

INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DE LA TUYÈRE SUR
LA FORMATION DE TRAINÉES DE CONDENSATION
DANS LE CHAMP PROCHE D'UN TURBORÉACTEUR
D'AVION

par

Adrien MISANDEAU

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

MONTRÉAL, LE 19 OCTOBRE 2023

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Adrien Misandeau, 2023



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 mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Robert Hausler, président du jury
Département de génie de la construction à l'École de technologie supérieure

M. Patrick Germain, 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 12 OCTOBRE 2023

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEUR

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche François Garnier pour sa bonne humeur, son encadrement et ses conseils de qualité. Ces deux années passées dans ce laboratoire m'ont permis de découvrir le monde de la recherche dans lequel j'ai su m'épanouir.

J'aimerais également remercier mes collègues de bureau, Sébastien Cantin et Mohamed Chouak pour leur précieuse aide tout au long de ce projet mais aussi pour l'ambiance chaleureuse et nos moments passés ensemble. Et plus récemment, Parisa Afkari, pour sa bonne humeur et ses conseils.

Merci à l'INSA Centre Val de Loire de m'avoir forgé – aussi bien en tant qu'ingénieur mais aussi en tant que personne – durant ces quatre années passées à Blois. Merci également de m'avoir donné l'opportunité de faire un double diplôme à l'École de Technologie Supérieure, qui m'a permis de découvrir de nouveaux horizons à Montréal et de me réinventer. Mention spéciale à Marie-Laure Gobert, qui m'a ouvert les portes et donné goût au monde de la mécanique des fluides ; à Roger Serra pour son encadrement ainsi qu'à Julien Bustillo pour son accompagnement personnalisé pendant mon cursus à l'INSA. Merci, à l'ÉTS pour m'avoir accueilli et donné l'opportunité de me spécialiser dans le domaine de l'aérospatial au travers d'enseignements de qualité. Également, un grand merci à Pr. Wagdi G. Habashi, de l'université McGill, pour la qualité de son enseignement sur les turbomachines.

Enfin, merci à ma famille de m'avoir tant soutenu ces deux dernières années. Merci à mes amis, Baptiste et Étienne, pour leur joie de vivre et nos belles soirées passées ensemble. Enfin merci à Lydia, pour ton humeur rayonnante, ton soutien moral, ton amour et nos nombreuses aventures passées et futures.

Influence de la géométrie d'arrière corps sur la formation de trainées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion

ADRIEN MISANDEAU

RÉSUMÉ

Dépendamment des conditions atmosphériques, les trainées de condensation formées dans le sillage des avions peuvent devenir persistantes et donner lieu à des cirrus. Ces cirrus artificiels influent le bilan énergétique terrestre et représente une part conséquente du forçage radiatif lié à l'aviation civile. Depuis ces dernières décennies, des études ont été menées afin de comprendre les processus de formation des *contrails*. Celles-ci ont notamment montré que le mélange avait impactait significativement la formation des cristaux de glace. Dans ce contexte, ce mémoire se propose d'étudier l'influence des géométries de tuyère couramment utilisées dans l'industrie sur les propriétés microphysiques des *contrails*.

Un modèle numérique CFD est configuré afin de simuler un jet coaxial dans le champ proche d'un LEAP-1A33 en altitude de croisière. La température ambiante est de 219°K et l'humidité relative est de 60%. La phase gazeuse se compose d'air et de vapeur d'eau. Une approche de résolution des équations de Navier-Stokes instationnaires par décomposition de Reynolds (URANS) est utilisée pour modéliser l'écoulement de la phase gazeuse. Les particules de suies résiduelles de la combustion servent de noyaux de condensation pour les vapeurs d'eau présentes dans le panache et l'air ambiant. Celles-ci sont modélisées par des particules passives selon une approche lagrangienne. La croissance des cristaux de glace est modélisée selon le modèle de Fukuta et Walter implémenté au code commercial de STAR-CCM+.

Deux études paramétriques ont été menées afin de quantifier l'influence des paramètres géométriques des chevrons (position sur la tuyère, nombre et angle de pénétration) et des mélangeurs lobés (nombre et hauteur de lobe) sur les propriétés aérodynamiques du jet ainsi que les propriétés microphysiques des *contrails*. Les résultats ont montré que les chevrons ne perturbaient pas suffisamment le mélange interne du panache pour observer des différences significatives sur les propriétés microphysiques, peu importe leur position, nombre et angle de pénétration. Les mélangeurs lobés ont quant-à-eux montré un fort impact sur le mélange et la diffusion de la température du jet. De fait, les configurations lobés engendrent un rayon moyen des cristaux de glace significativement plus important (+60%). L'étude paramétrique a montré que la diminution du nombre de lobes a tendance à accentuer ces écarts. Cependant la variation de la hauteur des lobes n'a pas montré d'impact notable sur les rayons des cristaux.

Mots-clés : trainées de condensation, CFD, champ proche, chevrons, mélangeurs lobés, particules de suie, croissance des cristaux de glace

Effect of modern nozzle technology on near field contrail formation

Adrien MISANDEAU

ABSTRACT

Depending on atmospheric conditions, contrails formed in the wake of airplanes can become persistent and lead to cirrus cloud formation. These aircraft induced clouds (AIC) influence the Earth's energy balance and represent a substantial portion of the radiative forcing due to civil aviation. Over the past decades, studies have been conducted to understand contrail formation processes, revealing that mixing significantly affects ice crystal formation. In this context, this thesis aims to investigate the influence of commonly used aft-body geometries in the industry on the microphysical properties of contrails.

A numerical Computational Fluid Dynamics (CFD) model is configured to simulate a coaxial jet in the near-field of a LEAP-1A33 engine at cruising altitude. The ambient temperature is 219°K, with a relative humidity of 60%. The gas phase is composed of air and water vapor. An Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS) approach is employed to model the gas phase flow. Residual soot particles from combustion act as condensation nuclei for water vapor in the plume and ambient air. These are modeled as passive particles using a Lagrangian approach. Ice crystal growth is modeled using the Fukuta and Walter model, implemented in the commercial code STAR-CCM+.

Two parametric studies were conducted to quantify the influence of geometric parameters of chevrons (position on the nozzle, number, and penetration angle) and forced mixers (number and lobe height) on the aerothermodynamic properties of the jet and microphysical properties of contrails. The results show that chevrons do not sufficiently disturb the internal mixing of the plume to observe significant differences in microphysical properties, regardless of their position, number, and penetration angle. On the other hand, lobed mixers exhibit a strong impact on the mixing and temperature diffusion of the jet. Consequently, lobed configurations result in a significantly larger mean ice crystal radius (+60%). The parametric study indicates that reducing the number of lobes tends to accentuate these differences. However, varying the height of the lobes does not show a notable impact on crystal radii.

Keywords : contrails, CFD, near field, chevrons, forced mixers, soot particles, ice crystals growth

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE.....	3
1.1 Impact de l'aviation sur l'environnement.....	3
1.1.1 Émissions caractéristiques d'un turboréacteur.....	3
1.1.2 Forçage radiatif.....	7
1.2 Mécanismes de dilution du panache	8
1.2.1 Taux de dilution	8
1.2.2 Régimes d'évolution du panache	10
1.2.3 Structure d'un jet coaxial.....	11
1.3 Processus de formation des trainées de condensation dans le champ proche d'un avion.....	13
1.3.1 Thermodynamique de formation.....	13
1.3.2 Microphysique	15
1.4 Paramètres influents sur la formation des cristaux de glace.....	17
1.4.1 Émissions en sortie du turboréacteur	17
1.4.2 Conditions atmosphériques.....	19
1.4.3 Influence de la géométrie de tuyère	20
1.5 Géométries de tuyères modernes	21
1.5.1 Chevrons	21
1.5.2 Mélangeurs lobés	23
1.6 Modélisation numérique des trainées de condensation.....	26
1.6.1 Mécanique des fluides numérique	26
1.6.2 Approches de modélisation des trainées de condensation	28
1.7 Synthèse et critique.....	30
1.8 Conclusion	31
CHAPITRE 2 MODÈLE MATHÉMATIQUE	33
2.1 Hypothèses du problème.....	33
2.2 Équations de la phase gazeuse continue	35
2.2.1 Équations de continuité et de transport.....	35
2.2.2 Modèle de turbulence.....	40
2.3 Équations de la phase solide dispersée	42
2.4 Méthodes de discrétisation.....	48
2.4.1 Discrétisation spatiale	48
2.4.2 Discrétisation temporelle	50
CHAPITRE 3 CONFIGURATION DU DOMAINE DE CALCUL.....	53
3.1 Domaine CFD et conditions limites.....	53
3.2 Configurations des géométries de tuyères	56
3.2.1 Chevrons	56

3.2.2	Mélangeurs lobés	58
3.3	Maillage	61
3.4	Étude de sensibilité au maillage.....	63
CHAPITRE 4 SIMULATIONS NUMÉRIQUES URANS.....		67
4.1	Étude paramétrique portant sur l'influence des paramètres géométriques des chevrons sur la formation des trainées de condensation.....	67
4.1.1	Effet du nombre de chevrons	67
4.1.1.1	Propriétés aérodynamiques.....	68
4.1.1.2	Propriétés microphysiques	77
4.1.2	Effet de l'angle de pénétration des chevrons	85
4.1.2.1	Propriétés aérodynamiques.....	85
4.1.2.2	Propriétés microphysiques	90
4.1.3	Synthèse de l'étude paramétrique portant sur l'influence des chevrons sur la formation des trainées de condensation	96
4.2	Étude paramétrique portant sur l'influence des paramètres géométriques des mélangeurs lobés sur la formation des trainées de condensation	98
4.2.1	Effet du nombre de lobes	98
4.2.1.1	Propriétés aérodynamiques.....	98
4.2.1.2	Propriétés microphysiques	105
4.2.2	Effet de la hauteur des lobes	113
4.2.2.1	Propriétés aérodynamiques.....	113
4.2.2.2	Propriétés microphysiques	120
4.2.3	Synthèse de l'étude paramétrique portant sur l'influence des mélangeurs lobés sur la formation des trainées de condensation	126
4.3	Comparaison avec des données expérimentales	127
CONCLUSION.....		131
RECOMMANDATIONS		135
ANNEXE I GÉOMÉTRIES DES CONFIGURATIONS.....		137
BIBLIOGRAPHIE.....		143

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 2-1	Coefficients du modèle de turbulence k- ϵ Realizable.42
Tableau 3-1	Propriétés d'échappement du LEAP-1A35A.....55
Tableau 3-2	Paramètres géométriques des configurations de chevrons étudiées57
Tableau 3-3	Paramètres géométriques des configurations de mélangeurs lobés étudiés59
Tableau 3-4	Détail des raffinements du maillage62
Tableau 3-5	Erreurs relatives moyennes et résultats de l'étude GCI dans la zone de mélange entre le jet primaire et secondaire ($x = 0.16 Db$, $y = -z =$ $0.2 Db$) pour la configuration BB.65

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Microphotographies TEM de particules de suie extraites du panache à différents grossissements. Échelle à 200, 20 et 5 nm. Tirée de Anderson et al. (2011, p. 13).....	5
Figure 1.2	Trainées de condensation persistantes et cirrus induits par l’aviation dans l’atmosphère.....	6
Figure 1.3	Composantes du forçage radiatif des différentes émissions liées à l’aviation civile. Tirée de Lee et al. (2020, p. 8).....	8
Figure 1.4	Taux de dilution en fonction de l’âge du panache. Tirée de Schuman et al. (1998, p. 3102).....	9
Figure 1.5	Régimes de dilution du panache dans le sillage d’un avion. Tirée de Guignery (2010, p. 27).....	10
Figure 1.6	Photographie d’une trainée de condensation détruite par une instabilité de Crow.....	11
Figure 1.7	Schéma représentatif des phases de mélange d’un jet coaxial. Tirée de Cantin (2018, p. 6).....	12
Figure 1.8	Diagramme de Schmidt-Appleman représentant les seuils de température pour une humidité relative variable (0%, 30%, 60%, 90%), ainsi que trois points tests #1 (T=223.15 K ; HR=41%), #2 (T=223.15 K ; HR=0%) et #3 (T=230.15 K ; HR=19%). Tiré de Ghedhaïfi et al. (2019, p. 7).....	14
Figure 1.9	Pression partielle de vapeur d’eau en fonction de la température avec la pression de saturation par rapport à l’eau liquide (trait bleu plein) et par rapport à la glace (trait bleu pointillé), ainsi qu’une ligne de mélange (rouge). Tirée de Whelan et al. (2009, p. 5).....	15
Figure 1.10	Étapes de formation et évolution des trainées de condensation dans l’atmosphère. Inspirée de Kärcher (2018, p. 3).....	16
Figure 1.11	Évolution du rayon moyen des cristaux de glace en fonction de l’âge du panache pour 3 concentrations de soufre (0.35 ; 0.70 ; et 5.5 g S / kg fuel). Tirée de Khou et al. (2017, p. 9).....	19
Figure 1.12	Contours de l’énergie cinétique turbulente d’un jet a) avec <i>bypass</i> et b) sans <i>bypass</i> . Tirée de Cantin (2018, p. 88).....	20

Figure 1.13	Photographie de chevrons sur un LEAP-1B du Boeing 737 MAX21
Figure 1.14	Visualisation du mélange d'un jet a) sans et b) avec chevrons. Tirée de Zaman et al. (1992, p. 688).....22
Figure 1.15	Photographie du Safran Silvercrest avec mélangeur lobé, 2012.....24
Figure 1.16	Schéma d'un mélangeur lobé a) en vue isométrique et b) en vue de coupe ainsi que de face. Tirées de Zawislak (2020, p. 10-11).....24
Figure 1.17	Champ de vitesse expérimentaux en aval d'un mélangeur. Tirée de Belovich & Samimy (1997, p. 13).....25
Figure 1.18	Visualisation laser d'un jet simple et d'un jet avec mélangeur lobé. Tirée de Hu et al. (2000, p.700-702).....25
Figure 2.1	Lois de paroi $U^+ = f(y^+)$49
Figure 3.1	Caractéristiques géométrique et conditions limites du domaine fluide54
Figure 3.2	Caractéristiques géométriques d'un chevron58
Figure 3.3	Caractéristiques géométriques d'un mélangeur lobé60
Figure 3.4	Visualisation du maillage en vue a) de face à l'entrée du domaine fluide, b) isométrique et c) latérale61
Figure 3.5	Comparaison des profils de vitesse $U^+ = f(y^+)$63
Figure 4.1	Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations de chevrons sur le <i>bypass</i> (colonne gauche) et le <i>core</i> (colonne droite) aux sections $x/Db = -0.5 ; -0.2$ et 0.9 , ainsi que $x/Db = 0.2 ; 0.9$ et 2 , respectivement70
Figure 4.2	Contours radiaux de la vorticité des configurations a) BB, b) BC12, c) BC16 et d) BC24, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.971
Figure 4.3	Contours radiaux de la vorticité des configurations72
Figure 4.4	Évolution du profil de température des configurations BB, BC12, BC16, BC24, C8B, C12B et C16B, au centre du jet73
Figure 4.5	Contours radiaux de la température des configurations BB, BC12, BC16 et BC24, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$75
Figure 4.6	Contours radiaux de la température des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$76

Figure 4.7	Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations BB, C8B, C12B et C16B, au centre du jet.....	78
Figure 4.8	Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/Db = 0.3 ; 0.9 ; 2 ; 5 ; 10 ; 20$	79
Figure 4.9	Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache des configurations BB, C8B, C12B et C16B	80
Figure 4.10	Évolution du rayon moyen des cristaux au centre du jet des configurations BB, C8B, C12B et C16B	81
Figure 4.11	Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/Db = 10, 20$ et 40 ; des configurations BB, C8B, C12B et C16B.....	83
Figure 4.12	Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations BB, C8B, C12B et C16B aux sections $x/Db = 10, 30, 40$ et 60	84
Figure 4.13	Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, à $x/Db = 0.2, 0.9$ et 2	86
Figure 4.14	Contours radiaux de la vorticité normale des configurations a) C12B, b) C12BP3, c) C12BP5 et d) C12BP10, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.9	87
Figure 4.15	Évolution du profil de température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, au centre du jet.....	88
Figure 4.16	Contours radiaux de la température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$	89
Figure 4.17	Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, au centre du jet	90
Figure 4.18	Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/Db = 0.9 ; 2 ; 10 ; 20$	91

XVIII

Figure 4.19	Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache pour les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10.....	92
Figure 4.20	Évolution du rayon moyen des cristaux dans le panache pour les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10.....	93
Figure 4.21	Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/Db = 10, 20$ et 40 ; des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10.....	94
Figure 4.22	Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10 aux sections $x/Db = 10, 30, 40$ et 60	95
Figure 4.23	Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, à $x/Db = 0.2, 0.9, 2$ et 4	99
Figure 4.24	Contours radiaux de la vorticité normale des configurations a) BB, b) M8BB, c) M12BB et d) M16BB, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.9	100
Figure 4.25	Évolution du profil de température des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, au centre du jet	101
Figure 4.26	Contours axiaux de température des configurations BB vs M8BB et M12BB vs M16BB	102
Figure 4.27	Contours radiaux de la température des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$	104
Figure 4.28	Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, au centre du jet.....	106
Figure 4.29	Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, aux sections $x/Db = 0.9 ; 2 ; 10 ; 20$	107
Figure 4.30	Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB.....	108
Figure 4.31	Évolution du rayon moyen des cristaux dans le panache pour les configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB.....	109

Figure 4.32	Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/Db = 10, 20$ et 40 ; des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB.....	111
Figure 4.33	Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB aux sections $x/Db = 10, 30, 40$ et 60	112
Figure 4.34	Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations M12BH, M12HB, M12LB et M12BL, aux sections $x/Db = -0.3, 0.9$ et 2	114
Figure 4.35	Comparaison des contours radiaux de la vorticité des configurations a) M12BB, b) M12HB, et c) M12LB, relevés à $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.9	115
Figure 4.36	Comparaison des contours radiaux de la vorticité normale des configurations a) M12BB, b) M12BH, et.....	116
Figure 4.37	Évolution du profil de température au centre du jet des configurations M12BH, M12BL, M12HB et M12LB	117
Figure 4.38	Contours axiaux de température des configurations M12HB vs M12LB (section à la crête du lobe) et M12BH vs M12BL (section au creux du lobe)	118
Figure 4.39	Contours radiaux de la température des configurations M12BH, M12HB, M12LB et M12BL, aux sections $x/Db = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$	119
Figure 4.40	Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations M12BB, M12HB, M12LB, M12BH et M12BL, au centre du jet	120
Figure 4.41	Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations M12HB, M12LB, M12BH et M12BL, aux sections $x/Db = 0.3 ; 0.9 ; 2 ; 5 ; 10 ; 20$	121
Figure 4.42	Évolution de la fraction de particules saturées dans le jet des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB.....	122
Figure 4.43	Évolution du rayon moyen des cristaux de glace dans le panache des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB.....	123
Figure 4.44	Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/Db = 10, 20$ et 40 ; des configurations M12HB, M12BL, M12BH et M12BL	124

Figure 4.45	Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations M12BB, M12HB, M12BL, M12BH et M12BL, aux sections $x/Db = 10, 30, 40$ et 60	125
Figure 4.46	Comparaison du taux de dilution avec les données de vol interpolées (Schumann, 1998) pour les configurations de tuyères chevronnées selon a) le nombre et la position des chevrons et b) l'angle de pénétration des chevrons.....	128
Figure 4.47	Comparaison du taux de dilution avec les données de vol interpolées (Schumann, 1998) pour les configurations de mélangeurs selon a) le nombre et b) la hauteur de lobes.....	129

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AIC	<i>Aircraft Induced Clouds</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
CME	Couche de mélange externe
CMI	Couche de mélange interne
CRVP	<i>Counter Rotating Vortex Pairs</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
ECT	Energie cinétique turbulente
EI	<i>Emission Index</i> (indice d'émission)
EPN	<i>Effective Perceived Noise</i>
ERF	<i>Effective Radiative Forcing</i>
FVM	<i>Finite Volume Method</i>
JP	Jet primaire
JS	Jet secondaire
GES	Gaz à effet de serre
GIEC	Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
OACI	Organisation de l'aviation civile internationale
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
SAF	<i>Sustainable Aviation Fuel</i>
TEM	<i>Transmission Electron Microscope</i>

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Symboles de notation

·	Dérivée temporelle
—	Valeur moyenne
~	Composante pondérée par la densité
'	Composante fluctuante
	Valeur absolue

Indices

<i>a</i>	Air ambient
<i>b</i>	<i>Bypass</i> , tuyère secondaire
<i>c</i>	<i>Core</i> , tuyère primaire
<i>g</i>	Mélange gazeux
<i>glace</i>	Par rapport à la glace
<i>i, j, k</i>	Vecteurs unitaires de l'espace vectoriel (x,y,z)
<i>ij</i>	Notation d'Einstein
<i>liq</i>	Par rapport à l'eau liquide
<i>p</i>	Phase dispersée (particules)
<i>t, turb</i>	Turbulent
<i>v</i>	Vapeur d'eau
<i>visq</i>	Visqueux

Symboles grecs

α	Coefficient d'accommodation thermique	[-]
α_c	Demi angle de chevron	[°]
α_l	Demi angle de lobe	[°]
β	Coefficient de condensation	[-]
Δt	Pas de temps de la simulation	[s]
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Dimensions d'une cellule	[m]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	[-]
δt_p	Pas de temps relatif à la phase dispersée	[s]
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente du modèle k- ε	[m ² s ⁻³]
Φ_c	Angle de pénétration des chevrons	[°]
$\Phi_{l,ext}$	Angle de pénétration externe des lobes	[°]
$\Phi_{l,int}$	Angle de pénétration interne des lobes	[°]
κ	Constante de Von Karman	[-]
λ_{lobe}	Longueur d'onde de lobes	[-]
ρ	Masse volumique	[kg m ⁻³]

ψ	Angle de la bordure de la conduite externe	[°]
σ	Tension surfacique	[J m ⁻²]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes du modèle de turbulence k – ε	[-]
σ_g	Nombre de Schmidt	[-]
$\sigma_{g,t}$	Nombre de Schmidt turbulent	[-]
τ^{visq}, τ^{turb}	Tenseur des contraintes visqueux et turbulent	[kg m ⁻¹ s ⁻²]
τ_p	Cisaillement de la paroi	[N]
μ	Viscosité dynamique	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² s ⁻¹]
$\boldsymbol{\omega}(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$	Champ de vorticité	[rad s ⁻¹]
ω_n	Vorticité normale	[rad s ⁻¹]
ω	Taux de dissipation de l'énergie turbulente du modèle k- ω SST	[m ² s ⁻³]
ω_{glace}	Transfert de masse de vapeur d'eau dans le domaine fluide	[kg s ⁻¹]

Symboles latins

A	Coefficient de correction de l'effet Kelvin	[-]
A^*	Section au col de la tuyère primaire	[m ²]
A_c	Section de sortie de la tuyère primaire	[m ²]
$C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$	Constantes du modèle de turbulence k – ε	[-]
C_T, C_ρ	Coefficients de température et densité au voisinage d'une particule	[-]
C_{BC}	Concentration de carbone noir	[-]
c_v	Chaleur massique à volume constant	[J mol ⁻¹ K ⁻¹]
c_p	Chaleur massique à pression constante	[J mol ⁻¹ K ⁻¹]
D_c	Diamètre de sortie de la tuyère primaire	[m]
D_b	Diamètre de sortie de la tuyère secondaire	[m]
D_{eq}	Diamètre équivalent	[m]
D_v	Diffusivité de la vapeur d'eau	[m ² s ⁻¹]
e	Energie du fluide	[J]
e_a	Erreur relative moyenne	[-]
F	Force de poussée	[N]
$f_{3\alpha}, f_{3\beta}$	Facteurs de correction cinétique	[-]
GMD	Diamètre moyen des particules	[m]
h_{lobe}	Hauteur totale de lobe	[m]
$h_{l,ext}$	Hauteur externe de lobe	[m]
$h_{l,int}$	Hauteur interne de lobe	[m]
k	Energie cinétique turbulente	[J]
k_g	Conductivité thermique	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
L	Longueur du domaine	[m]
L_{mixer}	Longueur du mélangeur lobé	[m]
L_c	Chaleur latente	[J kg ⁻¹]
M	Nombre de Mach	[-]

M_g	Masse moléculaire du mélange gazeux	[kg mol ⁻¹]
M_v	Masse moléculaire de la vapeur d'eau	[kg mol ⁻¹]
\dot{m}	Débit massique	[kg s ⁻¹]
m_{plume}	Masse des espèces du panache	[kg]
m_{fuel}	Masse de carburant brûlé	[kg]
N	Taux de dilution	[-]
N_{num}	Nombre de particules numériques (cellules d'injection)	[#]
N_p	Nombre de particules physiques	[#]
n	Densité de particules dans une cellule	[# m ⁻³]
n_c	Nombre de chevrons sur la tuyère	[#]
n_l	Nombre de lobes sur la tuyère	[#]
p^0	Pression de saturation	[Pa]
$P_{v,c}^0$	Pression de saturation d'eau au voisinage d'une surface courbée	[Pa]
$P_{v,f}^0$	Pression de saturation au voisinage d'une surface plane	[Pa]
p	Pression	[Pa]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent	[-]
q	Flux de chaleurs induits	[W m ⁻²]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
R	Constante universelle des gaz parfaits	[J mol ⁻¹ K ⁻¹]
r_s	Constante spécifique des gaz parfaits	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
r	Rayon	[m]
r_α	Rayon de courbure de la crête du lobe	[m]
r_β	Rayon de courbure du creux du lobe	[m]
SN	<i>Smoke Number</i>	[-]
S	Ratio de saturation	[-]
S_{ij}	Taux de déformation instantané	[s ⁻¹]
$S_{\%,lobe}$	Degré de <i>Scalloping</i> des lobes	[-]
T	Température	[°K]
t	Temps	[s]
$\mathbf{u} (u, v, w)$	Champs de vitesses	[m s ⁻¹]
U	Vitesse Axiale moyenne	[m s ⁻¹]
U^+	Vitesse adimensionnelle au voisinage de la paroi	[m s ⁻¹]
u_τ	Vitesse de friction tangentielle	[m s ⁻¹]
V_{cell}	Volume d'une cellule	[m ³]
X	Fraction molaire	[-]
Y	Fraction massique	[-]
y^+	Distance adimensionnelle qui sépare le premier nœud de la paroi	[-]
y_p	Distance normale du premier nœud	[m]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	

INTRODUCTION

Le 6^{ème} rapport du groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (IPCC, 2021) est sans appel : le réchauffement climatique constaté depuis ces dernières décennies est avec certitude d'origine anthropogénique. Malgré les efforts des gouvernements pour limiter d'ici 2050 ce réchauffement à 1.5°C par rapport à l'ère préindustrielle, la température terrestre franchira inévitablement ce seuil d'ici une dizaine d'années dans le cas le plus optimiste qui considère l'arrêt radical et instantané des émissions des gaz à effet de serre (GES).

Parmi les nombreux secteurs d'activité qui sont à l'origine du forçage radiatif terrestre, figure notamment l'aviation qui représente 3% du forçage radiatif net anthropique. Il est important de distinguer le réchauffement dû à l'émission de CO_2 dans l'atmosphère contribuant à hauteur d'un tiers du forçage radiatif total lié à l'aviation, et celui induit par des effets hors- CO_2 qui en représentent les deux tiers restants. En effet, des phénomènes physico-chimiques complexes contribuent également au forçage radiatif global. Parmi ces phénomènes, l'effet des cirrus induits par les trainées de condensations formées dans le champ proche des avions se démarque des autres composantes du réchauffement avec un impact radiatif moyen environ 1,7 fois plus important que celui du CO_2 émis durant le vol (Lee et al., 2020).

Cependant, la quantification de la réponse radiative des cirrus reste incertaine dû à un manque de connaissances concernant la transition des trainées de condensations en cirrus. De ce fait, les prédictions de l'impact climatique de l'aviation civile sur le long terme s'en retrouvent limitées (Kärcher, 2018). Toutefois, le développement des méthodes de simulation de mécanique des fluides numérique (*Computational Fluid Dynamics*, ou CFD en anglais) combinées aux travaux réalisés ces deux dernières décennies ont permis d'identifier les paramètres ayant une influence sur l'épaisseur optique des trainées de condensation (Brasseur et al., 2016). Celle-ci dépend majoritairement de la taille et la concentration des cristaux de glaces formés (Heymsfield et al., 2010).

Afin de pouvoir enrichir les connaissances dans le domaine, ce mémoire se propose d'étudier l'influence de la géométrie d'arrière corps sur la formation des cristaux de glace dans le champ proche d'un avion. Les travaux présentés dans ce rapport s'inscrivent dans le cadre de la chaire de recherche industrielle œuvrant au développement de systèmes d'aéropulsion durables en collaboration avec Safran Aircraft Engines. Par conséquent, les géométries étudiées seront donc basées sur les données du LEAP-1A33 produit par le motoriste français.

Le premier chapitre fait l'objet d'une revue de littérature reprenant les concepts essentiels à la compréhension du sujet. L'état de l'art du domaine établi, les objectifs spécifiques de recherche de ce mémoire pourront être déterminés. Le second chapitre vise à présenter les équations mathématiques utilisées par le code CFD pour modéliser les différentes phases de l'écoulement. Le troisième chapitre se focalise quant-à-lui sur la configuration du modèle CFD. Enfin, dans un quatrième chapitre, les résultats des études paramétriques seront présentés et discutés afin de quantifier l'influence des géométries de la tuyère sur la formation des trainées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

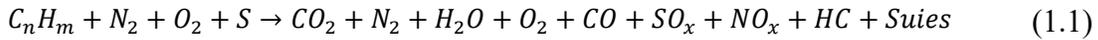
Ce premier chapitre a pour but de faire l'état de l'art des connaissances requises pour appréhender les fondements du sujet présenté dans l'introduction, afin d'en tirer des objectifs de recherche. La revue de littérature proposée se décompose en huit parties distinctes. La première partie vise à établir l'impact de l'aviation sur l'environnement, en détaillant notamment les émissions caractéristiques d'un turboréacteur et leurs effets respectifs sur le forçage radiatif. La seconde partie présente les différents mécanismes de dilution auxquels est soumis le panache dans l'atmosphère. Dans la troisième partie, les processus de formation des trainées de condensation seront détaillés. La quatrième partie présente les différents facteurs influant sur la formation des trainées de condensation. La cinquième partie introduit les géométries de tuyère modernes étudiées et leurs effets sur le mélange. La sixième partie, quant-à-elle, établit l'état de l'art des modélisations numériques des trainées de condensation. Enfin, après une synthèse et critique de la revue de littérature dans la septième partie, les objectifs de recherche seront établis dans la huitième partie.

1.1 Impact de l'aviation sur l'environnement

1.1.1 Émissions caractéristiques d'un turboréacteur

De nos jours, les avions de ligne sont majoritairement équipés de *tubofan* à haut taux de dilution pour leur efficacité énergétique et leur faible empreinte acoustique. Le fonctionnement de ces moteurs repose sur deux flux d'air distincts. Le premier flux passe à travers le cœur du moteur (*core*), où il est comprimé, puis mélangé avec du carburant avec lequel il est brûlé pour générer une poussée propulsive. Parallèlement, le second flux contourne le cœur du moteur (*bypass*) en étant accéléré par un *fan* et une tuyère convergente pour contribuer à la poussée à hauteur de 80% (Saravanamutto et al., 2017).

Bien que l'industrie aéronautique investisse massivement dans les carburants alternatifs, le kérosène (e.g. Jet A, Jet A-1) reste largement utilisé dans l'aviation commerciale. Le kérosène se compose de nombreuses variétés d'hydrocarbures avec des chaînes de carbones allant de 8 à 16 atomes de carbone. Le soufre, naturellement présent dans le pétrole peut également se retrouver dans le kérosène sous forme d'impureté. La réaction chimique se déroulant dans la chambre de combustion d'un turboréacteur peut se résumer par l'équation de combustion suivante d'après (Masiol & Harrison, 2014),



L'équation de combustion à pour réactifs de l'air atmosphérique principalement composé de diazote N_2 et de dioxygène O_2 , ainsi que les hydrocarbures C_nH_m mélangées avec du soufre S . Parmi, les produits de combustion figurent notamment, le dioxyde de carbone CO_2 , des vapeurs d'eau H_2O , de l'air imbrulé N_2 et O_2 , du monoxyde de carbone CO , des oxydes de soufre SO_x , des oxydes d'azote NO_x , des hydrocarbures imbrulés HC ainsi que des particules de suie. Les émissions des espèces sont usuellement quantifiées par l'indice d'émission EI_i , défini comme la masse m_i de l'espèce produite par la combustion d'une masse de carburant m_{fuel} ,

$$EI_i = \frac{m_i}{m_{fuel}} \quad (1.2)$$

Le dioxyde de carbone, CO_2 , est un produit commun lors de la combustion de kérosène dans l'air, avec un indice d'émission de $3160 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$ (Lee et al., 2010). Naturellement présent dans l'atmosphère (environ 410 ppm en 2020), il est responsable de la photosynthèse et de la vie sur Terre. Cependant, l'activité humaine a provoqué une augmentation d'au moins 125 ppm en un siècle. De fait, ce surplus de dioxyde de carbone ne peut être absorbé par la Terre et s'accumule dans l'atmosphère. Durant son temps de résidence (100 - 200 ans), le CO_2 accumulé dans l'atmosphère absorbe le rayonnement infrarouge émis par la Terre, provoquant un réchauffement de celle-ci par effet de serre. (IPCC, 2021).

La combustion incomplète du kérosène produit également du monoxyde de carbone (CO) des hydrocarbures imbrulés (HC), ainsi que des particules de suie. Le monoxyde de carbone, formé dans un environnement riche, est un polluant nocif pour l'homme. En empêchant l'oxygène de se fixer sur l'hémoglobine, le monoxyde de carbone mène à l'asphyxie en cas de forte concentration. L'indice d'émission du CO est d'environ $3 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$. Les hydrocarbures imbrulés sont essentiellement composés de chaînes carbonées constituées d'atomes de carbone et d'hydrogène, tels que les alcanes et les alcènes, les aromatiques monocycliques, ainsi que les hydrocarbures aromatiques polycycliques. L'indice d'émission moyen des hydrocarbures imbrulés est d'environ $0.4 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$ (Lee et al., 2010). Enfin, les particules de suie sont des particules fractales non volatiles composées d'agrégats de carbone graphitique et de composés organiques. La Figure 1.1 montre des microphotographies de particules de suie prises par TEM (*Transmission electron microscope*). La rayon moyen des particules primaires se situe entre 20 et 60 nm et leur concentration varie entre 10^{14} et 10^{15} par kg de carburant brûlé (Moore et al., 2017). L'indice d'émission moyen des suies en régime de croisière est d'environ $0.025 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$ (Lee et al., 2010).

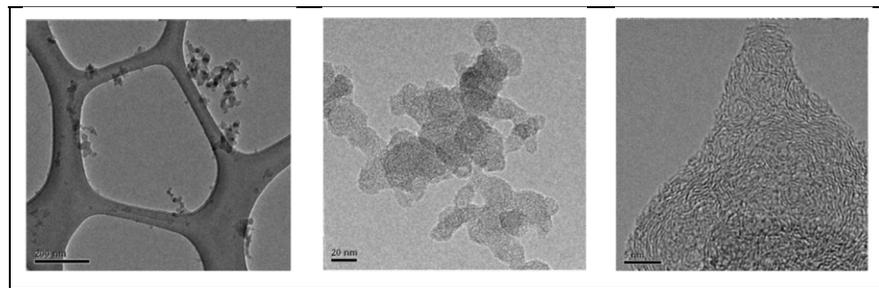


Figure 1.1 Microphotographies TEM de particules de suie extraites du panache à différents grossissements. Échelle à 200, 20 et 5 nm
Tirée de Anderson et al. (2011, p. 13)

Les oxydes d'azote, NO_x , notamment le monoxyde d'azote NO et le dioxyde d'azote NO_2 , sont formés à haute température et pression, à hauteur de $14 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$ (Lee et al. 2010). Ces derniers sont à l'origine de diverses maladies respiratoires et peuvent provoquer la mort dans certains cas. Lorsqu'ils sont rejetés dans l'atmosphère, les NO_x subissent des réactions photochimiques formant de l'ozone troposphérique (O_3). L'ozone troposphérique est un gaz à

effet de serre puissant et contribue au réchauffement de l'atmosphère (Lieuwen & Yang, 2013). Cette formation d'ozone s'accompagne d'une diminution de méthane dans l'atmosphère (CH_4) – un GES 85 fois plus puissant que le CO_2 - provoquant une diminution de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère.

L'anhydride de sulfureux, ou le dioxyde de soufre (SO_2) est un polluant primaire qui peut s'avérer nocif pour les humains en trop forte concentration. La concentration moyenne de composés sulfurés (FSC, *Fuel sulfur content*) dans les carburants Jet A et Jet A-1 se situe entre 550 et 750 ppm (Hileman et al., 2010). Son indice d'émission est de $0.8 \text{ g} \cdot \text{kg}_{fuel}^{-1}$ (Lee et al., 2010). Il a également été montré que l'acide sulfurique H_2SO_4 – formé par l'oxydation du SO_2 – est directement reliée à la formation de particules aqueuses ultrafines (UAPs, *Ultrafine aqueous particles*) à l'origine des trainées de condensation (Kärcher et al., 2000). L'impact de l'acide sulfurique sur les processus de formation des cristaux de glace sera détaillé dans une partie ultérieure.



Figure 1.2 Trainées de condensation persistantes et cirrus induits par l'aviation dans l'atmosphère

Enfin, lorsque l'air ambiant devient saturé en vapeur d'eau (H_2O), celle-ci se condense autour des particules de suie (nucléation hétérogène) pour éventuellement former des cristaux de glace à l'origine des trainées de condensation (Heymsfield et al., 2010). En fonction des conditions ambiantes, les trainées de condensation peuvent devenir persistantes et donner lieu à des cirrus, comme l'illustre la Figure 1.2. Ces nuages formés à haute altitude, souvent très fins, empêchent

la chaleur de la Terre de se dissiper dans l'espace et provoquent le réchauffement de celle-ci. Cependant, ils peuvent également avoir un effet de refroidissement en réfléchissant une partie du rayonnement solaire (effet albédo), mais cet impact reste minime (Kärcher, 2018). Les différentes phases de formation et d'évolution des *contrails* sera détaillé dans une prochaine partie.

1.1.2 Forçage radiatif

Le réchauffement de la planète constaté depuis plusieurs décennies est quantifié par le forçage radiatif effectif (ERF, *Effective radiative forcing*). Il est défini comme la différence entre l'énergie radiative reçue et l'énergie radiative émise par un système climatique, et s'exprime en W/m^2 . Un ERF positif représente un réchauffement, tandis qu'un ERF négatif représente un refroidissement. En 2019, le forçage radiatif effectif lié à l'activité humaine a augmenté de $2.72 W/m^2$ – passant de 1.96 à $3.48 W/m^2$ – par rapport à l'ère préindustrielle (1750), provoquant une augmentation de la température terrestre moyenne de $1.1 ^\circ C$ (IPCC, 2021).

En 2018, l'ERF de l'aviation civile a été estimé à $100.9 mW/m^2$, ce qui représente environ 3% du forçage radiatif anthropique global (Lee et al., 2020). La Figure 1.3 recense l'impact des différents produits de combustion sur le forçage radiatif lié à l'aviation civile par rapport à 1940. Parmi les agents de ce forçage radiatif, figure notamment le CO_2 avec un ERF de $34.3 mW/m^2$, mais aussi les « non- CO_2 » avec un ERF net total de $66.6 mW/m^2$. Les effets hors- CO_2 représentent principalement les effets de cirrus induits par l'aviation (AIC, *Aircraft-induced clouds*) avec un ERF net de $57.4 mW/m^2$, et des NO_x ($17.5 mW/m^2$). Il est important de noter que les intervalles de confiances à 95% pour les effets hors- CO_2 restent conséquents en raison de la forte variabilité du forçage radiatif des *contrails*. En effet, selon leur position sur le globe, l'ensoleillement, la dynamique atmosphérique et les conditions ambiantes, l'impact radiatif peut être aussi bien positif que négatif. Dans le cas présent, (Lee et al., 2020) considèrent des AIC dans des régions humides. Également, d'après (Boucher et al., 2013), 80% du forçage radiatif des AIC provient de l'effet des cirrus induits et 20% de l'effet des *contrails* persistantes.

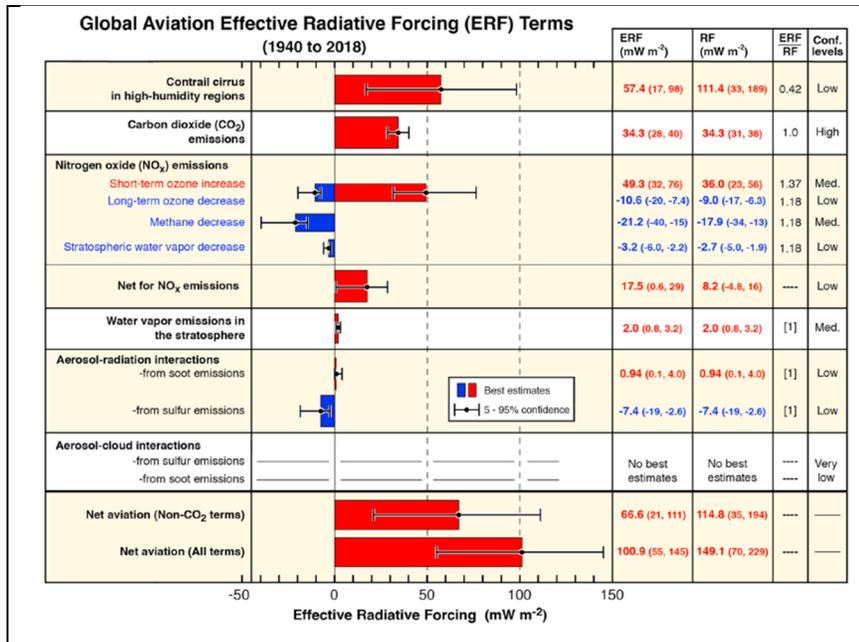


Figure 1.3 Composantes du forçage radiatif des différentes émissions liées à l'aviation civile
Tirée de Lee et al. (2020, p. 8)

1.2 Mécanismes de dilution du panache

Cette partie se focalise sur les différents mécanismes de dilution que subit le panache à la sortie du turboréacteur, en spécifiant notamment les quatre régimes d'évolution du panache dans l'atmosphère. Enfin, la dynamique de mélange d'un jet coaxial sera détaillée.

1.2.1 Taux de dilution

Le taux de dilution (*Dilution Rate*), introduit dans la sous partie précédente, est une grandeur permettant de mesurer la dispersion des produits de combustion qui composent le panache, dans l'atmosphère. Autrement dit, il mesure la quantité d'air ambiant avec laquelle se mélange chaque espèce issue de la combustion (Schumann et al., 1998) et peut être noté de la manière suivante,

$$N = \frac{m_{plume}}{m_{fuel}} \quad (1.3)$$

avec m_{plume} , la masse des espèces qui composent le panache ; et m_{fuel} , la masse de carburant brûlé lors de la combustion. Le taux de dilution permet alors de se rendre compte de l'avancée du mélange en fonction de l'âge du panache (*Plume Age*).

Afin de s'assurer de la fiabilité du modèle utilisé pour ces travaux, le taux de dilution obtenu numériquement sera comparé avec une interpolation tirée des travaux de (Schumann et al., 1998). Celle-ci est représentée par la droite en traits pleins pointillés sur la Figure 1.4, et s'écrit,

$$N = 7000 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{0,8} \quad (1.4)$$

N étant le taux de dilution, t l'âge du panache et t_0 une base de temps fixée à 1 seconde.

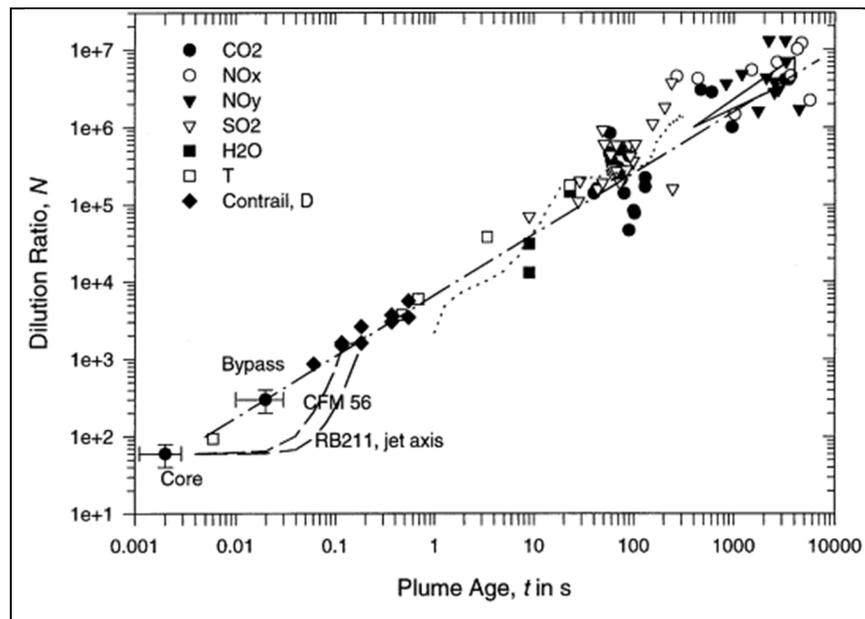


Figure 1.4 Taux de dilution en fonction de l'âge du panache
Tirée de Schuman et al. (1998, p. 3102)

1.2.2 Régimes d'évolution du panache

Lorsque le panache d'effluents est éjecté dans l'atmosphère, celui-ci se développe en quatre phases distinctes : le régime jet ; le régime tourbillonnaire ; le régime de dispersion ; et le régime de diffusion. La Figure 1.5 illustre ces quatre régimes dans le sillage d'un avion.

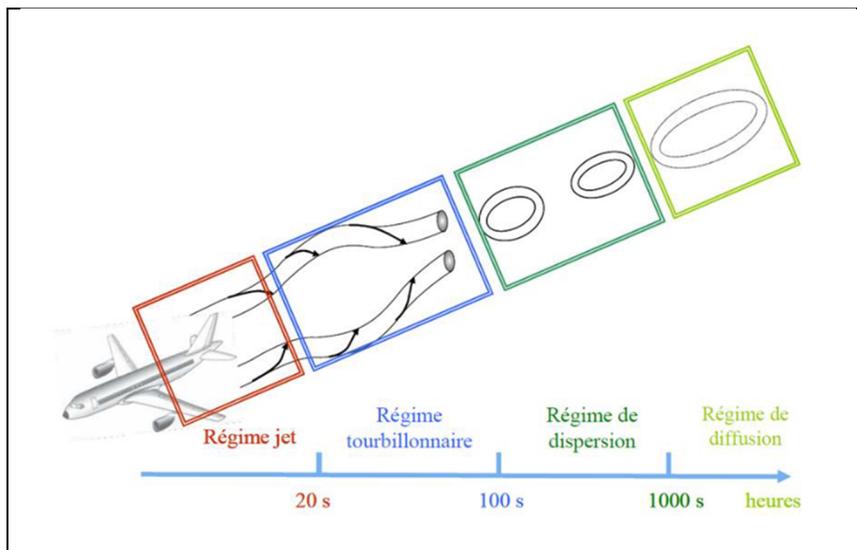


Figure 1.5 Régimes de dilution du panache dans le sillage d'un avion
Tirée de Guignery (2010, p. 27)

Le régime jet correspond au mélange du panache avec l'air ambiant selon une trajectoire rectiligne dans les 10 premières secondes. La dynamique de mélange d'un jet coaxial dans l'air ambiant sera détaillée dans une partie ultérieure. Durant cette première phase, les conditions requises pour former les premiers cristaux sont rencontrées à environ 0,1 secondes post-éjection (Garnier et al., 1997). Lors du régime tourbillonnaire ($\sim[10-100]$ s), les jets sont progressivement déviés sous l'effet des tourbillons de sillages contrarotatifs formés à l'extrémité des ailes. Ces tourbillons favorisent le mélange du jet (Paoli et al., 2013) et la dilution des espèces du panache dans l'atmosphère (Garnier et al., 2003). Le régime de dispersion ($\sim[100-1000]$ s) correspond à la phase d'interaction avec les perturbations atmosphériques menant à la destruction progressive des tourbillons de sillage. Le cisaillement des vents, la stratification et la turbulence atmosphérique interagissent avec les tourbillons de sillage provoquant l'apparition d'instabilités sinusoïdales sous la forme d'anneaux

tourbillonnaires allongés, appelées instabilités de Crow (Lewellen & Lewellen, 1996). La Figure 1.6 montre la dispersion d'une trainée de condensation causée par une instabilité de Crow. Enfin, le régime de diffusion s'établit lorsque la turbulence causée par les tourbillons de sillage est complètement dissipée. La dilution est alors contrôlée par la dynamique atmosphérique. Le cisaillement des vents engendre un étalement horizontal du panache donnant lieu aux cirrus induits par l'aviation.



