concernant la mise en place expérimentale dans un environnement proche de la réalité. Il est de ce fait plus réalisable d'utiliser la modélisation par calcul numérique (CFD) introduite précédemment. Ce chapitre fait l'objet de la théorie et des équations utilisées dans le cadre des résolutions de calcul de mécanique des fluides, de plus, il traite aussi de la mise en place de la modélisation dans une deuxième partie.

2.1 Modèle physique

Cette partie a pour sujet, les équations mathématiques de CFD utilisés dans ce mémoire. Il est important d'énoncer les hypothèses prises en compte dans ce modèle avant de citer et d'expliquer les équations.

2.1.1 Hypothèses du modèle et méthode de calcul

Tout d'abord, la phase gazeuse continue (g) est définie comme isotrope, compressible et newtonienne. Cette phase gazeuse est composée d'air (a) et de vapeur d'eau (v).

En raison de l'absence de structure de turbulence complexe dans le jet, une approche RANS est retenue afin de moyennner temporellement les équations de Navier-Stokes et utiliser les modèles de turbulence disponibles.

Enfin, dans cette partie, les équations mathématiques seront écrites suivant la convention de sommation d'Einstein. De plus, pour un espace euclidien, les indices, i et j , prennent les valeurs

1,2 et 3 associées aux 3 directions du domaine 3D. Par exemple, les termes (u_1, u_2, u_3) et (x_1, x_2, x_3) sont respectivement (u, v, w) et (x, y, z) où (u, v, w) représente le vecteur vitesse. Donc,

$$\frac{\delta u_i}{\delta x_i} = \frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z} \quad (2.1)$$

En raison de la complexité de la résolution des équations de dynamique des fluides, certaines méthodes de résolution sont nécessaires pour résoudre le problème. Ces méthodes sont, par exemple, la décomposition de Reynold et la moyenne de Favre (Wilcox, D. C., 2006).

Le fonctionnement de la décomposition de Reynold dans la mécanique des fluides est de séparer le calcul et le mouvement d'un fluide en deux composantes principales avec le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. Le mouvement moyen est le déplacement moyen par rapport au temps du fluide, il est souvent associé à des écoulements laminaires, ordonné et régulier. Le mouvement fluctuant est, quant à lui, le déplacement dû à des fluctuations dans des échelles de temps et d'espace spécifique, il est associé aux écoulements turbulents avec généralement des structures tourbillonnaires. La décomposition de Reynolds s'écrit :

$$\varphi(x, t) = \bar{\varphi}(x) + \varphi'(x, t) \quad (2.2)$$

avec pour une variable, en x à l'instant t , $\varphi(x, t)$, séparée en une composante moyenne $\bar{\varphi}(x)$ et une composante fluctuante $\varphi'(x, t)$.

Par extension de la décomposition de Reynold, la moyenne de Favre traite des écoulements compressibles. La moyenne de Favre est une méthode de calcul prenant en compte les fluctuations de propriété fluide telles que la densité, la température et la vitesse. Celle-ci est particulièrement utile dans le contexte des écoulements turbulents compressibles où la densité varie de manière significative. Elle s'écrit :

$$\overline{\rho\varphi} = \bar{\rho}\tilde{\varphi} + \overline{\rho\varphi''} \quad (2.3)$$

avec

$$\tilde{\varphi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} \rho(x, t) \varphi(x, t) dt \quad (2.4)$$

Où $\tilde{\varphi}$ est une composante pondérée par la densité et φ'' la composante fluctuante.

2.1.2 Équations de la phase gazeuse

Les équations formant le fondement de la mécanique des fluides sont les équations de Navier-Stokes. Formulées au 19e siècle, ces équations restent un outil essentiel à la base de la modélisation de la dynamique d'un fluide. Elles sont un système d'équation qui décrit la conservation de la masse, la quantité de mouvement et d'énergie pour un fluide en mouvement. Pour un gaz g composé d'air et d'eau, il est assumé que le gaz est idéal avec une masse volumique $\bar{\rho}_g$ [kg.m⁻³], une température \tilde{T}_g [K] et une pression \bar{p}_g [Pa] liées ensemble par la constante des gaz parfaits associés au gaz R_g [J.kg⁻¹.K⁻¹].

$$\bar{p}_g = \bar{\rho}_g R_g \tilde{T}_g \quad (2.5)$$

La constante des gaz parfaits associés au gaz peut être exprimée avec la constante des gaz parfaits $R = 8,314$ [J.mol⁻¹.K⁻¹] et la masse molaire du gaz M_g [kg.mol⁻¹].

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

Pour un gaz multiphasique, il est possible de calculer la masse molaire générale M_g avec les masses molaires de chaque phase M_a [kg.mol⁻¹] pour l'air et M_v [kg.mol⁻¹] pour l'eau ainsi que les fractions massiques de chaque phase \tilde{Y}_a et \tilde{Y}_v [-].

$$M_g = \frac{1}{\left(\frac{\tilde{Y}_a}{M_a} + \frac{\tilde{Y}_v}{M_v}\right)} \quad (2.7)$$

$$\tilde{Y}_a = 1 - \tilde{Y}_v \quad (2.8)$$

En utilisant la décomposition de Reynold et la moyenne de Favre introduite précédemment, les équations de Navier-Stokes donnent, dans le champ cartésien :

- Équation de la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g}) = 0 \quad (2.9)$$

avec $\tilde{u}_g = (u_g, v_g, w_g)$ le champ de vitesse en [m.s⁻¹] du gaz.

- Équation de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g} \cdot \tilde{u}_{j,g}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\bar{p}_g \cdot \delta_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb}) \quad (2.10)$$

- δ_{ij} [-], le symbole de Kronecker, vaut 1 si i=j et vaut 0 autrement.
- $\tilde{\tau}_{ij}^{visq}$ [kg.m⁻¹.s⁻²] est le tenseur des contraintes visqueuses (contrainte de Reynold), tel que :

$$\tilde{\tau}_{ij}^{visq} = \mu_g \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.11)$$

avec μ_g [m².s⁻¹] qui est la viscosité dynamique du gaz.

- $\tilde{\tau}_{ij}^{turb}$ [kg.m⁻¹.s⁻²] est le tenseur des contraintes turbulentes, tel que :

$$\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = -\overline{\rho_g u''_{i,g} u''_{j,g}} = \mu_{turb,g} \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{3} \overline{\rho_g u''_{k,g} u''_{k,g}} \delta_{ij} \quad (2.12)$$

avec $\mu_{turb,g}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] qui est la viscosité dynamique turbulente du gaz.

- Équation de la conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{j,g} \cdot \tilde{e}_g^{tot} + \tilde{u}_{j,g} \cdot \bar{\rho}_g) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{q}_{j,g}^{visq} + \tilde{q}_{j,g}^{turb}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_{i,g} (\tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb})) \end{aligned} \quad (2.13)$$

- L'énergie totale du fluide \tilde{e}_g^{tot} [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$] est obtenue en sommant l'énergie cinétique et interne avec $c_{v,g}$ la chaleur massique [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] telle que :

$$\tilde{e}_g^{tot} = c_{v,g} \tilde{T}_g + \frac{\tilde{u}_{k,g} \cdot \tilde{u}_{k,g}}{2} + \frac{\overline{u''_{k,g} u''_{k,g}}}{2} \quad (2.14)$$

- Les échanges de chaleur dus aux effets visqueux $\tilde{q}_{j,g}^{visq}$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] s'expriment en utilisant la loi de Fourier en fonction de la chaleur massique à une pression constante $c_{pression,g}$ [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$], le nombre de Prandtl Pr_g [-], la viscosité dynamique et la température.

$$\tilde{q}_{j,g}^{visq} = c_{pression,g} \frac{\mu_g}{Pr_g} \frac{\partial \tilde{T}_g}{\partial x_j} \quad (2.15)$$

- De même, les échanges de chaleur dus à la turbulence $\tilde{q}_{j,g}^{turb}$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] s'expriment avec la température, mais avec l'utilisation du nombre de Prandtl turbulent pour la phase gazeuse $Pr_{turb,g}$ [-] et de la viscosité dynamique turbulente.

$$\tilde{q}_{j,g}^{turb} = c_{p,g} \frac{\mu_{turb,g}}{Pr_{turb,g}} \frac{\partial \tilde{T}_g}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

- Équations de transport du gaz multiphasique :

Il y a une équation de transport pour chacune des phases du gaz, l'air (a) et la vapeur d'eau (v).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{Y}_v) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{Y}_v \cdot \tilde{u}_{i,g}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_g}{\sigma_g} + \frac{\mu_{turb,g}}{\sigma_{turb,g}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_v}{\partial x_i} \right) = -\bar{w}_{glace} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \cdot \tilde{Y}_a) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_a \cdot \tilde{Y}_a \cdot \tilde{u}_{i,a}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_a}{\sigma_a} + \frac{\mu_{turb,a}}{\sigma_{turb,a}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_a}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (2.18)$$

Ces équations utilisent le nombre de Schmidt σ_g [-] et le nombre de Schmidt turbulent $\sigma_{turb,g}$ [-] pour le gaz. Les valeurs de ces nombres sont (Kärcher, 1994 ; Khou, Ghedhaïfi, Vancassel, & Garnier, 2015) :

$$\begin{cases} \sigma_g = 1 \\ \sigma_{turb,g} = 0,9 \end{cases} \quad (2.19)$$

Ces équations permettent d'obtenir la distribution des composants du gaz avec, en plus, l'apparition d'un terme \bar{w}_{glace} dans l'équation de transport de la vapeur d'eau permettant de retirer de l'eau du domaine. L'utilisation et la valeur de ce terme seront expliquées plus en détail dans le chapitre qui suit.

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g}) = 0 \\
\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{i,g} \cdot \tilde{u}_{j,g}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\bar{\rho}_g \cdot \delta_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb}) \\
\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{u}_{j,g} \cdot \tilde{e}_g^{tot} + \tilde{u}_{j,g} \cdot \bar{\rho}_g) \\
= \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{q}_{j,g}^{visq} + \tilde{q}_{j,g}^{turb}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_{i,g} (\tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb})) \\
\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{Y}_v) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \cdot \tilde{Y}_v \cdot \tilde{u}_{i,g}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_g}{\sigma_g} + \frac{\mu_{turb,g}}{\sigma_{turb,g}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_v}{\partial x_i} \right) = -\bar{\omega}_{glace} \\
\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \cdot \tilde{Y}_a) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_a \cdot \tilde{Y}_a \cdot \tilde{u}_{i,a}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_a}{\sigma_a} + \frac{\mu_{turb,a}}{\sigma_{turb,a}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_a}{\partial x_i} \right) = 0
\end{array} \right. \quad (2.20)$$

2.1.3 Modèle de turbulence

Dans la littérature, il y a plusieurs modèles de turbulence qui existent et permettent de modéliser la turbulence de jets :

- Le modèle de turbulence k- ϵ est un modèle à deux équations qui résout les équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation turbulente ϵ afin de déterminer la viscosité turbulente des tourbillons. Il y a plusieurs dérivations de ce modèle avec le k- ϵ Standard (Jones & Launder, 1972 ; Launder & Sharma, 1974) et le k- ϵ Realizable (Shih, Liou, Shabbir, Yang, & Zhu, 1994) pour les nombres de Reynolds élevés.
- Le modèle de turbulence k- ω est aussi un modèle à deux équations qui résout les équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k, mais cette fois-ci le taux de dissipation spécifique ω , qui est le taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente, toujours dans le but de déterminer la viscosité turbulente des tourbillons (Wilcox, 2008).

Le modèle de turbulence permet de fermer le groupe d'équation du modèle mathématique. Celui-ci est modélisé dans le terme $\tilde{\tau}_{ij}^{turb}$ avec l'équation (2.12). Le modèle introduit le terme de taux de déformation instantané S_{ij} [s^{-1}] et l'énergie cinétique turbulente k_c [$m^2 \cdot s^{-2}$] tel que :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} \right) \quad (2.22)$$

$$k_c = \frac{\widetilde{u'_{k,g} u'_{k,g}}}{2} \quad (2.23)$$

Une nouvelle équation de $\tilde{\tau}_{ij}^{turb}$ d'après l'hypothèse de Boussinesq (1877) peut être utilisée pour retrouver l'équation (2.12).

$$\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = 2\mu_{turb,g} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho}_g k_c \delta_{ij} \quad (2.21)$$

La viscosité dynamique turbulente est exprimée avec :

$$\mu_{turb,g} = \bar{\rho}_g C_\mu \frac{k_c^2}{\varepsilon} \quad (2.24)$$

L'étude de (Cantin, 2018) a montré que le modèle k- ε Realizable permet d'obtenir de meilleures observations de la turbulence dans le jet et en paroi proche.

Les équations du modèle k- ε Realizable sont :

- Équations de transport de k :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g k_c) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g k_c \tilde{u}_{i,g}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_{turb,g}}{\sigma_k} \frac{\partial k_c}{\partial x_i} \right) + 2\mu_{turb,g} S_{ij} \cdot S_{ij} - \bar{\rho}_g \varepsilon \quad (2.25)$$

- Équations de transport de ε :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \varepsilon \tilde{u}_{i,g}) = \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_{turb,g}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + 2C_{1\varepsilon} \mu_{turb,g} \frac{\varepsilon}{k_c} S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \bar{\rho}_g \frac{\varepsilon^2}{k_c + \sqrt{v_g \varepsilon}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Les coefficients introduits dans ce modèle sont (Thies & Tam, 1996) :

$$\begin{cases} C_{\mu} = 0,0874 [-] \\ C_{1\varepsilon} = 1,4 [-] \\ C_{2\varepsilon} = 2,02 [-] \\ \sigma_k = 0,324 [-] \\ \sigma_{\varepsilon} = 0,377 [-] \end{cases} \quad (2.27)$$

2.1.4 Implémentations de ce modèle dans STAR-CCM+

Dans STAR-CCM+, le modèle physique est représenté par le « Continua » permettant de décider des équations pour les différents phénomènes physiques pouvant être observés et entre les différentes méthodes de résolution pouvant être utilisées.

2.1.4.1 Volumes finis

La méthode de discrétisation des volumes finis (FVM – Finite Volume Methods) est une méthode numérique qui transforme le modèle mathématique issu de la physique en système d'équations algébriques. Durant cette transformation, les équations gouvernantes sont discrétisées dans l'espace et aussi, possiblement, le temps. Le domaine physique est ainsi discrétisé spatialement en volumes finis, également appelés mailles, centrés sur les points de maillage. Il y a donc une équation par volume et la résolution est faite en intégrant les équations sur chaque maille (Versteeg & Malalasekera, 2007) pour estimer les flux passant à travers les faces des volumes.

Cette méthode est fréquemment utilisée dans les simulations CFD comme dans STAR-CCM+ parce que la méthode des volumes finis est efficace pour des géométries complexes comparées à d'autres méthodes comme celle des différences finies.

D'autre part, un schéma de discrétisation « amont » (ou upwind) du second ordre est choisi pour cette simulation. Ce schéma permet d'avoir un compromis entre la stabilité et la précision comparé au schéma amont de premier ordre qui introduit de fortes dissipations et au schéma hybride MUSCL utilisé dans les simulations à « haute-fidélité ». Ce type de schéma de

discrétisation « amont » prend en compte le sens de l'écoulement dans la résolution des équations.

2.1.4.2 Régimes stationnaire et instationnaire

La résolution des équations mathématiques en stationnaire (steady) implique que les propriétés physiques ne varient pas dans le temps, donc les variables comme la vitesse et la température sont constantes par rapport au temps. Cela permet une grande simplicité dans la résolution des équations, car il y a un ensemble unique d'équations rendant le calcul moins coûteux en termes de ressource de calcul.

Contrairement au stationnaire, les variables en instationnaire (Unsteady) varient avec le temps, rendant la résolution des calculs plus complexe et plus coûteuse en ressources. Cependant, ce type de simulation peut être nécessaire dans le cas d'observation de phénomènes transitoires comme des tourbillons, des instabilités. Il y a plusieurs possibilités pour la résolution des problèmes en instationnaire, telles que l'explicite, le PISO et l'implicite.

Dans le cas de la simulation de la dynamique derrière le propulseur de l'avion, il n'est pas nécessaire d'utiliser de l'instationnaire en raison du faible taux d'instabilité du flux. Le stationnaire est donc utilisé.

2.1.4.3 Équations couplées ou séparées

Pour résoudre les équations de conservation de la masse et du moment, sont utilisés des modèles d'écoulement. Les deux modèles utilisés dans STAR-CCM+ sont les modèles « Segregated Flow » et « Coupled Flow ».

Le modèle d'écoulement séparé invoque un solveur qui résout chaque dimension de l'équation de la conservation du mouvement tour à tour. Ainsi, pour faire le lien entre les différentes équations, de mouvement et de continuité, une approche de prédiction et de correction est nécessaire. Ce solveur emploie un algorithme liant la pression et la vitesse avec la validation de la conservation de la masse contraignant le champ des vitesses, réalisée par des équations de correction de la pression, d'où est obtenue la variable de pression. Le but de cet algorithme est de rendre le champ des vitesses valide par rapport aux équations de continuité en corrigeant

la pression. Ce solveur est basé sur des simulations à densité constante, mais peut gérer des flux légèrement compressibles. Donc, les points faibles de ce modèle sont dans les nombres de Mach et de Rayleigh élevés, et les chocs.

D'un autre côté, le modèle d'écoulement couplé résout les équations de conservation de la masse et du mouvement simultanément en utilisant une approche dite «pseudo-time-marching». Le champ des vitesses est obtenu à partir des équations du mouvement. La pression et la densité sont calculées et évaluées en utilisant les équations de conservation de la masse. Cette résolution peut se faire par un système d'intégration implicite ou explicite. Les avantages de ce modèle sont sa robustesse par rapport à des termes sources dominants, tels que la rotation, et l'augmentation des ressources de calcul nécessaire linéairement avec le nombre de cellules, ainsi, le taux de convergence ne se détériore pas quand le maillage est affiné.

2.2 Application de la simulation

Après avoir énoncé une forme du modèle mathématique utilisé dans les calculs de CFD, cette partie a pour objet les bases de leurs mises en pratique dans des simulations.

2.2.1 Domaine de calcul

Pour la définition du domaine de calcul dans le cas des propulseurs d'avions, le rayon extérieur r_s [m] de la sortie du jet secondaire est utilisé comme unité de mesure avec $r_s = 0,877$ [m]. Cela permet d'adapter l'épaisseur du domaine pour qu'il soit assez large par rapport au moteur simulé afin que les bords du domaine n'influencent pas les résultats dynamiques du jet calculé par la simulation. Ainsi, le domaine fluide est un quart de cylindre de rayon $R = 10 \times r_s$ basé sur la forme géométrique d'un CFM56 5B dont les conditions de vol en croisière sont reprises. Le domaine simulé est un quart de cylindre, car des symétries (aux plans xy et xz) peuvent être appliquées, car la géométrie est axisymétrique. Le domaine est illustré dans la Figure 2.1. La longueur du domaine fluide a été reprise des travaux de (Khou, 2016) pour la simulation du

champ proche dans le cas d'un avion commercial (avec 0,5 [s]) soit $171 \times r_s$.

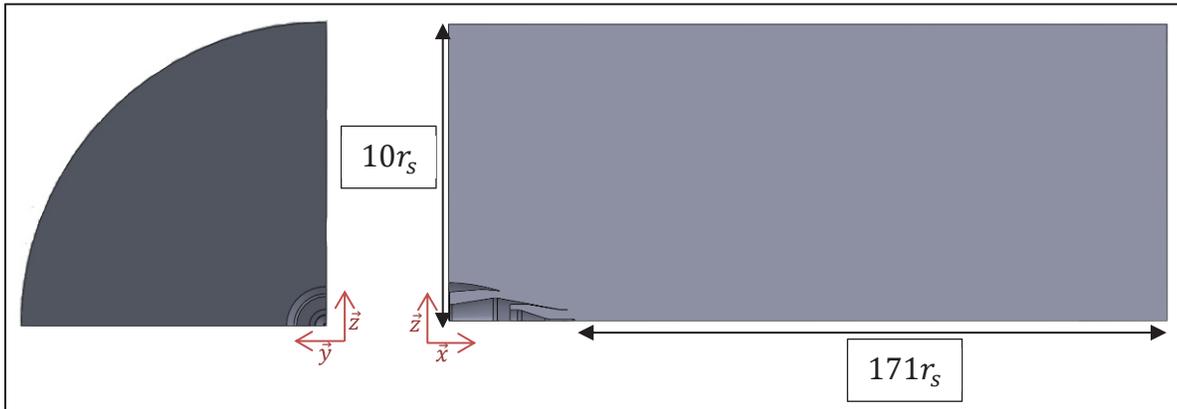


Figure 2.1 Domaine fluide de la simulation

2.2.2 Conditions limites et initiales

Les conditions initiales permettent de définir l'état du système d'équations au début de la simulation en définissant la valeur de chaque variable, telles que la vitesse, la température, la pression et la fraction molaire, en chaque maille.

La pression de référence utilisée est de 23842.0 Pa. Elle se calcule pour une altitude de 10668 mètres avec :

$$p(z) = p(z + h) + \rho gh \quad (2.28)$$

où z [m] est l'altitude de référence, $z + h$ [m] l'altitude du calcul et g [ms^{-2}] l'accélération de la pesanteur et ρ [kgm^{-3}] la densité de l'air.

La température du domaine est fixée initialement à 218,8 K.

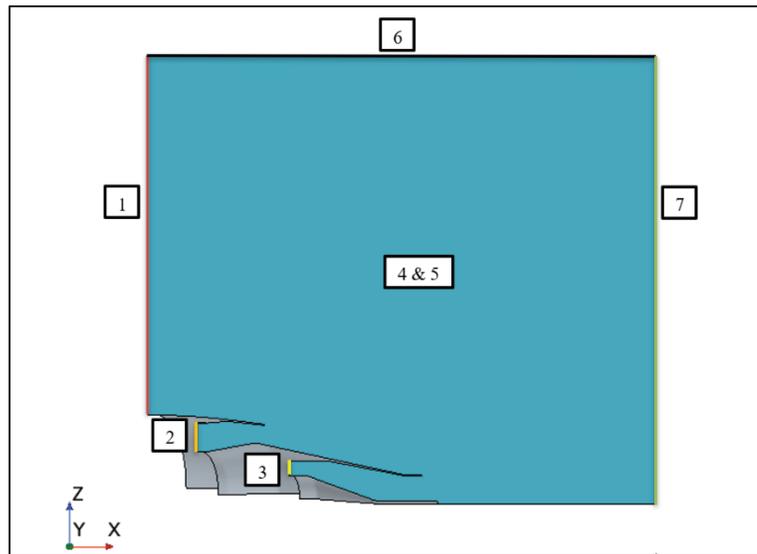


Figure 2.2 Schéma de la répartition des conditions aux limites

Les conditions aux limites, quant à elles, définissent les valeurs des propriétés du fluide et son comportement à chaque instant de la simulation aux limites de la zone de calcul.

En se basant sur STARCCM+, les différents types de conditions aux limites sont :

- L'entrée de stagnation (« stagnation inlet »)

Cette condition aux limites est une condition de flux entrant basée sur les valeurs de pression et de température totales. Le point de stagnation fait référence à un état du fluide où la vitesse est nulle, mais l'enthalpie est constante. La condition de stagnation est basée sur le concept d'enthalpie totale, la somme de l'enthalpie cinétique et statique. L'enthalpie totale reste constante le long d'une ligne de courant pour un écoulement adiabatique non visqueux.

$$H_o = H + \frac{\|u\|^2}{2} \quad (2.29)$$

avec H_o [J] est l'enthalpie totale et H [J] est l'enthalpie statique.

À partir de cette équation, il est possible de déduire les équations permettant d'obtenir la pression totale p_o [Pa] et la température totale T_o [K].

$$p_o = p \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.30)$$

où $M [-]$ est le nombre de Mach et γ est l'indice adiabatique d'un gaz.

$$T_o = T \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (2.31)$$

Dans la simulation réalisée, les entrées de stagnation sont aux positions 1, 2, et 3 avec respectivement pour valeurs de température totale $246,9 K$, $289,4 K$ et $717,2 K$ dans la Figure 2-2. Les fractions molaires d'eau sont définies par rapport à l'humidité relative ambiante pour 1 et 2. La fraction massique d'eau en 3 est de $0,0236 [-]$.

- Sortie en pression (« pressure outlet »)

Cette condition à la limite est une condition sur le flux sortant en imposant une pression. La pression à cette frontière du domaine peut être considérée comme la pression statique de l'environnement dans lequel rentre le fluide. Ici, la valeur de la pression est la même que celle de la pression de référence ($23842,0 Pa$) et la sortie du domaine fluide est en position 7 dans la Figure 2-2.

- Symétrie plane

La symétrie plane permet de réduire la taille du domaine, comme vu précédemment, à 90° au lieu de 360° , avec un plan de symétrie imaginaire. La solution obtenue à la frontière est égale au résultat obtenu en retournant le maillage sur le plan de symétrie.

Des plans de symétrie sont placés de chaque côté de la tranche de 90° , aux positions 4 et 5 sur la Figure 2-2.

- Mur (« Wall »)

La condition à la limite (« Wall ») représente une surface imperméable par rapport au fluide. Les surfaces solides du moteur sont représentées par des murs dits « no-slip », c'est-à-dire que

le fluide proche du mur bouge à la même vitesse que celui-ci. Pour un mur statique, le fluide à la condition à la limite a une vitesse nulle. Enfin, à la position 6, un mur glissant est utilisé, mais il est aussi possible d'utiliser une symétrie plane ou une sortie.

2.2.3 Discrétisation spatiale

2.2.3.1 Maillage

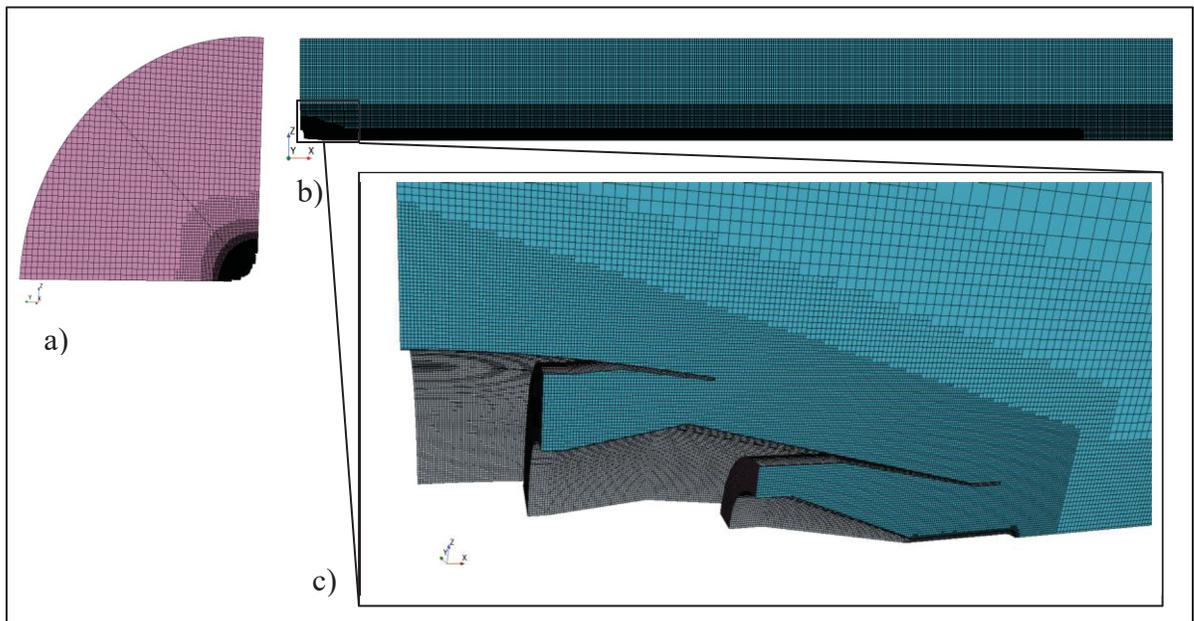


Figure 2.3 Structure du maillage avec une vue de face a), latérale b) et proche du moteur c)

Le maillage créé se compose de 2.7 millions de mailles de forme cubique dont la taille de base est 0,25 [m], appliqué à la zone extérieure par rapport au centre du jet. Cette valeur a été obtenue à l'aide d'une étude de convergence des résultats de la simulation sur le maillage.

Le raffinement du maillage a été fait autour de deux zones principales, la première autour du propulseur et la seconde au niveau du jet.

