



HAL
open science

Mécanismes de transfert au sein d'une couche de glace en développement en présence d'un écoulement turbulent : approches expérimentale et numérique

Duc Manh Huynh

► **To cite this version:**

Duc Manh Huynh. Mécanismes de transfert au sein d'une couche de glace en développement en présence d'un écoulement turbulent : approches expérimentale et numérique. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2015. Français. NNT : 2015ESMA0018 . tel-01281936

HAL Id: tel-01281936

<https://theses.hal.science/tel-01281936>

Submitted on 3 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE**

(Diplôme national – arrêté du 7 Août 2006)

École Doctorale : SIMMEA - Sciences et Ingénierie en Mécanique,
Matériaux, Energétique et Aéronautique.

Secteur de Recherche : FLUIDE, THERMIQUE, COMBUSTION

Présentée par :

Duc Manh HUYNH

Mécanismes de transfert au sein d'une couche de glace en développement en présence d'un écoulement turbulent : approches expérimentale et numérique

Directeur de thèse : Frédéric PLOURDE

Soutenue le 11 Décembre 2015

Devant la commission d'examen

– **Jury** –

Marc MEDALE	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
Richard PERKINS	Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon	Rapporteur
Denis CLODIC	Directeur de Recherche Emérite, Armines Paris	Examineur
Yannick SOMMERER	Ingénieur R&D AIRBUS à Toulouse	Examineur
Dominique COUTON	Maître de Conférences, Université de Poitiers, Poitiers	Examineur
Frédéric PLOURDE	Directeur de Recherche CNRS, ENSMA, Poitiers	Examineur

Résumé

L'étude concerne la prise en glace d'une paroi thermiquement contrôlée placée au sein d'une conduite dans laquelle se développe un écoulement turbulent d'air humide. L'ensemble des essais expérimentaux a été réalisé à partir du banc d'essai HUMIDE, soufflerie dédiée conçue au laboratoire et modifiée afin de suivre au cours du temps l'augmentation de masse de glace. Une analyse paramétrique de l'influence du taux d'humidité et de la vitesse de l'écoulement sur le dépôt de glace a été réalisée et, à partir de la mesure du flux global, il a été possible d'estimer les flux convectifs en présence de la glace. Les résultats soulignent clairement que les flux convectifs sont plus ou moins accentués en fonction de l'humidité. Une tentative de modélisation du mélange air – vapeur d'eau/glace, a été développée en partant de la théorie de nucléation et les différentes confrontations soulignent la très forte sensibilité des résultats vis-à-vis des conditions aux limites et de la modélisation. Au-delà de géométries simples comme la plaque, une géométrie caractéristique d'un échangeur a également été simulée notamment pour caractériser de manière qualitative les mécanismes de prise en glace de tels systèmes.

Mots clés : Modélisation, Prise en glace, Désublimation, Transfert de masse, Turbulence, Eulérienne/Eulérienne

Abstract

The study concerns the de-sublimation of a thermally controlled flat plate placed within a wind tunnel in which develops a turbulent moist air flow. A parametric analysis of the influence of humidity and the velocity of the flow on the ice formation was carried out and, from the measurement of global heat flux, it is possible to estimate the convective heat transfer with the presence of ice. The results show that the convective fluxes are more or less accentuated depending on the humidity. A solver to modeling of air - vapor/ice, was developed base on the theory of nucleation heterogeneous. Beyond simple geometry such as a flat plate, a characteristic geometry of a heat exchanger was also simulated in particular to qualitatively characterize the ice formation mechanisms of such systems.

Keywords : Modeling, Desublimation, Mass transfer, Turbulent, Eulerienne/Eulerienne

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, M. Frédéric PLOURDE, qui m'a accompagné tout au long de mes travaux, fait confiance, guidé, encouragé et conseillé. Bien plus qu'un directeur de thèse, il m'a appris comment m'organiser et la manière de travailler.

J'adresse mes remerciements à l'organisation ERIE, qui a financé la présente thèse, est tout particulièrement à M. Denis CLODIC qui a piloté le projet et m'a fait également l'honneur de présider mon jury de thèse.

Mes remerciements vont également à MM. Marc MEDALE et Richard PERKINS pour d'avoir accepté de rapporter ce travail.

Mes plus profonds remerciements vont à mes parents et ma sœur pour leur confiance et leur soutien inconditionnel dans toute ma vie.

Je tiens à remercier fortement MM. Dominique COUTON et Danilo SAKAY qui m'ont aidé de maîtriser le banc d'essai HUMIDE.

J'aimerais également remercier Mme Catherine FUENTES qui a du me supporter lors de l'installation et de l'utilisation des équipements, M André PITEAU qui a bâti le programme sous LABVIEW. Je remercie de manière générale toutes les personnes du service technique de l'axe COST : MM. Cyril ROMESTANT, Christophe QUINTARD, Hervé ARLAUD, Jean-Christophe FRAUDEAU, Yann THOMAS.

Un grand merci à Bastien, un grand ami, qui m'a beaucoup aidé depuis mon premier jour en France. Merci à Damien, Stéphane, Jean-Carl, Ousseynou, Jérémie, Nicolas, Geoffrey, Thomas, ... qui sont dans l'équipe de foot salle ENSMATCH. Une dédicace spéciale aux collègues à l'ENSMA : Florent, Pierre, Tung, Quan, Thuan, Yannick, Thao, Nicolas, Gildas, Xavier, Fouad, Phu, Phuc, ...

Enfin, merci tout particulièrement à ma femme, Phuong, qui m'a supporté, soutenu, encouragé pendant ces années difficiles.

Table des matières

Table des matières	i
Nomenclature	iii
Chapitre 1	1
1.1. Contexte.....	3
1.2. Changement d'état de l'eau.....	4
1.3. Etat de l'art sur la prise en glace	5
1.3.1. Aspects expérimentaux.....	5
1.3.2. Analyse numérique de la prise en glace	8
1.4. Conclusion partielle.....	13
Chapitre 2	15
2.1. Description de la soufflerie« <i>HUMIDE</i> »	17
2.1.1. Présentation du banc d'essai	17
2.1.2. Moyens de mesures.....	18
2.2. Evolutions dédiées à l'étude de prise en glace	25
2.2.1. Module pariétal.....	25
2.2.2. Contrôle de la température de paroi.....	27
2.2.3. Mesure de masse.....	31
2.2.4. Mesure de l'épaisseur de glace.....	34
2.3. Conclusion partielle.....	36
Chapitre 3	39
3.1. Stratégie de modélisation	42
3.1.1. Prise en glace	42
3.1.2. Prise en compte de multiphasique	50
3.1.3. Prise en compte de multi-espèces	54
3.2. Mise en équations.....	55
3.2.1. Système d'équations à résoudre.....	55
3.2.2. Modélisation de la turbulence.....	58
3.2.3. Equation de la pression	63
3.3. Résolution numérique.....	66
3.3.1. Algorithme du solveur.....	66
3.3.2. Discrétisation numérique.....	67
3.4. Conclusion partielle.....	72

Chapitre 4	73
4.1. Identification des mécanismes de prise en glace.....	75
4.2. Approche paramétrique.....	84
4.2.1. Influence de l'humidité relative	85
4.2.2. Influence de la vitesse de l'écoulement.....	90
4.2.3. Influence de la température de paroi	100
4.3. Conclusion partielle.....	102
Chapitre 5	104
5.1. Contraintes, limitation et protocole.....	106
5.2. Analyse numérique de la prise en glace sur plaque.....	109
5.2.1. Identification de la performance de FFM	109
5.2.2. Modélisation du cas de référence	113
5.3. Simulation de la prise en glace dans un échangeur	124
5.3.1. Géométrie considérée.....	124
5.3.2. Configuration des calculs.....	125
5.3.3. Effet du vortex générateur.....	127
5.4. Conclusion partielle.....	139
Conclusion & Perspectives	140
Référence.....	Error! Bookmark not defined.
Annexes.....	154
A1. Méthode des frontières immergées.....	156
A2. Validation du modèle LES.....	159
A2.1. Cavité.....	159
A2.2. Vortex générateur.....	163

Nomenclature

a_0, a_1, a_2	constantes de l'équation 1.13	
A	surface	m^2
A_{mg}	surface entre le milieu et le germe	m^2
A_{gp}	surface entre la paroi et le germe	m^2
Bi	nombre de Biot	
c_p	chaleur spécifique	J/kgK
c_{ps}	capacité thermique spécifique de la glace	J/kgK
C_D	coefficient de trainée	
d_0, d_1	constantes de l'équation 1.15	
d_p	diamètre de l'espèce	m
D_f	diffusivité effective de la vapeur d'eau dans la couche de givre	m^2/s
D	diffusivité effective de la vapeur d'eau dans l'air	m^2/s
D_{aN}	coefficient de vapeur d'eau dans l'air	
E_s	énergie totale de la glace	J/kg
E_g	énergie totale du gaz	J/kg
f	fraction de trainée	
F_q	force échange	
G	énergie de Gibbs	
G_{seuil}	niveau seuil d'énergie libre	
h	coefficient convectif de transfert de chaleur	W/m^2K
h_m	coefficient de transfert de masse	kg/m^2s
h_P	constante de Planck	Js
h_g	hauteur du germe	m
h_{sg}	chaleur sensible du gaz	J/kg
h_{sf}	chaleur sensible de la glace	J/kg
h_{va}	chaleur sensible de la vapeur d'eau	J/kg

Nomenclature

h_{va}^{form}	chaleur de formation de la vapeur d'eau	J/kg
h_s^{form}	chaleur de formation de la glace	J/kg
$h_{f,n}^0$	chaleur de formation de la phase n	J/kg
i_{sv}	chaleur latente de désublimation	J/kg
I	vitesse de nucléation	1/m ³ s
I_0	constante de nucléation	1/m ³ s
Ja	nombre de Jacob	
k	conductivité thermique de l'air humide	W/mK
k_a	conductivité thermique d'air	W/mK
k_b	constante de Boltzmann	J/K
k_f	conductivité thermique de la couche de givre	W/mK
k_{f0}	constante de la conductivité thermique	W/mK
K_{qp}	coefficient d'échange	
L	longueur de plaque	m
Le	nombre de Lewis	
Le_α	nombre de Lewis de vapeur d'eau	
m_a	masse d'air	kg
m_{dev}	masse développée du germe	kg
m_s	masse d'un élément cristallin	kg
m_{va}	masse de vapeur d'eau	kg
m^*	masse d'un germe	kg
\dot{m}	débit d'eau se transformant en glace	kg/m ² s
\dot{m}_{dev}	débit de la glace se développe	kg/m ² s
\dot{m}_{nou}	débit de la vapeur d'eau transforme à la glace	kg/m ² s
$\dot{m}_{va \rightarrow g}$	débit de la vapeur d'eau transforme à la glace	kg/m ² s
M_w	masse molaire de vapeur d'eau	kg

n_c	coefficient de nucléation	
n_L	nombre de molécules d'eau dans une unité de volume	$1/\text{m}^3$
N_A	constant Avogadro	
Nu	nombre de Nusselt	
P	pression	N/m^2
P_0	pression d'atmosphérique	N/m^2
P_{va}	pression partielle de vapeur d'eau	N/m^2
P_{sat}	pression de saturation	N/m^2
r	rayon du germe cristallin	m
\bar{r}	rayon moyen des germes	m
r^*	rayon critique	m
R	constante des gaz parfait	J/kgK
Re	nombre de Reynolds	
S_α	terme source de fraction volumique	
S_{eg}	terme source d'énergie du gaz	
S_{ef}	terme source d'énergie de la glace	
S_{ij}	tenseur de déformation	
S_{mg}	terme source du transfert de masse de gaz	
S_{mf}	terme source du transfert de masse de glace	
S_{ug}	terme source du transfert de l'équation de conservation du mouvement de gaz	
S_{uf}	terme source du transfert de l'équation de conservation du mouvement de glace	
S_Y	terme source de création/destruction de la vapeur d'eau	
t	temps	s
T	température	K
T_a	température d'air	K
T_g	température du gaz	K

Nomenclature

T_s	température à l'interface de la couche de glace	K
T_w	température de paroi	K
u_g	vitesse du gaz	m/s
u_s	vitesse de la glace	m/s
u_p	vitesse de phase primaire	m/s
u_q	vitesse de phase secondaire	m/s
\bar{U}	vitesse du mélange	m/s
\bar{U}_r	vitesse relative	m/s
\bar{U}_s	vitesse de glace	m/s
\bar{U}_g	vitesse de gaz	m/s
$v_{r,s}$	constante de l'équation 3.32	
V^*	volume d'un germe	m ³
V_{dev}	volume développé du germe	m ³
V_{germe}	volume du germe	m ³
V_g	volume de gaz	m ³
V_s	volume de glace	m ³
$V_{\alpha i}$	vitesse de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air	
x	position longitudinale	m
x_s	épaisseur de la couche de glace	m
X	valeur adimensionnelle de l'épaisseur	
y	position verticale	m
Y_g^{va}	fraction massique de la vapeur d'eau dans le gaz	
z	position latérale	m

Lettres grecques

α	fraction volumique	
α_s	fraction volumique de glace	
α_g	fraction volumique de gaz	
λ	coefficient de désublimation	
λ_g	conductivité thermique du gaz	W/m ² K
λ_{va}	conductivité thermique de la vapeur d'eau	W/m ² K
λ_a	conductivité thermique de l'air	W/m ² K
σ	tension de surface du milieu	N/m
σ_{mg}	tension de surface entre le milieu et le germe	N/m
σ_{gp}	tension de surface entre la paroi et le germe	N/m
σ_{mp}	tension de surface entre le milieu et la paroi	N/m
σ_q		
θ	angle de contact entre la paroi et le germe	°
θ_i	facteur de correction non-isotherme	
ρ_f	masse volumique de la couche de givre	kg/m ³
ρ_s	masse volumique de la glace	kg/m ³
ρ_a	masse volumique de l'air	kg/m ³
ω_a	humidité absolue en entrée	kg _{va} /kg
ω_s	humidité absolue à l'interface	kg _{va} /kg
ω_{sat}	humidité absolue de saturation	kg _{va} /kg
ε	porosité du givre	
\mathcal{D}	sinuosité de la couche de givre	
δ_{ij}	Symbôle de Kronecker	
μ_q	viscosité de la phase secondaire	kg/ms
τ_q	temps de relaxation de particules	s

Nomenclature

τ	temps adimensionnel	
η	nombre de cristaux par unité de volume	$1/\text{m}^3$
γ	rapport des capacités calorifiques spécifiques	
Δg	énergie libre per unité de volume	
ΔG		
ΔG^*	niveau d'énergie libre de Gibbs critique	
Δh	enthalpie spécifique de désublimation	J/kg
$\Delta \bar{r}$	rayon développé du germe en moyen	m

Exposant

$(\bar{\quad})$	quantité filtrée
(\quad)	quantité par le filtre de Favre
(\quad)	quantité par le filtre de test

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1. Contexte.....	3
1.2. Changement d'état de l'eau.....	4
1.3. Etat de l'art sur la prise en glace	5
1.3.1. Aspects expérimentaux.....	5
1.3.2. Analyse numérique de la prise en glace	8
1.3.2.1. Approche analytique.....	8
1.3.2.2. Modélisation de la prise en glace	12
1.4. Conclusion partielle.....	13

La complexité des mécanismes mis en jeu au cours d'un processus de givrage et de prise en glace des systèmes rend difficile leur prédiction. De plus, de nombreux facteurs jouent un rôle déterminant : conditions du milieu (température, humidité, vitesse), condition de température à la paroi, état de surface de cette dernière ... Dans un tel contexte, ce travail vise en particulier à mieux caractériser les mécanismes mis en jeu et améliorer nos connaissances sur ces thématiques.

1.1. Contexte

La prise en glace est un phénomène très connu dans la nature et les problèmes de givrage associés sont également nombreux (cf. Figure 1.1).