Figure 1.6 Photographie d'une trainée de condensation détruite par une instabilité de Crow

Dans le cadre de ce mémoire, seul le régime jet sera considéré afin de se concentrer sur l'étude des propriétés microphysiques des trainées de condensation dans les premiers instants du panache. En effet, nous verrons dans le quatrième chapitre que l'impact des différentes géométries de tuyère est très local (< 0.5 s).

1.2.3 Structure d'un jet coaxial

Le turboréacteur à double-flux a la particularité d'avoir une poussée résultante d'un jet propulsif composé de deux flux coaxiaux. Le jet principal, aussi appelé jet primaire JP (*core jet* en anglais), est un jet rond de diamètre D_c et de vitesse U_c en sortie. Il est composé d'air et de produits de combustion à température élevée ($\sim 580^\circ\text{K}$). Le jet secondaire JS (*bypass*), de diamètre D_b et de vitesse U_b en sortie du moteur, est de forme annulaire et composé d'air froid (à température ambiante) contournant le cœur du moteur. Cette configuration permet de

prodiguer un gain de poussée significatif au moteur et de réduire la température moyenne du jet propulsif. Nous verrons par la suite que ce flux secondaire a une influence conséquente sur la formation des cristaux de glace dans les trainées de condensation.

Les jets primaire et secondaire vont progressivement se mélanger pour ne former qu'un seul jet turbulent. Ce mélange se décompose en trois temps, représentés par trois zones distinctes sur la Figure 1.7. La zone de mélange initial (1), représente le début du mélange du JP avec le JS et du JS avec l'air ambiant, respectivement marqués par la couche de mélange interne CMI et la couche de mélange externe CME. Le mélange est provoqué par un différentiel de vitesse significatif entre deux flux. La zone intermédiaire (2) est marquée par la fin du cône potentiel secondaire, autrement dit lorsque les couches de mélange interne et externes se rejoignent. Enfin, la zone dite pleinement mélangée (3) est marquée par la fin du cône potentiel primaire. Le mélange du jet est caractérisé par l'intensité turbulente du fluide (Ko et Kwan, 1976) qui est maximale dans cette troisième zone. Nous verrons dans la quatrième partie (1.4), que l'énergie cinétique turbulente du jet propulsif et la formation des premiers cristaux de glace dans les *contrails* sont étroitement liés.

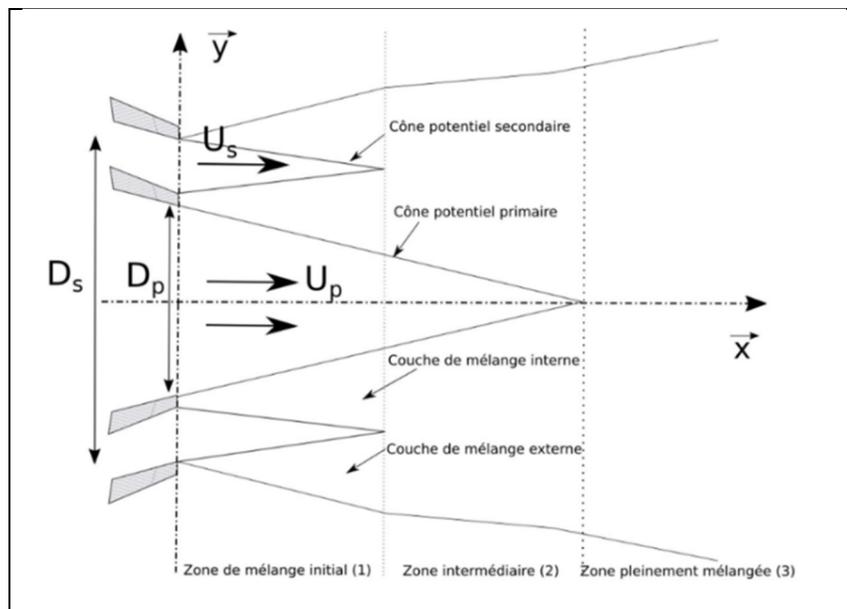


Figure 1.7 Schéma représentatif des phases de mélange d'un jet coaxial
Tirée de Cantin (2018, p. 6)

1.3 Processus de formation des trainées de condensation dans le champ proche d'un avion

Cette partie se focalise sur les différents mécanismes physico-chimiques à l'origine des trainées de condensation. Dans un premier temps, les conditions thermodynamiques de formation seront présentées par le biais du critère de Schmidt-Appleman révisé. Et dans un second temps, les processus microphysiques de formation des cristaux de glace seront présentés.

1.3.1 Thermodynamique de formation

La formation des trainées de condensation est un phénomène complexe dépendant principalement des conditions atmosphériques. Le critère de Schmidt-Appleman, révisé par (Schumann, 1996), permet de prédire leur formation ainsi que leur persistance dans l'atmosphère par le biais de variables thermodynamiques (température ambiante, humidité relative ambiante) ainsi que les paramètres de performance du moteur (indice d'émission, taux de dilution).

La Figure 1.8 est un diagramme de Schmidt-Appleman où sont représentés les différents seuils de température pour différentes valeurs d'humidité relative (0%, 30%, 60%, 90%) en fonction de l'altitude. Sur ce même diagramme sont disposés trois points qui correspondent à trois configurations étudiées par (Ghedhaïfi et al., 2019) de conditions atmosphériques différentes. Le premier point correspond à une température ambiante (T) de 223.15 K et une humidité relative ambiante (HR) de 41% ; le second point correspond à T=223.15 K et HR=0% ; et le troisième point à T=230.15 K ; HR=19%. Le critère de Schmidt-Appleman révisé indique que la formation de *contrails* est possible si les conditions ambiantes sont situées au-dessus du seuil de formation (i.e. à gauche de la ligne). Dans le premier cas (HR=41%), le point est situé au-dessus du seuil formation à 30% d'humidité relative, ainsi il y a formation de *contrails* dans ces conditions. Cependant, d'après le critère de Schmidt-Appleman révisé, les conditions ambiantes des points 2 et 3 ne mène pas à la formation de *contrails*. En effet, le point #2 se

situé à droite (en-dessous) du seuil de formation à 0% d'humidité relative ; de même pour le point #3 qui se trouve en-dessous du seuil à 90% d'humidité relative.

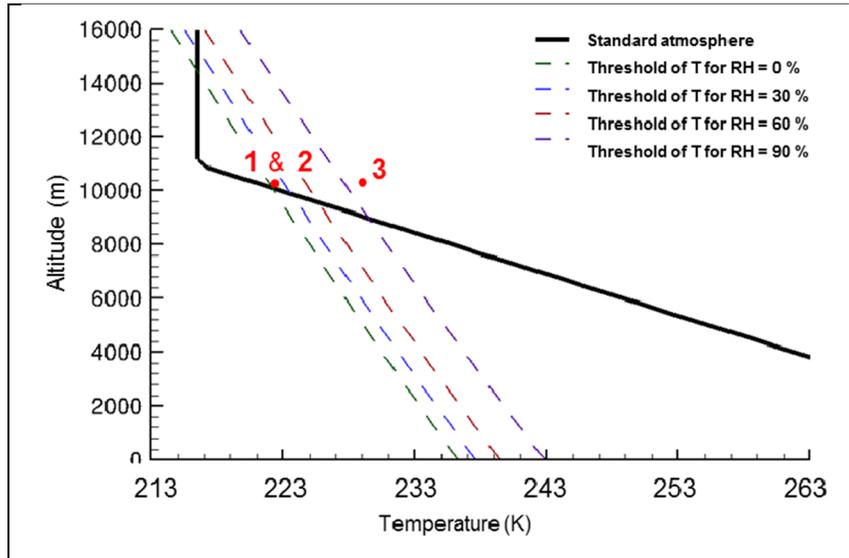


Figure 1.8 Diagramme de Schmidt-Appleman représentant les seuils de température pour une humidité relative variable (0%, 30%, 60%, 90%), ainsi que trois points tests #1 ($T=223.15\text{ K}$; $HR=41\%$), #2 ($T=223.15\text{ K}$; $HR=0\%$) et #3 ($T=230.15\text{ K}$; $HR=19\%$)

Tiré de Ghedhaïfi et al. (2019, p. 7)

Le critère de formation des traînées de condensation peut également s'exprimer par l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau dans le panache. Lorsque le panache devient saturé en vapeur d'eau, celle-ci se condense de manière homogène ou hétérogène pour former des gouttelettes, puis éventuellement des cristaux de glace avec la diminution de la température du panache. La Figure 1.9 représente la pression partielle de vapeur d'eau par rapport à la température. La courbe bleue en trait plein représente la pression de saturation par rapport à l'eau liquide, et la courbe bleue en traits pointillés représente la pression de saturation par rapport à la glace. La ligne rouge, quant-à-elle, est une ligne de mélange. Elle représente le refroidissement subit des suites du mélange du panache avec l'air ambiant. Lorsque la ligne de mélange franchit la courbe de saturation par rapport à l'eau liquide (point 1), le panache devient saturé en vapeur d'eau, l'eau se condense en gouttelettes et la croissance des cristaux débute. Si la ligne de mélange franchit par la suite la courbe de saturation par rapport à la glace (point 2), le panache devient moins saturé en vapeurs d'eau qu'en glace et entraîne la sublimation des

cristaux et la dissipation des *contrails*. Dans le cas contraire, où la ligne de mélange ne coupe pas la courbe de saturation rapport à la glace, les cristaux continueront de croître et les traînées de condensation sont dites « persistantes ».

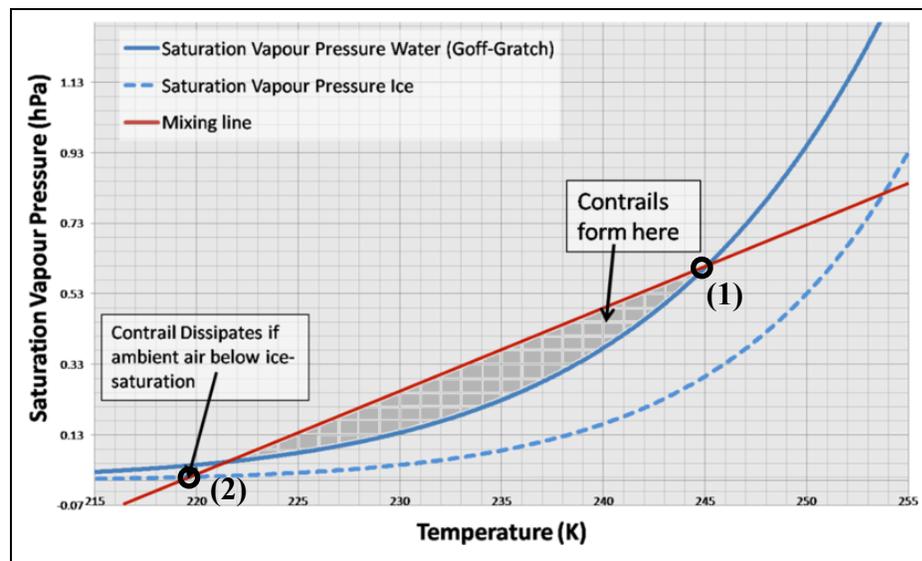


Figure 1.9 Pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température avec la pression de saturation par rapport à l'eau liquide (trait bleu plein) et par rapport à la glace (trait bleu pointillé), ainsi qu'une ligne de mélange (rouge)
Tirée de Whelan et al. (2009, p. 5)

1.3.2 Microphysique

La formation des cristaux de glace des traînées de condensation repose sur deux phénomènes d'agglomération moléculaire : la nucléation homogène et hétérogène (Köhler et Seifert, 2015). La nucléation hétérogène est le mécanisme de formation de glace le plus courant dans les traînées de condensation. Elle se produit des suites de l'agrégation de vapeurs d'eau autour de particules solides étrangères, telles que les particules de suie émises lors de la combustion et les aérosols déjà présents dans l'atmosphère (Kärcher, 2016). Le mélange des jets avec l'air ambiant va permettre au panache de se refroidir progressivement et d'enclencher le mécanisme de condensation des gouttelettes en cristaux de glace. La nucléation homogène, quant-à-elle, ne dispose pas d'interface solide pour que les particules d'eau puissent s'y agglomérer. De ce fait, ce mécanisme de formation est très rare dans un milieu naturel puisqu'il demande une

quantité d'énergie importante pour que la condensation ait lieu (Pruppacher et Klett, 1996). La formation de tels cristaux ou de gouttes d'eau super-refroidies demande un taux d'humidité relative très important d'environ 150% (Köhler et Seifert, 2015) et une température sous le seuil des 235°K, soit -40°C (Spichtinger et Cziczo, 2010).

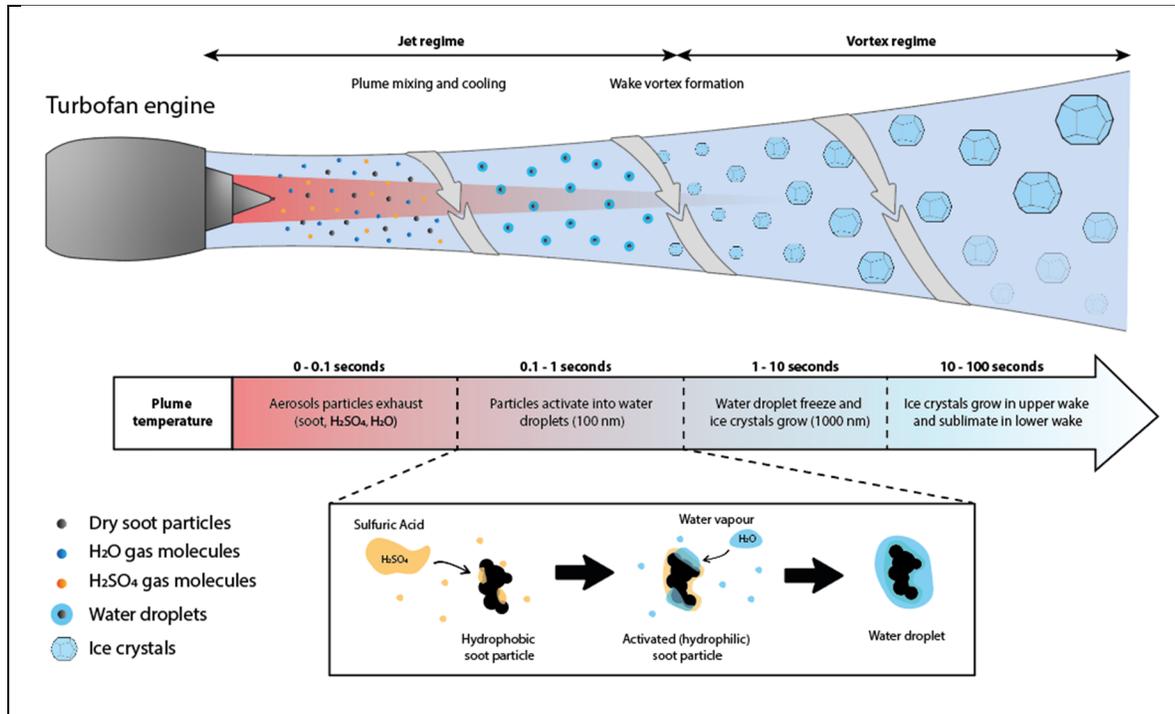


Figure 1.10 Étapes de formation et évolution des trainées de condensation dans l'atmosphère
Inspirée de Kärcher (2018, p. 3)

Adaptée des travaux de (Kärcher, 2018), la Figure 1.10 représente les différentes étapes de formation des trainées de condensation et leur évolution dans l'atmosphère selon différents régimes. Entre 0 et 0.1 seconde, les produits de combustions chauds issus du *core* se mélangent avec le *bypass* pour former le panache (*plume*). Parmi ces émissions se trouvent notamment trois précurseurs à l'origine des trainées de condensation, à savoir, les particules de suie, la vapeur d'eau et l'acide sulfurique. Entre 0.1 et 1 seconde, les particules de suie, initialement hydrophobes, sont activées (i.e. deviennent hydrophiles) par la condensation de l'acide sulfurique autour de celles-ci. De fait, lorsque le panache devient saturé en vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide, celles-ci peuvent se condenser autour des particules de suie activées

pour former des gouttelettes. Entre 1 et 10 secondes, le panache interagit avec les vortex de sillage accélérant le mélange avec l'air ambiant et la diminution de sa température. Passé un certain seuil de température critique, les gouttelettes deviennent des cristaux de glace dont la croissance est dictée par le taux d'humidité ambiant. Entre 10 et 100 secondes, l'interaction avec les vortex de sillage engendre une descente des *contrails* d'environ 100 m sous l'altitude de croisière provoquant une sublimation partielle des cristaux de glace. Également, les cristaux dont la taille dépasse les 30 μm tombent par gravité et se subliment dans un air plus chaud. Enfin, dans le cas des *contrails* persistantes, les vortex de sillages se brisent éventuellement entraînant la dispersion des cristaux dans l'atmosphère et l'apparition des cirrus induits.

1.4 Paramètres influents sur la formation des cristaux de glace

Les travaux réalisés ces deux dernières décennies ont permis de déterminer de nombreux facteurs ayant une influence sur les propriétés microphysique des trainées de condensation, à savoir le nombre et la taille des cristaux de glaces formés. Cette partie a pour but de lister ces facteurs ainsi que leurs effets respectifs, à savoir les paramètres de sorties du turboréacteur, les paramètres atmosphériques ainsi que l'effet du *bypass*.

1.4.1 Émissions en sortie du turboréacteur

Le nombre de particules de suies présentes dans le panache a été identifié dans de nombreuses études (Kärcher et al., 2015 ; Khou et al., 2015) comme étant un facteur ayant une influence significative sur les propriétés microphysique des trainées de condensation. En effet, comme expliqué dans la partie précédente, les particules de suie, résiduelles de la combustion, agissent comme des sites préférentiels pour la condensation de vapeurs d'eau. Par conséquent, un nombre important de particules de suie favorisera la nucléation hétérogène. Cependant, (Guignery, 2010 ; Kärcher et al., 1996) ont montré qu'une augmentation de la densité de particules de suie (10^{12} vs 10^9 #.m⁻³) mène à un rayon moyen de particule plus faible à quantité de vapeurs d'eau constante. Cela est dû au fait que les vapeurs d'eau se répartissent davantage sur les particules de suies.

Les travaux de (Maglaras, 2007) ont montré que les cristaux formés par nucléation hétérogène autour de particules de suie de rayon moyen élevé sont de taille plus importante que les cristaux formés ayant pour noyau des particules de suies de rayon moyen plus faible. Cela provient du fait que les vapeurs d'eau saturant plus rapidement lorsque formés autour de suies de rayon plus important. Ce phénomène, aussi connu sous le nom de l'effet Kelvin, spécifie que la pression de vapeurs saturante dépend du rayon de courbure de la surface de contact. En effet, il a été montré que la pression de vapeur est plus élevée dans les surfaces courbées que dans les surfaces plates, car les molécules du liquide subissent une force d'attraction plus grande vers la surface (Unterstrasser et al., 2017). De fait, la condensation des vapeurs d'eau autour des suies est plus difficile pour les plus petites particules.

Lors de la combustion, le soufre présent dans le carburant s'oxyde pour former du dioxyde de soufre SO_2 puis de l'acide sulfurique H_2SO_4 , qui, lorsque condensé autour des particules de suie, changent ses propriétés hygroscopiques et permet la nucléation de la vapeur d'eau sur celles-ci. Les travaux de (Khou et al., 2017) ont montré que l'augmentation de la quantité initiale de soufre dans le carburant menait à une apparition plus tôt des trainées de condensation et à une croissance plus rapide des cristaux, comme l'illustre la Figure 1.11 qui compare l'évolution du rayon moyen des particules formées pour 3 concentrations de soufre différentes (0.35 ; 0.70 ; et 5.5 g S / kg fuel). Le soufre agit principalement dans les premiers instants du panache et son effet décroît avec l'âge du panache (Schumann et al., 2002).

La quantité de vapeurs d'eau présente dans le panache s'est montré avoir une grande influence sur les cristaux de glace formés, notamment sur la taille de leur rayon moyen (Wong et al., 2013 ; Wong et Miake-Lye, 2010). Les travaux de (Maglaras, 2007) et (Cantin, 2018) ont permis de montrer que le nombre de particules saturées ainsi que le rayon moyen des cristaux formés augmentaient avec la quantité de vapeurs d'eau (augmentations respectives de 10,42% et de 20,13% pour un jet contenant deux fois plus de vapeurs d'eau). Cela s'explique par le fait que d'avantage de vapeurs d'eau se condense sur le nombre fini de particules de suies.

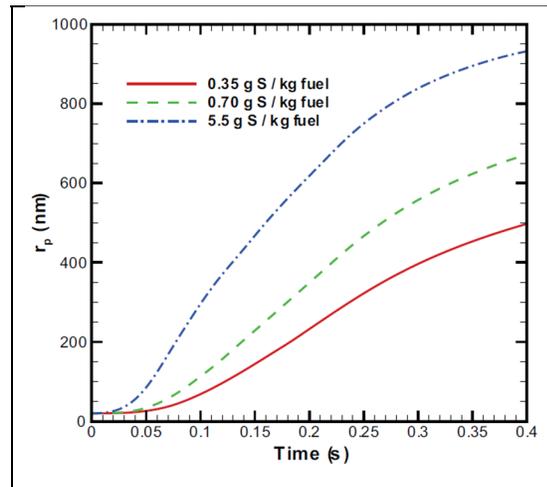


Figure 1.11 Évolution du rayon moyen des cristaux de glace en fonction de l'âge du panache pour 3 concentrations de soufre (0.35 ; 0.70 ; et 5.5 g S / kg fuel)
Tirée de Khou et al. (2017, p. 9)

1.4.2 Conditions atmosphériques

La température ambiante est un facteur déterminant pour la formation des cristaux de glaces des traînées de condensations. Le mélange du panache avec l'air ambiant va permettre à celui-ci de se refroidir et d'enclencher les processus de nucléation. Cependant, si l'air est trop chaud (230°K), le rapport de saturation sera moins important et les particules de glace auront tendance à s'évaporer plus rapidement (Gleitsmann et Zellner, 1998b ; Maglaras, 2007). Les travaux de (Cantin, 2018) ont permis de montrer également que le rayon moyen des cristaux formés variait drastiquement avec la température ambiante (1,48 μm contre 0,570 μm pour des températures respectives de 210°K et 219°K).

L'humidité ambiante représente la quantité de vapeurs d'eau dans l'atmosphère. Lors de la phase de mélange du jet, les vapeurs d'eau provenant entraînées par le jet vont s'ajouter à la quantité de vapeurs d'eau initiale du panache. Au même titre que la vapeur d'eau déjà présente dans le jet, l'augmentation de l'humidité relative ambiante mène à des cristaux de taille plus importante (Maglaras, 2007). Cependant, l'impact de celle-ci n'agit pas au même niveau. En effet, les travaux de (H. W. Wong & Miake-Lye, 2010) ont mis en évidence que seule l'humidité relative ambiante était responsable de la croissance des cristaux 1000 mètres

derrière l'éjection. Dans le champ proche, les travaux de (Cantin, 2018) ont révélé une légère augmentation du rayon moyen des cristaux (4,73%) pour une augmentation du taux d'humidité relatif (HR) de 30% à 60%. Également, il est à noter que les cristaux commencent à se former plus tôt pour un taux d'humidité relative plus important ($z/D_b = 23$ et $z/D_b = 32$ pour des taux de HR respectifs de 60% et 30%).

1.4.3 Influence de la géométrie de tuyère

La grande majorité des études présentées ci-dessus n'étudiaient que des géométries simplifiées de turboréacteurs à simple-flux. Les travaux de (Cantin, 2018) ont permis de mettre en avant l'effet du *bypass* sur les propriétés microphysiques du panache. Les simulations avec *bypass* montrent que celui-ci retarde l'apparition des premiers cristaux de glace des contrails à $z/D_b \sim 30$. Ce retard provient du fait que dans les premiers instants du jet, le mélange y est moins intense, traduit par une énergie cinétique turbulente (ECT) plus faible, illustré sur la Figure 1.12. Cela est dû au fait que la différence de vitesses entre le jet et l'air ambiant est moins importante que dans une configuration sans *bypass* ($U_c = 480$ m/s contre $U_b = 311$ m/s). Toutefois, pour la configuration sans *bypass*, l'ECT a tendance à se dissiper plus rapidement que la configuration avec *bypass*. De ce fait, la croissance des cristaux évolue de façon bien plus importante avec *bypass* résultant à une plus saturation des cristaux plus élevée. Les résultats de cette étude ont également montré que le *bypass* engendrait un rayon moyen de cristaux plus élevés à la fin du domaine ($0,570 \mu\text{m}$ avec *bypass* contre $0,327 \mu\text{m}$ sans *bypass*).

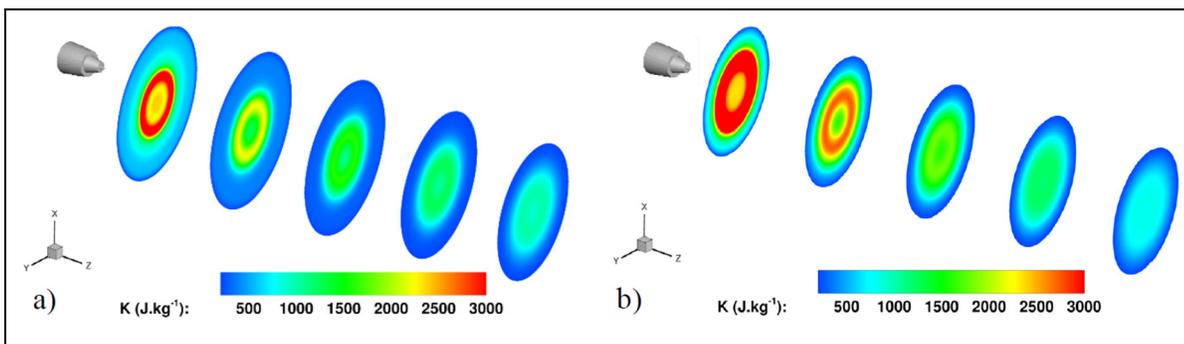


Figure 1.12 Contours de l'énergie cinétique turbulente d'un jet a) avec et b) sans *bypass*
Tirée de Cantin (2018, p. 88)

1.5 Géométries de tuyères modernes

La partie précédente a montré que le mélange du jet avait un impact significatif sur la formation des cristaux de glace dans les trainées de condensation, avec l'implémentation d'une tuyère secondaire classique notamment. Également, un meilleur mélange du jet permet de réduire partiellement l'empreinte acoustique des moteurs. En effet, la forte différence des vitesses entre le jet et l'air ambiant provoque un mélange brutal créant de grosses structures turbulentes aux bords du jet. Cette partie se focalise sur deux types de géométries de tuyères modernes utilisées dans l'industrie, à savoir, les chevrons et les mélangeurs lobés.

1.5.1 Chevrons

Le bruit provoqué par les avions étant une source d'inconfort et de pathologies pour les résidents aux voisinages des aéroports, ainsi que pour la faune alentours, de nombreux travaux ont été réalisés depuis les années 1980 dans le but de réduire l'empreinte acoustique de l'aviation. Ces recherches ont abouti à l'implémentation de chevrons sur les tuyères des turboréacteurs, notamment sur la tuyère secondaire comme l'illustre la Figure 1.13.



Figure 1.13 Photographie de chevrons sur un LEAP-1B du Boeing 737 MAX

Lorsque disposés sur une tuyère, les chevrons permettent une meilleure pénétration du flux secondaire dans le primaire en convergent entre les dents de scie. L'augmentation de la surface de contact entre les flux favorise leur mélange permettant alors de réduire les turbulences à

l'origine du bruit (Pannu et Johannesen, 1976). La Figure 1.14, tirée des travaux de (Zaman et al., 1992) illustre ce phénomène en comparant la structure d'un jet issu d'une tuyère classique avec un jet issu d'une tuyère comportant 4 chevrons perpendiculaires à l'écoulement. Les résultats montrent que l'ajout de chevrons sur la tuyère permet de briser les ondes de chocs dans le jet à l'origine des perturbations acoustiques.

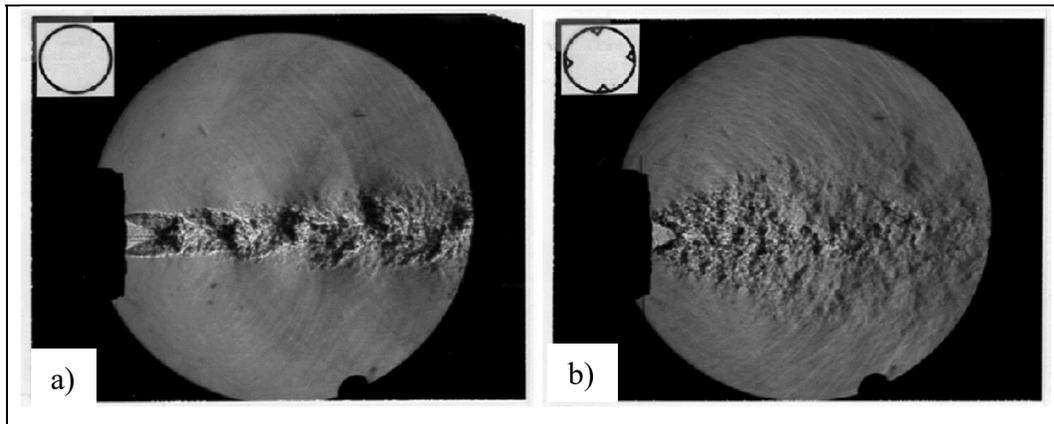


Figure 1.14 Visualisation du mélange d'un jet a) sans et b) avec chevrons
Tirée de Zaman et al. (1992, p. 688)

De ce constat, différentes études paramétriques ont été menées et ont su déterminer les paramètres influant significativement l'atténuation sonore, à savoir le nombre de chevrons n_c ainsi que leur angle d'incidence Φ_c (Bridges et Brown, 2004). Les travaux de (Saiyed et al., 2003) ont également permis de mettre en évidence la réduction du bruit par l'augmentation du nombre de chevrons. En effet, le meilleur rapport de réduction du bruit au regard des pertes de poussée, respectivement 2.5 dB pour 0.5% de pertes, est atteints pour une configuration comportant 24 chevrons sur la tuyère du jet secondaire et 12 chevrons sur la tuyère du jet primaire. De la même étude, une tuyère primaire comportant des chevrons avec un léger angle de pénétration (de 3° ici) montre de bien meilleures performances en termes d'atténuation du bruit par rapport à une configuration avec chevrons sans incidence (2.1 dB contre 1.2 dB).

Cependant, la réduction maximale du bruit ne correspond pas au nombre maximal de chevrons sur la tuyère. En effet, chaque chevron génère une paire de tourbillons contrarotatifs qui vont éventuellement s'annuler avec leurs voisins si la densité de chevrons est trop importante

(Zaman et al., 1994). Également, dans le cas des chevrons parallèles à l'écoulement, seules les basses fréquences sont atténuées, laissant alors les hautes fréquences inchangées ; tandis que pour les chevrons avec un angle de pénétration, les mélangeurs lobés et les '*tabs*' (petites plaquettes perpendiculaires à l'écoulement – ancêtres des chevrons), leurs géométries abruptes ont tendance à mieux atténuer les basses fréquences mais aussi à générer du bruit dans les hautes fréquences en prime des pertes de poussée (Bridges et Brown, 2004 ; Saiyed et Bridges, 1999).

Les valeurs trouvées dans la littérature suggèrent qu'un nombre de chevrons entre 8 et 24 ainsi qu'un angle de pénétration allant jusqu'à 5° sont généralement utilisés pour obtenir une suppression de bruit optimale. Également, les chevrons comportant des angles arrondis présentent de meilleurs résultats que les chevrons triangulaires nets (Arshad et al., 2020). Enfin les travaux de (Birch et Webster, 2021) suggèrent une longueur de chevron entre 5 et 10% du diamètre de sortie équivalent.

1.5.2 Mélangeurs lobés

Les mélangeurs lobés, généralement disposés sur la tuyère primaire d'un *turbofan* (Figure 1.15), permettent de mélanger efficacement les flux primaire et secondaire avant leur éjection du moteur. La Figure 1.16 illustre le principe de fonctionnement des mélangeurs. Ceux-ci se composent d'une série de lobes par lesquels passe le *core*, et entre lesquels pénètre le *bypass*. La diminution de la section au creux du lobe accélère l'écoulement primaire, tandis que la crête du lobe permet une expansion radiale de l'écoulement vers l'extérieur.

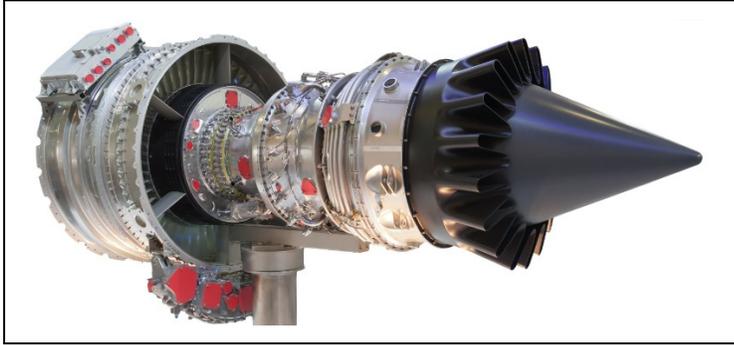


Figure 1.15 Photographie du Safran Silvercrest avec mélangeur lobé, 2012

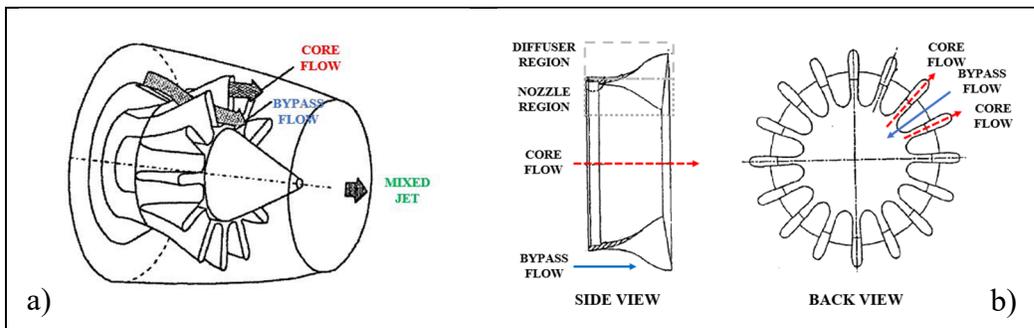


Figure 1.16 Schéma d'un mélangeur lobé a) en vue isométrique et b) en vue de coupe ainsi que de face
Tirées de Zawislak (2020, p. 10-11)

Le cisaillement entre les écoulements issus des lobes voisins se déplaçant dans des directions radiales opposées génère des paires de tourbillons contrarotatifs (Belovich & Samimy, 1997 ; Koutmos & McGuirk, 1995), comme le montre le champ de vitesse en aval d'un mélangeur sur la Figure 1.17. Les travaux de (Waitz et al., 1997) ont montré que ces paires de tourbillons se propagent vers l'extérieur – radialement – et persistent sur une distance allant de 3 à 10 longueurs d'onde de lobes en aval du mélangeur. Celles-ci provoquent un mélange rapide dans les 6 premiers diamètres du jet (Hu et al., 2002). La Figure 1.18 compare un jet issu d'une tuyère traditionnelle avec un jet issu d'un mélangeur lobé. La visualisation laser montre les différentes échelles de turbulences liées à l'ajout du mélangeur.

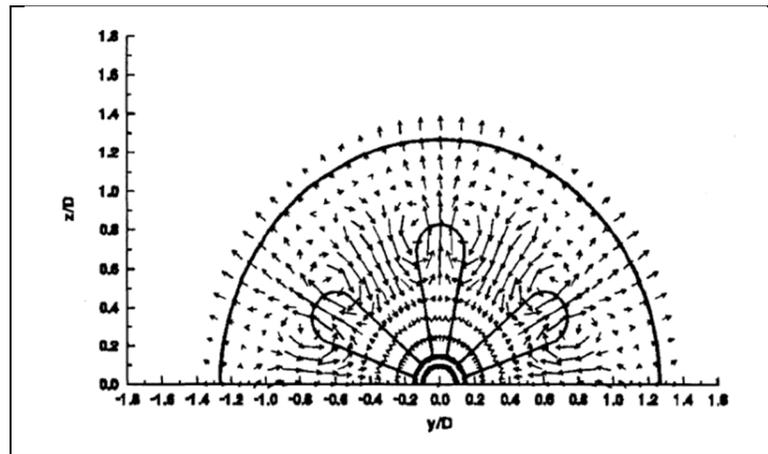


Figure 1.17 Champ de vitesse expérimentaux en aval d'un mélangeur
Tirée de Belovich & Samimy (1997, p. 13)



Figure 1.18 Visualisation laser d'un jet simple et d'un jet avec mélangeur lobé
Tirée de Hu et al. (2000, p.700-702)

Les avantages du mélangeur lobé en termes de performance sont multiples (Shumpert, 1980 ; Lei et al., 2012 ; Mao et al., 2009 ; Lei et al., 2016). Le prémélange des flux permet une réduction de la longueur de la nacelle et donc de son poids. L'augmentation de la température du *bypass* dans la chambre de mélange offre un gain de poussée d'environ 5% ainsi qu'une réduction de la consommation de carburant de 3%. Et enfin, l'augmentation de la surface de cisaillement entre le jet et l'air ambiant permet de réduire le bruit jusqu'à 3.8 dB.

Il a été montré que l'efficacité du mélange dépendait majoritairement de deux paramètres géométriques d'après (Mengle et Dalton, 2002 ; Wright et al., 2013 ; Lei et al., 2016), à savoir le nombre de lobes n_{lobe} ainsi que la hauteur des lobes h_{lobe} , qui s'est révélé avoir l'impact le plus significatif, tant que l'écoulement ne se décolle pas (Presz et al., 1988). Ce phénomène a été montré notamment par la visualisation de la température au centre du jet qui est plus faible avec un nombre de lobes plus important résultant d'un mélange plus efficace (Mundt et Lieser 2001). Il a également été montré qu'une densité trop importante de lobes provoquait une plus forte émission de bruit dans les hautes fréquences (Sinha et al., 2008 ; Xie et Liu 2011). Enfin les travaux de (Zawislak, 2020) ont permis de montrer qu'une longueur de mélangeur plus petite résultait à un meilleur mélange du jet et une diffusion de la température axiale plus rapide au détriment de la poussée. Afin d'obtenir de meilleures performances, la littérature suggère l'utilisation de lobes sinusoïdaux (Skebe et al., 1988) ainsi qu'un nombre de lobes compris entre 12 et 16 (Zawislak, 2020). Également, les angles de pénétration internes et externes du mélangeur devraient se trouver respectivement dans les plages $[15-45]^\circ$ et $[9-30]^\circ$ par rapport à l'écoulement (Presz et al., 1988).

1.6 Modélisation numérique des trainées de condensation

Afin de pouvoir étudier les trainées de condensation et de mener des études de sensibilité des paramètres moteurs ou atmosphériques, la modélisation numérique de ces dernières s'avère être un choix judicieux. Cette partie vise à présenter brièvement les différents aspects de la mécanique des fluides numérique ainsi que les différentes méthodes de modélisation des trainées de condensation utilisées dans les travaux de ces dernières décennies.

1.6.1 Mécanique des fluides numérique

La mécanique des fluides numérique, plus communément appelé par son équivalent anglais *Computational Fluid Dynamics* ou CFD, consiste à la simulation de cas de dynamique des fluides par la résolution numérique des équations régissant le fluide impliqué. La CFD est massivement utilisée dans l'industrie et le milieu de la recherche pour ses nombreux avantages

en coût et précision. En effet, les méthodes de simulations numériques fournissent plus d'informations que par des pratiques expérimentales plus coûteuses (Versteeg et Malalasekera, 2007). Dans cette dernière partie, seront présentés les différentes techniques de CFD communément utilisées dans la simulation de jets ainsi que les différents modèles de turbulence.

La turbulence est rencontrée dans la plupart des écoulement compressibles comme incompressibles. Ce phénomène irrégulier, tridimensionnel et dépendant du temps (Zikanov, 2010), est un régime d'écoulement comportant des fluctuations de vitesse chaotiques. La turbulence peut être caractérisée par l'introduction du nombre de Reynolds, fonction de la vitesse du fluide U , sa longueur L et sa viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$; et s'écrit,

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (1.5)$$

La résolution numérique complète de ce type de régime demande de fortes ressources de calcul de par la grande répartition spatiale et temporelle de la turbulence selon les cas. Pour pallier ce problème l'utilisation d'approximations et de méthodes de résolution de l'écoulement sont nécessaires. Il existe trois grandes méthodes de résolution des équations de Navier-Stokes en CFD, du plus au moins demandant en ressources de calcul : DNS, LES et RANS.

La simulation directe (DNS) consiste en la résolution des équations de Navier-Stokes par l'entière prise en compte du spectre de turbulence. Cette méthode de modélisation permet la caractérisation complète de l'écoulement. Cependant, ce niveau de précision demande un nombre de mailles très important, résultant à des temps de calculs astronomiques. Cette méthode n'est donc pas appropriée pour la majorité des cas de CFD.

La méthode LES (*Large Eddy Simulation*) permet une visualisation partielle des turbulences de l'écoulement par un filtrage spatial du spectre de celles-ci. Les équations sont alors résolues avec des échelles comportant la majorité de l'énergie. Cette méthode demande toutefois une

discrétisation très fine au voisinage des parois pour modéliser les faibles échelles de turbulence, résultant à des temps de calculs conséquents.

La méthode RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) approxime les fluctuations turbulentes par l'utilisation de quantités moyennées et la décomposition de Reynolds (Wilcox, 2006). La méthode URANS est une extension instationnaire de l'approche RANS permettant de visualiser de plus larges fluctuations turbulentes. Ces approximations permettent de réduire largement les temps de calculs pour une précision raisonnable.

1.6.2 Approches de modélisation des traînées de condensation

Méthode de simulation 0D/1D :

- (Kärcher & Yu, 2009) : Étude des propriétés microphysiques d'un jet propulsif de turboréacteur en 0D/1D. Analyse des conditions ambiantes atmosphériques et du rôle des particules de suie sur la formation des traînées de condensation. Effets de la température ambiante et de la densité de particules de suie sur la formation des cristaux de glace.
- (H. W. Wong & Miake-Lye, 2010) : Étude du régime jet en 0D/1D. Analyse de la formation des cristaux de glace dans le champ proche d'un avion. Influence des émissions de particules de suie sur les propriétés des cristaux de glace, notamment leur taille et leur densité initiale. Impact de la quantité de vapeur d'eau dans le jet propulsif sur la croissance des cristaux.
- (Kärcher et al., 2015) : Modèle conceptuel 0D/1D pour prédire les propriétés microphysiques des traînées de condensation jusqu'à une distance d'une envergure derrière la source d'émission de l'avion. Analyse de la formation des traînées de condensation en fonction de la densité initiale des particules de suie et de l'indice d'émission des particules de suie.

Méthode de simulation 3D :

- (Maglaras, 2007) : Étude numérique 3D de l'impact des caractéristiques thermodynamiques et des paramètres initiaux sur les propriétés des cristaux de glace. Modélisation d'un jet rond de turboréacteur avec microphysique avec une méthode LES couplée avec une approche Lagrangienne. La croissance des cristaux est calculée à l'aide du modèle de (Fukuta & Walter, 1970a).
- (Garnier et al., 2014) : Étude numérique 3D de l'impact de la compressibilité sur la formation des cristaux de glace pour différents nombres de Mach. Modélisation d'un jet rond de turboréacteur avec microphysique. Méthodologie similaire à celle de (Maglaras, 2007).
- (Khou et al., 2015) : Étude numérique en 3D de la formation d'une traînée de condensation avec une configuration réaliste d'avion commercial. Utilisation d'une méthode RANS et d'une approche Eulérienne pour modéliser le mouvement des particules. Analyse de l'influence de l'humidité relative sur les propriétés des cristaux de glace.
- (Cantin, 2018) : Étude numérique 3D de la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion. Modélisation d'un jet coaxial turbulent à l'aide d'une méthode RANS instationnaire et d'une approche Lagrangienne pour modéliser les particules. La croissance des cristaux est calculée selon le modèle de (Fukuta & Walter, 1970a). Analyse de l'influence des conditions atmosphériques, des paramètres de sortie du turboréacteur, et du *bypass* sur les propriétés des cristaux de glace.

1.7 Synthèse et critique

La revue de littérature proposée a permis de mettre en évidence les processus microphysiques, dynamiques et thermodynamiques à l'origine de la formation des trainées de condensation dans le champ proche d'un avion.

Les cristaux de glace à l'origine des trainées de condensation sont formés principalement par la nucléation hétérogène de particules de suie résiduelles de la combustion avec les vapeurs d'eau présentes dans le panache. La dynamique de mélange du jet coaxial propulsif avec l'air ambiant permet de refroidir le panache enclenchant alors le changement de phase des vapeurs d'eau en glace, dont la thermodynamique de formation ainsi que la persistance des trainées de condensation dans l'atmosphère peuvent être prédit précisément par le critère de Schmidt-Appleman révisé par (Schumann, 1996).

Les travaux antérieurs ont montré que les paramètres microphysiques des trainées de condensation, à savoir la taille et le nombre de cristaux formés, sont influencés par de nombreux paramètres. Notamment les paramètres atmosphériques, dont un taux d'humidité élevé ainsi qu'une température ambiante suffisamment basse participent fortement à la formation des cristaux. Également, les paramètres de sortie du turboréacteur ont leur rôle à jouer tels que, le nombre initial de particules de suies présentes dans le panache, leur taille, la quantité initiale d'oxydes de soufre ainsi que de vapeurs d'eau. Enfin, le mélange du panache avec l'air ambiant fait partie intégrante du processus de formation de cristaux de glace. En effet ce phénomène a été mis en évidence notamment par l'étude de l'influence du *bypass* qui prodigue un mélange moins intense sur bords du jet et retarde l'apparition des premiers cristaux. Toutefois, malgré ses avantages économiques et environnementaux, le *bypass* participe à la formation de cristaux de taille plus importante et en plus grande quantité, résultant alors à une épaisseur optique de *contrails* plus conséquente.

Différentes géométries de tuyères, introduits pour réduire l'empreinte acoustique des turboréacteurs, ont ensuite été présentées. Des études paramétriques ont montré l'impact de la

géométrie des chevrons et des mélangeurs lobés sur les propriétés aérodynamique du jet, notamment en termes d'énergie cinétique turbulente traduisant l'efficacité du mélange.

Cependant, aucune étude de l'influence de la géométrie de ces tuyères modernes sur les propriétés microphysiques des cristaux de glace, n'a à ce jour été réalisée. Ce mémoire aura donc pour but de traiter cette problématique. Pour ce faire, les simulations numériques seront basées sur une géométrie réaliste du LEAP-1A33 et seront modélisées par une méthode de résolution URANS couplée à une approche Lagrangienne sous le logiciel STAR-CCM+. La croissance des cristaux sera modélisée par le modèle de (Fukuta & Walter, 1970a), dont les équations seront présentées dans le deuxième chapitre.

1.8 Conclusion

La revue de littérature a permis de mettre en avant les connaissances des mécaniques et propriétés de formation des trainées de condensations ainsi que les différents paramètres influents l'épaisseur optique de celles-ci. De ce constat, nous pouvons conclure que des manques de connaissances persistent dans ce domaine et ainsi déterminer les objectifs de recherche suivants.

Les recherches présentées dans ce mémoire ont pour objectif de renforcer les connaissances sur les propriétés des trainées de condensation en étudiant l'influence des géométries des différentes géométries de tuyères utilisées dans l'industrie sur les propriétés aérodynamiques du panache et microphysiques des cristaux de glaces formés. Deux sous-objectifs en découlent,

- Configurer un modèle numérique URANS pour la modélisation d'un jet coaxial turbulent multiphasique couplée à une approche Lagrangienne pour suivre la croissance des cristaux ;
- Étudier et quantifier l'influence des géométries de tuyères sur les propriétés aérodynamique du panache et les propriétés microphysique des *contrails*.

CHAPITRE 2

MODÈLE MATHÉMATIQUE

Le premier chapitre avait pour but d'établir le contexte de recherche et les objectifs de ce mémoire. Dans le cas de l'étude des *contrails*, une approche expérimentale serait trop coûteuse et imprécise pour étudier les phénomènes de formation de celles-ci. De fait, la modélisation numérique (CFD) – dont les bienfaits ont brièvement été introduits dans la revue de littérature – est plus envisageable. Ce chapitre vise alors à présenter les équations mathématiques du modèle CFD utilisé dans le cadre de ce mémoire. Il est à préciser que celui-ci est inspiré des travaux de (Cantin et al., 2022). Dans la première partie, les hypothèses de l'étude seront énoncées. La seconde partie présentera les équations de la phase gazeuse. La troisième partie présentera les équations de la phase solide dispersée. Et enfin, la quatrième partie présentera les schémas de discrétisation utilisés pour cette étude.

2.1 Hypothèses du problème

Avant de décrire les équations du modèle, il convient d'abord d'énoncer certaines hypothèses à prendre en compte pour notre application. Tout d'abord, le modèle CFD peut se diviser en deux phases distinctes : une phase gazeuse continue (indice g) composée d'air (a) et de vapeur d'eau (v); et une phase solide dispersée (p) composée de particules de suies et de glace.