Le maillage du jet est défini par rapport à la dispersion des particules microphysiques et du jet le long de l'axe x. Un premier grossier raffinement, à 50 % de la taille de base traversant tout le domaine, est réalisé à un rayon de $4 \times r_s$ Pour capturer les particules, accumulant de l'eau

(expliqué dans le chapitre suivant), se trouvant dans le jet et donc de mieux modéliser les variations de la fraction molaire d'eau et d'air. Ensuite, un second raffinement, de $85 \times r_s$ de long et à 25 % de la taille de base de maillage, est programmé avec un rayon de $2 \times r_s$. Dans le but d'avoir un meilleur aperçu du mélange de jet, secondaire et primaire avec l'air environnant. Et enfin, un dernier raffinement, de $50 \times r_s$ de long, de r_s d'épaisseur et à 12,5 % de la taille de base, réalisé permet de mieux capter le mélange du jet primaire dans le jet secondaire.

Après quoi, un cône de raffinement du maillage est réalisé autour du moteur afin de capturer au mieux la dynamique se déroulant avec le déplacement des fluides proches des parois où les conditions à la limite de murs sont appliquées. Il y a donc un raffinement de 6,25 % par rapport à la taille de base de 0,25 m. Enfin, en plus du cône de raffinement, en raison des grands gradients de vitesses proches des parois dans le but de raffiner correctement afin de bien capturer le comportement de fluide, il est nécessaire d'implémenter une couche prismatique avec 15 couches et un coefficient d'étirement de 1,2 où la taille des éléments est toujours de 6,25 % de leur taille de base.

2.2.3.2 Validation de la discrétisation spatiale

Afin de démontrer que les résultats obtenus à partir du maillage ne sont pas influencés par celui-ci et que le maillage représente correctement le comportement du fluide, il faut faire une étude de sensibilité au maillage et observer les profils de vitesse au niveau de la paroi.

- Étude de sensibilité au maillage

Une étude de sensibilité au maillage est réalisée en utilisant la méthode GCI (« Grid Convergence Index »). Cette méthode compare différentes tailles de maillage, dont les indices sont (1) pour le maillage raffiné, (2) pour le maillage moyen et (3) pour le maillage dit « grossier », pour déduire la taille de base appropriée. Trois variables sont récupérées afin d'évaluer les erreurs : la température, la pression et la vitesse axiale.

Dans un premier temps, le facteur de raffinement r [-] est défini tel que :

$$r_{ij} = \frac{h_i}{h_j} \quad (2.32)$$

$$h_i = \left[\frac{1}{N_m} \sum_{k=1}^N (\Delta V_k) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.33)$$

avec, i et j [-], les indices des maillages où j est plus raffiné que i , h_i [m] est la distance moyenne représentative des cellules dans le maillage, N_m [-] est le nombre total d'éléments du maillage et ΔV_k [m³], le volume de l'élément k du maillage.

Tableau 2-1 Cas de l'étude de maillage

N_1	4862583 [-]
N_2	2707060 [-]
N_3	1153112 [-]
r_{21}	1,2156
r_{32}	1,3291

Le choix des trois maillages a été réalisé d'après les recommandations de (Celik, 2008). Le facteur de raffinement des maillages $r = r_{21} * r_{32} = 1,61$ [-] est supérieur à 1,3.

Et, ensuite, est résolue une équation permettant d'obtenir l'ordre apparent p_m [-] de la méthode :

$$p_m = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left(\left| \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right| \right) + \ln \left(\frac{r_{21}^p - 1. \operatorname{sgn} \left(\frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)}{r_{32}^p - 1. \operatorname{sgn} \left(\frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)} \right) \right| \quad (2.34)$$

où ϕ_i représente les valeurs d'une des variables choisies par rapport à l'indice du maillage.

Le GCI est ensuite calculé à partir du facteur de raffinement, de l'ordre apparent et de l'erreur relative approximative e_a^{21} [-].

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (2.35)$$

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1.25e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (2.36)$$

Les résultats de cette étude de sensibilité sont rassemblés dans le Tableau 2-1.

Tableau 2-2 Valeurs récapitulatives de l'étude de sensibilité au maillage

	Température [K]	Pression [Pa]	Vitesse axiale [m.s ⁻¹]
e_a^{21}	0,0080	0,000033	0,0045
GCI_{fine}^{21}	0,0079	0,00045	0,0078
e_a^{32}	0,0326	0,000054	0,0127
GCI_{coarse}^{32}	0,0177	0,00049	0,0133

Le point choisi afin de réaliser l'étude de maillage est proche de la sortie du jet du moteur ($3,52r_s$ [-]), ainsi l'étude est réalisée dans un des lieux les plus sujets aux variations des différents paramètres dynamiques. Le Tableau 2-2 affiche les résultats de l'étude pour la première configuration avec une température ambiante de 218,8 [K] et une humidité relative par rapport à la glace de 110 %. Les critères GCI entre les maillages, fin et moyen, sont inférieurs à 1 % avec une valeur maximale de 0,93 %, mais d'un autre côté, entre les maillages, moyen et grossier, ils sont supérieurs à 1 % allant jusqu'à 1,77 %. De même, les erreurs relatives sur les différentes quantités physiques choisies sont inférieures à 0,80 % entre le maillage moyen et la fin et supérieures à 1 % avec 3,26 % entre le moyen et le grossier. Le

maillage choisi est donc le deuxième, avec des erreurs relatives et critères GCI inférieurs à 1 %. Comme l'influence du maillage est négligeable, ainsi, l'indépendance du maillage par rapport à la solution est confirmée pour le maillage moyen choisi.

- Étude de maillage proche-paroi

Afin de modéliser de façon correcte les forts gradients au niveau des parois, les logiciels de CFD utilisent des couches prismatiques définies par un coefficient d'étirement (Schlichting & Gersten, 2016). Pour faire la vérification des valeurs obtenues par la couche limite, il est nécessaire d'utiliser la loi de parois. Cette loi compare une vitesse adimensionnelle u^+ [-] avec une distance adimensionnelle y^+ [-] afin de normaliser les quantités physiques dans la paroi (Dagaut, 2021). La vitesse de frottement u_τ [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] et la longueur visqueuse d_v [m] sont utilisées en tant qu'échelle de vitesse et de longueur telle que :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2.37)$$

$$d_v = \frac{\nu}{u_\tau} \quad (2.38)$$

avec τ_p , la fonction de cisaillement à la couche limite et ν [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$], la viscosité cinématique.

Donc :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.39)$$

$$y^+ = \frac{y}{d_v} \quad (2.40)$$

où y [m] est la distance normale à la surface.

Des études expérimentales ont permis de poser les caractéristiques des différentes phases de cette couche limite turbulente (Klebanoff, 1955 ; Kovaszny, 1967 ; Townsend & Taylor, 1951). Quatre régions ont été identifiées par ces études.

La sous-couche visqueuse, pour $y^+ < 5$, adjacente à la paroi, est une phase où la vitesse varie linéairement par rapport à la distance, car les contraintes visqueuses impactent plus que celles turbulentes.

$$y^+ = u^+ \quad (2.41)$$

Ensuite vient une phase dite transitoire, pour $5 < y^+ < 30$, les contraintes visqueuses deviennent moins importantes comparées aux contraintes transitoires. Il n'y a pas de loi universelle pour cette zone tampon.

Après, la sous-couche inertielle, également connue comme la phase logarithmique, pour $30 < y^+ < 200$, est définie comme :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (2.43)$$

avec $\kappa [-]$ est la constante de von Kármán telle que $\kappa = 0,41$ et $E = 9,8 [-]$ est un coefficient empirique (Versteeg & Malalasekera, 2007).

Dans (Spalding, 1961), un modèle est montré permettant d'observer directement ces trois premières régions dans notre cas. Le modèle de Spalding est ainsi utilisé pour obtenir la vitesse à partir de la distance avec :

$$y^+ = u^+ + 0,1108 \times \left(e^{0,4u^+} - 1 - 0,4u^+ - \frac{1}{2}(0,4u^+)^2 - \frac{1}{6}(0,4u^+)^3 \right) \quad (2.42)$$

Enfin, la région externe, pour $y/d_{99} > 0,2$, permet de lier la sous-couche inertielle à la vitesse hors de la couche limite (ici notée u_∞ [m.s⁻¹]) en utilisant une fonction dépendant des conditions du fluide en dehors de la couche prismatique $\Phi(y/d_{99})$.

$$\frac{u_\infty - u}{u_\tau} = \Phi\left(\frac{y}{d_{99}}\right) \quad (2.44)$$

Ainsi, avec la couche prismatique obtenue fixée à 1 % de la taille de base. Le profil de vitesse obtenu est :

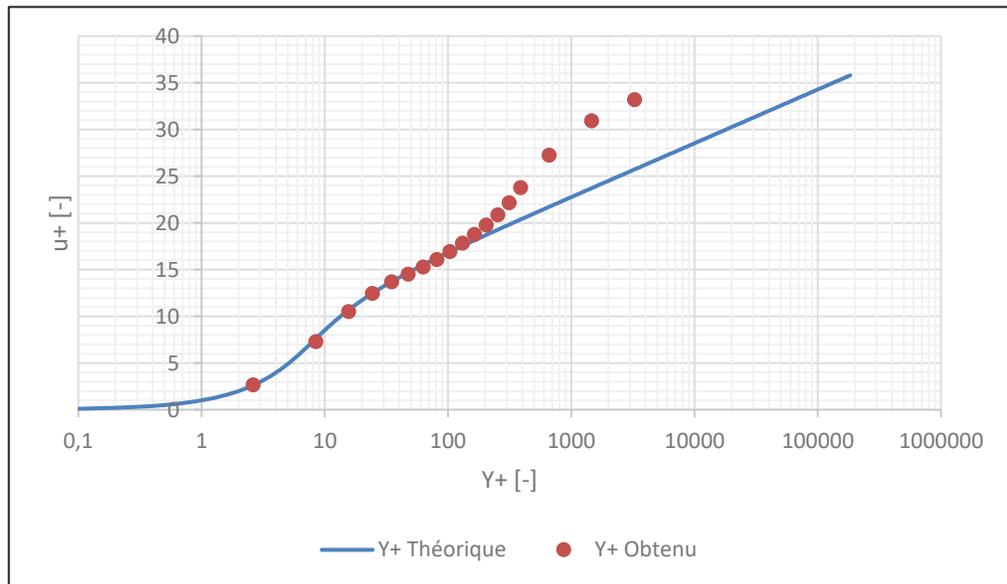


Figure 2.4 Comparaison du profil de vitesse $u^+ = f(y^+)$

Le profil de vitesse suit la loi de paroi théorique de (Spalding, 1961) pour des y^+ inférieurs à 200. Ainsi, $200 < y^+$ représente dans ce cas la région externe de la couche limite. Il peut aussi être observé qu'il est difficile d'atteindre un $y^+ < 1$ en raison de la complexité de la géométrie et de l'écoulement. En revanche, le profil de vitesse obtenu à partir de cette couche limite permet de résoudre jusqu'à la sous-couche visqueuse avec $y^+_{min} = 2,6$ [-].

2.2.4 Discrétisation temporelle

Concernant la discrétisation temporelle, dans le cas où un solveur lagrangien est utilisé, un schéma de discrétisation est nécessaire. Un schéma d'Euler implicite d'ordre 2 est choisi. Pour

le solveur lagrangien, le pas de temps local δt_p [s] est petit par rapport à celui de la simulation de 10^{-3} s.

$$\frac{CFL_{min}\Delta x}{\max(|u_i|, |\vec{v}_d|)} \leq \delta t_p \leq \frac{CFL_{max}\Delta x}{\max(|u_i|, |\vec{v}_d|)} \quad (2.45)$$

où le pas de temps local se base sur le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) maximal CFL_{max} [-] et minimal CFL_{min} [-] et sur une la taille de maillage Δx [m].

Une simulation numérique CFD d'un jet propulsif a donc été réalisée, en résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées temporellement via une décomposition de Reynolds en régime stationnaire. À partir d'une géométrie simplifiée d'un moteur CFM-56, le domaine fluide, de forme cylindrique, représente un quart du moteur, avec des symétries planes et des dimensions de 150 mètres pour un rayon de 10 fois celui du by-pass. Un gaz multiphasique, constitué d'un mélange d'air et de vapeur d'eau, a été utilisé pour suivre l'évolution de la quantité d'eau dans le domaine. Le modèle de turbulence choisi est un modèle k- ϵ . La convergence des résultats par rapport au maillage ainsi que la précision dans la représentation des parois ont été validées.

CHAPITRE 3

MODÉLISATION DE LA MICROPHYSIQUE

Ce troisième chapitre a pour but d'expliquer les phénomènes microphysiques ayant lieu dans le jet sortant du propulseur. Le jet est modélisé par les représentations issues de la littérature de (Kärcher et al., 2015) et de (Fukuta & Walter, 1970a, 1970 b) dont l'écriture est inspirée des travaux de (Cantin, Chouak, Morency, Garnier, 2022). Ainsi, dans un premier temps, les hypothèses utilisées dans la mise en place de ce modèle microphysique sont énoncées, puis la structure et les formules mathématiques utilisées sont exprimées. Dans un second temps, les représentations exprimées dans le chapitre sont implémentées et utilisées dans le logiciel STAR-CCM+ afin de pouvoir observer la formation des traînées de condensation en champ proche avec une simulation en 3D URANS.

3.1 Hypothèse de la microphysique

La microphysique impliquant la formation de traînées de condensation est représentée comme une phase dispersée (p). Composée de particules de suie, d'eau et de glace, cette phase est modélisée en injectant des parcelles (représentant un groupement de particules) dans le domaine fluide à partir du jet primaire. La plage de valeur de la taille spectrale des particules de suie est importante ($r_{soot} \in [5nm, 50nm]$) avec une valeur géométrique moyenne de $r_{soot} = 15nm$ (Petzold, Döpelheuer, Brock, & Schröder, 1999). Aussi, ces particules sont formées d'une agrégation de plusieurs sphérules primaires de l'ordre du nanomètre. Des études récentes montrent que les particules d'une taille supérieure aux dizaines de nanomètres ont une forme fractale irrégulière (Distaso, Amirante, Calò, De Palma, & Tamburrano, 2020 ; Wang et al., 2019). De plus, les phénomènes d'activation ainsi que le taux de condensation d'eau des particules de suie sont influencés par la géométrie. L'ajout de cette complexité n'est pas pertinent, étant donné que le modèle développé vise un niveau de détail intermédiaire. Par

conséquent, la géométrie des particules est simplifiée en les supposant sphériques pour faciliter les modélisations (Montreuil et al., 2018).

Les particules sont considérées comme des traceurs de l'écoulement du fluide avec les mêmes propriétés physiques que l'écoulement à leur position donnée. En effet, la masse des particules étant très faible ($\cong 10^{-24} \text{ kg}$), il est possible de négliger les effets de la pesanteur, tout comme les interactions entre les particules, car la taille d'une particule est de l'ordre du nanomètre ($\cong 25 \times 10^{-9} \text{ m}$) (Hitzenberger et al., 2003). Comme les interactions de coagulation et d'agrégation interviennent dans les échelles de temps de l'ordre de 10^3 s (F. Garnier, Brunet, et al., 1997 ; Naiman et al., 2011 ; S. Unterstrasser, Paoli, Sölch, Kühnlein, & Gerz, 2014), celles-ci n'influencent pas le champ proche $6 \times 10^{-1} \text{ s}$. Les particules sont néanmoins soumises au gradient de vitesse et à la direction du fluide. En raison du faible temps de relaxation qui se situe autour de 10^{-5} s pour la particule de suie et de glace (François Garnier, Maglaras, Morency, & Vancassel, 2014), la traînée induite des particules est négligeable et il est possible de supposer un équilibre de la dynamique entre la phase solide et gazeuse.

Comme discuté dans la revue de littérature, les cristaux de glace peuvent se former par deux mécanismes distincts : la nucléation homogène et la nucléation hétérogène. Dans le contexte de jet propulsif, la nucléation homogène demeure rare, en raison de ces exigences, en énergie et en pureté d'eau, élevées. Par conséquent, seule la nucléation hétérogène à partir des particules de suie est prise en compte.

3.2 Introduction au développement de la microphysique

Le modèle microphysique représenté dans cette partie traite de la formation de cristaux de glace autour des particules de suie. Cette formation de cristaux se déroule en deux parties, la condensation d'eau autour de la particule et le passage de l'eau à état solide avec la croissance de cette phase ou sa sublimation.

La première partie de ce modèle centré sur la phase liquide est inspirée des travaux de Kärcher (Kärcher et al., 2015) traitant d'un modèle mathématique de la formation des traînées de condensation du point de vue de la microphysique. La Figure 3.1 illustre les étapes de la condensation de l'eau autour des particules de suie. Les courbes de saturation sont représentées en bleu pour la saturation d'eau liquide ($S_{liq} = 1$) et en orange pour la saturation de la glace ($S_{glace} = 1$). La trajectoire de mélange du jet avec l'air ambiant selon le modèle de Schmidt-Appleman est représentée en noir, tandis qu'en rouge est décrite la ligne de mélange théorique décrite dans le modèle microphysique de Kärcher. Ce modèle se déroule en trois étapes, chacune correspondant à un état spécifique de la particule et de son environnement. Avec la diminution de la température ambiante locale à la particule, la saturation en eau liquide augmente jusqu'à ce que l'environnement soit saturé $S_{liq} = 1$. À partir de cet instant, l'augmentation de la saturation peut activer la particule de suie et initier la condensation d'eau liquide à sa surface. La deuxième étape se produit lorsque la saturation locale diminue en raison de l'absorption d'eau par les particules en croissance, jusqu'à atteindre de nouveau $S_{liq} = 1$, arrêtant ainsi le processus de croissance. Enfin, lors de la troisième et dernière étape, la température de congélation T^* est atteinte (aux alentours de 231 [K]), entraînant la solidification de l'eau condensée. La croissance se poursuit ensuite par la condensation de glace autour de la particule.

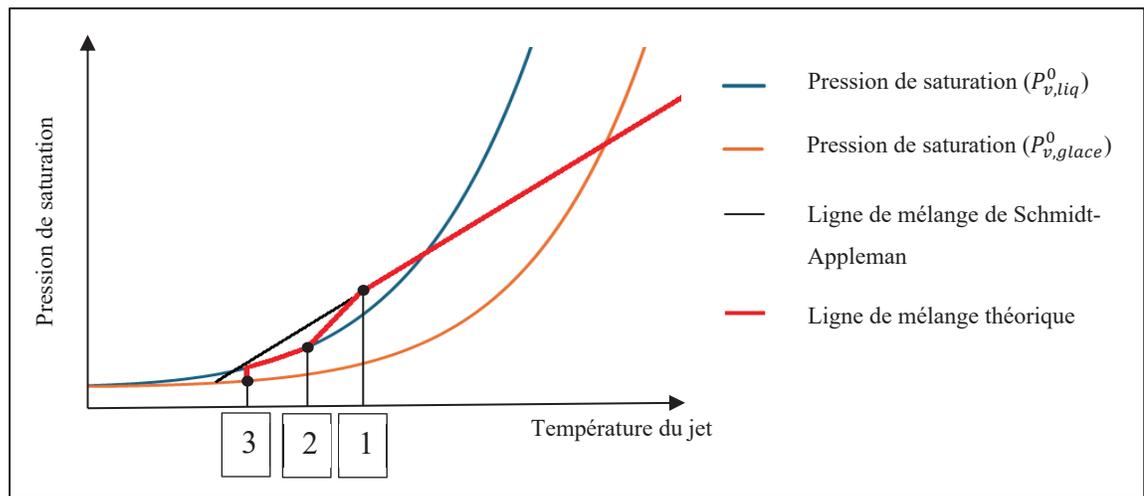


Figure 3.1 Schéma de la microphysique de Kärcher par rapport aux pressions de saturation de l'eau et de la glace et de la ligne de mélange moyenne

À partir du moment où une particule devient solide, le modèle physique utilisé pour simuler sa croissance est celui de (Fukuta & Walter, 1970b, 1970a). Ce modèle, utilisé dans la précédente étude microphysique développée dans (Cantin, 2018), permet de simuler la croissance des cristaux de glace et leurs sublimations.

3.3 Définition du modèle microphysique

Le modèle mathématique de la microphysique décrit dans cette partie utilise les notations mathématiques du chapitre précédent en ajoutant l'indice p associé à une particule. Ainsi, \tilde{T}_p est la température d'une particule.

3.3.1 Composante thermodynamique utilisée pour la microphysique

Les fonctions rassemblées dans cette section permettent de calculer les différents paramètres utilisés dans le calcul de la croissance d'une particule durant un pas de temps.

La croissance d'une particule suie se traduit par l'accumulation d'eau puis de glace à sa surface. Pour chaque état est définie une masse volumique, ρ_{liq} et ρ_{glace} [kg.m^{-3}] (Pruppacher & Klett, 1996), et une tension surfacique, σ_{liq} et σ_{glace} [J.m^{-2}] (Taleb, 1997), en fonction de la température de la particule.

$$\begin{aligned} \rho_{liq}(\tilde{T}_p) = & (0,9998 + 0,86 \times 10^{-4} \times (\tilde{T}_p - 273,15) \\ & - 0,108 \times 10^{-4} \times (\tilde{T}_p - 273,15)^2) \times 10^3 \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \rho_{glace}(\tilde{T}_p) = & (0,91676 - 1,75 \times 10^{-4} \times (\tilde{T}_p - 273,15) \\ & - 5 \times 10^{-7} \times (\tilde{T}_p - 273,15)^2) \times 10^3 \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{liq}(\tilde{T}_p) = (76,1 - 0,155 \times (\tilde{T}_p - 273,15)) \times 10^{-3} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{glace}(\tilde{T}_p) = (104,6 - 0,095 \times (\tilde{T}_p - 273,15)) \times 10^{-3} \quad (3.4)$$

Ensuite, le modèle de croissance des cristaux de glace utilise la chaleur latente des changements d'état de la glace au gaz. Dans (Pruppacher & Klett, 1996) sont définis des modèles permettant de calculer les différentes valeurs de la chaleur latente avec la température de la particule.

$$L_{vaporisation}(\tilde{T}_p) = \left(597,3 \times \left(\frac{273,15}{\tilde{T}_p} \right)^{0,167+3,61 \times 10^{-4} \times \tilde{T}_p} \times 4,18 \times 10^3 \right) \quad (3.5)$$

$$L_{fusion}(\tilde{T}_p) = (79,7 + 0,485 \times (\tilde{T}_p - 273,15) - 2,5 \times 10^{-3} \times (\tilde{T}_p - 273,15)^2) \times 4,18 \times 10^3 \quad (3.6)$$

$$L_{sublimation} = L_{vaporisation} + L_{fusion} \quad (3.7)$$

Comme vu précédemment, l'humidité relative est un critère qui régit le processus de croissance des particules. Ce critère est directement lié à la saturation de l'eau liquide S_{liq} [-]. Il est aussi possible de définir une saturation par rapport à la glace S_{glace} [-].

$$S_{liq} = \frac{p_v}{p_{v,liq}(\tilde{T}_p)} \quad (3.8)$$

$$S_{glace} = \frac{p_v}{p_{v,glace}(\tilde{T}_p)} \quad (3.9)$$

p_v [Pa] est la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'environnement ambiant à la particule et, $p_{v,liq}$ [Pa] et $p_{v,glace}$ [Pa] sont respectivement la pression de vapeur saturante et la pression de saturation par rapport à la glace (Murphy & Koop, 2005).

$$p_v = \tilde{Y}mol_v \times \tilde{p}_p \quad (3.10)$$

avec $\tilde{Y}mol_v$ [-] la fraction molaire de la vapeur d'eau et \tilde{p}_p [Pa] la pression ambiante à la particule.

$$p_{v,liq}(\tilde{T}_p) = \exp \left(54,842763 - \frac{6763,22}{\tilde{T}_p} - 4,21 \times \ln(\tilde{T}_p) + 0,000367 \times \tilde{T}_p \right. \\ \left. + \tanh \left(0,0415 \times (\tilde{T}_p - 218,8) \right) \right) \\ \times \left(53,878 - \frac{1321,22}{\tilde{T}_p} - 9,44523 \times \ln(\tilde{T}_p) + 0,014025 \times \tilde{T}_p \right) \quad (3.11)$$

$$p_{v,glace}(\tilde{T}_p) = \exp \left(9,550426 - \frac{5723,265}{\tilde{T}_p} + 3,53068 \times \ln(\tilde{T}_p) \right. \\ \left. - 0,00728332 \times \tilde{T}_p \right) \quad (3.12)$$

Enfin, le taux de refroidissement \dot{T}_p [K.s⁻¹] d'une particule est introduit pour caractériser sa diminution de température.

$$\dot{T}_p = \frac{\partial \tilde{T}_p}{\partial t} \quad (3.13)$$

3.3.2 Modèle de croissance des particules

- Modèle de croissance liquide (Kärcher et al., 2015)

Avec la dilution progressive du jet primaire, contenant les particules de suie, dans le jet secondaire puis dans l'air ambiant, la température locale des particules diminue. Cette baisse de température a un impact sur les paramètres thermodynamiques, notamment la saturation en vapeur d'eau et en eau solide.

Basée sur la théorie de Köhler, une quantité d'eau suffisante est nécessaire dans l'environnement ambiant pour dépasser la barrière Kelvin qui empêche la condensation d'eau autour de la particule. r_{act} [m] est le rayon d'activation tel que, pour tout $r_p > r_{act}$, la particule est activée et le processus de croissance s'enclenche (Kärcher et al., 2015 ; Petters & Kreidenweis, 2007).

$$\ln(S_{liq}) = \sqrt{\frac{(r_k/r_{act})^3}{54 \times k}} \quad (3.14)$$

avec k [-] le paramètre de solubilité (pour une particule de suie, $k = 0,005$) et $r_k = 1 \times 10^{-9}$ [m] le rayon de Kelvin.

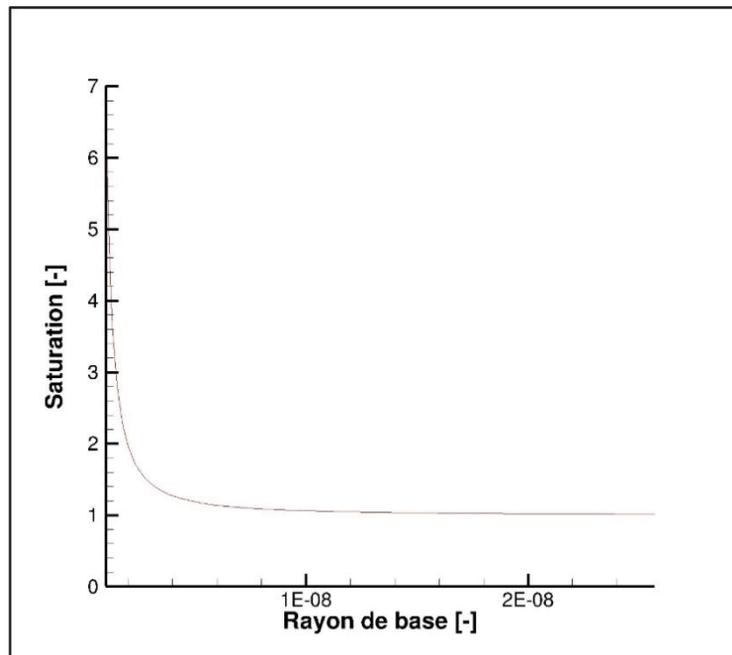


Figure 3.2 Courbe de saturation d'activation $S_{activation}$ associée au rayon sec de la particule de suie

La figure 3.2 illustre l'évolution de la saturation nécessaire pour activer une particule de suie en fonction du rayon sec initial de celle-ci. Ainsi, $\lim_{r \rightarrow \infty} S_{activation} = 1$ et $\lim_{r \rightarrow 0} S_{activation} = \infty$. Donc, plus le rayon de la particule est faible ($r_{suie} < 4 \times 10^{-9}$) plus la quantité d'eau nécessaire pour débiter la condensation est élevée, de plus, pour $r_{suie} > 1 \times 10^{-8}$, la valeur de $S_{activation}$ est proche de 1.