Figure 1.1– Prise en glace a) Neige en hiver – b) Vitrage gelé

Le problème de givrage est également un élément déterminant dans l'industrie (cf. Figure 1.2). Par exemple, au sein d'échangeurs ou de réfrigérateurs, une source froide travaillant dans un environnement très humide peut provoquer la naissance de glace réduisant de 50 à 75% les transferts de chaleur ou favoriser la chute de pression conduisant à la réduction de ses performances[1]. Le givrage est également un problème de sécurité, notamment dans les transports ou la présence de glace sur une aile d'avion, par exemple, est très dangereuse ; les industriels tente de l'éliminer (par un écoulement chaud ou par un système mécanique). Des études sur les surfaces anti-glace ayant la capacité de retarder le processus de givrage sont également étudié [2]. Au contraire, l'introduction d'une couche de givre fine limitera la déshydratation dans la conservation de l'industrie alimentaire[3].

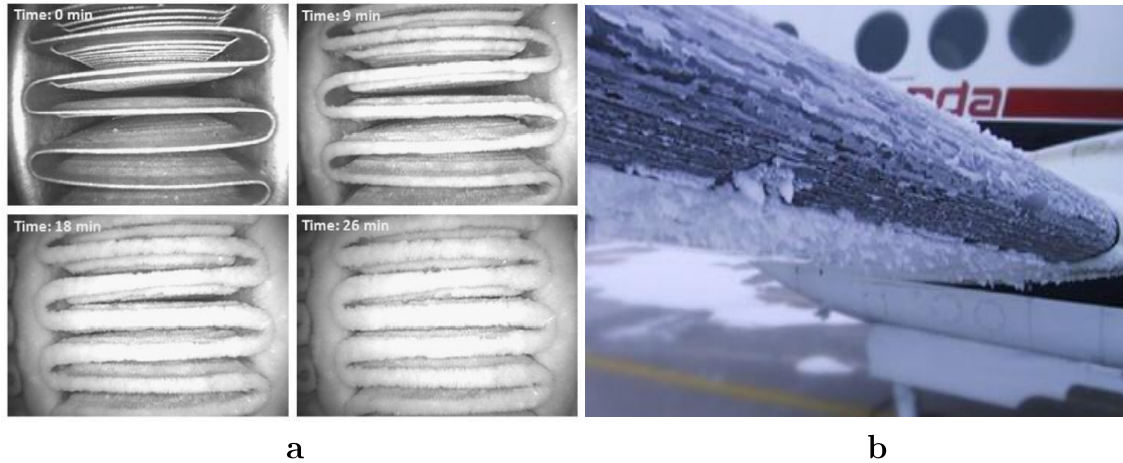


Figure 1.2- a) Glace dans l'échangeur - b) Glace sur l'aile d'avion

L'importance des applications souligne alors les nécessaires progrès à effectuer afin de prédire au mieux l'apparition et ainsi le développement de la glace. Il est cependant indispensable, à ce stade, de réaliser un état de l'art sur le sujet afin de positionner avec précision les connaissances actuelles.

1.2. Changement d'état de l'eau

Dans le milieu atmosphérique, il existe trois états de base pour l'eau : gaz, liquide et solide. Particulièrement, l'eau a la capacité de se changer entre ces trois états (gaz, liquide et solide) et ces trois états offrent des propriétés (masse volumique, capacité thermique, ...) bien différentes. Sous certaines conditions de pression et de température, l'eau va changer de phase pour atteindre un des états (cf. Figure 1.3).

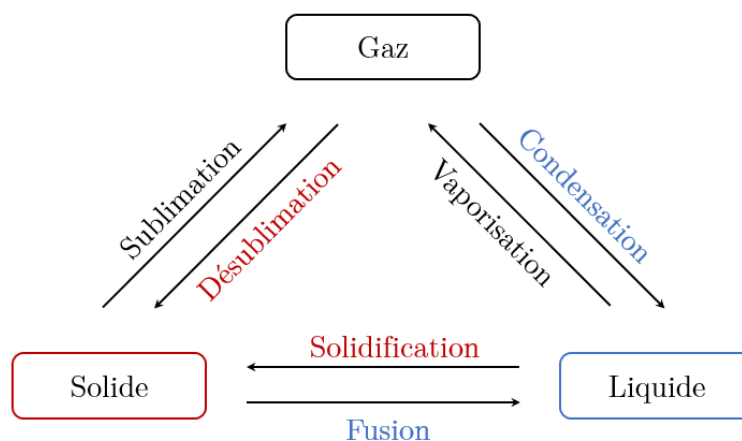


Figure 1.3- Changement de phase et ses transferts

Par exemple, à l'état gaz, le processus de condensation va conduire à un état liquide de la matière alors que le chemin inverse correspond à un processus dit de vaporisation. Le liquide

peut alors, en fonction des conditions, se transformer sous l'état solide alors que le processus direct (gaz vers solide) de désublimation est également possible.

1.3. Etat de l'art sur la prise en glace

1.3.1. Aspects expérimentaux

Les travaux portant sur la caractérisation des transferts en présence de prise en glace ont été principalement effectués à partir du développement d'approches expérimentales dédiées ; la majeure partie des essais conduit à étudier un air humide se condensant sur une paroi froide ; les conditions de vitesse, température, humidité sont les paramètres de contrôle. Même si les approches sont similaires à celles appliquées sans transfert de masse, par exemple pour caractériser des géométries données en perte de charge et échange de chaleur en fonction des caractéristiques de l'écoulement fluide (nombre de Reynolds, nombre de Prandtl), force est de constater qu'en cas de prise en glace, l'organisation des résultats est bien différente. En effet, dans le cas d'air sec i.e. sans transfert de masse, les études réalisent des corrélations plus au moins complexes à partir de transferts établis i.e. en condition stationnaire. Cependant, le processus de dépôt de glace est par nature un phénomène instationnaire dépendant également de l'historique de l'évolution subie. Ceci complique évidemment l'approche et explique alors l'absence de corrélation en cas de prise en glace.

A notre connaissance, Jones et Parker [4] ont été les premiers à étudier le dépôt de glace entre deux plaques parallèles et ont souligné le rôle majeur de l'humidité relative ainsi que la température sur l'épaisseur de la glace alors qu'au contraire, la vitesse de l'écoulement ne semble pas être un paramètre du premier ordre. Ostin et Andersson [5] ont proposé une démarche similaire en faisant varier les niveaux de température, d'humidité relative et de vitesse de l'écoulement. Leurs résultats sont en accord avec ceux de Jones et Parker [4]. Dans une gamme de température comprise entre -20° et -7°C , plus la paroi est froide et plus la couche de glace est épaisse. De plus, les résultats se sont focalisés sur la formation de givre et deux types de croissance ont été identifiés : une croissance monotone (la glace se développe de manière continue) et une croissance cyclique (fusion à la surface liée à une densification interne abrupte) pour une gamme de vitesse comprise entre 2.6 et 5.7 m/s en condition d'écoulement laminaire. Il a été souligné que lorsque la vitesse augmente, seule la masse et la masse volumique de la glace sont favorisées. Les travaux de Cheng et Wu [6] ont conforté les tendances mises en évidence par Ostin et Anderson [5].

La majeure partie des approches expérimentales est réalisée en conjonction d'un modèle analytique, basé généralement sur des processus simplifiés, avec comme objectif principal de réaliser des prédictions sur le développement temporel de la couche de glace. Par exemple, Lee

et al. [7] ont développé un modèle analytique pour la formation de givre sur plaque plane et conduit des essais dédiés pour valider leur modèle. Le modèle mathématique a été validé avec des écarts caractéristiques de 10% environ entre résultats d'essai et résultats analytiques sauf au cours des premiers instants de la formation de la glace. Plus récemment, Hermes et al. [8] ont réalisés des essais expérimentaux sur une plaque en aluminium de 10cm x 10 cm en considérant un écoulement laminaire (vitesse étudiée variant de 0.7 à 1 m/s). Un modèle analytique a également été proposé en vue de comparer avec les résultats expérimentaux disponibles et une corrélation alternative pour la masse volumique de la glace a été proposée avec des écarts inférieurs à 15%. La température de la paroi a été confirmée comme étant le facteur le plus influant sur l'accroissement de la glace tandis qu'aucun effet du débit n'a été observé.

Fossa et al. [9], [10] ont étudié la prise en glace sur plaque plane en convection naturelle. Une plaque plane froide a été mise en place dans un canal vertical ouvert en haut et en bas pour la circulation de l'air naturel. Au cours de leurs études expérimentales, Fossa et al. ont mis plus particulièrement en évidence le rôle du confinement de l'écoulement sur le développement de la couche de glace. Plus particulièrement, lorsque la couche de glace est relativement fine par rapport à la longueur du canal, les prédictions de l'évolution de la couche de glace ne parviennent pas à les caractériser avec précision.

Les géométries telles que des tubes placés au sein de l'écoulement ont également fait l'objet d'une étude approfondie. Lee et Ro [11] ont, par exemple, étudié la prise en glace autour d'un cylindre placé au sein d'un écoulement dont l'humidité varie de 2.5 à 3.54 g de vapeur d'eau/kg d'air sec et offrant une température de rosée inférieure à 0°C. L'épaisseur de la couche de glace sur les faces avant (où il y a le point de stagnation) et arrière (où il y a des vortex qui améliorent le transfert de masse) est favorisée par rapport aux couches se développant en haut et en bas du cylindre. Le travail de Barzanoni et al. [12] souligne que la vitesse de l'écoulement favorise la masse, l'épaisseur ainsi que la quantité de la couche de givre. Tahavvor et Yaghoubi [13], [14] soulignent que le développement de la glace en haut et en bas du cylindre sont bien différents. A notre connaissance, ils furent les premiers à proposer une modélisation avec hypothèse de sursaturation en convection naturelle et les résultats obtenus ont alors permis de proposer des conclusions pour les propriétés de la glace.

Les études de prise en glace autour de cylindres sont réalisées avec comme objectif de caractériser des systèmes complets comme les échangeurs à tube à ailettes. Yan et al. [15] ont directement étudié le développement de givre dans de telles géométries et ils ont signalé que la vitesse d'air faible en entrée favorise l'épaisseur des couches de glace et que la chute de pression est directement proportionnelle à l'humidité relative. Une vitesse faible réduit les transferts thermiques, les niveaux de température sont donc plus faibles favorisant le développement de la prise en glace. Lenicet et al. [16] ont également réalisé une approche expérimentale de la prise en

glace dans un échangeur simplifié. La vitesse d'air modulée en entrée par un ventilateur varie entre 0.6 et 1.4 m/s ; l'ensemble de l'expérimentation a été placé dans une chambre à ambiance contrôlée de manière similaire à Yan et al.[15](cf. Figure 1.4). Les résultats obtenus soulignent que l'augmentation de la vitesse favorise l'épaississement de la couche de glace.

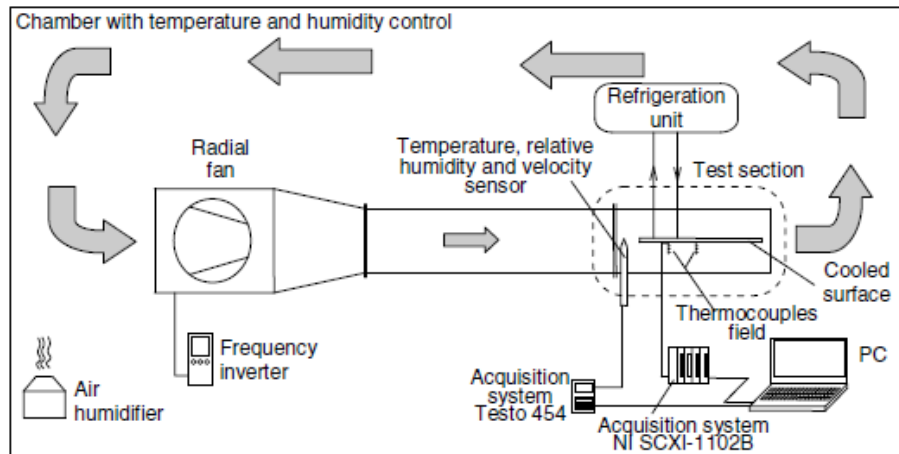


Figure 1.4– Banc expérimental de Lenic[16]

Les travaux se sont récemment intéressés au potentiel du traitement de surface sur la prise en glace. En 2003, Na et Webb [17] ont démontré que le traitement de surface jouait un rôle sensible sur la prise en glace dans les premiers instants du processus de givrage, i.e. au moment de la constitution de la couche de givre primaire sur la paroi. Plus l'angle de contact est faible (plaque hydrophile), plus la prise en glace est facilitée. L'influence de l'angle de contact a également été étudiée par Lee et al. [2] soulignant une conclusion opposée. Selon eux, l'angle de contact a peu d'effet sur la structure du givre. Plus tard, Liu et al. [18]–[21] ont publié une série d'études consacrées aux traitements de surface pouvant retarder la prise en glace. Ses résultats soulignent que la formation de givre ne commence pas si le niveau de sursaturation (défini comme la différence entre le taux d'humidité et le taux d'humidité à la saturation) est faible. Dans certaines conditions expérimentales, la surface traitée peut retarder la prise en glace de 3h. A côté de ces facteurs principaux (humidité, débit d'air, température de l'écoulement et de paroi), l'angle de contact joue donc un rôle important sur la formation de la glace.

Les approches expérimentales demeurent très dépendantes des conditions d'essai ainsi que de la précision des mesures mises en jeu, ces dernières ne pouvant être que globales. En effet, la masse et l'épaisseur de glace sont généralement des paramètres mesurés mais, sauf erreur de notre part, aucune mesure locale n'est généralement mise en œuvre. Les processus ne peuvent donc être décrits que de manière globale ce qui explique l'intérêt d'une approche numérique.

1.3.2. Analyse numérique de la prise en glace

1.3.2.1. Approche analytique

Comme nous l'indiquions précédemment, les approches expérimentales ont souvent été accompagnées de modèles analytiques, l'idée étant d'accéder à une certaine prédiction du développement de la couche de glace. Sauf erreur de notre part, les modèles analytiques reposent tous sur une analyse de Lewis entre transfert de chaleur/transfert de masse et la philosophie générale se base sur une caractérisation des transferts simplifiés pour accéder à une estimation de la variation de la hauteur de la couche de glace. Les hypothèses simplificatrices reposent essentiellement sur :

- le développement de la couche de glace est considéré comme quasi-stationnaire i.e. les transferts à une hauteur donnée sont considérés comme stationnairement établis,
- l'épaisseur de la couche de glace est uniforme et constante en espace,
- l'écoulement de gaz s'effectue à pression uniforme et l'uniformité en pression se retrouve également au sein de la glace,
- l'analogie de Lewis est appliquée i.e. les coefficients de transfert de masse sont estimés à partir des coefficients de transfert de chaleur.

Le débit d'eau se transformant en glace s'exprime suivant deux termes différents correspondant en fait à la variation de l'épaisseur de la couche de glace ainsi qu'à sa densification tel que :

$$\dot{m} = \rho_s \frac{dx_s}{dt} + x_s \frac{d\rho_s}{dt} = h_m (\omega_a - \omega_s) \quad (1.1)$$

et bien entendu, la masse d'eau disponible provient d'un transfert entre la couche de glace et l'écoulement d'air humide avec :

ω_a l'humidité absolue de l'air en entrée,

$\omega_s = \omega_{sat}(T_s)$ l'humidité absolue à l'interface de la couche de givre,

$h_m = h/c_p Le^{2/3}$ le coefficient de transfert de masse,

avec h , c_p et Le respectivement le coefficient convectif de transfert de chaleur, la chaleur spécifique et le nombre de Lewis.

En effectuant la conservation de la quantité d'eau mais également de la température à un instant donné dont les deux champs sont supposés en équilibre, on a :

$$D_f \frac{d^2 \omega}{dx^2} = \lambda \omega \quad (1.2)$$

$$k_f \frac{d^2 T}{dx^2} = -\rho_a i_{sv} \lambda \omega \quad (1.3)$$

avec: $D_f = D\varepsilon/\delta$ la diffusivité effective de la vapeur d'eau dans la couche de givre,
 k_f la conductivité thermique effective du milieu poreux que constitue la glace,
 i_{sv} la chaleur latente de désublimation,
 λ le coefficient de désublimation.