Le fluide de la phase gazeuse est considéré isotrope, newtonien et compressible. Afin de modéliser les effets instationnaires dus à la croissance des cristaux de glace, une approche URANS est choisie pour moyennner l'écoulement avec un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ Realizable modifié (Cantin, 2021).

La phase dispersée, quant-à-elle, est modélisée par l'injection de particules de suies dans le jet primaire. La géométrie fractale des particules étant trop complexe à modéliser, celles-ci sont

supposées sphériques (Montreuil et al., 2018). En raison de leur faible masse ($\approx 10^{-24}$ kg), les effets de la pesanteur peuvent être négligés. Également, l'ordre nanométrique (≈ 50 nm) de celles-ci permet de négliger les interactions entre les particules (Hitzenberger et al., 2003). En effet, il a été montré que les interactions (coagulation et agrégation) interviennent sur des échelles de temps plus élevées de l'ordre de 1000 s (Garnier, Brunet, et al., 1997; Naiman et al., 2011; Unterstrasser, Paoli, Sölch, Kühnlein, & Gerz, 2014). Or dans le champ proche (0,6 s), ces effets peuvent être négligés. Les particules sont toutefois soumises aux variations de vitesse et de direction de l'écoulement. Le faible temps de relaxation des particules de suie et de glace ($\approx 10^{-5}$ s) (Garnier et al., 2014), permet de négliger la traînée induite de celles-ci et de supposer un équilibre dynamique entre la phase gazeuse et les particules. Ainsi la vitesse et la température des particules est égale à celles du gaz. Les particules peuvent être alors considérés comme traceurs passifs dans l'écoulement. Comme énoncé dans la revue de littérature, deux phénomènes sont à l'origine de la croissance des cristaux de glace, à savoir, la nucléation homogène et hétérogène. Dans cette étude, seule la nucléation hétérogène est considérée puisque la nucléation homogène n'est pas un phénomène commun dans ces conditions atmosphériques. De plus, les réactions avec soufre ne sont pas prises en compte dans cette étude. Pour rappel, lors de l'éjection des espèces, le soufre présent dans le carburant va former des oxydes de soufre SO_2 et de l'acide sulfurique H_2SO_4 . Ces molécules sont ensuite absorbées par les particules de suie, les rendant hydrophiles, et donc propices à la condensation des vapeurs d'eau autour de celles-ci. Les particules sont alors dites « activées ». Ainsi, dans l'optique d'alléger les ressources de calcul, les particules sont supposées « pré-activées » dès leur injection. Enfin, un équilibre thermique est supposé entre les particules de suie et la phase gazeuse. C'est-à-dire que la température du fluide et d'une particule en un point donné est considérée égale ($\tilde{T}_p = \tilde{T}_g$).

Afin de simplifier l'écriture et la manipulation des équations mathématiques, celles-ci seront notées selon la convention de sommation d'Einstein. Cette notation permet d'effectuer implicitement la sommation sur les indices qui apparaissent plusieurs fois dans une même expression. Dans le cas d'un espace Euclidien, les indices prennent les valeurs 1, 2 et 3.

A titre d'exemple, la divergence d'un champ de vitesse $\mathbf{u} = (u, v, w)$ s'écrit,

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \begin{bmatrix} \frac{\delta}{\delta x} \\ \frac{\delta}{\delta y} \\ \frac{\delta}{\delta z} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z} = \frac{\delta u_i}{\delta x_i} \quad i = 1,2,3. \quad (2.1)$$

Il est important de noter ici que (u_1, u_2, u_3) correspond à (u, v, w) et (x_1, x_2, x_3) à (x, y, z) .

2.2 Équations de la phase gazeuse continue

2.2.1 Équations de continuité et de transport

Dans cette section, sera présenté le modèle mathématique utilisé pour la simulation de la phase gazeuse d'un écoulement newtonien et compressible. Ce modèle est basé sur les équations de Navier-Stokes, qui décrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un fluide en mouvement. Cependant, la complexité de ces équations pour un écoulement turbulent 3D nécessite l'utilisation de certaines méthodes de résolution telles que la décomposition de Reynolds (RANS) et la moyenne de Favre (FANS).

La décomposition de Reynolds est une approche analytique permettant de décrire les écoulements turbulents en séparant les variables instantanées $\varphi(x, t)$ en une composante moyenne dans le temps $\bar{\varphi}(x)$ et une composante fluctuante $\varphi'(x, t)$ de l'écoulement turbulent (Wilcox, 2006). Cette décomposition s'écrit,

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

La moyenne de Favre, quant à elle, est une extension de la décomposition de Reynolds pour les écoulements compressibles. Elle permet de prendre en compte les fluctuations de densité

par l'introduction d'une composante pondérée par la densité, notée $\tilde{\varphi}$, qui s'ajoute à la composante fluctuante notée φ'' . De fait, la moyenne de Favre s'écrit,

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

avec,

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

Pour plus de détails sur ces méthodologies, le lecteur est invité à consulter (Wilcox, 2006).

En appliquant les méthodes de décomposition de Reynolds et la moyenne de Favre aux équations de Navier-Stokes, celles-ci deviennent,

- L'équation de conservation de la masse du gaz (air + vapeur d'eau),

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g}) = 0 \quad (2.5)$$

où $\bar{\rho}_g$ [kg.m⁻³] correspond à la masse volumique du mélange gazeux et $\tilde{\mathbf{u}}_g = (\tilde{u}_g, \tilde{v}_g, \tilde{w}_g)$ au champ de vitesse du fluide exprimé en [m.s⁻¹].

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g} \tilde{u}_{j,g}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{p}_g \delta_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb}) \quad (2.6)$$

où \bar{p}_g [Pa] correspond à la pression du mélange gazeux, δ_{ij} est le symbole Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, sinon $\delta_{ij} = 0$), et $\tilde{\tau}_{ij}^{visq}$ ainsi que $\tilde{\tau}_{ij}^{turb}$ [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$] correspondent respectivement aux tenseurs des contraintes visqueuses et turbulentes (contrainte de Reynolds), tels que,

$$\tilde{\tau}_{ij}^{visq} = \mu_g \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.7)$$

$$\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = -\overline{\rho_g u''_{i,g} u''_{j,g}} = \mu_{t,g} \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{3} \overline{\rho_g u''_{k,g} u''_{k,g}} \delta_{ij} \quad (2.8)$$

avec μ_g et $\mu_{t,g}$ [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] la viscosité dynamique du gaz et la viscosité dynamique turbulente du gaz, respectivement.

- L'équation de conservation de l'énergie,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{j,g} \tilde{e}_g^{tot} + \tilde{u}_{j,g} \bar{p}_g) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{q}_{j,g}^{visq} + \tilde{q}_{j,g}^{turb}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{i,g} (\tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb})) \end{aligned} \quad (2.9)$$

où \tilde{e}_g^{tot} correspond à l'énergie totale du fluide est définie par la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique,

$$\tilde{e}_g^{tot} = c_{v,g} \tilde{T}_g + \frac{\tilde{u}_{k,g} \tilde{u}_{k,g}}{2} + \frac{u''_{k,g} \widetilde{u''_{k,g}}}{2} \quad (2.10)$$

avec la chaleur massique du gaz à volume constant $c_{v,g}$ [$\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$] et la température du mélange \tilde{T}_g [K].

Également, \tilde{q}_{ij}^{visq} et \tilde{q}_{ij}^{turb} [W.m⁻²] correspondent respectivement aux flux de chaleurs induits par les effets visqueux et turbulents, et s'écrivent selon la loi de Fourier,

$$\tilde{q}_{ij}^{visq} = c_{p,g} \frac{\mu_g}{Pr_g} \frac{\partial \tilde{T}_g}{\partial x_j} \quad (2.11)$$

$$\tilde{q}_{ij}^{turb} = c_{p,g} \frac{\mu_{t,g}}{Pr_{t,g}} \frac{\partial \tilde{T}_g}{\partial x_j} \quad (2.12)$$

avec la chaleur massique à pression constante $c_{p,g}$ [J.mol⁻¹.K⁻¹], Pr_g le nombre de Prandtl et $Pr_{t,g}$ le nombre de Prandtl turbulent de la phase gazeuse.

Suivant l'hypothèse que le mélange se comporte comme un gaz parfait, la pression du mélange gazeux \bar{p}_g [Pa] est calculée selon l'équation d'état,

$$\bar{p}_g = \bar{\rho}_g r_{s,g} \tilde{T}_g \quad (2.13)$$

où la constante spécifique du mélange r_g [J.kg⁻¹.K⁻¹] est fonction de la constante universelle des gaz parfaits $R = 8.314$ [J.mol⁻¹.K⁻¹] ainsi que de la masse moléculaire du gaz M_g exprimée en [kg.mol⁻¹], telles que,

$$r_{s,g} = \frac{R}{M_g} \quad (2.14)$$

$$M_g = \frac{1}{(\tilde{Y}_a/M_a + \tilde{Y}_v/M_v)} \quad (2.15)$$

avec M_a et M_v [kg.mol⁻¹] les masses molaires de l'air et de la vapeur d'eau, ainsi que \tilde{Y}_a et \tilde{Y}_v [-] les fractions massiques de l'air et de la vapeur d'eau, telles que,

$$\tilde{Y}_a = 1 - \tilde{Y}_v \quad (2.16)$$

L'équation de transport de la vapeur d'eau s'écrit,

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

où σ_g et $\sigma_{t,g}$ correspondent au nombre de Schmidt et au nombre de Schmidt turbulent du gaz, dont les valeurs respectives sont de 1 (Kärcher, 1994) et de 0.9 (Khou et al., 2015; Khou et al., 2017). Également, $\bar{\omega}_{glace}$ est un terme source qui traduit le transfert de masse de vapeur d'eau dû à la croissance des cristaux de glace, c'est-à-dire qu'il permet donc de soustraire du domaine fluide la quantité de vapeur d'eau condensée sur les particules. Ce terme est plus amplement détaillé dans la prochaine partie concernant les équations de la phase dispersée.

Suivant la même notation que l'équation (2.17), l'équation de transport pour l'air s'écrit,

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

Pour résumer, le système d'équations mathématiques de la phase gazeuse s'écrit,

$$\left. \begin{aligned}
& \frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g}) = 0 \\
& \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{i,g} \tilde{u}_{j,g}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{p}_g \delta_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb}) \\
& \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_g \tilde{u}_{j,g} \tilde{e}_g^{tot} + \tilde{u}_{j,g} \bar{p}_g) = \\
& \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{q}_{j,g}^{visq} + \tilde{q}_{j,g}^{turb}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{i,g} (\tilde{\tau}_{ij}^{visq} + \tilde{\tau}_{ij}^{turb})) \\
& \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_g \tilde{Y}_v) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_g \tilde{Y}_v \tilde{u}_{i,g}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_g}{\sigma_g} + \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_{t,g}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_v}{\partial x_i} \right) = -\bar{\omega}_{glace} \\
& \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \tilde{Y}_a) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_a \tilde{Y}_a \tilde{u}_{i,a}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_a}{\sigma_a} + \frac{\mu_{t,a}}{\sigma_{t,a}} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_a}{\partial x_i} \right) = 0
\end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

2.2.2 Modèle de turbulence

Dans les équations de continuité présentées précédemment, la turbulence est modélisée par l'introduction du tenseur de Reynolds $\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = -\overline{\rho_g u''_{i,g} u''_{j,g}}$ (Équation (2.6)). Selon l'hypothèse de Boussinesq (1877), le tenseur de Reynolds est proportionnel au taux de déformation dans le fluide, S_{ij} , tel que,

$$\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = 2\mu_{t,g} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho}_g k \delta_{ij} \quad (2.20)$$

avec S_{ij} le taux de déformation instantané et \tilde{k} l'énergie cinétique turbulente,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} \right) \quad (2.21)$$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u''_{k,g} u''_{k,g}} \quad (2.22)$$

Par substitution, on recouvre l'équation (2.8),

$$\tilde{\tau}_{ij}^{turb} = \mu_{t,g} \left(\frac{\partial \tilde{u}_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_{j,g}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_{k,g}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{3} \bar{\rho}_g \widetilde{u''_{k,g} u''_{k,g}} \delta_{ij} \quad (2.23)$$

Cependant, la viscosité turbulente $\mu_{t,g}$ et l'énergie cinétique turbulente k sont inconnues. L'utilisation d'un modèle de turbulence est alors nécessaire pour déterminer ces inconnues et fermer le problème.

D'après la littérature, il existe plusieurs modèles de turbulence pertinents pour modéliser la turbulence des jets coaxiaux, tels que le modèle k- ε Standard (Jones & Launder, 1972; Launder & Sharma, 1974), k- ε Realizable (Shih, Liou, Shabbir, Yang, & Zhu, 1995), et k- ω SST (*Shear Stress Transport*) (Menter, 1994). Ces modèles permettent d'ajouter deux équations de transports au modèle mathématique : une pour l'énergie cinétique k et une pour son taux de dissipation ε , dans le cas des modèles k- ε ; ou pour l'énergie cinétique k et son taux de dissipation ω , dans le cas du modèle k- ω SST.

Une étude paramétrique de (Cantin, 2018) qui compare les différents modèles listés ci-dessus avec des résultats expérimentaux, a permis de déterminer que le modèle k- ε Realizable – avec des coefficients modifiés – offrait une meilleure caractérisation des effets turbulents dans le jet ainsi qu'en proche paroi. De fait, les équations mathématiques associées au modèle de turbulence peuvent s'écrire de la manière suivante,

La viscosité dynamique turbulente $\mu_{t,g}$,

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

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k ,

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

L'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie turbulente ε ,

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

avec C_μ , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_ε les constantes du modèle dont les valeurs sont listés dans le Tableau 2-1 (Thies & Tam, 1996).

Tableau 2-1 Coefficients du modèle de turbulence k- ε Realizable.

Coefficients	C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
Valeur [-]	0.0874	1.4	2.02	0.324	0.377

2.3 Équations de la phase solide dispersée

Dans cette section seront présentées les équations mathématiques de la phase dispersée. Pour rappel, suivant l'hypothèse de nucléation hétérogène, des particules de suie – supposées sphériques – sont injectée en sortie dans le jet primaire. Le mouvement et la position de celles-ci sont déterminés selon une approche Lagrangienne, où chaque particule est suivie une à une au long du domaine. En raison de la forte densité de particules ($\approx 10^{12}$ #/m³), celles-ci sont regroupées en paquets de « particules numériques » notées N_{num} qui correspond au nombre de cellules de l'interface d'entrée du jet primaire. Chaque particule numérique contient une densité de particules physiques, de même rayon r_p et de même position \mathbf{x}_p . Selon l'hypothèse d'équilibre dynamique entre les particules et le gaz ($\mathbf{u}_p = \tilde{\mathbf{u}}_g$), la position d'une particule dans un repère local se calcule de la manière suivante,

$$\frac{\partial \mathbf{x}_p}{\partial t} = \tilde{\mathbf{u}}_g \quad (2.27)$$

Dans le cas des trainées de condensation, la croissance des cristaux de glace est régie par les ratios de saturation par rapport à l'eau liquide S_{liq} et à la glace S_{glace} . Ces termes sont définis respectivement comme le ratio de la pression partielle de vapeur d'eau P_v [Pa] dans le milieu ambiant, avec les pressions de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide $P_{v,liq}^0$ [Pa] et à la glace $P_{v,glace}^0$ [Pa], tels que,

$$S_{liq} = \frac{P_v(\tilde{T}_p)}{P_{v,liq}^0(\tilde{T}_p)} \quad (2.28)$$

$$S_{glace} = \frac{P_v(\tilde{T}_p)}{P_{v,glace}^0(\tilde{T}_p)} \quad (2.29)$$

Les pressions de saturation $P_{v,liq}^0$ et $P_{v,glace}^0$ sont calculées selon le modèle de (Murphy & Koop, 2005), telles que,

$$P_{v,liq}^0(\tilde{T}_p) = \exp \left(54.842763 - \frac{6763.22}{\tilde{T}_p} - 4.21 \cdot \ln(\tilde{T}_p) + 0.000367 \right. \quad (2.30)$$

$$\cdot \tilde{T}_p$$

$$\left. + \tanh \left(0.0415 \cdot (\tilde{T}_p - 218.8) \right) \left(53.878 - \frac{1321.22}{\tilde{T}_p} \right) \right.$$

$$\left. - 9.44523 \cdot \ln(\tilde{T}_p) + 0.014025 \cdot \tilde{T}_p \right)$$

$$P_{v,glace}^0(\tilde{T}_p) = \exp\left(9.550426 - \frac{5723.265}{\tilde{T}_p} + 3.53068 \cdot \ln(\tilde{T}_p) - 0.00728332 \cdot \tilde{T}_p\right) \quad (2.31)$$

Lorsque le milieu devient saturé en vapeur d'eau $S_{liq} \geq 1$, la nucléation hétérogène est déclenchée. Ainsi la vapeur d'eau présente dans le panache commence à se condenser sur les particules de suie pré-activées. La diminution de la température locale due à la dilution du panache entraîne la formation et la croissance de cristaux de glace autour des particules de suie jusqu'à ce que l'air devienne saturé en glace ($S_{glace} = 1$). Passé ce stade, les particules de glace se subliment en vapeur d'eau et les *contrails* commencent à se dissiper. L'évolution du rayon r_p et de la masse m_p des particules sont décrites par le modèle de (Fukuta & Walter, 1970a) telles que,

$$\dot{r}_p = \frac{dr_p}{dt} = \frac{S_{liq} - A}{r_p(C_T A + C_\rho)} \quad (2.32)$$

$$\dot{m}_p = \frac{dm_p}{dt} = \frac{4\pi\rho_p r_p (S_{liq} - A)}{C_T A + C_\rho} \quad (2.33)$$

où le terme A est une correction permettant de prendre en compte l'effet Kelvin. Comme introduit dans la revue de littérature, l'effet Kelvin (ou Kelvin-Laplace) est un phénomène physique qui décrit l'augmentation de la pression saturante de la vapeur d'eau au voisinage d'une surface courbée $P_{v,c}^0$ [Pa] par rapport à une surface plane $P_{v,f}^0$ [Pa]. Ce coefficient de correction peut alors s'écrire,

$$A = \frac{P_{v,c}^0}{P_{v,f}^0} = \exp\left(\frac{2\sigma_p M_v}{\rho_p r_p R \tilde{T}_p}\right) \quad (2.34)$$

avec σ_p [J.m⁻²], la tension surfacique de la particule et ρ_p [kg.m⁻³] la masse volumique de la particule.

Également, les coefficient C_T et C_ρ déterminent la température et la densité de la vapeur d'eau au voisinage de la particule, telles que,

$$C_T = \frac{L_c^2 M_v \rho_p}{r_p k_g R \tilde{T}_p^2 f_{3\alpha}} \quad (2.35)$$

$$C_\rho = \frac{R \tilde{T}_p}{P_v^0 D_v M_v f_{3\beta}} \quad (2.36)$$

avec L_c [J.kg⁻¹], la chaleur latente de changement d'état ; P_v^0 [Pa], la pression de saturation de la vapeur d'eau dans le milieu ambiant ; ainsi que k_g [W.m⁻¹.K⁻¹], la conductivité thermique du gaz, et D_v [m².s⁻¹], la diffusivité de la vapeur d'eau, qui sont calculés selon les modèles de (Pruppacher et al., 1996),

$$k_g = 4.18 \times 10^{-2} \cdot (5.69 \times 10^{-5} + (\tilde{T}_g - 273.15) \cdot 0.017 \times 10^{-5}) \quad (2.37)$$

$$D_v = \left(0.211 \left(\frac{\tilde{T}_g}{273.15} \right)^{1.94} \frac{1.013 \times 10^{-5}}{\bar{p}_g} \right) \cdot 10^{-4} \quad (2.38)$$

Les termes $f_{3\alpha}$ et $f_{3\beta}$ correspondent à des facteurs de normalisation tels que,

$$f_{3\alpha} = \frac{r_p}{r_p + \frac{k_g \sqrt{2\pi M_a R \tilde{T}_p}}{\alpha p_a \left(c_{v,a} - \frac{R}{2} \right)}} \quad (2.39)$$

$$f_{3\beta} = \frac{r_p}{r_p + \frac{D_v}{\beta} \sqrt{\frac{2\pi M_v}{R\tilde{T}_p}}} \quad (2.40)$$

avec $c_{v,a}$ [$\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la chaleur massique de l'air à volume constant, α le coefficient d'accommodation égal à 0.68 et β le coefficient de condensation pris à 0.022 d'après (Fukuta & Myers, 2007).

Les variables thermodynamiques (ρ_p, σ_p, L_c et P_v^0) définies ci-dessus sont dépendantes de la température au point de rosée du milieu ambiant. Si la température de la particule est supérieure à -5°C ($\tilde{T}_p \geq 268^\circ\text{K}$), alors les propriétés de l'eau liquide ($\rho_{liq}, \sigma_{liq}, L_{liq}$ et $P_{v,liq}^0$) sont utilisées. Dans le cas contraire ($\tilde{T}_p < 268^\circ\text{K}$), les propriétés de la glace ($\rho_{glace}, \sigma_{glace}, L_{glace}$ et $P_{v,glace}^0$) sont utilisées d'après (Maglaras, 2007).

Dans le cas où $\tilde{T}_p \geq 268^\circ\text{K}$, la masse volumique de l'eau liquide ρ_{liq} ainsi que la chaleur latente de condensation de l'eau liquide L_{liq} sont calculées selon les modèles de (Pruppacher et al., 1998), et la tension surfacique de l'eau liquide σ_{liq} selon (Taleb, 1997), telles que,

$$\rho_{liq}(\tilde{T}_g) = \left(0.9998 + 0.86 \times 10^{-4} \cdot (\tilde{T}_g - 273.15) - 0.108 \times 10^{-4} \cdot (\tilde{T}_g - 273.15)^2\right) \cdot 10^3 \quad (2.41)$$

$$L_{liq}(\tilde{T}_g) = \left(597.3 \left(\frac{273.15}{\tilde{T}_g}\right)^{0.167+3.61 \times 10^{-4} \cdot \tilde{T}_g} \cdot 4.18 \times 10^3\right) \quad (2.42)$$

$$\sigma_{liq}(\tilde{T}_g) = \left(76.1 - 0.155(\tilde{T}_g - 273.15)\right) 10^{-3} \quad (2.43)$$

Suivant le même principe, dans le cas où $\tilde{T}_p < 268^\circ K$, la masse volumique de la glace ρ_{glace} , la chaleur latente de sublimation L_{glace} et la tension surfacique de la σ_{glace} , sont calculée de la manière suivante,

$$\rho_{glace}(\tilde{T}_g) = \left(0.91676 - 1.75 \times 10^{-4} \cdot (\tilde{T}_g - 273.15) - 5 \times 10^{-7} \cdot (\tilde{T}_g - 273.15)^2 \right) \cdot 10^3 \quad (2.44)$$

$$L_{glace}(\tilde{T}_g) = \left(597.3 \left(\frac{273.15}{\tilde{T}_g} \right)^{0.167 + 3.61 \times 10^{-4} \cdot \tilde{T}_g} \right) + 4.18 \times 10^3 \cdot \left(79.7 + 0.485(\tilde{T}_g - 273.15) - 2.5 \times 10^{-3} \cdot (\tilde{T}_g - 273.15)^2 \right) \quad (2.45)$$

$$\sigma_{glace}(\tilde{T}_g) = \left(76.1 - 0.155(\tilde{T}_g - 273.15) \right) 10^{-3} \quad (2.46)$$

Dans la section précédente, le terme source $\bar{\omega}_{glace}$ à brièvement été introduit dans l'équation de transport de la vapeur d'eau (Équation (2.17)) comme étant un terme de couplage entre la phase gazeuse et la phase solide. Pour rappel, celui-ci permet de prendre en compte la diminution de la quantité de vapeur d'eau dans la phase continue due à la condensation de celles-ci sur les suies et est défini de la manière suivante,

$$\bar{\omega}_{glace} = n \sum_{p=1}^{N_{num}} \dot{m}_p \quad (2.47)$$

où n représente la densité de particules contenues dans une cellule de volume V_{cell} . Le terme N_{num} représente le nombre de particules « numériques » et correspondent au nombre de cellules sur l'interface d'injection des particules dans le jet primaire. Comme introduit au début de cette section, en raison du très grand nombre de particules, des paquets de particules

numériques sont considérées afin de réduire les temps de calcul. Chaque paquet de particule, N_{num} , contient un nombre N_p de particules physiques tel que $n = N_p/V_{cell}$.

2.4 Méthodes de discrétisation

Dans cette section seront présentées les différentes méthodes de discrétisation utilisées pour la résolution des équations de conservation présentées dans les sections précédentes. Dans un premier temps seront présentées les méthodes de discrétisation spatiale notamment la méthode des volumes finis, les schémas de discrétisation et les lois de parois ; puis dans un second temps, les méthodes de discrétisation temporelles utilisées dans le modèle.

2.4.1 Discrétisation spatiale

La méthode des volumes finis (FVM pour *Finite Volume Method*) est la méthode la plus couramment utilisée dans les codes de CFD pour la discrétisation spatiale. Elle consiste à diviser le domaine de calcul en cellules finies – aussi appelés volumes de contrôle – où les propriétés de la solution sont approximées en intégrant les équations de conservation dans chaque cellule (Versteeg & Malalasekera, 2007). L'ensemble des cellules du domaine constitue le maillage dont les propriétés seront détaillées au prochain chapitre.

Afin de garantir la précision de la solution entre les cellules, un schéma d'interpolation en amont (*upwind*) de second ordre est utilisée par le logiciel STAR-CCM+. Cette méthode permet de prendre en compte la direction de l'écoulement pour calculer la solution aux interfaces des cellules.

En raison de la viscosité du fluide, de forts gradients de vitesses sont observés au voisinage de la paroi, formant ainsi une couche limite. Afin de correctement modéliser le comportement de l'écoulement dans la couche limite, il est nécessaire d'utiliser un traitement spécifique dans cette zone. Les logiciels et codes de CFD utilisent des couches prismatiques dont la hauteur des cellules croît depuis la surface de la paroi selon un coefficient d'étirement (Schlichting &

Gersten, 2016). Dans ce contexte, une méthode courante pour caractériser la vitesse l'écoulement dans la couche limite est par l'utilisation de lois de parois. Celles-ci permettent de décrire la vitesse adimensionnelle de l'écoulement au voisinage de la paroi, U^+ , en fonction de la distance adimensionnelle qui sépare le premier nœud de la paroi, y^+ . Ces paramètres s'écrivent de la manière suivante,

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y_p}{\mu} \quad (2.48)$$

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.49)$$

où y_p représente la distance normale du premier nœud et $u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$ représente la vitesse de friction tangentielle qui s'exprime fonction du cisaillement appliqué sur la paroi τ_p .

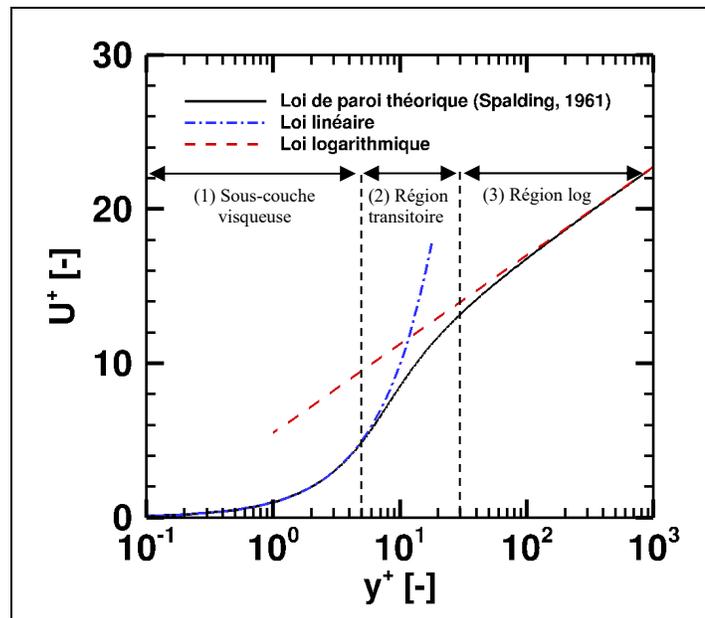


Figure 2.1 Lois de paroi $U^+ = f(y^+)$

Comme l'illustre la Figure 2.1, la couche limite est divisée en 3 régions distinctes : (1) la sous-couche visqueuse ($y^+ < 5$) ; (2) la région transitoire ($5 < y^+ < 30$) ; et (3) la région logarithmique ($30 < y^+ < 200$). Pour chaque région, une loi de paroi est attribuée.

Dans la sous-couche visqueuse ($y^+ < 5$), la vitesse de l'écoulement varie linéairement par rapport à la distance de la paroi,

$$U^+ = y^+ \quad (2.50)$$

Dans la région transitoire, aussi connue sous le nom de zone tampon ($5 < y^+ < 30$), la vitesse de l'écoulement est calculée en selon le modèle de (Spalding, 1961),

$$y^+ = U^+ + 0.1108 \left(e^{0.4U^+} - 1 - 0.4U^+ - \frac{1}{2}(0.4U^+)^2 - \frac{1}{6}(0.4U^+)^3 \right) \quad (2.51)$$

Enfin, dans la région logarithmique ($30 < y^+ < 200$), la vitesse de l'écoulement suit un profil logarithmique, modélisé de la manière suivante,

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (2.52)$$

où κ est la constante de von Karman ($\kappa = 0.41$) et E un coefficient empirique d'une valeur de 9.8 (Versteeg & Malalasekera, 2007).

2.4.2 Discrétisation temporelle

Le schéma de discrétisation temporelle choisie pour la phase gazeuse est un schéma d'Euler implicite du second ordre. Ce schéma ne donne pas de condition sur le CFL (nombre de Courant-Friedrichs-Lewy) qui permet de mesurer le déplacement d'une onde sur une cellule du domaine sur un pas de temps.

Le solveur Lagrangien utilise un pas de temps local δt_p inférieur au pas de temps de la simulation $\Delta t = 0.001$ s, tel que,

$$\frac{CFL_{min}\Delta x}{\max(|U_i|, |\vec{v}_d|)} \leq \delta t_p \leq \frac{CFL_{max}\Delta x}{\max(|U_i|, |\vec{v}_d|)} \quad (2.53)$$

avec le CFL minimum CFL_{min} , le CFL maximum CFL_{max} et la longueur de cellule Δx .

CHAPITRE 3

CONFIGURATION DU DOMAINE DE CALCUL

Ce chapitre vise à répondre au premier sous-objectif de ce travail de recherche, qui plus est d'établir et de configurer le modèle numérique utilisé pour l'étude paramétrique de ce mémoire. Ce chapitre vise à présenter la configuration du domaine de calcul, à savoir, le domaine CFD et les conditions limites, les conditions initiales, les configurations des géométries de tuyère étudiées dans ce mémoire ainsi que l'élaboration du maillage.

3.1 Domaine CFD et conditions limites

Comme énoncé dans la revue de littérature, l'étude paramétrique visant à quantifier les effets des technologies de réduction de bruit sur les *contrails* s'appuie sur les données du LEAP-1A33, dont les caractéristiques géométriques sont présentées en Figure 3.1. Les diamètres de sortie des jets primaire (*core*) et secondaire (*bypass*), se notent D_c et D_b , et valent respectivement 0.886 m et 1.864 m.

La configuration numérique du domaine CFD a été basée sur les travaux de (Cantin et al., 2021). Le domaine fluide 3D est défini par un quart de cylindre de longueur $L = 76 D_b$ et de rayon $R = 5 D_b$. Comme illustré sur la Figure 3.1, les surfaces roses correspondent aux deux plans de symétries du quart de domaine (xy et xz) ; La bordure supérieure du domaine (surface latérale du cylindre) correspond à une paroi sans glissement, tandis que les parois du LEAP-1A33 autorise le glissement ; Les interfaces rouges et bleues correspondent aux conditions de pression d'entrée pour le jet primaire (p_c, T_c) et secondaire (p_b, T_b), respectivement ; De même pour l'interface de *freestream* en jaune (p_a, T_a) ; Enfin l'interface verte correspond à une condition de pression de sortie imposée en champ lointain (p_a, T_a).

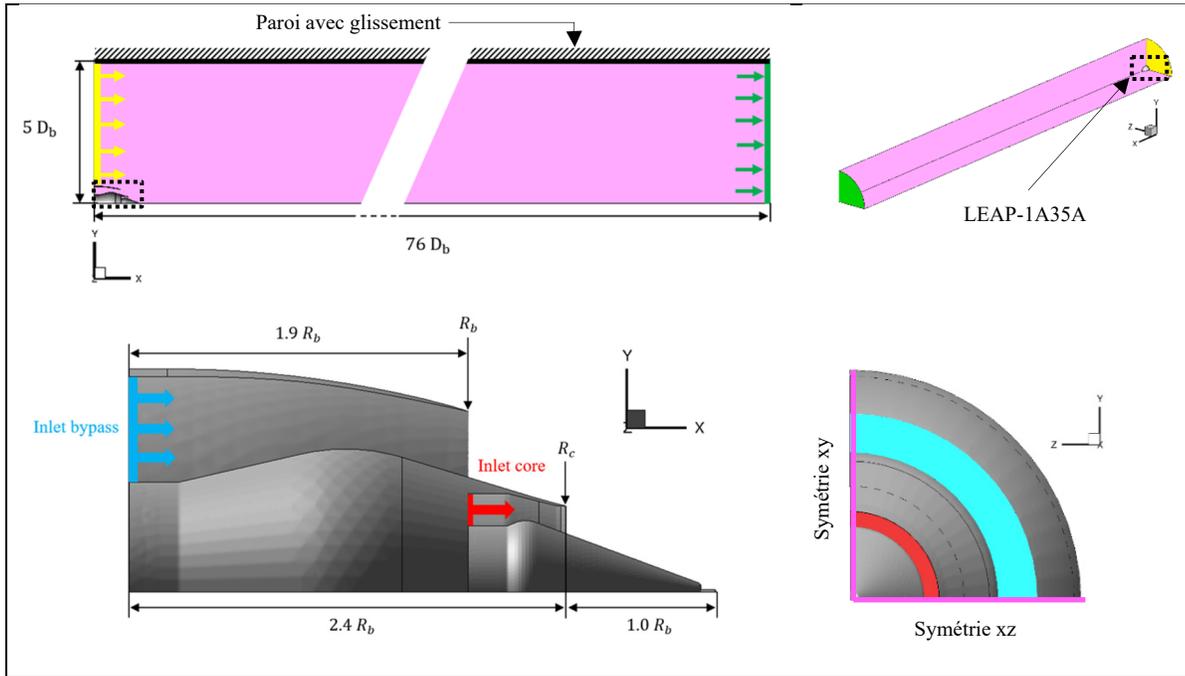


Figure 3.1 Caractéristiques géométrique et conditions limites du domaine fluide

Les conditions ambiantes sont basées sur les données atmosphériques dans le cas d'un vol de croisière à une altitude de 35 000 ft, soit une pression ambiante $p_a = 23.8 \text{ kPa}$ et une température statique ambiante $T_a = 219^\circ\text{K}$, pour un nombre de Mach $M_a = 0.8$. Pour cette étude, le taux d'humidité relative présent dans l'air ambiant est initialement considéré à hauteur de 60%, soit pour une fraction molaire de vapeur d'eau $X_{v,a} = 6.08 \times 10^{-5}$. L'intensité turbulente est fixée à 0.1% en condition d'entrée (surface jaune) et de sortie (surface verte) du *freestream*. Le rapport des chaleurs spécifiques, γ , est pris à 1.4 dans ces conditions.

Les données aérodynamiques (pressions, températures et vitesses) implémentées aux conditions d'entrées du LEAP-1A33 ont été calculées par le logiciel GasTurb. Ces données sont recensées dans le Tableau 3-1. Une intensité turbulente de 10% est appliquée aux jets primaire et secondaire.

Tableau 3-1 Propriétés d'échappement du LEAP-1A35A

Jet	Paramètres	Valeurs
Core	Mach, M_c [-]	0.37
	Vitesse, U_c [m.s ⁻¹]	182.9
	Température statique T_c [K]	624.6
	Indice d'émission numérique, EI_n [# / kg-fuel]	9.79×10^{13}
	Indice d'émission massique, EI_m [kg / kg-fuel]	4.13×10^{-3}
	Densité de particules de suies, n [# . m ⁻³]	4.35×10^{11}
	Nombre de particules numériques, N_{num} [#]	9364
	Diamètre moyen des particules, GMD [nm]	60
	Fraction molaire de vapeur d'eau, $X_{v,c}$ [-]	2.2×10^{-2}
Bypass	Mach, M_b [-]	0.478
	Vitesse, U_b [m.s ⁻¹]	156.7
	Température statique, T_b [K]	267
	Fraction molaire de vapeur d'eau, $X_{v,b}$ [-]	6.08×10^{-5}

Le Tableau 3-1 recense également les propriétés des particules de suies injectées dans le jet primaire. Les particules sont distribuées de manière dite mono-dispersée, où toutes les particules sont considérées sphériques avec un même rayon initial r_p . Afin d'estimer les propriétés d'échappement moyennes en vol de croisière (soit à 20 % de la poussée nominale maximale), les indices d'émission des particules de suie en nombre et en masse, EI_n [# / kg-fuel] et EI_m [kg / kg-fuel], ont été calculés par interpolation des propriétés d'émission tirées de la banque de données des émissions de l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale). Le diamètre moyen des particules, ou *Geometric Mean Diameter* (GMD) en anglais, a été calculé selon une corrélation expérimentale, à savoir,

$$GMD = a(C_{BC})^b \quad (3.1)$$

avec a et b , deux constantes de valeur 5.08 nm et 0.185 respectivement, et C_{BC} , la concentration de carbone noir telle que,

$$C_{BC} = \frac{648.4e^{0.0766 \times SN}}{1 + e^{-1.098(SN-3.064)}} \quad (3.2)$$

dont SN, le *Smoke Number*, a été évalué à 1.284 pour des conditions de croisière, également selon la base de données de l'OACI.

Comme introduit dans le chapitre précédent, en raison de la densité conséquente de particules de suie, des paquets de particules « numérique », N_{num} , sont injectées par cellule à chaque pas de temps. Cette valeur représente le nombre de cellules de l'interface d'entrée du jet primaire, dans lesquelles un nombre de particules physiques sera injectée. Ainsi le nombre total de particules injectées par pas de temps correspond au produit du nombre de cellules par le nombre de particules injectées par cellule. Dans notre cas, $N_p = 8.8 \times 10^6$ particules physiques sont injectées par pas de temps par cellule. Garder un nombre de particules relativement bas (entre 10^6 et 10^8) permet de conserver la fiabilité statistique des résultats numériques selon (Paoli et al., 2013). Ces particules seront par la suite suivies tout au long du domaine par une méthode lagrangienne.

3.2 Configurations des géométries des tuyères

3.2.1 Chevrons

La première partie l'étude de l'impact des technologies de réduction de bruit sur les *contrails* se focalise sur l'effet des chevrons. Dans la revue de littérature, les paramètres géométriques des chevrons ont été présentés. Il a été montré que le nombre de chevrons ainsi que leur angle de pénétration par rapport à l'écoulement avaient le plus grand impact sur la réduction de l'empreinte acoustique des turboréacteurs. Cependant, la grande majorité des études se base sur des moteurs à simple jet. De fait, ce mémoire se propose d'étudier l'effet du nombre de

chevrons, leur angle de pénétration ainsi que leur position sur le moteur sur les propriétés aérothermodynamiques et microphysiques du panache.

Pour ce faire, 10 configurations ont été choisies : une configuration de référence sans chevrons (BB) ; 3 configurations de 12, 16 et 24 chevrons sur la tuyère secondaire (BC12, BC16, BC24) ; 3 configurations de 8, 12 et 16 chevrons sur la tuyère primaire avec un angle pénétration de 0° (C8B, C12B, C16B) ; ainsi que 3 configurations de 12 chevrons sur le primaire avec un angle de pénétration de 3, 5 et 10 degrés respectivement (C12BP3, C12BP5, C12BP10). Les paramètres géométriques des configurations sont listés dans le Tableau 3-2. Le lecteur est invité à consulter l'ANNEXE I, où sont présentées les modèles 3D des configurations.

Les sigles se lisent de la manière suivante : Les deux premières lettres indiquent respectivement la présence de chevrons sur la tuyère du jet primaire et secondaire ; La lettre 'B' (pour *Baseline*) indique l'absence de chevrons, tandis que la lettre 'C' suivie d'un nombre 'N' indique que la tuyère comporte N chevrons ; Enfin le suffixe 'PX' correspond à un angle de pénétration des chevrons de X degrés par rapport à l'écoulement.

Tableau 3-2 Paramètres géométriques des configurations de chevrons étudiées

Tuyère	Configuration	Nombre de chevrons n_c [#]	Demi-angle du chevron α_c [°]	Angle de pénétration Φ_c [°]
Référence	BB	0	-	-
Secondaire	BC12	12	57.3	0
	BC16	16	48.1	0
	BC24	24	32.5	0
Primaire	C8B	8	45.3	0
	C12B	12	29.8	0
	C12BP3	12	29.8	3
	C12BP5	12	29.8	5
	C12BP10	12	29.8	10
	C16B	16	18.9	0

Comme le montre la Figure 3.2, la longueur L_c des chevrons est définie à 10% du diamètre équivalent comme le suggère (Birch et Webster, 2004). La longueur et le nombre de chevrons étant fixés, le demi-angle du chevron α_c a été ajustée pour chaque configuration de manière à obtenir des chevrons en dents-de-scie sans réduire la section de sortie. Enfin, l'angle interne du chevron est arrondi d'un rayon de courbure fixe pour toutes les configurations (Arshad et al., 2020).

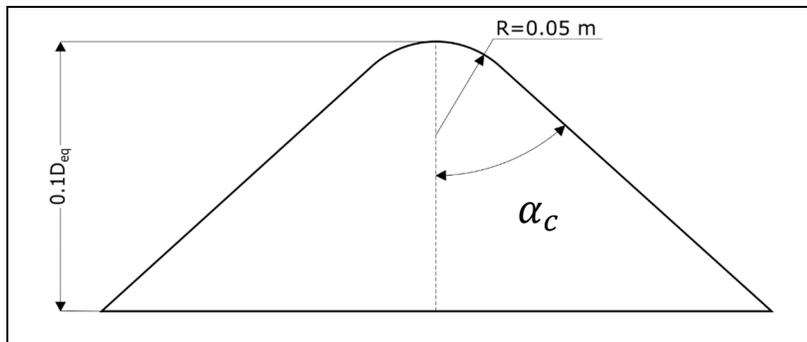


Figure 3.2 Caractéristiques géométriques d'un chevron

3.2.2 Mélangeurs lobés

La deuxième partie de l'étude vise à étudier les effets des paramètres géométriques des mélangeurs lobés sur les propriétés microphysiques des trainées de condensation. Nous avons vu dans la revue de littérature que le nombre de lobes ainsi que leur hauteur semblent avoir le plus fort impact sur le mélange du panache. Cette partie se propose d'étudier seulement ces deux paramètres.

A cet effet, 7 nouvelles configurations ont été établies : 3 configurations de 8, 12 et 16 lobes ayant les mêmes hauteurs intérieures $h_{l,ext}$ et extérieures $h_{l,int}$ (M8BB, M12BB et M16BB) ; 2 configurations de 12 lobes ayant la même hauteur intérieure de lobe mais une hauteur extérieure différente (M12HB et M12LB) ; Enfin, 2 configurations comportant également 12 lobes avec une hauteur de lobe intérieure qui diffère pour une même hauteur extérieure

(M12BH et M12BL). Leurs paramètres géométriques sont recensés dans le Tableau 3-3 et les modèles 3D des configurations sont présentés en ANNEXE I.

Il est à noter que les configurations dont les hauteurs de lobes varient ont été choisies de manière à ce que la variation de hauteur de lobe, en externe ou en interne, soit la même. Ainsi la hauteur totale du lobe reste constante, seule la position radiale du lobe change (par exemple : M12BH vs M12HB, la hauteur adimensionnelle du lobe vaut 1.13 mais ne se trouve pas à la même position radiale).

Les sigles correspondants se lisent de la sorte : Le préfixe ‘M’ suivit d’un nombre ‘X’ désigne un mélangeur comportant X lobes ; Les deux dernières lettres tiennent compte de la hauteur externe et interne du lobe, respectivement ; La lettre ‘B’ correspond à la hauteur de lobe de référence, la lettre ‘H’ correspond à une hauteur au-dessus (*Higher*) de la hauteur de référence et ‘L’ pour en-dessous (*Lower*).

Tableau 3-3 Paramètres géométriques des configurations de mélangeurs lobés étudiées

Configuration	Nombre de lobes n_l [#]	Hauteur externe du lobe $h_{l,ext}/L_{mixer}$ [-]	Hauteur interne du lobe $h_{l,int}/L_{mixer}$ [-]	Hauteur totale du lobe h_{lobe}/L_{mixer} [-]	Rapport de sections A^*/A_c [-]
BB	-	-	-	-	0.946
M8BB	8	0.40	0.67	1.07	0.947
M12BB	12	0.40	0.67	1.07	0.945
M16BB	16	0.40	0.67	1.07	0.949
M12HB	12	0.47	0.67	1.13	0.953
M12LB	12	0.33	0.67	1.0	0.949
M12BH	12	0.40	0.73	1.13	0.948
M12BL	12	0.40	0.60	1.0	0.943

Afin de pouvoir comparer les configurations de mélangeurs avec le modèle de référence (BB), les mélangeurs ont été conçus de manière à ce que le rapport de sections de la tuyère entre le col et la sortie soit constant. Pour simplifier le design, l'entrée du mélangeur correspond au col de la tuyère primaire. Ainsi, seule la section de sortie doit être modifiée pour satisfaire le critère d'expansion. Pour ce faire, certains paramètres géométriques sont fixés au préalable, tel que le nombre de lobes n_l et leur demi-angle α_l qui en découle,

$$\alpha_l = \frac{360}{2n_l} \quad (3.3)$$

Comme le montre la Figure 3.3, un mélangeur lobé est composé d'une série périodique de crêtes et de creux exprimés par leur rayon respectif en sortie de tuyère, $r_{l,ext}$ et $r_{l,int}$. Les rayons du lobe sont calculés à partir d'une fonction de la longueur du mélangeur L_{mixer} , fixée à 300 mm ; des angles des bordures du mélangeur par rapport à la paroi de la conduite, $\Phi_{l,ext}$ et $\Phi_{l,int}$, qui sont dérivés des hauteurs de lobes $h_{l,ext}$ et $h_{l,int}$, choisies comme références à 120 et 200 mm ; du rayon du col r^* ; ainsi que de l'angle de la bordure de la conduite externe ψ . Enfin les rayons de courbures du lobes r_α et r_β , sont ajustés afin d'obtenir une erreur du rapport de section inférieure à 1% relative à la configuration de référence (Tableau 3-3).