Dès que sa saturation liquide est supérieure à $S_{activation}$, la particule de suie activée commence à grandir. Cette évolution du rayon des particules est énoncée dans le modèle de Kärcher tel que :

$$4\pi r_p^2 \frac{\partial r_p}{\partial t} = V_{H_2O} \mathcal{J}_p \quad (3.15)$$

où V_{H_2O} [m^3] est le volume d'une molécule d'eau dans de l'eau surfondue. Ce terme est défini avec la masse molaire de la molécule M_{H_2O} [g/mol], le nombre d'Avogadro $Na = 6,022 \times 10^{23}$ [mol⁻¹].

$$V_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{Na \times \rho_{liq}} \quad (3.16)$$

Et \mathcal{J}_p [s^{-1}] le flux de molécules d'eau pour la particule définie avec la vitesse moyenne thermique v_{H_2O} [$m.s^{-1}$], le coefficient d'accommodation a_{H_2O} [-] et le coefficient de diffusion D_v [$m^3.s^{-1}$] d'une molécule d'eau, et la concentration de molécules d'eau à sa saturation $n_{H_2O}^{sat}$ [m^{-3}] (Pruppacher & Klett, 1996) tel que :

$$\mathcal{J}_p = \frac{\pi r_p^2 a_{H_2O} v_{H_2O} S_{liq} n_{H_2O}^{sat}}{1 + \frac{a_{H_2O} v_{H_2O} r_p}{4D_v}} \quad (3.17)$$

avec, $a_{H_2O} = 1$ et $R = 8,314$ [J.K⁻¹.mol⁻¹] la constant des gaz parfaits :

$$v_{H_2O} = \sqrt{\frac{8R\tilde{T}_p}{\pi M_{H_2O}}} \quad (3.18)$$

Afin d'obtenir la concentration à la saturation liquide, soit $S_{liq} = 1$, la pression de vapeur saturante est utilisée.

$$n_{H_2O}^{sat} = \frac{P_{v,liq} Na}{R\tilde{T}_p} \quad (3.19)$$

$$D_v = \left(0,211 \times \left(\frac{\tilde{T}_p}{273,15} \right)^{1,94} \times \frac{1,013 \times 10^{-5}}{\bar{p}_g} \right) \times 10^{-4} \quad (3.20)$$

Le processus de croissance de la couche liquide autour des particules de suie s'arrête si la saturation liquide diminue jusqu'à 1 ou que la température devient inférieure à la température de congélation T^*_p [K].

$$T^*_p = \frac{1}{a_1} \left(\ln \left(\frac{a_1 \dot{V}_p}{V_p} \right) - a_2 \right) \quad (3.21)$$

avec $a_1 = -3,5714$ [K⁻¹] et $a_2 = 858,719$ [-] des coefficients issus d'une approximation de taux de congélation (Riechers, Wittbracht, Hütten, & Koop, 2013) et V_p [m³] le volume de la particule.

- Modèle de croissance solide (Fukuta & Walter, 1970a)

Dès que la température de la particule, alors formée de suie et d'eau liquide, devient inférieure à la température de congélation, un nouveau modèle de croissance pour les cristaux de glace est utilisé (Fukuta & Walter, 1970a).

La croissance des particules recouvertes de glace continue jusqu'à ce que la saturation de la glace ambiante devienne inférieure à 1 ($S_{glace} \leq 1$). Quand l'environnement de la particule n'est plus saturé en glace, celle-ci sublime et la traînée de condensation commence à s'amincir.

Le modèle décrivant l'évolution du rayon des particules r_p [m] et leurs masses m_p [kg] est :

$$\dot{r}_p = \frac{\partial r_p}{\partial t} = \frac{S_{glace} - A}{r_p(C_T A + C_\rho)} \quad (3.22)$$

$$\dot{m}_p = \frac{\partial m_p}{\partial t} = \frac{4\pi\rho_p r_p (S_{glace} - A)}{(C_T A + C_\rho)} \quad (3.23)$$

avec A [-] un terme utilisé pour représenter l'influence de l'effet Kelvin dû à une pression de saturation plus élevée sur une surface courbée $p_{v,c}$ [Pa] par comparaison avec une surface plane $p_{v,p}$ [Pa]. Ce coefficient correctif est défini tel que :

$$A = \frac{p_{v,c}}{p_{v,p}} = \exp\left(\frac{2\sigma_p M_v}{\rho_p r_p R \tilde{T}_p}\right) \quad (3.24)$$

où M_v [kg.mol⁻¹] est la masse molaire l'eau, σ_p [J.m⁻²] et ρ_p [kgm⁻³] sont respectivement la tension surfacique et la masse volumique pour la particule. Et, C_T et C_ρ sont des coefficients déterminant la température et la densité de l'eau proche de la particule.

$$C_T = \frac{L_c^2 M_v \rho_p}{r_p k_g R \tilde{T}_p^2 f_{3\alpha}} \quad (3.25)$$

$$C_\rho = \frac{R \tilde{T}_p \rho_p}{p_v D_v M_v f_{3\beta}} \quad (3.26)$$

Où L_c [J.kg⁻¹] est la chaleur latente dépendant du changement d'état (de liquide à solide ou de solide à gazeux), de même p_v est la pression de saturation adaptée à l'état de l'eau, ensuite k_g [W.m⁻¹.K⁻¹] est la conductivité thermique et, $f_{3\alpha}$ et $f_{3\beta}$ sont des facteurs de normalisation.

$$k_g = 0,0418 \times (5,69 \times 10^{-5} + (\tilde{T}_p - 273,15) \times 0,017 \times 10^{-5}) \quad (3.27)$$

$$f_{3\alpha} = \frac{r_p}{r_p + \frac{k_g \sqrt{2\pi M_a R \tilde{T}_p}}{\alpha p_a \left(c_{v,a} - \frac{R}{2} \right)}} \quad (3.28)$$

$$f_{3\beta} = \frac{r_p}{r_p + \frac{D_v}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi M_v}{R \tilde{T}_p}}} \quad (3.29)$$

Avec $c_{v,a}$ [J.mol⁻¹.K⁻¹] la chaleur massique de l'air où le volume est constant et, α et β sont respectivement le coefficient d'accommodation et le coefficient de condensation tels que d'après (Fukuta & Myers, 2007) : $\alpha = 0,68$ et $\beta = 0,022$.

3.3.3 Couplage par le taux de condensation

Afin de caractériser le retrait d'eau dans l'environnement ambiant pour augmenter le rayon des particules ou l'ajout d'eau dans l'air ambiant dans le cas de la sublimation, un terme caractérisant le taux de condensation est défini. Ce terme $\bar{\omega}_{glace}$ apparaît dans les équations de dynamique du chapitre précédent avec l'équation de transport pour la vapeur d'eau. Ce terme permet donc à la microphysique d'influencer la dynamique du jet et, plus particulièrement, la saturation en eau liquide et en glace dans le domaine.

$$\bar{\omega}_{glace} = n \sum_{p=1}^{N_{num}} \dot{m}_p \quad (3.30)$$

Avec \dot{m}_p [kg/s] permettant de caractériser la variation de masse de la particule numérique.

3.4 Modélisation de la microphysique

3.4.1 Mise en place

Pour implémenter le modèle microphysique dans le logiciel de simulation STAR-CCM+, des résolutions temporelles implicites et lagrangiennes multiphasiques sont utilisées. Le solveur temporel, résolu en implicite, est nécessaire, car les équations de la microphysique définies par (Fukuta & Walter, 1970a) et (Kärcher et al., 2015) utilisent la variable temporelle locale à une particule pour caractériser la croissance de celle-ci. De plus, une approche lagrangienne permet de suivre le mouvement des particules dans le domaine fluide. Ces particules numériques générées par des injecteurs dans la phase lagrangienne pourront suivre le mouvement du fluide et l'évolution de la dynamique influencée par le terme « source » $\bar{\omega}_{glace}$ défini dans la partie précédente. Ainsi, avec l'hypothèse faite d'un équilibre de la dynamique entre le gaz composé d'air et de vapeur d'eau et les particules numériques, la position d'une particule x_p peut-être définie avec la vitesse du gaz \tilde{u}_g telle que :

$$\frac{\partial x_p}{\partial t} = \tilde{u}_g \quad (3.31)$$

En outre, chaque particule numérique (aussi appelée « Parcelle ») représente un nombre spécifique de particules calculées à partir de la densité ou de l'indice d'émission de la particule.

En ce qui concerne les particules de suie, l'indice d'émission EI_s [kg^{-1}] utilisé a été repris des résultats expérimentaux obtenus par (Petzold et al., 1999) avec $EI_s = 10^{15}$ [kg^{-1}]. Le nombre de particules de suie par parcelle N_p [-] est calculé avec :

$$N_{psoot} = \left(\frac{1}{N_{mailleinjecteur}} \right) \times \dot{m}_{car} \times EI_s \times \Delta t \quad (3.32)$$

où $N_{mailleinjecteur}$ est le nombre de mailles qui injectent des particules à chaque pas de temps et \dot{m}_{car} est le débit massique de carburant injecté pour le jet primaire (pour le CFM56-5B3, $\dot{m}_{car} = 0.43127 \text{ kg/s}$).

3.4.2 Étude de l'influence du modèle microphysique sur la CFD

Afin d'étudier le comportement du modèle avec une simulation 3D URANS, une première simulation a été réalisée avec pour condition ambiante :

- $T_a = 218,8$ [K]
- $RH_{ice} = 120\%$ [-]
- $Altitude = 106680$ [m]

Pour ces conditions de vol, la répartition en tailles de ces particules est réalisée à l'aide d'une loi normale avec pour rayon moyen initial 15×10^{-9} [m] et pour écart type 1.5×10^{-9} [m] (Wey et al., 2006). Le jet propulsif en sortie a une fraction massique de 0,0236. Afin de pouvoir observer l'influence de la microphysique sur la CDF, il est nécessaire de modéliser un carburant riche en particules de suie. L'indice d'émission de particules de suie choisi pour cette étude est de 5×10^{15} [kg^{-1}].

La dilution du jet propulsif simulé avec la microphysique est comparée aux mesures expérimentales regroupées dans l'article (Schumann et al., 1998). Ces données ont été obtenues à partir de mesures en vol de la concentration massique des produits de la combustion (CO_2 ,

NO_x , NO_y , SO_2 , H_2O). Cette dilution est déterminée à l'aide de l'équation suivante énoncée dans le chapitre 1 :

$$N = \frac{\pi \rho V D^2}{4 \dot{m}_{car}} \quad (3.33)$$

avec ρ la masse volumique du jet, V la vitesse de l'avion, D le diamètre du jet et \dot{m}_{car} le débit de carburant utilisé.

La Figure 3.3 compare le ratio de dilution du jet simulé (représenté par une ligne noire) établi en fonction de l'évolution du diamètre du jet propulsif dans le temps, avec les valeurs expérimentales affichées sous forme de nuage de points. Cette comparaison indique que la tendance de croissance finale de la simulation du jet rejoint les résultats des études expérimentales de la littérature.

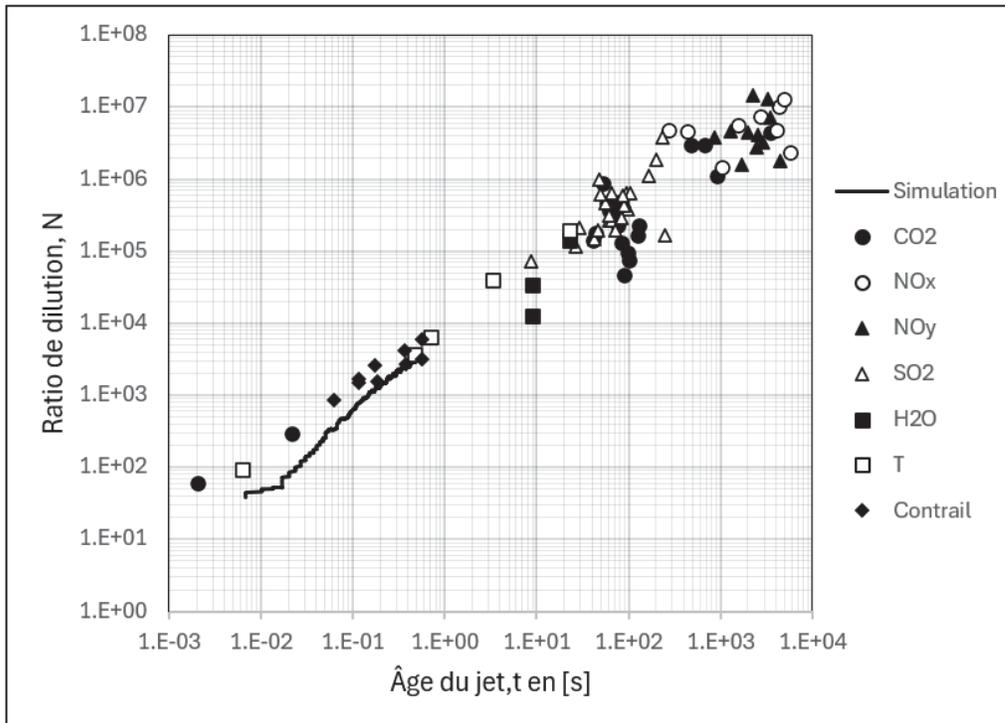


Figure 3.3 Comparaison du ratio de dilution (Simulation) avec les résultats expérimentaux adaptés de Schumann et al. (1998, p. 3102)

Sur les Figures 3.4 et 3.5, une étude de l'influence de la microphysique sur les champs scalaires de saturation liquide et solide est réalisée. Pour ce faire, les équations de la saturation de l'eau liquide et de la glace décrites précédemment sont utilisées. Les champs scalaires de saturation sont donc basés sur ceux de la température, de la pression absolue et de la fraction molaire de H_2O .

Dans le cas de la saturation en eau liquide, l'information primordiale est celle de $S_{liq} > S_{activation} \cong 1$, la condition pour l'activation des particules de suie permettant à l'eau de commencer à se condenser autour de celle-ci. La part du domaine où $S_{liq} > S_{activation}$ apparaît en rouge sur la Figure 3.4.

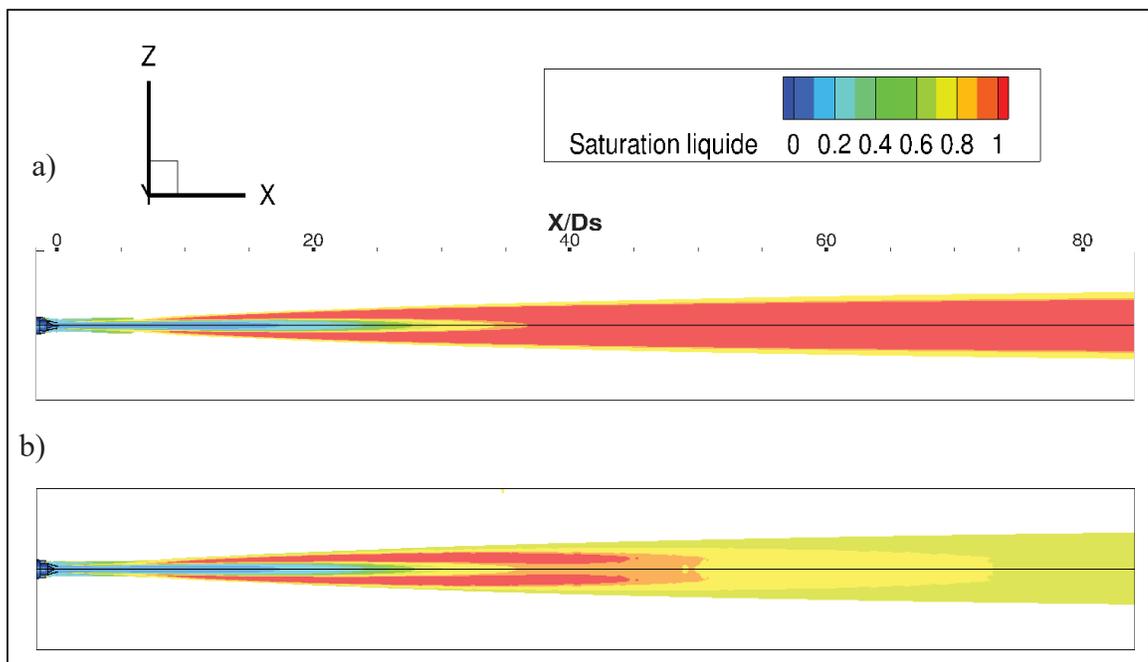


Figure 3.4 Observations des champs scalaires de la saturation liquide avant (a) et après (b) le calcul de la microphysique dans le jet

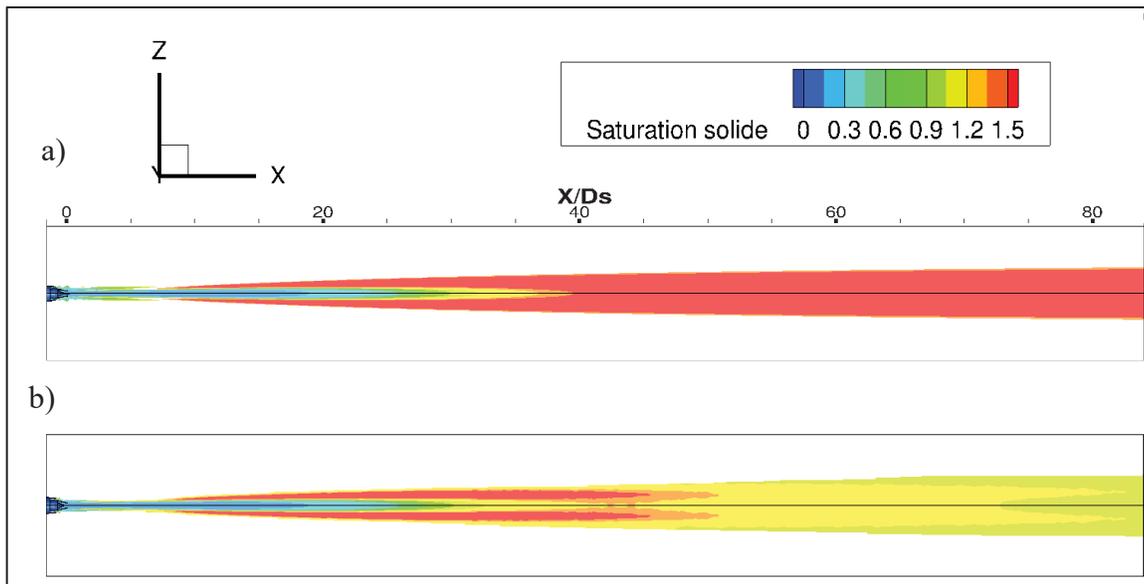


Figure 3.5 Observations des champs scalaires de la saturation en glace avant (a) et après (b) le calcul de la microphysique dans le jet

Pour la saturation en cristaux de glace, il est important de noter les zones sur la Figure 3.5 où $S_{glace} > 1$. Les cristaux de glace, formés à partir des particules de suie et de l'eau ayant gelé avec la baisse de la température, continuent de croître et ne subliment pas dans ces zones.

Que ce soit en eau liquide ou glace, au passage des particules simulées dans le jet, la saturation diminue avec la condensation liquide ou solide d'eau autour de la suie. C'est pourquoi les champs de saturation ont leurs valeurs réduites dans les zones où passent les particules du jet et où les particules sont activées, soit après le passage dans le domaine rouge du champ de saturation liquide. Cependant, il est possible d'observer que la variation de la quantité d'eau dans le domaine de simulation, ces variations, induites par le terme source $\bar{\omega}_{glace}$, impactent les champs de saturation, faisant apparaître de l'instabilité numérique autour du jet.

3.4.3 Analyse des résultats

Les cas étudiés dans cette section sont les mêmes que ceux présentés précédemment, à l'exception de l'utilisation d'une valeur d'indice d'émission alignée avec les niveaux actuels

d'émissions. L'indice d'émission est donc de 5×10^{14} [kg⁻¹] équivalent à une densité de particules de suie de 10^{12} [m⁻³].

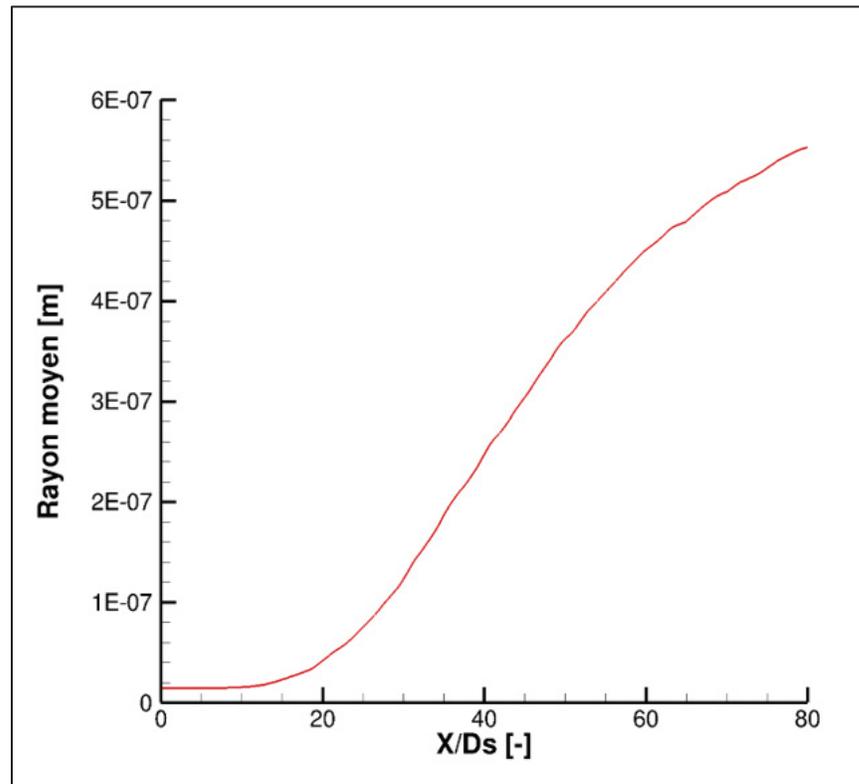


Figure 3.6 Évolution du rayon moyen des particules de suie dans le jet

La Figure 3.6 montre l'évolution par rapport à la position dans le jet propulsif du rayon moyen des particules dans le jet. Pour obtenir ces valeurs, le domaine a été discrétisé avec un pas de 1 [m], permettant ainsi de calculer la valeur moyenne du rayon des particules dans chaque intervalle le long de l'axe du jet. La croissance du rayon moyen commence à se manifester après 20 mètres (soit un peu plus de $10 \times D_s$ avec D_s le diamètre du flux secondaire en sortie du by-pass). Ensuite, il y a une augmentation relativement rapide du rayon entre les 20 et 80 X/D_s , semblant enfin se rapprocher d'un palier à 80 X/D_s . Ainsi, les particules dans le jet se mélangent dans le panache, et avec l'augmentation de la saturation et la diminution de la température locale aux particules, celles-ci grandissent jusqu'à atteindre une valeur moyenne de 560×10^{-9} [m] à 80 X/D_s .

La Figure 3.7 suit l'évolution des saturations, en eau liquide et en glace, moyennes dans le jet, réalisées de la même manière que pour le rayon moyen et calculée d'après les formules citées précédemment. Ces paramètres sont relevés au centre du jet propulsif. Ces variables scalaires sont influencées par le passage des particules avec le retrait ou l'ajout d'eau dans leurs environnements locaux durant leurs phases de croissance ou de sublimation. La saturation par rapport à l'eau liquide et à la glace commence à augmenter rapidement au centre du jet vers les 0,05 [s]. La saturation en glace passe alors au-dessus de 1 ($RH_{ice} = 100\%$) à 0,09 [s] suivie de la saturation liquide vers 0,12 [s]. Puis, les deux valeurs atteignent leurs maximums à respectivement 0,28 et 0,3 [s] avec $S_{liq_max} = 1,4$ et $S_{glace_max} = 2,2$. Les saturations commencent à converger vers une valeur atteignant à la fin du champ proche $S_{liq} = 1,2$ et $S_{glace} = 1,8$.

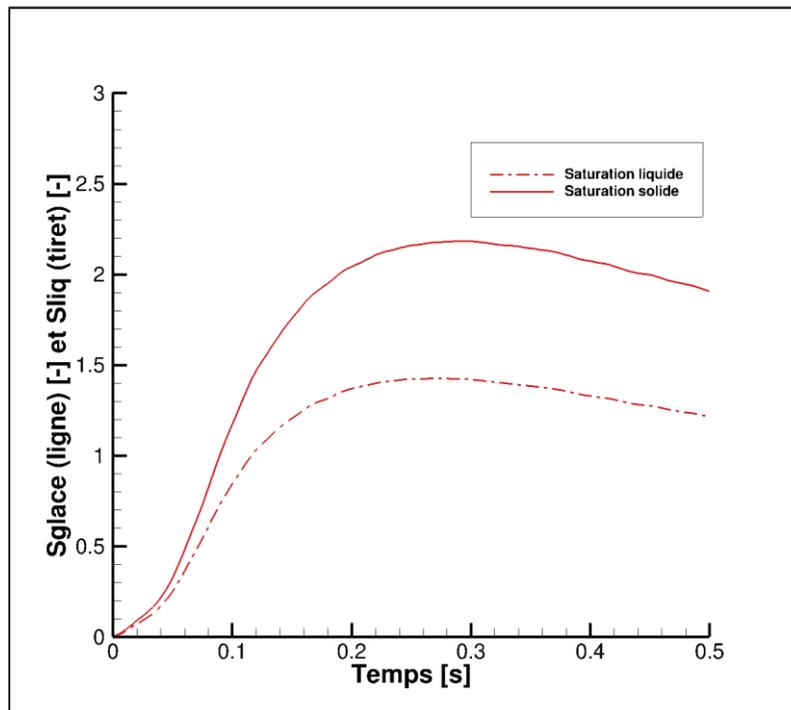


Figure 3.7 Évolution des saturations liquide (en rouge) et de la saturation en glace (en vert) dans le panache

Enfin, la Figure 3.8 illustre comment, l'état d'une particule évolue au cours du temps. À mesure que l'âge d'une particule augmente, son déplacement dans le domaine fluide évolue et sa position dans le jet suivant l'axe \vec{x} augmente. À la fin du champ proche, l'âge moyen des particules est de 0,5 seconde. Les fractions de particules activées et gelées au début du panache sont nulles, en effet, quand une particule rentre dans le domaine, en sortie du propulseur, celle-ci est seulement formée de suie et n'est donc ni activée ni gelée. Dans un premier temps, certaines particules, aidées par les phénomènes de mélange et de turbulence, passent dans des zones où la saturation est plus importante dans le jet. Ainsi, le long du jet propulsif, le nombre de particules activées va augmenter jusqu'à ce qu'elles soient presque toutes activées, enclenchant le processus de croissance après 0,2 seconde. De même, la totalité des particules gèlent à 0,34 seconde, se traduisant par une valeur de fraction de particules gelées de 100%.

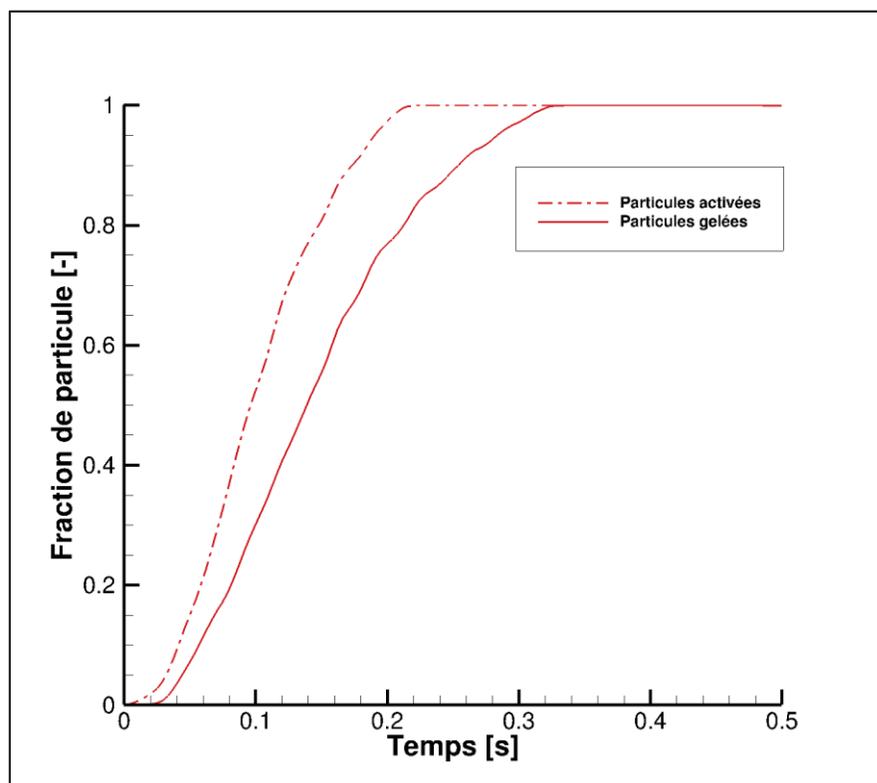


Figure 3.8 Évolution des fractions de particules activées (en rouge) et de particules qui ont gelé (en vert) par rapport à l'âge de la particule

3.4.4 Comparaison avec les résultats de la littérature

Afin d'étudier le comportement du modèle avec une simulation 3D URANS, une première simulation a été réalisée avec pour condition ambiante :

Tableau 3-1 Tableau des conditions initiales de la comparaison

	Cette étude	(Cantin, 2018)	(Bier et al., 2022)
Méthode	URANS	URANS	« Box modèle »
T_{ambiante} [K]	218,8	218,8	218,8
RH_{ice} [-]	120% et 110%	110%	120%
Altitude [m]	106680	106680	106680
Rayon moyen des particules de suie [m]	15×10^{-9} et 20×10^{-9}	20×10^{-9}	15×10^{-9}
L'indice d'émission de particules de suie [kg^{-1}]	5×10^{14}	5×10^{14}	10^{15}
η [-]	0.32	0.32	0.36
Diamètre de jet primaire [m]	0,31	0,31	$0,25\pi$
EI_{H_2O} [kg.kg^{-1}]	1,39	1,35	1,26

Le Tableau 3.1 regroupe les différentes conditions initiales de cette étude et de (Cantin, 2018) et (Bier et al., 2022) afin de comparer les résultats obtenus. La simulation actuelle utilise les paramètres du propulseur CFM56 reçus de SAFRAN, ainsi des différences apparaissent avec l'étude de (Bier et al., 2022) qui simule un cas simplifié. Bier utilise un diamètre de jet primaire de $0,25\pi$ [m^2] contre $0,31$ [m^2] pour le CFM56, ainsi que de légères différences pour les performances du propulseur ($\eta_{\text{Bier}} = 0,36$ et $\eta_{\text{CFM56}} = 0,32$) et l'émission d'eau ($EI_{H_2O_{\text{Bier}}} = 1,26$ [kg.kg^{-1}] et $EI_{H_2O_{\text{CFM56}}} = 1,39$ [kg.kg^{-1}]). D'un autre côté, la seule différence avec les études de (Cantin, 2018) est l'émission d'eau du propulseur.