Les conditions aux limites se modélisent comme :

$$\begin{cases} \omega_{(x=x_s)} = \omega_s & \text{à l'interface} \\ \frac{d\omega}{dx} = 0 & \text{à la paroi} \end{cases}$$

une intégration directe de l'équation de l'humidité (cf. équation 1.2) avec les conditions limites précédentes donne la solution :

$$x_s \sqrt{\lambda / D_f} = \cosh^{-1}(\omega_s / \omega_w) \quad (1.4)$$

c'est-à-dire que la relation entre l'épaisseur x_s de la glace et le taux d'humidité à l'interface ω_s est établie. De manière similaire, en intégrant l'équation de conservation de la température avec les conditions limites suivantes :

$$\begin{cases} T = T_s & \text{à l'interface} \\ T = T_w & \text{à } x = 0 \text{ la paroi} \end{cases}$$

on obtient la formulation de la température de surface

$$T_s = T_w + \frac{q + \dot{m} i_{sv}}{k_f} + \frac{D_f}{k_f} \rho_a \omega_w \left(1 - (\omega_s / \omega_w)\right) i_{sv} \quad (1.5)$$

avec q la chaleur sensible $q = h(T_a - T_s)$.

que l'on peut également écrire comme :

$$k_f \frac{T_s - T_w}{x_s} = h(T_a - T_s) + \frac{h}{c_p} (\omega_a - \omega_s) i_{sv} \quad (1.6)$$

En introduisant le nombre de Biot ($Bi = hx_s/k_f$), l'équation 1.6 s'écrit :

$$\theta = \frac{T_s - T_w}{T_a - T_s} = Bi \left[1 + \left(\frac{\omega_a - \omega_s}{T_a - T_s} \right) \frac{i_{sv}}{c_p} \right] \quad (1.7)$$

Grandeurs	Variables	Grandeurs	Variables
Epaisseur	$X = \frac{x_s}{L}$	Temps	$\tau = \frac{\rho_f t}{k_f c_p L^2}$
Conductivité thermique	$\tilde{k} = \frac{k_{f0}}{k_a}$	Dégré de sursaturation	$\omega = \omega_a - \omega_w$
Différence de température	$T = a_1 (T_a - T_w)$		

Tableau 1.1 : Variables dimensionnelles

A partir d'une procédure de normalisation en introduisant les variables sans dimension définies dans le Tableau 1.1, l'équation 1.7 s'écrit :

$$\theta = Bi \left(1 + \frac{1}{Ja} \right) = Nu \frac{k}{k_f} \left(1 + \frac{1}{Ja} \right) X \quad (1.8)$$

avec $Nu = hL/k$ le nombre de Nusselt,

$Ja = c_p T / a_1 i_{sv} \omega$ le rapport entre la chaleur latente et la chaleur sensible.

Ainsi, pour obtenir l'épaisseur de la glace, dérivons la relation entre t et τ

$$dt = \rho_f \frac{c_p L^2}{k_{f0}} d\tau + \tau \frac{c_p L^2}{k_{f0}} d\rho_f \quad (1.9)$$

et intégrons-la dans le bilan de masse (équation 1.1) pour alors écrire :

$$L\rho_f dX + LX d\rho_f = \dot{m} \frac{c_p L^2}{k_{f0}} (\rho_f d\tau + \tau d\rho_f) \quad (1.10)$$

qui devient alors :

$$dX + \left(X - \frac{Nu}{\tilde{k}} \frac{\omega}{1 + \theta} \tau \right) \frac{d\rho_f}{\rho_f} = \frac{Nu}{\tilde{k}} \frac{\omega}{1 + \theta} d\tau \quad (1.11)$$

La masse volumique de la couche de givre est proposée par Hayashi et al. [22] :

$$\rho_f = a_0 \exp(a_1 T_s + a_2) \quad (1.12)$$

Le terme $d\rho_f / \rho_f$ dans l'équation 1.11 est estimé comme :

$$\frac{d\rho_f}{\rho_f} = T \frac{\theta}{1 + \theta} \frac{dX}{X} \quad (1.13)$$

L'équation 1.11 s'écrit finalement comme :

$$\frac{dX}{d\tau} = \frac{Nu\omega}{\tilde{k} + Nu(1 + T)(1 + 1/Ja)X - Nu\omega T \frac{\theta}{1 + \theta} \frac{\tau}{X}} \quad (1.14)$$

et correspond à une équation différentielle ordinaire dont la solution est directe :

$$X = \frac{\sqrt{d_1^2 + 4d_0\tau} - d_1}{2} \quad (1.15)$$

avec $d_0 = \omega \frac{(2 + T)}{(1 + T)(1 + 1/Ja)}$ et $d_1 = \frac{\tilde{k}}{Nu} \frac{(2 + T)}{(1 + T)(1 + 1/Ja)}$

Hermes[8], [23], [24]a présenté le modèle analytique présenté auparavant permettant de prédire directement la variation de l'épaisseur de la couche de glace en fonction du temps. Les prédictions ainsi obtenues ont été comparées avec des résultats expérimentaux de la littérature et dans une plage d'humidité comprise entre 0.0057 et 0.009kg/kg d'air sec et pour une différence de températures caractéristique entre la paroi et l'air de l'écoulement compris entre 19 et 32°C ;un excellent accord avec les prédictions analytiques est alors souligné.

Kandula[25], dans une approche analytique similaire, a plus particulièrement étudié le rôle de la vitesse de l'air et des niveaux de température sur le développement de la glace et a permis de soulignerdes tendances opposées. En effet, ses résultats mettent en avant que l'augmentation de la vitesse n'a que peu d'effet sur l'épaisseur de la glace mais contribue de manière importante à la densification de la couche de glace. Dans le même temps, la

température de l'air joue un rôle similaire. On peut souligner dans la littérature que ce type d'approche analytique a été appliqué à plusieurs reprises pour étudier le rôle de paramètres comme la température de l'écoulement [26] et les conditions de vitesse [27] et [7]. Bien sûr, l'approche de ces modèles demeure cependant limitée et ne permet pas de prendre en compte une évolution spatiale mais également les conditions de saturation à l'interface. Pour une telle prise en compte, seule l'approche plus complète caractérisant les champs de vitesse et de transfert des différentes espèces peut assurer une meilleure analyse.

1.3.2.2. Modélisation de la prise en glace

Une première tentative d'amélioration de l'approche analytique a été réalisée par Tao et al. [28] en résolvant les équations de température, de fraction volumique de la glace et de changement de phase à partir d'une analyse instationnaire et basée sur les techniques de fraction de volume. Une telle approche requiert une résolution numérique – aucune solution analytique n'étant accessible – et assure l'obtention des variations des principaux paramètres en fonction du temps de développement de la couche de glace. Tao et al. [28] ont ainsi pu mettre l'accent sur la densification de la couche de glace, notamment à partir de la diffusion prise en compte par la loi de Fick. Les résultats de la modélisation se confrontent assez bien avec des mesures de diffusion de masse effective de la vapeur d'eau au sein de la neige pour des températures comprises entre -9 et -1°C. Lenic et al. [16] ont récemment publié leurs travaux expérimentaux et numériques sur la formation de glace autour de tubes caractéristiques d'échangeur. Pour se faire, la modélisation numérique a nécessité la résolution des équations de Navier-Stokes en 2D transitoire ; le modèle mathématique de givrage est toujours basé sur une analyse de transfert pour laquelle des termes sources sont à intégrer. Bien qu'il s'agisse d'une simplification, notamment au cours des instants initiaux de développement de la couche de givre, c'est à notre connaissance un modèle simple et robuste permettant d'accéder à des évolutions spatiales le long de la couche de glace. Lenic et al. [16] soulignent principalement que la nature poreuse de la glace est essentielle à prendre en compte et que les valeurs des propriétés en son sein sont également sensibles. Yang et al. [29] ont étudié le développement de la couche en présence d'un écoulement turbulent, modélisés par le classique modèle $k-\epsilon$. Les résultats en turbulent ont été comparés aux résultats obtenus en présence d'un écoulement laminaire et les effets du profil de vitesse ne semble être que du second ordre. En écoulement laminaire, l'épaisseur demeure favorisée par rapport au cas turbulent et les flux de masse n'ont pas été significativement différents.

Un nouveau modèle, plus complexe, a été récemment proposé par Cui et al. [30] en se basant sur la théorie de nucléation pour rendre compte de la prise en glace. En effet, au lieu de baser le développement de la couche de glace uniquement sur des similitudes de transfert, Cui et al. [30] sont les premiers, à notre connaissance, à simuler les périodes initiales et de

développement de la couche de glace sur une paroi plane. A partir de la théorie de nucléation, assurant une meilleure prise en compte de la physique des mécanismes mis en jeu et découple, à la fois spatialement et temporellement les développements de la glace. Les résultats obtenus soulignent que la hauteur de glace se développe plus rapidement en aval de la plaque. Dans les premiers instants, le transfert de masse, issu de la vapeur d'eau dans la couche de glace, contribue principalement à l'augmentation de l'épaisseur de la couche de glace. De manière contradictoire, le développement de la glace sur une couche pleinement établie favorise la masse volumique de la glace.

1.4. Conclusion partielle

Bien que le modèle numérique basé sur la théorie de nucléation soit complexe à mettre en œuvre, son potentiel semble des plus intéressants, notamment dans l'analyse des premiers instants de développement de la couche de glace. Nous avons alors décidé de développer un tel modèle numérique. En parallèle, les contradictions dans les conclusions des études expérimentales et l'absence de bilan thermique au cours des essais nous a conduit à développer notre propre approche expérimentale, notamment à partir du banc d'essai « HUMIDE » présenté par la suite.

Chapitre 2

Description & Qualification du Dispositif Expérimental

Sommaire

2.1. Description de la soufflerie « <i>HUMIDE</i> ».....	17
2.1.1. Présentation du banc d'essai	17
2.1.2. Moyens de mesures.....	18
2.1.2.1. Contrôle de débit.....	18
2.1.2.2. Contrôle de température de l'air en entrée	19
2.1.2.3. Mesure d'humidité par hydromètre à miroir refroidi.....	21
2.1.2.4. Production de vapeur d'eau.....	22
2.2. Evolutions dédiées à l'étude de prise en glace	25
2.2.1. Module pariétal	25
2.2.2. Contrôle de la température de paroi.....	27
2.2.2.1. Système mis en jeu	27
2.2.2.2. Thermométrie par thermocouple.....	29
2.2.3. Mesure de masse.....	31
2.2.3.1. Mise en place le système.....	31
2.2.3.2. Qualification de la mesure de masse	32
2.2.4. Mesure de l'épaisseur de glace	34
2.3. Conclusion partielle.....	36

L'objectif de notre étude est de caractériser la prise en glace et son développement à partir d'un écoulement turbulent d'air humide le long d'une plaque plane. En effet, en fonction de conditions thermiques favorables, l'air humide au contact d'une paroi froide provoque la formation et l'accumulation de glace. Afin d'analyser paramétriquement les variables telles que la vitesse, le taux d'humidité de l'écoulement et les températures mises en jeu (d'entrée fluide et de la paroi), des investigations expérimentales ont été réalisées à partir de la soufflerie « HUMIDE » existante au sein de l'axe COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques) de l'ENSMA. La réalisation de ces essais expérimentaux a nécessité des modifications du banc d'essais existant notamment au niveau du module pariétal sur lequel le dépôt de glace intervient. Plus généralement, l'ensemble des conditions expérimentales est présenté par la suite.

2.1. Description de la soufflerie « HUMIDE »

2.1.1. Présentation du banc d'essais

La soufflerie « HUMIDE » a été développée et conçue au sein de l'axe COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques) de l'ENSMA pour traiter une problématique industrielle concernant les transferts de chaleur et de masse dans les échangeurs de chaleur compacts. L'objectif initial était d'effectuer une analyse fondamentale du transfert de chaleur et de masse en présence de condensation entre de l'air humide et une paroi, dont les conditions doivent ainsi être parfaitement contrôlées[31].

Lors des phases de conception, le dispositif expérimental a initialement été conçu pour prendre en compte plusieurs paramètres thermiques et dynamiques. Afin de réaliser des essais en condensation ou avec dépôt de glace dans un environnement parfaitement contrôlé, l'un des objectifs majeurs a été de permettre la génération d'un écoulement d'air humide homogène en vitesse, en température et en teneur en humidité. Cet air est injecté dans une veine d'essais dans laquelle seront menées les mesures et les investigations dynamiques, thermiques et massiques les plus fines et utiles pour appréhender les phénomènes physiques mis en jeu. Pour cela, la soufflerie est composée de 4 zones principales (cf. Figure 2.1) :

- **Alimentation d'air sec** : zone de contrôle en pression, en débit massique et en température de l'air issu du réseau. Alimentée par un réseau d'air comprimé, ce

dernier est préalablement contrôlé avant d'entrer dans la chambre de tranquillisation.

- **Chambre de tranquillisation:** veine de section carrée de dimension 300 mm x 300 mm composée d'injecteur de vapeur d'eau et d'un réseau de grille afin d'uniformiser l'écoulement et assurer des conditions dynamiques et hydriques de l'écoulement en sortie.
- **Convergent et zone d'entrée:** connexion entre la chambre de tranquillisation et la veine d'essais de section 30 mm x 300 mm ; la forme du convergent a fait l'objet d'une attention *particulière* pour réduire les couches limites et assurer un profil uniforme de vitesse, de température et d'humidité en entrée.
- **Veine d'essais:** section rectangulaire de 30 mm x 300 mm offrant une longueur de 2m. Les parois inférieures sont en fait constituées de 5 blocs de dimension 30 mm x 300 mm x 400 mm dont les conditions thermiques sont contrôlées.

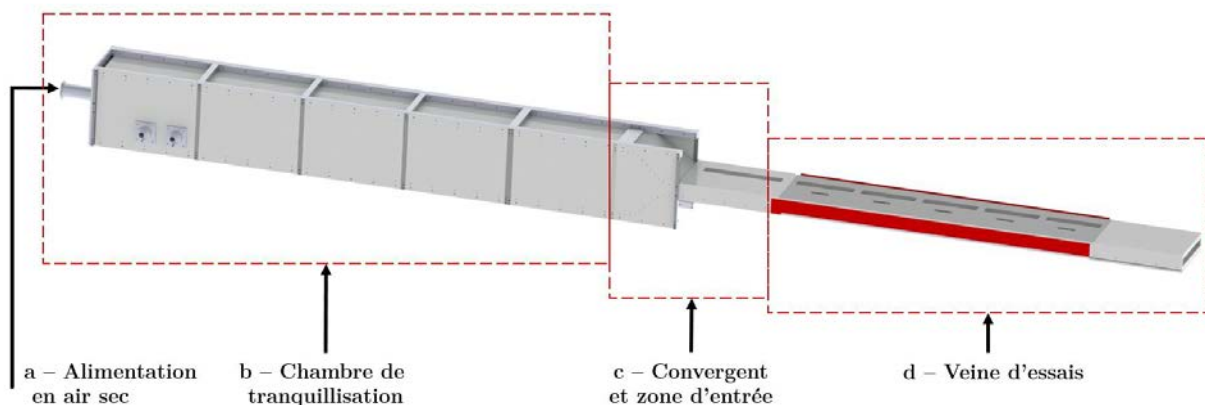


Figure 2.1– Vue d'ensemble de la soufflerie

L'analyse de l'écoulement dans des conditions exploratoires données requiert des moyens de contrôle et de mesure détaillée par la suite.

2.1.2. Moyens de mesures

2.1.2.1. Contrôle de débit

Le système de régulation est divisé en deux parties, la première étant composée par un filtre à air et deux détendeurs (cf. Figure 2.2). Le filtre assure une arrivée d'air débarrassé de toute contamination. Le premier détendeur permet d'éliminer les oscillations de pression liées

au fonctionnement du compresseur. Une fois stable et propre, le débit d'air peut être contrôlé. Le second détendeur sert à fixer la pression d'air entrant dans le col sonique.