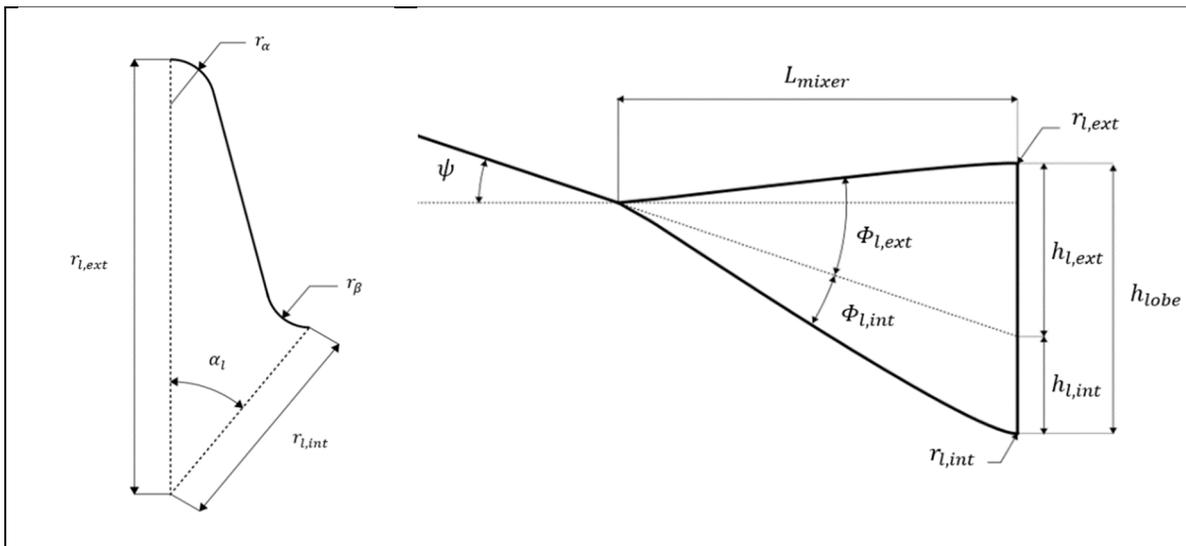


Figure 3.3 Caractéristiques géométriques d'un mélangeur lobé

3.3 Maillage

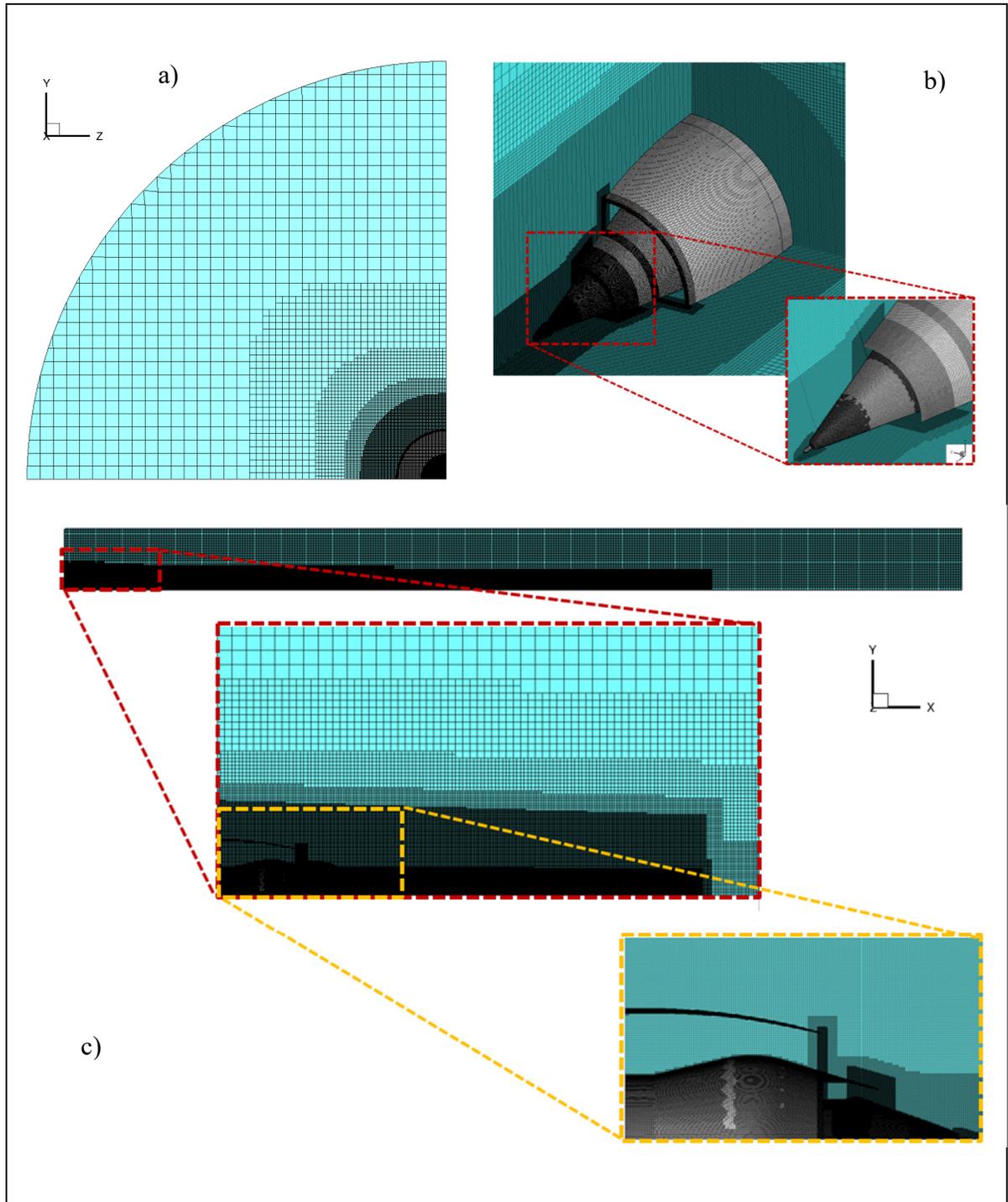


Figure 3.4 Visualisation du maillage en vue a) de face à l'entrée du domaine fluide, b) isométrique et c) latérale

La Figure 3.4 présente les différents aspects du maillage utilisé dans cette étude. Il se compose d'environ 11.5M éléments cubiques ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$) dont la taille de base est de 0.3 m proche des bordures du domaine ainsi qu'en champ lointain. Le choix de la taille de base du maillage repose sur une étude de sensibilité au maillage présentée dans la prochaine sous-partie (3.4.1). Pour résoudre avec précision les zones comprenant de forts gradients, plusieurs blocs de raffinements ont été appliqués dans les conduites internes et aux alentours du moteur, dont les tailles de mailles sont récapitulées dans le Tableau 3-4.

Tableau 3-4 Détail des raffinements du maillage

Raffinement	Δx [m]
Nacelle	0.03
Jet secondaire	0.03
Sortie secondaire	0.0075
Jet primaire	0.015
Sortie primaire	0.0075
Cône central	0.006
Champ proche (≤ 10 m)	0.0375
Panache (≤ 100 m)	0.15
Champ lointain (≥ 100 m)	0.3

Afin de modéliser précisément l'écoulement en proche paroi, une couche prismatique comportant 15 éléments de taille croissante selon un coefficient d'étirement de 1,2 est utilisée. Comme le montre la Figure 3.5, plusieurs épaisseurs de couche prismatique ont été comparées avec la loi de paroi universelle proposée par (Spalding, 1961) pour déterminer la meilleure configuration. Les profils de la vitesse adimensionnelle U^+ y sont tracés en fonction de la distance adimensionnelle de la paroi y^+ . Les résultats obtenus au niveau du cône central montrent que la diminution de la hauteur totale converge vers une meilleure représentation de la vitesse de l'écoulement dans les trois régions : (1) la région linéaire ($y^+ \leq 5$) ; (2) transitoire ($5 \leq y^+ \leq 30$) ; et (3) logarithmique ($30 \leq y^+$).

Pour des raisons de convergence, la hauteur totale de la couche prismatique est fixée à 0.004 m, correspondant à une hauteur du premier nœud $y_p = 1.95 \times 10^{-4}$ m. En effet, la complexité de l'écoulement en sortie du moteur ne permettait pas d'atteindre un $y^+ \cong 1$ sur l'entièreté de la paroi du LEAP-1A33 sans causer des problèmes de divergence des résultats. Cependant, la configuration choisie garantit une résolution de la couche limite dans la sous-couche visqueuse, soit pour $y^+ < 5$.

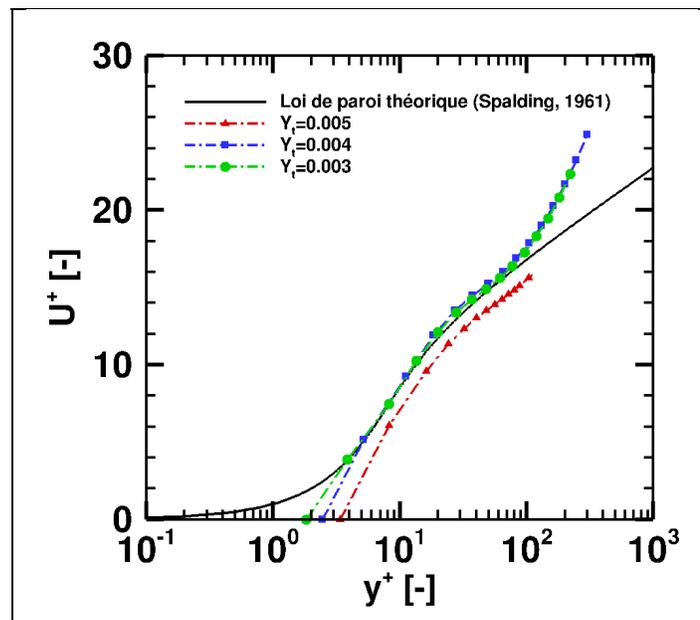


Figure 3.5 Comparaison des profils de vitesse $U^+ = f(y^+)$

3.4 Étude de sensibilité au maillage

Dans cette partie, l'indépendance des résultats comparativement au maillage est établie par une étude de sensibilité au maillage. La méthode GCI (*Grid Convergence Index*) de (Celik et al., 2008) permet d'évaluer les erreurs de discrétisation commises par les différents maillages et d'en déduire une taille de maille de base Δx appropriée. Les maillages comparés sont classés par indices : (1) maillage raffiné ($\Delta x = 0.3$ m) ; (2) maillage moyen ($\Delta x = 0.4$ m) ; et (3) maillage grossier ($\Delta x = 0.5$ m). Dans le cadre de l'étude, les erreurs sont estimées par 3 variables d'état de l'écoulement relevés dans la zone de mélange entre le jet primaire et secondaire à $x = 0.16 D_b$, région comportant de forts gradients. Les variables d'état choisies

pour cette étude sont la fraction molaire de vapeur d'eau $\bar{x}_{(H_2O)_v}$, la vitesse axiale U_g ainsi que la température statique T_g de l'écoulement.

Les tailles de maillages h_i sont choisies telles que $h_1 > h_2 > h_3$, avec un rapport de raffinement, $r_{31} = h_3/h_1$, supérieur à 1.3, d'après (Celik et al., 2008). La taille de maillage est définie selon le nombre d'éléments N_{cell} et le volume du domaine V , telle que,

$$h_i = \left[\frac{1}{N_{cell}} \sum_{i=1}^N (\Delta V_i) \right]^{1/3} \quad (3.4)$$

Le critère GCI mesure le taux de convergence de la solution entre deux maillages consécutifs, GCI_{21} et GCI_{32} , il se définit,

$$GCI_{ij} = \frac{1.25 e_a^{ij}}{r_{ij}^p - 1} \quad (3.5)$$

où e_a^{21} et e_a^{32} sont définis comme l'erreur relative approximative des variables d'état ϕ_i , pour $i = 1,2,3$, entre chaque maillage consécutif, telles que,

$$e_a^{ij} = \left| \frac{\phi_j - \phi_i}{\phi_j} \right| \quad (3.6)$$

et p , l'ordre de précision apparent,

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^p - 1 \cdot \text{sgn} \left(\frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)}{r_{32}^p - 1 \cdot \text{sgn} \left(\frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)} \right) \right| \quad (3.7)$$

Le Tableau 3-5 résume les erreurs relatives moyennes et les critères GCI pour les trois maillages de la configuration BB. Les résultats de l'étude montrent que l'erreur relative des

quantités physiques et les critères GCI sont largement inférieurs à 1%, confirmant l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage. Bien que, les maillages raffinés et moyen ne présentent aucune différence significative sur le GCI, le maillage raffiné est choisi pour la suite de l'étude. Seule la configuration BB est présentée dans cette étude puisque les maillages des autres configurations sont très similaires et les résultats montrent la même tendance.

Tableau 3-5 Erreurs relatives moyennes et résultats de l'étude GCI dans la zone de mélange entre le jet primaire et secondaire ($x = 0.16 D_b$, $y = -z = 0.2 D_b$) pour la configuration BB.

Configuration	Erreur/GCI	Fraction molaire d'eau, $\bar{x}_{(H_2O)_v}$	Vitesse axiale, U_g	Température statique, T_g
BB	e_a^{21} %	0,019	0,016	0,008
	e_a^{32} %	0,15	0,236	0,099
	GCI_{21} %	$8,3243 \times 10^{-4}$	2.9438×10^{-4}	1.7897×10^{-4}
	GCI_{32} %	0.025	0.030	0.0099

CHAPITRE 4

SIMULATIONS NUMÉRIQUES URANS

Les configurations étant établies dans le chapitre précédent, ce chapitre a pour but de présenter les résultats des différentes études paramétriques. Dans un premier temps, les effets des paramètres géométriques des chevrons sur les propriétés aérodynamiques du panache et microphysiques des *contrails* seront analysés. Dans un second temps, les effets des paramètres géométriques des mélangeurs lobés sur les *contrails* seront étudiés. Enfin, dans une dernière partie, les données numériques seront comparées à des données expérimentales afin de s'assurer de la fiabilité des résultats et du modèle numérique.

4.1 Étude paramétrique portant sur l'influence des paramètres géométriques des chevrons sur la formation des trainées de condensation

L'étude des effets des paramètres géométriques des chevrons sur les propriétés des *contrails* se décompose donc en 2 parties. En premier lieu, les configurations BB, BC12, BC16 et BC24 ainsi que C8B, C12B et C16B seront comparées afin d'en déterminer les effets du nombre de chevrons sur la tuyère secondaire et primaire. Enfin les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10 seront comparées pour déterminer les effets de l'angle de pénétration des chevrons par rapport à l'écoulement. Les propriétés aérodynamiques du panache seront étudiées dans un premier temps, puis, dans un second temps les propriétés microphysiques seront comparées.

4.1.1 Effet du nombre de chevrons

Cette étude compare une géométrie sans chevrons (BB) avec 3 configurations de 12, 16 et 24 chevrons (BC12, BC16 et BC24) sur la tuyère secondaire (*bypass*) ainsi que 3 autres de 8, 12 et 16 chevrons (C8B, C12B et C16B) sur la tuyère primaire (*core*).

4.1.1.1 Propriétés aérothermodynamiques

Dans cette partie, le champ de vorticité $\boldsymbol{\omega}$ – qui mesure la rotation du fluide – est étudiée afin de caractériser la dynamique de mélange du panache. Celle-ci correspond au rotationnel de la vitesse de l'écoulement et se note,

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{U} = \left(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial U_z}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) \mathbf{k} \quad (4.1)$$

On note ω_x la vorticité axiale, et ω_n , la vorticité normale, telles que,

$$\omega_x = \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \quad (4.2)$$

$$\omega_n = \sqrt{\omega_y^2 + \omega_z^2} \quad (4.3)$$

Pour faciliter la comparaison des résultats, la vorticité est adimensionnée par le ratio du diamètre de sortie du *bypass* D_b , sur la vitesse de sortie du *core* U_c . Il en va de même pour l'analyse des profils de températures, où celle-ci est simplement adimensionnée par la température du *core* T_c . Lors de la présentation des résultats, le caractère adimensionnel des grandeurs sera volontairement omis afin d'alléger l'analyse. Par exemple, lorsque la vorticité sera évoquée, elle sera sous-entendue comme étant adimensionnelle.

La Figure 4.1 compare les contours de vorticité axiale ω_x des configurations des chevrons sur le *bypass* (BC12, BC16 et BC24) ainsi que le *core* (C8B, C12B, C16B) avec la géométrie de référence (BB). Les contours de vorticité axiale illustrent les perturbations locales générées par les chevrons sous forme de paires de tourbillons contrarotatifs (CRVPs – *Counter rotating vortex pairs*) dans les zones de mélange secondaire (*ambient-bypass*) et primaire (*bypass-core*). Ces paires de tourbillons (rouge/bleu) permettent une convection de l'air froid dans le panache chaud, améliorant ainsi le mélange et le transfert de chaleur. Les résultats montrent

que la diminution du nombre de chevrons génère une augmentation de la vorticité axiale maximale et minimale, traduisant une augmentation de la taille des CRVPs. Les contours montrent également que les tourbillons de vorticité plus importante semblent se propager plus loin dans le jet – jusqu’à $x = 2 D_b$ dans le cas de la configuration C8B, et jusqu’à $x = 0.9 D_b$ pour la configuration BC12. La vorticité axiale constatée derrière la tuyère primaire sans chevrons est le résultat du mélange naturel des flux.

Les Figure 4.2 et Figure 4.3 montrent les contours de vorticité normale, ω_n , relevée à plusieurs sections ($x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.9) le long du jet pour les configurations de chevrons sur le *bypass* et sur le *core*, respectivement. Les contours illustrent le profil de vorticité dentelé par l’ajout de chevrons sur les tuyères. Les résultats montrent également que les tuyères sans chevrons génèrent une vorticité normale conséquente dans les couches de mélange primaire et secondaire en raison du cisaillement naturel entre deux écoulements de vitesse différentes. Suivant la même tendance que la vorticité axiale, la diminution du nombre de chevrons semble engendrer une vorticité normale plus dispersée radialement. Enfin, dans le but d’étudier l’influence des géométries de tuyère sur la formation des *contrails*, il est nécessaire de perturber le jet primaire pour observer une variation significative des propriétés microphysiques. Cependant, la vorticité normale générée par les chevrons sur le *bypass* laissent la zone de mélange primaire imperturbée. Or, lorsque les chevrons sont disposés sur le *core*, le jet primaire est perturbé sur ses bordures. Toutefois, les chevrons n’ayant pas d’angle de pénétration par rapport à l’écoulement, ceux-ci ne génèrent pas de vortex suffisamment grands pour perturber le jet primaire dans son intégralité.

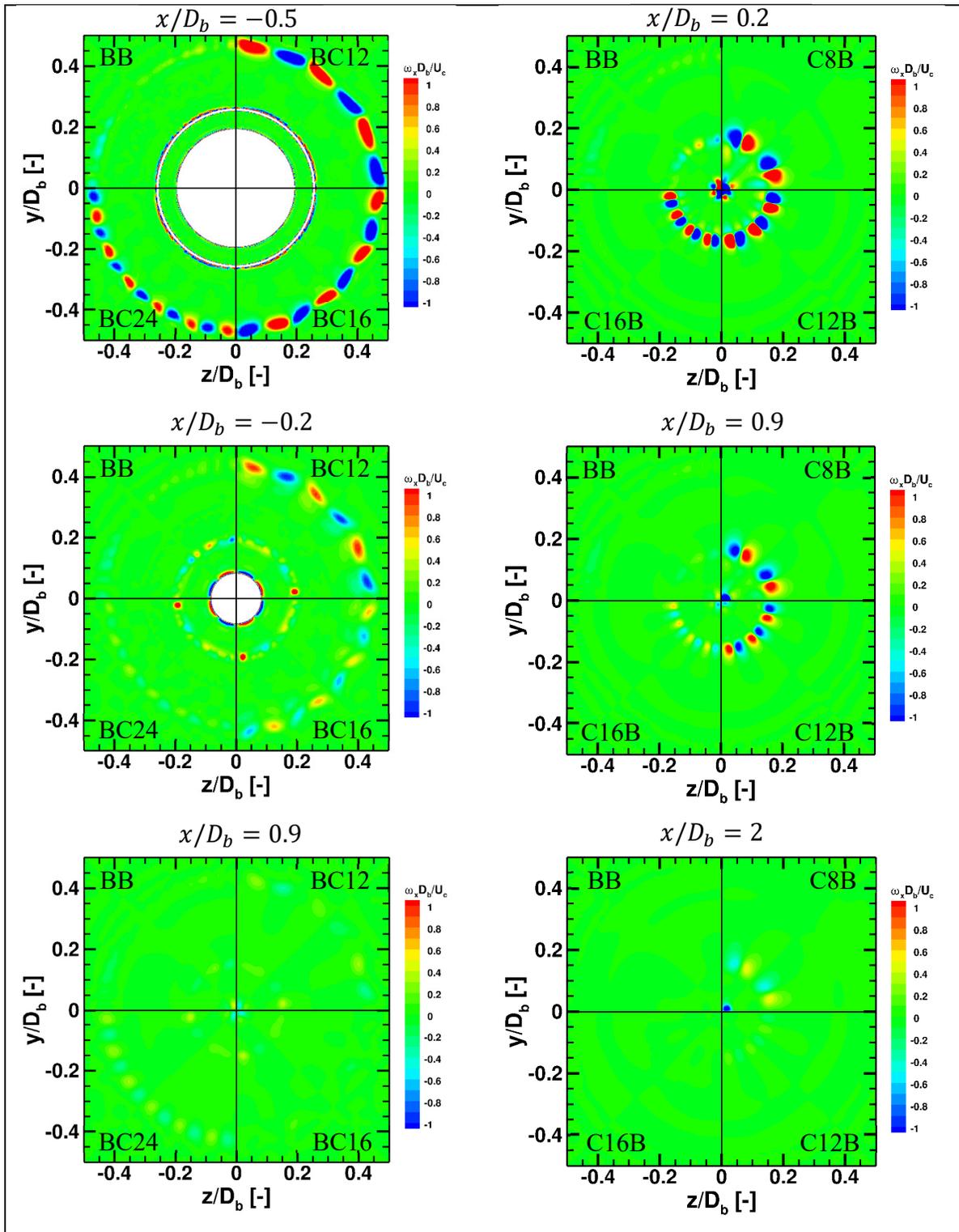


Figure 4.1 Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations de chevrons sur le *bypass* (colonne gauche) et le *core* (colonne droite) aux sections $x/D_b = -0.5$; -0.2 et 0.9 , ainsi que $x/D_b = 0.2$; 0.9 et 2 , respectivement

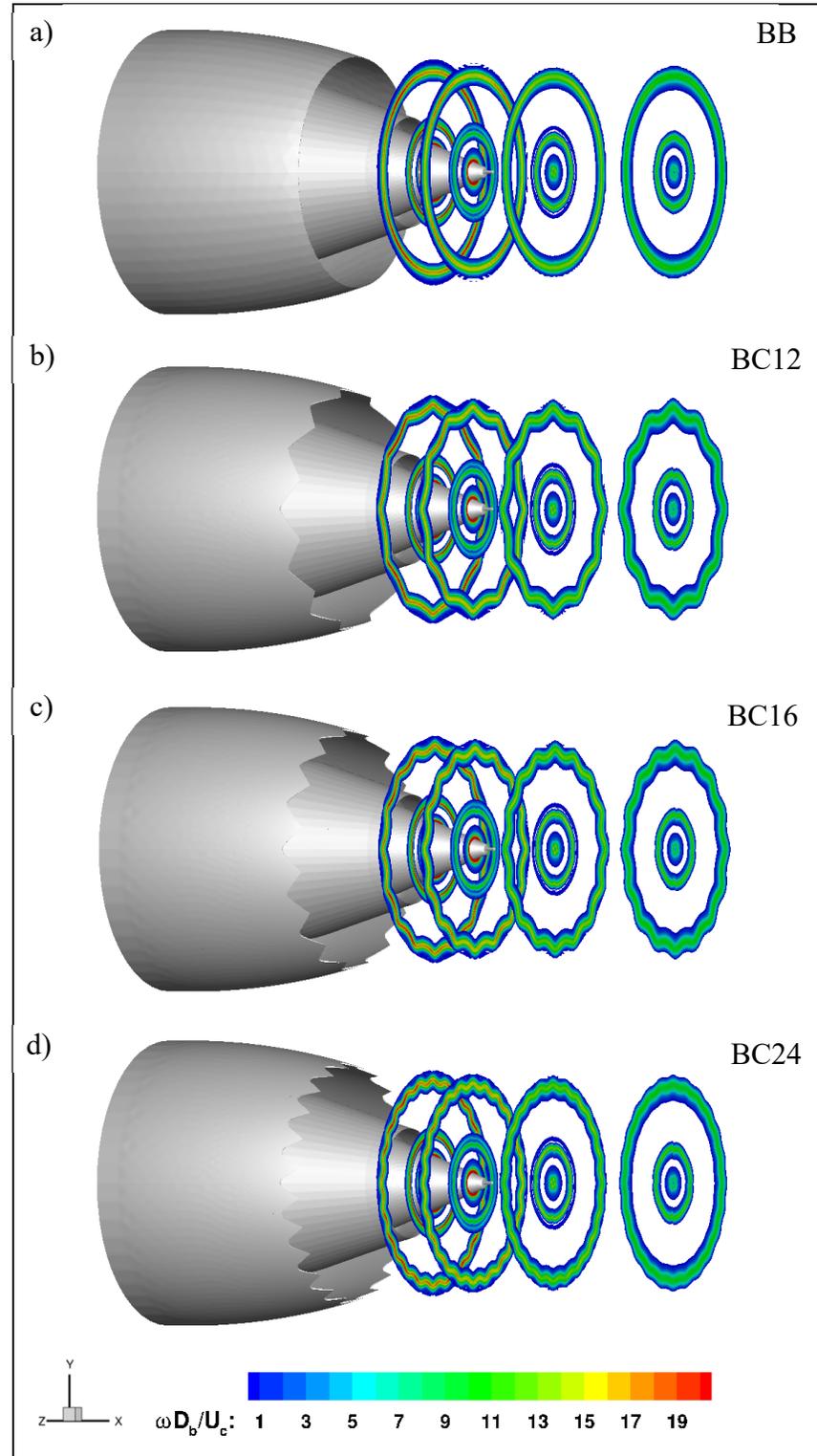


Figure 4.2 Contours radiaux de la vorticité des configurations
a) BB, b) BC12, c) BC16 et d) BC24, aux sections
 $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3$ et 0.9

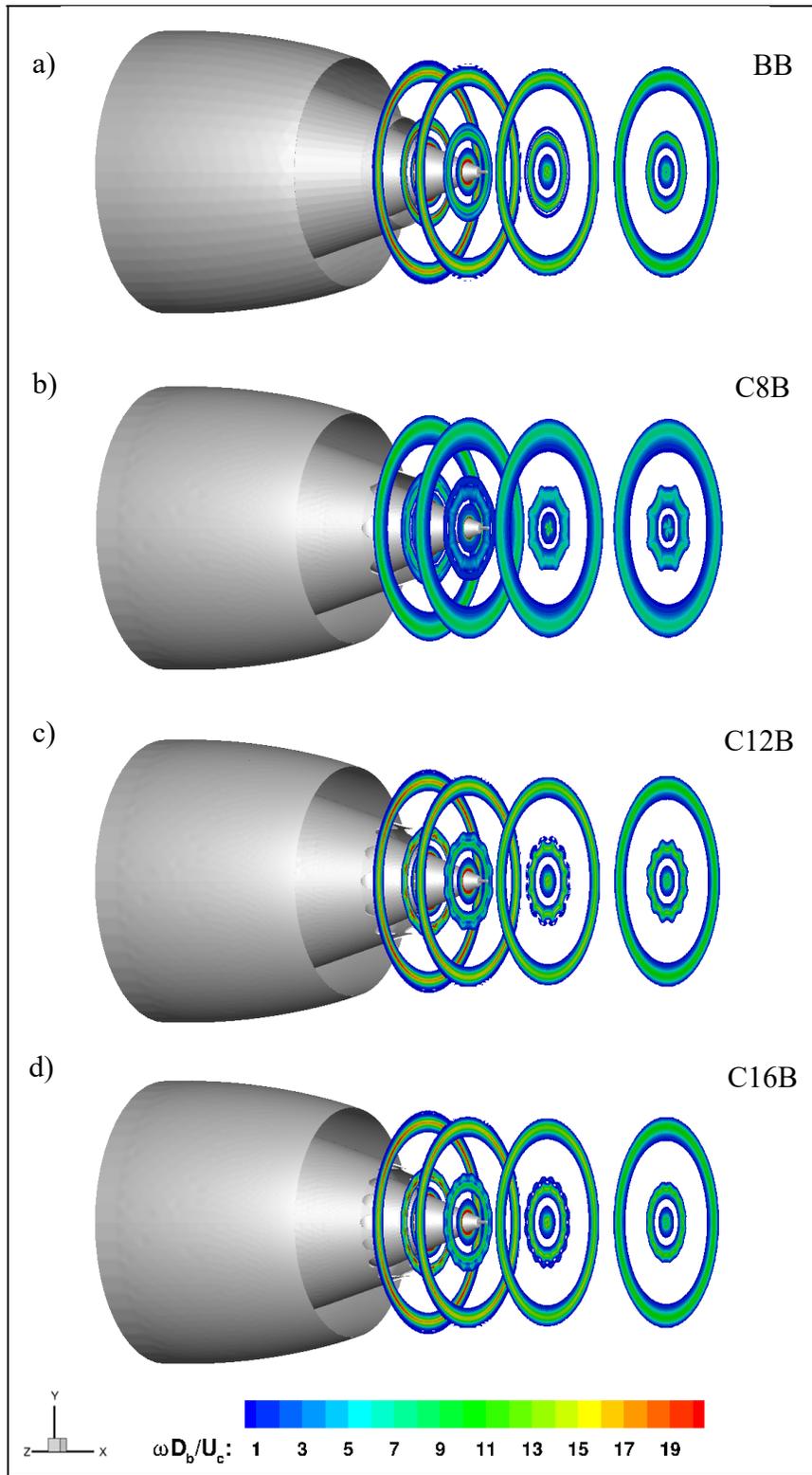


Figure 4.3 Contours radiaux de la vorticité des configurations
 a) BB, b) C8B, c) C12B et d) C16B, aux sections
 $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 et 0.9

La Figure 4.4 montre l'évolution de la température au centre du jet pour toutes les configurations avec chevrons. Les résultats indiquent que la température du jet primaire n'est que très peu impactée – voire pas du tout dans le cas des chevrons sur le *bypass*. Dans le cas de référence (BB), la température du jet ($T_c = 624.6$) se dissipe graduellement entre $x = 0$ et $30 D_b$ pour se stabiliser à une température d'équilibre d'environ $T \approx 0.4 T_c$ (≈ 250 K). Les écarts de température restent minimes par rapport à la configuration BB, avec un écart de 2.9% à $x = 10 D_b$ pour la configuration C8B. Les résultats montrent également que la configuration C8B engendre une diminution de la température du jet plus tôt que les configurations C12B et C16B (-0.4% à $x = 2 D_b$ pour la configuration C8B, contre 0% pour les autres). Cependant, malgré une diminution de la température au centre du jet plus rapide dans les premiers instants dans le cas du C8B, la tendance semble s'inverser à partir de $x = 5 D_b$ (+1.4% pour C8B, contre -0.6% et 0% pour C12B et C16B respectivement).

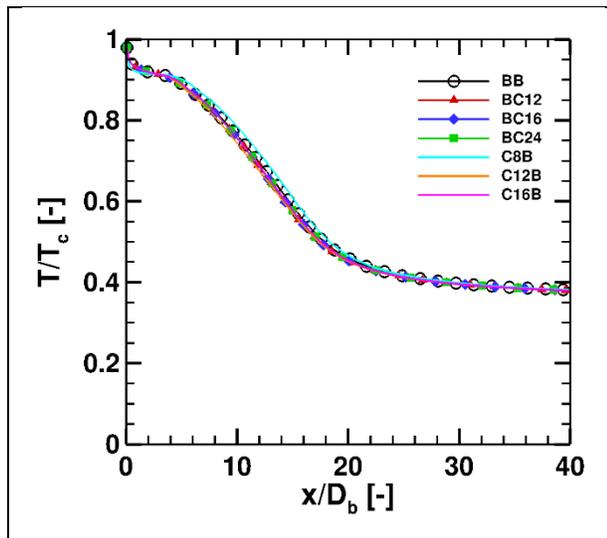


Figure 4.4 Évolution du profil de température des configurations BB, BC12, BC16, BC24, C8B, C12B et C16B, au centre du jet

Les Figure 4.5 et Figure 4.6 compare les contours radiaux de la température du jet des configurations BB, BC12, BC16 et BC24 ainsi que BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$. En accord avec les résultats précédents, les configurations avec chevrons sur le *bypass* ne montrent aucune différence significative par rapport à la référence BB. Cependant, les configurations avec chevrons sur le *core* montrent des profils de températures dentelés sur les bordures du jet, dont la taille et le nombre de dents est proportionnelle au nombre de chevrons. Également, dans le cas de la configuration C8B, la température semble se dissiper plus rapidement au cœur du jet par rapport aux autres configurations où le taux de dissipation semble constant. Par exemple, à $x = 0.9 D_b$, le rayon du jet à 88% de la température initiale est d'environ $r = 0.08 D_b$ pour C8B, contre environ $r = 0.12 D_b$ pour les autres configurations. Enfin, à partir de $x = 10 D_b$, la température sur les bordures du jet semble s'uniformiser entre les configurations.

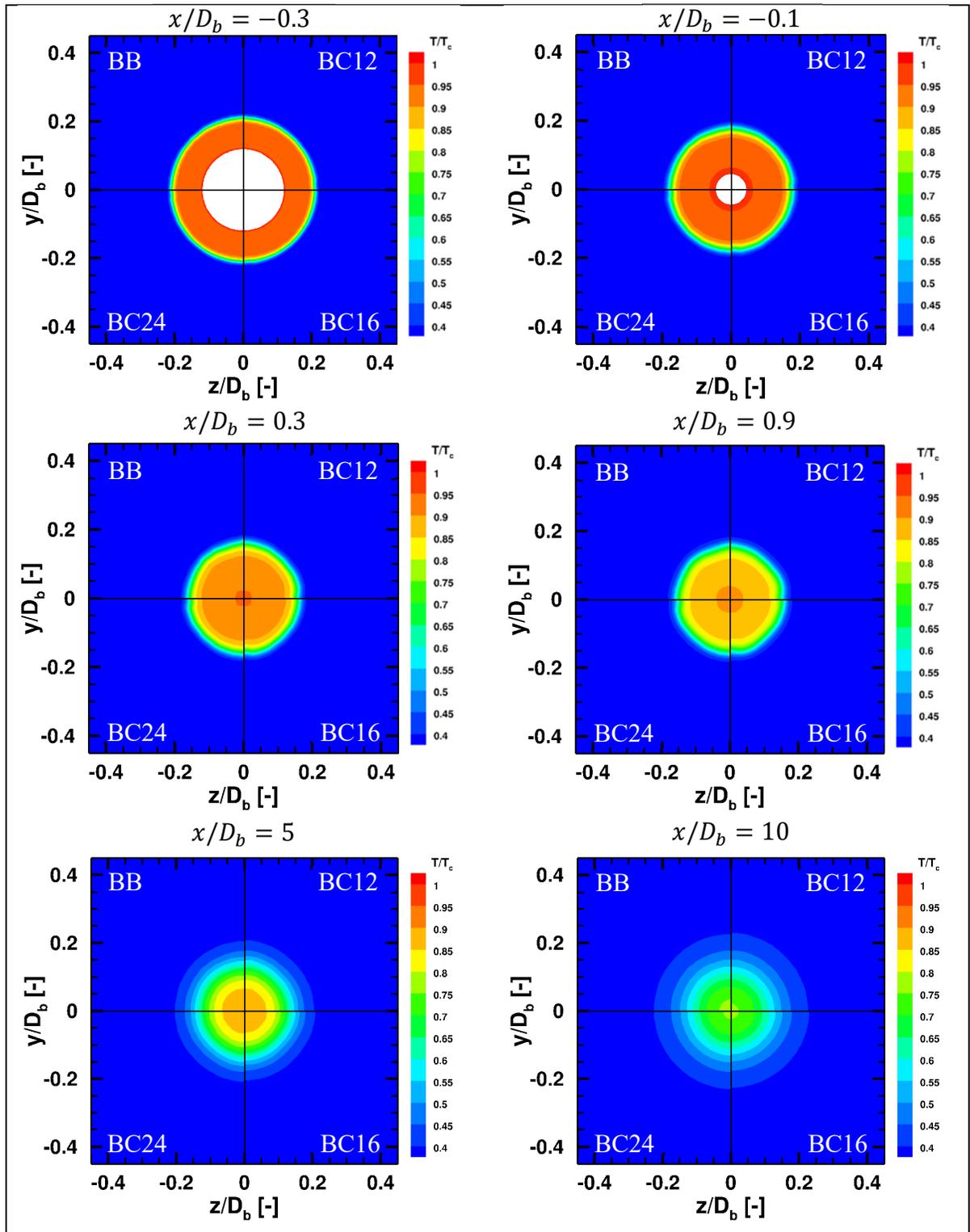


Figure 4.5 Contours radiaux de la température des configurations BB, BC12, BC16 et BC24, aux sections $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$

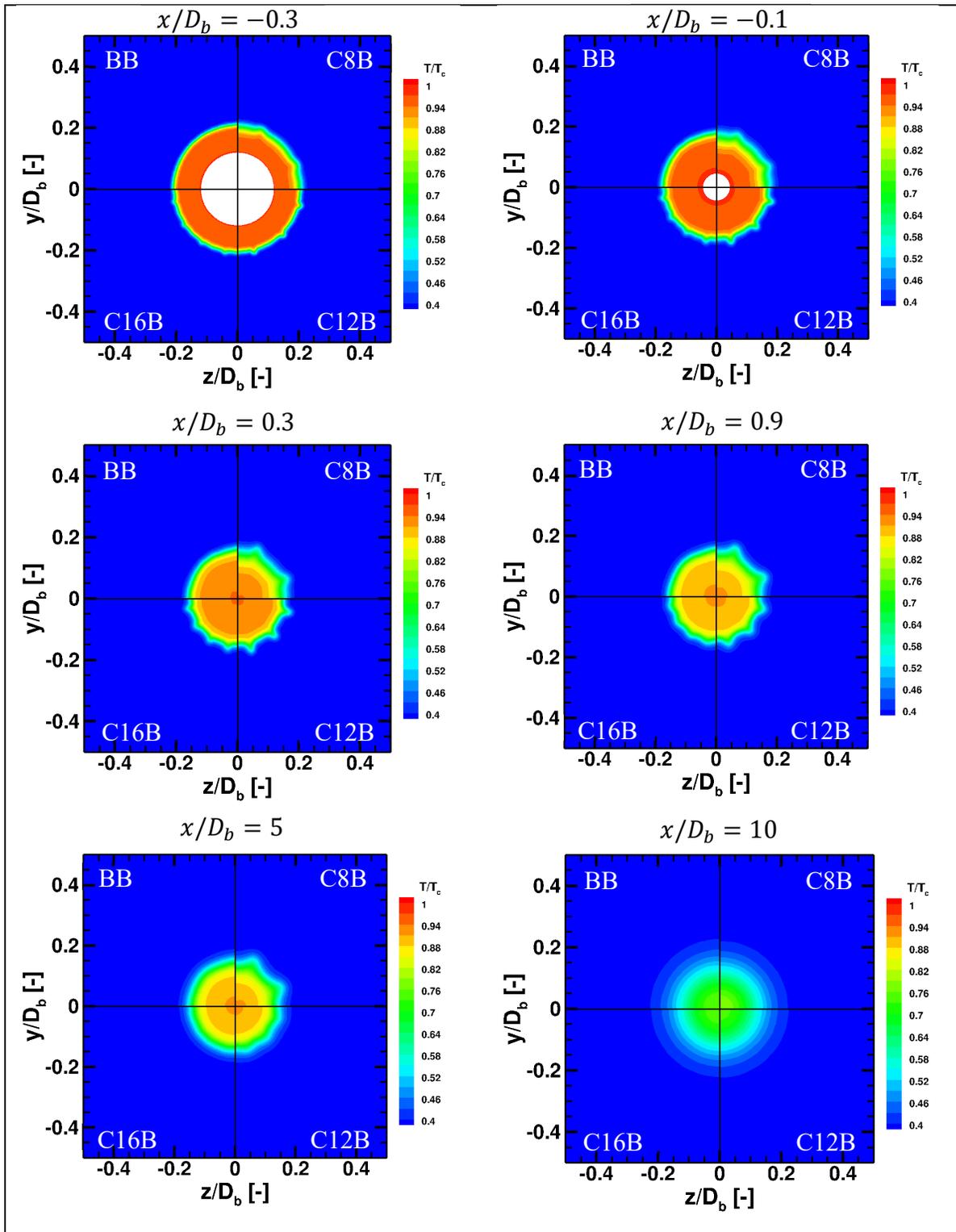


Figure 4.6 Contours radiaux de la température des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$

En guise de conclusion préliminaire pour cette sous-section, il est possible d'ores et déjà d'écarter les configurations de chevrons sur le *bypass* pour la suite des résultats. En effet, malgré un profil marqué de la vorticité dans la zone de mélange secondaire, les résultats de la température montrent que les chevrons sur le *bypass* n'impactent aucunement le mélange du jet primaire, et de fait sa température, par rapport à une configuration sans chevrons. Ainsi, seuls les résultats des configurations de chevrons sur le *core* seront présentées dans la prochaine sous-section traitant des propriétés microphysiques des *contrails*.

Dans le cas des chevrons sur le *core*, malgré les faibles écarts de température par rapport à la géométrie de référence, l'augmentation du nombre de chevrons tend à diminuer l'écart absolu de température au centre du jet par rapport à la référence. Ceci rejoint les résultats de la littérature qui ont montré qu'un nombre trop important de chevrons diminuerait leur effet sur le mélange, puisque les tourbillons contrarotatifs auraient tendance à s'annuler avec leurs voisins dans le cas d'une densité trop importante (Zaman et al., 1994). Cependant, les résultats moyennés ne démontrent une tendance précise quant à la variation du nombre de chevrons. A titre d'exemple, la température au centre du jet de la configuration C8B diminue plus rapidement que la référence entre $x = 0$ et $5 D_b$ pour ralentir entre $x = 5$ et $30 D_b$. Tandis que pour les configurations C12B et C16B, la température diminue plus rapidement que la référence entre $x = 5$ et $30 D_b$. Cette inversion de tendance de la configuration C8B demanderait une investigation plus poussée de la turbulence de l'écoulement, avec une approche LES, notamment.

4.1.1.2 Propriétés microphysiques

La Figure 4.7a montre l'évolution du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide pour les configurations de chevrons sur le *core*. Comme détaillé dans le second chapitre, celui-ci est calculé selon des modèles dépendant exclusivement de la température. Dans la sous-section précédente, les résultats ont montré que la température au centre du jet n'était que très peu impactée par l'ajout de chevrons sur la tuyère primaire. De fait, l'évolution du ratio de saturation au centre du jet ne diffère que très légèrement par rapport à la

configuration de référence. Le ratio de saturation au centre du jet commence à augmenter aux alentours de $x = 15 D_b$ lorsque la température atteint 60% de la température initiale par le mélange des jets secondaire et primaire, et atteint l'unité vers $x = 33 D_b$ – i.e. l'air devient saturé en vapeur d'eau et la condensation sur les particules est déclenchée. Suivant la même tendance que les résultats précédents, les configurations C12B et C16B atteignent la saturation plus rapidement que la référence ($x = 32 D_b$), tandis que la configuration C8B l'atteint après ($x = 34 D_b$) dû à une température légèrement plus chaude au centre du jet. La Figure 4.7b, quant-à-elle, montre l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température au centre du jet. Les résultats montrent que la ligne de mélange coupe la courbe de pression de saturation par rapport à la glace à environ 250°K, puis celle de la pression de saturation par rapport à l'eau liquide vers 244°K, marquant le début de la condensation des particules. La comparaison des configurations montrent que la ligne de mélange de la configuration C8B coupe la courbe de saturation liquide légèrement plus tardivement que les autres configurations (à 243.75 K pour C8B, contre 244.25 K pour les autres).

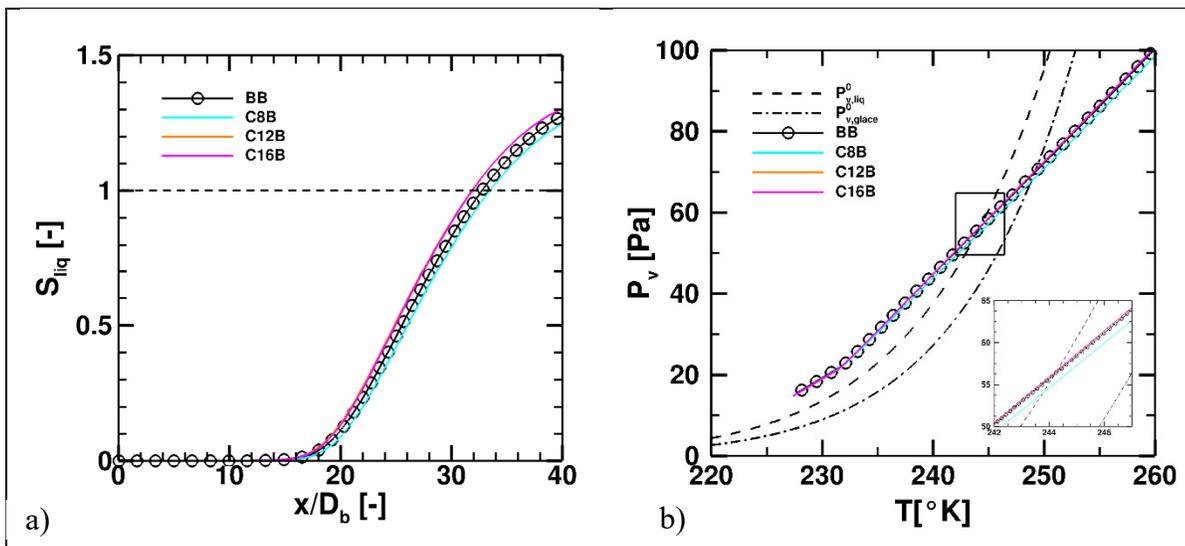


Figure 4.7 Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations BB, C8B, C12B et C16B, au centre du jet

La Figure 4.8 compare les contours du ratio de saturation par rapport à l'eau liquide sur des sections radiales du jet entre 0 et $20 D_b$. Les contours montrent que l'air est d'abord saturé en

vapeur d'eau sur les bordures du jet. Avec le mélange – et donc le refroidissement du panache jusqu'à son centre – la zone saturée s'agrandit progressivement jusqu'à atteindre l'entière du panache. La variation du nombre de chevrons ne montre pas de différences significatives quant à l'évolution de la zone saturée, hormis la configuration C8B qui montre une zone saturée légèrement moins grande que les autres configurations. A $x = 2 D_b$, la zone saturée de la configuration C8B s'étend sur un rayon $r = 0.26 D_b$, contre $0.3 D_b$ (BB, C12B, C16B) ; à $x = 10 D_b$, $r = 0.48 D_b$ (C8B) contre $50 D_b$ (BB, C12B, C16B) ; et à $x = 20 D_b$, $r = 0.55 D_b$ (C8B) contre $62 D_b$ (BB, C12B, C16B).

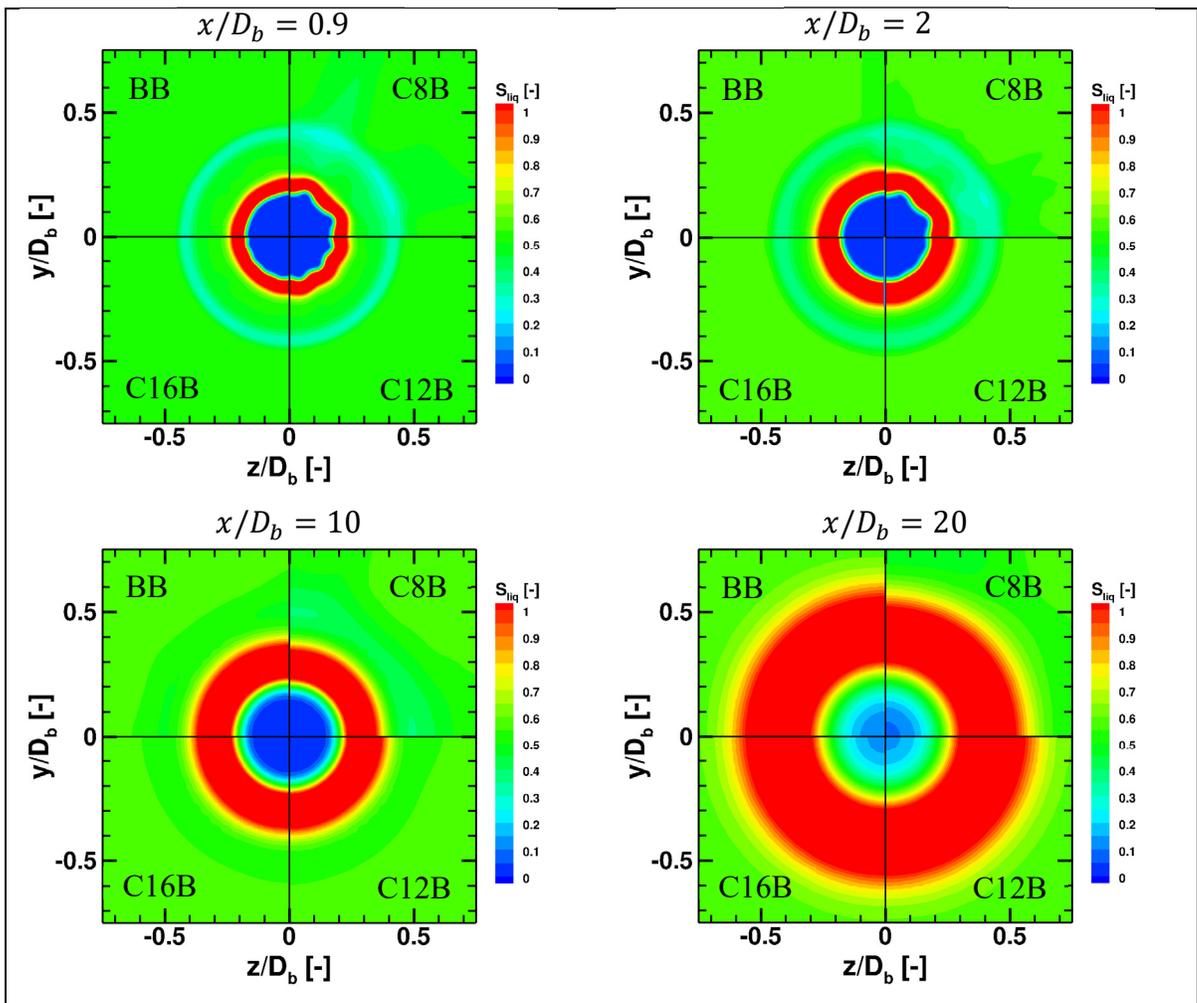


Figure 4.8 Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/D_b = 0.3$; 0.9 ; 2 ; 5 ; 10 ; 20

La Figure 4.9 montre l'évolution de la fraction de particules saturées dans le panache telle que, $F_{sat} = N_{p,sat}/N_p$ avec, $N_{p,sat}$, le nombre de particules saturées et, N_p , le nombre de particules total. En accord avec les résultats de la saturation au milieu du jet, les résultats montrent que le moment où toutes les particules présentes dans le jet deviennent saturées en vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ($F_{sat} = 1$) correspond au moment où le taux de saturation est atteint au centre du jet ($S_{liq} = 1$). Dans le cas de la configuration BB, toutes les particules deviennent saturées (i.e. le rayon est supérieur au rayon initial) à $x = 33 D_b$; $x = 34 D_b$ pour C8B, et $x = 32 D_b$ pour C12B et C16B.