Concernant le rayon des particules, ceux-ci augmentent de taille dans le jet en réponse à la hausse de la saturation et à la baisse de la température locale, atteignant une moyenne de 560×10^{-9} [m] à $80 X/D_s$, proche des 570×10^{-9} [m] relevées à $74 X/D_s$ par (Cantin, 2018). Ce rayon moyen, calculé à la fin du champ proche, est en accord avec les résultats de (Kärcher, 2016) notant 600×10^{-9} [m] dans ce cas.

Les comparaisons concernant la saturation montrent que les études de (Cantin, Misandeau, Chouak, & Garnier, 2022), ainsi que (Bier et al., 2022), révèlent des profils de saturation similaires, avec une augmentation des saturations, atteignant des valeurs maximales avant de converger vers l'humidité relative ambiante. Concernant les fractions de particules activées et de particules gelées, le « box-model » de (Bier et al., 2022) et la présente étude atteignent tous deux un palier proche de 1. La convergence de cette étude est cependant plus rapide avec l'atteinte d'une phase dispersée, complètement gelée à 0,34 [s] contre 0,8 pour le « box model ». La raison de cet écart est probablement l'utilisation de méthodes de modélisation différentes et de deux géométries distinctes.

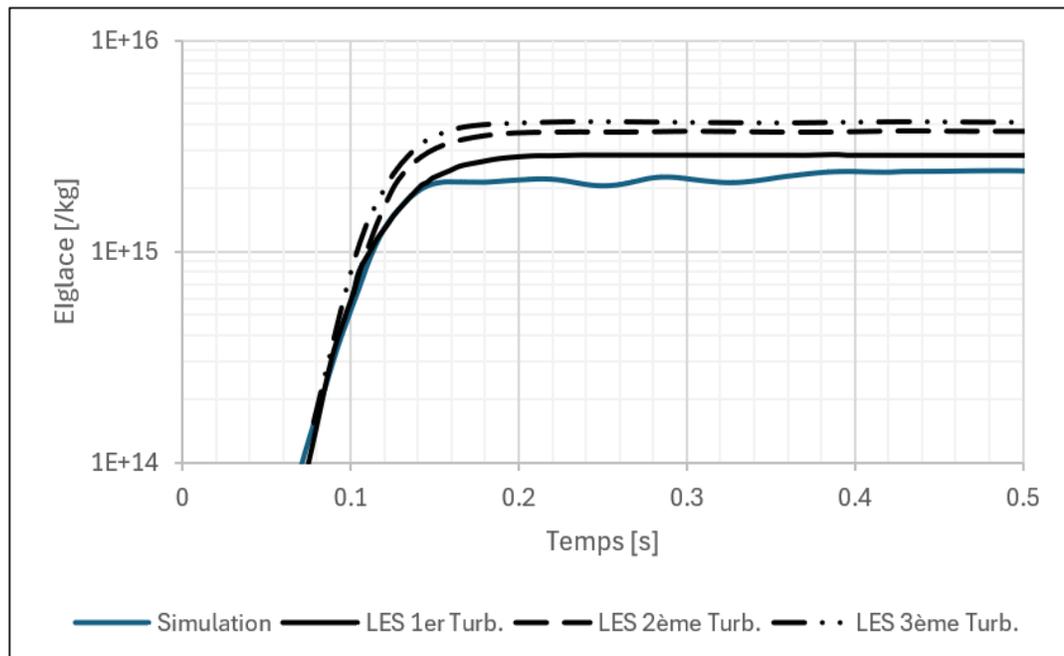


Figure 3.9 Comparaisons des cas de LES (1er Turb., 2ème Turb. et 3ème Turb.) adaptés de Lewellen (2020, p. 2590) avec le modèle développé (Simulation)

Enfin, la Figure 3.9 expose une comparaison de ce modèle microphysique réalisé en URANS avec celui de (Lewellen, 2020) réalisé en LES. Les conditions initiales pour la réalisation de la simulation sont $T_a = 218,8$ [K], $RH_{ice} = 120\%$ [-], $Altitude = 106680$ [m]. Ensuite, la quantité d'eau initiale en sortie de propulseur est de $Y_{H2O} = 0,236$ en fraction massique, l'indice d'émissions de suie $Els = 1 \times 10^{16}$ [kg⁻¹] et le rayon moyen initial de 20×10^{-9} [m] et pour écart type 1.5×10^{-9} [m]. Les courbes de (Lewellen, 2020), représentées en noir, illustrent une étude paramétrique explorant divers modèles de turbulence. La simulation a été réalisée avec une seule valeur de turbulence issue de l'étude de (Cantin, 2018) avec un modèle de turbulence $k - \varepsilon$.

Les résultats démontrent que la tendance d'augmentation du nombre de cristaux de glace dans le jet obtenue avec ce modèle en URANS est la même que celle de l'article. Cette concordance indique que, les calculs de l'activation, de la croissance des particules de suie avec la condensation d'eau liquide et de la température à laquelle la particule gèle selon les équations dans (Kärcher, 2018), produisent des résultats similaires à ceux de (Lewellen, 2020) en termes de vitesse de formation de cristaux. Toutefois, le plateau observé après 0,2 [s] dans cette simulation présente un léger écart. Cette différence pourrait être attribuée à la représentation de la turbulence utilisée en URANS, mais elle pourrait également résulter de variations dans les valeurs de Y_{H2O} , dont l'impact est démontré dans l'étude paramétrique du chapitre 4.

Ainsi, pour modéliser la microphysique à l'origine de la formation de cristaux de glace, une approche lagrangienne est utilisée pour suivre le déplacement des particules à partir des résultats de la CFD. Ce modèle intègre une fonction d'activation des particules de suie qui initie la condensation d'eau des équations de croissance de (Kärcher et al., 2015) puis, à partir de la température de congélation de l'eau, la condensation de glace issue de (Fukuta & Walter, 1970a, 1970b) commence. La comparaison, du modèle avec la littérature, montre des écarts inférieurs à 7 % pour la taille, le nombre et la vitesse de formation des cristaux.

CHAPITRE 4

SIMULATIONS NUMÉRIQUES URANS COUPLÉES À LA MICROPHYSIQUE

Avec le modèle microphysique établi précédemment, ce chapitre vise à présenter les issues des simulations réalisées avec une étude paramétrique. Dans un premier temps, les effets de différents paramètres environnementaux, avec la température ambiante et l'humidité relative, sur la croissance des cristaux de glace seront examinés. Dans un second temps, les effets des paramètres du moteur (quantité d'eau et de particules de suie en sortie de tuyère et rayon moyen initial des particules de suie) sur la formation des cristaux de glace seront analysés.

4.1 Étude paramétrique de l'influence des paramètres ambiants de vols sur la formation du jet et des traînées de condensation

La première partie du chapitre 4 explore l'influence des paramètres environnementaux ambiants sur la formation de traînées de condensation en vol. Ces paramètres sont directement affectés par le trajet suivi, l'altitude de croisière de l'avion et les conditions météorologiques. Les conditions ambiantes et les paramètres du moteur pour le cas de référence sont présentés dans le Tableau 4-1 :

Tableau 4-1 Condition du cas de référence

Température ambiante	218,8 [K]
Humidité relative par rapport à la glace	120%
Quantité d'eau initiale dans le jet	0,0236 (fraction massique)
L'indice d'émission en particules de suie	5×10^{15} [kg ⁻¹]
Rayon moyen initial et écart type des particules de suie	15×10^{-9} [m]

4.1.1 Température ambiante

Cette étude a pour but de déterminer l'effet de la température ambiante sur la microphysique. Les températures ambiantes sont de 215 K, de 218,8 K et de 225 K pour une température proche de la température seuil (226 [K]) pour la formation de traînée de condensation.

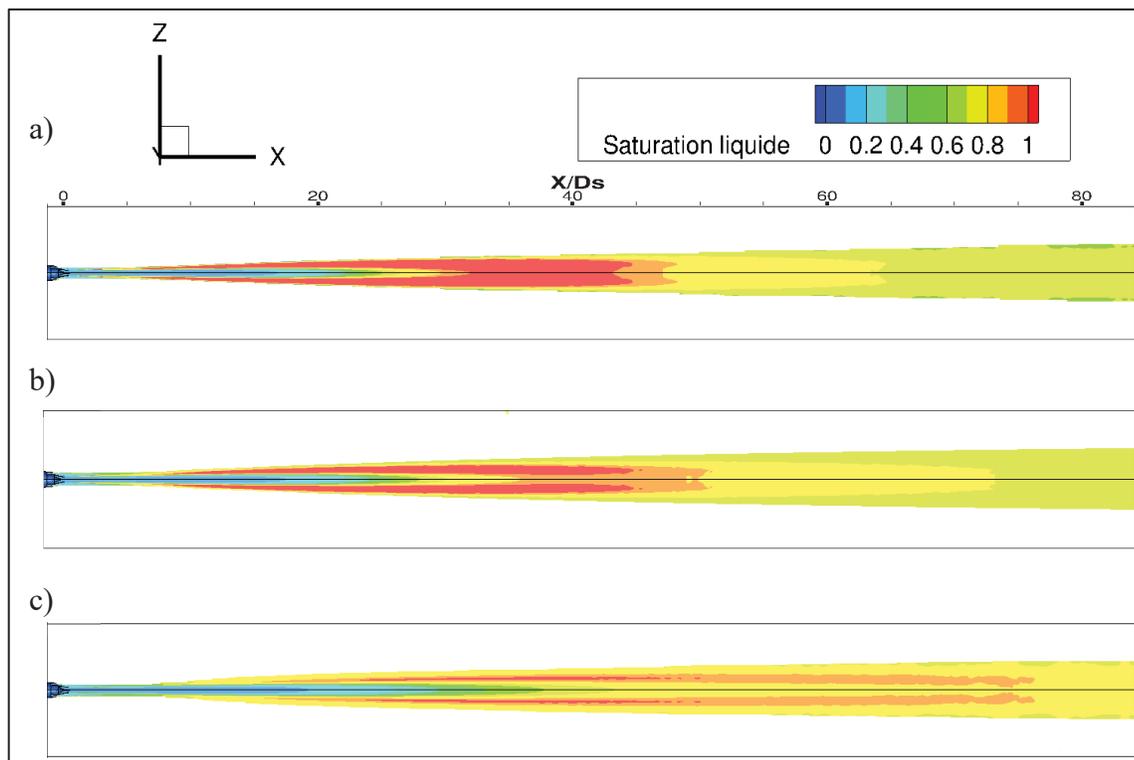


Figure 4.1 Champs scalaires de la saturation liquide à différentes températures ambiantes (avec a) 215 [K], b) 218 [K] et c) 225 [K]) avec une vue en coupe au centre

La Figure 4.1 met en évidence un plan de coupe en XZ du champ scalaire de la saturation en eau liquide pour les trois températures (215, 218,8 et 225 [K]). Le champ scalaire de S_{liq} illustre la part d'eau liquide pour un mélange contenant de la vapeur d'eau dans le jet propulsif. Malgré une humidité relative et une quantité d'eau en sortie de propulseur, toutes deux constantes, les champs de saturation varient en fonction de la température. En effet, les simulations révèlent que, dans le champ proche du jet, des températures réduites favorisent la croissance de la saturation liquide, formant une région de sursaturation englobant une portion

plus étendue du jet. À mesure que le jet s'étend au-delà de la région de saturation élevée, la saturation interne au jet décroît, favorisant une convergence progressive des niveaux de saturation liquide entre le jet et l'environnement ambiant. La zone en rouge, associée aux valeurs de saturation supérieures à 1 dans les représentations scalaires, délimite les régions où l'activation des particules de suie, nécessaire au déclenchement de la condensation de l'eau, devient possible conformément aux conditions d'activation établies ($S_{activation} = 1,0025 [-]$). Ainsi, à des températures plus élevées (par exemple 225 [K]), la condensation de l'eau et la formation des cristaux de glace sont limitées par une zone d'activation réduite, qui se manifeste en périphérie du jet sous la forme d'une fine enveloppe cylindrique. En revanche, pour des températures plus basses, telles que 215 K, la zone d'activation s'étend sur l'ensemble du jet. Donc, en raison des différences dans les champs, concernant la sursaturation ($S_{liq} > 1$), il est possible que les taux de croissance des particules soient différents.

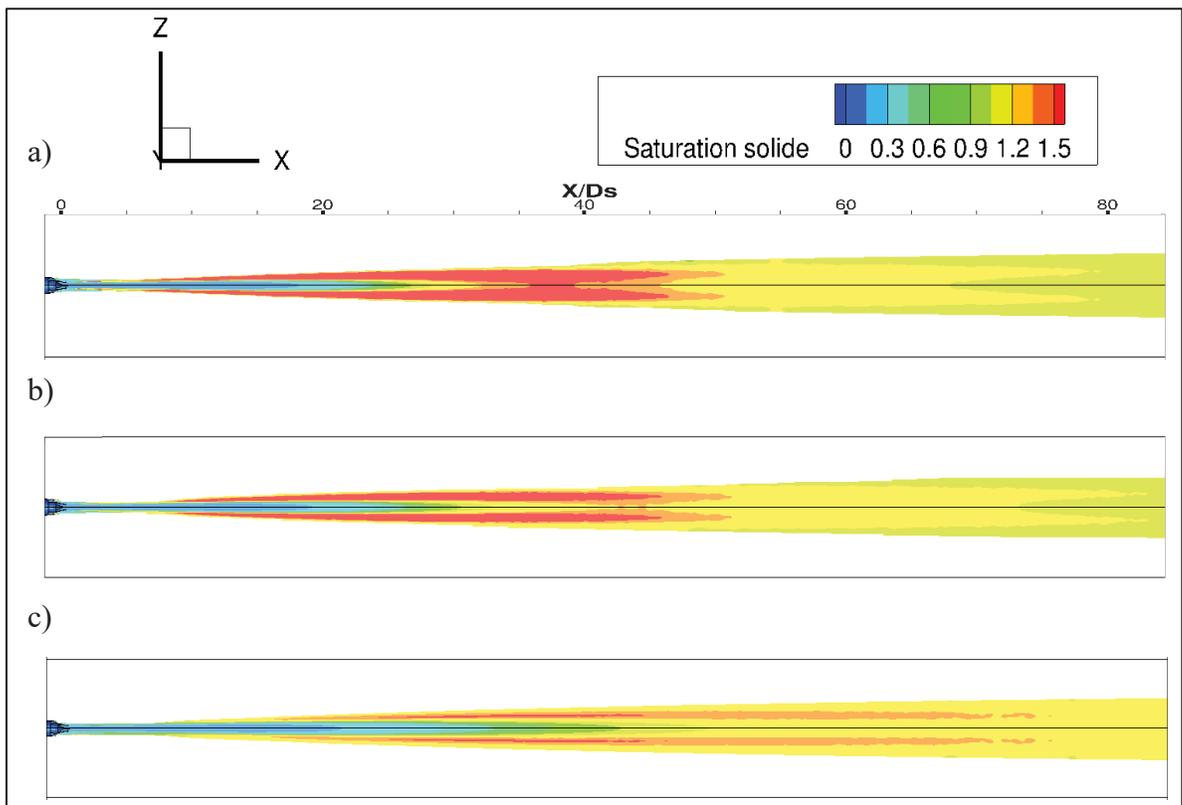


Figure 4.2 Champs scalaires de la saturation en glace à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet

La Figure 4.2, quant à elle, présente les champs scalaires représentant la saturation en glace. Ces champs révèlent une structure très similaire à celle des champs de saturation de l'eau liquide. Le phénomène d'homogénéisation, du jet dans l'air ambiant, est également visible vers la fin du champ proche. Il est important de noter que la valeur de la saturation dans chaque cas converge vers 1,2 équivalent à l'humidité relative en glace ambiante de 120% définie dans cette étude. Ainsi, il est possible d'assumer que, dans le cas où le jet maintient les mêmes conditions thermodynamiques ambiantes (sans les interactions entre les jets et les tourbillons de sillage), les particules de suie activées sont retrouvées à la fin du domaine de simulation sous forme de cristaux de glace. Alors, ces traînées de condensation sont « persistantes », en raison du maintien d'une saturation en glace adéquate, qui favorise la croissance des cristaux de glace tout en inhibant leur sublimation.

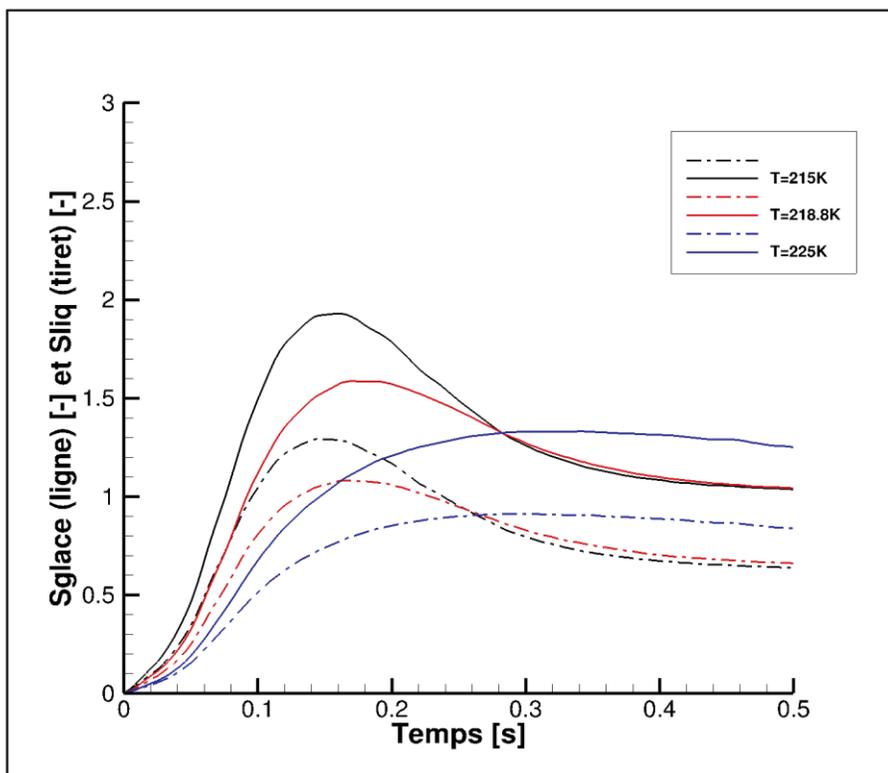


Figure 4.3 Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) pour l'étude paramétrique sur la température

La Figure 4.3 montre l'évolution des saturations moyennes, en eau et en glace, en fonction du temps local des particules. Les résultats révèlent que la diminution de la température influence

la valeur maximale de saturation, avec une saturation maximale supérieure pour des températures plus faibles. Pour 215 K, 218,8 K et 225 K, les saturations moyennes maximales en glace sont respectivement 1,9 [-], 1,6 [-] et 1,3 [-], tandis que les saturations maximales en eau sont 1,3 [-], 1,1 [-] et 0,9 [-]. Ainsi dans les cas à 215 K et 218,8 K, la majorité des particules s'activent, car les saturations maximales S_{liq} atteintes sont supérieures à celle d'activation $S_{activation}$ ($S_{activation} = 1,0025$ pour $r_{suie} = 15nm$). Aussi, dans le cas à 225 K, seulement une faible part des particules s'active avec la moyenne de S_{liq} à 0,9. Les courbes de saturation moyenne liquide et solide se rejoignent respectivement aux points de croisement (0,27 [s], $S_{liq} = 0,9$) et (0,29 [s], $S_{glace} = 1,3$). Les résultats mettent en évidence qu'à des températures plus élevées, la courbe de saturations présente une évolution plus graduelle. Une analyse des courbes révèle une tendance à converger vers une valeur légèrement inférieure à celle d'humidité relative ambiante. Aussi, plus la température est haute, plus la courbe prend du temps pour rejoindre cette valeur.

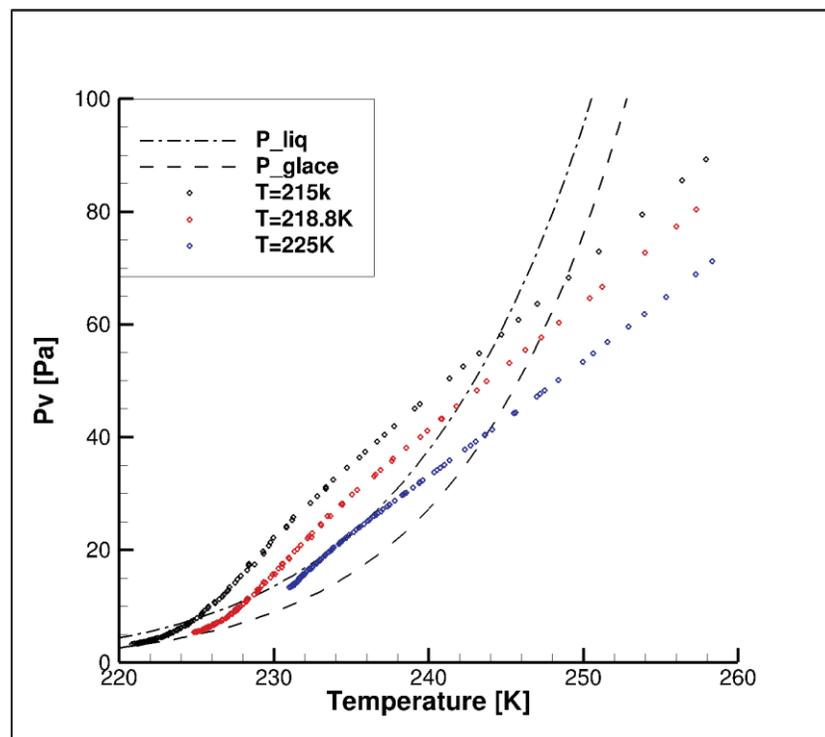


Figure 4.4 Évolutions des pressions partielles par rapport à la température dans le jet pour les différentes températures

La Figure 4.4 illustre l'évolution de la pression partielle moyenne sur les particules dans les jets propulsifs pour chaque température ambiante. Ces profils sont tracés en fonction de la température moyenne du jet, avec les lignes de mélange correspondantes pour chaque température ambiante. Les lignes de mélange sont presque parallèles jusqu'à ce qu'elles franchissent le seuil de saturation en eau liquide, en passant au-dessus de la courbe de pression de vapeur saturante liquide P_{liq} avec la diminution de la température. Les résultats révèlent que, pour des températures ambiantes plus basses, l'intersection de la courbe de pression partielle avec la courbe P_{liq} se produit à une température plus élevée, permettant à la pression partielle de rester supérieure à cette courbe plus longtemps. De plus, pour les températures de 215 [K] et 218,8 [K], les courbes de pression partielle convergent vers celle de la pression de vapeur saturante en glace. Cela indique une transition quasi totale des particules condensées en cristaux de glace et suggère la persistance de ces cristaux, car les lignes de mélange se terminent entre les deux courbes de pression de vapeur saturante. Ces résultats confirment que 225 [K] représente une température limite pour la formation de traînées de condensation, des températures supérieures entraînant une absence d'interaction avec la courbe de pression de vapeur saturante liquide, rendant l'activation des particules impossible.

La Figure 4.5 montre un plan de coupe des nuages de particules dans les trois jets propulsifs avec l'évolution du rayon moyen de ces particules dans chaque état (suie, suie + eau et suie + glace). Les particules en bleu sont celles qui sont seulement composées de suie. En effet, les résultats des simulations exposent qu'une majorité de particules de suie, pour des températures de 215 K et 218,8 K, ont commencé à condenser de l'eau et à geler. Au contraire, à 225 K, le nombre de particules dans le jet ayant commencé à croître est faible et se trouve autour des bords du jet correspondant au cylindre d'activation observé dans le champ de saturation liquide (Figure 4.1).

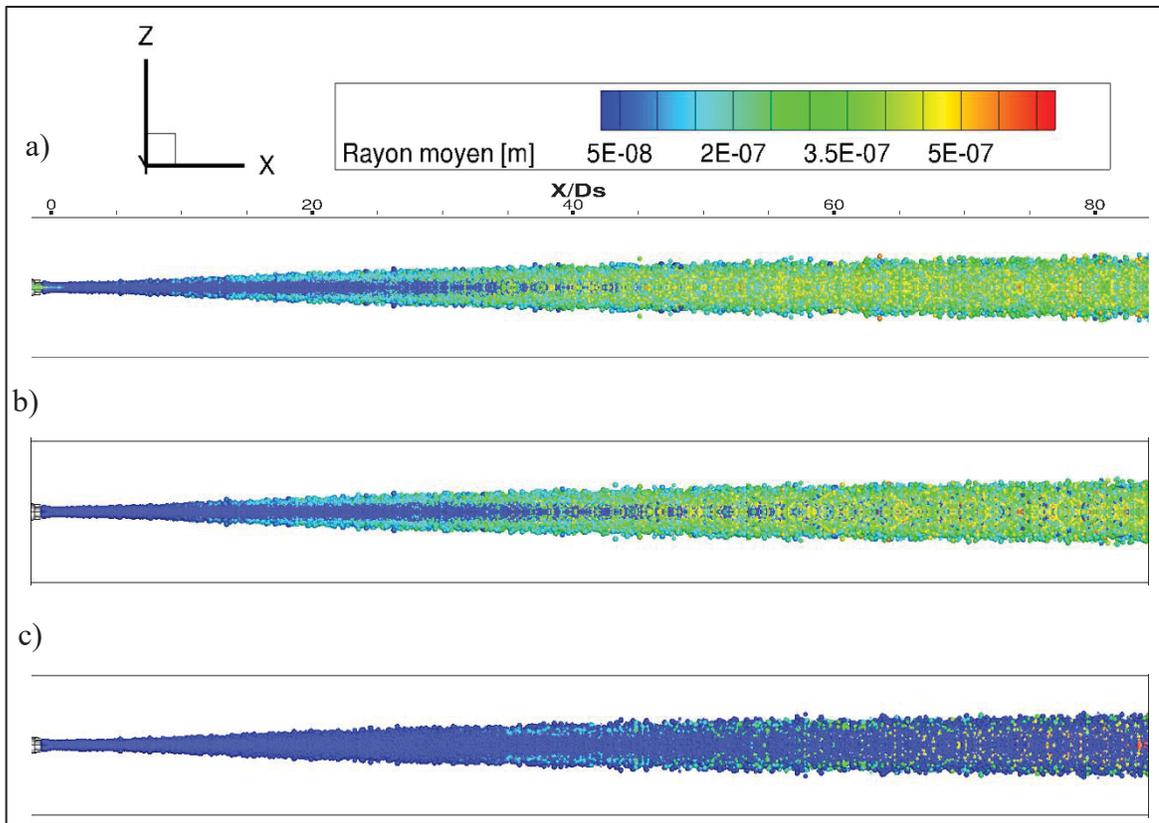


Figure 4.5 Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet

La Figure 4.6 présente l'évolution du rayon moyen dans le jet propulsif pour chaque cas. Les résultats révèlent qu'à des températures plus basses, la croissance des particules est avancée (de $20 X/D_s (= X1/D_s)$ où X/D_s est la position adimensionnelle par rapport au diamètre du by-pass), favorisant ainsi une augmentation de leur taille. Les rayons moyens obtenus à $80 X/D_s$, sont pour 225 K de 7×10^{-8} [m], pour 218,8 K de $2,8 \times 10^{-7}$ [m] et pour 215 K de $3,2 \times 10^{-7}$ [m].