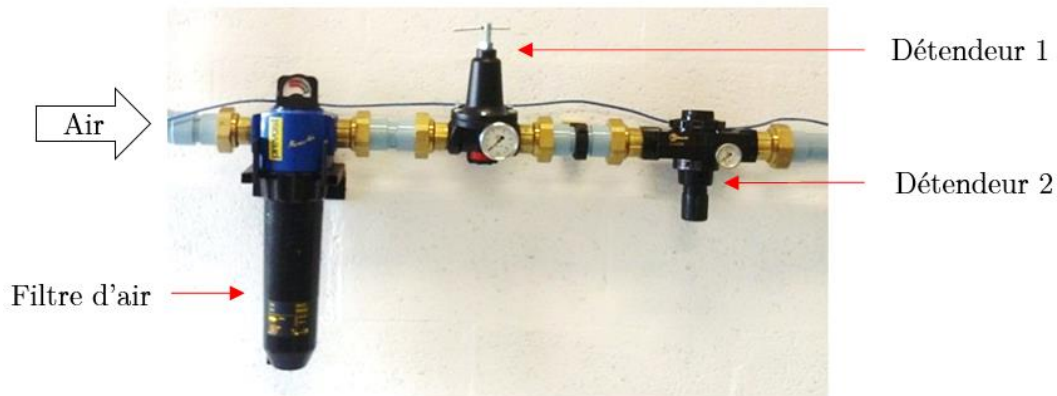


Figure 2.2 – Filtre et système de régulation de pression

La deuxième partie du système permettant de contrôler le débit est un col sonique (cf. Figure 2.3), limitant au maximum les effets des variations de pression en aval en amorçant le col (nombre de Mach égal à 1). Le col utilisé a un diamètre égal à 5 mm et est placé à l'intérieur d'un raccord de canalisation (cf. Figure 2.3b et 2.3c). Deux manomètres de type Bourdon sont disposés de part et d'autre du col sonique utilisé (cf. Figure 2.3).

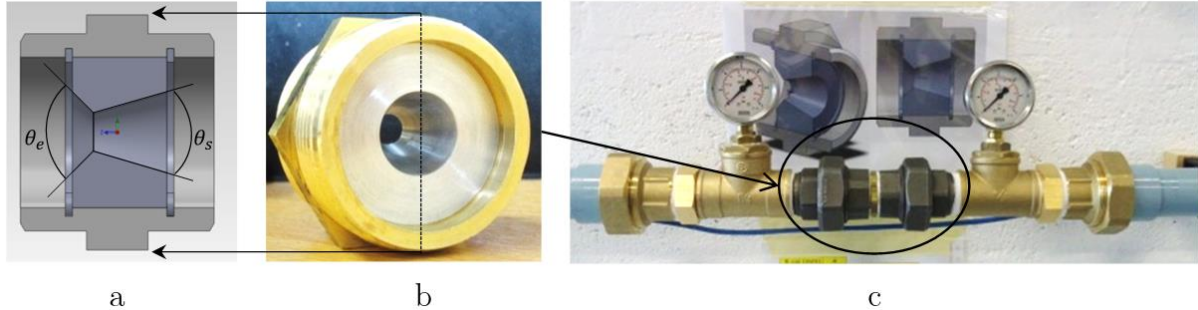


Figure 2.3 – Montage des manomètres et col sonique

2.1.2.2. Contrôle de température de l'air en entrée

L'alimentation en air comprimé présente des valeurs de température faibles comprises entre 5 et 15 °C après le col sonique, du fait des différentes phases de détente opérées. Pour assurer une température donnée en entrée de chambre quelles que soient les conditions de température après le col sonique, un système de chauffage est positionné entre la sortie du réseau d'air comprimé (après le second manomètre du montage de col sonique) et l'entrée de la chambre de tranquillisation (cf. Figure 2.4).

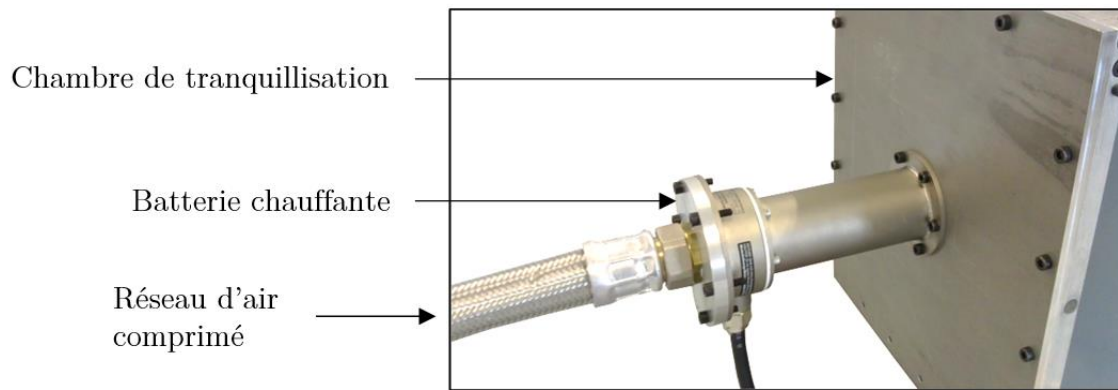


Figure 2.4 – Réseau d'air comprimé / Batterie chauffante / Chambre de tranquillisation

La batterie chauffante modèle « LE 5000 DF » (Figure 2.5a), de puissance maximale 4.5 kW, est alimentée électriquement par un modulateur à commande de consigne. La lecture de température de consigne est effectuée dans la chambre de tranquillisation par une sonde à résistance (PT 100). Le système de contrôle de puissance possède deux composants principaux :

- l'interface de commande à distance modèle « DES triphasée » (Figure 2.5d) qui assure le contrôle de la puissance électrique envoyée à la batterie chauffante,
- l'interface digitale modèle « KSR digital » (Figure 2.5b), qui permet de définir la température de consigne.

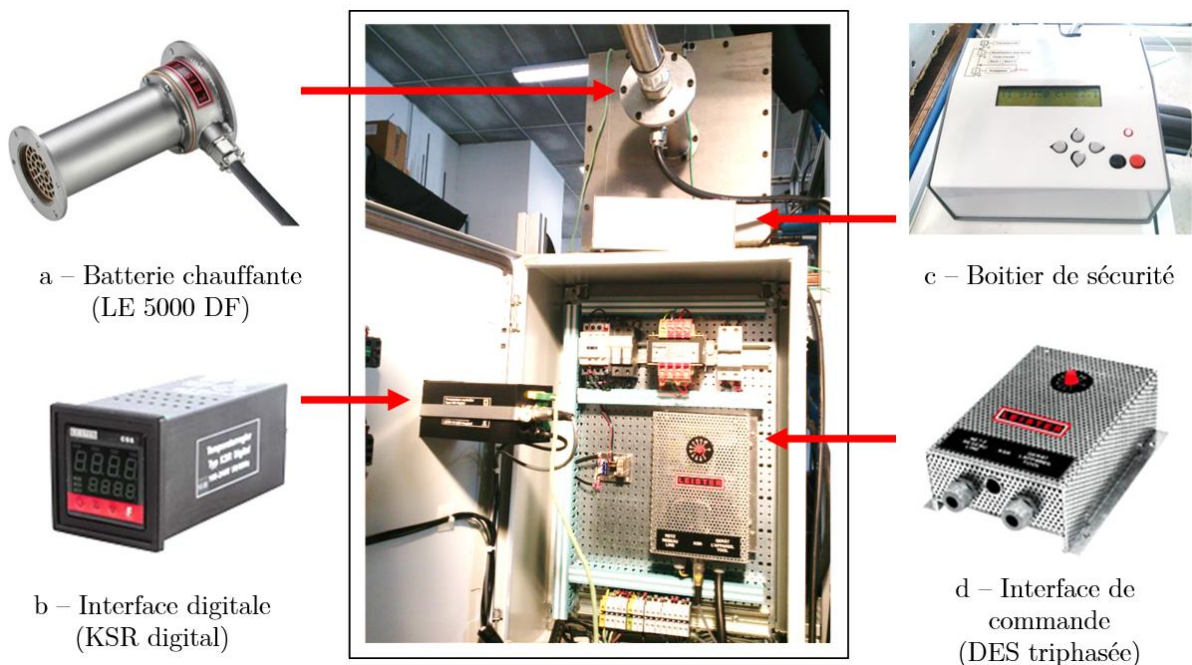


Figure 2.5 – Système de contrôle de température de l'air à l'entrée de la soufflerie

Un système de sécurité est mis en place avec trois protections différentes. En effet, l'alimentation électrique du chauffage est liée à un boîtier de sécurité (Figure 2.5c) de manière à couper directement le circuit électrique dans les cas suivants :

- la température de sortie d'air dépasse la valeur maximale (150 °C),
- la température externe de l'appareil de chauffage dépasse le seuil critique (80 °C),
- le débit massique est insuffisant et est inférieur au minimum accepté (14 g/s) pour la batterie chauffante.

2.1.2.3. Mesure d'humidité par hygromètre à miroir refroidi

Les mesures d'humidité absolue sont effectuées par un prélèvement d'air au bord de la veine d'essais et dirigé vers un hygromètre à miroir refroidi. Ce type d'appareil mesure le point de rosée de l'air humide. L'air humide prélevé dans la veine est dirigé vers une surface contrôlée en température (miroir refroidi décrit ultérieurement). La température de cette surface est réduite graduellement jusqu'à l'occurrence de la condensation. De ce fait, la température du miroir est considérée comme étant la température de rosée de l'écoulement.

L'hygromètre « MICHELL INSTRUMENT » à condensation à deux étages, augmentant la gamme de mesures de -32 à 90 °C, a été choisi et il garantit des mesures du point de rosée avec une précision de 0.15 °C. L'appareil est muni d'un calculateur permettant d'estimer le pourcentage d'humidité (% HR) ou encore la masse volumique de l'air. Les mesures de température sont réalisées par une sonde à résistance de platine PT100. Celle-ci est située à l'entrée de la zone convergente et mesure la température avec une précision de 0.1 °C. Le prélèvement d'air est réalisé par une pompe au débit de 0.1 l/min (cf. Figure 2.6a) à l'entrée de la zone convergente et l'air humide est dirigé vers la sonde déportée (cf. Figure 2.6b) par un tube flexible.

Le système réalise des étalonnages optiques dynamiquement par rapport au degré de contamination du miroir. Le contrôle de ces étalonnages, le calcul de l'humidité relative et le transfert des données au logiciel d'acquisition sont réalisés à l'aide de la centrale d'acquisition spécifique Optidew (cf. Figure 2.6c) et le signal est envoyé directement à l'ordinateur par liaison RS-232.

Enfin, une mesure d'humidité locale peut être réalisée au travers d'un orifice de 10 mm de diamètre : celui-ci peut être situé sur chacune des plaques supérieures de la veine d'essais.

Deux lieux de prélèvement seront ainsi privilégiés dans cette étude : la zone d'entrée située juste en aval du convergent (1, Figure 2.6) et la zone de sortie de la veine (2, Figure 2.6).

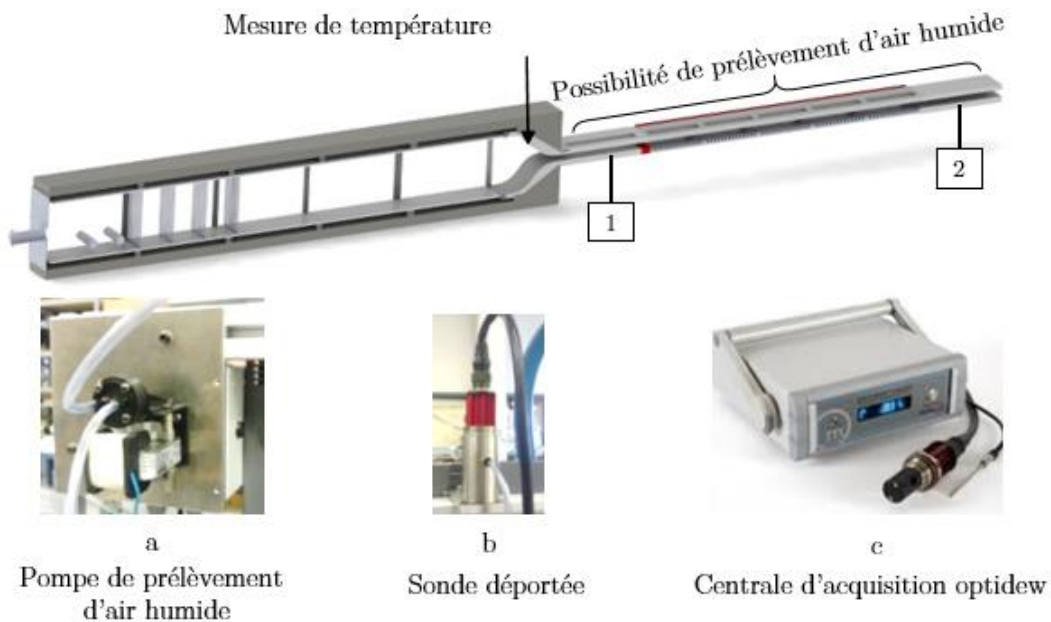


Figure 2.6– Fonctionnement de l'hygromètre à miroir refroidi

2.1.2.4. Production de vapeur d'eau

Le système de production de vapeur retenu a été réalisé à partir d'une modification de deux appareils d'humidification industriels. Les appareils originaux font partie de la ligne « HeaterSteam » fabriquées par la société « CAREL ». Ils sont principalement constitués d'un réservoir d'eau chauffée par des résistances électriques immergées, de manière à réguler la production de vapeur par le contrôle de la puissance électrique du générateur. Les deux générateurs ne sont pas identiques. Le premier est le modèle « UR002 », muni d'une seule résistance (générateur I, Figure 2.7) affichant une production nominale de $2.4 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{h}$ de vapeur d'eau. Sa puissance électrique maximale est de 1.5 kW avec une alimentation monophasée à 230 V . Le deuxième est un modèle « UR010 » (générateur II, Figure 2.7) et sa production de vapeur d'eau est assurée par trois résistances immergées avec une alimentation électrique triphasée à 400 V . La production maximale annoncée est de $10 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{h}$ pour une puissance électrique de 7.5 kW .

Chaque humidificateur présente une plage de fonctionnement allant de 10 à 100% de sa production nominale. Une régulation intégrée avec sonde hygrométrique est disponible, mais ce choix n'a pas été appliqué afin d'éviter des fluctuations de production générées par l'autocorrection en boucle de la teneur en humidité.