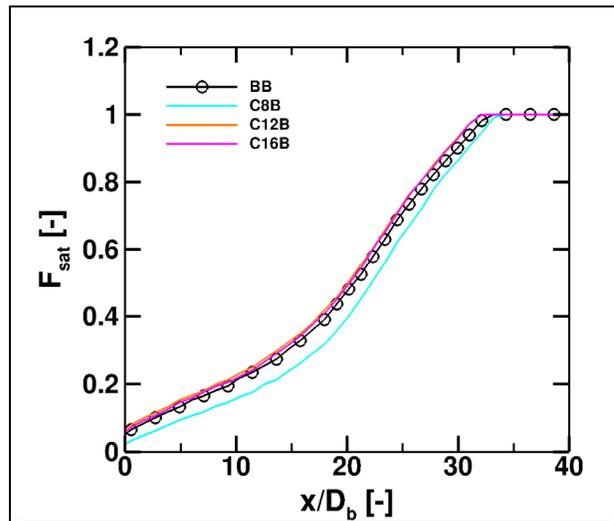


Figure 4.9 Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache des configurations BB, C8B, C12B et C16B

La Figure 4.10 montre l'évolution du rayon moyen des cristaux de glace au centre du panache. Les résultats montrent une légère croissance du rayon moyen des particules entre $x = 0$ et $20 D_b$, puis une forte croissance jusqu'à $x = 40 D_b$. Passé ce point, la croissance des rayons ralentit jusqu'à la fin du domaine. Suivant la même tendance que les résultats précédents, la croissance des cristaux de la configuration C8B semble être plus lente dans les 20 premiers diamètres, résultant en un rayon moyen significativement inférieur à la référence (131.8 nm, soit, -12% à $30 D_b$), tandis que les configuration C12B et C16B ne montrent pas de différences significatives en termes de rayons (environ 155 nm, soit +3%).

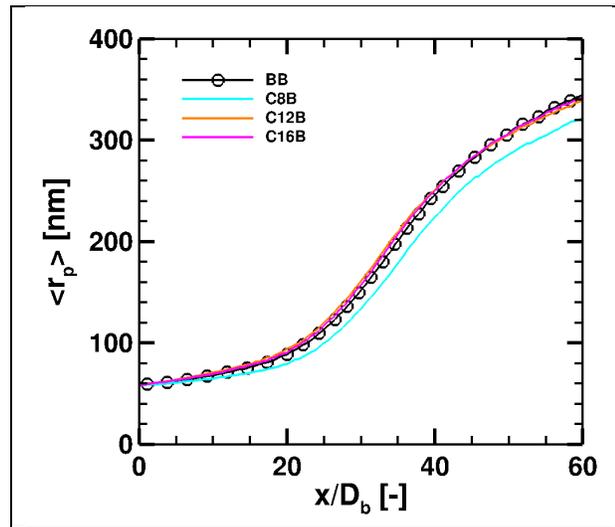


Figure 4.10 Évolution du rayon moyen des cristaux au centre du jet des configurations BB, C8B, C12B et C16B

La Figure 4.11 illustre la distribution spatiale des rayons des particules sur le domaine. Celle-ci montre que la croissance des rayons débute sur les bordures du jet dès les premiers diamètres (environ $x = 3 D_b$), puis progressivement vers le centre du panache – en accord avec l'évolution de la zone saturée en vapeurs d'eau. A partir de $x = 40 D_b$, les rayons deviennent plus gros au milieu du jet que sur les bordures (environ 400 nm contre 250 nm, à $x = 60 D_b$) en raison d'une quantité de vapeurs d'eau plus élevée dans cette zone. Enfin, l'effet de la croissance retardée de la configuration C8B se distingue sur la distribution spatiale des cristaux. Les cristaux atteignent un rayon de 400 nm au centre du jet à environ $x = 55 D_b$ pour C8B, contre environ $x = 45 D_b$ pour les configurations C12B, C16B et BB. Également, les sections radiales de la distribution spatiale des rayons montrent une concentration de rayon moins importants sur les bordures du jet pour la configuration C8B.

La Figure 4.12Figure 4.11 montre les fonctions de probabilité de distribution des rayons des cristaux dans le jet aux sections $x = 10, 30, 40$ et $60 D_b$. A $x = 10 D_b$, environ 90% des cristaux ont un rayon compris entre 60 et 100 nm, et 10% entre 100 et 200 nm. A $x = 30 D_b$, la croissance des cristaux provoque un décalage de la courbe de distribution des rayons. Environ 67% des cristaux ont un rayon compris entre 100 et 300 nm. Il est à constater que la croissance non uniforme des cristaux dans le jet provoque l'apparition d'un pic secondaire

entre 60 et 100 nm représentant les 30% des cristaux au centre du jet. A $x = 40 D_b$, 80% des cristaux ont un rayon entre 200 et 350 nm. Et enfin, à $x = 60 D_b$, environ 85% des rayons sont compris entre 300 et 450 nm. Et ainsi de suite, le long du jet. La variation du nombre de chevrons sur le *core* ne montre pas de différences significatives, à l'exception de la configuration C8B, où le retard de croissance commence à se faire ressentir. A $x = 10 D_b$, 93% des rayons sont inférieurs à 100 nm (contre 90% pour le BB) ; à $x = 30 D_b$, 60% entre 100 et 200 nm (contre 70%) ; à $x = 40 D_b$, 60% entre 200 et 350 nm (contre 80%) ; et à $x = 60 D_b$, seulement 68% des cristaux ont un rayon compris entre 300 et 450 nm (contre 85%).

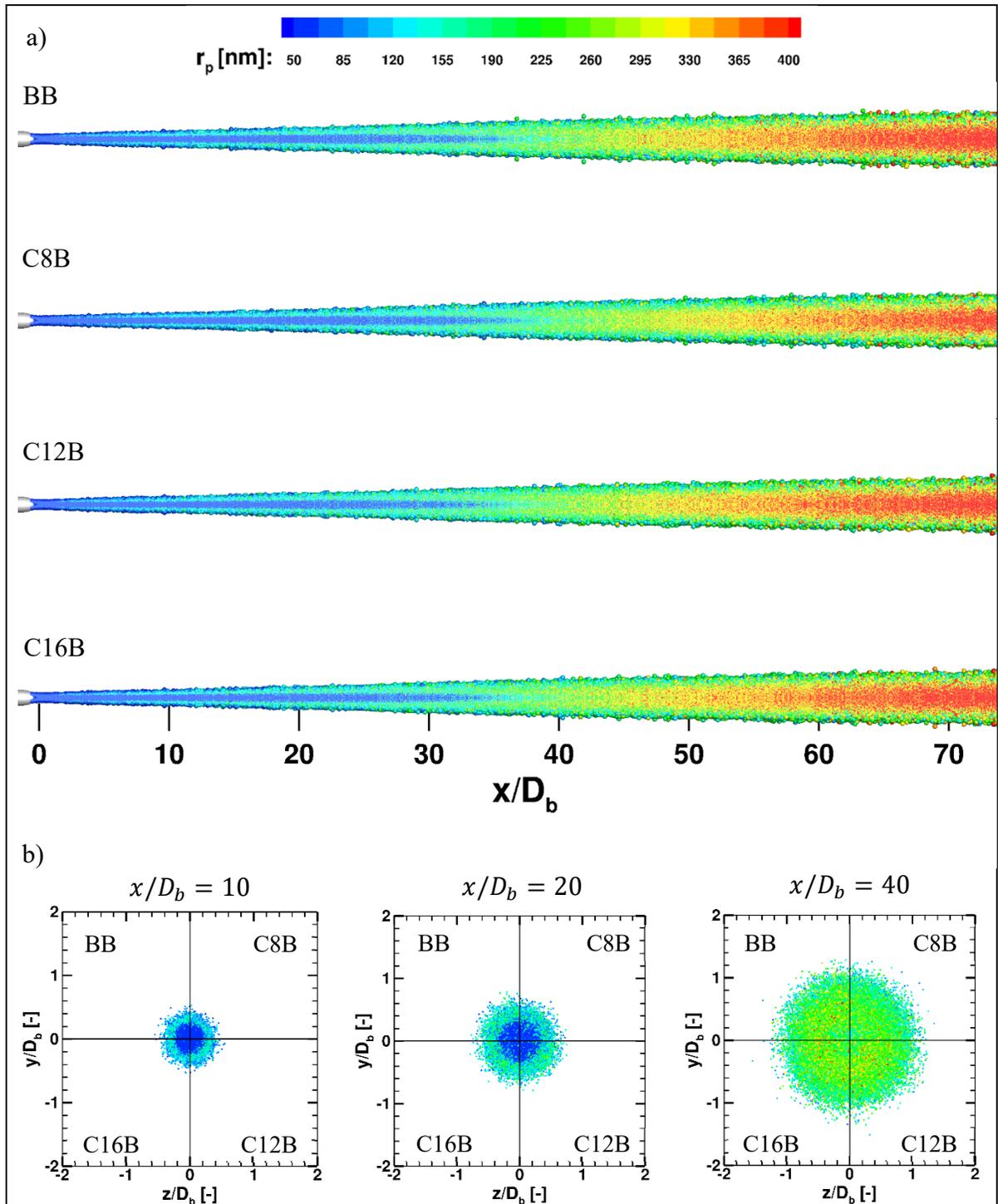


Figure 4.11 Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/D_b = 10, 20$ et 40 ; des configurations BB, C8B, C12B et C16B

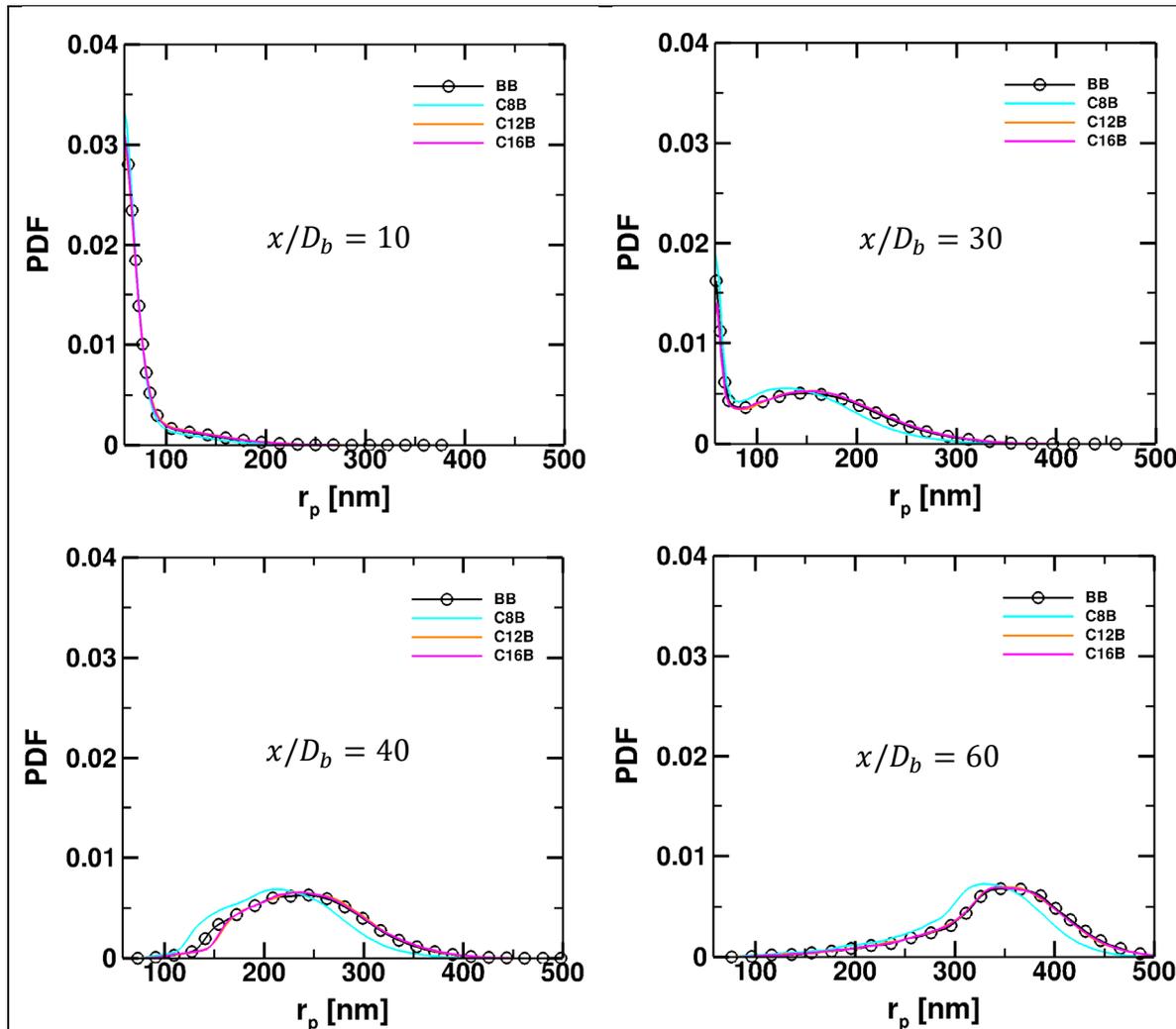


Figure 4.12 Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations BB, C8B, C12B et C16B aux sections $x/D_b = 10, 30, 40$ et 60

4.1.2 Effet de l'angle de pénétration des chevrons

Cette étude compare une configuration de 12 chevrons sans angle de pénétration par rapport à l'écoulement (C12B) avec 3 autres configurations du même nombre de chevrons ayant un angle de pénétration (ADP) respectif de 3, 5 et 10° (C12BP3, C12BP5 et C12BP10).

4.1.2.1 Propriétés aérothermodynamiques

La Figure 4.13 compare les contours de vorticité axiale ω_x des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, aux sections $x/D_b = 0.2, 0.9$ et 2 . Les résultats soulignent la création des paires de tourbillons contrarotatifs dans le sillage des chevrons, par une vorticité positive (rouge) et négative (bleu). L'augmentation de l'ADP provoque une augmentation de la vorticité axiale plus étendue radialement ($r/D_b = 0.75, 0.1, 0.12$ et 0.15 , respectivement). Cependant, la variation de l'ADP ne semble avoir aucune incidence sur la persistance des tourbillons, puisqu'ils se dissipent tous aux environs de $x = 2 D_b$.

La Figure 4.14 montre les contours de vorticité normale ω_n de ces mêmes configurations. Les résultats de vorticité normale illustrent également la formation des CRVPs sous forme de pétales qui semblent se détacher de la structure principale. Contrairement à la vorticité axiale, la vorticité normale des tourbillons semble se dissiper plus rapidement avec l'augmentation de l'ADP. En effet, les tourbillons semblent se détacher plus rapidement avec l'augmentation de l'ADP entraînant une diminution de la vorticité normale moyenne.

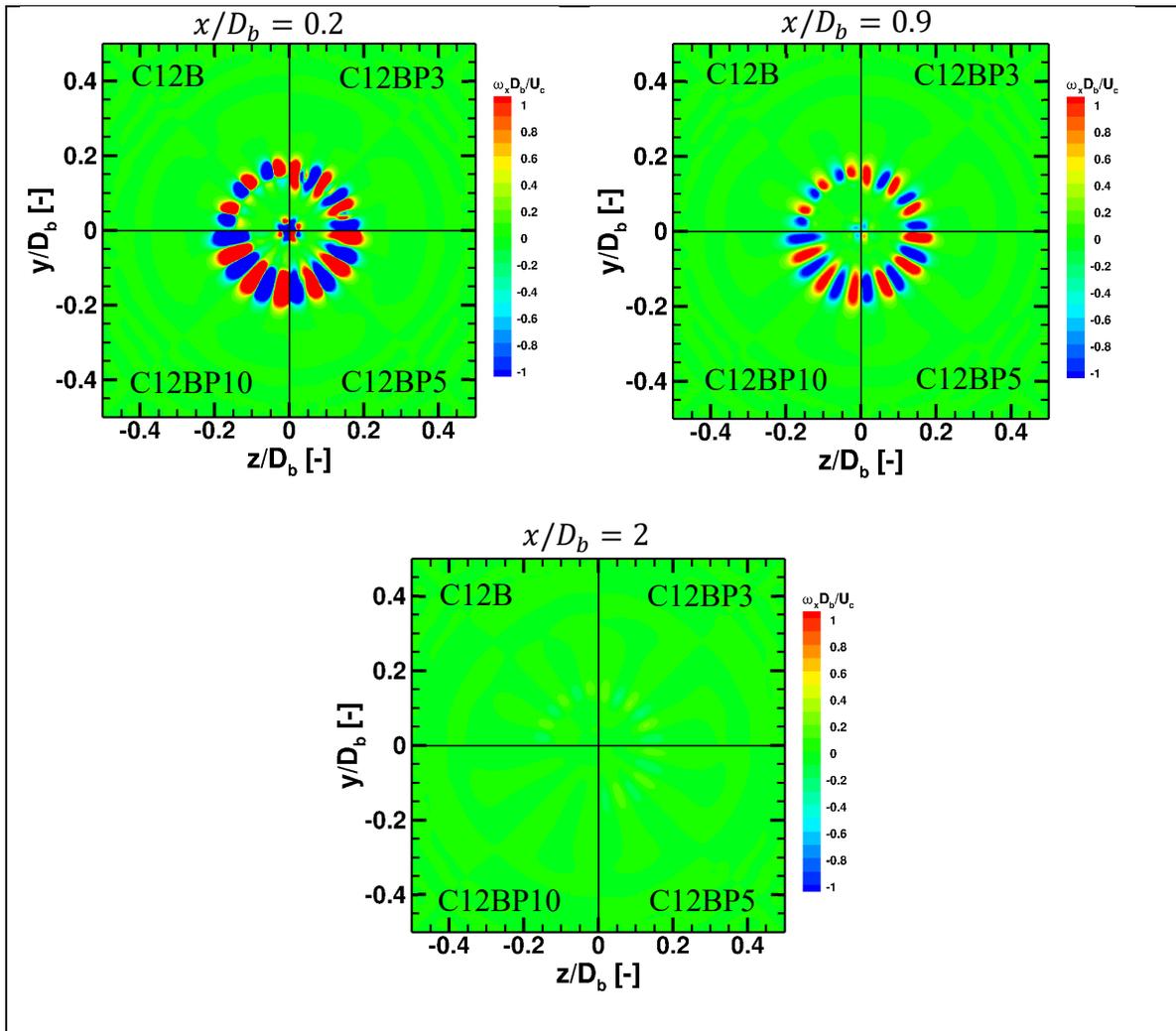


Figure 4.13 Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, à $x/D_b = 0.2, 0.9$ et 2

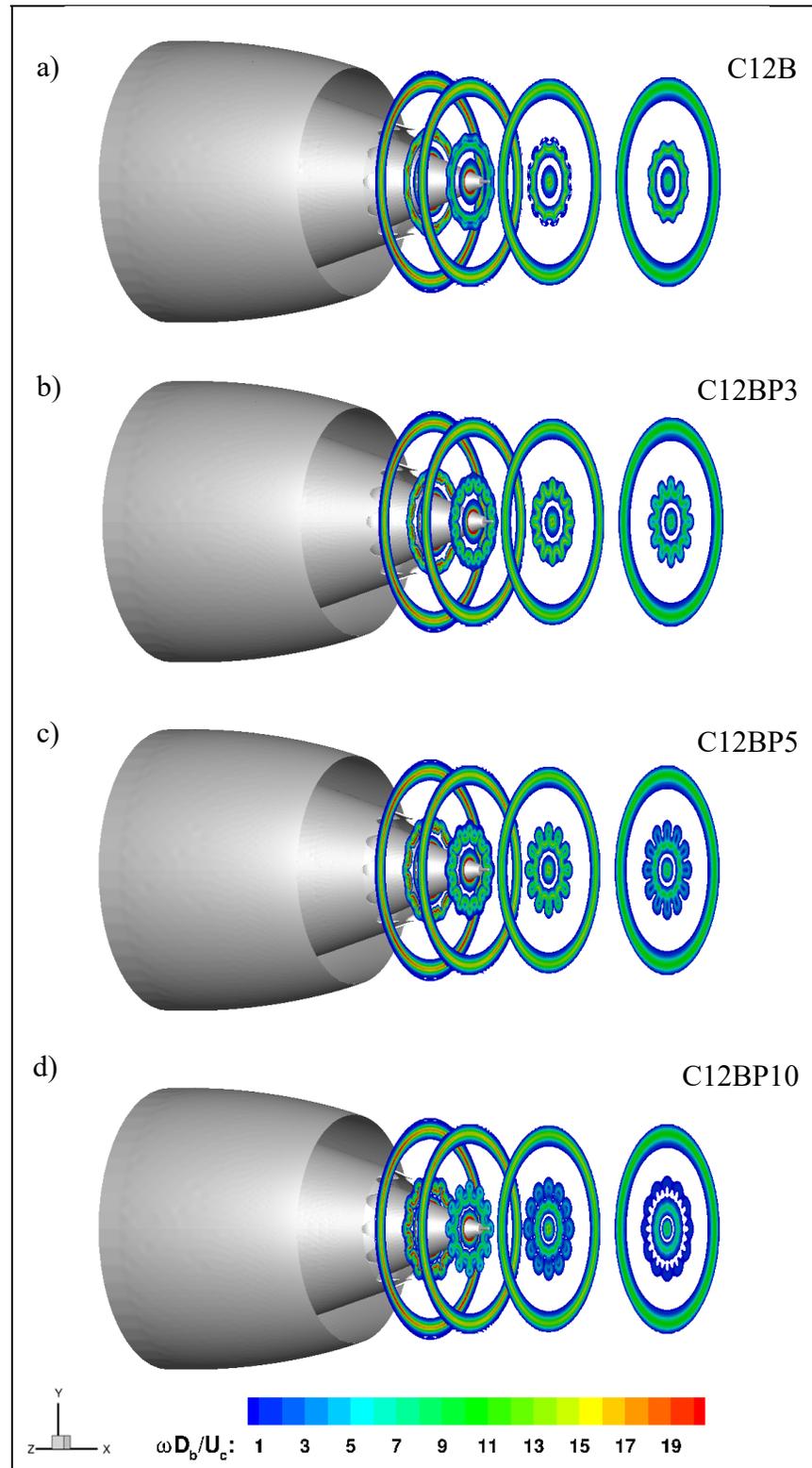


Figure 4.14 Contours radiaux de la vorticité normale des configurations
a) C12B, b) C12BP3, c) C12BP5 et d) C12BP10, aux sections
 $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 et 0.9

La Figure 4.15 montre l'évolution de la température au centre du jet. Le profil de référence (C12B) a été décrit dans la partie précédente. La comparaison des profils de température montre une diminution plus rapide de la température entre $x = 2$ et $20 D_b$, avec l'augmentation de l'ADP. Les écarts de température entre les configurations et la référence semblent atteindre un maximum à environ $x = 10 D_b$, avec -5.3% pour C12BP3, -10% pour C12BP5, et -16% pour C12BP10. Passé ce point, les écarts diminuent pour se stabiliser à une température d'équilibre à environ $x = 30 D_b$ (≈ 250 K).

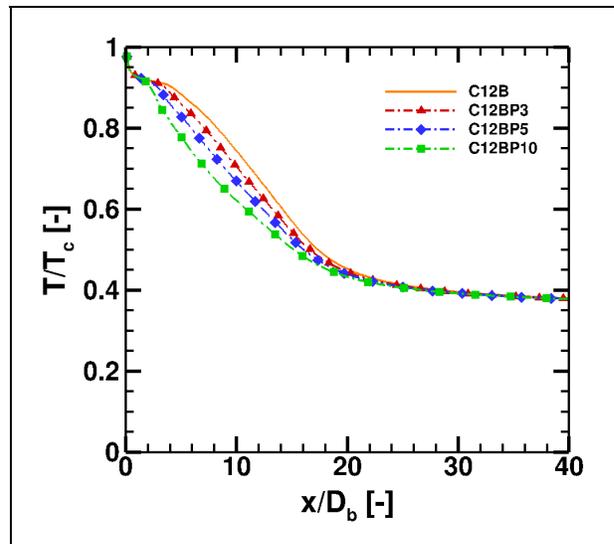


Figure 4.15 Évolution du profil de température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, au centre du jet

La Figure 4.16 compare les contours radiaux de la température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, à différentes sections dans les dix premiers diamètres du jet. Les résultats montrent l'effet des tourbillons sur la dissipation de la température dans la CMI. En effet, lorsque les tourbillons se forment, la surface de contact entre le *core* et le *bypass* augmente. De fait, l'augmentation de l'ADP tend à accélérer le transfert de chaleur, engendrant une dissipation plus rapide de la température du jet. Dès $x = 5 D_b$, la température au cœur du jet est de 90% de la température initiale pour C12B, 88% pour C12BP3, 82% pour C12BP5 et 75% pour C12BP10.

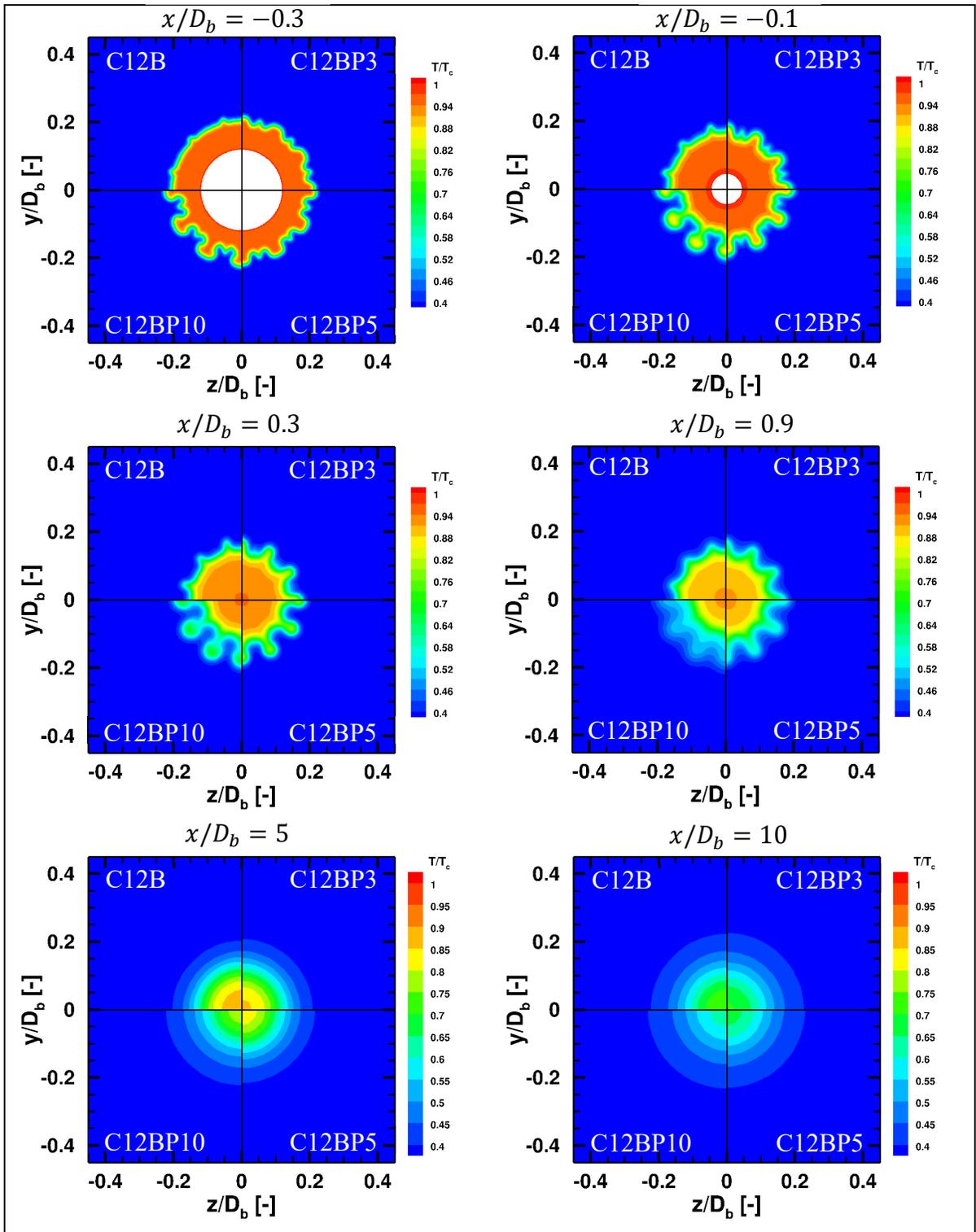


Figure 4.16 Contours radiaux de la température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, aux sections $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$

4.1.2.2 Propriétés microphysiques

La Figure 4.17a montre l'évolution du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide au centre du jet des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10. Les résultats précédents ont montré que l'augmentation de l'ADP menait à une diminution significative de la température du panache. De fait, suivant la même tendance, le taux de saturation commence à augmenter légèrement plus tôt avec l'augmentation de l'ADP ($x = 16 D_b$ pour C12B, $x = 15 D_b$ pour C12BP3, $x = 14 D_b$ pour C12BP5, et $x = 12 D_b$ pour C12BP10). Ainsi, le panache devient plus rapidement saturé en vapeurs d'eau en son centre avec l'augmentation de l'ADP. Le taux de saturation est atteint à $x = 32 D_b$ pour la configuration C12B, $x = 31.9 D_b$ pour C12BP3, $x = 31.3 D_b$ pour C12BP5 et $x = 30.3 D_b$ pour C12BP10. La Figure 4.17b montre l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température au centre du jet. Les résultats montrent que la variation de l'ADP n'a pas d'influence sur la ligne de mélange. En effet, pour toutes les configurations, la courbe de pression de saturation par rapport à la glace est franchie à environ 250°K, puis celle de la pression de saturation par rapport à l'eau liquide vers 244°K, marquant le début de la condensation des particules.

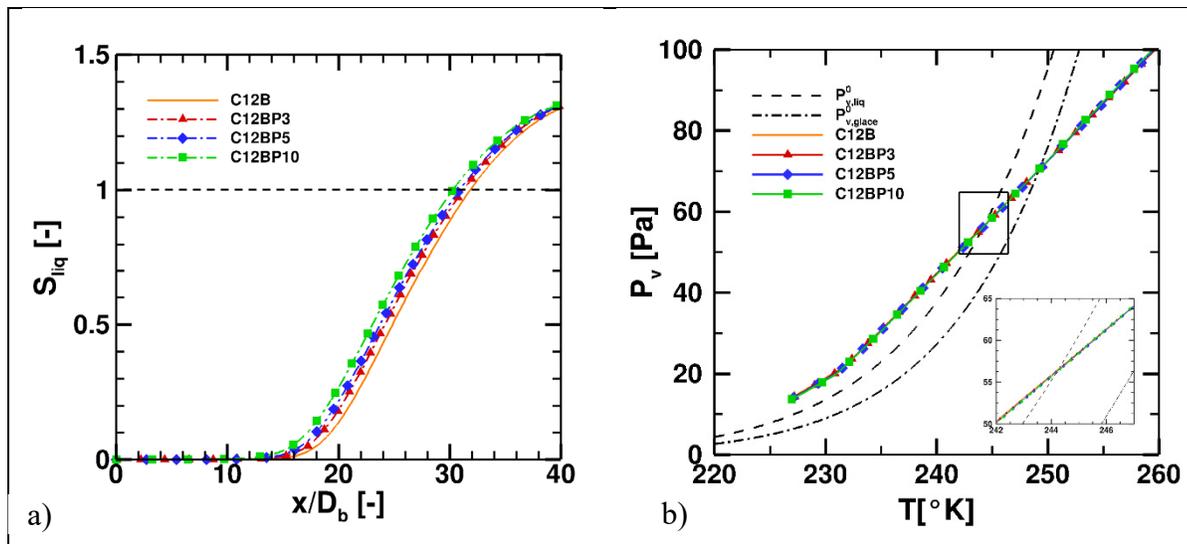


Figure 4.17 Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, au centre du jet

La Figure 4.18 compare les contours du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10, à différentes sections du jet. Les résultats indiquent que l'augmentation de l'ADP provoque l'apparition d'une zone saturée plus épaisse sur les bordures du jet dans les premiers diamètres. A $x = 2 D_b$, la zone saturée s'étend jusqu'à environ $r = 0.28 D_b$ pour C12B, $r = 0.29 D_b$ pour C12BP3, $r = 0.30 D_b$ pour C12BP5, et $r = 0.32 D_b$ pour C12BP10. Cependant, l'écart de rayon de la zone saturée entre les configurations s'atténue avec la distance le long du jet. A $x = 20 D_b$, la zone saturée devient uniforme sur les bordures du jet, peu importe l'ADP. Toutefois, le ratio de saturation semble augmenter plus rapidement au centre du jet avec la variation de l'ADP.

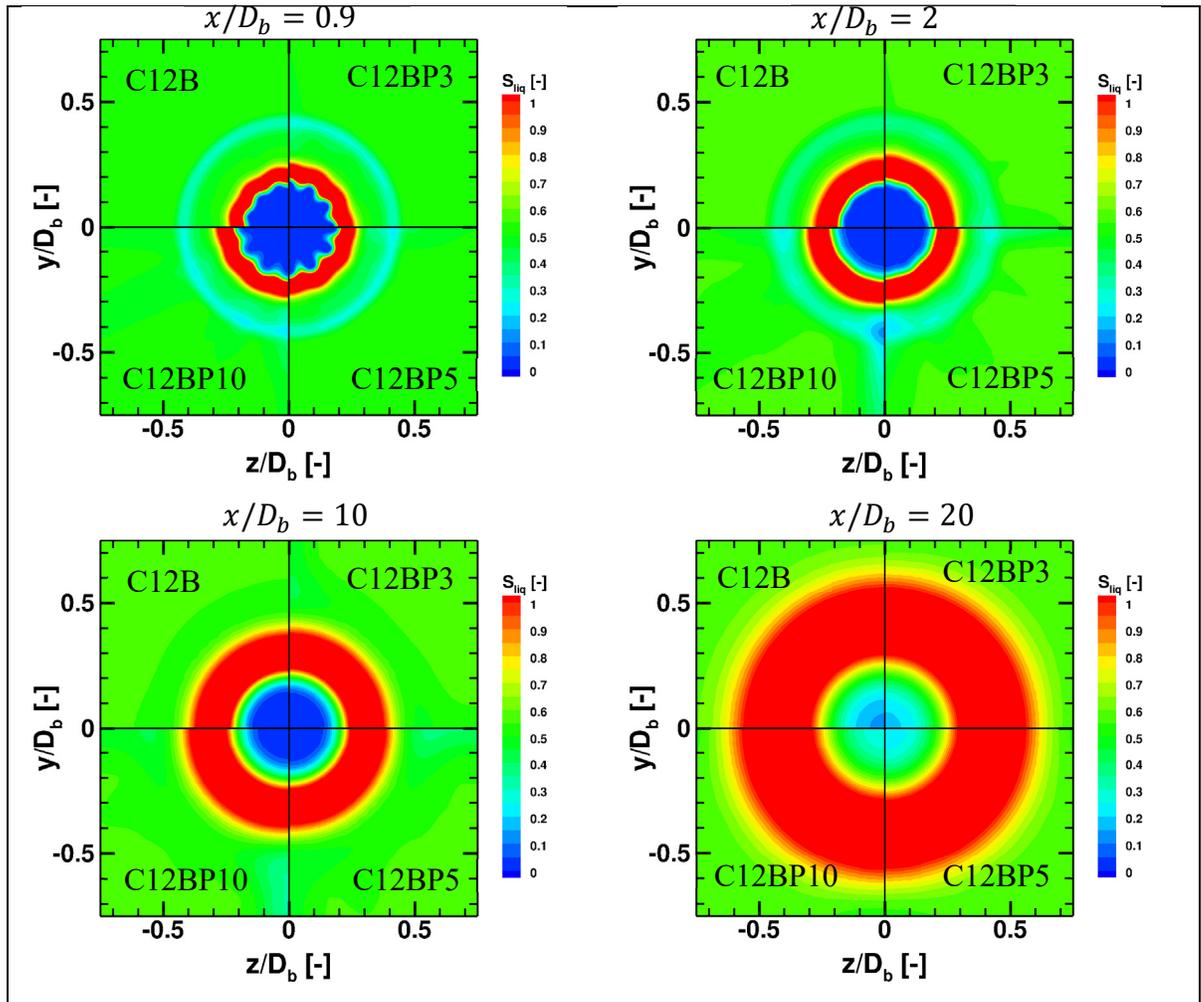


Figure 4.18 Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, C8B, C12B et C16B, aux sections $x/D_b = 0.9 ; 2 ; 10 ; 20$

La Figure 4.19 montre l'évolution de la fraction de particules saturées dans le panache pour les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10. Les résultats précédents ont montré que le panache devient plus rapidement saturé en son centre avec l'augmentation de l'angle de pénétration des chevrons par rapport à l'écoulement. De fait, la fraction de particules saturées est naturellement plus importante avec l'augmentation de l'ADP des chevrons. La fraction de particules saturées commence à augmenter légèrement plus rapidement avec l'augmentation de l'ADP entre $x = 0$ et $3 D_b$. A $x = 5 D_b$, 15% des particules sont saturées dans le cas de la configurations C12B, 16% pour C12BP3, 18% pour C12BP5, et 20% pour C12BP10. Passé ce point l'augmentation de la fraction de particules saturées semble constante entre les configurations. L'entièreté des particules deviennent saturées au moment où le ratio de saturation par rapport à l'eau liquide atteint l'unité au centre du jet. Ainsi, en accord avec les résultats précédents, 100% des particules sont saturées à $x = 32 D_b$ pour la configuration C12B, $x = 39.3 D_b$ pour C12BP3, $x = 31.3 D_b$ pour C12BP5 et $x = 30.3 D_b$ pour C12BP10.

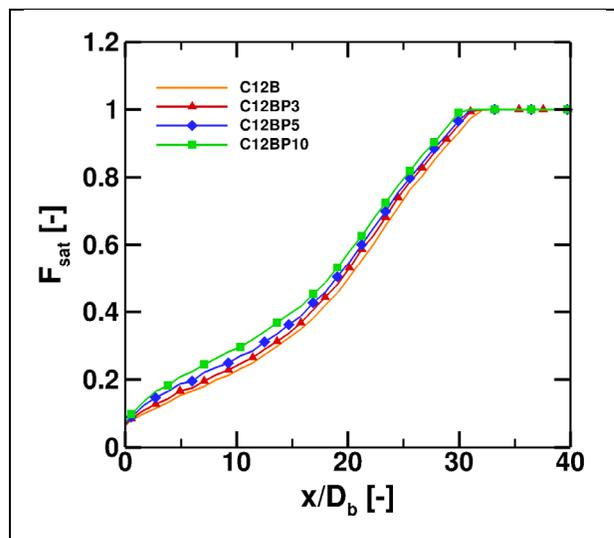


Figure 4.19 Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache pour les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10

La Figure 4.20 représente l'évolution du rayon moyen des cristaux de glace dans le panache des configurations C2B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10. Les résultats ne montrent pas de différences significatives avec la variation de l'ADP. En effet, l'augmentation de l'ADP

entraîne croissance plus rapide entre $x = 0$ et $20 D_b$, résultant en un écart maximum à $x = 20 D_b$ avec la référence (C12B) de +2.3% pour la configuration C12BP3, +3.7% pour C12BP5 et +6.2% pour C12BP10. Passé $x = 20 D_b$, les écarts de rayons entre les configurations se réduisent, jusqu'à $x = 40 D_b$ où la tendance semble s'inverser. A $x = 60 D_b$, les rayons sont légèrement plus petits que la configuration de référence (-1% pour C12BP3, -2.1% C12BP5 et -2.7% pour C12BP10).

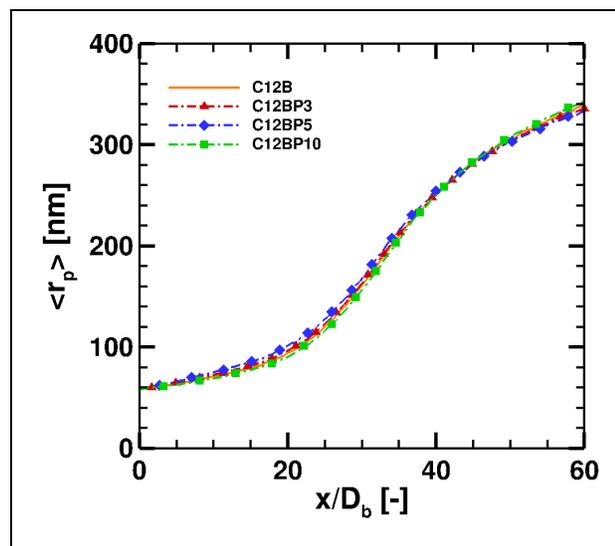


Figure 4.20 Évolution du rayon moyen des cristaux dans le panache pour les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10

La Figure 4.21 illustre la distribution spatiale des cristaux de glace dans le domaine des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10. En raison des faibles écarts de rayons, les résultats ne montrent aucune différence visuelle entre les configurations.

La Figure 4.22 compare les fonctions de probabilité de distribution entre les configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10. Les résultats sont sensiblement les mêmes entre les configurations. A $x = 10 D_b$, 90% des rayons sont compris entre 60 et 100 nm pour la configuration C12B, contre 88%, 86% et 84%, respectivement. Les écarts de distribution entre les configurations est du même ordre de grandeur aux différentes sections.

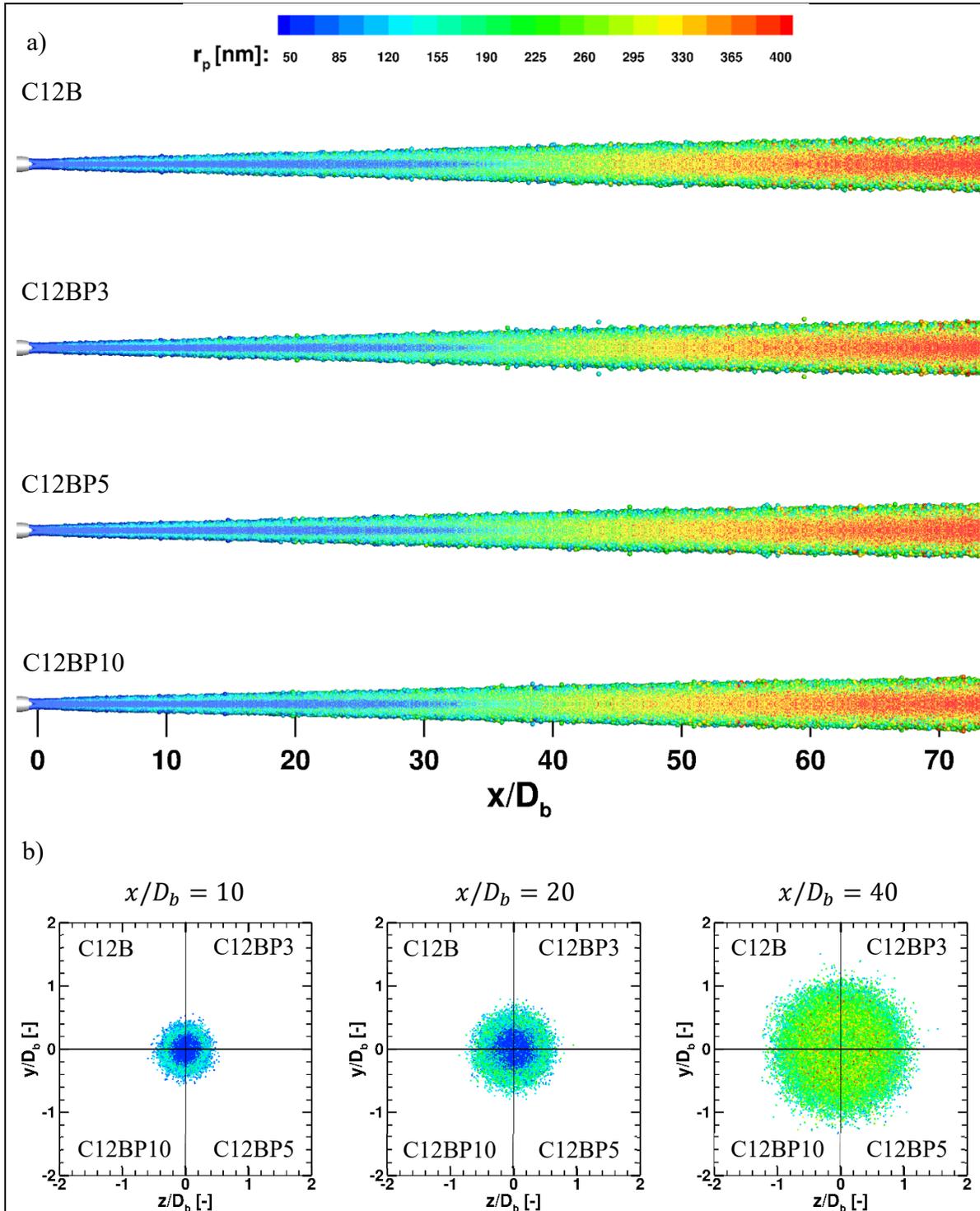


Figure 4.21 Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/D_b = 10, 20$ et 40 ; des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10

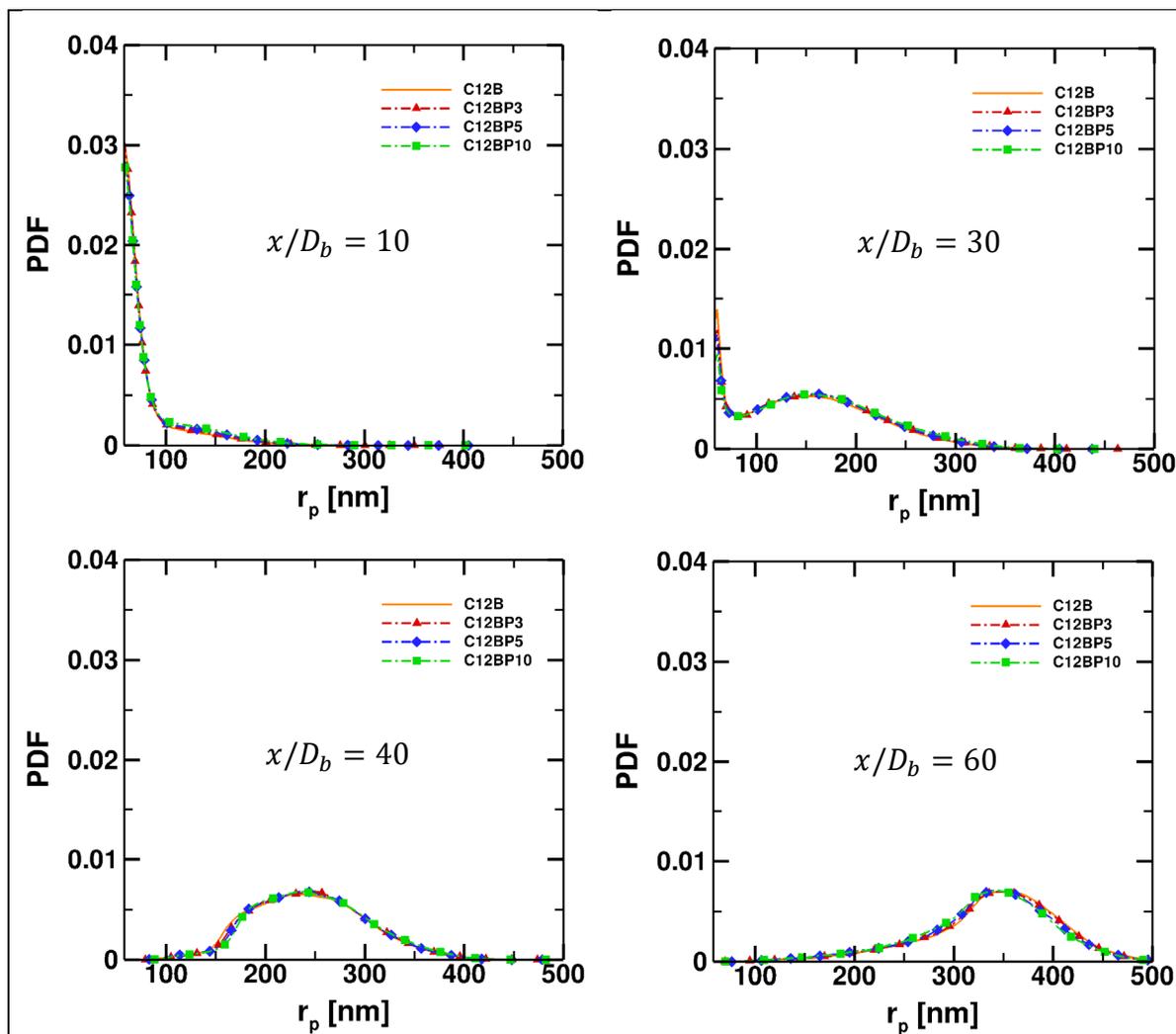


Figure 4.22 Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10 aux sections $x/D_b = 10, 30, 40$ et 60

4.1.3 Synthèse de l'étude paramétrique portant sur l'influence des chevrons sur la formation des trainées de condensation

Cette section avait pour but d'étudier l'influence du nombre de chevrons ainsi que leur angle de pénétration par rapport à l'écoulement sur formation des *contrails*. L'étude comparait une géométrie de référence sans chevrons avec 3 configurations de chevrons sur le *bypass* (12, 16 et 24), puis 4 configurations de chevrons sur le *core* (0, 8, 12 et 16), et 4 configurations de 12 chevrons sur le *core* avec un angle de pénétration variable (0, 3, 5 et 10°).