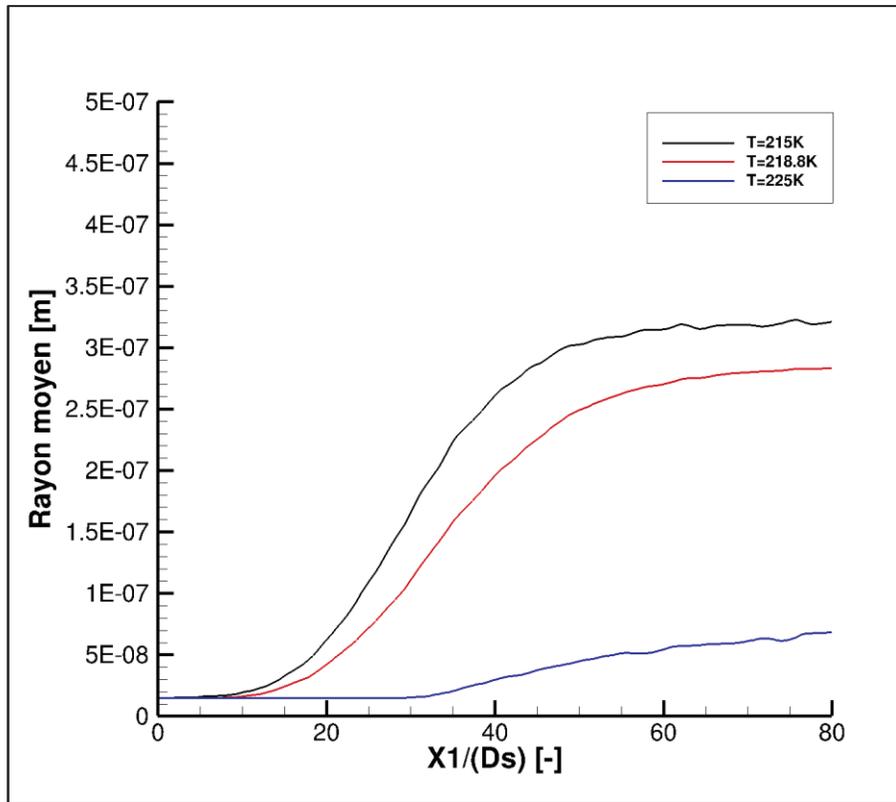


Figure 4.6 Évolutions des rayons moyens pour l'étude paramétrique suivant la température ambiante

Les Figures 4.7 et 4.8 illustrent respectivement un plan de coupe du nuage de particules, montrant l'évolution de l'état des particules dans le jet, et la courbe de l'évolution des ratios du nombre moyen de particules activées et du nombre moyen de particules gelées sur le nombre total de particules en fonction de l'âge des particules depuis leur éjection de propulseur. Les résultats obtenus confirment les observations faites précédemment indiquant qu'à des températures plus basses, les fractions de particules gelées tendent vers 1. Dans le champ représentant l'état des particules a) et b), la majorité des particules ayant entamé leur croissance présentent une couche d'eau sous forme solide. En revanche, à une température de 225 K, proche de la température seuil pour la formation de la traînée de condensation, le pourcentage de particules gelées est relativement faible, s'élevant à 18%. Ainsi, dans ce champ, la majorité des particules apparaissent en bleu, indiquant qu'elles ne contiennent pas d'eau condensée.

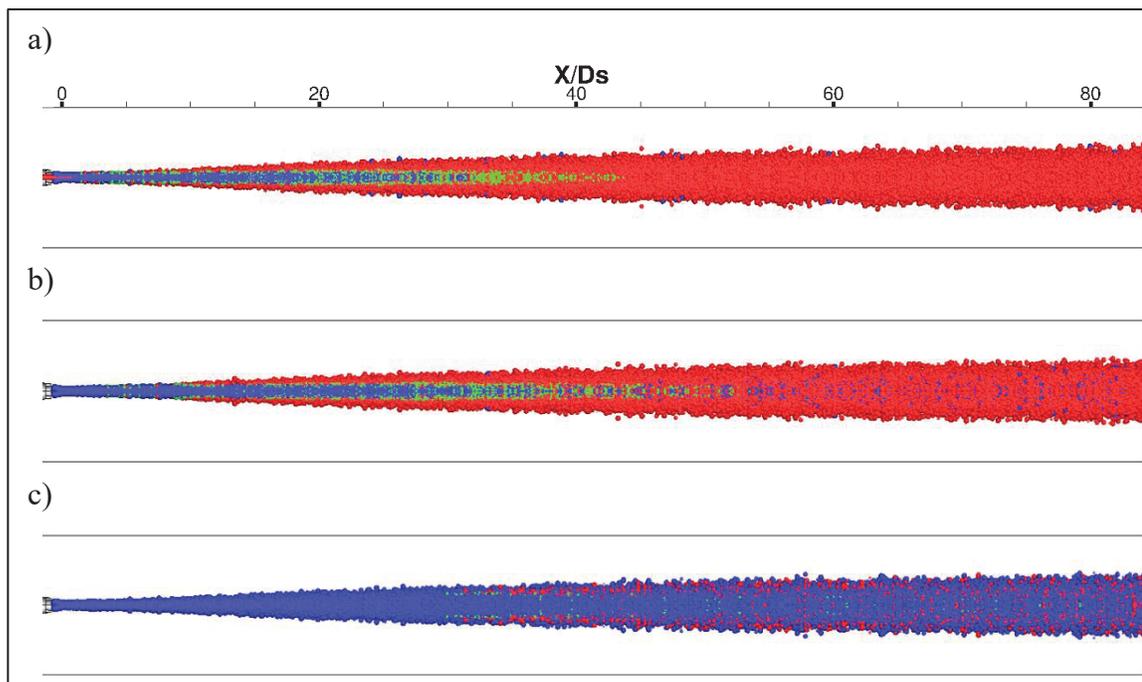


Figure 4.7 Observations de l'état des particules (état initial en bleu, état activé en vert/rouge et état gelé en rouge) dans le jet propulsif à différentes températures ambiantes (avec a) 215 K, b) 218 K et c) 225K) avec une vue en coupe au centre du jet

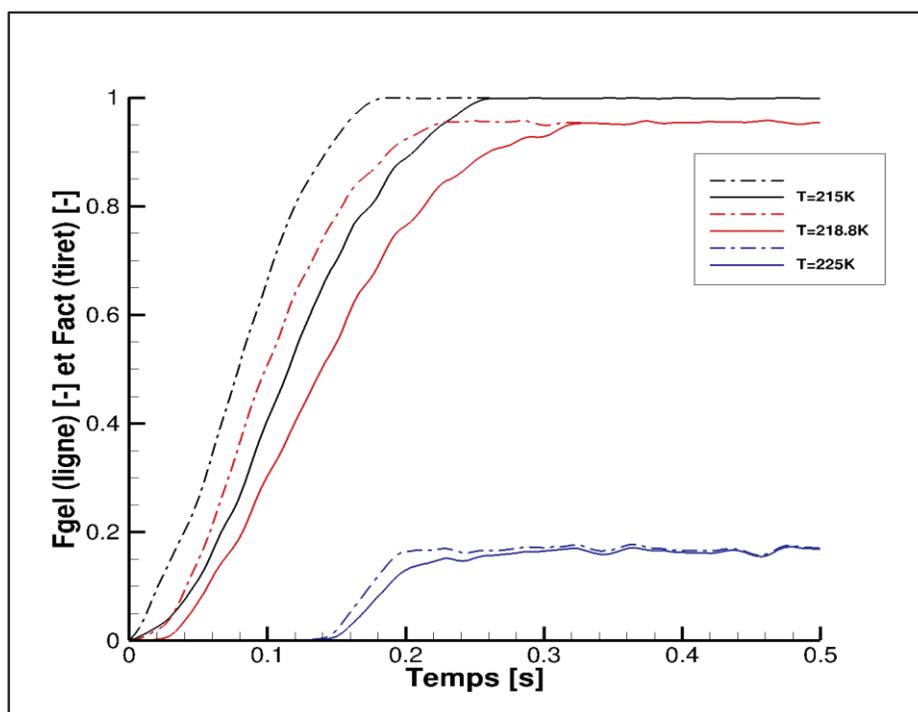


Figure 4.8 Évolutions des fractions de particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour les différentes températures ambiantes.

La température a donc un impact important sur la formation de la traînée de condensation. En effet, une température basse autour de 215 K permet à presque toutes les particules de former des cristaux de glace dans le jet, alors qu'une température proche de valeur limite comme 225 K ne générera que peu de cristaux.

4.1.2 L'humidité relative

Après avoir identifié les effets de la température ambiante dans la formation des traînes de condensation en champ proche du moteur, l'effet de l'humidité relative est étudié. Comme vu précédemment dans la revue de littérature, la quantité d'eau initiale dans le jet est un paramètre essentiel pour le développement de la traînée de condensation et l'humidité relative exerce une influence directe sur le caractère persistant de la traînée. Il est donc intéressant de comprendre comment cette influence est observable dans le champ proche du propulseur.

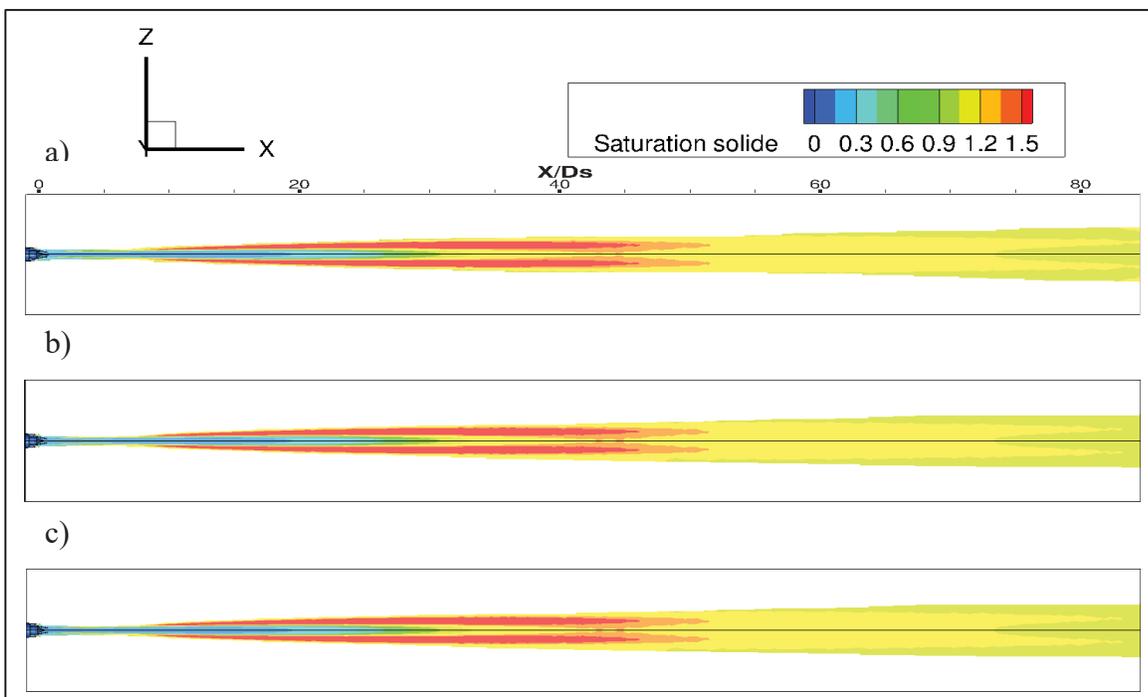


Figure 4.9 Champs scalaires de la saturation en glace pour différentes humidités relatives ambiantes par rapport à la glace (avec a) 100%, b) 120% et c) 140%) avec une vue en coupe au centre du jet

Les saturations en glace sont tout d'abord être étudiées, comme illustré dans les Figure 4.9 présentant les champs scalaires dans le plan de coupe XZ pour trois valeurs d'humidité relative par rapport à la glace (RH_{glace}) différentes (100%, 120% et 140%). Les champs de saturation à l'intérieur du jet, où se produisent les processus microphysiques liés aux particules de suie, restent similaires jusqu'à la fin du domaine. Les champs scalaires montrent une convergence des valeurs dans le champ entre les trois simulations vers $S_{glace} \in [0,9 \ 1,1]$. Les champs de saturation en eau liquide montrent les mêmes phénomènes.

La Figure 4.10a illustre l'évolution de la saturation moyenne, liquide pour les tirets et solide pour les lignes, dans le jet propulsif et la Figure 4.10b expose l'évolution de la pression partielle pour les différentes valeurs d'humidité relative. Les résultats confirment de légères différences dans les valeurs maximales de saturation telles que $S_{liqMAX} \text{ à } RH_{100\%} < S_{liqMAX} \text{ à } RH_{120\%} < S_{liqMAX} \text{ à } RH_{140\%}$ et $S_{glaceMAX} \text{ à } RH_{100\%} < S_{glaceMAX} \text{ à } RH_{120\%} < S_{glaceMAX} \text{ à } RH_{140\%}$. Cependant, que ce soit pour l'évolution de la saturation ou de la pression partielle, les différences observées pour l'étude paramétrique sont négligeables sur les deux graphiques.

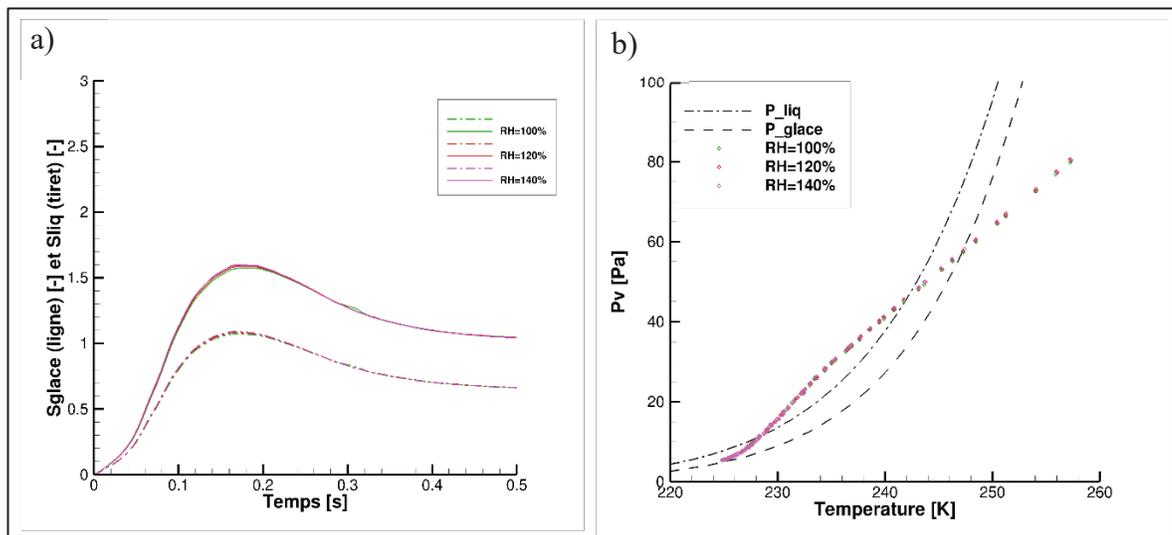


Figure 4.10 Évolutions des saturations moyennes a) en eau liquide (tiret) et solide (ligne) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur l'humidité relative

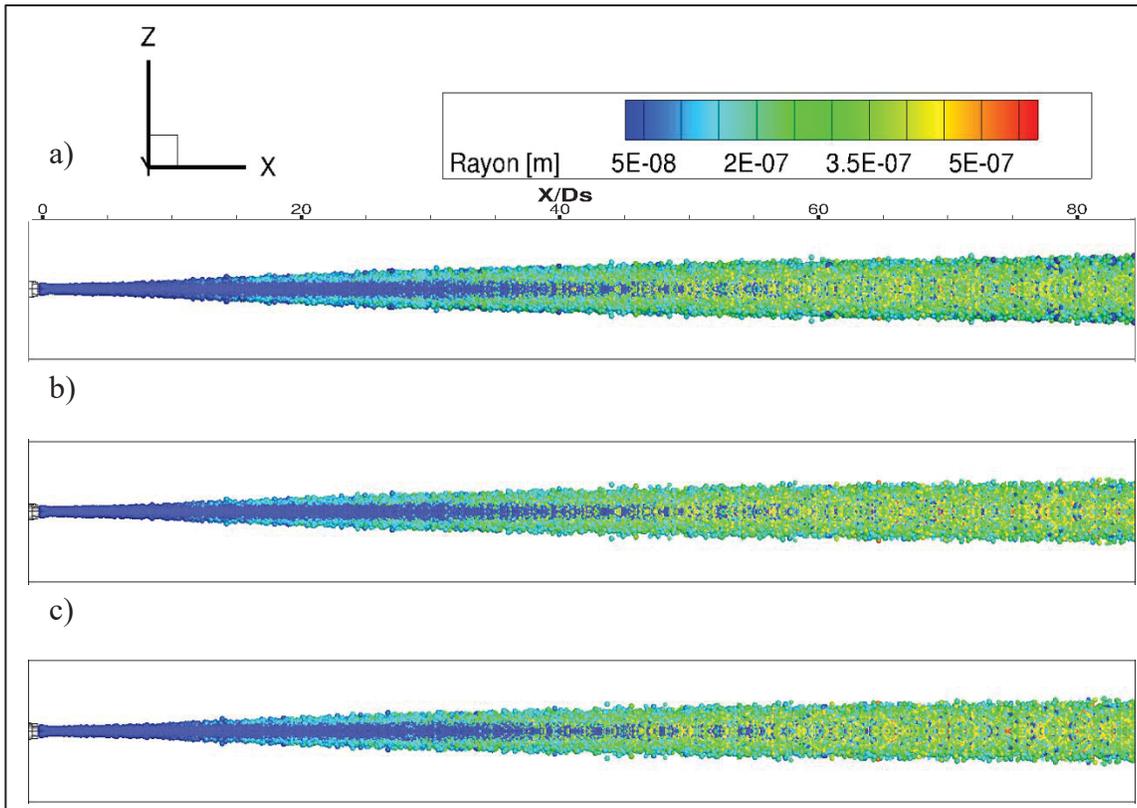


Figure 4.11 Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes valeurs d'humidité relative ambiantes (avec a) 100%, b) 120% et c) 140%) avec une vue en coupe au centre du jet

Sur la Figure 4.11 est montrée un plan de coupe du jet, où apparaissent les parcelles (groupements de particules) et leurs rayons, permettant d'observer l'évolution des rayons et leur répartition dans le jet propulsif. Les résultats soulignent que l'humidité relative n'a pas d'impact sur la croissance des particules en cristaux de glace dans le champ proche, car, pour chaque cas, la répartition, des particules et de leurs tailles, est presque identique. Cependant, il a été observé précédemment que la saturation au niveau des contours du jet à la fin du champ proche met en évidence une légère différence dans le cas $RH_{glace} = 100\%$, en effet, une plus grande quantité de particules dont la taille est « faible » (en bleu) sont visibles.

Ces observations sont appuyées par la Figure 4.12a exposant l'évolution du rayon et par la Figure 4.12b illustrant la fraction moyenne des particules qui s'activent et gèlent dans le jet propulsif pour les différentes valeurs d'humidité relative. En effet, les résultats montrent que

les tendances sont identiques dans chaque cas, avec seulement le cas à $RH_{glace} = 100\%$ dont les courbes de rayon moyen et de fraction de particules activée et gelée commencent à s'écarter des autres cas à partir de 70 [-] en position dans le jet et à diminuer.

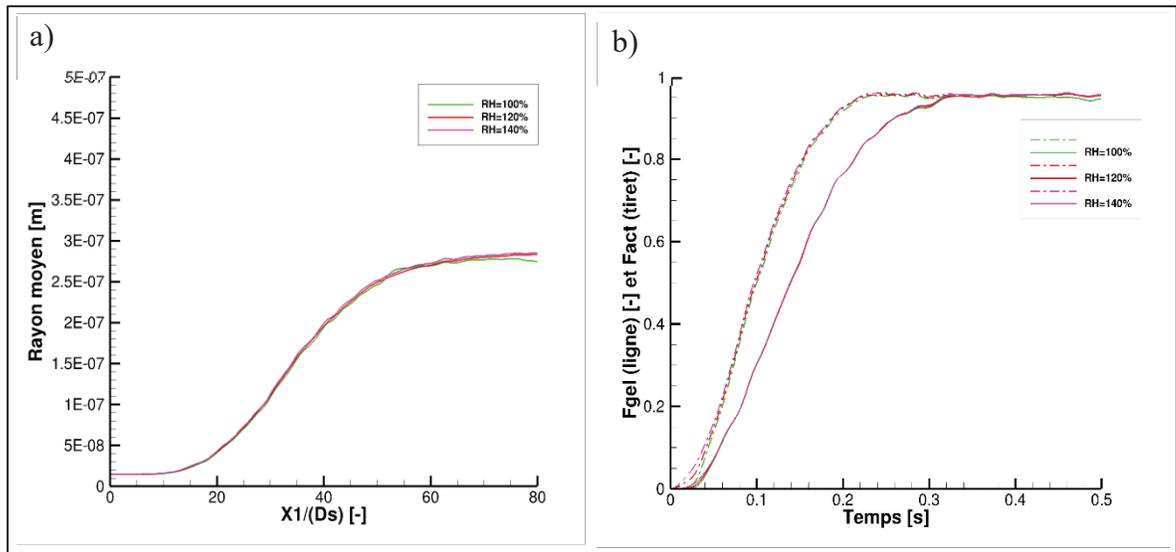


Figure 4.12 Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur l'humidité relative

L'humidité relative n'a donc qu'un impact négligeable sur la formation de la traînée de condensation dans le champ proche du propulseur. C'est seulement à la fin du champ proche que cette condition thermodynamique ambiante devient plus importante.

4.2 Étude paramétrique de l'influence des paramètres du jet propulsif initial sur la formation du jet et des traînées de condensation

Dans cette sous-partie du chapitre 4, l'influence des paramètres (l'émission d'eau et de suie, et le rayon moyen initial des particules de suie) découlant des propriétés d'un propulseur et du carburant utilisé est étudiée.

4.2.1 La quantité d'eau dans le jet initial

L'influence de la quantité d'eau dans le jet en sortie de propulseur est étudiée à la suite de l'effet de la variation d'humidité relative ambiante afin de comprendre l'impact de chaque paramètre influençant la quantité d'eau dans le domaine de simulation sur la formation des traînées de condensation.

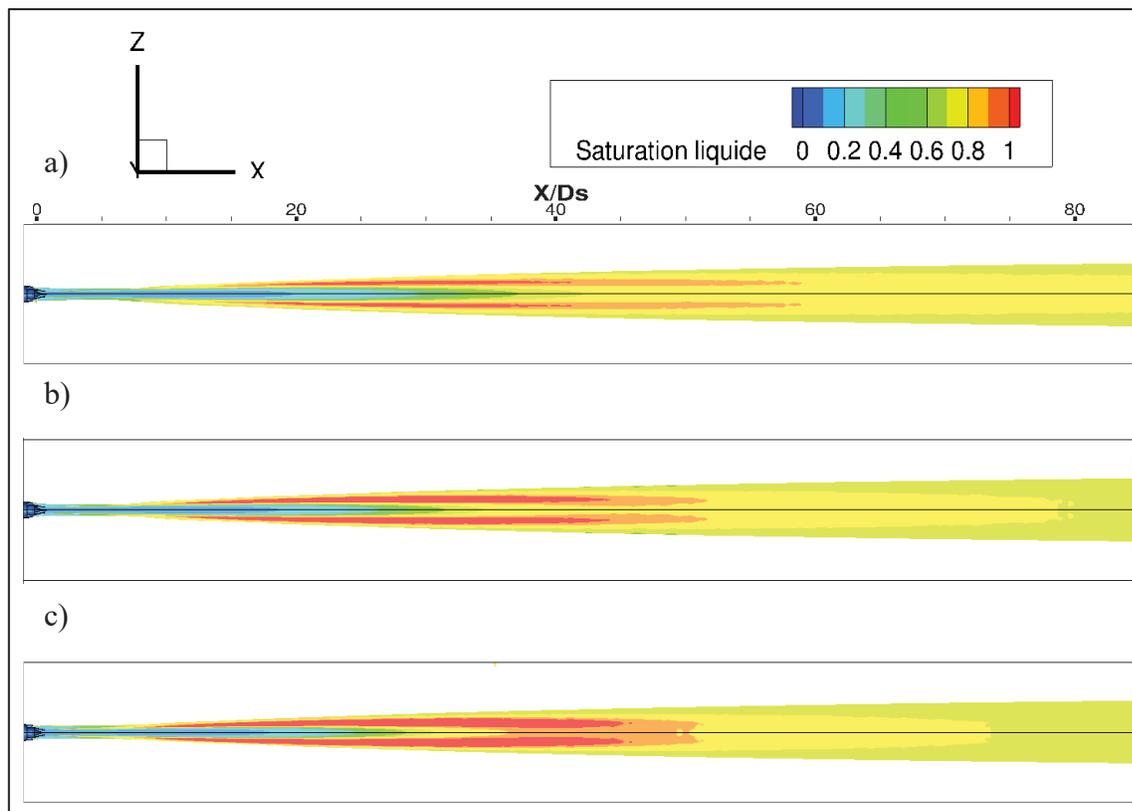


Figure 4.13 Champs scalaires de la saturation liquide pour différentes fractions massiques en sortie de propulseur (avec a) 0,0136, b) 0,0186 et c) 0,0236) avec une vue en coupe dans le jet

La Figure 4.13 illustre les champs scalaires de la saturation en eau liquide pour les différentes valeurs de fraction massique d'eau en sortie de propulseur (Y_m). Les résultats révèlent que la réduction de la quantité initiale d'eau dans le jet allonge et affine la zone d'activation ($S_{liq} > S_{activation} = 1,0025$) des particules de suie en gouttelettes, compliquant leur activation au centre du jet. Aussi, l'augmentation de la quantité d'eau en sortie de propulseur semble impacter la quantité d'eau nécessaire à la croissance du nuage de particules et de cristaux. En effet, pour $Y_m = 0,0236$, un champ de la saturation liquide s'homogénéise avec la valeur d'humidité relative ambiante à partir de $72 X/D_s$, de même pour $Y_m = 0,0186$ à partir de $78 X/D_s$. Dans le cas de $Y_m = 0,0136$, le champ n'est pas encore homogène à la fin du domaine. Ainsi, ce facteur influence le mélange de la quantité d'eau dans le domaine et la taille de la zone d'activation des particules de suie.

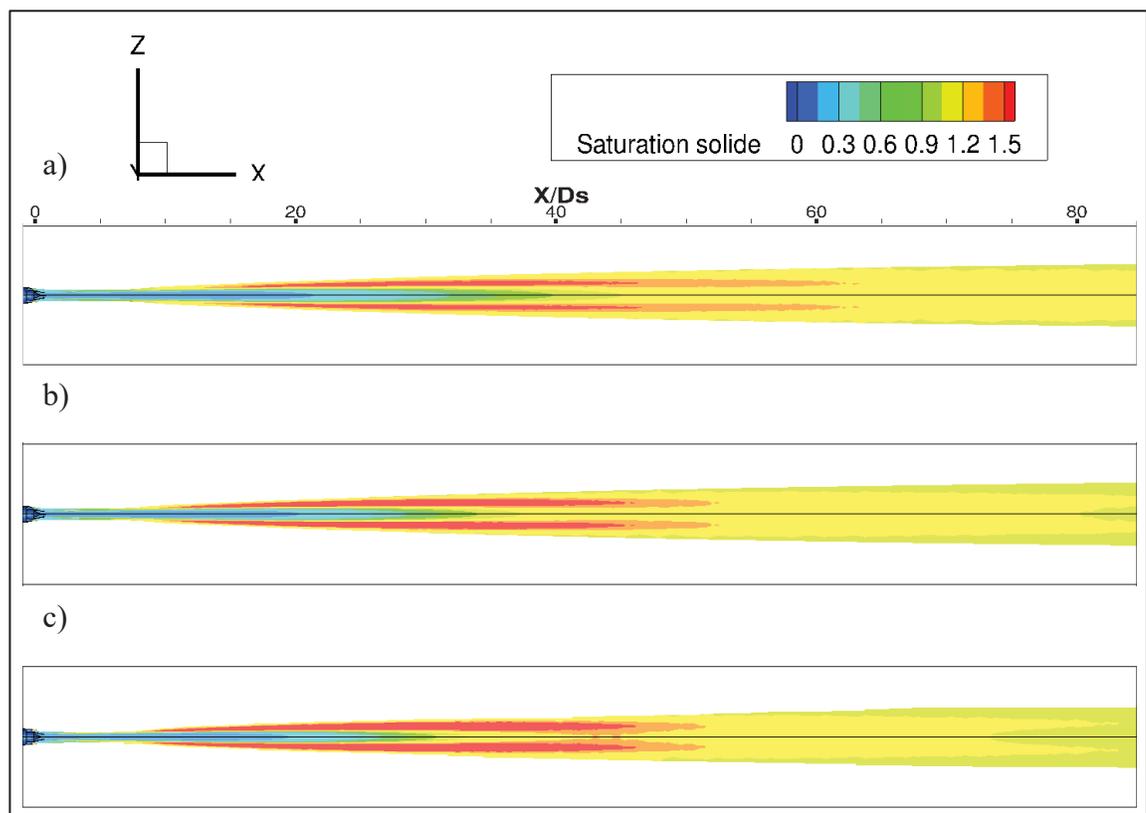


Figure 4.14 Champs scalaires de la saturation solide pour différentes fractions massiques en sortie de propulseur (avec a) 0,0136, b) 0,0186 et c) 0,0236) avec une vue en coupe dans le jet

La Figure 4.14 montre les champs scalaires de saturation solide pour chaque fraction massique d'eau étudiée. Les résultats permettent d'observer les mêmes phénomènes que pour la saturation liquide concernant les zones avec une saturation élevée. De plus, il est possible d'observer certaines différences dans la répartition du champ des valeurs de saturation solide $S_{glace} < 1$ après $50 X/D_s$, ce champ englobe tout le jet dans le cas $Y_m = 0,0236$, à partir de $80 X/D_s$ et pour le cas $Y_m = 0,0186$, $85 X/D_s$. Dans ces zones, la croissance des particules cesse, et les particules gelées entrent en phase de sublimation.