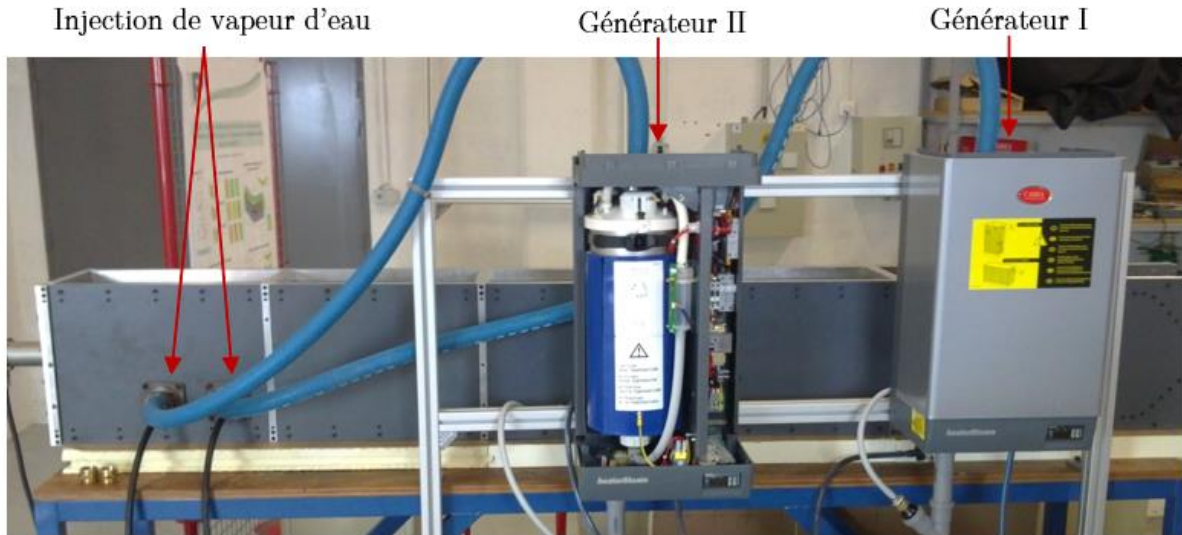


Figure 2.7 – Générateurs de vapeur d'eau

L'objectif recherché est de produire de la vapeur d'eau à débit constant pendant une durée suffisante estimée à une $\frac{1}{2}$ journée voire 1 journée complète. Des modifications au système ont alors été apportées afin de pallier à des variations de production de vapeur en continu. La première étape consiste à adapter un mode de remplissage continu, à l'aide d'un réservoir supplémentaire d'eau. Il sert également à éviter un remplissage excessif des réservoirs des générateurs de vapeur. Toutefois, l'eau étant toujours à température ambiante variable (de 10 à 16 °C) avant d'arriver aux générateurs, une réduction de productivité est constatée. Pour pallier à ce problème, le réchauffement de l'eau a été modifié et s'effectue entre le boîtier de remplissage et les générateurs par passage à travers un échangeur de type tubes coaxiaux à co-courant. La température d'entrée d'eau au niveau des générateurs, après traversée de l'échangeur, est d'environ 70 °C. L'eau du réseau présentant une teneur très élevée en calcaire et autres impuretés, un système de déminéralisation et de filtration de l'eau de remplissage a été ajouté.

Une fois ces modifications apportées (préchauffage en amont des générateurs et alimentation en continu de l'eau déminéralisée), la sécurité interne de l'appareil a dû être « contournée » pour pouvoir permettre un bon fonctionnement. La solution a consisté à réaliser une nouvelle carte de contrôle et une nouvelle interface de commande des appareils. En effet, pour chaque appareil, le réglage de la puissance électrique est effectué à l'aide d'une alimentation externe indépendante. L'alimentation utilisée pour l'UR002 possède une puissance maximale de 1.5 kW inférieure à celle du générateur de vapeur 1.7 kW. La production maximale de ce dispositif est donc réduite à 2.12 kg_{vap}/h. Dans le cas du générateur UR010, l'alimentation électrique est assurée au moyen d'un potentiomètre triphasé de marque « VERILEC » modèle « 3ARC-9-2 » de puissance maximale 10 kW.

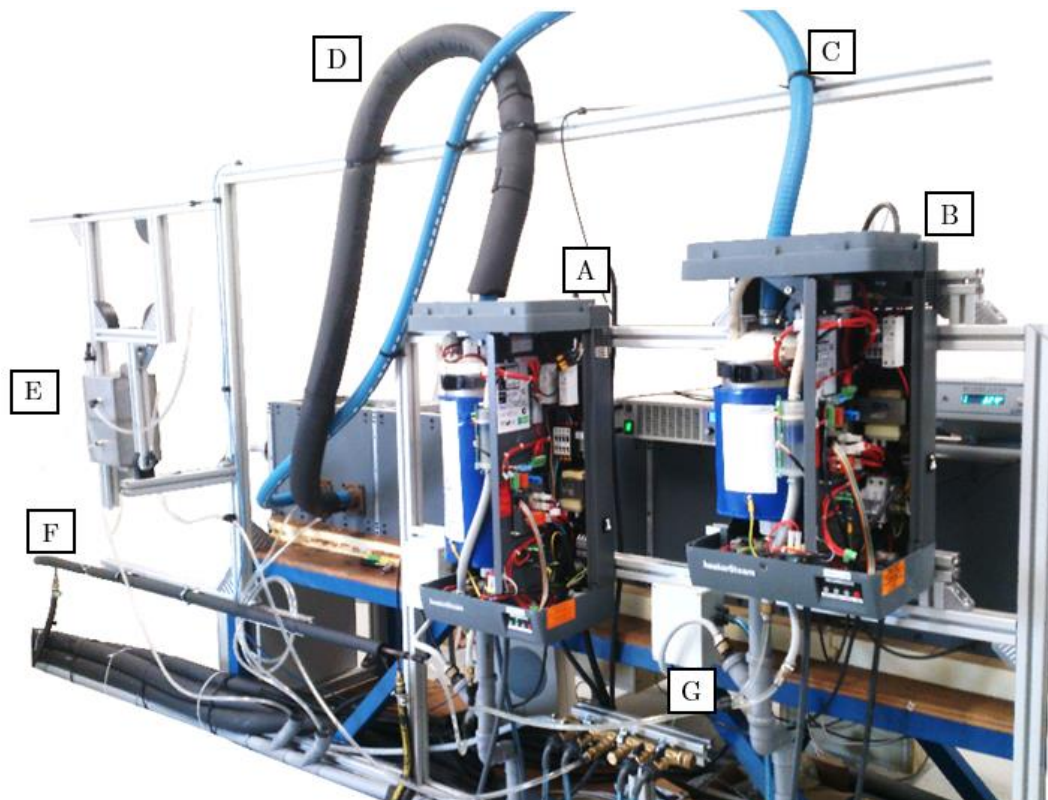


Figure 2.8 – Système final de génération de vapeur : A – Générateur II ; B – Générateur I ; C – Conduite avant isolation ; D – Conduite après isolation ; E – Réservoir de remplissage d'eau ; F – Echangeur à tubes coaxiaux ; G – Electrovanne de vidange

Enfin, l'ensemble du système de production de vapeur est relié à la zone de tranquillisation, là où se fait l'injection de vapeur dans des conduites dédiées. Les tuyaux bleu (avant isolation) et noir (après isolation) sont les conduites (respectivement C et D, Figure 2.8) reliant la sortie des générateurs de vapeur aux conduites perforées placées dans la chambre de tranquillisation. L'isolation de ces tubes est indispensable pour éviter une possible condensation de la vapeur d'eau ainsi produite : leur disposition sur le montage est conforme aux prescriptions requises pour éviter la condensation. Une mesure de sécurité est mise en place et consiste à placer une électrovanne sur la ligne de décharge (G, Figure 2.8). L'électrovanne permet de mélanger de l'eau froide à l'eau chaude issue de l'appareil. En effet, lors d'une vidange, la température de l'eau du réservoir est trop élevée à la fois pour les réseaux en PVC et pour la sécurité (éventuelles brûlures en cas de fuite du réseau d'évacuation).

Nous disposons donc d'air sec, chauffé dans une première étape, puis humidifié selon les besoins en suivant une phase d'humidification stable dans le temps. La Figure 2.9 présente une courbe d'humidité en fonction du temps. Dans ce cas test effectué avec une température d'entrée d'air $T_e = 28 \text{ }^\circ\text{C}$, la vapeur d'eau est déclenchée à $t = 10 \text{ min}$ et le système d'ajout de vapeur d'eau a été démarré avec une humidité relative $HR = 30 \%$. Dans ces conditions, l'hygromètre a besoin de moins d'une minute pour se stabiliser.

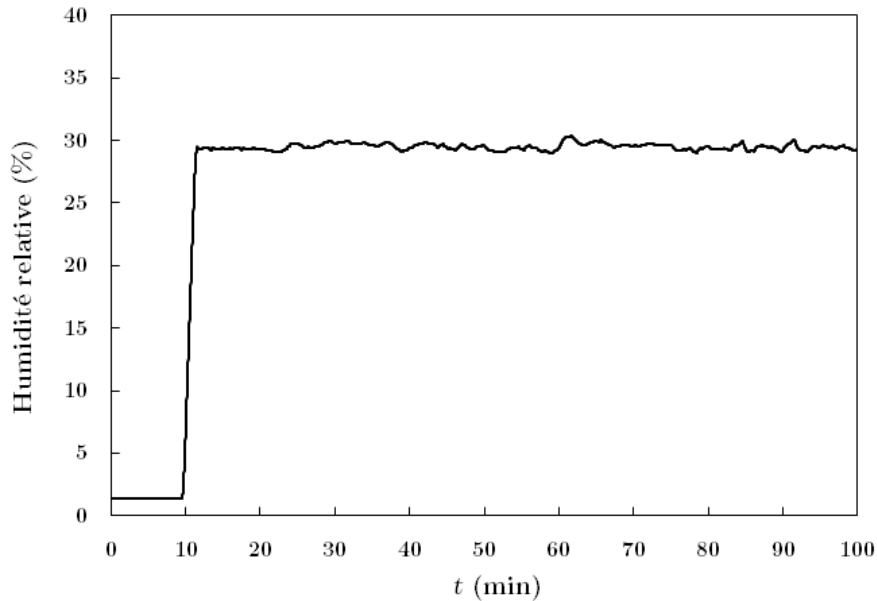


Figure 2.9 – Test de réponse de l’hygromètre d’un échelon d’humidité relecture $HR=30\%$ à $t = 10 \text{ min}$

2.2. Evolutions dédiées à l’étude de prise en glace

Suite à la présentation du banc d’essais Humide, force est de constater que ce dernier est parfaitement adapté à l’étude des mécanismes de prise en glace. En effet, il suffit de réduire la température de l’élément pariétal à des niveaux assurant une prise en glace. Cependant, des modifications et des améliorations du module pariétal ont été nécessaires afin de fonctionner sur une gamme de température de paroi plus faible ($-8.5^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{paroi}} \leq 0^{\circ}\text{C}$). De plus, une balance indépendante de la veine avec une sensibilité renforcée a été mise en place. La sensibilité de la balance impose une maîtrise du système notamment en ce qui concerne les vibrations éventuelles.

2.2.1. Module pariétal

Le module pariétal est placé à la fin de la veine d’essais dans la zone turbulente pleinement développée (cf. Figure 2.10a) équipé d’une balance et d’un appareil photo avec un télescope positionné latéralement (A et B, Figure 2.10a). Le module pariétal est composé des éléments suivants :

- **Parois latérales :** deux faces latérales du module fabriquées en plastique thermorésistant de 30 mm d’épaisseur (C et D, Figure 2.10b). Une seule de ces parois est munie d’une fenêtre en verre de 5 mm d’épaisseur (ici la paroi D),

- **Paroi supérieure** : fabriquée en PVC de 35 mm d'épaisseur également munie d'une fenêtre en verre (F, Figure 2.10b) et d'une zone réduite percée afin de recevoir un système permettant le sondage direct de la température (E, Figure 2.10b),

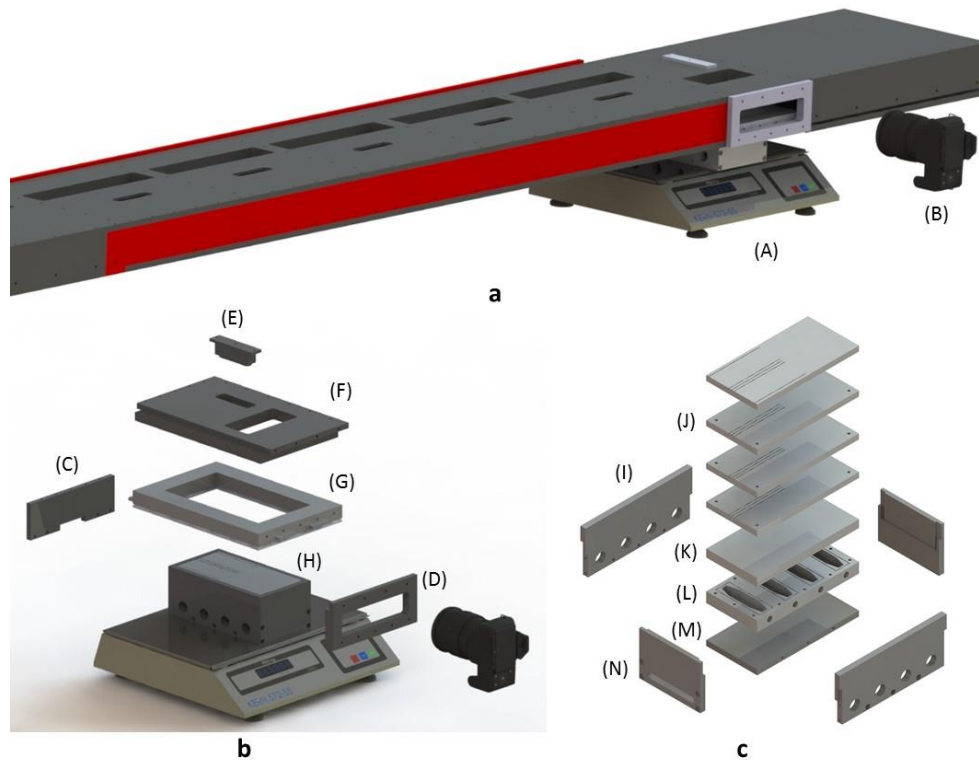


Figure 2.10 – a : Vue d'ensemble de la veine d'essais assemblée – b : Détail du module *Glace*
c : Détail de l'échangeur

- **Paroi inférieure** : bloc en aluminium d'épaisseur 30 mm (G, Figure 2.10b) avec la partie centrale vidée pour mettre en place la zone de mesure,
- **Zone de mesure** : (H, Figure 2.10b) couverte par les isolants d'épaisseur 5 mm (I, J, K, L et M, Figure 2.10c), la partie inférieure et supérieure d'un échangeur en aluminium (O et P, Figure 2.10c) sont placées au-dessus avec 4 plaques en acier de 10 mm d'épaisseur, chaque plaque étant équipée de thermocouples type K.

La prise en glace requiert des températures très faibles à la paroi et l'isolation thermique du module est alors indispensable. En effet, travailler dans un milieu d'air humide mettant en jeu des températures faibles peut facilement conduire à la formation de glace autour du module et pas uniquement au-dessus de la surface d'étude. Pour assurer que cela n'arrive pas, le nouveau module a été isolé par des plaques isolantes d'épaisseur 5 mm (I, J, K, L et M,

Figure 2.10c). Le module Glace est alors un bloc indépendant du banc d'essai et peut être positionné tout le long de la veine d'essais.

2.2.2. Contrôle de la température de paroi

2.2.2.1. Système mis en jeu

L'objectif est de disposer d'un système permettant d'avoir une température uniforme, constante au niveau de la surface inférieure interne du canal (T_p). La température de surface observée est dictée par la circulation de l'eau glycolée dans les échangeurs réalisés, le mélange circulant dans l'échangeur provenant d'un cryostat « Unichiller 020Tw-H » de la marque « HUBER ». La circulation est assurée par une pression de $3 \cdot 10^5$ Pa et la liaison entre le cryostat et l'échangeur s'effectue au moyen de :

- tuyaux rigides, isolés thermiquement, de diamètre interne de 15 mm sur une longueur de 8m,
- deux systèmes de distribution d'eau glycolée dénommés « nourrices » munis de vannes. Le premier permet l'alimentation en eau glycolée de l'échangeur tandis que l'autre sert à la récupération (retour) de l'eau glycolée vers le cryostat,
- tuyaux fins souples, de diamètre interne de 8 mm reliant le système de distribution à l'entrée et la sortie des échangeurs.

Enfin, le cryostat est muni d'une régulation interne de type PID, basée sur une température de consigne. Le réglage en température de l'eau glycolée est effectué par une consigne interne des cryostats avec une stabilité de 0.2 °C. Les températures de circulation ne peuvent pas dépasser les limites de -20 °C et de $+100$ °C. Compte-tenu des pertes de charge différentes sur les réseaux hydrauliques et des pertes thermiques potentiellement différentes, il est possible d'avoir des écarts de température sur l'échangeur. Si la température de consigne est déjà une bonne indication, nous nous baserons surtout sur la température mesurée par le thermocouple de paroi de l'échangeur dénommée par la suite « *température surfacique de contrôle* ». En phase de fonctionnement, il est nécessaire de vérifier que la température surfacique de contrôle de l'échangeur se stabilise et reste constante.