Dans un premier temps, la dynamique de mélange a été évaluée avec les contours de vorticité de l'écoulement. Les résultats ont montré que les chevrons généraient des perturbations locales dans les zones de mélange sous forme de paires de tourbillons contrarotatifs (CRVPs). Ceux-ci permettent alors un meilleur mélange du panache. Les résultats ont montré que la diminution du nombre de chevrons générait de plus grands CRVPs, traduits par une vorticité plus importante. Les résultats ont montré que les CRVPs de taille plus importante persistaient plus longtemps dans le jet. L'augmentation de l'angle de pénétration génère des CRVPs de plus grande amplitude radialement qui se détachent plus rapidement de la structure principale. Cependant l'augmentation de l'ADP n'influent pas sur la persistance des CRVPs dans le jet.

Dans un second temps, l'impact sur la température du panache a été étudié. Les résultats ont montré que les effets convectifs générés par les chevrons permettent une dissipation de la température plus rapide d'abord sur les bordures puis au centre du jet. La variation du nombre de chevrons sur le *bypass* n'a montré aucun impact sur la diffusion de la température au jet puisque les tourbillons générés par les chevrons ne sont pas assez grands pour perturber le mélange interne du panache. La réponse à la variation du nombre de chevrons sur le *core* n'a pas montré un comportement linéaire, puisque malgré les grands CRVPs générées par la configuration à 8 chevrons, la température au centre du jet se dissipe moins rapidement que les autres configurations (+1.5% à $x = 20 D_b$). Toutefois, l'augmentation du nombre de chevrons tend à diminuer la différence avec la référence (-1.6% pour C12B et -1.2% pour C16B à $x = 20 D_b$). L'augmentation de l'angle de pénétration quant-à-elle montre un impact plus

conséquent sur la diffusion de la température (-5.3% pour un ADP de 3°, -10% pour 5°, -16% pour 10°, à $x = 10 D_b$).

Par la suite, les propriétés microphysiques ont été comparées pour les chevrons sur le *core*, en commençant par le ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide. Suivant la même tendance que les profils de température au centre du jet, les résultats ont montré que le taux de saturation était atteint plus tardivement dans le cas à 8 chevrons que les autres configurations qui montraient une très légère avance par rapport à la référence. Également, l'air devenait saturé en vapeurs d'eau plus rapidement avec l'augmentation de l'angle de pénétration. Ainsi, lorsque l'air devient saturé en vapeurs d'eau, la nucléation des particules est enclenchée. L'évolution de la fraction de particules saturées a montré que 100% des particules devenaient saturées en vapeurs d'eau au même instant où le taux de saturation était atteint au centre du jet. Enfin, l'évolution du rayon moyen des particules a montré que l'augmentation de l'angle de pénétration menait à une croissance légèrement plus rapide dans les premiers diamètres par rapport à la référence (à $x = 20 D_b$, de +2.3%, +3.7% et +6.2% pour des chevrons ayant un ADP de 3°, 5° et 10°). En accord avec les résultats précédents, l'augmentation du nombre de chevrons engendre une diminution de l'écart absolu du rayon moyen par rapport à la référence.

En conclusion, tant que les chevrons sont parallèles à l'écoulement, les différences sur les propriétés microphysiques des *contrails* restent minimales. Les chevrons ayant un angle de pénétration par rapport à l'écoulement ont quant-à-eux un impact plus important sur la dynamique de mélange du jet dans les 20 premiers diamètres. Cependant leurs effets sont rapidement dissipés et n'influent que très peu sur les propriétés microphysiques des *contrails*.

4.2 Étude paramétrique portant sur l'influence des paramètres géométriques des mélangeurs lobés sur la formation des trainées de condensation

L'étude des effets des paramètres géométriques des mélangeurs lobés sur les propriétés des *contrails* se décompose donc en 2 parties. Dans un premier temps, les configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB seront comparées afin d'en déterminer les effets du nombre de lobes. Enfin, dans un second temps, les configurations M12BB, M12BH, M12BL, M12HB et M12LB seront comparées afin de déterminer les effets de la hauteur des lobes (externe et interne). Les propriétés aérodynamiques du panache seront étudiées dans un premier temps, puis, dans un second temps les propriétés microphysiques seront comparées.

4.2.1 Effet du nombre de lobes

Cette étude compare une géométrie sans chevrons (BB) avec 3 autres configurations de 8, 12 et 16 lobes (M8BB, M12BB et M16BB) sur la tuyère primaire (*core*). Toutes les configurations de mélangeurs ont une longueur de mélangeur et une hauteur de lobe constantes.

4.2.1.1 Propriétés aérodynamiques

La Figure 4.23 compare les contours de vorticité axiale, ω_x , des configurations lobées (M8BB, M12BB et M16BB) avec la configuration de référence (BB), aux sections $x/D_b = 0.2, 0.9$ et 2 . Les résultats soulignent la formation de paires de tourbillons contrarotatifs dans le sillage des lobes, par une vorticité positive (rouge) et négative (bleu). Au même titre que pour les chevrons, l'augmentation du nombre de lobe a une influence directe sur la taille des tourbillons formés. En effet, la diminution du nombre de lobe provoque une augmentation de la vorticité axiale absolue, traduisant des tourbillons de plus grande amplitude. En effet, à $x = 0.2 D_b$, les tourbillons formés ont une hauteur de $r = 0.28 D_b$ pour la configuration M8BB, $0.19 D_b$ pour M12BB, et $0.13 D_b$ pour la configuration M16BB.  galement, les résultats montrent que la vorticité axiale se dissipe plus rapidement lorsque le nombre de lobes augmente (i.e. tourbillons plus petits). La vorticité semble se dissiper à environ $x = 0.9 D_b$ pour la configuration M16BB, $2 D_b$ pour M12BB, et $4 D_b$ pour M8BB.

Les contours de vorticité normale ω_n (Figure 4.24) montrent également la formation des CRVPs dans le sillage du moteur sous forme de pétales qui se détachent progressivement de la structure principale. Les résultats montrent que l'augmentation du nombre de lobes provoque l'augmentation de la vorticité normale dans les pétales à $x = -0.1 D_b$. Egalement, plus le nombre de lobes est faible, plus les tourbillons semblent s'éloigner de la structure principale

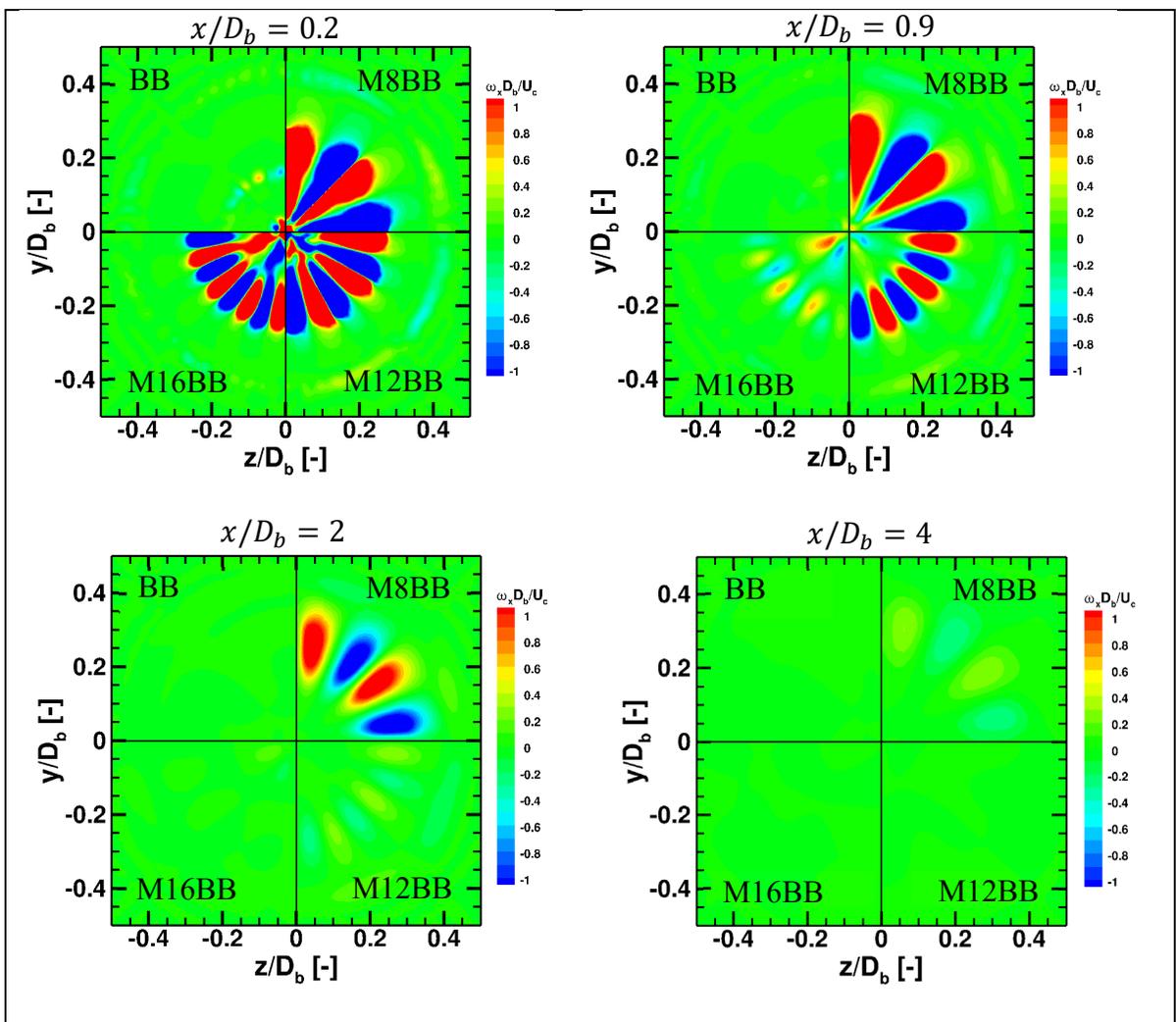


Figure 4.23 Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, à $x/D_b = 0.2, 0.9, 2$ et 4

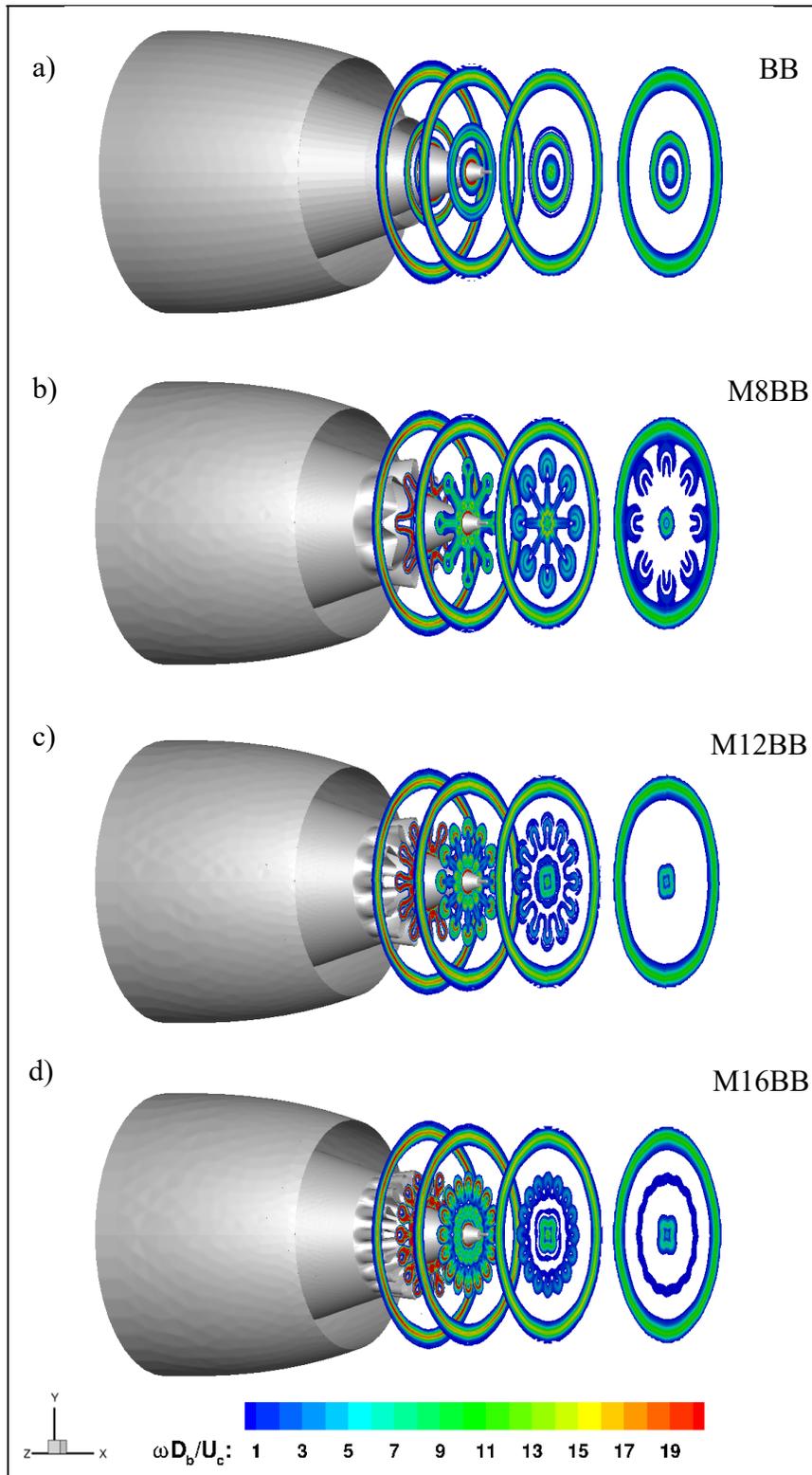


Figure 4.24 Contours radiaux de la vorticité normale des configurations a) BB, b) M8BB, c) M12BB et d) M16BB, aux sections $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 et 0.9

La Figure 4.25 compare l'évolution de la température au centre du jet des configurations M8BB, M12BB et M16BB avec la géométrie de référence BB. Comparativement à la référence, où la température du jet diminue progressivement entre $x = 0$ et $30 D_b$, pour se stabiliser à une température d'équilibre d'environ 250 K, les profils de température des configurations lobées montrent une diminution drastique de la température au centre du jet. Les résultats montrent que la température diminue d'environ 30% suivant la même pente pour les trois configurations lobées entre $x = 0$ et $2 D_b$, contre seulement 7% pour la configuration de référence. Passé $x = 2 D_b$, les différences de température commencent à s'amplifier entre les configurations lobées, pour finalement rejoindre la même température stationnaire que la référence à $x = 30 D_b$. En effet, la température a tendance à diminuer plus rapidement lorsque le nombre de lobes diminue. A $x = 10 D_b$, les écarts de température par rapport à la configuration BB sont de -36% pour M16BB, -40% pour M12BB et -44% pour M8BB.

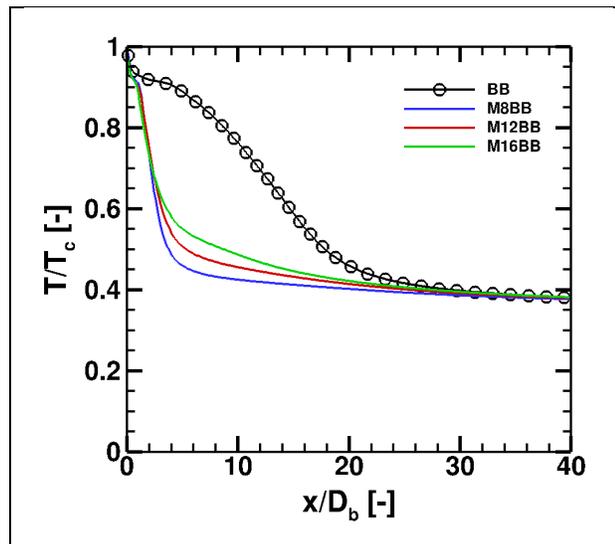


Figure 4.25 Évolution du profil de température des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, au centre du jet

Les Figure 4.26 et compare les contours axiaux de température des configurations lobées avec la tuyère de référence. Les résultats montrent visuellement l'impact des mélangeurs lobés sur la dissipation de la température du jet. La géométrie des mélangeurs lobés provoque la déflexion du jet vers l'extérieurs où des pics de températures sont constatés dans la CMI. Ces pics représentent l'air chaud issu du *core* entraîné par les CRVPs. Les contours montrent que

la température dans ces zones semble se dissiper plus rapidement lorsque le nombre de lobes augmente. Dans le cas de la configuration M16BB, la température représente 60% de la température initiale à environ $x = 0.25 D_b$, contre $x = 0.4 D_b$ pour M12BB et $x = 0.7 D_b$ pour M8BB. Ceci rejoint les résultats de la vorticité qui ont montré que les CRVPs se dissipaient plus rapidement lorsque le nombre de lobes diminuait. Également, en accord avec les résultats précédents (Figure 4.25), la température au centre du jet diminue drastiquement avec les mélangeurs lobés, comparativement à la tuyère traditionnelle. Cette diminution de température est principalement due à la forte pénétration du *bypass* au centre du jet en raison de la géométrie des mélangeurs lobés.

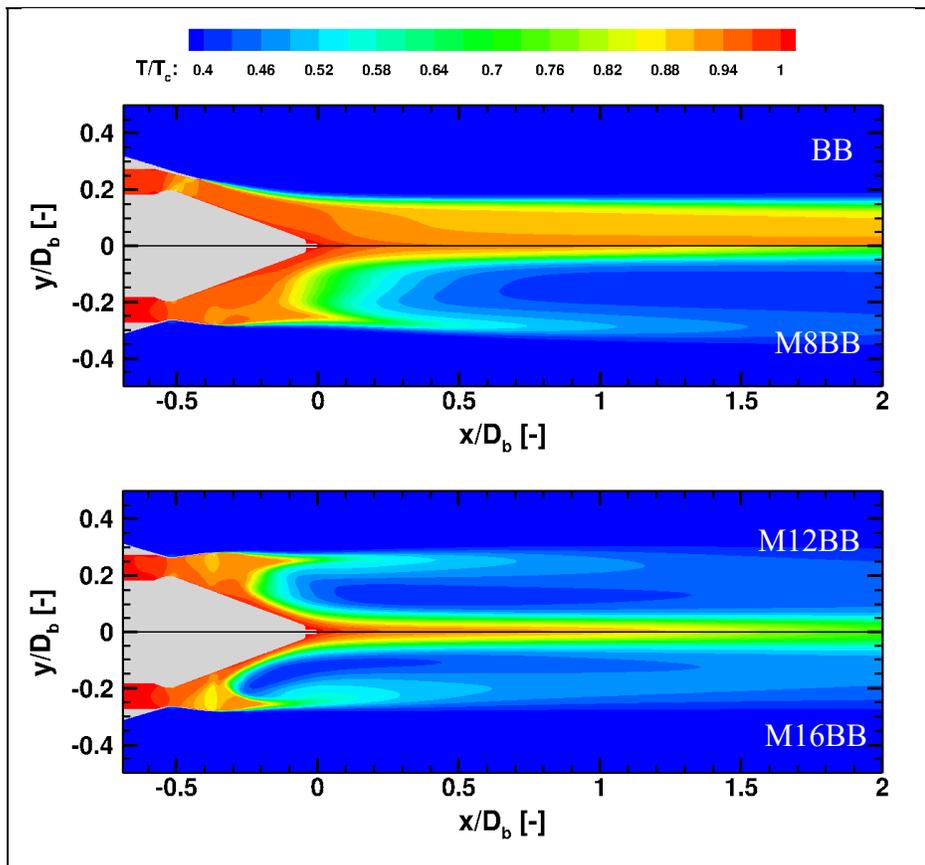


Figure 4.26 Contours axiaux de température des configurations BB vs M8BB et M12BB vs M16BB

La Figure 4.27, quant-à-elle, compare les contours radiaux de température à différentes sections du jet. Les résultats illustrent la formation de CRVPs, sous forme de pétales, dans lesquels le jet chaud est partiellement entraîné. Comme mentionné précédemment, la température dans les pétales se dissipe plus rapidement lorsque le nombre de lobe augmente. A $x = -0.1 D_b$, la température maximale à l'intérieur des CRVPs a diminué de 5% dans le cas de la configuration M8BB par rapport à la température initiale du *core*, tandis que pour les configurations M12BB et M16BB, la température maximale a respectivement chuté de 10% et 30%. Également, la pénétration du *bypass* entre les lobes, participe activement au refroidissement du jet. Les contours montrent que la température au centre du jet semble diminuer avec la diminution du nombre de lobe. A $x = 10 D_b$, la température au centre du jet de la configuration BB représente environ 75% de la température initiale, contre 43%, 46% et 50% pour les M8BB, M12BB et M16BB respectivement.

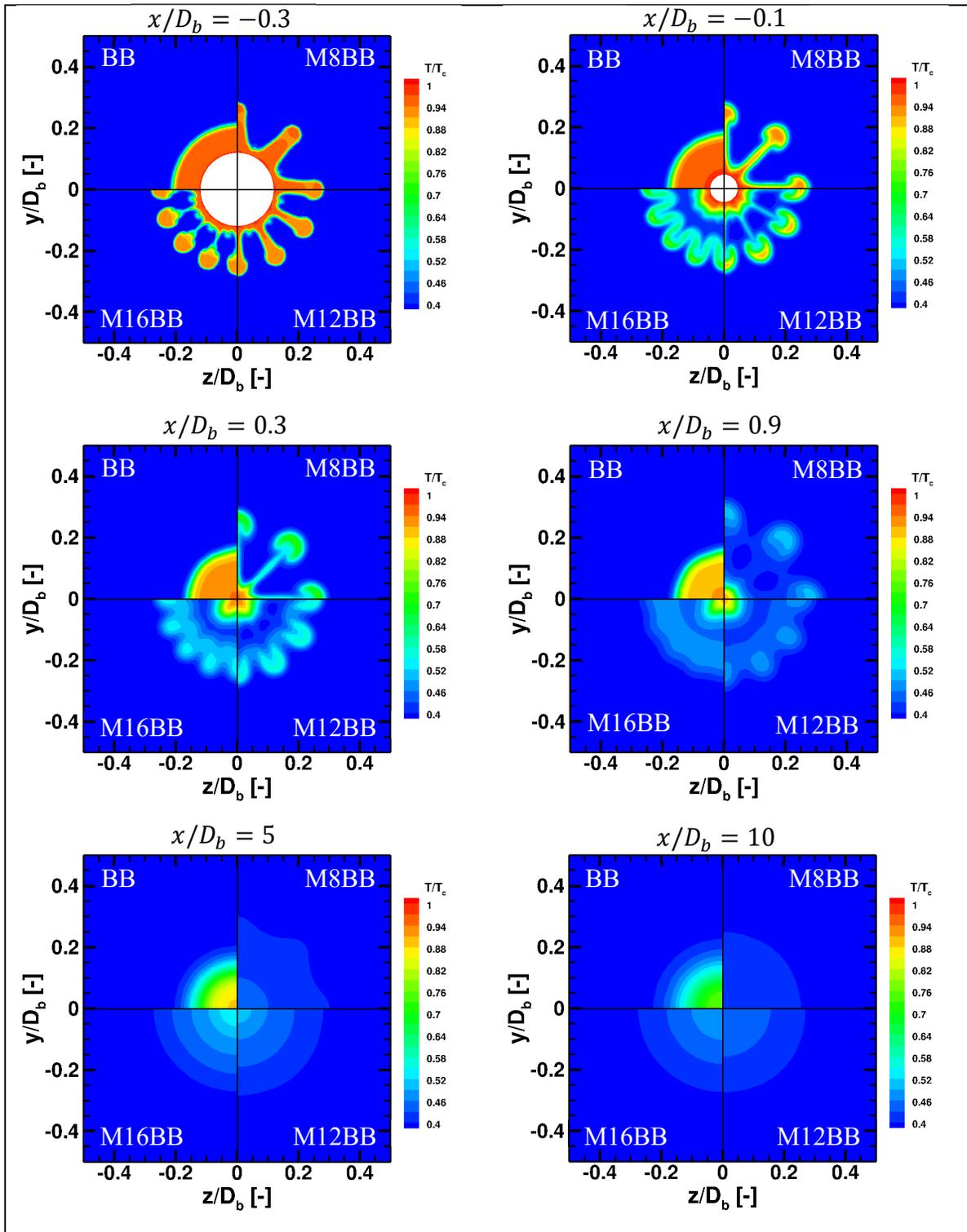


Figure 4.27 Contours radiaux de la température des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, aux sections $x/D_b = -0.3 ; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10$

4.2.1.2 Propriétés microphysiques

La Figure 4.28a compare l'évolution du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide au centre du jet. Les résultats montrent que le ratio de saturation commence à augmenter nettement plus tôt dans le cas des configurations lobées (à environ $x = 3 D_b$ pour les configurations M8BB, M12BB et M16BB, contre $x = 15 D_b$ pour BB). De plus, la diminution du nombre de lobe accentue l'augmentation du ratio de saturation entre $x = 3$ et $15 D_b$, en accord avec la diminution de la température au centre du jet. Passé $15 D_b$, le ratio de saturation semble augmenter suivant la même pente, pour commencer à converger à partir de $30 D_b$. De fait, le panache devient saturé plus rapidement en vapeurs d'eau avec la diminution du nombre de lobes : à environ $x = 25 D_b$ pour la configuration M8BB, $x = 30 D_b$ pour M12BB et $x = 33 D_b$ pour les configurations M16BB et BB. Il est à relever que dans le cas de la configuration BB, malgré le retard de croissance, le ratio de saturation montre une plus forte croissance entre $x = 20$ et $30 D_b$ que dans le cas des configurations lobées. Ainsi, le ratio de saturation de la configuration BB dépasse celui de M16BB à environ $x = 33 D_b$, et M12BB à $x = 38 D_b$.

La Figure 4.28b montre l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température au centre du jet. Les résultats montrent également que la condensation de la vapeur d'eau est enclenchée plus rapidement (i.e. le seuil de température est plus élevé) lorsque le nombre de lobes diminue. La ligne de mélange franchit la courbe de pression de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide à une température d'environ 243.5 °K pour la configuration M16BB, 244.2 °K pour M12BB, et 245.2 °K pour M8BB. Ainsi, les *contrails* débuteraient leur formation légèrement plus rapidement lorsque le nombre de lobe diminue. Cependant, il est à relever que dans le cas de la configuration de référence, la ligne de mélange semble couper la courbe de pression de saturation liquide à la même température que la configuration M12BB.

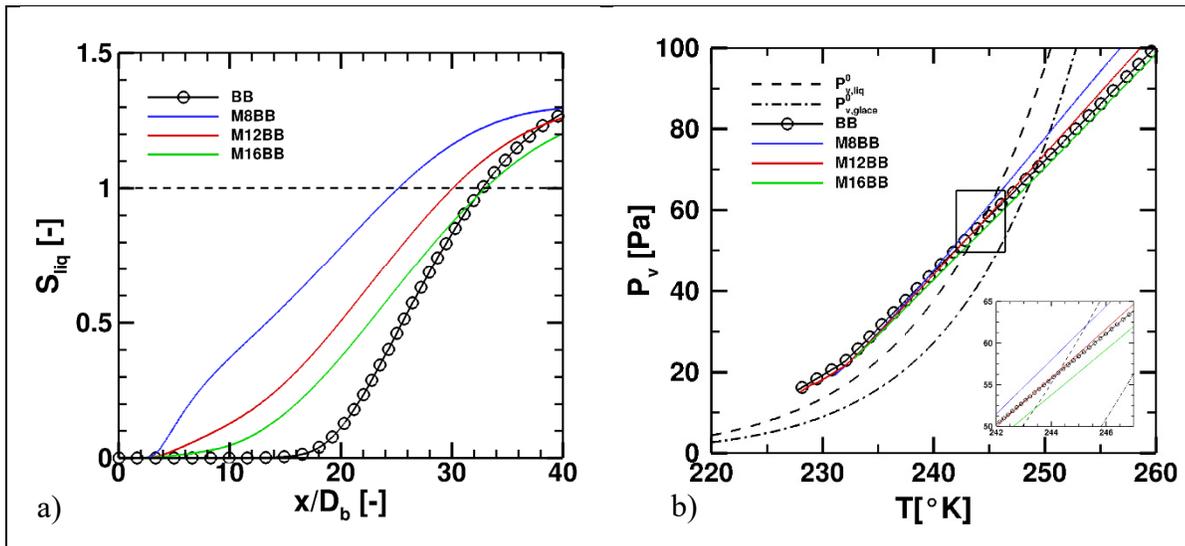


Figure 4.28 Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, au centre du jet

La Figure 4.29 compare les contours radiaux du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des différentes configurations étudiées. Les résultats montrent que le taux de saturation est d'abord atteint sur les bordures du jet, où la température est faible. Comme l'ont montré les résultats précédents, les mélangeurs lobés permettent une forte augmentation du ratio de saturation dans les 20 premiers diamètres par rapport à une tuyère traditionnelle. En raison de la déflexion du jet vers l'extérieur par les lobes, la zone saturée s'étend vers l'extérieur et la diminution du nombre de lobes provoque une zone saturée plus épaisse sur les bordures du jet. A $x = 10 D_b$, la zone saturée s'étend jusqu'à environ $r = 0.55 D_b$ pour la configuration M8BB, $r = 0.5 D_b$ pour M12BB, et $r = 0.45 D_b$ pour M16BB, contre $r = 0.4 D_b$ pour BB. A mesure que le jet se refroidit, le jet devient plus rapidement saturé en son centre à mesure que le nombre de lobes diminue, rejoignant les résultats précédents.

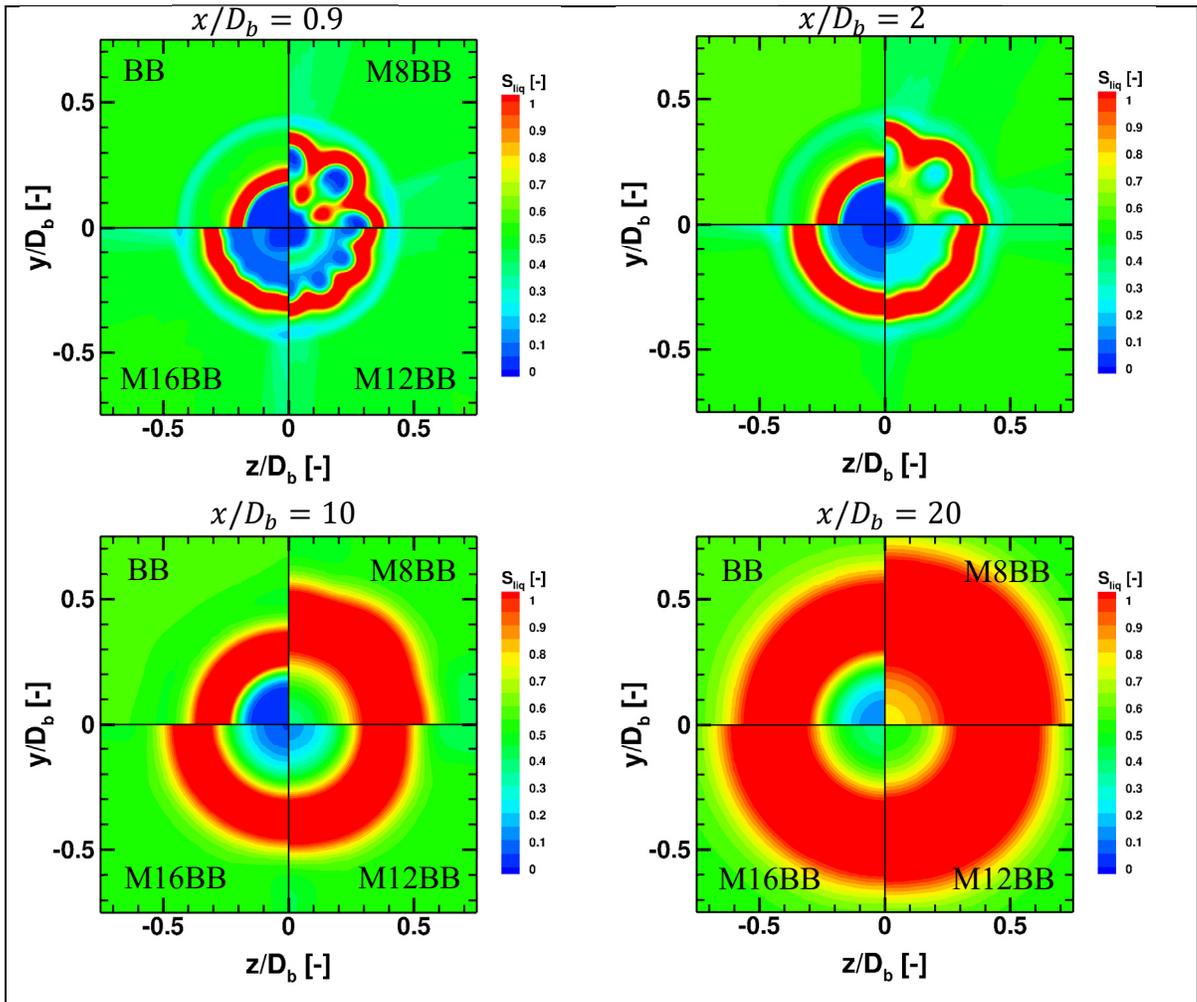


Figure 4.29 Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB, aux sections $x/D_b = 0.9 ; 2 ; 10 ; 20$

La Figure 4.30 compare l'évolution de la fraction de particules saturées dans le panache. L'augmentation drastique du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide avec un mélangeur lobé se reflète au travers de la fraction de particule saturées qui suit la même tendance. Les résultats montrent que l'entièreté des particules deviennent saturées au même instant où le centre du jet devient saturé en vapeurs d'eau, c'est-à-dire aux alentours de $x = 25 D_b$ pour la configuration M8BB, $x = 30 D_b$ pour M12BB, $x = 33 D_b$ pour M16BB et BB.

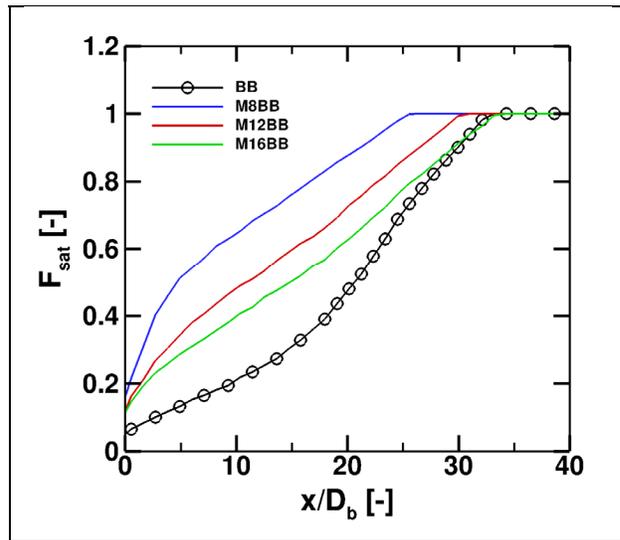


Figure 4.30 Évolution de la fraction de particules saturées dans le panache des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB

L'évolution du rayon moyen des cristaux de glace (Figure 4.31) suit également la même tendance avec une évolution plus rapide du rayon des cristaux de glace, accentuée par la diminution du nombre de lobes. En effet, les résultats montrent que la diminution du nombre de lobes provoque une croissance plus forte entre $x = 0$ et $30 D_b$. A $x = 30 D_b$, les écarts de rayons par rapport à la configuration de référence (150 nm) sont de +57% (235 nm) pour M8BB, +27% (190 nm) pour M12BB, et +6.5% (159 nm). Conformément à l'évolution du ratio de saturation au centre du jet, la configuration BB montre une plus forte croissance de rayon que les configurations lobées, entre $x = 20$ et $40 D_b$. De fait, le rayon des cristaux de BB devient plus important que M16BB à environ $x = 33 D_b$, et que M12BB à environ $x = 55 D_b$.

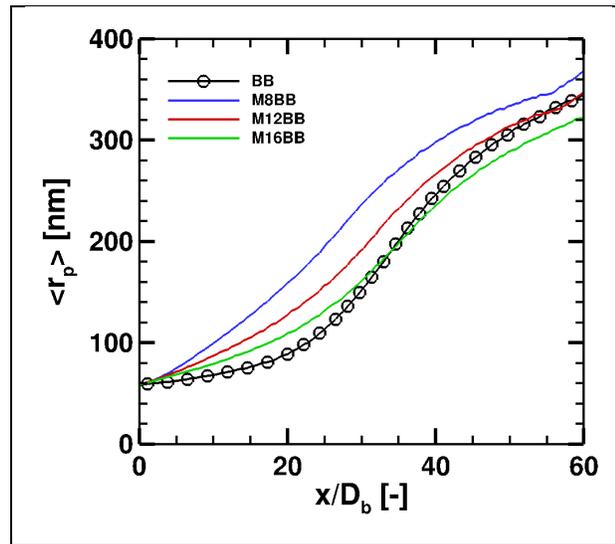


Figure 4.31 Évolution du rayon moyen des cristaux dans le panache pour les configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB

La Figure 4.32 représente la distribution spatiale des rayons des particules sur le domaine. La distribution des particules sur le plan axial illustre l'épaississement du panache dans le cas des mélangeurs lobés, en raison de la déflexion du jet par les lobes. Les résultats montrent les différences de croissance entre les configurations lobées, notamment sur les bordures, et au centre du jet où les cristaux commencent à croître à environ $x = 35 D_b$ pour la configuration BB, $x = 30 D_b$ pour M8BB, $x = 33 D_b$ pour M12BB et $x = 36 D_b$ pour M16BB. Visuellement, les sections radiales du jet montrent également que les rayons sont plus grands et en plus grande concentration sur les bordures ($x = 10$ et $20 D_b$) et au centre du jet ($x = 40 D_b$).

Enfin, la Figure 4.33 montre les fonctions de probabilité de distribution des rayons des cristaux dans le jet aux sections $x = 10, 30, 40$ et $60 D_b$. Les résultats soulignent le fort impact des mélangeurs lobés sur la distribution des rayons des cristaux. A $x = 10 D_b$, la configuration M8BB montre un pic secondaire de rayons compris entre 100 et 200 nm. Le pic secondaire est le résultat de la plus forte croissance sur les bordures du jet, tandis qu'au centre, les cristaux n'ont pas commencé leur croissance. Ainsi, à $x = 10 D_b$, 60% des cristaux sont compris entre 60 et 100 nm et 40% sont compris entre 100 et 200 nm pour la configuration M8BB (contre

72% et 28% pour M12BB, 80% et 20% pour M16BB, 90% et 10% pour BB). A $x = 30 D_b$, la croissance des cristaux provoque un décalage de la courbe de distribution des rayons. De fait, environ 80% des rayons de la configuration M8BB sont maintenant compris entre 100 et 300 nm (contre 76% pour M12BB, 70% pour M16BB, et 67% pour BB). A $x = 40 D_b$, la courbe de distribution des rayons de la configuration BB dépasse celle de M16BB (34% des rayons sont compris entre 100 et 200 nm pour M16BB, contre 27% pour BB). Cela rejoint le fait que le rayon moyen de la configuration BB devient supérieur à M16BB à environ $x = 33 D_b$. Enfin à $x = 60 D_b$, la distribution des rayons des configurations BB et M12BB sont sensiblement les mêmes (environ 60% des rayons sont compris entre 300 et 400 nm pour BB, contre 59% pour M12BB).

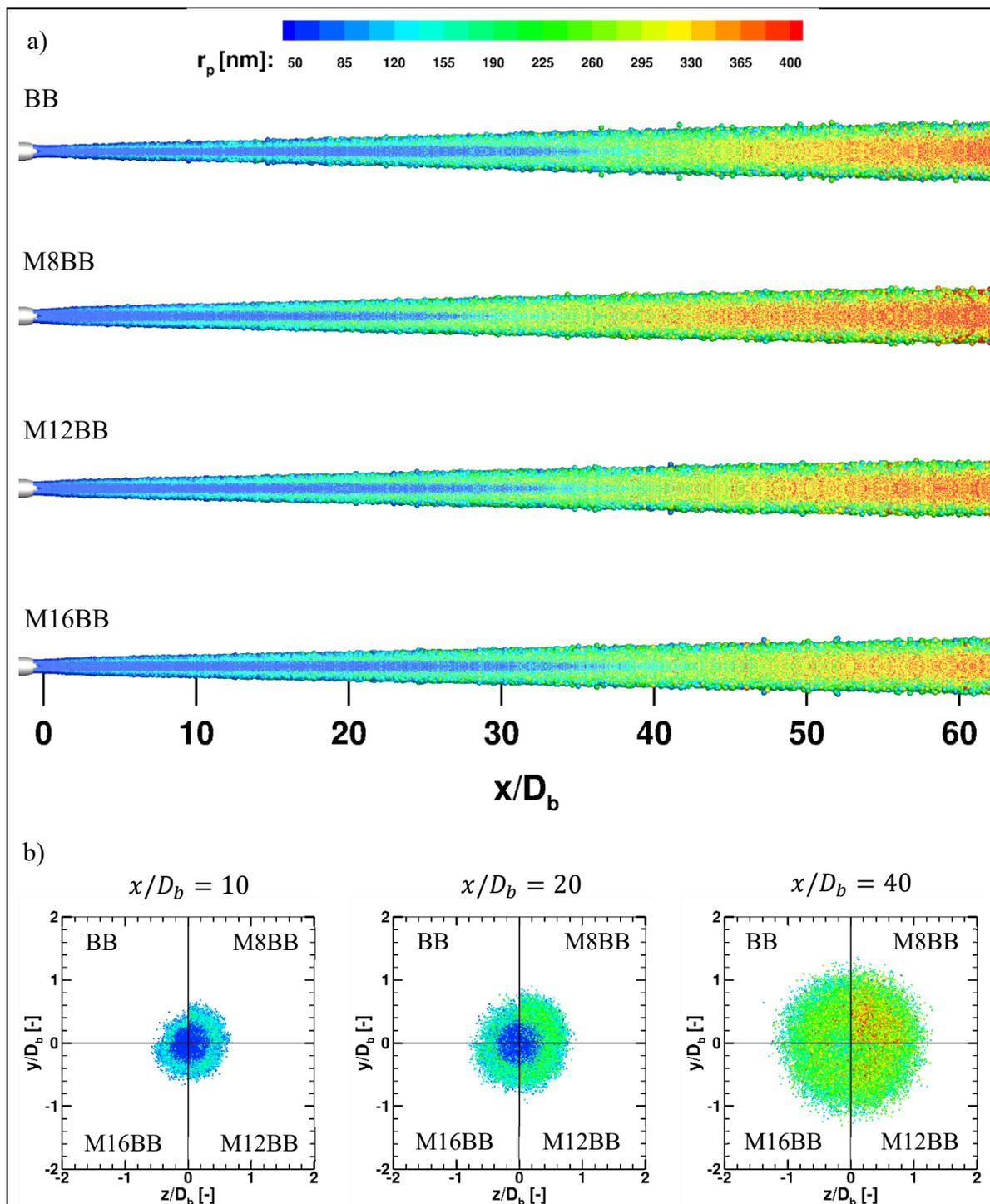


Figure 4.32 Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/D_b = 10, 20$ et 40 ; des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB

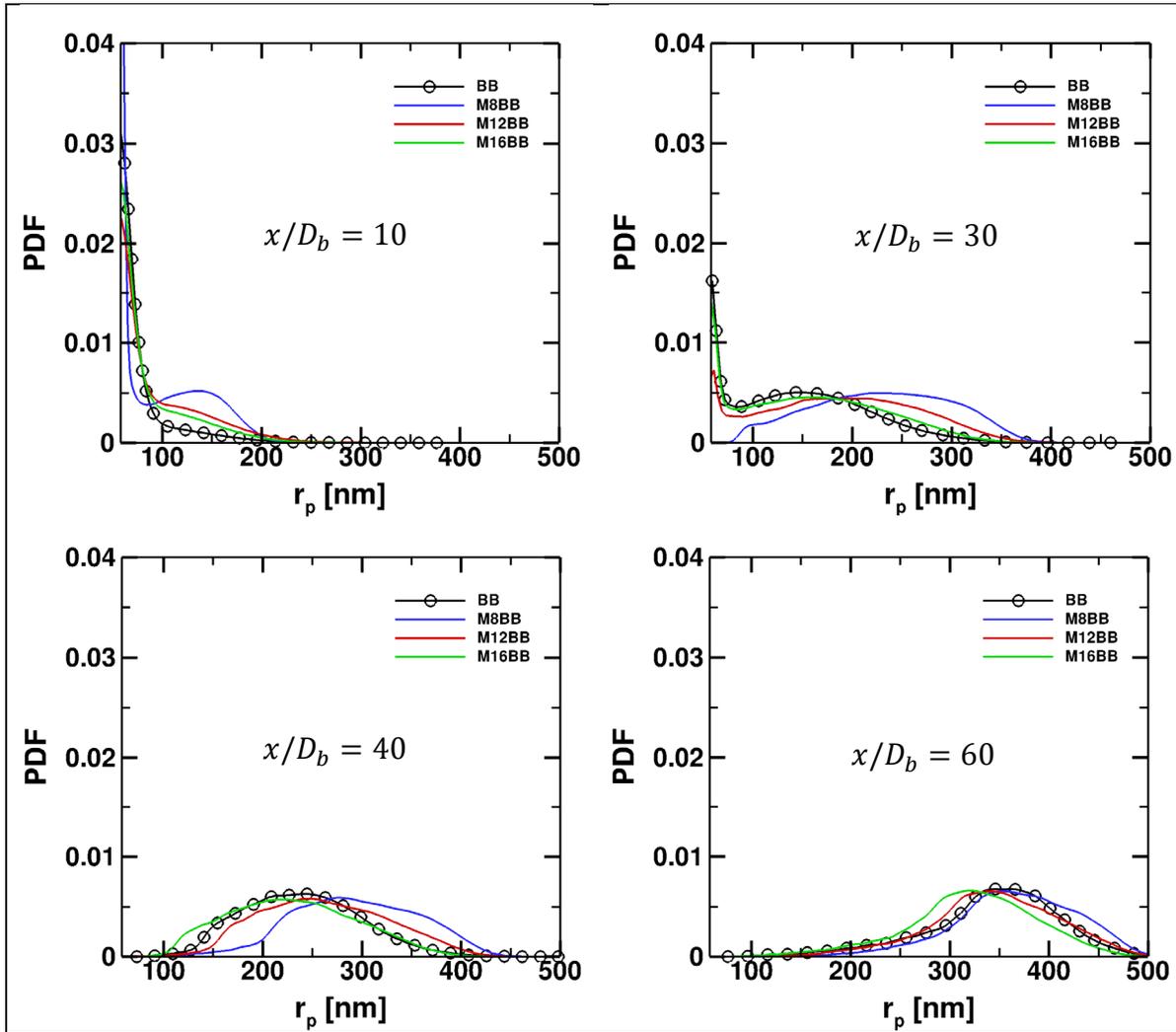


Figure 4.33 Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB aux sections $x/D_b = 10, 30, 40$ et 60

4.2.2 Effet de la hauteur des lobes

Cette étude compare une configuration de mélangeur lobés de 12 lobes, dont les hauteurs de lobes sont fixées à une hauteur de référence (M12BB – le premier ‘B’ correspond à la hauteur de lobe externe du lobe, et le second ‘B’, à la hauteur interne du lobe), avec 4 autres configurations de 12 lobes avec des hauteurs variables (M12BH, M12BL, M12HB et M12LB). Pour rappel, la lettre ‘H’ correspond à une hauteur plus haute que la hauteur de référence (*Higher*) et la lettre ‘L’ correspond à une hauteur plus petite que la référence (*Lower*).

4.2.2.1 Propriétés aérodynamiques

La Figure 4.34 compare les contours de vorticité axiale, ω_x , des configurations M12BH, M12HB, M12LB et M12BL. Les contours montrent que la hauteur des CRVPs générées par les mélangeurs est proportionnelle à la hauteur des lobes. Les résultats montrent également que la vorticité des CRVPs semble persister légèrement plus longtemps dans le jet lorsque la hauteur externe des lobes augmente (M12HB), et lorsque la hauteur interne diminue (M12BL). En effet, à $x = 2 D_b$, la vorticité des configurations M12BH et M12LB semble se dissiper, tandis que la vorticité des configurations M12HB et M12BL est légèrement plus importante. Ainsi les configurations M12HB et M12BL prodiguent un mélange plus intense.