La Figure 4.15a montre l'évolution des saturations moyennes en eau liquide et en glace pour les différentes valeurs de fraction massique d'eau dans le jet en sortie de propulseur. Les résultats permettent de voir que la diminution de la quantité d'eau initiale influence la valeur maximale de saturation. Pour respectivement $Y_m = 0,0236$, $Y_m = 0,0186$ et $Y_m = 0,0136$, les valeurs maximales de saturation solide sont 1,6 [-], 1,45 [-] et 1,35 [-] et liquide 1,1 [-], 0,95 [-] et 0,85 [-]. Ainsi, dans les deux cas présentant les quantités d'eau les plus faibles, toutes les particules ne peuvent pas s'activer, car la moyenne de saturation liquide maximale est inférieure à la saturation minimale pour l'activation. Les résultats mettent en évidence que, tout comme dans le cas de la température ambiante, les courbes de saturations tendent vers les valeurs de 1,1 pour la saturation solide et de 0,7 pour la saturation liquide.

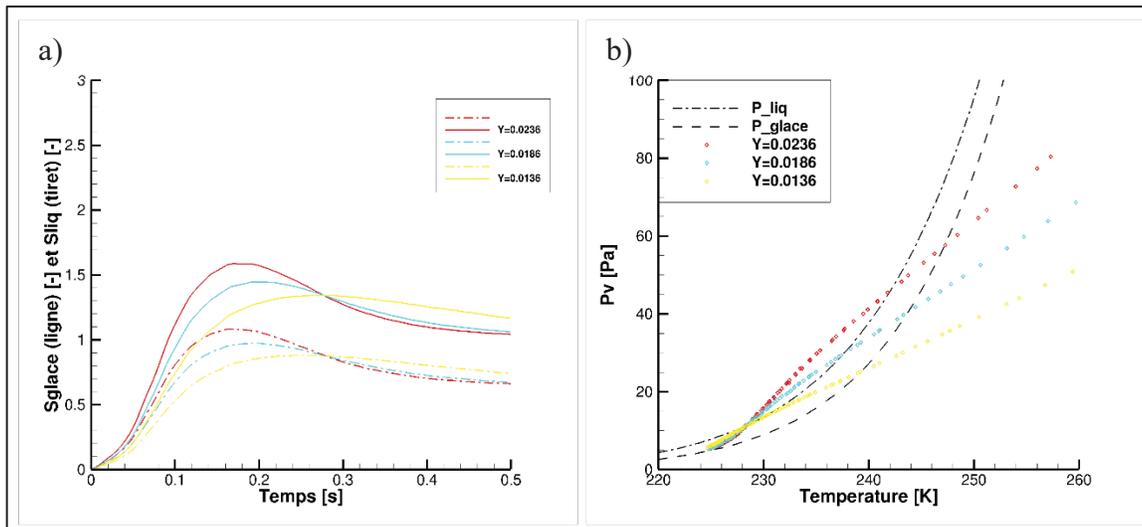


Figure 4.15 Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur la quantité d'eau initiale dans le jet

La Figure 4.15b illustre l'évolution de la pression partielle par rapport à la température avec les lignes de mélange du jet propulsif pour les valeurs de quantité d'eau définies dans l'étude. Les résultats démontrent que les lignes de mélange ont des pentes différentes, avec une pente plus élevée pour une quantité d'eau, dans le jet en sortie de tuyère, plus élevée. Il y a donc une température critique de formation de la traînée associée à chaque cas. L'augmentation de la quantité d'eau dans le jet augmente cette valeur de température ambiante critique. Ainsi, pour la ligne de mélange de $Y_m = 0,0136$, la température ambiante de 218,8 [K] est proche de la température critique. Il est aussi possible de remarquer que, pour les trois cas, les courbes de la pression partielle convergent vers une valeur comprise entre les deux courbes de pression de vapeur saturante, permettant de supposer que ces traînées de condensation formées dans le champ proche seront persistantes.

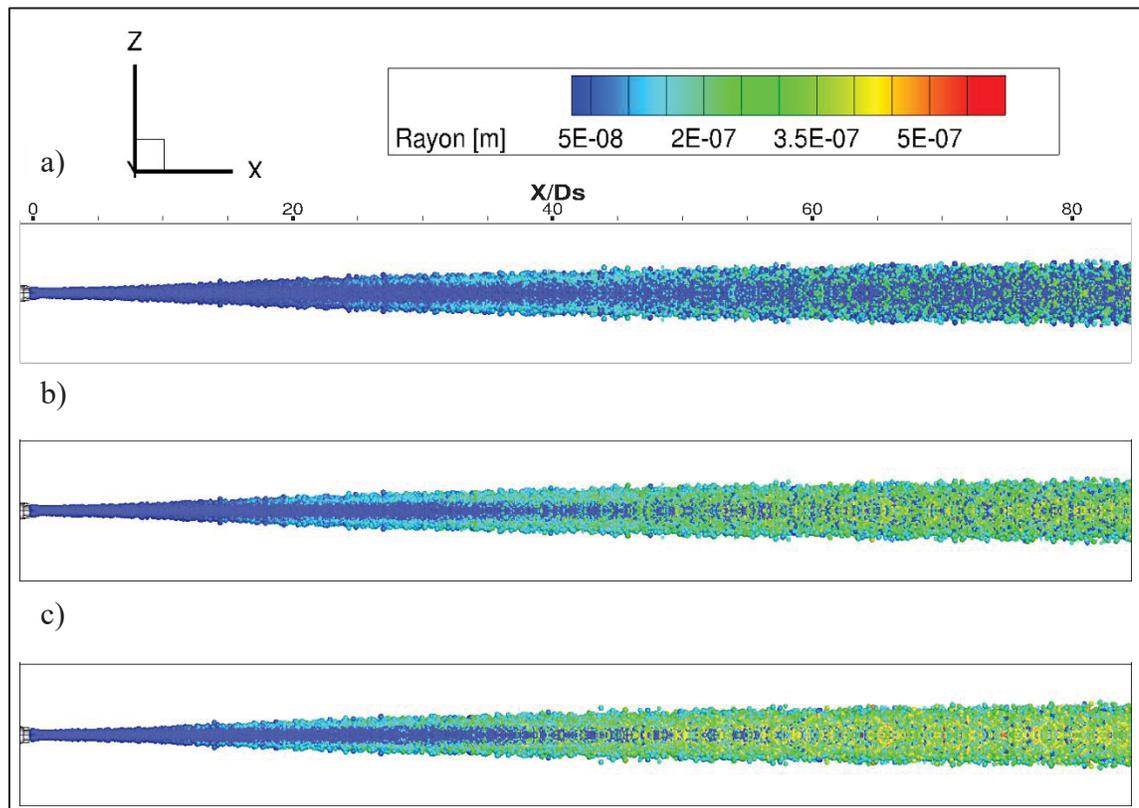


Figure 4.16 Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif à différentes quantités d'eau en sortie de propulseur avec une vue en coupe au centre du jet

Dans la Figure 4.16, les plans de coupe des nuages de particules pour les différents cas d'étude sont montrés pour observer l'évolution du rayon des particules dans le jet. Les résultats confirment qu'avec l'augmentation de la quantité d'eau dans le jet, le nombre de particules ayant commencé le processus de condensation est plus élevé. Cela est d'autant plus vrai au centre du jet où, dans le cas $Y_m = 0,0136$, une majorité des particules sont de petite taille, alors que pour $Y_m = 0,0236$ à partir de $60 X/D_s$, la majorité des particules ont une taille supérieure à 2×10^{-7} [m].

En effet, la Figure 4.17 permet d'observer que l'évolution des rayons moyens des particules dans le panache laisse apparaître une nette différence dans les valeurs de rayon moyen atteintes à $80 X/D_s$ avec $1,2 \times 10^{-7}$ [m] pour $Y_m = 0,0136$, $2,3 \times 10^{-7}$ [m] pour $Y_m = 0,0186$ et $2,8 \times 10^{-7}$ [m] pour $Y_m = 0,0236$. Les résultats révèlent que la diminution de la quantité d'eau dans le jet tend à réduire le taux de croissance des particules. Dans le cas de $Y_m = 0,0136$, la croissance du rayon moyen débute plus tardivement, avec un décalage de $10 X/D_s$ par rapport aux autres configurations. Le retard observé dans le cas des plus faibles valeurs de Y_m pourrait s'expliquer par la proximité de la courbe de mélange avec le point critique de formation de la traînée de condensation.

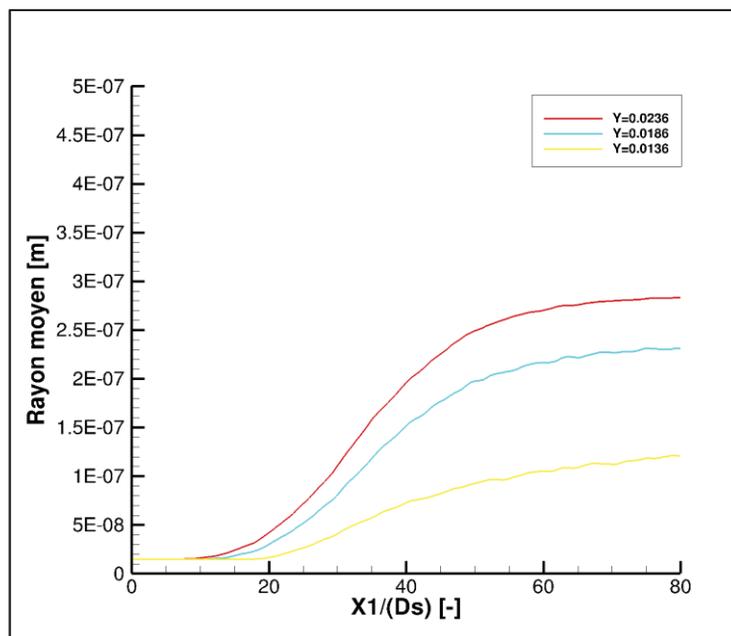


Figure 4.17 Évolutions des rayons moyens pour l'étude paramétrique de l'effet de la variation de la quantité d'eau dans le jet

Sur la Figure 4.18, les plans de coupe du nuage de particules montrant l'évolution de l'état des particules dans le jet permettent d'observer que la réduction de la quantité d'eau émise en sortie de propulseur réduit le nombre de particules qui s'activent et donc qui gèlent. Les résultats montrent que le nombre de particules activées condensant de l'eau à l'état liquide (indiqué en vert) diminue progressivement à mesure que Y_m diminue.

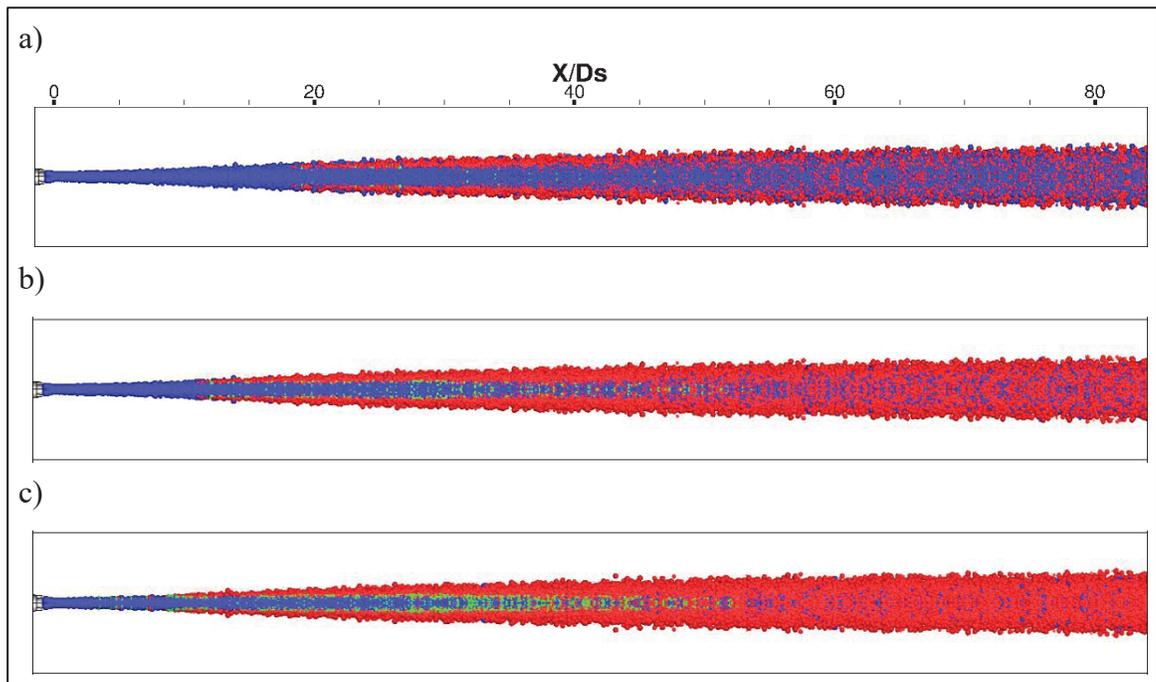


Figure 4.18 Observations de l'état des particules (état initial en bleu, état activé en vert/rouge et état gelé en rouge) dans le jet propulsif à différentes valeurs de fraction massique en sortie de propulseur avec une vue en coupe au centre du jet

En effet, la Figure 4.19, illustrant l'évolution des fractions de particules activées et gelées pour les différentes valeurs de Y_m , appuie ses observations. Les écarts entre les courbes de particules activées et de particules gelées diminuent avec la réduction de la quantité d'eau dans le jet en sortie de propulseur. Aussi, les fractions de particules gelées dans le jet après 0,4 [s] sont pour $Y_m = 0,0136$ de 45%, pour $Y_m = 0,0186$ de 82% et pour $Y_m = 0,0236$ de 95%. De plus, les pentes de chaque courbe, avant de converger vers la fraction finale de particule gelée, sont équivalentes. Un écart notable apparaît entre la courbe associée à $Y_m = 0,0136$ et celles des valeurs plus élevées, avec un écart également présent entre $Y_m = 0,0186$ et de 0,0236.

Enfin, les fractions ne diminuent pas dans la fin du domaine, malgré la diminution de la saturation solide, montrant que peu de particules subliment dans le jet, et/ou, que le phénomène de sublimation est limité et lent.

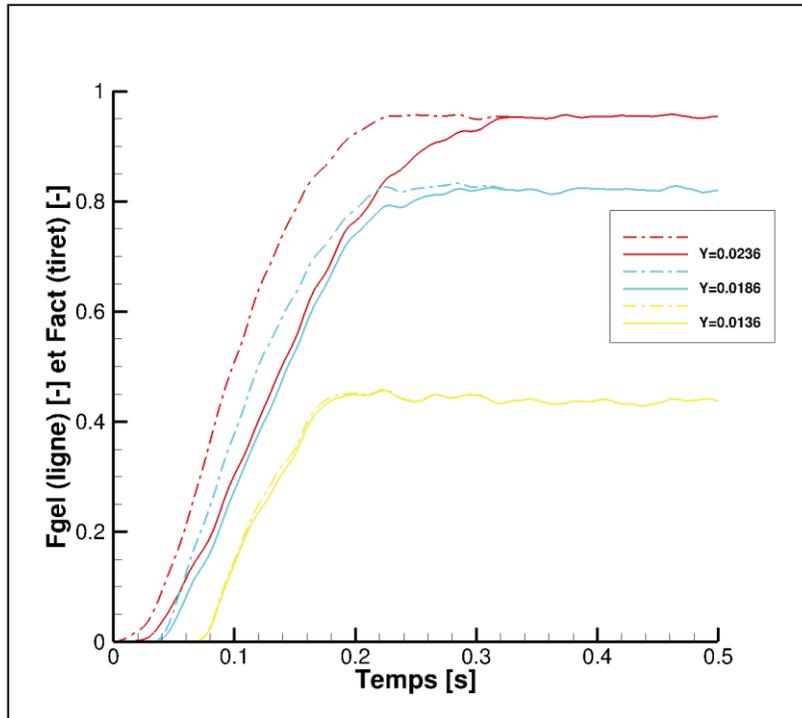


Figure 4.19 Évolutions des fractions des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique de l'effet de la variation de la quantité d'eau dans le jet

4.2.2 Le rayon des particules de suie

Cette étude paramétrique explore l'influence du rayon initial des particules de suie sur la formation et l'évolution des traînées de condensation. La taille des rayons initiaux est influencée par le type de carburant utilisé lors de la combustion (Bier et al., 2022).

La Figure 4.20 illustre l'évolution des champs scalaires de saturation liquide pour différentes valeurs initiales de rayon moyen de particule de suie. Les trois champs montrent des différences négligeables concernant la saturation dans le jet. Les zones d'activation sont les mêmes et les vitesses d'homogénéisation dans le jet sont aussi égales. Les résultats impliquent

que les changements dans le rayon initial à 218,8 [K] en température ambiante n'influencent pas les champs de saturation liquide. Le même phénomène peut être observé pour la saturation solide.

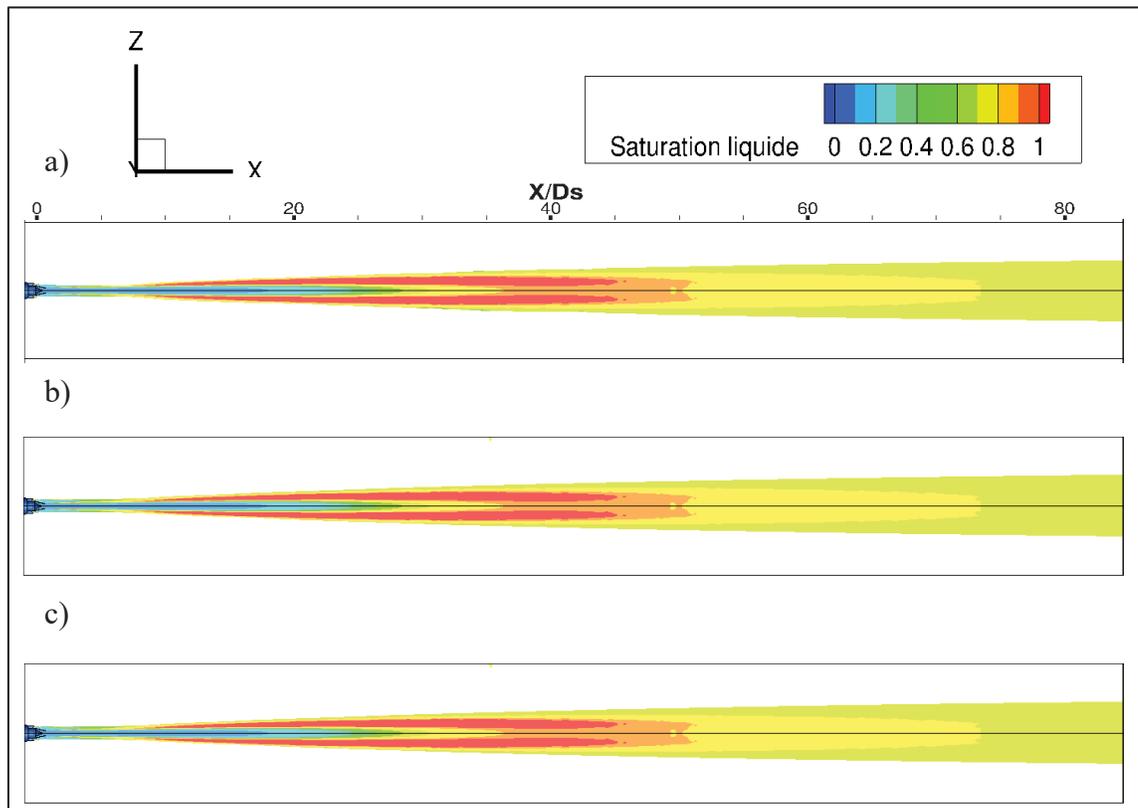


Figure 4.20 Champs scalaires de la saturation liquide pour plusieurs valeurs de rayon moyen initial des particules de suie (avec a) $12 \cdot 10^{-9}$ [m], b) $15 \cdot 10^{-9}$ [m] et c) $20 \cdot 10^{-9}$ [m]) avec une vue en coupe au centre du jet

La Figure 4.21a affiche l'évolution de la saturation en eau liquide et en glace dans le temps pour différentes valeurs de rayon moyen de particule de suie et la Figure 4.21b illustre l'évolution des lignes de mélange de la pression partielle sur la température. Les valeurs de rayon moyen initial révèlent une influence minimale sur les valeurs maximales des saturations. De même, les lignes de mélange sont quasiment identiques. Les résultats confirment donc que la variation de rayon initial à 218,8 [K] n'influence pas les profils de saturation et de pression partielle.

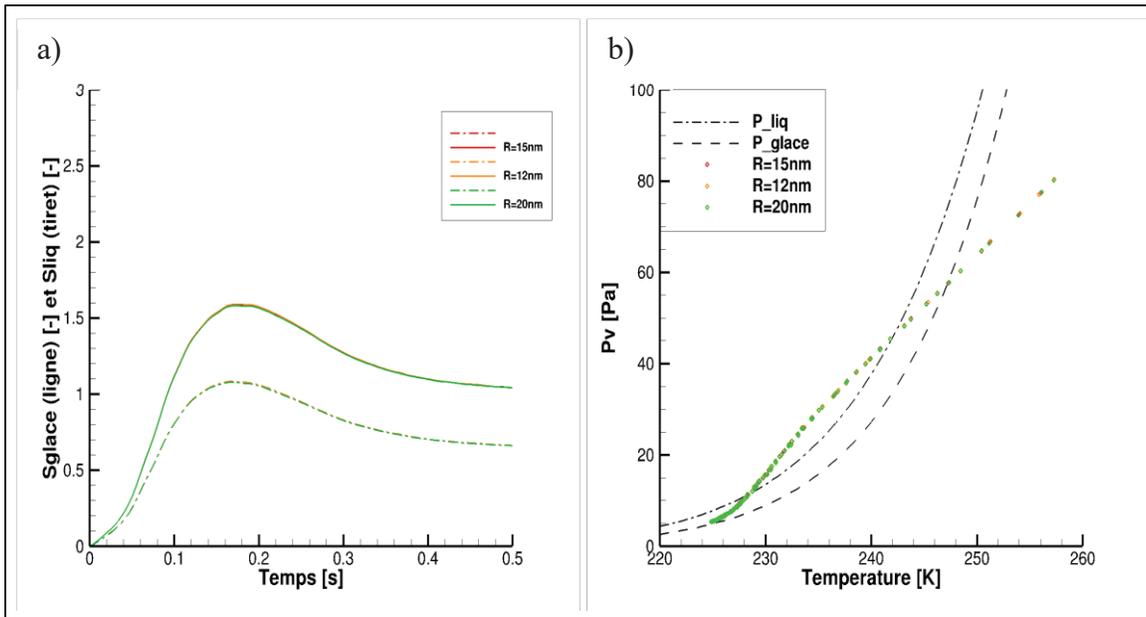


Figure 4.21 Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur le rayon moyen initial des particules de suie

La Figure 4.22 illustre l'évolution du rayon moyen le long du jet propulsif et l'évolution de la fraction de particule, activée et gelée, pour trois valeurs de rayon moyen initial de particule de suie. Sur la Figure 4.22a, les différences observables se concentrent au début du jet, jusqu'à $40 X/D_s$ avec des répercussions négligeables sur le reste du jet. De même, pour chaque cas, les fractions de particules activées ou gelées ont des pentes identiques, seules les valeurs finales de fraction montrent des écarts atteignant jusqu'à 4 %. Les résultats indiquent que le rayon initial exerce une influence négligeable sur la taille des rayons moyens dans le jet. Toutefois, un rayon initial plus important favorise la formation d'un plus grand nombre de cristaux de glace. Donc, entre $12 \cdot 10^{-9}$ et $20 \cdot 10^{-9}$ [m] et à une température ambiante de 218,8 [K], la variation du rayon moyen des particules de suie exerce une influence négligeable sur la formation des traînées de condensation.

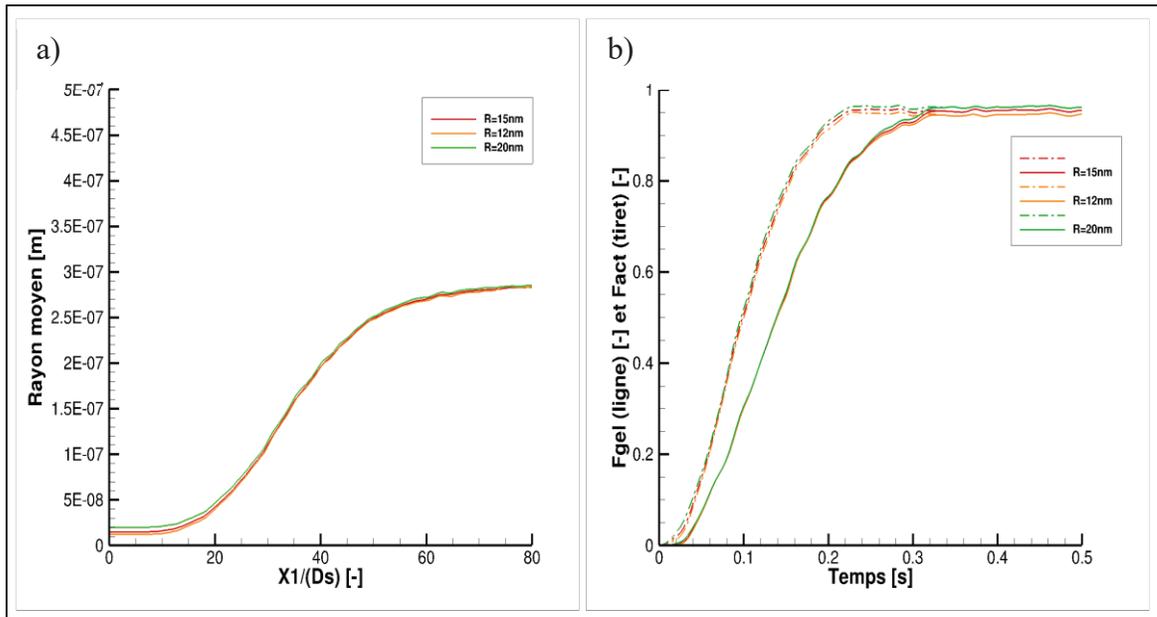


Figure 4.22 Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur le rayon moyen initial des particules de suie

L'influence de la variation de rayon moyen des particules de suie pour une température ambiante de vols de $218,8$ [K] a été étudiée dans un premier temps. Ensuite, l'influence de cette variation, pour une température ambiante dont la ligne de mélange passe proche de la température critique soit 225 [K], est montrée.

La Figure 4.23 illustre les champs scalaires de la saturation en eau liquide pour une température ambiante de 225 [K] et pour les trois valeurs de rayon initial choisies. Les zones d'activation de particules s'allongent avec la diminution du rayon moyen initial le long du jet tel que les zones commençant à $24 X/D_s$ finissent à $70 X/D_s$ pour 12×10^{-9} [m], à $50 X/D_s$ pour 15×10^{-9} [m] et à $40 X/D_s$ pour 20×10^{-9} [m]. Ainsi, le processus d'homogénéisation du champ de saturation d'eau liquide, vers la valeur d'humidité relative ambiante, est retardé, tandis que la zone d'activation s'allonge. Ce phénomène est une conséquence de la réduction du nombre de particules condensant de l'eau liquide et de la glace. Les résultats mettent en lumière que la taille des particules de suie influence le champ de saturation liquide,

agrandissant la zone d'activation avec la diminution de la taille. Des phénomènes similaires au champ de saturation liquide peuvent être remarqués dans les champs de saturation solide.