Initialement, pour refroidir les surfaces des 5 blocs dans la veine d'essai, un échangeur serpentin avait été utilisé (cf. Figure 2.11a). Bien que performant d'un point de vue thermique, la multitude des changements brutaux de direction imposés par le design du serpentin génèrait

des vibrations de la structure et de telles vibrations venaient altérer les mesures de masse par des fluctuations non physiques. De plus, l'homogénéité de la surface à refroidir n'était pas assurée. Pour l'ensemble de ces raisons, un nouvel échangeur a été développé (cf. Figure 2.11b). Son principe est donc bien différent. L'échangeur offre des canaux séparés et l'écoulement n'est absolument pas dévié entre l'entrée et la sortie. De plus, chaque débit assure un contrôle spatial beaucoup plus homogène.

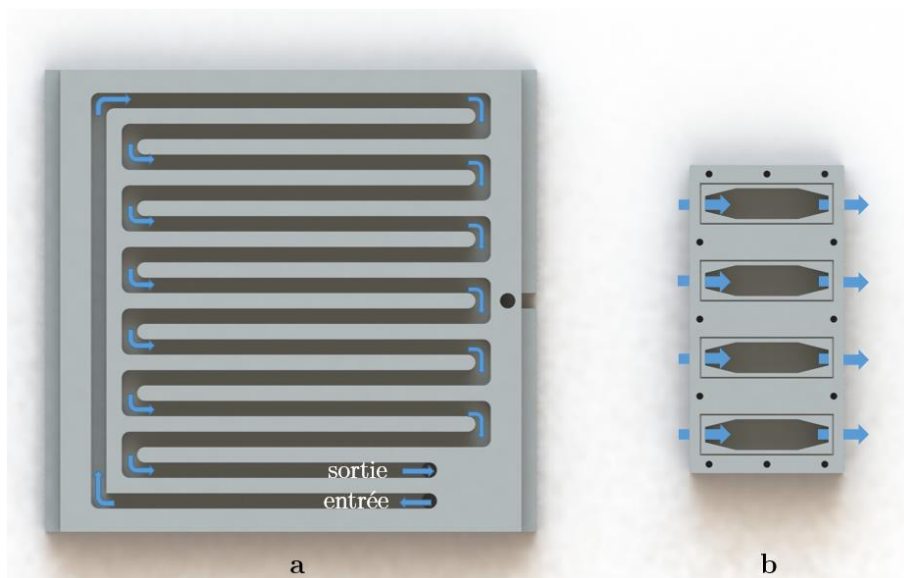


Figure 2.11 – a : Echangeur initial – b : Echangeur modifié

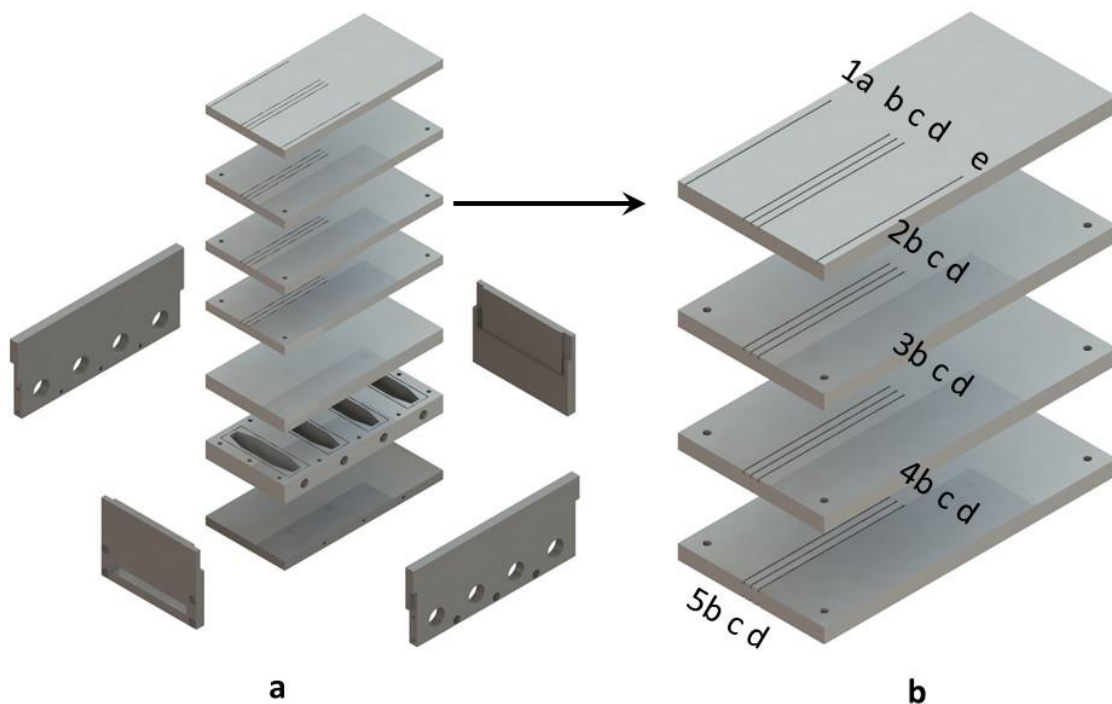


Figure 2.12 – a : Détail de l'échangeur – b : Position des thermocouples

Quatre plaques en acier forment la semelle de l'échangeur et entre chaque plaque réside 3 thermocouple positionné en sandwich entre les plaques. Les températures ainsi mesurées au sein de la semelle sont utilisées pour estimer le flux thermique. La position de chaque thermocouple est présentée figure 2.12c, et chaque plaque reçoit 3 thermocouples localisés au centre (positions b-c-d) séparés de 5 mm entre chaque thermocouple.

2.2.2.2. Thermométrie par thermocouple

Le thermocouple est, par définition, un circuit thermoélectrique dans lequel une force électromotrice est générée à partir d'un gradient de température entre deux métaux de caractéristiques thermoélectriques différentes. Cette tension de sortie, mesurée, est nommée force électromotrice (f.é.m.) de Seebeck. Elle dépend uniquement des métaux utilisés comme conducteurs et des températures des jonctions du thermocouple. Ces conducteurs sont liés par deux jonctions nommées soudure chaude et soudure froide (cf. Figure 2.13). La jonction froide, qui assure la liaison du système à l'appareil de lecture, constitue la référence. La jonction chaude est le point où la mesure est effectuée.

En ayant une des jonctions à température constante, la tension de Seebeck est uniquement fonction de la jonction chaude. Un éventuel étalonnage du système, à une température de référence définie, rend possible l'utilisation du thermocouple comme capteur de température. Les courbes d'étalonnage sont linéaires dans une gamme donnée de température, liée à la sensibilité de la mesure de la f.é.m. Le coefficient directeur de la courbe d'étalonnage représente le coefficient de Seebeck, également appelé « *pouvoir thermoélectrique* » et exprimé en $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$. La puissance thermoélectrique est directement liée à la sensibilité de réponse d'une variation de température, et donc au type de couple (matériaux constituant les deux conducteurs).

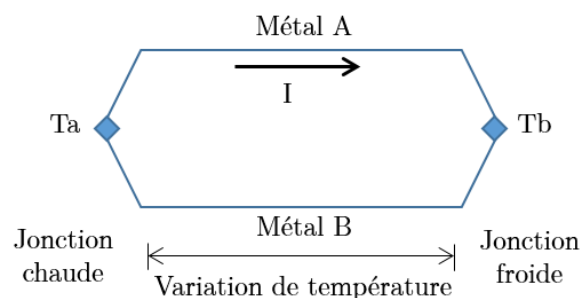


Figure 2.13 – Schéma de fonctionnement des thermocouples

Les thermocouples utilisés tout au long de ce travail sont du type K. Les alliages utilisés sont le Chromel (90 % nickel et 10 % chrome) et l'Alumel (95 % nickel, 2 % aluminium, 2 % manganèse et 1 % silicone). Ces couples sont assez sensibles ($41 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$) et seront aussi

utilisés pour effectuer les mesures locales dans l'écoulement. Ici, la liaison entre les thermocouples et la centrale d'acquisition est réalisée par des câbles de compensation. Ils ont les mêmes caractéristiques thermoélectriques que le couple, tout en étant moins onéreux du fait d'une fabrication à partir d'un matériau plus ordinaire. Une compensation de soudure froide par bain froid thermostaté est mise en place. L'objectif est d'éviter les différences de température entre les soudures froides de chaque couple, ayant une température de référence stable autre que les bornes de la carte d'acquisition. Le principe est présenté sur la Figure 2.14.

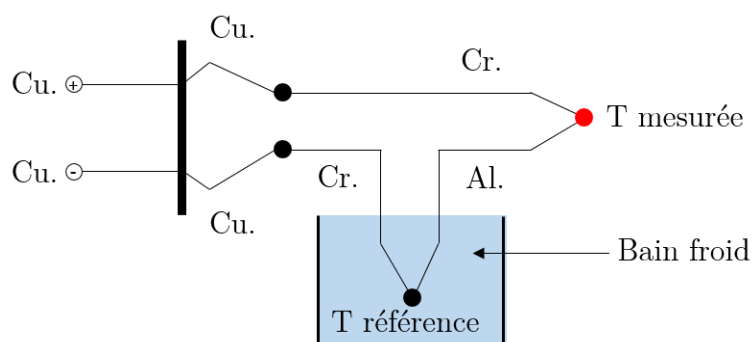


Figure 2.14 – Schéma de fonctionnement des thermocouples et compensation de soudure froide

A la sortie du bain froid, le conducteur originellement en Alumel est échangé par des fils de compensation identiques à celui de l'autre conducteur. Après cette étape, les fils conducteurs sont liés à des jonctions en cuivre, évitant l'occurrence de f.é.m. avec les bornes de la carte d'acquisition. Les connexions avant les bornes sont maintenues à une température identique entre elles, de manière à éviter des erreurs supplémentaires (loi de métaux intermédiaires). Le résultat est une mesure uniquement proportionnelle à la différence de température entre la zone mesurée et la température du bain froid.

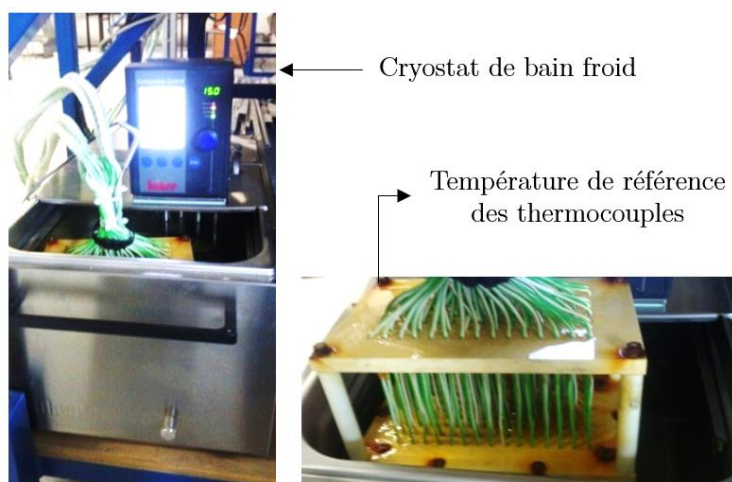


Figure 2.15 – Dispositif de correction de température par bain froid

Dans notre montage, un cryostat de marque « HUBER » modèle « K15-cc-NR » maintient le bain d'eau glycolée à une température de consigne ($T_{\text{bain}} = 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$) pour une puissance de refroidissement de 0.25 kW. Le volume interne permet de réguler les 15 l d'eau glycolée avec une stabilité de 0.02 $^{\circ}\text{C}$. La température interne est mesurée par une sonde PT100, couplée au système de régulation de température du cryostat. La Figure 2.15 montre le système de température de référence (bain froid thermostaté).

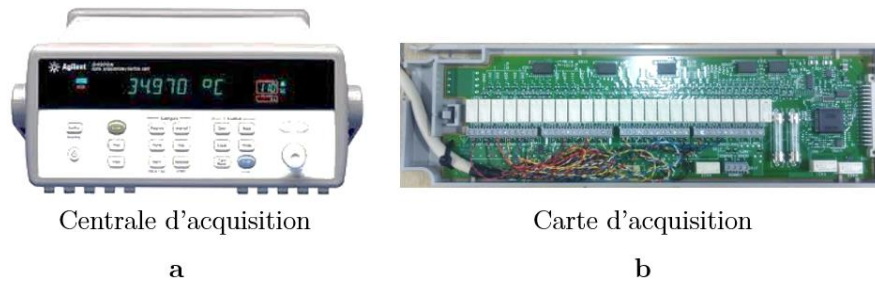


Figure 2.16 – Système HP-Agilent

La centrale d'acquisition utilisée « HP-Agilent-34972A-16 bits » est équipée de deux cartes d'acquisition du type « 34901A », contenant 20 bornes chacune. La fréquence d'acquisition utilisée est de 10 Hz. Les tensions mesurées sont exploitées au moyen d'un programme sous environnement « LabView® », qui permet le stockage et le suivi temporel des différentes températures mesurées sur le banc d'essais. Le système d'acquisition est présenté Figure 2.16.

2.2.3. Mesure de masse

2.2.3.1. Mise en place du système

La zone de caractérisation de prise en glace (cf. Figure 2.17c) est équipée d'une balance KERN 572-55 (cf. Figure 2.18b). Un programme développé sous LabView® permet d'enregistrer à chaque seconde (temps de réponse minimal de l'appareil) un signal provenant de la balance par connexion RS232. Le choix de cette balance a été dicté par le fait de pouvoir suivre le dépôt dans le temps tout en offrant la plus grande sensibilité de mesure. Dans notre cas, le poids de la zone de mesure atteignant 9.4 kg, une gamme [0 – 20.1 kg] avec une précision de $\pm 0.05 \text{ g}$ a été retenue. La Figure 2.17a montre la position de la balance dans la veine.

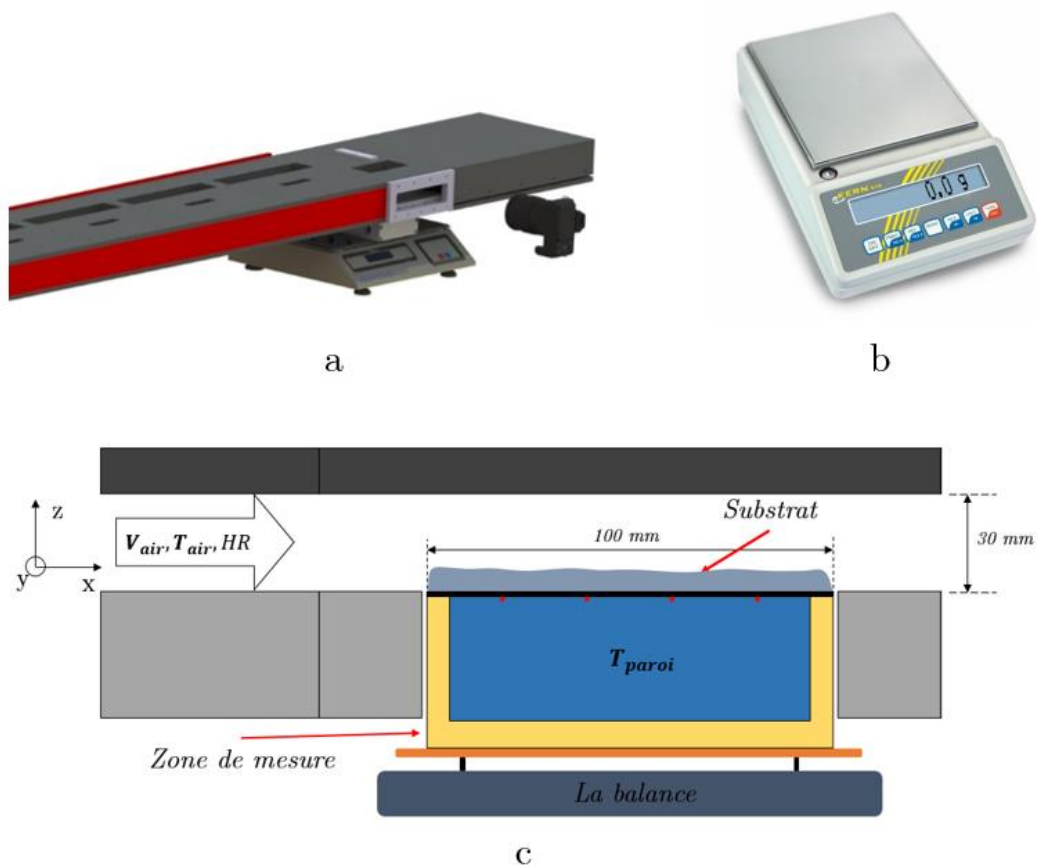


Figure 2.17 – a) Vue ensemble du module pariétal sur le banc d'essai – Balance KERN 572-55 – c) Mise en place de la balance

2.2.3.2. Qualification de la mesure de masse

L'appui aérodynamique affecte effectivement la mesure de masse (cf. Figure 2.18). En suivant temporellement le poids mesuré, la mise en route de l'injection d'air sec dans le canal engendre un appui détecté quasiment instantanément. Dans les conditions de référence, l'appui aérodynamique se traduit par une augmentation de masse de l'ordre de 1.57 g, laquelle se stabilise après environ 1 minute ($t = 6$ min).