Les contours de vorticité normale, ω_n (Figure 4.35 et Figure 4.36), montrent une augmentation de la vorticité normale dans les CRVPs lorsque la hauteur externe des lobes augmente. Tandis que lorsque la hauteur interne des lobes augmente, la vorticité normale augmente entre les lobes, due au décollement de l'écoulement. Les résultats montrent également que les CRVPs se détachent plus rapidement de la structure principale lorsque la hauteur externe augmente et lorsque la hauteur interne diminue.

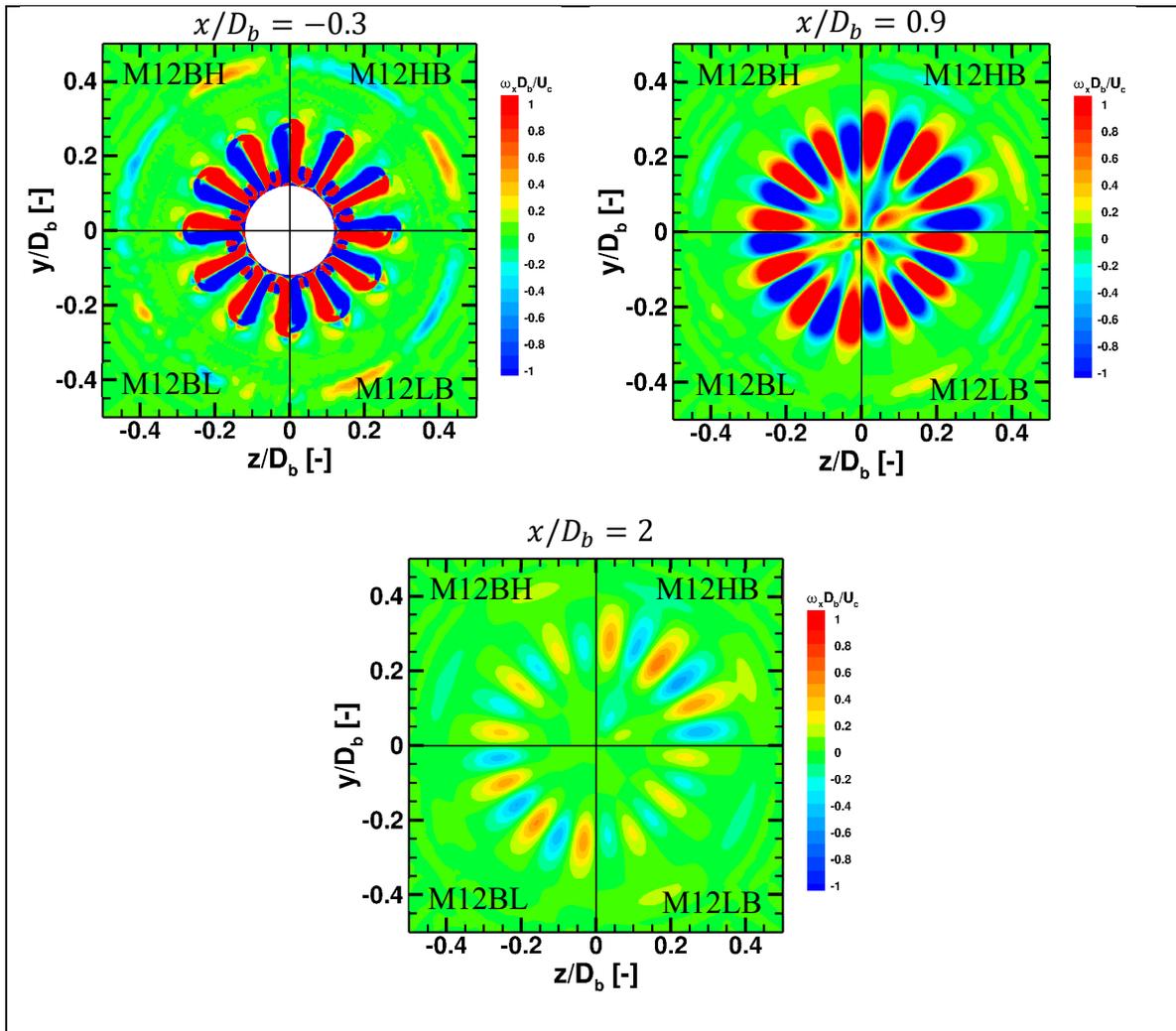


Figure 4.34 Contours radiaux de la vorticité axiale des configurations M12BH, M12HB, M12LB et M12BL, aux sections $x/D_b = -0.3, 0.9$ et 2

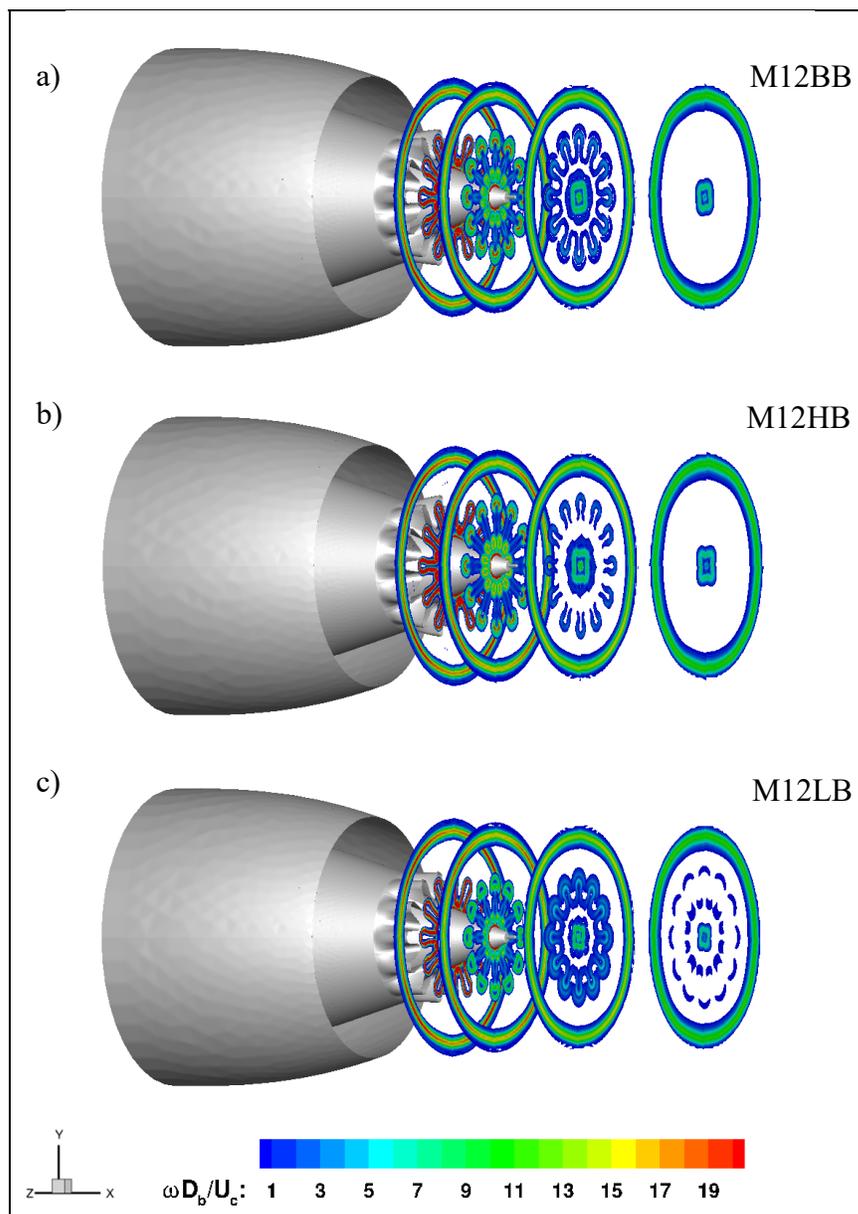


Figure 4.35 Comparaison des contours radiaux de la vorticité des configurations a) M12BB, b) M12HB, et c) M12LB, relevés à $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 et 0.9

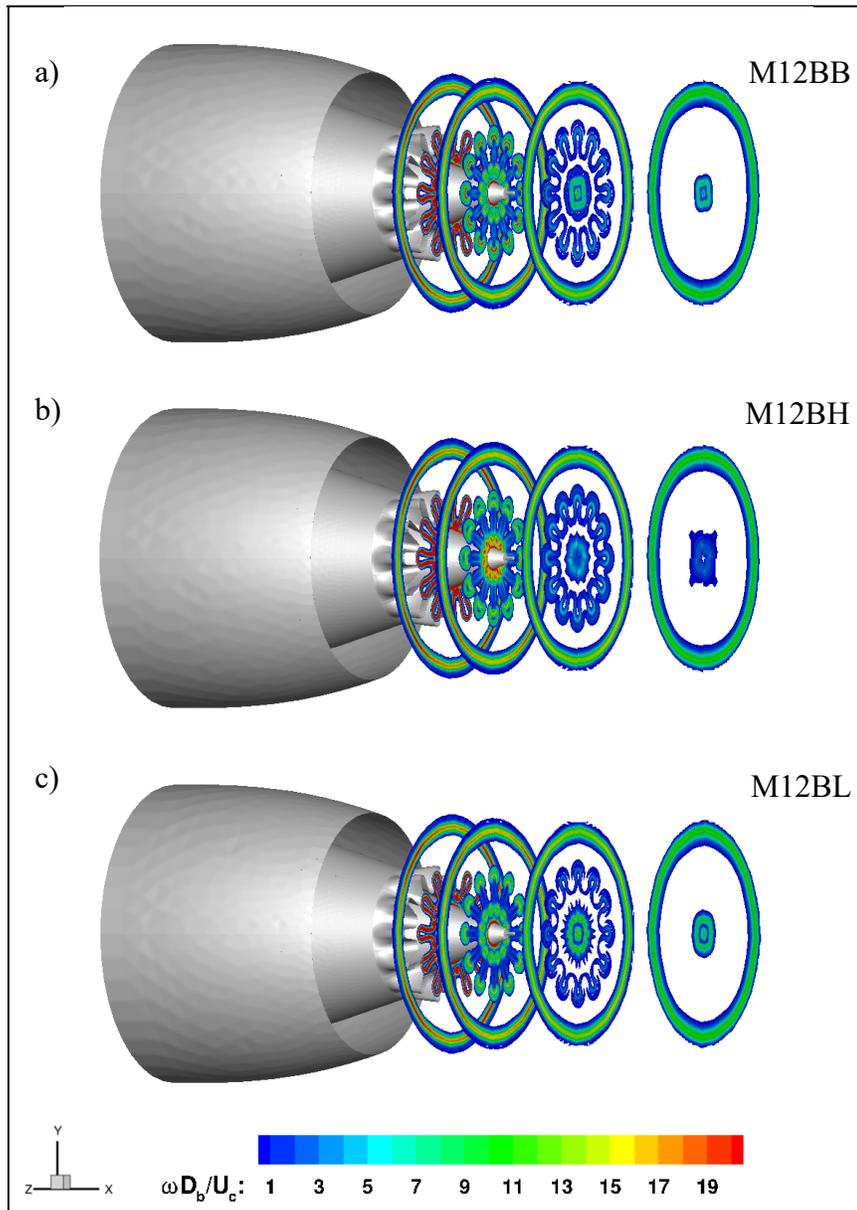


Figure 4.36 Comparaison des contours radiaux de la vorticité normale des configurations a) M12BB, b) M12BH, et c) M12BL, relevés à $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 et 0.9

La Figure 4.37 compare l'évolution de la température au centre du jet. Les différences de mélange du panache entre les configurations impactent directement la température de celui-ci du fait d'un transfert de chaleur qui varie selon la hauteur interne ou externe du lobe. Les résultats montrent que la variation de la hauteur interne du lobe semble avoir le plus grand impact sur la température au centre du jet entre $x = 0$ et $20 D_b$, avec des différences allant jusqu'à -33% (M12BH) et +16% (M12BL) à $x = 2 D_b$, par rapport à la configuration de référence (M12BB). La variation de la hauteur externe, quant-à-elle, semble avoir un impact moins conséquent et plus tardif sur la température au centre du jet, avec des différences de +7% (M12HB) et -6.3% (M12LB) à $x = 5 D_b$, par rapport à la référence. A partir de $x = 20 D_b$, les profils de température convergent tous vers une température d'équilibre d'environ 250 K ($T = 0.4 T_c$).

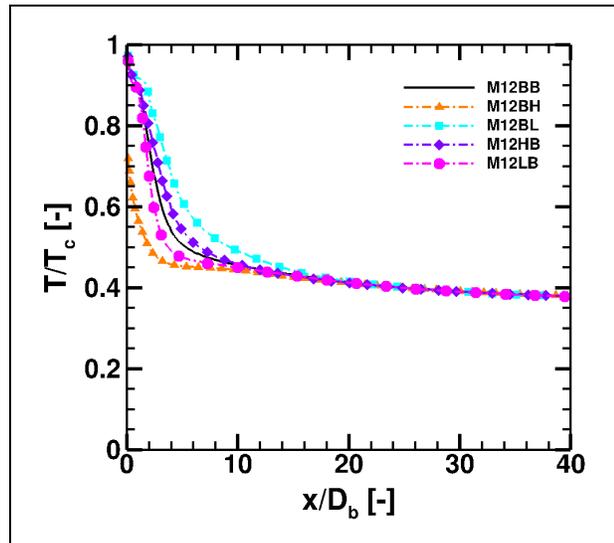


Figure 4.37 Évolution du profil de température au centre du jet des configurations M12BH, M12BL, M12HB et M12LB

Les Figure 4.38 et Figure 4.39 comparent respectivement les contours axiaux et radiaux de la température du jet. Dans le cas de la hauteur externe (M12HB vs M12LB) les contours axiaux sont relevés à la crête du lobe, tandis que dans le cas de la hauteur interne (M12BH vs M12BL), les contours axiaux sont relevés dans le creux du lobe. Les résultats montrent que lorsque la hauteur externe augmente, la température semble se dissiper plus rapidement sur les bordures

du jet. Cela rejoint les résultats de vorticité qui ont montré que les CRVPs prodiguent un mélange plus intense, et donc un transfert de chaleur accéléré, lorsque la hauteur externe des lobes augmente. En accord avec l'évolution des profils de température au centre du jet (Figure 4.37), la diminution de de la hauteur externe provoque également la diminution de la température au centre du jet (à $x = 5 D_b$, la température au centre du jet est d'environ $0.6 T_c$ pour M12BH, contre environ $0.5 T_c$ pour M12BL). A l'inverse l'augmentation de la hauteur interne du jet permet une meilleure pénétration du *bypass* dans le *core*, et permet ainsi une diminution plus rapide de la température au centre du jet (à $x = 5 D_b$, la température au centre du jet est d'environ $0.6 T_c$ pour M12BL, contre environ $0.45 T_c$ pour M12BH).

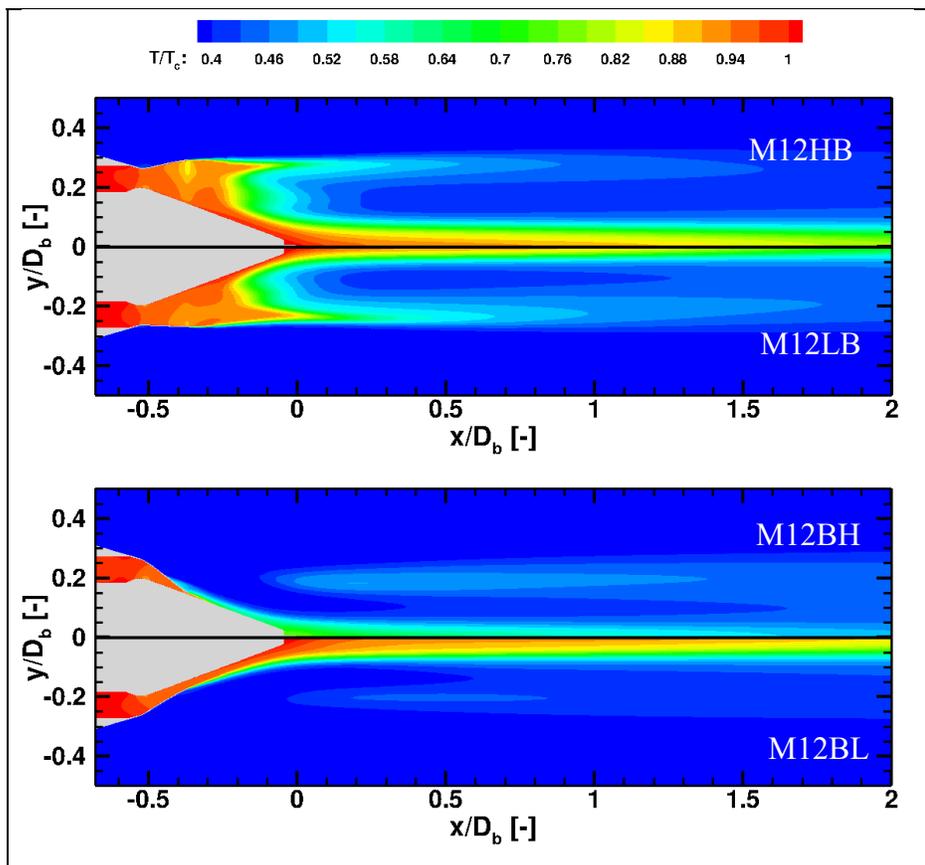


Figure 4.38 Contours axiaux de température des configurations M12HB vs M12LB (section à la crête du lobe) et M12BH vs M12BL (section au creux du lobe)

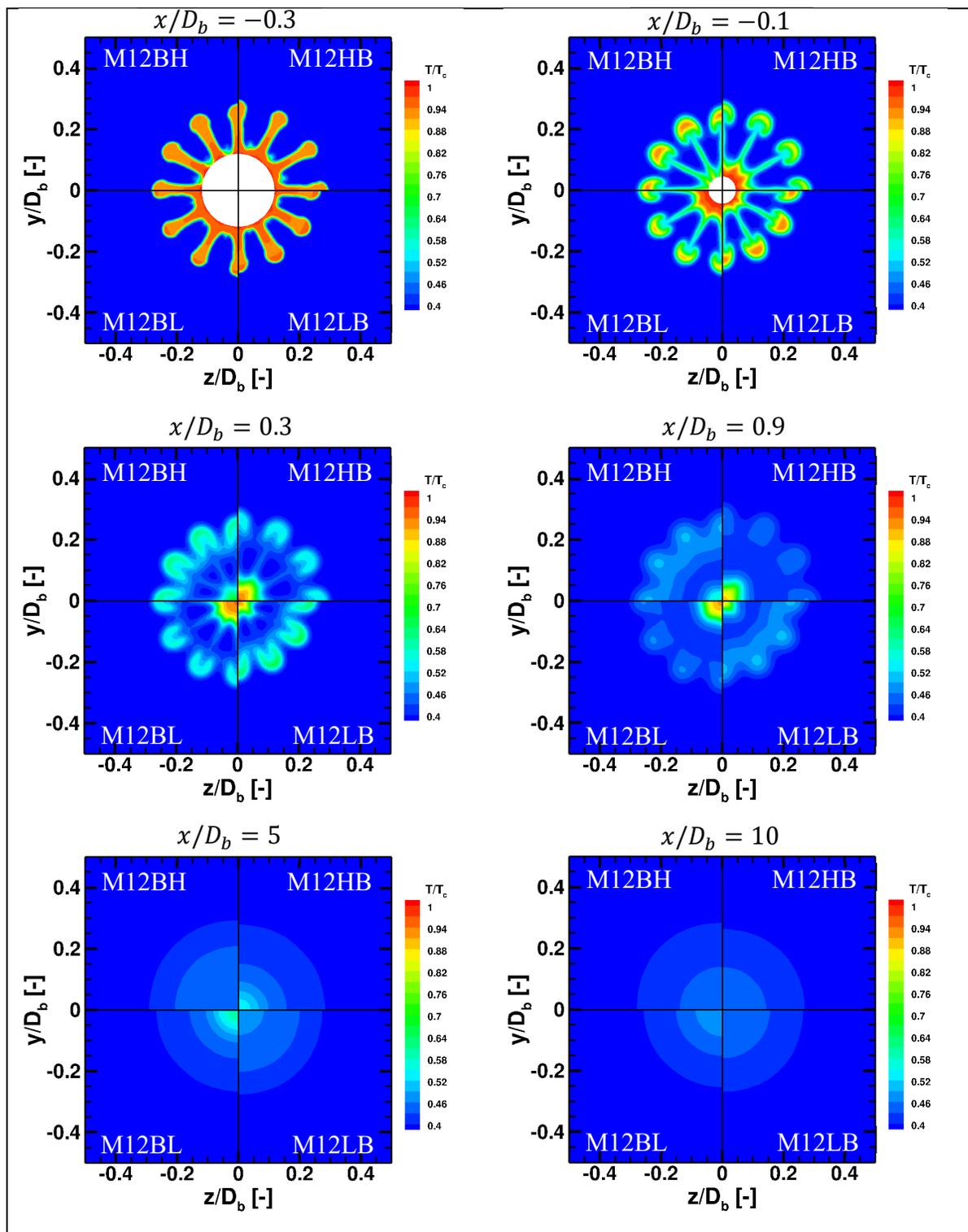


Figure 4.39 Contours radiaux de la température des configurations M12BH, M12HB, M12LB et M12BL, aux sections $x/D_b = -0.3$; -0.1 ; 0.3 ; 0.9 ; 5 ; 10

4.2.2.2 Propriétés microphysiques

L'évolution du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide au centre du jet (Figure 4.40a) montre la même tendance que les résultats de température. La température au centre du jet diminuant plus rapidement dans le cas des configurations M12BH et M12LB, le ratio de saturation augmente plus rapidement que les autres configurations sur les 10 premiers diamètres. Tandis que dans le cas des configurations M12HB et M12BL, le ratio de saturation montre une augmentation plus tardive, dépassant celui de la configuration de référence à $x = 12 D_b$ et $x = 20 D_b$, respectivement. Le taux de saturation est atteint à $x = 28.5 D_b$ pour la configuration M12LB, $x = 29 D_b$ pour M12BL, $x = 29.5 D_b$ pour M12HB ainsi qu'à environ $x = 30 D_b$ pour les configurations M12BH et M12BB. La Figure 4.40b, qui compare l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température au centre du jet, montre également que la condensation de la vapeur d'eau est enclenchée légèrement plus rapidement lorsque la hauteur interne et externe diminue. La ligne de mélange franchie la courbe de pression de saturation liquide à une température d'environ 244.8 K pour les configurations M12BL et M12LB, contre environ 244.2 K pour M12HB, M12BH et M12BB.

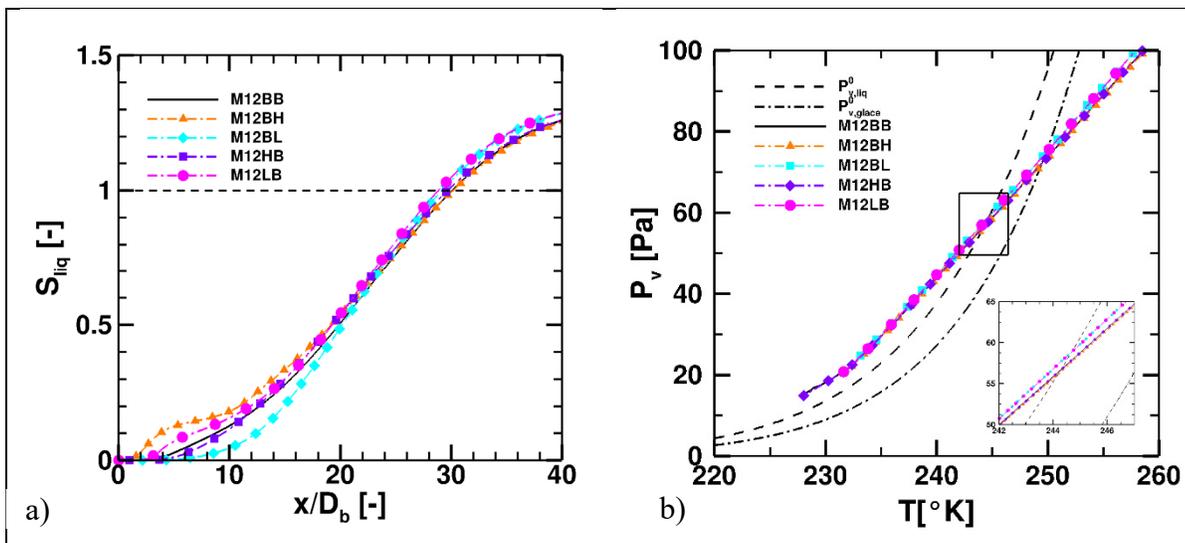


Figure 4.40 Évolution a) du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide ; et b) de la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température ; des configurations M12BB, M12HB, M12LB, M12BH et M12BL, au centre du jet

La Figure 4.41 compare les contours radiaux du ratio de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide à différentes sections du jet. Les résultats montrent que le taux de saturation est d'abord atteint sur les bordures du jet, où la température est faible. Les résultats précédents ont montré qu'en raison de CRVPs plus grands, la température sur les bordures du jet se dissipait plus rapidement lorsque la hauteur externe augmentait et la hauteur interne diminuait. De fait les sections $x = 0.9 D_b$ et $x = 2 D_b$ montrent que le ratio de saturation augmente plus rapidement pour les configurations M12HB et M12BL que les configurations M12LB et M12BH. Également, les contours montrent que la zone saturée en vapeur d'eau semble s'uniformiser entre les configurations aux alentours de $x = 20 D_b$.

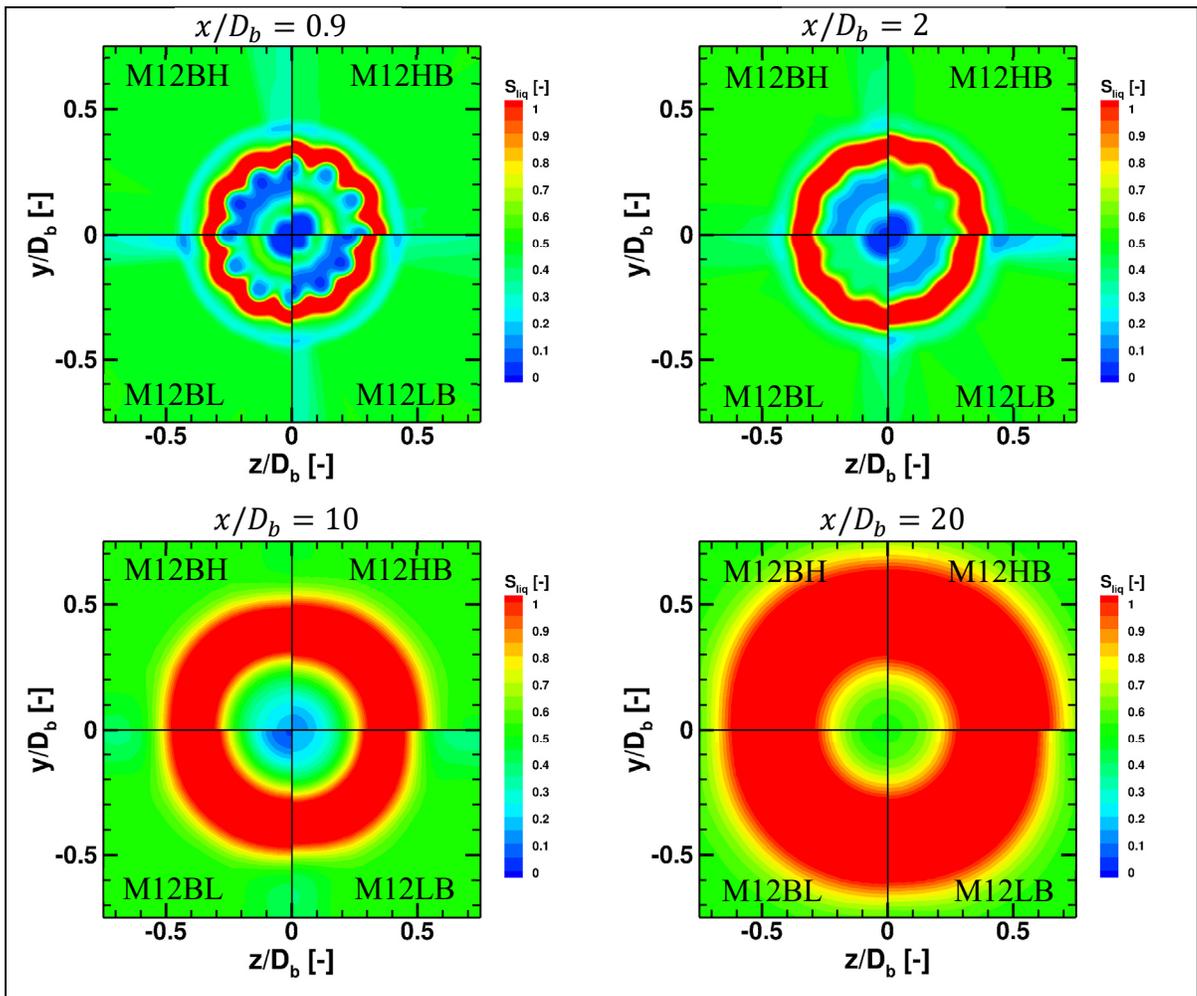


Figure 4.41 Contours radiaux du ratio de saturation de vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide des configurations M12HB, M12LB, M12BH et M12BL, aux sections $x/D_b = 0.3 ; 0.9 ; 2 ; 5 ; 10 ; 20$

La Figure 4.42 montre l'évolution de la fraction de particules saturées dans le panache. Les résultats montrent que la fraction de particules saturées augmente plus rapidement dans les 10 premiers diamètres pour les configurations M12HB et M12BL. Suivant la même tendance que l'évolution du ratio de saturation liquide (Figure 4.40a), l'entièreté des particules deviennent saturées au moment où le taux de saturation est atteint au centre du jet. Ainsi à $x = 28.5 D_b$ pour la configuration M12LB, $x = 29 D_b$ pour M12BL, $x = 29.5 D_b$ pour M12HB ainsi qu'à environ $x = 30 D_b$ pour les configurations M12BH et M12BB.

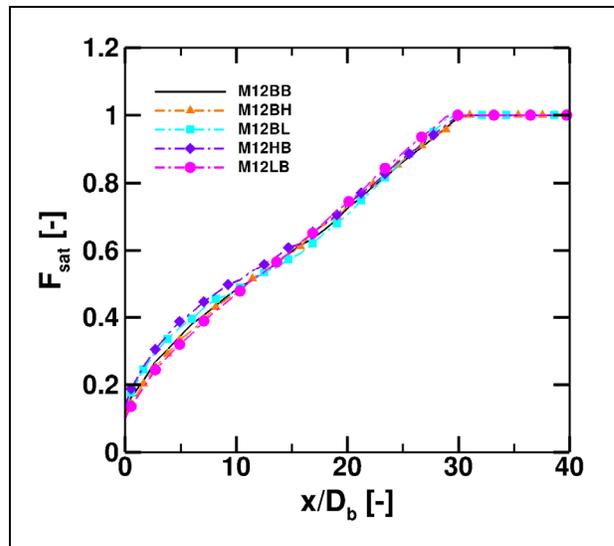


Figure 4.42 Évolution de la fraction de particules saturées dans le jet des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB

La Figure 4.43 montre l'évolution du rayon moyen des cristaux de glace dans le panache. En accord avec les faibles écarts du ratio de saturation entre les configurations étudiées, la croissance des cristaux de glace n'est que très peu impactée par la variation de la hauteur des lobes du mélangeur. L'évolution du rayon moyen montre des écarts maximums entre 2 et 4% dans les 10 premiers diamètres par rapport à la configuration de référence (M12BB), ce qui ne représente pas une différence significative à l'échelle des *contrails*. L'évolution du rayon moyen de la configuration M12BB est plus amplement détaillée dans la partie précédente.

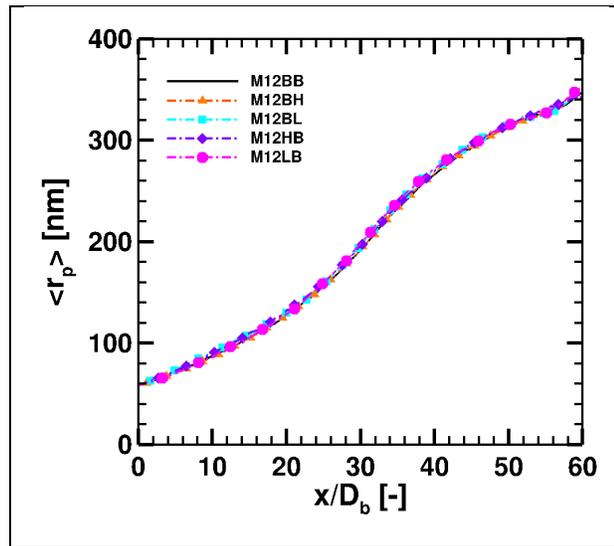


Figure 4.43 Évolution du rayon moyen des cristaux de glace dans le panache des configurations BB, M8BB, M12BB et M16BB

La Figure 4.44 représente la distribution spatiale des rayons des particules sur le domaine. Les faibles écarts de rayons ne permettent pas de distinguer de différences notables sur la distribution spatiale des cristaux dans le panache.

Également, les fonctions de probabilité de distribution des rayons des cristaux dans le jet (Figure 4.45), montrent que la distribution des rayons des configurations M12HB, M12LB, M12BH et M12BL est sensiblement la même que la configuration M12BB. Pour une analyse en détail de la distribution des rayons de la configuration M12BB, le lecteur est invité à revenir à la partie précédente.

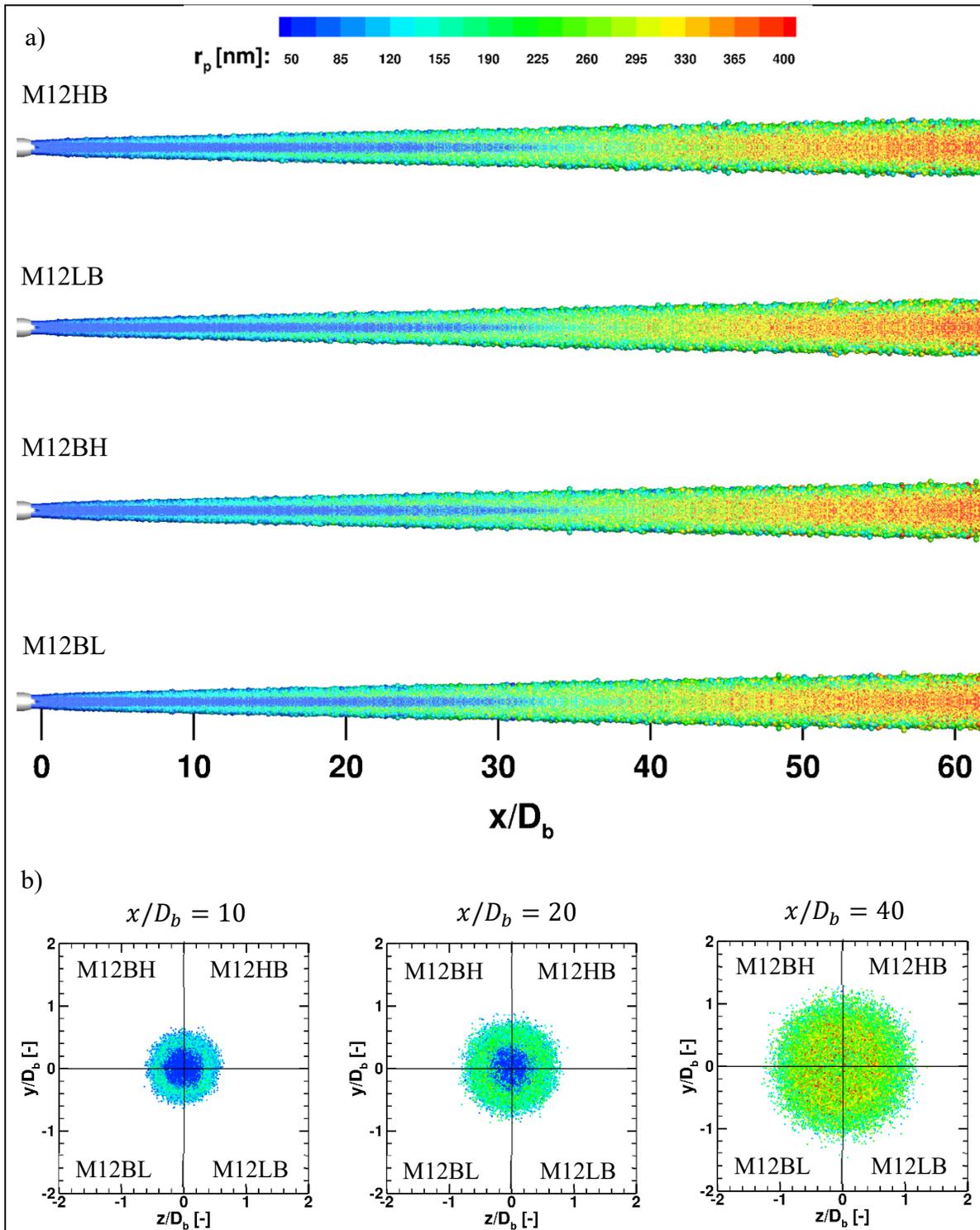


Figure 4.44 Distribution spatiale des rayons des particules sur le plan a) axial et b) transversal aux sections $x/D_b = 10, 20$ et 40 ; des configurations M12HB, M12BL, M12BH et M12BL

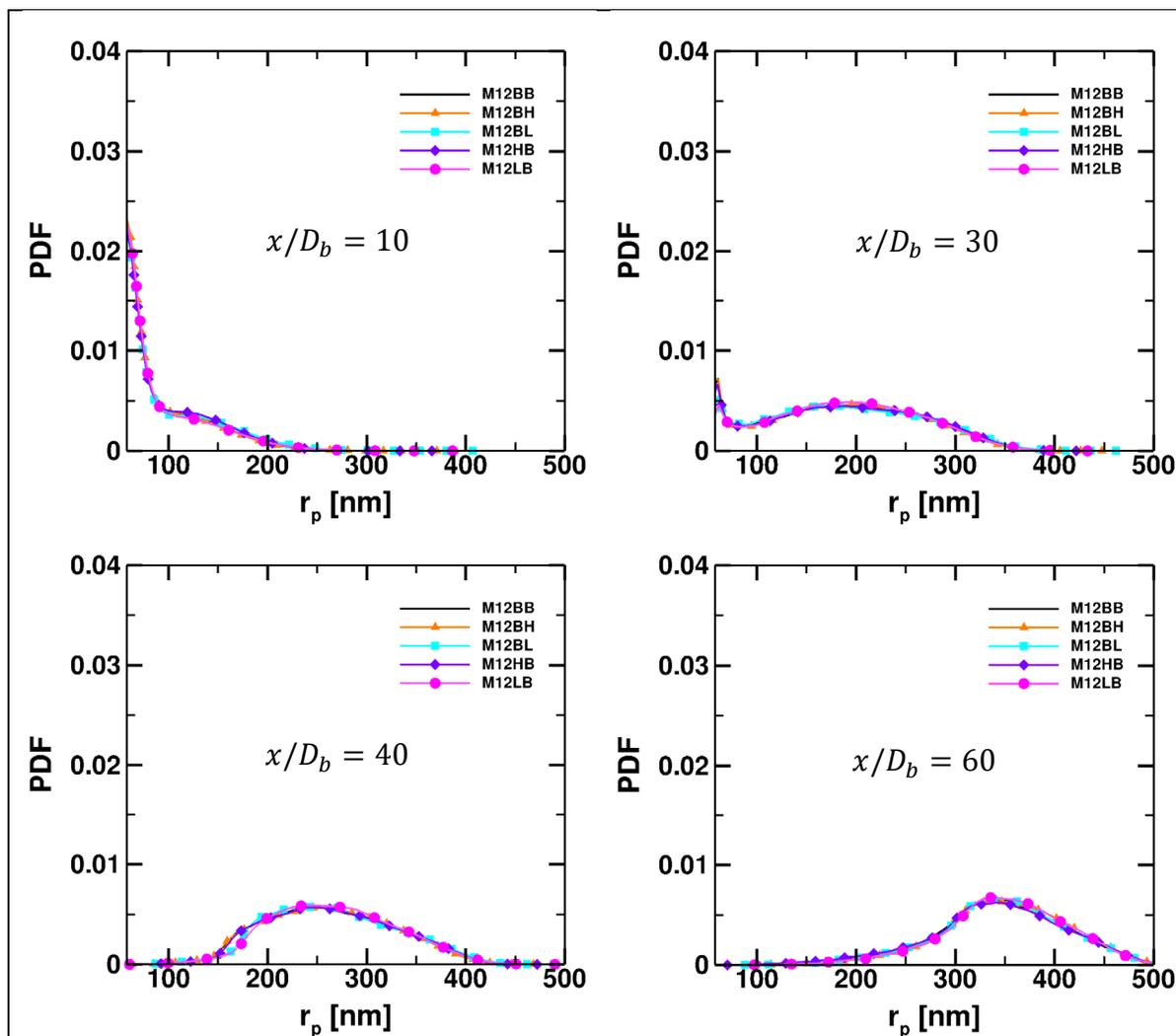


Figure 4.45 Fonctions de probabilité de distribution des rayons des particules des configurations M12BB, M12HB, M12BL, M12BH et M12LB, aux sections $x/D_b = 10, 30, 40$ et 60

4.2.3 Synthèse de l'étude paramétrique portant sur l'influence des mélangeurs lobés sur la formation des traînées de condensation

Cette section avait pour but d'étudier l'influence du nombre de lobes ainsi que leur hauteur par rapport à l'écoulement sur formation des *contrails*. En premier lieu, l'étude avait pour but de comparer une géométrie de référence sans mélangeur lobés avec 3 configurations de mélangeurs avec un nombre variable de lobes (8, 12 et 16). Puis, en second lieu, l'étude comparait une géométrie de mélangeur de 12 lobes avec 2 configurations où la hauteur de lobe interne variait (une supérieure et une inférieure à la hauteur de référence) et 2 autres pour la hauteur de lobe externe.

Suivant la même démarche que l'étude précédente, les résultats ont montré que les lobes généraient des paires de tourbillons contrarotatifs à grande échelle dans la couche de mélange interne, améliorant de manière conséquente le mélange du panache. Le transfert de chaleur associé à ce mélange intense permet alors une diminution drastique de la température du panache, avec un écart moyen avoisinant les -40% par rapport à une tuyère classique. La variation du nombre de lobes a montré que cet effet était amplifié avec la diminution du nombre de lobes – ce qui est dû à une vorticité plus importante dans la zone de mélange. La température étant largement réduite, le taux de saturation de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide était donc atteint plus rapidement avec un mélangeur lobé ($x = 26 D_b$ pour la configuration à 8 lobes contre $x = 33 D_b$ pour la configuration de référence). Ainsi, les cristaux commencent leur croissance plus tôt et leur rayon moyen est de fait plus important dans les 40 premiers diamètres le long du jet – avec des écarts maximums avoisinant les +60% par rapport à la géométrie de référence. Cependant, malgré une forte croissance dans les premiers instants, les écarts entre les configurations lobées et la référence se réduisent progressivement avec la distance.

Concernant la variation de la hauteur des lobes, les résultats ont montré que la variation de la hauteur interne avait le plus grand impact sur la température au centre du jet dans les 20 premiers diamètres – avec des écarts allant jusqu'à +33% et +16% par rapport à la hauteur interne de référence. Tandis que la variation de la hauteur externe engendrait des écarts plus

minimes (jusqu'à 10%). Cependant, ces effets très locaux se sont rapidement estompés pour rejoindre la même évolution que la configuration de référence. De fait, aucune différence significative n'est à relever – aussi bien sur le rayon moyen des particules (écarts moyens d'environ 2%) ou sur la distribution spatiale de celles-ci.

Ainsi, cette étude paramétrique a montré le fort impact des mélangeurs lobés sur la dynamique de mélange du jet et les conséquences sur les propriétés microphysiques des *contrails*. Les résultats aérothermodynamiques et microphysiques ont montré une sensibilité plus forte par rapport à la variation du nombre de lobes que par rapport à la variation la hauteur de lobes. Il est cependant important de prendre en considération le design simplifié des mélangeurs lobés pour cette étude. En raison du gain de poussée significatif que peuvent prodiguer les mélangeurs lobés, peu de travaux académiques concernant leur design sont libres d'accès – puisque ces informations sont gardées confidentielles par les entreprises. Il faut également garder à l'esprit que le LEAP-1A n'a pas été initialement conçu avec un mélangeur lobé sur sa tuyère primaire. De fait, le but de cette étude est de seulement réaliser une étude de sensibilité des paramètres géométriques d'un mélangeur simplifié sur les propriétés de formation des traînées de condensation.

4.3 Comparaison avec des données expérimentales

Comme introduit dans le premier chapitre, le taux de dilution, N , est une grandeur physique permettant d'évaluer la dispersion des produits de combustion du panache dans l'atmosphère. Mesuré par un scalaire passif, cette grandeur permet de donner une indication de l'état du mélange en fonction de l'âge du panache. Afin de s'assurer de la qualité du modèle numérique, le taux de dilution obtenu numériquement est comparé avec l'interpolation de (Schumann et al., 1998) basée sur des données expérimentales.

Dans un premier temps, la Figure 4.46 montre l'évolution du taux de dilution des configurations avec chevrons en fonction de l'âge du panache. La Figure 4.46a compare la configuration de référence (BB) avec les configurations permettant d'évaluer l'impact du

nombre de chevrons et de leur position sur les trainées de condensation, à savoir, sur le *bypass* (BC12, BC16 et BC24) et sur le *core* (C8B, C12B et C16B). Les résultats montrent une bonne concordance du taux de dilution obtenus numériquement avec l'interpolation des données en vol. L'ajout de chevrons tend à très légèrement augmenter le taux de dilution par rapport à BB dans les premiers instants du panache. En accord avec les résultats de la première partie, aucune différence significative n'est à relever entre les configurations de chevrons sur le *bypass*. Les résultats indiquent que l'augmentation du nombre de chevrons sur le *core* engendre une légère augmentation du taux de dilution pour les configurations de 12 et 16 chevrons, contre une diminution plus marquée pour 8 chevrons.

La Figure 4.46b, quant à elle, compare les configurations permettant d'étudier la variation de l'angle de pénétration sur les propriétés des *contrails* (C12B, C12BP3, C12BP5 et C12BP10). Les résultats montrent que le taux de dilution augmente significativement avec l'augmentation de l'angle de pénétration, notamment pour un angle de 10° , prodiguant un meilleur mélange.

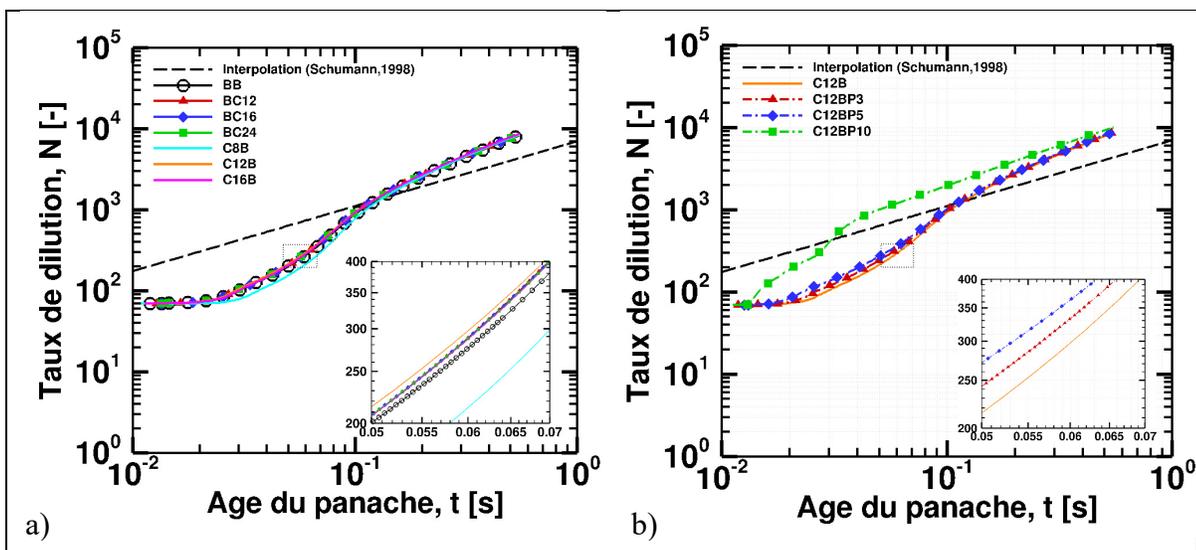


Figure 4.46 Comparaison du taux de dilution avec les données de vol interpolées (Schumann, 1998) pour les configurations de tuyères chevronnées selon a) le nombre et la position des chevrons et b) l'angle de pénétration des chevrons

Enfin, la Figure 4.47 compare les configurations de mélangeurs lobés avec la géométrie de référence et l'interpolation de (Schumann, 1998). Les résultats montrent que l'ajout de lobes

sur la tuyère primaire prodigue un bien meilleur taux de dilution dès les premiers instants du panache. Celui-ci tend à augmenter avec la réduction du nombre de lobes (M8BB, M12BB et M16BB). La variation des hauteurs de lobes (M12HB, M12LB, M12BH et M12BL) impacte également le taux de dilution. En effet, il est à relever qu'une augmentation de la hauteur interne (M12BH) du lobe provoque une augmentation du taux de dilution dans les premiers centièmes de seconde après l'éjection. A l'inverse, la diminution de la hauteur interne du lobe (M12BL) engendre une diminution de celui-ci. Enfin, la variation de la hauteur externe du lobe (M12HB et M12LB) n'influe que très peu sur le taux de dilution par rapport à la configuration de référence (M12BB).