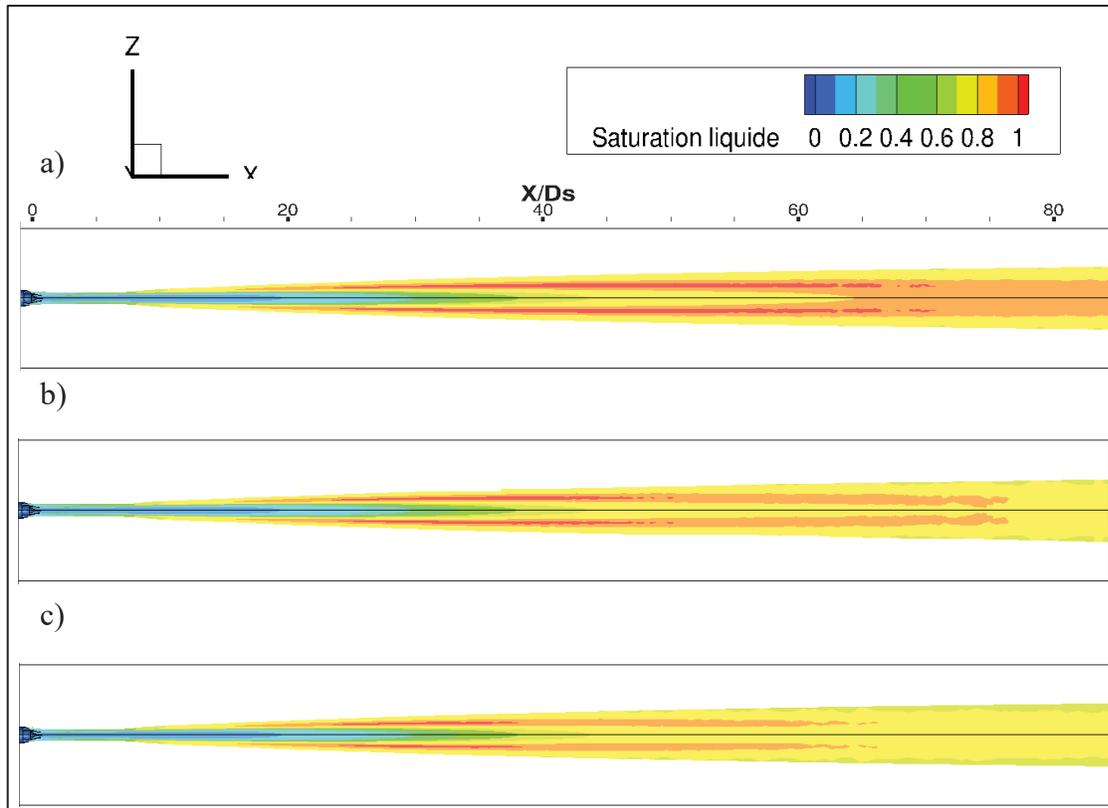


Figure 4.23 Champs scalaires de la saturation liquide à 225 [K] pour plusieurs valeurs de rayon moyen initial des particules de suie (avec a) 12×10^{-9} [m], b) 15×10^{-9} [m] et c) 20×10^{-9} [m]) avec une vue en coupe dans le jet

La Figure 4.24 montre l'évolution des saturations en eau liquide et en glace, et de la pression partielle dans le jet pour les différentes valeurs de rayon initial de particule à 225 [K] le long du jet propulsif. Les saturations moyennes maximales dans le jet en champ proche sont atteintes à des instants différents. En effet, les valeurs maximales de saturation solide pour 12×10^{-9} [m], pour 15×10^{-9} [m] et pour 20×10^{-9} [m] sont respectivement de 1,4 [-], 1,3 [-] et 1,25 [-] et sont atteintes respectivement à 0,39 [s], 0,34 [s] et 0,3 [s]. Les mêmes phénomènes sont observables pour la saturation liquide. Ainsi, les courbes de la saturation, en glace et en eau, convergent moins rapidement pour des rayons initiaux plus petits. Les lignes de mélange des cas étudiés présentent des valeurs de pentes différentes après le franchissement du seuil de saturation en eau liquide ($S_{liq} \geq 1$). Plus le rayon des particules de suie est élevé,

plus la valeur de la pente est élevée. Les résultats mettent en évidence que la variation de rayon initial influence les saturations et la pression partielle moyennes dans le jet, tel que, plus le rayon est bas, plus les saturations et la pression partielle sont élevées, impliquant que le nuage de particules prélève moins d'eau à partir du domaine fluide.

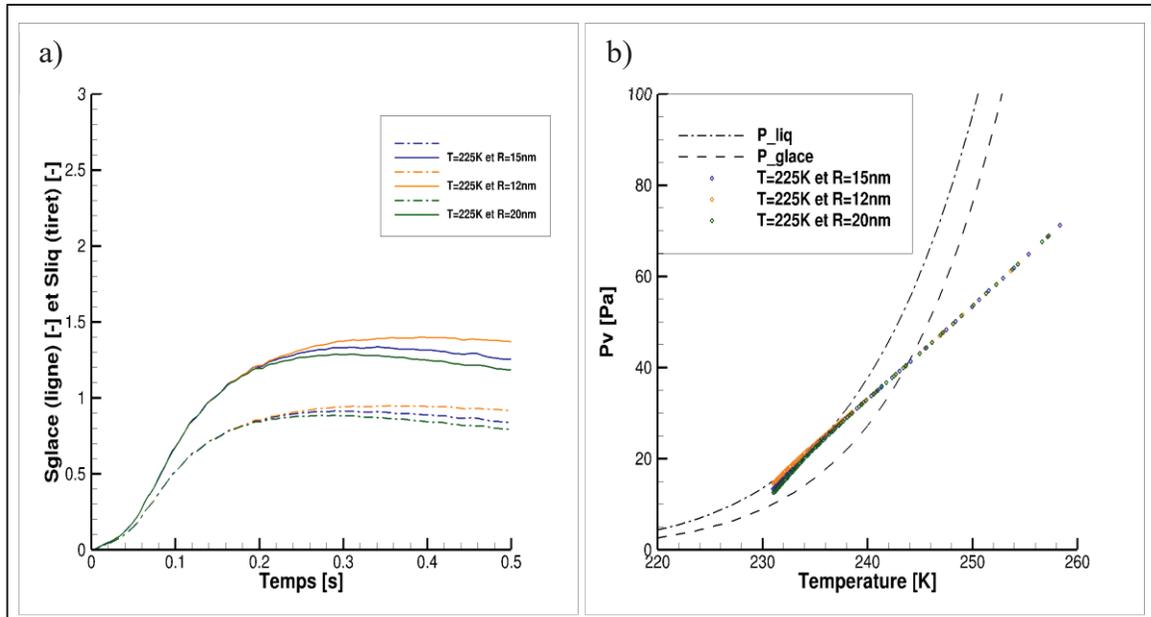


Figure 4.24 Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]

La Figure 4.25 affiche les vues en coupes des nuages de particules, avec leur rayon, pour les différentes valeurs de rayon initial en sortie de propulseur. Ces vues en coupes permettent d'observer l'évolution du rayon localement dans le jet propulsif. La densité des particules dont le rayon est supérieur à 150×10^{-9} [m] est remarquablement supérieure pour les rayons initiaux plus grands après $40 X/D_s$. Ainsi, le rayon moyen des particules de suie, défini dans le code de microphysique, semble influencer la taille des cristaux formés et leurs densités à 225 [K].

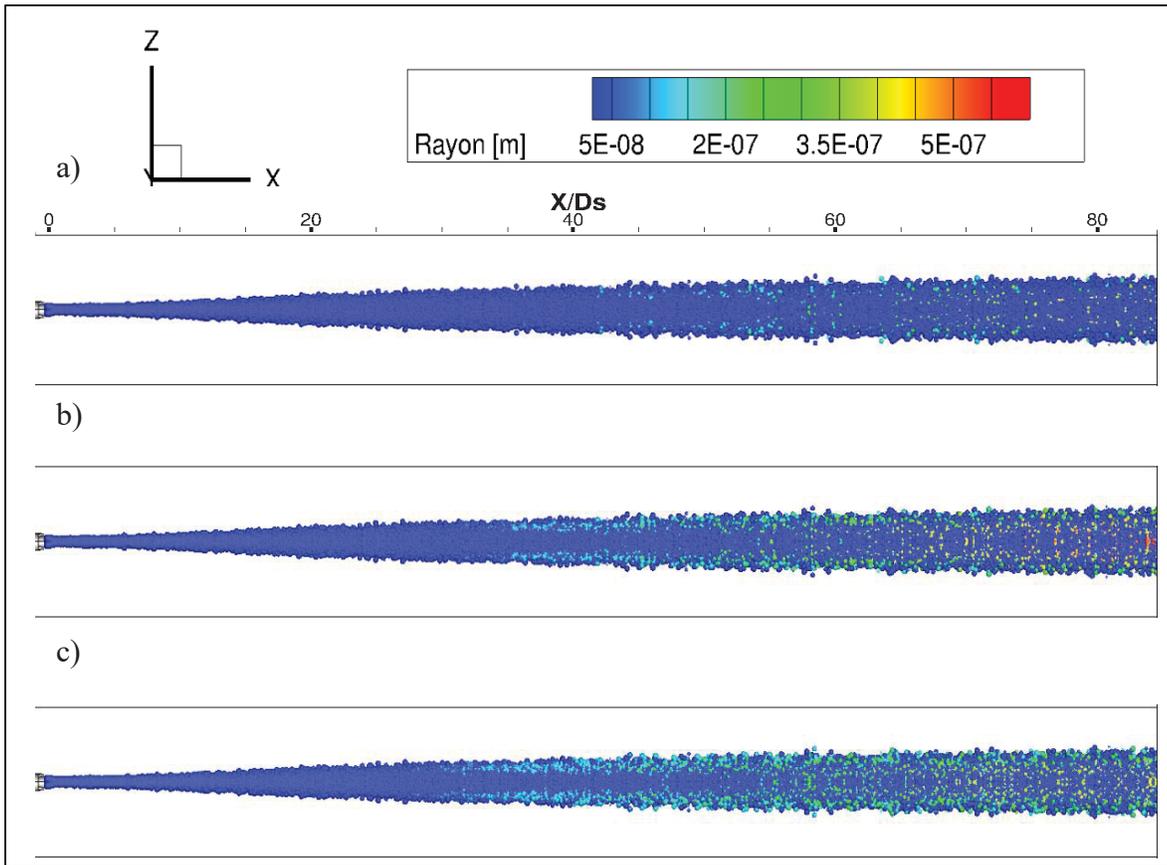


Figure 4.25 Observations de la croissance des rayons des particules dans le jet propulsif pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]

La Figure 4.26, illustrant l'évolution du rayon moyen des particules et l'évolution de la fraction de cristaux de glace et de particules activées dans le panache, appuie ces observations. Des différences notables peuvent être observées concernant le rayon moyen et la fraction de cristaux de glace atteinte dans le jet à $80 X/D_s$, avec pour 12×10^{-9} [m] un rayon de 35×10^{-9} [m] et une fraction de 10%, pour 15×10^{-9} [m] un rayon de 70×10^{-9} [m] et une fraction de 20% et pour 20×10^{-9} [m] un rayon de 100×10^{-9} [m] et une fraction de 30%.

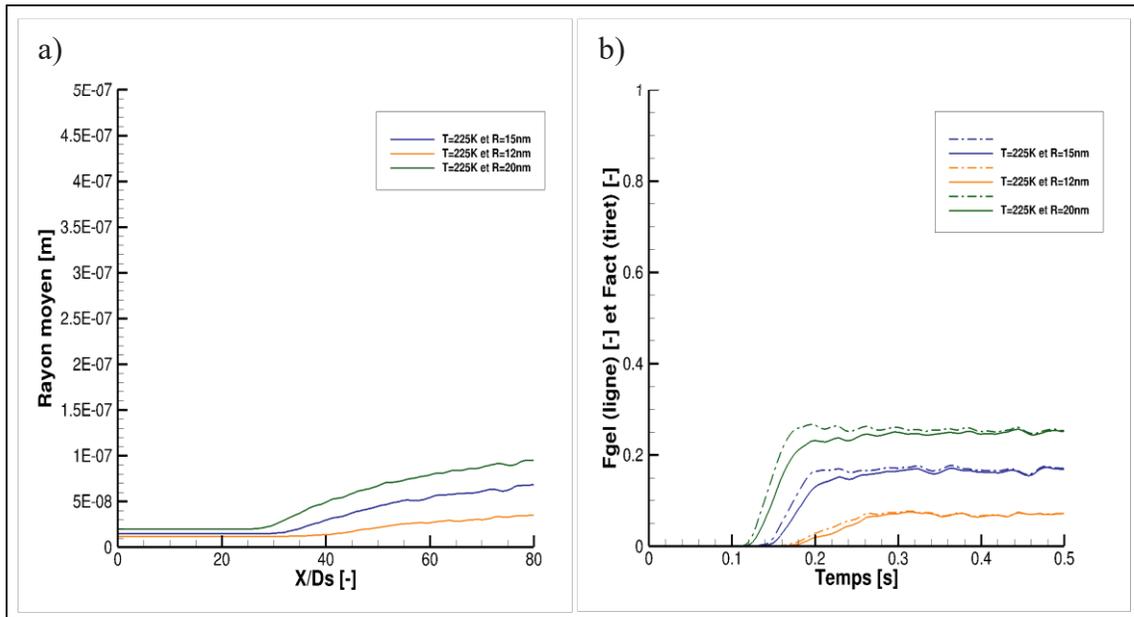


Figure 4.26 Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur la taille des particules de suie à 225 [K]

Aussi, le rayon initial des particules de suie influence le processus d'activation des particules de suie, un rayon initial plus faible retarde la croissance des particules et réduit le nombre de particules activées et gelées dans le panache. Les résultats confirment donc que le rayon initial des particules à la sortie du propulseur a une forte influence sur la formation des traînées de condensation à 225 [K], proche de la température de seuil à la formation des traînées de condensation, où celle-ci a plus de chance de se former pour des rayons initiaux élevés.

Les observations faites dans cette partie ont permis de montrer que le rayon moyen des particules de suie en sortie de propulseur influence la formation des traînées de condensation lorsque la température ambiante est proche de la température de seuil. Pour les lignes de mélange au-dessus de cette ligne de mélange critique, le rayon initial exerce un impact négligeable.

4.2.3 Le nombre de particules de suie émises en sortie de moteur

Ce modèle utilise les particules de suie en tant que noyaux de nucléation pour la formation des cristaux de glace. Le nombre de particules émises dans le panache par le propulseur est un critère déterminant dans le processus de formation de traînée de condensation. Ce critère est influencé par les phénomènes de combustion se déroulant dans le propulseur et par le carburant utilisé.

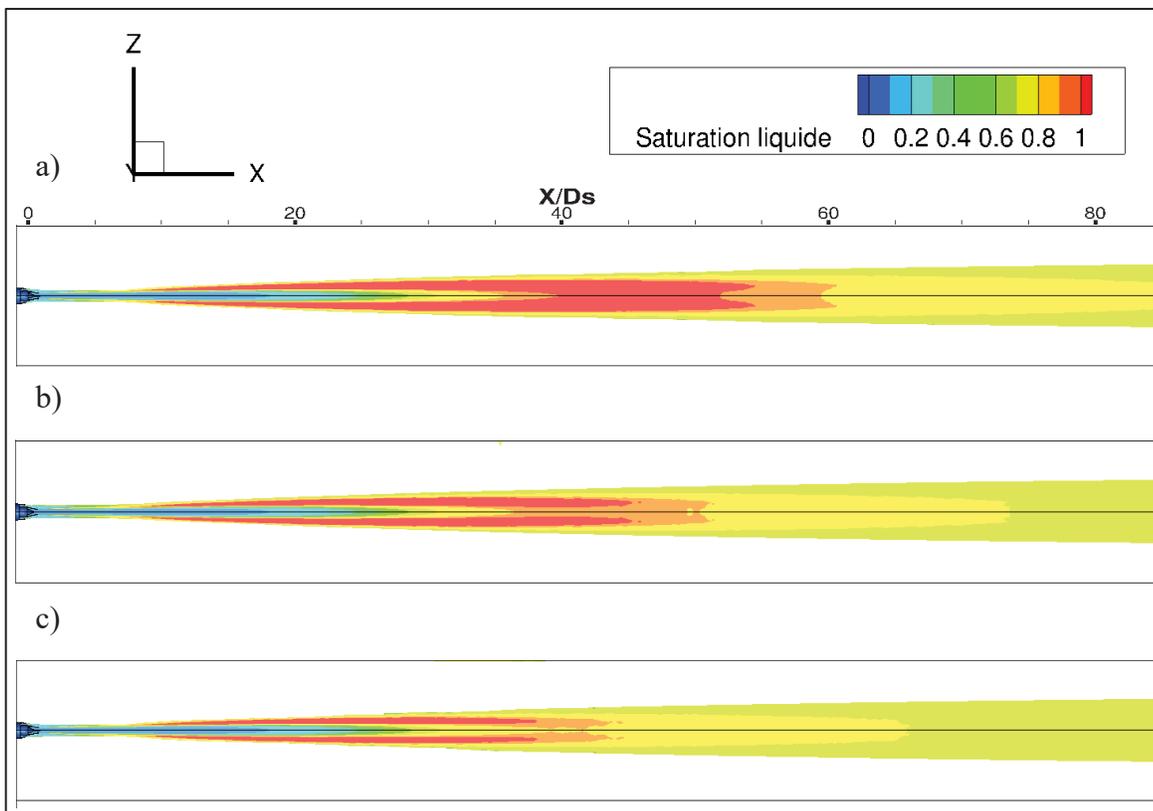


Figure 4.27 Champs scalaires de la saturation en eau liquide à différents indices d'émission de particule de suie (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}]) avec une vue en coupe du jet

Les Figures 4.27 et 4.28 illustrent respectivement les plans XZ des champs scalaires de saturation liquide et de saturation solide pour les trois valeurs d'émissions de particules de suie (Els) soit $2,5 \times 10^{15}$, 5×10^{15} et 10^{16} [kg^{-1}]. Tout comme pour la variation de la quantité d'eau dans le jet en sortie de propulseur, les champs de saturation dans le jet présentent également des variations. L'indice d'émission (Els) influence la zone d'activation qui

s'agrandit pour des valeurs d'Els plus faibles et diminue dans le cas contraire. Cependant, contrairement aux résultats de l'étude paramétrique de la température et de la quantité d'eau dans le jet, il n'y a pas d'allongement de la zone d'activation et des zones avec une saturation en glace élevée. Ainsi, plus le nombre de particules de suie est élevé, plus les champs saturations dans le jet convergent rapidement vers les valeurs d'humidité relative en glace et en eau. En effet, une diminution du nombre de particules de suie ralentit l'utilisation de l'eau dans le jet par le groupe de particules, permettant ainsi à chaque particule de disposer d'une plus grande quantité d'eau pour grandir.

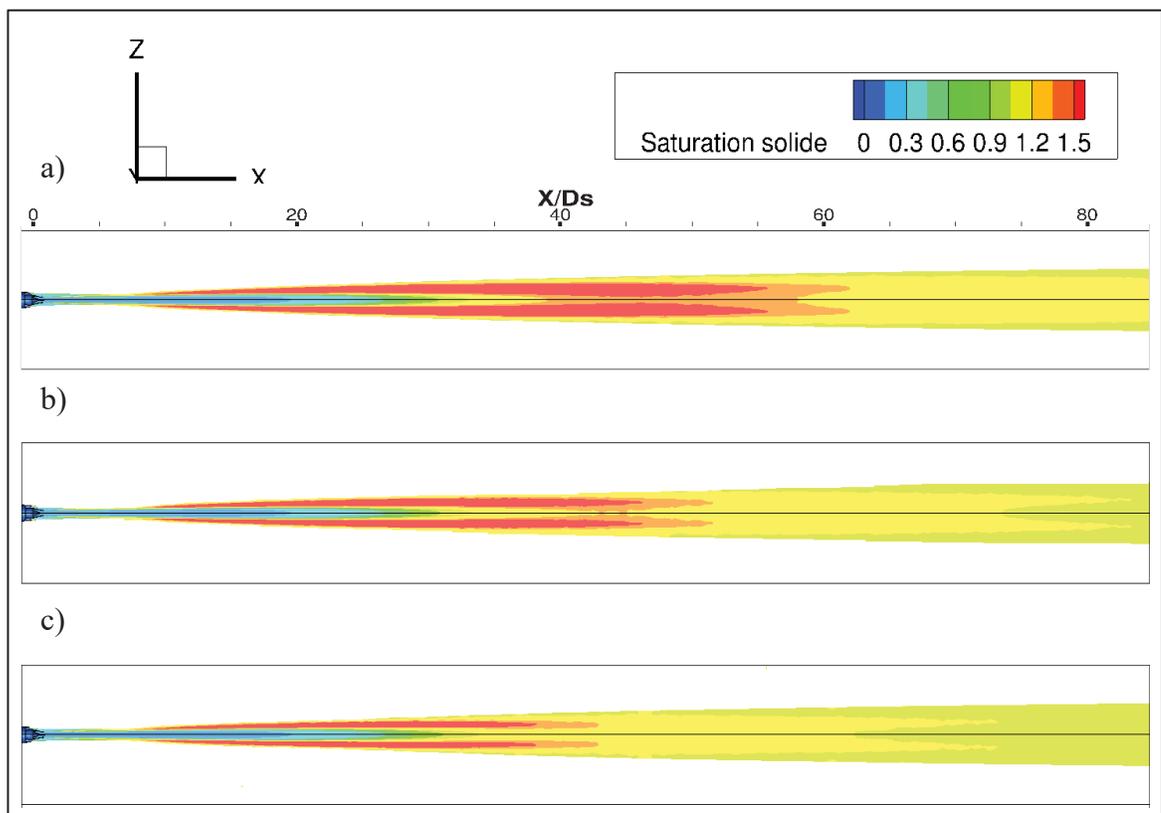


Figure 4.28 Champs scalaires de la saturation en glace à différentes densités de particule de suie dans le jet (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}]) avec une vue en coupe du jet

La Figure 4.29 montre les graphiques correspondant à l'évolution de la saturation moyenne, en eau liquide (en tiret) et en glace (en ligne), dans le jet propulsif et l'évolution par rapport à la température de la pression partielle avec les lignes de mélange pour chaque valeur de Els.

Sur la Figure 4.29a, pour chaque valeur de Els, les courbes de saturation en eau liquide (S_{liq}) et en glace (S_{glace}) commencent à 0 en sortie de propulseur, puis connaissent une augmentation rapide, atteignant un pic entre 0,15 [s] et 0,2 [s]. Par la suite, ces profils diminuent progressivement avant de converger vers la même valeur (pour S_{liq} 0,7 [-] et pour S_{glace} 1,1 [-]). Les valeurs maximales de saturation sont atteintes plus rapidement pour des valeurs d'Els plus élevées. De plus, contrairement au cas de la température et de la quantité d'eau dans le jet, les différentes courbes de saturation en glace et les courbes de saturation en eau liquide ne se rejoignent pas. Les résultats exposent que l'augmentation de l'indice d'émission accélère la convergence de la valeur maximale de saturation à la valeur de saturation finale, tendant à réduire ces valeurs maximales atteintes par S_{glace} et S_{liq} . Sur la Figure 4.29b, les trois lignes de mélange moyennes partent du même point de départ à droite et avec la diminution de la température dans le jet, les trois courbes se séparent légèrement pour se rejoindre finalement au même point final en $T = 225$ [K]. Dans ce cas, les résultats mettent en lumière que la réduction de l'indice d'émission de particules de suie accroît l'écart de température moyenne du le jet, lors duquel la ligne de mélange du panache se maintient au-dessus de la courbe de pression de vapeur saturante liquide.

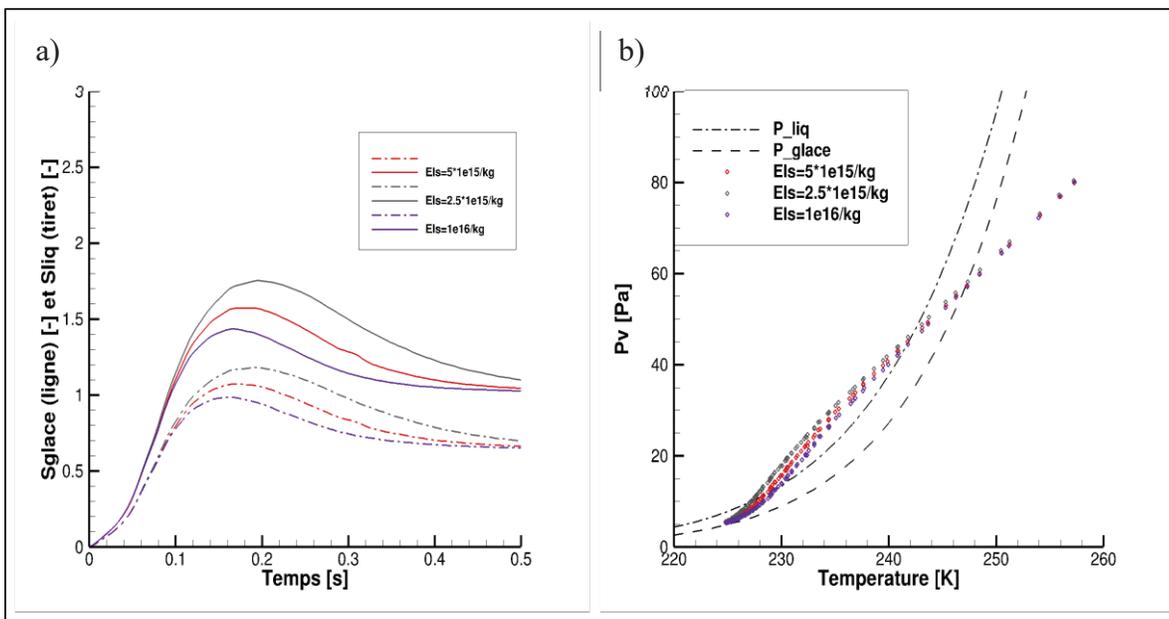


Figure 4.29 Évolutions des saturations moyennes en eau liquide (tiret) et solide (ligne) a) et des pressions partielles b) pour l'étude paramétrique sur l'indice d'émission de suie

La Figure 4.30 montre les vues en coupe des nuages de particules avec l'échelle des rayons dans le jet pour les différentes valeurs de Els. Les champs sont similaires en ce qui concerne les délimitations entre deux zones, la zone avec seulement des particules de suie et la zone où des particules sont activées et gèlent. Ainsi, les seules différences notables concernent l'état des particules dans le panache et leurs tailles. Les résultats démontrent que l'augmentation de l'indice d'émission a pour effet d'augmenter le nombre de particules qui, dans le jet, restent sous forme de particule de suie et de diminuer la fraction de particules dont le rayon est ici supérieur à 5×10^{-7} [m].