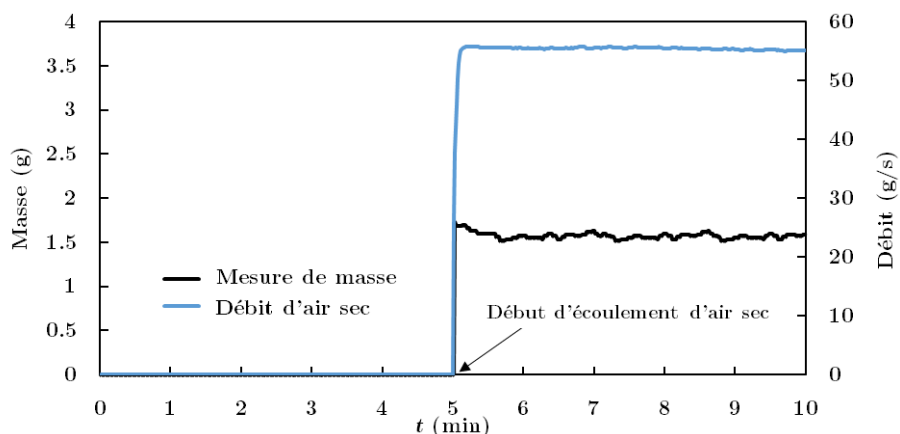


Figure 2.18 – Influence de l'appui aérodynamique sur la mesure de masse

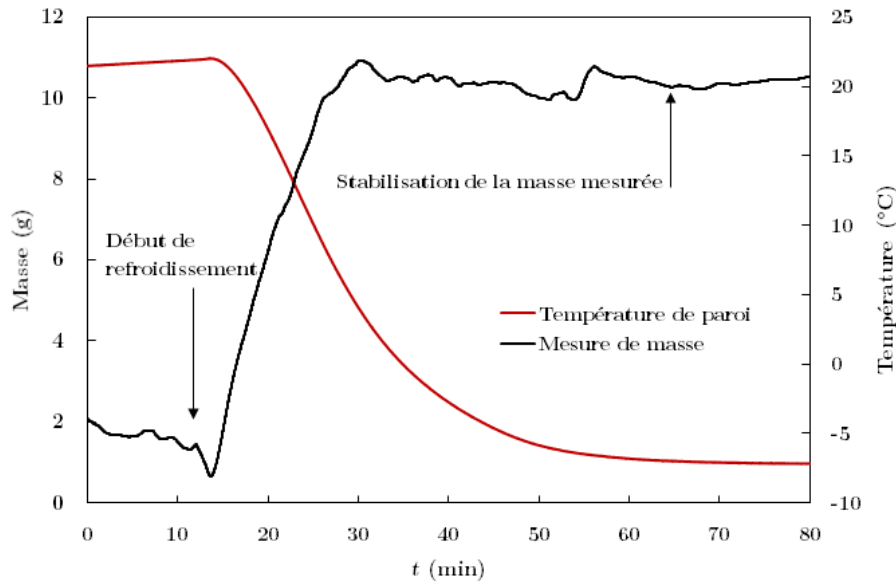


Figure 2.19 – Influence de la circulation du fluide de refroidissement

De plus, en présence de l'écoulement, les effets de l'appui aérodynamique engendrent de très faibles variations de masse, un écart-type de l'ordre de ± 0.10 g étant constaté. Ce dernier est largement inférieur aux fluctuations détectées en phase de condensation [2] ou bien lors des essais initiaux de prise en glace (cf. Figure 2.19) ; l'appui aérodynamique n'engendre donc plus d'instabilités significatives dans les mesures. Le même type de vérification a été effectué avec la circulation du fluide de refroidissement (eau glycolée) dans l'échangeur de la zone de mesure dans les conditions de référence. Le résultat est illustré sur la figure 2.19.

L'environnement général de la salle d'essais est contrôlé en température par une climatisation dédiée et maintenue à $T_{\infty} = 21$ °C, i.e. initialement l'ensemble de la veine d'essais est à cette température. Le cryostat est mis en marche (courbe rouge à $t = 10$ min, Figure 2.19) pour assurer la régulation de la température de la surface de condensation : on impose une consigne de température $T_p = -7$ °C. Celle-ci est atteinte au bout de 55 min ($t = 65$ min). La circulation de fluide due au cryostat et la régulation associée génèrent une forte perturbation sur la mesure de masse (courbe rouge) observée dès $t = 10$ min et qui perdure pendant 55 min avant de se stabiliser ($t = 65$ min). Au-delà, la masse est quasi constante proche de 10.15 g. Aucune fluctuation importante n'est détectée, les niveaux de bruit étant proches de ± 0.15 g.

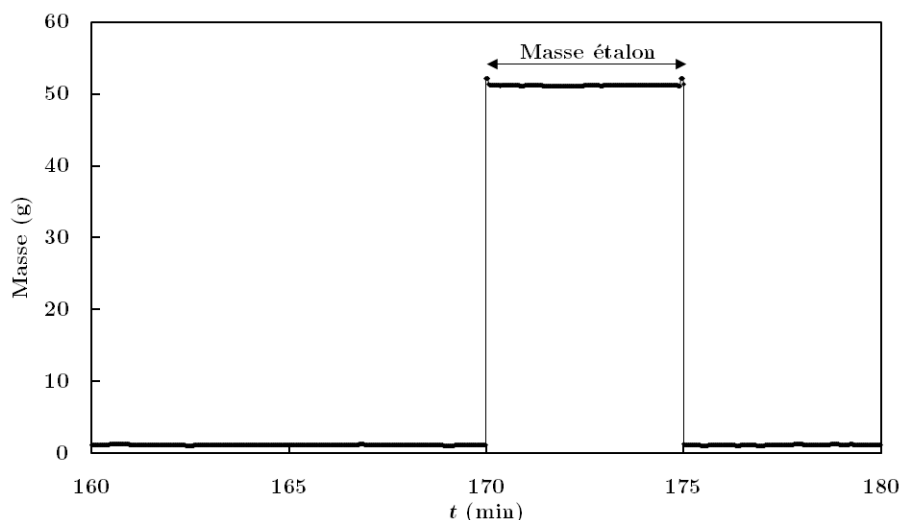


Figure 2.20 – Réponse à une masse étalon en conditions réelles

L'analyse de ces deux tests permet d'identifier la qualité de la mesure de masse effectuée par la balance en conditions réelles d'écoulement d'air humide et de contrôle de température de paroi. La mesure est parfaitement stable au-delà de 1h10, ce qui conditionnera l'organisation des tests avec la prise en glace : une phase de stabilisation de 1h30 sera systématiquement observée pour chaque essai. Pour terminer la qualification du système, un dernier test a été effectué à la suite de ces mesures avec une masse étalon de 50 g (cf. Figure 2.20). En conclusion, tous les tests précédents indiquent que la précision des mesures de masse est de l'ordre de 0.06 g, supérieure à la sensibilité de la balance (0.05 g). Ainsi les fortes oscillations de masse relevées (cf. Figure 2.19) prennent bien leur origine dans les mécanismes de la prise en glace. En fait, la zone où la pesée est effectuée peut-être altérée par différents phénomènes : le dépôt de condensat présent dans les zones aval peut jouer le rôle de perturbateur de l'écoulement d'air humide.

2.2.4. Mesure de l'épaisseur de glace

L'épaisseur de la glace est un facteur très important pour analyser sa formation sur la paroi et son suivi a été réalisé à partir d'un appareil photo équipé d'un télescope capturant des images toutes les secondes (cf. Figure 2.21b). Un boîtier Canon 550D avec un capteur CMOS APS-C (22.3 x 14.9 mm en dimension) de 18 millions de pixels est choisi. Il est contrôlé par un ordinateur via un câble micro-USB. Pour observer l'épaisseur de la glace attendue entre 0 et 5 mm, un télescope « Questar QM1 » (cf. Figure 2.21a) permet un taux d'agrandissement de 1:4 à 1:8 (sans ou avec les bagues complémentaires). La zone de focus de ce système intervient entre 56 cm et 152 cm, ce qui nous permet de poser l'objectif plus loin de la zone de mesure (la distance entre la zone de mesure et le verre latéral est 5 cm).

Un programme « Epaisseur glace » développé sous Matlab® permet d'analyser les images ainsi obtenues. Ce programme compare la différence de la luminosité entre la première image (cf. Figure 2.22B) et l'image à analyser (cf. Figure 2.22C) permettant ainsi d'estimer la distance en pixel entre la paroi et la surface de la glace. Une image référence (cf. Figure 2.22A) assure l'équivalent pixels/millimètre permettant une analyse de l'épaisseur de glace ainsi observée.

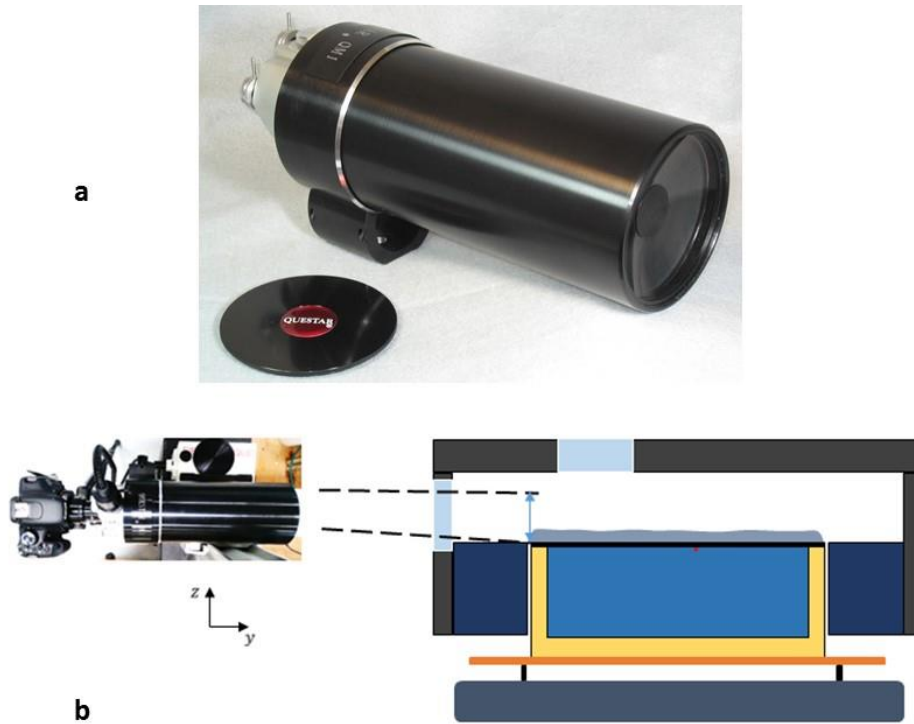


Figure 2.21 – a) Télescope « Questar QM1 » – b) Position de l'appareil photo

Le programme Epaisseur_Glace nécessite en entrée 3 images (image A, B et C cf. Figure 2.22). La première correspond à une image de référence, l'image B à la paroi sans glace et la figure C correspond à l'image de la paroi avec une épaisseur de glace à estimer. L'image B permet de localiser avec précision la position de la paroi. L'image E est le résultat de la différence entre l'image C et l'image D. Cette étape définit la paroi solide sur l'image à analyser et l'interface de glace est soulignée. Le pixel qui contient la glace correspond à une valeur de pixel de couleur blanche. A la fin de cette étape, la couche de givre est définie par la valeur correspondante et la dernière étape permet d'estimer la distance moyenne entre la paroi et la surface de la couche de la glace. Dans l'exemple, une distance 1078.5 pixel est identifiée correspondant à une épaisseur de 1.21 mm.

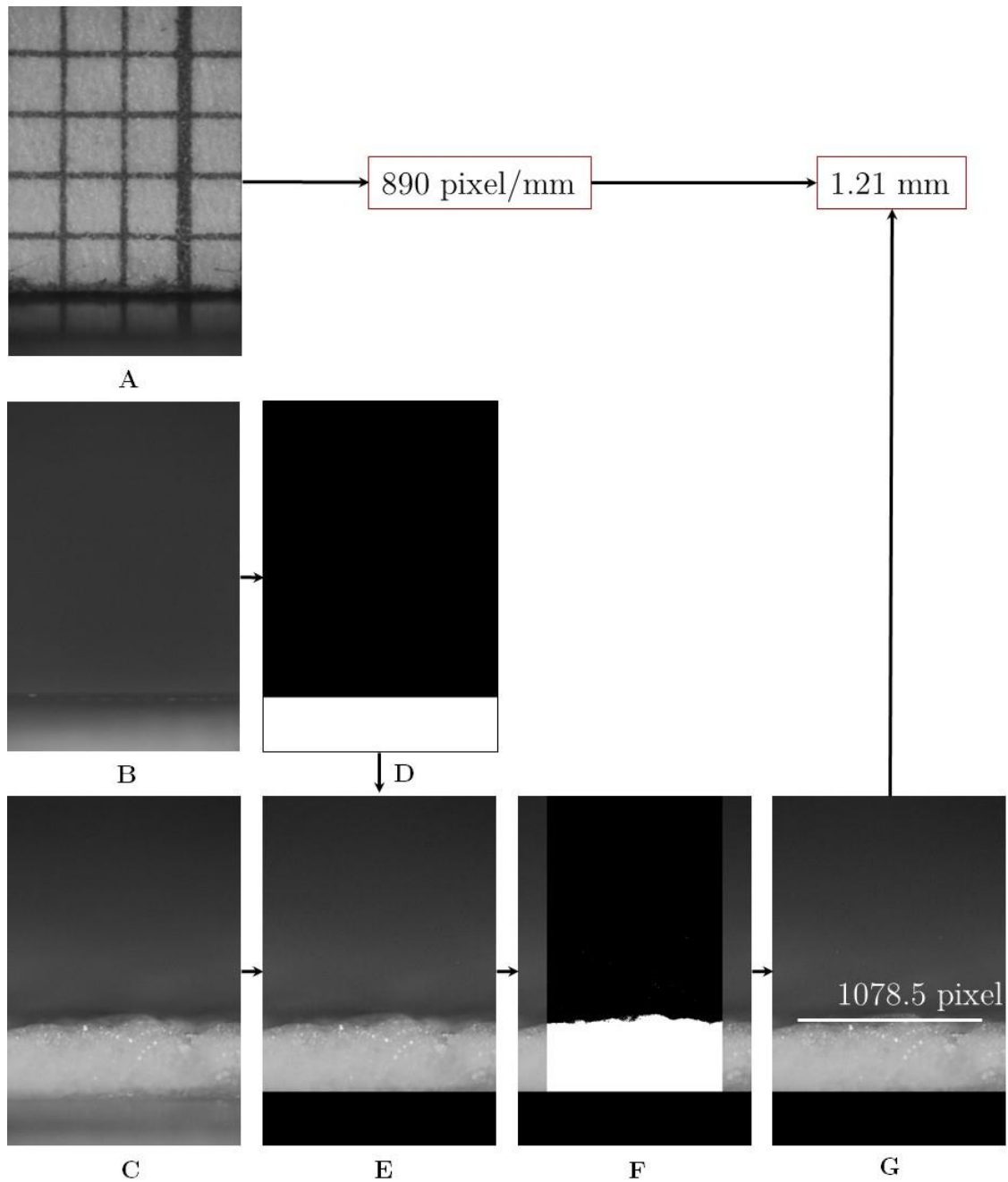


Figure 2.22 – Le processus d'estimation d'épaisseur de la glace

2.3. Conclusion partielle

Ce chapitre a permis de présenter le dispositif conçu, réalisé et validé pour notre étude. Nous disposons donc d'une soufflerie divisée en trois parties:

- **un dispositif de génération d'air humide** (zone d'alimentation, zone de chauffage, chambre de tranquillisation, zone d'humidification et convergent) dont le débit massique, la température et la teneur en humidité absolue sont parfaitement réglables dans les gammes d'étude (cf. Tableau 2.1).