En conclusion, le taux de dilution numérique est en accord avec les données expérimentales de l'interpolation de (Schumann, 1998) pour toutes les configurations étudiées, confirmant alors la fiabilité des résultats et du modèle numérique.

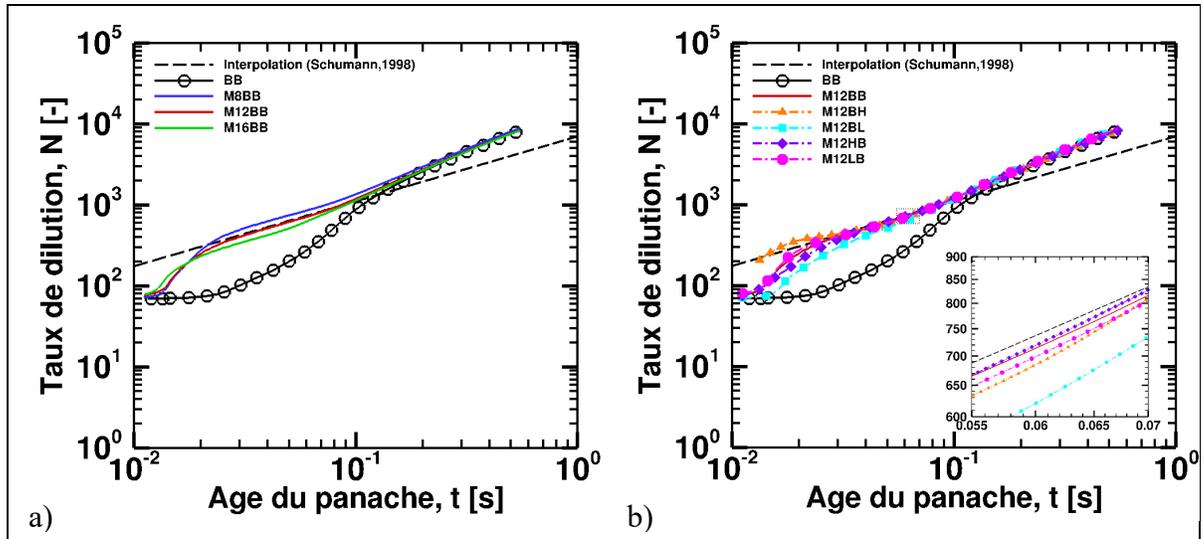


Figure 4.47 Comparaison du taux de dilution avec les données de vol interpolées (Schumann, 1998) pour les configurations de mélangeurs selon a) le nombre et b) la hauteur de lobes

CONCLUSION

Les trainées de condensation, ou *contrails*, représentent une part importante du forçage radiatif dû à l'aviation civile. À travers la revue de littérature, les différents processus microphysiques, dynamiques et thermodynamiques sous-jacents à la formation de contrails dans le sillage des avions, ont été explorés. Cette revue a permis de mettre en évidence les processus de formation des cristaux de glace par la nucléation hétérogène de particules de suie et de vapeurs d'eau issues de la combustion des moteurs. De plus, nous avons identifié l'influence déterminante des conditions atmosphériques, des paramètres de sortie des turboréacteurs, et du mélange des jets sur les propriétés des trainées de condensation.

Ce mémoire avait pour but de renforcer ces connaissances en étudiant notamment l'impact que des différentes géométries de tuyère utilisées dans l'industrie qui peuvent influencer significativement le mélange des jets. Deux études paramétriques ont alors été menées pour quantifier l'impact de la géométrie des chevrons (position, nombre et angle de pénétration) et des mélangeurs lobés (nombre et hauteur des lobes) sur les propriétés aérothermodynamiques du panache (vorticité, température) ainsi que les propriétés microphysiques des contrails (rayon et distribution des cristaux). Pour ce faire, des simulations numériques ont été réalisées à l'aide du logiciel STAR-CCM+ en utilisant la méthode de décomposition de Reynolds moyennée instationnaire (URANS) avec un modèle de turbulence k- ϵ Realizable modifié. Les cristaux formés sont suivis par une approche Lagrangienne et leur croissance est calculée selon le modèle de Fukuta & Walter.

Dans la première partie de cette étude, les résultats ont montré le faible impact des chevrons sur les propriétés microphysiques des contrails. Les chevrons sur le bypass – configuration la plus courante – n'ont aucun impact sur le mélange interne du panache et donc sur la formation des cristaux. Les chevrons sur le *core* ont quant-à-eux montré un impact légèrement plus important lorsque l'angle de pénétration augmentait. Cependant, malgré un effet notable sur la dynamique de mélange, les variations de la taille des cristaux formés restent minimales (+2% en moyenne) par rapport à une tuyère classique. De fait, les perturbations liées à l'ajout de

chevrons sur les tuyères des moteurs ne sont pas suffisamment importantes pour noter un réel impact sur la formation des *contrails*.

Dans la seconde partie, la taille des vortex générées par la présence des mélangeurs lobés ont eu, quant-à-eux, un très fort impact sur le mélange et la diffusion de la température du jet. Les résultats ont montré que la croissance des cristaux était significativement plus rapide (+30% en moyenne) dans le cas d'une configuration avec lobes dans les premiers instants du jet. L'étude paramétrique a montré que l'impact sur le mélange diminuait lorsque le nombre de lobes augmentait. La variation de la hauteur des lobes a montré un faible impact sur les propriétés microphysiques des *contrails*. La variation de la hauteur interne s'est montré avoir le plus d'impact sur le mélange et la température du jet dans les 20 premiers diamètres, avec des écarts de température allant jusqu'à -33% lorsque la hauteur interne augmentait et +16% lorsqu'elle diminuait. Cependant, malgré leur fort impact sur les propriétés aérodynamiques dans les premiers instants, les effets sur le mélange causé par la variation de la hauteur des lobes se sont rapidement dissipés pour rejoindre l'évolution de la configuration de référence. De fait, la variation de la hauteur des lobes n'a pas engendré de différences significatives concernant la taille des cristaux formés et leur distribution.

Enfin dans une troisième partie, les résultats de dilution ont été comparés avec l'interpolation de Schumann, basée sur des données expérimentales. Les résultats ont montré une bonne concordance avec les données expérimentales, permettant de s'assurer de la fiabilité des résultats et du modèle numérique utilisé.

La caractérisation des *contrails* dans le champ proche d'un avion ne représentent que la première étape de l'évaluation de l'impact environnemental de celles-ci. Dépendamment de leur position sur le globe, de l'ensoleillement, des conditions ambiantes et de la dynamique atmosphérique auxquelles elles sont soumises, les *contrails* peuvent avoir un impact radiatif positif ou négatif sur le bilan énergétique de la Terre. Des modèles climatiques avancés sont alors nécessaires afin d'évaluer l'impact radiatif des *contrails*. Les données récoltées dans cette étude serviront donc à initialiser ces derniers. Toutefois, la forte croissance des cristaux

observée dans le cas des mélangeurs lobés pourrait mener à une sédimentation plus rapide des cristaux et possiblement réduire l'impact radiatif de ces *contrails*.

RECOMMANDATIONS

Ce mémoire avait pour but de quantifier l'impact des géométries de tuyères sur la formation des trainées de condensation. Les résultats ont montré que les mélangeurs lobés avaient un impact significatif sur le mélange et la croissance des cristaux. Le critère de Schmidt-Appleman révisé ne prenant pas en compte la géométrie du moteur pour prédire l'apparition de *contrails*, il serait intéressant d'étudier les mélangeurs lobés dans des conditions ambiantes aux limites de formation des *contrails*.

Une approche URANS a été choisie dans ces travaux pour résoudre l'écoulement dans le champ proche du moteur. Cependant, la non-linéarité des résultats concernant la variation du nombre de chevrons sur le *core* n'ont pas permis d'évaluer précisément leurs effets. De fait, une modélisation hybride RANS / LES permettrait une meilleure résolution de la turbulence générée par ces géométries de tuyère. Cela permettrait également d'évaluer le degré de précision de la modélisation URANS avec cette approche plus poussée.

Le modèle de microphysique choisi pour ce mémoire est une modélisation très simplifiée de la réalité. La revue de littérature a montré que l'activation des particules de suie par les composés sulfurés induisait un délai non négligeable dans le processus de nucléation de la vapeur d'eau et la formation de gouttelettes. Ainsi, l'implémentation d'un modèle de cinétique chimique détaillé permettrait de prendre en compte l'interaction des composés sulfurés dans les processus de formation des gouttelettes.

Enfin, pour élargir encore davantage la compréhension de la formation des trainées de condensation et pour tenir compte de l'évolution des carburants et des technologies, il serait pertinent d'explorer l'influence de différents types de carburants sur ce phénomène. Actuellement, la plupart des études se sont concentrées sur les carburants traditionnels (type kérosène), mais l'utilisation croissante de sources d'énergie alternatives nécessite une évaluation approfondie de leurs implications sur la formation des trainées de condensation. Une étude de (Voigt et al., 2021) a récemment montré que la combustion de biocarburants

(SAF, *Sustainable aviation fuel*), considérés comme neutres en CO₂, génèrerait 50 à 70% moins de particules de suie, résultant en de plus gros cristaux de glace en moindre concentration. De plus, l'introduction de l'hydrogène en tant que carburant potentiellement propre et à faible émission de carbone soulève également des questions quant à son impact sur la formation des traînées de condensation. Étant donné que la combustion de l'hydrogène ne génèrerait pas de particules de suie, il serait intéressant d'en étudier l'impact sur les processus de formation des traînées de condensation et leur persistance dans l'atmosphère.

ANNEXE I

GÉOMÉTRIES DES CONFIGURATIONS

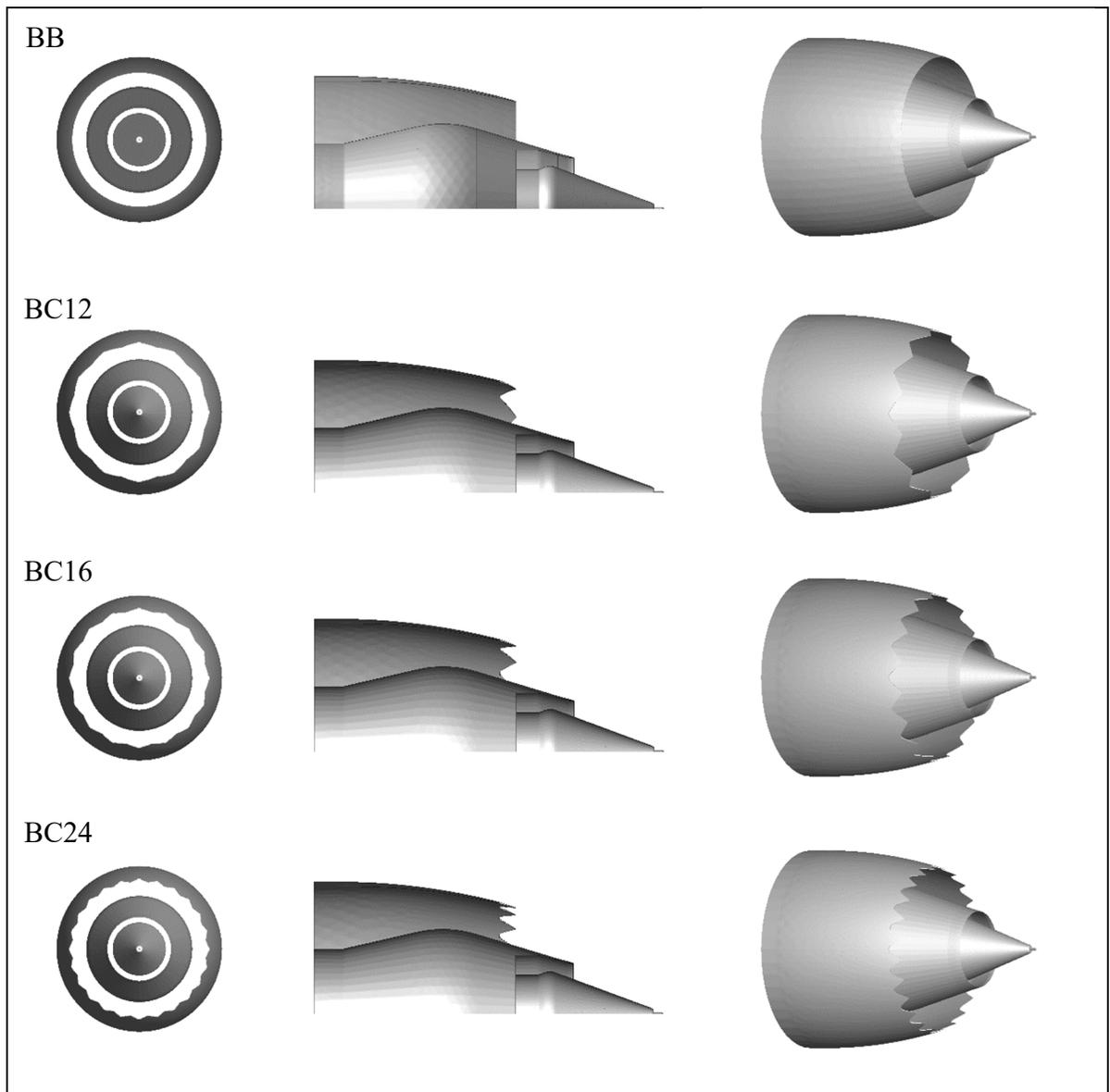


Figure A I-1 Géométries des configurations BB, BC12, BC16 et BC24

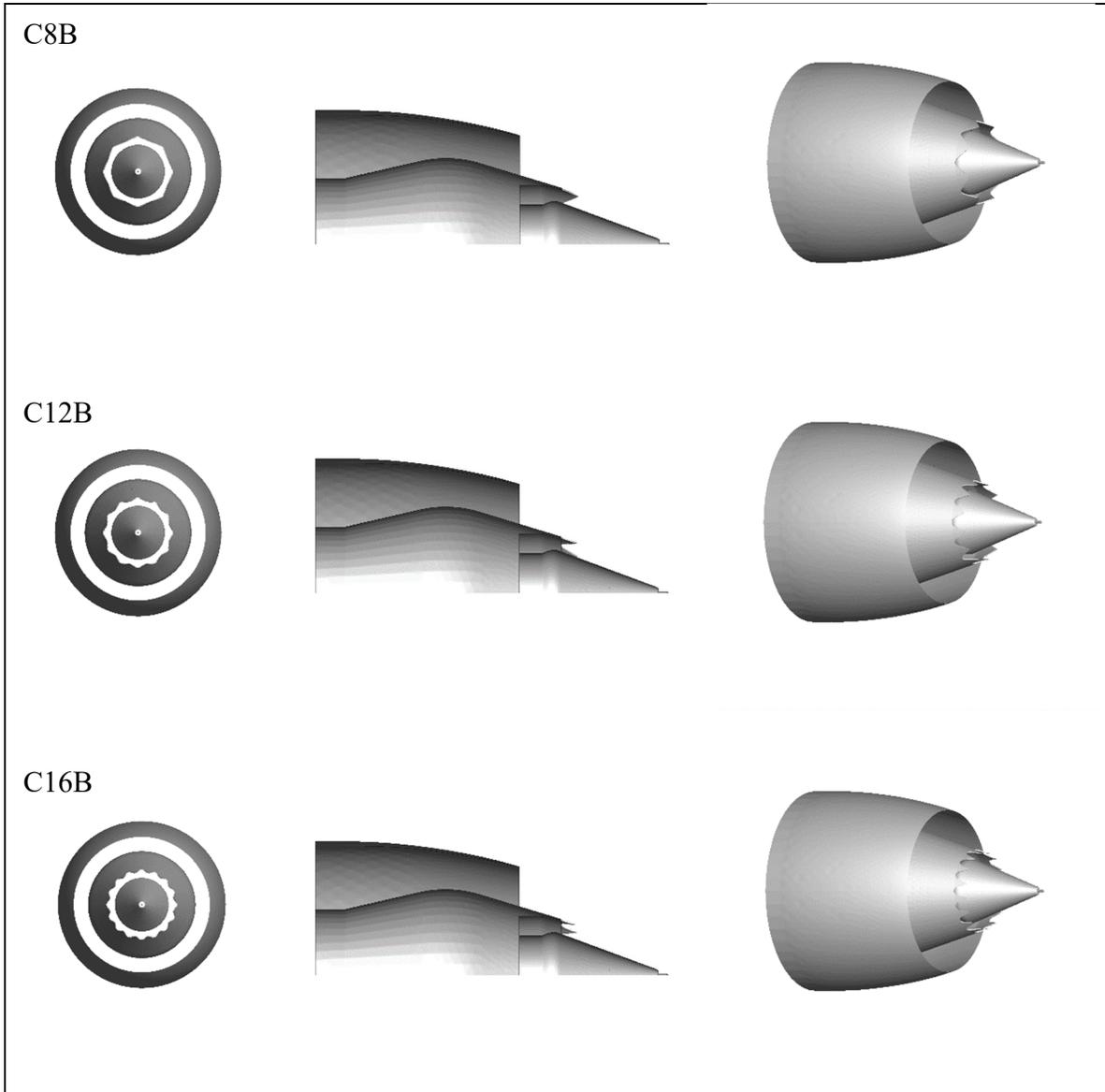


Figure A I-2 Géométries des configurations C8B, C12B et C16B

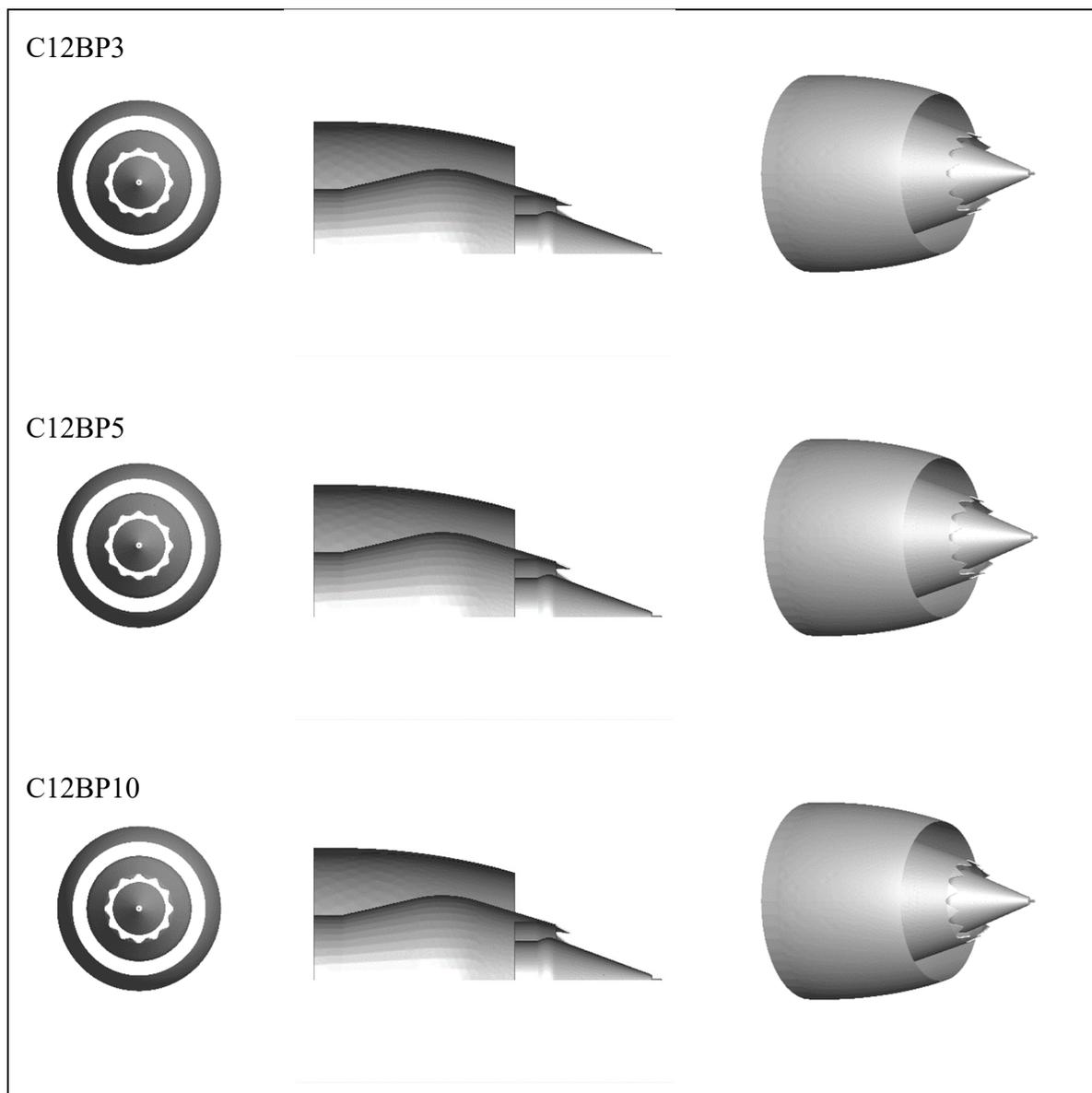


Figure A I-3 Géométries des configurations C12BP3, C12BP5 et C12BP10

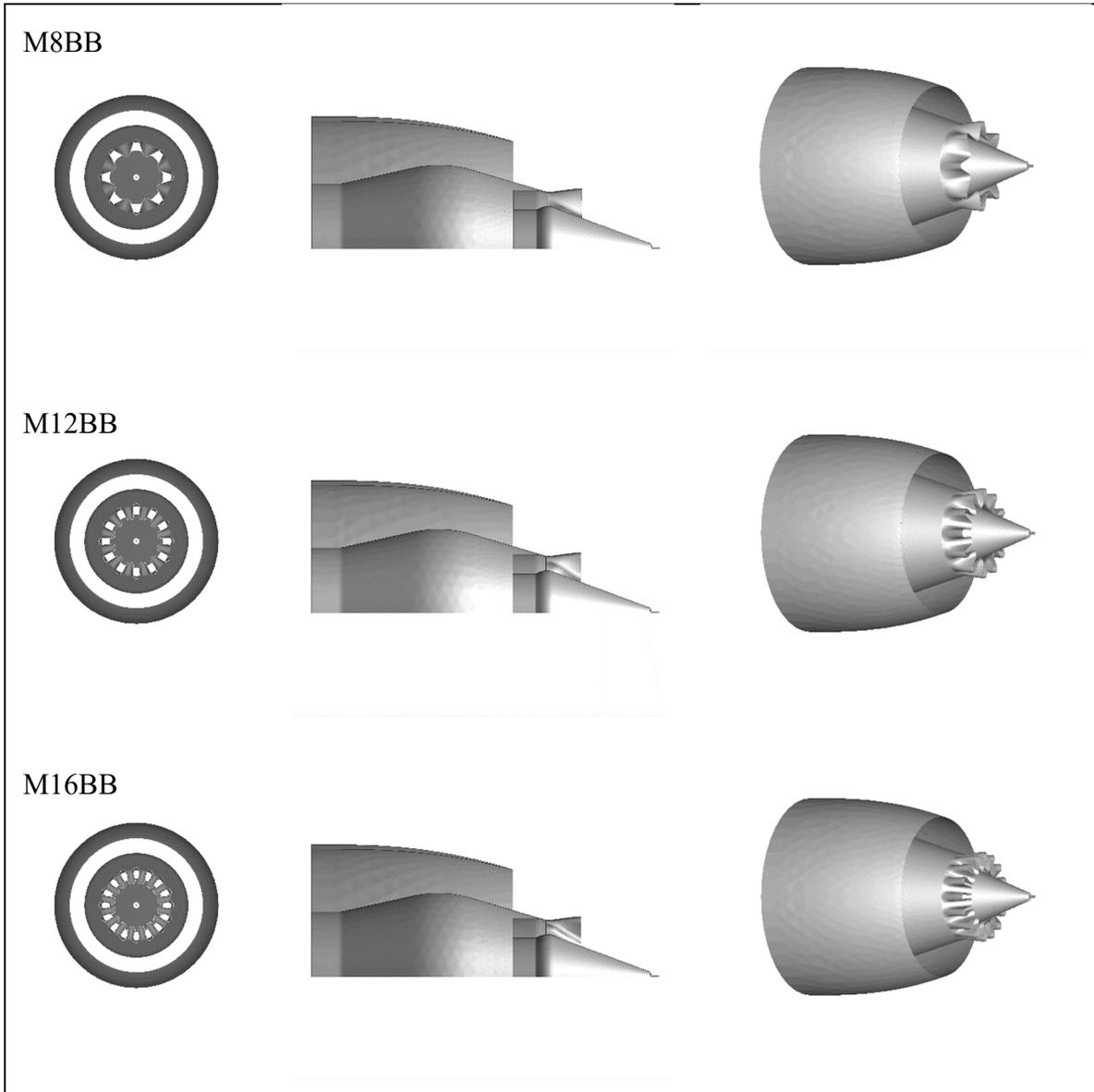


Figure A I-4 Géométries des configurations M8BB, M12BB et M16BB

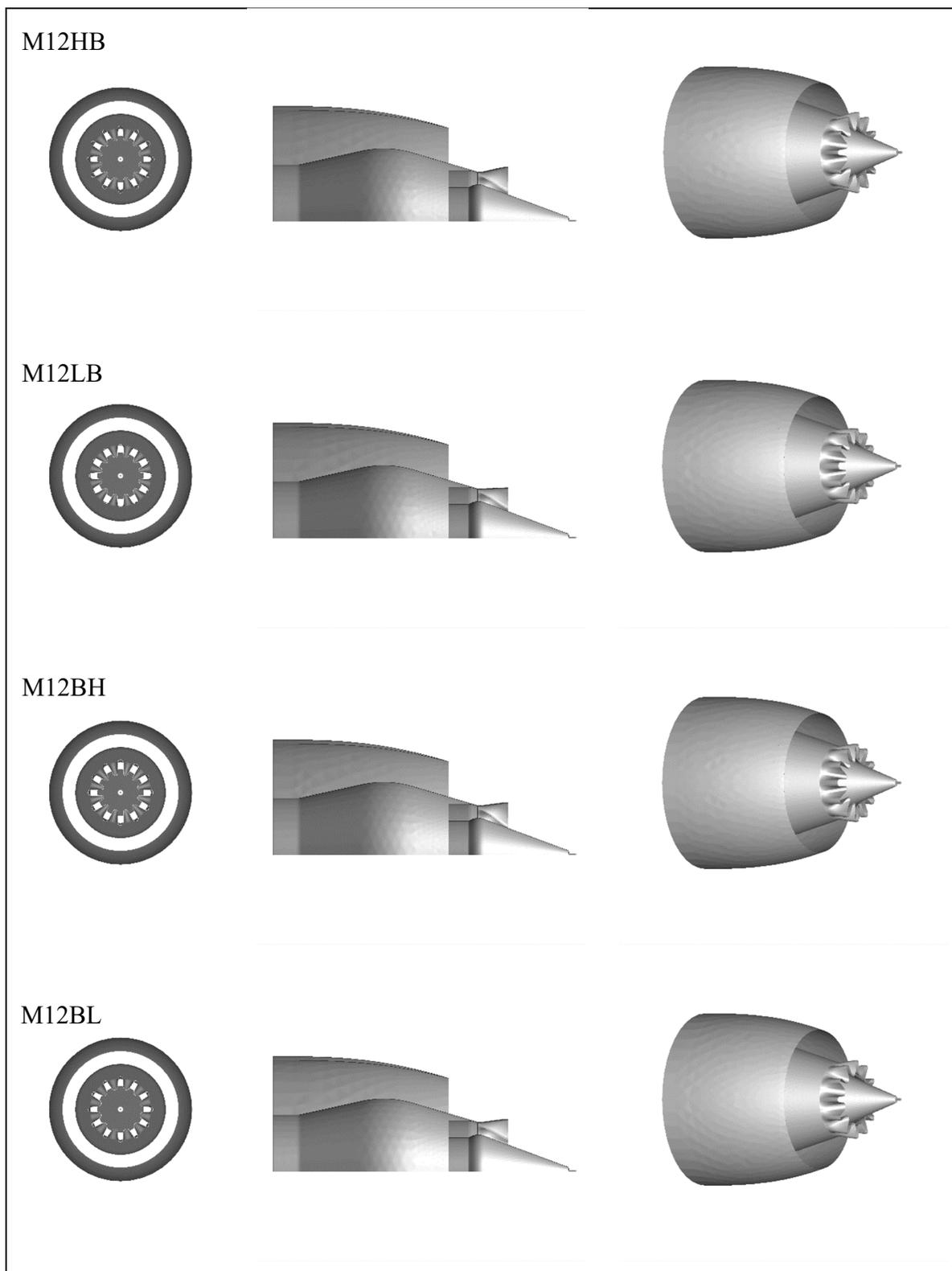


Figure A I-5 Géométries des configurations M12HB, M12LB, M12BH et M12BL

BIBLIOGRAPHIE

- Airbus. (2003). Getting to Grips with Aircraft Noise. En ligne.
<https://www.smartcockpit.com/docs/getting-to-grips-to-aircraft-noise.pdf>
- Anderson, B. E., Beyersdorf, A. J., Hudgins, C. H., Plant, J. V., Thornhill, K. L., Winstead, E. L., Ziemba, L. D., Howard, R., Afb, A., Corporan, E., Afb, W. P., Miake-Lye, R. C., Herndon, S. C., Timko, M., Woods, E., Dodds, W., Lee, B., Santoni, G., Whitefield, P., ... Wey, C. (s. d.). Alternative Aviation Fuel Experiment (AAFEX).
- Arshad, A., Andrew, N., & Blumbergs, I. (2020). Computational Study of Noise Reduction in CFM56-5B Using Core Nozzle Chevrons. 2020 11th International Conference on Mechanical and Aerospace Engineering (ICMAE), 162-167.
<https://doi.org/10.1109/ICMAE50897.2020.9178891>
- Belovich, V. M., Samimy, M., & Reeder, M. F. (1996). Dual stream axisymmetric mixing in the presence of axial vorticity. *Journal of Propulsion and Power*, 12(1), 178-185.
<https://doi.org/10.2514/3.24008>
- Birch, N.; Webster, J. Gas Turbine Exhaust Nozzle Having a Noise Attenuation Device Driven by Shape Memory Material Actuators. US. Patent 6813877B2, 11 september 2004. Available online:
<https://patentimages.storage.googleapis.com/8c/47/41/f8a797ed95ed5c/US7000378.pdf>
- Boucher, O., D. Randall, P. Artaxo, C. Bretherton, G. Feingold, P. Forster, V.-M. Kerminen, Y. Kondo, H. Liao, U. Lohmann, P. Rasch, S.K. Satheesh, S. Sherwood, B. Stevens, and X.Y. Zhang, 2013: Clouds and aerosols. In *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Doschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P.M. Midgley, Eds., Cambridge University Press, pp. 571-657,
<https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.016>.
- Brasseur, G. P., Gupta, M., Anderson, B. E., Balasubramanian, S., Barrett, S., Duda, D., Fleming, G., Forster, P. M., Fuglestedt, J., Gettelman, A., Halhore, R. N., Jacob, S. D., Jacobson, M. Z., Khodayari, A., Liou, K.-N., Lund, M. T., Miake-Lye, R. C., Minnis, P., Olsen, S., ... Zhou, C. (2016). Impact of Aviation on Climate : FAA's Aviation Climate Change Research Initiative (ACCRI) Phase II. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 97(4), 561-583. <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-13-00089.1>

- Bridges, J., & Brown, C. (2004, mai 10). Parametric Testing of Chevrons on Single Flow Hot Jets. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, GREAT BRITAIN. <https://doi.org/10.2514/6.2004-2824>
- Cantin, S. (2018). Simulation numérique de la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un avion [Mémoire de maîtrise électronique]. École de technologie supérieure.
- 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>
- Celik, I. B., Ghia, U., Roache, P. J., & Freitas, C. J. (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 078001-078001-078004. doi: 10.1115/1.2960953. Repéré à <http://dx.doi.org/10.1115/1.2960953>
- Fukuta, N., & 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. (1970). 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)
- 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, F., Feirreira Cago, C., Brasseur, A.-L., Paoli, R., & Cuenot, B. (2003). TR_CFD_03_97.pdf. European Conference on Aviation, Atmosphere and Climate, Frieddrichshafen, Germany. http://cerfacs.fr/~cfdbib/repository/TR_CFD_03_97.pdf
- Garnier, F., Maglaras, E., Morency, F., & Vancassel, X. (2014). Effect of Compressibility on Contrail Ice Particle Growth in an Engine Jet. *International Journal of Turbo & Jet-Engines*, 31(2). <https://doi.org/10.1515/tjj-2013-0039>
- Ghedhaifi, W., Bienner, A., Megherbi, R., Montreuil, E., Terrenoire, E., Vancassel, X., & Loseille, A. (2019). Influence of atmospheric conditions on contrail formation : 3D simulation versus Schmidt- Appleman criterion.

- Gleitsmann, G., & Zellner, R. (1998). A modeling study of the formation of cloud condensation nuclei in the jet regime of aircraft plumes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D16), 19543-19555. <https://doi.org/10.1029/98JD01733>
- Guignery, F. (2010). Mécanismes microphysiques intervenant dans le sillage proche d'un avion en maillage non structuré [Phd]. <http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00001241/>
- Gysel, M., Nyeki, S., Weingartner, E., Baltensperger, U., Giebl, H., Hitzenberger, R., Petzold, A., & Wilson, C. W. (2003a). Properties of jet engine combustion particles during the PartEmis experiment: Hygroscopicity at subsaturated conditions. *Geophysical Research Letters*, 30(11). <https://doi.org/10.1029/2003GL016896>
- Gysel, M., Nyeki, S., Weingartner, E., Baltensperger, U., Giebl, H., Hitzenberger, R., Petzold, A., & Wilson, C. W. (2003b). Properties of jet engine combustion particles during the PartEmis experiment: Hygroscopicity at subsaturated conditions. *Geophysical Research Letters*, 30(11). <https://doi.org/10.1029/2003GL016896>
- Heymsfield, A., Baumgardner, D., DeMott, P., Forster, P., Gierens, K., & Kärcher, B. (2010). Contrail Microphysics. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(4), 465-472. <https://doi.org/10.1175/2009BAMS2839.1>
- Hileman, J. I., Stratton, R. W., & Donohoo, P. E. (2010). Energy Content and Alternative Jet Fuel Viability. *Journal of Propulsion and Power*, 26(6), 1184-1196. <https://doi.org/10.2514/1.46232>
- Hitzenberger, R., Giebl, H., Petzold, A., Gysel, M., Nyeki, S., Weingartner, E., Baltensperger, U., & Wilson, C. W. (2003). Properties of jet engine combustion particles during the PartEmis experiment. Hygroscopic growth at supersaturated conditions. *Geophysical Research Letters*, 30(14). <https://doi.org/10.1029/2003GL017294>
- Hu, H., T. Saga, T. Kobayashi, and N. Taniguchi. 2000. "Research on the Vortical and Turbulent Structures in a Lobed Jet Flow Using Laser Induced Fluorescence and PIV Techniques." *Measurement Science and Technology* 11 (6):698-711. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/11/6/313>.
- Hu, H., Saga, T., Kobayashi, T., & Taniguchi, N. (2002). Mixing Process in a Lobed Jet Flow. *AIAA Journal*, 40(7), 1339-1345. <https://doi.org/10.2514/2.1793>
- IPPC. (2013). *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change.* https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/02/WG1AR5_all_final.pdf

- IPPC. (2021). Summary for Policymakers. In : Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. En ligne. https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/downloads/report/IPCC_AR6_WGI_Full_Report.pdf
- Jones, W. P., & Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2), 301-314. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931072900762>
- Kärcher, B. (1994). Transport of exhaust products in the near trail of a jet engine under atmospheric conditions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 99(D7), 14509-14517. doi: 10.1029/94JD00940. <http://dx.doi.org/10.1029/94JD00940>
- Kärcher, B., Turco, R. P., Yu, F., Danilin, M. Y., Weisenstein, D. K., Miake-Lye, R. C., & Busen, R. (2000). A unified model for ultrafine aircraft particle emissions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 105(D24), 29379-29386. <https://doi.org/10.1029/2000JD900531>
- Kärcher, B. (2015). 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*, 9(1), 1824. <https://doi.org/10.1038/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., Peter, T., Biermann, U. M., & Schumann, U. (1996). The Initial Composition of Jet Condensation Trails. *Journal of the Atmospheric*, 3066-3083.
- Khou, J. C., Ghedhaïfi, W., Vancassel, X., Montreuil, E., & Garnier, F. (2017a). CFD simulation of contrail formation in the near field of a commercial aircraft : Effect of fuel sulfur content. *Meteorologische Zeitschrift*, 26(6), 585-596. <https://doi.org/10.1127/metz/2016/0761>
- Khou, J. C., Ghedhaïfi, W., Vancassel, X., Montreuil, E., & Garnier, F. (2017b). CFD simulation of contrail formation in the near field of a commercial aircraft : Effect of fuel sulfur content. *Meteorologische Zeitschrift*, 26(6), Article 6. <https://doi.org/10.1127/metz/2016/0761>

- 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]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/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>
- Ko, N. W. M., & Kwan, A. S. H. (1976). The initial region of subsonic coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 305-332.
- Köhler, C. G., & Seifert, A. (2015). Identifying sensitivities for cirrus modelling using a two-moment two-mode bulk microphysics scheme. *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology*, 67(1), 24494. <https://doi.org/10.3402/tellusb.v67.24494>
- Koutmos, P., & McGuirk, J. J. (1995). CFD predictions of lobed mixer performance. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 122(1), 131-144. [https://doi.org/10.1016/0045-7825\(94\)00744-8](https://doi.org/10.1016/0045-7825(94)00744-8)
- Launder, B. E., & Sharma, B. I. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2), 131-137. doi: [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7). Repéré à <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0094454874901507>
- Lee, D. S. et al. (2010), Transport impacts on atmosphere and climate: Aviation, *Atmos. Environ.*, 44(37), 4678-4734, <https://doi:10.1016/j.atmosenv.2009.06.005>
- Lee, D. S., Fahey, D. W., Skowron, A., Allen, M. R., Burkhardt, U., Chen, Q., Doherty, S. J., Freeman, S., Forster, P. M., Fuglestedt, J., Gettelman, A., De León, R. R., Lim, L. L., Lund, M. T., Millar, R. J., Owen, B., Penner, J. E., Pitari, G., Prather, M. J., ... 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>
- Lei, Z., Mahallati, A., Cunningham, M., & Germain, P. (2012). Effects of Core Flow Swirl on the Flow Characteristics of a Scalped Forced Mixer. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(111201). <https://doi.org/10.1115/1.4005968>
- Lei, Z., Gong, J., Zhang, Y., Su, S., & Hu, C. (2016, septembre 20). Numerical Research on the Mixing Mechanism of Lobed Mixer With New De-Swirling Structure. *ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. <https://doi.org/10.1115/GT2016-58120>
- Lewellen, D. C., et W. S. Lewellen (1996), Large-eddy simulations of the vortex-pair breakup in aircraft wakes, *AIAA J.*, 34(11), 2337-2345, <https://doi.org/10.2514/3.13399>

- Mao, R., Yu, S. C. M., Zhou, T., & Chua, L. P. (2009). On the vorticity characteristics of lobe-forced mixer at different configurations. *Experiments in Fluids*, 6(46), 1049-1066. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0613-x>
- 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]. <https://www.theses.fr/2007BOR13351>
- Masiol, M., & Harrison, R. M. (2014). Aircraft engine exhaust emissions and other airport-related contributions to ambient air pollution : A review. *Atmospheric Environment*, 95, 409-455. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.05.070>
- Mengle, G., Dalton, N., & Royce, R. (2002). Lobed Mixer Design for Noise Suppression. 297.
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598-1605. doi: 10.2514/3.12149. Repéré à <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- Miake-Lye, R. C., Martinez-Sanchez, M., Brown, R. C., & Kolb, C. E. (1993). Plume and wake dynamics, mixing, and chemistry behind a high speed civil transport aircraft. *Journal of Aircraft*, 30(4), 467-479. <https://doi.org/10.2514/3.46368>
- Montreuil, E., Ghedhaifi, W., Chmielaski, V., Vuillot, F., Gand, F., & Loseille, A. (s. d.). Numerical Simulation of contrail formation on the Common Research Model wing/body/engine configuration. In 2018 Atmospheric and Space Environments Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2018-3189>
- Moore, R. H., Thornhill, K. L., Weinzierl, B., Sauer, D., D'Ascoli, E., Beaton, B., Beyersdorf, A. J., Bulzan, D., Corr, C., Crosbie, E., Martin, R., Riddick, D., Shook, M., Slover, G., Voigt, C., White, R., Winstead, E., Yasky, R., Ziemba, L. D., ... Anderson, B. E. (s. d.). Biofuel blending reduces aircraft engine particle emissions at cruise conditions.
- Mundt, C., & Lieser, J. (2001). Performance Improvement of Propulsion Systems by Optimization of the Mixing Efficiency and Pressure Loss of Forced Mixers. European Propulsion Forum "Affordability and Environment-Key Challenges for Propulsion in the 21st Century" 8. En ligne. https://www.unibw.de/thermodynamik/modulseiten/modulseite_mitarbeiter/personen_hisinone/prof_mundt/performance-improvement-of-propulsion-systems-by-optimization.pdf

- 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, Lele, & Jacobson. (s. d.). 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. Consulté 19 juillet 2023, à l'adresse <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2011jd015806>
- NASA Glenn Research Center. (s. d.). Turbine Engine Thermodynamic Cycle—Brayton Cycle. Consulté 7 janvier 2022, à l'adresse <https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/brayton.html>
- Pannu, S. S., & Johannesen, N. H. (1976). The structure of jets from notched nozzles. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(3), 515-528. <https://doi.org/10.1017/S0022112076001924>
- 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>
- Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. (2008). *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 078001. <https://doi.org/10.1115/1.2960953>
- Pruppacher, H. R., & Klett, J. D. (1996). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Springer Science & Business Media.
- Rajashree, V., Antony D T., Palanisamy, R., Prakash, S., Ranjithkumar, R. Design and Analysis of a Nozzle to Enhance Noise Suppression. (2018). 12. *International Journal of Advance Research and Development (Volume3, Issue3)*. Available online at: www.ijarnd.com
- Reiner, Th., & Arnold, F. (1993). Laboratory flow reactor measurements of the reaction $\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{SO}_4 + \text{M}$: Implications for gaseous H_2SO_4 and aerosol formation in the plumes of jet aircraft. *Geophysical Research Letters*, 20(23), 2659-2662. <https://doi.org/10.1029/93GL02996>
- Saiyed, N., & Bridges, J. (1999). Tabs and mixers for reducing low bypass ratio jet noise. In 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.1999-1986>
- Saiyed, N. H., Mikkelsen, K. L., & Bridges, J. E. (2003). Acoustics and Thrust of Quiet Separate-Flow High-Bypass-Ratio Nozzles. *AIAA Journal*, 41(3), 372-378. <https://doi.org/10.2514/2.1986>

- Saravanamuttoo, H. I. H., Rogers, G. F. C., & Cohen, H. (2017). Gas turbine theory (Seventh edition). Pearson.
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2016). Boundary-layer theory. Springer.
- Schumann, U. (1996). On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteorologische Zeitschrift*, 5, 4-23.
- Schumann, U., Arnold, F., Busen, R., Curtius, J., Kärcher, B., Kiendler, A., Petzold, A., Schlager, H., Schröder, F., & Wohlfrom, K.-H. (2002). Influence of fuel sulfur on the composition of aircraft exhaust plumes : The experiments SULFUR 1–7. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D15), AAC 2-1. <https://doi.org/10.1029/2001JD000813>
- Schumann, U., Schlager, H., Arnold, F., Baumann, R., Haschberger, P., & Klemm, O. (1998). Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmospheric Environment*, 32(18), 3097-3103. [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00455-X](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00455-X)
- Shumpert, P. (s. d.). An experimental model investigation of turbofan engine internal exhaust gas mixer configurations. In 18th Aerospace Sciences Meeting. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.1980-228>
- Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., & Zhu, J. (1995). A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids*, 24(3), 227-238. [https://doi.org/10.1016/0045-7930\(94\)00032-T](https://doi.org/10.1016/0045-7930(94)00032-T)
- Sinha, N., Kenzakowski, D. C., Ungewitter, R. J., Dash, S. M., & Seiner, J. M. (2009). Computational and Experimental Investigations of Jet Noise Reduction Concepts for Low-Bypass Ratio Military Gas Turbine Engines. 769-778. <https://doi.org/10.1115/GT2008-50091>
- Spalding, D. B. (1961). A Single Formula for the “Law of the Wall”. *Journal of Applied Mechanics*, 28(3), 455-458. <https://doi.org/10.1115/1.3641728>
- Spichtinger, P., & Cziczo, D. J. (2010). Impact of heterogeneous ice nuclei on homogeneous freezing events in cirrus clouds. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 115(D14). <https://doi.org/10.1029/2009JD012168>
- Stockwell, W. R., & Calvert, J. G. (1983). The mechanism of the HO-SO₂ reaction. *Atmospheric Environment* (1967), 17(11), 2231-2235. [https://doi.org/10.1016/0004-6981\(83\)90220-2](https://doi.org/10.1016/0004-6981(83)90220-2)
- Taleb, D.-E. (1997). Etude microphysique et modelisation des sillages d'avions subsoniques et supersoniques [These de doctorat, Université Louis Pasteur (Strasbourg) (1971-2008)]. <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>
- Turbofan. (2022). In Wikipedia. <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Turbofan&oldid=1063724215>
- Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications | *AIAA Journal*. (s. d.). Consulté 19 juillet 2023, à l'adresse <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/3.12149>
- 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), Article 6.
- 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>
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics : The finite volume method* (2nd ed). Pearson Education Ltd.
- Voigt, C., Kleine, J., Sauer, D., Moore, R. H., Bräuer, T., Le Clercq, P., Kaufmann, S., Scheibe, M., Jurkat-Witschas, T., Aigner, M., Bauder, U., Boose, Y., Borrmann, S., Crosbie, E., Diskin, G. S., DiGangi, J., Hahn, V., Heckl, C., Huber, F., ... Anderson, B. E. (2021). Cleaner burning aviation fuels can reduce contrail cloudiness. *Communications Earth & Environment*, 2(1), Article 1. <https://doi.org/10.1038/s43247-021-00174-y>
- Waitz, I. A., Qiu, Y. J., Manning, T. A., Fung, A. K. S., Elliot, J. K., Kerwin, J. M., Krasnodebski, J. K., O'Sullivan, M. N., Tew, D. E., Greitzer, E. M., Marble, F. E., Tan, C. S., & Tillman, T. G. (1997). Enhanced mixing with streamwise vorticity. *Progress in Aerospace Sciences*, 33(5), 323-351. [https://doi.org/10.1016/S0376-0421\(96\)00008-5](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(96)00008-5)
- Wilcox, D. C. (2006). *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries.
- Whelan, G., Cawkwell, F., Mannstein, H., & Minnis, P. (2009, septembre 8). The use of Meteorological Data to Improve Contrail Detection in Thermal Imagery over Ireland.
- Wong, H.-W., Beyersdorf, A. J., Heath, C. M., Ziemba, L. D., Winstead, E. L., Thornhill, K. L., Tacina, K. M., Ross, R. C., Albo, S. E., Bulzan, D. L., Anderson, B. E., & 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>
- Wright, A., Lei, Z., Mahallati, M., Cunningham, M., & Militzer, J. (2013). Effects of Scalping on the Mixing Mechanisms of Forced Mixers With Highly Swirling Core Flow. *ASME J. Eng. Gas Turb. Power* 135, 7, 1-10. <https://doi.org/10.1115/1.4024043>
- Xie, Y., & Liu, Y. (2011). Numerical investigation of mixing length on performance of lobed forced mixer nozzles. *Heat Transfer—Asian Research*, 40(3), 205-216. <https://doi.org/10.1002/htj.20343>
- Zaman, K. B. M. Q., Bridges, J. E., & Huff, D. L. (2011). Evolution from “Tabs” to “Chevron Technology” - A Review. *International Journal of Aeroacoustics*, 10(5-6), 685–709. <https://doi.org/10.1260/1475-472x.10.5-6.685>
- Zaman, K. B. M. Q., Reeder, M. F., & Samimy, M. (1994). Control of an axisymmetric jet using vortex generators. *Physics of Fluids*, 6(2), 778-793. <https://doi.org/10.1063/1.868316>
- Zaman, K. B. M. Q., Wang, F. Y., & Georgiadis, N. J. (2003). Noise, Turbulence, and Thrust of Subsonic Freejets from Lobed Nozzles. *AIAA Journal*, 41(3), 398-407. <https://doi.org/10.2514/2.1990>
- Zawislak, M. S. (2020). Drag and Mixing from Forced Mixing Nozzles on Turbofan Engines. Queen’s University.
- Zikanov, O. (2010). *Essential of Computational Fluid Dynamic*