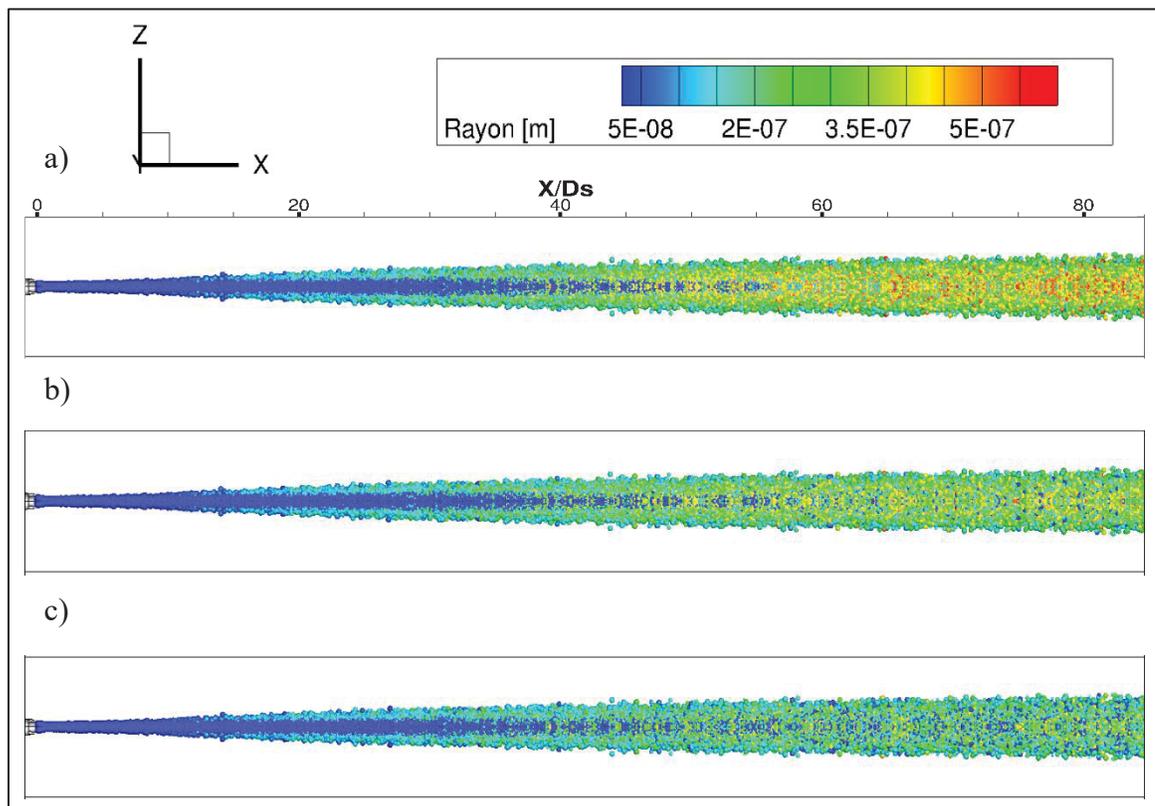


Figure 4.30 Vue en coupe du nuage de particules pour les différentes valeurs de Els (avec a) $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}], b) 5×10^{15} [kg^{-1}] et c) 10^{16} [kg^{-1}])

En effet, la Figure 4-31 montrant l'évolution des rayons moyens dans le jet et l'évolution de la fraction de particules, activées (en tiret) et gelées (en ligne), appuie les observations de la Figure 4-30. Sur la Figure 4-31a, les rayons moyens initient leur croissance simultanément, cependant les pentes des courbes diffèrent, avec une croissance plus rapide pour un indice

d'émission plus faible. Cela conduit à des rayons moyens distincts à 80 X/Ds : avec 2×10^{-7} [m] pour 10^{16} [kg^{-1}], $2,8 \times 10^{-7}$ [m] pour 5×10^{15} [kg^{-1}] et $3,5 \times 10^{-7}$ [m] pour $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}]. Sur la Figure 4-32b, les courbes de fraction de particule, activée et gelée, ont respectivement une pente de $6,8 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ et $4,8 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ avec le même écart entre les deux fractions pour chaque cas. Les fractions convergent vers une valeur autour de 0,3 [s] avec 0,84 [-] pour 10^{16} [kg^{-1}], 0,95 [-] pour 5×10^{15} [kg^{-1}] et 1,00 [-] pour $2,5 \times 10^{15}$ [kg^{-1}]. Les résultats confirment que la densité de particule de suie dans le jet influence la taille des particules et le nombre de cristaux de glace formés dans le jet. En effet, plus l'Els est bas, plus le rayon moyen dans le jet est haut et plus les fractions sont hautes. En augmentant l'indice d'émissions, un phénomène de compétition entre les particules de suie apparaît, la quantité d'eau n'étant plus suffisante pour activer toutes les particules implique que certaines particules de suie ne condensent pas d'eau.

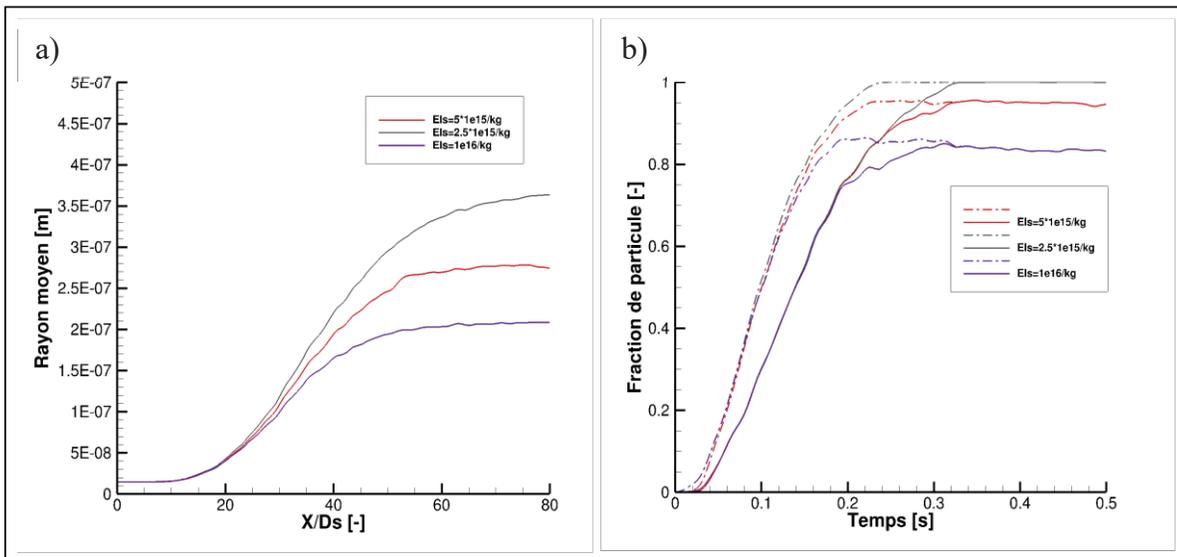


Figure 4.31 Évolutions des rayons moyens a) et des fractions b) des particules activées (tiret) et gelées (ligne) pour l'étude paramétrique sur l'indice d'émission de suie

4.3 Synthèse des résultats

L'objectif de cette étude est d'analyser la formation des cristaux de glace en fonction des paramètres caractérisant le carburant, les conditions de fonctionnement du moteur et

l'environnement durant le vol en croisière sur le processus de formation des traînées de condensation. Les paramètres environnementaux étudiés incluent la température ambiante (de 215 à 225 [K]) et l'humidité relative ambiante par rapport à la glace (de 100% à 140%). Les trois principaux paramètres influençant la formation de la traînée de condensation sont : la fraction massique d'eau émise (entre 0,0136 et 0,0236), l'indice d'émission en particules de suie (de $2,5 * 10^{15}$ à 10^{16} [kg⁻¹]) et le rayon moyen des particules de suie en sortie de propulseur (entre $12 * 10^{-9}$ et $20 * 10^{-9}$ [m]).

L'étude des paramètres externes à l'avion a montré que, dans le champ proche du jet, soit entre 0 et 140 [m] derrière le propulseur, l'humidité relative ambiante n'influence pas ou peu la formation de traînée de condensation. Au contraire, la température ambiante a un effet critique sur la formation de traînée de condensation. L'étude retrouve une température de seuil proche de la valeur de 225 [K] pour la formation de traînée de condensation, comme montré dans la littérature. La forte influence de la température ambiante sur la formation d'une traînée peut être observée sur les champs de saturation en eau liquide et glace. Les résultats montrent que plus la température ambiante est faible, plus la saturation ou l'humidité relative du domaine sont concentrées durant les premiers 75 [m] du jet. Cela a pour conséquence une zone d'activation plus grande et une saturation dans le domaine plus élevée avant 0,3 [s]. Ainsi, la température influence la quantité de cristaux de glace pouvant être formés à partir des particules de suie avec 100 % pour 215 [K] et 20 % pour 225 [K]. Donc, plus la température ambiante est faible, plus le rayon moyen des particules dans le jet est grand, pouvant se traduire par une augmentation du forçage radiatif.

L'étude de l'influence des paramètres du moteur dans la formation d'une traînée de condensation a permis d'observer que l'humidité relative ambiante a peu d'impact sur le champ proche. La grande quantité d'eau émise par le propulseur permet au jet d'avoir une fraction molaire d'eau locale supérieure à celle dans l'environnement ambiant. Cette quantité d'eau en sortie de moteur a donc une forte influence sur la formation de traînée en champ proche. Au même titre que pour la température ambiante, son augmentation entraîne une hausse de la saturation durant les premiers 75 [m] du jet. De plus, ce paramètre exerce une influence sur la

température de seuil de la formation des traînées de condensation. Cette température de seuil représente la température ambiante permettant le déclenchement de la condensation d'eau autour des particules de suie. Une valeur de quantité d'eau plus élevée (de 50 %) tend à augmenter la température de seuil obtenue (de 5 à 10 [K]), favorisant la formation de la traînée. Donc, une valeur élevée d'émission d'eau par le propulseur permet aux particules dans le jet d'avoir des rayons moyens et un nombre de cristaux de glace plus grands favorisant la formation de traînée de condensation. Le rayon initial de la suie exerce une influence négligeable dans la formation des traînées de condensation tant que la température ambiante est inférieure à la température de seuil. Effectivement, pour une température de 225 [K], une augmentation du rayon moyen initial des particules de suie (de 12×10^{-9} à 20×10^{-9}) permet à trois fois plus de particules de suie de former des cristaux de glace. Enfin, comme la température, la densité de particules de suie émise en sortie de propulseur influe fortement sur la formation de traînées de condensation. Les résultats mettent en évidence que des indices d'émission plus élevés augmentent le nombre de cristaux de glace formés. Cependant, cette augmentation raréfie la présence d'eau dans le jet. Ainsi, plus l'indice d'émission est faible, plus la fraction de particules gelées est élevée et plus le rayon moyen des particules dans le jet est élevé.

Les paramètres ayant le plus grand impact dans la formation des traînées de condensation sont donc la température et la densité de particules de suie dans le jet. La quantité d'eau émise par le moteur exerce aussi une forte influence dans le champ proche. Une fois sortie de ce champ proche, l'humidité relative ambiante devient prépondérante sur le caractère persistant de la traînée. Enfin, le rayon initial des particules n'a pas d'impact sur la formation des traînées de condensation pour des températures ambiantes bien inférieures à la température de seuil.

CONCLUSION

Les traînées de condensation, lignes blanches ou nuages formés derrière les avions, ont un impact sur le bilan environnemental global. Des études ont estimé que l'effet de serre ou forçage radiatif de ce phénomène est une part importante de l'influence de l'aviation civile sur le réchauffement climatique. Cependant, l'évaluation de l'impact des traînées de condensation reste un défi en raison des difficultés liées aux mesures expérimentales et à la compréhension de ce phénomène.

L'objectif de ce travail est de renforcer les connaissances sur la formation de ces traînées de condensation, à travers une étude CFD suivant les différentes propriétés thermodynamiques (avec la température, la vitesse, l'humidité relative, en eau liquide et en glace) et microphysiques (avec la croissance, l'état physique (liquide/solide), la densité et la répartition des particules (suie, gouttelettes et cristaux de glace)) du jet propulsif.

Pour ce faire, la modélisation d'un jet propulsif a été réalisée en CFD avec une résolution des équations de Navier-Stokes moyennées temporellement à l'aide d'une décomposition de Reynolds stationnaire puis instationnaire. Une utilisation d'un gaz multiphasique (mélange de vapeur d'eau et d'air) a permis de suivre la quantité d'eau dans le domaine de simulation. La turbulence a été modélisée avec un modèle $k - \epsilon$. Le cas d'étude réalisé est celui d'un CFM56 avec les conditions atmosphériques d'un vol dans la haute troposphère, basse stratosphère. La comparaison du ratio de dilution du jet dans l'atmosphère ambiante avec des résultats expérimentaux a confirmé la fiabilité des résultats dynamiques obtenus.

Afin de modéliser l'évolution de la microphysique dans le jet propulsif, une approche lagrangienne est utilisée permettant de suivre le déplacement et les propriétés thermodynamiques des particules, de la particule de suie à la formation de cristaux de glace. Celles-ci sont liées au fluide dans leur environnement local, ce qui permet de calculer l'évolution de la microphysique dans le jet. L'application d'une fonction d'activation des particules de suie intègre l'effet de la barrière de Kelvin, en tenant compte de la solubilité de

l'eau sur leurs surfaces. Une fois la particule de suie activée, l'eau se condense autour de cette dernière, déclenchant la croissance de la goutte. Le changement de phase de la particule avec le refroidissement du domaine, local à celle-ci, est déterminé sous forme d'une température de congélation à l'aide des approximations du taux de congélation. Le cristal de glace, ainsi formé, croît à son tour. La comparaison de ce modèle développé avec les résultats de simulation issus de la littérature a permis de montrer la cohérence des résultats obtenus concernant la taille des particules, le nombre et la vitesse de formation des cristaux de glace dans le jet (avec des écarts inférieurs à 5 %).

La variation des paramètres atmosphériques et caractérisant la propulsion a permis d'observer les champs scalaires des saturations, en eau liquide et en glace, la taille des particules et le nombre de cristaux de glace formé dans le jet. Les résultats de l'étude ont montré que les températures supérieures à 226 [K] ne permettent pas la formation de traînée de condensation, et au contraire, les températures plus basses (comme 215 [K]) permettent la formation d'un nombre élevé de cristaux de glace avoisinant le nombre maximal possible selon le nombre de particules de suie. L'humidité relative ambiante n'a, quant à elle, pas d'impact sur la formation de la traînée de condensation dans le champ proche du propulseur. En effet, la quantité d'eau présente dans le jet est principalement déterminée par la quantité d'eau émise par le système de propulsion. Ainsi, une augmentation de la quantité d'eau émise par le propulseur entraîne une hausse du nombre de particules de suie formant des cristaux de glace. La densité de particules de suie en sortie de propulseur impacte le nombre maximal de cristaux de glace pouvant être formés dans le jet. Pour un jet propulsif riche en particules de suie ($>5 \times 10^{15}$ [kg⁻¹]), l'augmentation de l'indice d'émission de suie diminue la fraction de cristaux de glace formée. Enfin, le rayon initial des particules de suie a peu d'impact.

RECOMMANDATIONS

Il a pu être observé que les particules de suie jouent un rôle significatif dans ce processus, influençant à la fois le nombre et le volume des cristaux de glace formés. Pour des indices d'émission de suie bas ($< 10^{-14}$ [kg⁻¹]) (utilisation de biocarburants), les particules ambiantes pourraient alors avoir un impact sur la formation des cristaux de glace. Ainsi, il serait intéressant d'ajouter à la phase lagrangienne ces particules en sortie du by-pass du moteur.

Concernant le domaine de simulation, cette simulation prend seulement en compte le régime jet, soit dans les 150 premiers mètres derrière le propulseur. Il serait aussi intéressant d'allonger le domaine de simulation jusqu'au régime tourbillonnaire et de dissipation. Pour ce faire, l'utilisation d'une modélisation LES avec une initialisation en RANS permettrait d'utiliser la modélisation de la turbulence des simulations RANS tout en réduisant la taille du maillage et le temps de calcul. Cela permettrait de capturer les interactions entre les traînées formées par le jet et celles des tourbillons de sillage.

Le modèle microphysique implémenté dans cette étude utilise une physique simplifiée pour le phénomène de l'activation des particules de suie. En effet, l'activation est influencée par des interactions chimiques entre les différentes espèces contenues dans le jet. Le dépôt de ces dernières à la surface des particules de suie permet leurs activations totales ou partielles. Ainsi, la composition chimique du jet influence le moment de l'activation et la croissance des particules (Cantin, Chouak, & Garnier, 2024).

BIBLIOGRAPHIE

- 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. <https://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. <https://doi.org/10.1175/1520-0477-34.1.14>
- Bier, A., Unterstrasser, S., & Vancassel, X. (2022). Box model trajectory studies of contrail formation using a particle-based cloud microphysics scheme. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *22*(2), 823-845. <https://doi.org/10.5194/acp-22-823-2022>
- 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. [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(97\)10045-0](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(97)10045-0)
- Cantin, S. (2018). *Simulation numérique de la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion*. masters. École de technologie supérieure. Repéré à <https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/2276/>
- Cantin, S., Chouak, M., & Garnier, F. (2024). Eulerian–Lagrangian CFD-microphysics modeling of aircraft-emitted aerosol formation at ground-level. *Aerosol Science and Technology*, *0*(0), 1-24. <https://doi.org/10.1080/02786826.2024.2395940>
- Cantin, S., Chouak, M., Morency, F., & Garnier, F. (2022). Eulerian–Lagrangian CFD-microphysics modeling of a near-field contrail from a realistic turbofan. *International Journal of Engine Research*, *23*(4), 661-677. <https://doi.org/10.1177/1468087421993961>
- Cantin, S., Misandeau, A., Chouak, M., & Garnier, F. (2022). Effect of nozzle chevron technology on the near-field contrail properties behind an aircraft engine using a CFD-microphysics coupling. Communication présentée au 25th ISABE Conference, Ottawa, ON, Canada. Repéré à <https://espace2.etsmtl.ca/id/eprint/25684/>
- Celik, I. (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, *130*(7), 078001. <https://doi.org/10.1115/1.2960953>

- Dagaut, J. (2021). *Etude numérique de couches limites sur paroi courbe : rôle de l'instabilité de Görtler et transition à la turbulence*. phdthesis. Université Grenoble Alpes [2020-....]. Repéré à <https://theses.hal.science/tel-03610614>
- Dischl, R., Kaufmann, S., & Voigt, C. (2022). Regional and Seasonal Dependence of the Potential Contrail Cover and the Potential Contrail Cirrus Cover over Europe. *Aerospace*, 9(9), 485. <https://doi.org/10.3390/aerospace9090485>
- Distaso, E., Amirante, R., Calò, G., De Palma, P., & Tamburrano, P. (2020). Evolution of Soot Particle Number, Mass and Size Distribution along the Exhaust Line of a Heavy-Duty Engine Fueled with Compressed Natural Gas. *Energies*, 13(15), 3993. <https://doi.org/10.3390/en13153993>
- Fukuta, & Myers, M. N. (2007). Simultaneous Measurement of Condensation and Thermal Accommodation Coefficients for Cloud Droplet Growth in Due Consideration of a New Moving Surface-Boundary Effect. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(3), 955-968. <https://doi.org/10.1175/JAS3834.1>
- Fukuta, N., & Walter, L. A. (1970a). Kinetics of Hydrometeor Growth from a Vapor-Spherical Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(8), 1160-1172. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1970\)027<1160:KOHGFA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1970)027<1160:KOHGFA>2.0.CO;2)
- Fukuta, N., & Walter, L. A. (1970b). Study of basic theories of water condensation. Denver Research Inst Co. Repéré à <https://apps.dtic.mil/sti/citations/AD0869151>
- 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. [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(96\)00329-9](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(96)00329-9)
- Garnier, F., Brunet, S., & Jacquin, L. (1997). Modelling exhaust plume mixing in the near field of an aircraft. *Annales Geophysicae*, 15(11), 1468-1477. <https://doi.org/10.1007/s00585-997-1468-1>
- Garnier, François, Gago, C., & Brasseur, A.-L. (2003). Dispersion and growing of ice particles in a turbulent exhaust plume.
- Garnier, François, Maglaras, E., Morency, F., & Vancassel, X. (2014). Effect of Compressibility on Contrail Ice Particle Growth in an Engine Jet. *International Journal of Turbo and Jet Engines*, 31, 131-140. <https://doi.org/10.1515/tjj-2013-0039>

- 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. [https://doi.org/10.1016/S1270-9638\(97\)90008-0](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(97)90008-0)
- GIFAS. (2023). Vers un voyage aérien decarboné Juin 2023.
- Gleitsmann, G., & Zellne, R. (1998). The effects of ambient temperature and relative humidity on particle formation in the jet regime of commercial aircrafts: A modelling study. *Atmospheric Environment*, 32(18), 3079-3087. [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(98\)00062-4](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(98)00062-4)
- Guignery, F. (2010). *Mécanismes microphysiques intervenant dans le sillage proche d'un avion en maillage non structuré*. phd. Repéré à <http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00001241/>
- Hitzenberger et al. (2003). Properties of jet engine combustion particles during the PartEmis experiment. Hygroscopic growth at supersaturated conditions - Hitzenberger - 2003 - Geophysical Research Letters - Wiley Online Library. Repéré à <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/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. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 1-14. <https://doi.org/10.5194/acp-2016-817>
- IRENA. (2021, 16 mars). World Energy Transitions Outlook. Repéré à <https://www.irena.org/publications/2021/March/World-Energy-Transitions-Outlook>
- 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. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2)
- 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. <https://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. <https://doi.org/10.1002/2015JD024696>

- Kärcher, B. (2018). Formation and radiative forcing of contrail cirrus | Nature Communications. Repéré à <https://www.nature.com/articles/s41467-018-04068-0>
- 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. <https://doi.org/10.1002/2015JD023491>
- Kärcher, B., Busen, R., Petzold, A., Schröder, F. P., Schumann, U., & Jensen, E. J. (1998). Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles: 2. Comparison with observations and sensitivity studies. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *103*(D14), 17129-17147. <https://doi.org/10.1029/98JD01045>
- 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. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1996\)053<3066:TICOJC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1996)053<3066:TICOJC>2.0.CO;2)
- Kärcher, B., & Yu, F. (2009). Role of aircraft soot emissions in contrail formation. *Geophysical Research Letters*, *36*(1). <https://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*. phdthesis. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. Repéré à <https://theses.hal.science/tel-01403100>
- Khou, J.-C., Ghedhaïfi, W., Vancassel, X., & Garnier, F. (2015). Spatial Simulation of Contrail Formation in Near-Field of Commercial Aircraft. *Journal of Aircraft*, *52*(6), 1927-1938. <https://doi.org/10.2514/1.C033101>
- Khvorostyanov, V. I., & Curry, J. A. (2004). Thermodynamic Theory of Freezing and Melting of Water and Aqueous Solutions. *The Journal of Physical Chemistry A*, *108*(50), 11073-11085. <https://doi.org/10.1021/jp048099+>
- Klebanoff, P. S. (1955, 1 janvier). Characteristics of turbulence in boundary layer with zero pressure gradient. Repéré à <https://ntrs.nasa.gov/citations/19930092249>
- Ko, N. W. M., & Au, H. (1985). Coaxial jets of different mean velocity ratios. *Journal of Sound and Vibration*, *100*(2), 211-232. [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(85\)90416-X](https://doi.org/10.1016/0022-460X(85)90416-X)
- Ko, N. W. M., & Kwan, A. S. H. (1976). The initial region of subsonic coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, *73*(2), 305-332. <https://doi.org/10.1017/S0022112076001389>
- Kovasznyai, L. S. G. (1967). Structure of the Turbulent Boundary Layer. *The Physics of Fluids*, *10*(9), S25-S30. <https://doi.org/10.1063/1.1762462>

- Launder, B., & Sharma, B. I. (1974). Application of the energy-dissipation model of flow near a spinning disc. *Lett. Heat Mass Transfer*, 131-138.
- Lee, D. S., Fahey, D. W., Skowron, A., Allen, M. R., Burkhardt, U., Chen, Q., ... Wilcox, L. J. (2021). The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment*, 244, 117834. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2020.117834>
- Lewellen, D. C. (2020). A Large-Eddy Simulation Study of Contrail Ice Number Formation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 77(7), 2585-2604. <https://doi.org/10.1175/JAS-D-19-0322.1>
- Maglaras, E. (2007). *Application de la simulation numérique des grandes échelles à la formation des traînées de condensation dans le sillage d'un avion*. These de doctorat. Bordeaux 1. Repéré à <https://www.theses.fr/2007BOR13351>
- 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*. Atlanta, Georgia : American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2018-3189>
- Murphy, D. M., & Koop, T. (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(608), 1539-1565. <https://doi.org/10.1256/qj.04.94>
- Naiman et al. (2011). Large eddy simulations of contrail development: Sensitivity to initial and ambient conditions over first twenty minutes - Naiman - 2011 - Journal of Geophysical Research: Atmospheres - Wiley Online Library. Repéré à <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/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. <https://doi.org/10.1063/1.4807063>
- Paoli, Roberto, & Shariff, K. (2016). Contrail Modeling and Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48(Volume 48, 2016), 393-427. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-013619>
- Petters, M. D., & Kreidenweis, S. M. (2007). A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(8), 1961-1971. <https://doi.org/10.5194/acp-7-1961-2007>
- Petzold, A., Döpelheuer, A., Brock, C. A., & Schröder, F. (1999). In situ observations and model calculations of black carbon emission by aircraft at cruise altitude. *Journal of*

- Geophysical Research: Atmospheres*, 104(D18), 22171-22181.
<https://doi.org/10.1029/1999JD900460>
- Petzold, A., & Schröder, F. P. (1998). Jet Engine Exhaust Aerosol Characterization. *Aerosol Science and Technology*, 28(1), 62-76. <https://doi.org/10.1080/02786829808965512>
- Pruppacher, H. R., & Klett, J. D. (1996). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. (S.l.): Springer Science & Business Media. (Google-Books-ID: kQ18q7wtP6gC).
- Ricou, F. P., & Spalding, D. B. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 11(1), 21-32.
<https://doi.org/10.1017/S0022112061000834>
- Riechers, B., Wittbracht, F., Hütten, A., & Koop, T. (2013). The homogeneous ice nucleation rate of water droplets produced in a microfluidic device and the role of temperature uncertainty. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 15(16), 5873-5887.
<https://doi.org/10.1039/C3CP42437E>
- Ritchie, H., & Roser, M. (2020). Climate change and flying: what share of global CO2 emissions come from aviation? *Our World in Data*. Repéré à <https://ourworldindata.org/co2-emissions-from-aviation>
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2016). *Boundary-Layer Theory*. (S.l.): Springer. (Google-Books-ID: bOUyDQAAQBAJ).
- Schmidt, E. (1941). Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Verlag R. Oldenbourg, München, Heft 44*. [Other], Verlag R. Oldenbourg, München. Repéré à <https://elib.dlr.de/107948/>
- Schumann, U. (2000). Influence of propulsion efficiency on contrail formation. *Aerospace Science and Technology*, 4(6), 391-401. [https://doi.org/10.1016/S1270-9638\(00\)01062-2](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(00)01062-2)
- Schumann, U. (2005). Formation, properties and climatic effects of contrails. *Comptes Rendus Physique*, 6(4), 549-565. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2005.05.002>
- 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. [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00455-X](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00455-X)
- Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., & Zhu, J. (1994). *A New K-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation* (Rapport No. CMOTT-94-6). Repéré à <https://ntrs.nasa.gov/citations/19950005029>

- Shonija, N. K., Popovicheva, O. B., Persiantseva, N. M., Savel'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). <https://doi.org/10.1029/2006JD007217>
- Spalding, D. B. (1961). A single formula for the « Law of the Wall ». Repéré à <https://www3.dicca.unige.it/guerrero/turbulence2020/additional/Spalding2.pdf>
- Taleb, D.-E. (1997). *Etude microphysique et modelisation des sillages d'avions subsoniques et supersoniques*. These de doctorat. Université Louis Pasteur (Strasbourg) (1971-2008). Repéré à <https://www.theses.fr/1997STR13194>
- 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. <https://doi.org/10.2514/3.13065>
- Townsend, A. A., & Taylor, G. I. (1951). On the fine-scale structure of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, *208*(1095), 534-542. <https://doi.org/10.1098/rspa.1951.0179>
- Twohy, C. H., & Gandrud, B. W. (1998). Electron microscope analysis of residual particles from aircraft contrails. *Geophysical Research Letters*, *25*(9), 1359-1362. <https://doi.org/10.1029/97GL03162>
- 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*(5), 2713-2733. <https://doi.org/10.5194/acp-14-2713-2014>
- Unterstrasser, Simon. (2016). Properties of young contrails – a parametrisation based on large-eddy simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *16*(4), 2059-2082. <https://doi.org/10.5194/acp-16-2059-2016>
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. (S.l.) : Pearson Education Limited.
- Wang, Y., Liu, H., Li, T., Jiang, H., He, P., Liu, D., ... Liu, L. (2019). Characterization of the Morphology and Nanostructure of the Soot Particles Produced within Transient Diesel Reacting Jet Flame by Using Thermophoretic Sampling Technique. *Energy & Fuels*, *33*(9), 9124-9137. <https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.9b00810>

- Wey, C. C., Anderson, B. E., Hudgins, C., Wey, C., Li-Jones, X., Winstead, E., ... Whitefield, P. (2006). *Aircraft Particle Emissions eXperiment (APEX)* (Rapport No. E-15660). Repéré à <https://ntrs.nasa.gov/citations/20060046626>
- Wilcox, D. C. (2006). *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries.
- Wilcox, D. C. (2008). Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited. *AIAA Journal*, 46(11), 2823-2838. <https://doi.org/10.2514/1.36541>
- Williams, A. I. L., Stier, P., Dagan, G., & Watson-Parris, D. (2022). Strong control of effective radiative forcing by the spatial pattern of absorbing aerosol. *Nature Climate Change*, 12(8), 735-742. <https://doi.org/10.1038/s41558-022-01415-4>
- Wolf, K., Bellouin, N., & Boucher, O. (2023). Long-term upper-troposphere climatology of potential contrail occurrence over the Paris area derived from radiosonde observations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 23(1), 287-309. <https://doi.org/10.5194/acp-23-287-2023>
- 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. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13(19), 10049-10060. <https://doi.org/10.5194/acp-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. <https://doi.org/10.5194/acp-10-3261-2010>
- Yu, F., & Turco, R. P. (1997). The role of ions in the formation and evolution of particles in aircraft plumes. *Geophysical Research Letters*, 24(15), 1927-1930. <https://doi.org/10.1029/97GL01822>