- **une veine d'essais rectangulaire** ($H = 30$ mm, $l = 300$ mm, $L = 1500$ mm) munie de trois faces à température quasi-ambiante (parois latérales et paroi supérieure) et une face (face inférieure) à **température imposée et contrôlée**.
- **un module glace** muni de trois faces à température quasi-ambiante et d'une face à **température imposée et contrôlée** permettant la mesure de la masse et de l'épaisseur de la glace.

Le tableau suivant liste les principaux paramètres mesurés et leur plage accessible.

Grandeur	Unité	Valeur minimale	Valeur maximale
Débit massique d'air sec	kg/s	27.8×10^{-3}	166.7×10^{-3}
Température d'air sec	°C	28	80
Débit massique de vapeur d'eau	$\text{kg}_{\text{vap}}/\text{s}$	0.14×10^{-3}	1.36×10^{-3}
Teneur en humidité absolue	$\text{g}_{\text{vap}}/\text{kg}_{\text{air}}$	0.28	24
Température de la paroi de la zone de mesure	°C	-8.5	80
Masse de la glace	g	0	10×10^3
Epaisseur de la glace	mm	0	5

Tableau 2.1– Gamme des paramètres de fonctionnement de la zone de mesure

Chapitre 3

Modélisation numérique

Sommaire

3.1. Stratégie de modélisation	42
3.1.1. Prise en glace.....	42
3.1.1.1. Etat de l'art.....	42
3.1.1.2. Termes sources	47
3.1.1.3. Stratégie de modélisation.....	49
3.1.2. Prise en compte de multiphasique	50
3.1.2.1. Equation de conservation de fraction volumique.....	51
3.1.2.2. Forces d'interaction entre phases.....	52
3.1.3. Prise en compte de multi-espèces.....	54
3.2. Mise en équations	55
3.2.1. Système d'équations à résoudre	55
3.2.2. Modélisation de la turbulence.....	58
3.2.2.1. Large Eddy Simulation.....	58
3.2.2.2. Filtrage implicite	60
3.2.3. Equation de la pression	63
3.3. Résolution numérique.....	66
3.3.1. Algorithme du solveur	66
3.3.2. Discrétisation numérique.....	67
3.3.2.1. Equation de transport.....	67
3.3.2.2. Equation de Laplace.....	68
3.4. Conclusion partielle.....	72

La modélisation numérique est un outil puissant utilisée aujourd'hui quotidiennement pour caractériser les écoulements turbulents complexes, réactifs voire encore les écoulements multiphasiques. Cependant, comme nous l'avons souligné dans l'introduction, il existe peu de travaux relatifs à la caractérisation numérique de mécanismes de prise en glace même dans des configurations relativement simplifiées, comme par exemple dans le cas d'un écoulement d'air humide le long d'une paroi froide (cf. Figure 3.1) où, au cours du temps, une couche de givre se développe. Un tel développement est complexe, piloté par la thermodynamique de l'eau, les équilibres thermiques, les conditions d'écoulements ainsi que les conditions de surface. De plus, l'épaississement de la couche de glace donne naissance à une zone poreuse friable et altérable la rendant encore plus délicate à décrire mathématiquement.

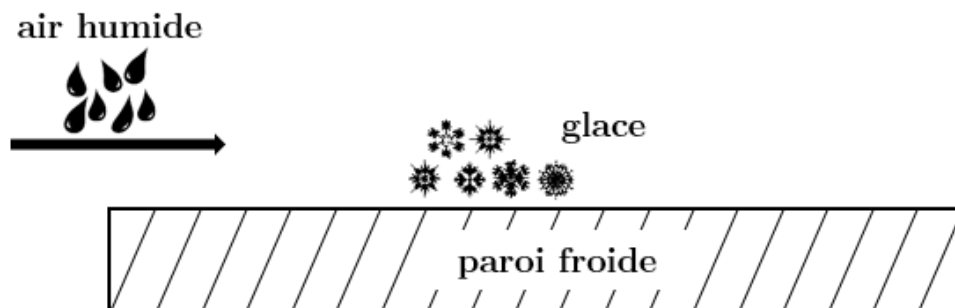


Figure 3.1– Prise en glace

Aux vues de telles complexités, le modèle numérique doit reposer sur plusieurs niveaux d'hypothèses simplificatrices tout en incorporant des modèles des plus complets. Dans le cadre de ce travail, un modèle dédié a été développé spécifiquement et l'outil FFM (Frost Formation Modelling) est basé sur une méthode Eulérienne/Eulérienne pour rendre compte des phases gaz et solide. Les deux phases sont modélisées numériquement de manière séparée et les multiples étapes du modèle seront complètement détaillées par la suite. Néanmoins, dans un premier temps, décrivons l'état de l'art sur les mécanismes de prise en glace et leur modélisation.

3.1. Stratégie de modélisation

3.1.1. Prise en glace

3.1.1.1. Etat de l'art

La théorie de nucléation [32]–[36] a été initialement établie dans les années 30 et sert de référence à ce jour encore pour décrire la thermodynamique de la prise en glace. Une telle théorie repose sur les paramètres physiques de l'écoulement et sur l'état de surface pour estimer la vitesse de transformation. Le diagramme de phase de l'eau (cf. Figure 3.2) présente les différentes phases (solide, liquide, et vapeur) en fonction de la température et de la pression ainsi que les processus impliqués dans les changements d'état (condensation, solidification, désublimation).

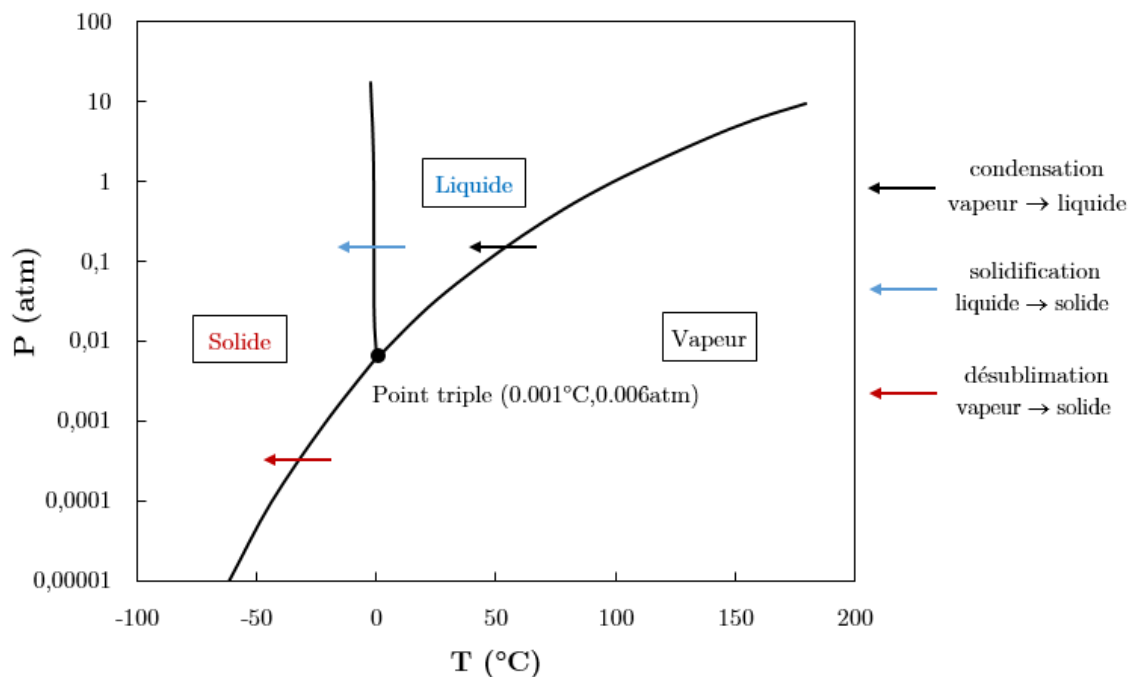


Figure 3.2– Diagramme des états de l'eau en fonction de la pression et de la température

Dans l'environnement ambiant, la pression atmosphérique (1 atm) est bien supérieure à celle du point triple ($P_{\text{PT}} = 0,006\text{ atm}$) mais comme nous le verrons par la suite, un mécanisme de désublimation est possible. Par contre, les transformations vapeur \rightarrow liquide et liquide \rightarrow solide correspondent sans doute à un mode privilégié.

L'apparition de la glace est pilotée par un processus de nucléation au cours duquel les premiers germes cristallins de la phase solide apparaissent et se développent. Leur apparition est complexe et intervient à l'échelle microscopique contrôlée par des propriétés multiples (taille, pureté, morphologie) qui affectent directement les propriétés physiques et chimiques de

la glace cristalline à l'échelle macroscopique. On distingue deux types de nucléation. La nucléation est dite homogène lorsque le processus intervient dans un volume homogène de gaz et au cours duquel aucun mécanisme additionnel n'intervient au cours de l'apparition et du développement du réseau cristallin de glace. Il est difficile d'obtenir une prise en glace dans de telles conditions et bien souvent la vapeur d'eau dans l'atmosphère, même à des températures inférieures à 0°C, ne se transforme pas forcément en glace. Ceci est lié à l'influence déterminante de l'angle de contact sur le mécanisme de prise en glace. En effet, au contact d'une paroi, le germe cristallin offre un angle de contact qui va fortement favoriser son développement. Pour le souligner, détaillons alors la théorie de nucléation.

La théorie de nucléation classique a été initialement proposée par Volmer[32] en 1939 et cette dernière s'appuie sur les niveaux d'énergie libre G aussi nommée énergie de Gibbs, associée au second principe de la thermodynamique stipulant que toute transformation réelle s'effectue avec création d'entropie. La base de la théorie de la nucléation repose sur l'hypothèse que l'apparition de la première génération d'un germe cristallin dans un milieu sursaturé intervient dès lors qu'un certain niveau d'énergie de Gibbs est atteint. Cette variation d'énergie de Gibbs nécessaire s'écrit alors :

$$\Delta G = G - G_{seuil} = \underbrace{4/3 \pi r^3 \Delta g}_{\text{terme volumique}} + \underbrace{4\pi r^2 \sigma}_{\text{terme surfacique}} \quad (3.1)$$

avec G_{seuil} le niveau seuil d'énergie libre à atteindre pour déclencher le processus de nucléation. Comme le détaille l'équation (3.1), la production d'énergie libre est pilotée par deux termes sources : un terme volumique et un terme surfacique avec r le rayon du germe cristallin, σ la tension de surface du milieu et Δg l'énergie libre par unité de volume dépendant des conditions thermodynamiques, estimées à partir de la relation proposée par McDonald [33]:

$$\Delta g = -\rho_s R T_g \ln(P_{va}/P_{sat}) \quad (3.2)$$

avec R la constante des gaz parfait, P_{va} et P_{sat} les pressions partielles de vapeur d'eau et de pression de saturation à la température du milieu T_g .

Pour que le processus de nucléation soit initié, le rayon du premier germe doit atteindre une valeur critique r^* , dit rayon critique de Kelvin – Helmholtz, correspondant à l'obtention d'un maximum d'énergie libre i.e. à l'annulation de la dérivée $d(\Delta G)/dr = 0$. En dérivant l'équation (3.1) par rapport à r , il vient immédiatement que le rayon critique r^* s'estime par :

$$r^* = -\frac{2\sigma}{\Delta g} \quad (3.3)$$

Si le germe offre un rayon r^* , le système atteint alors un niveau d'énergie libre de Gibbs correspondant à :

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta g^2} = \frac{4}{3}\pi\sigma r^{*2} \quad (3.4)$$

au-delà duquel le processus de nucléation est initié et peut alors se développer. Une fois initié, l'important réside évidemment dans la caractérisation de sa propagation. Ainsi, Fletcher [35] a estimé la vitesse de nucléation à partir de I , le nombre de création de germes cristallins par unité de temps et de volume, comme étant égale à :

$$I \approx \frac{n_L k_b T_g}{h_P} \exp\left(-\frac{\Delta g}{k_b T_g}\right) \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_b T_g}\right) = I_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_b T_g}\right) \quad (3.5)$$

avec n_L : le nombre de molécules d'eau dans une unité de volume,
 k_b : la constante de Boltzmann égale à $\sim 1,38 \times 10^{-23}$ J/K,
 h_P : la constante de Planck égale à $6,63 \times 10^{-34}$ Js.

La relation (3.5) n'est qu'une estimation de la vitesse de nucléation et une très grande incertitude règne sur la valeur I_0 dénommée constante de nucléation. Par exemple, Cui et al.[30] et Gerber et al. [37] utilisent le théorie de McDonald [33], [34] et prennent en compte la correction isotherme de Kantrowitz[38] pour avoir l'expression suivante :

$$I = \frac{n_c}{1 + \theta_i} \left(\frac{\rho_g}{\rho_s}\right)^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{M_w^3 \pi}} \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_b T_g}\right) = I_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_b T_g}\right) \quad (3.6)$$

avec n_c le coefficient de nucléation $n_c = 55.45 N_A$,

N_A le constant Avogadro $N_A = 6.02214 \times 10^{23}$ (1/mol),

M_w la masse molaire de vapeur d'eau,

θ_i le facteur de correction de non-isotherme : $\theta_i = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \frac{\Delta h}{R T_g} \left(\frac{\Delta h}{R T_g} - \frac{1}{2} \right)$,

γ le rapport des capacités calorifiques spécifiques $\gamma = 1.32$,

Δh l'enthalpiespécifique de désublimation (J/kg).

pour laquelle le coefficient pré-exponentiel est modélisé de plusieurs manières. Cependant, si on considère un processus de nucléation intervenant à T_g égale à -2°C ou à -22°C , la relation (3.5) donne des valeurs pour le coefficient I_0 respectivement égales à 4.54×10^{36} et $3.06 \times 10^{34} \text{ 1/m}^3\text{s}$. A partir de la relation proposée par Cui et al.[30], les valeurs atteintes sont égales à 2.71×10^{36} et 2.35×10^{36} dans les mêmes conditions.

Comme nous l'avons préalablement souligné, l'occurrence d'une cristallisation homogène est faible et cette dernière intervient plutôt au contact d'une paroi, modifiant alors d'autant la théorie de nucléation précédemment décrite. Si un germe cristallin repose sur une paroi, contrairement à son développement volumique libre, un angle de contact inférieur à 180° va intervenir altérant d'autant les équilibres.

La prise en compte de l'influence de l'angle de contact (cf. Figure 3.3) sur les mécanismes de nucléation nécessite de faire une hypothèse sur la constitution et la forme d'une goutte et cette dernière dépend de l'équilibre des contraintes qui s'exercent sur le liquide. Dans un système à trois phases (liquide, gaz, paroi solide), le point d'application des tensions de surface se situe au niveau du point de contact de ces trois phases i.e. au point triple (point O sur la Figure 3.3) et la répartition des forces qui s'exercent sur les interfaces est détaillée sur la Figure 3.3 ; les contraintes exercées font références aux tensions interfaciales entre les trois phases (mp milieu-paroi, mg milieu-germe et gp germe-paroi), chaque tension étant tangente à l'interface concernée.

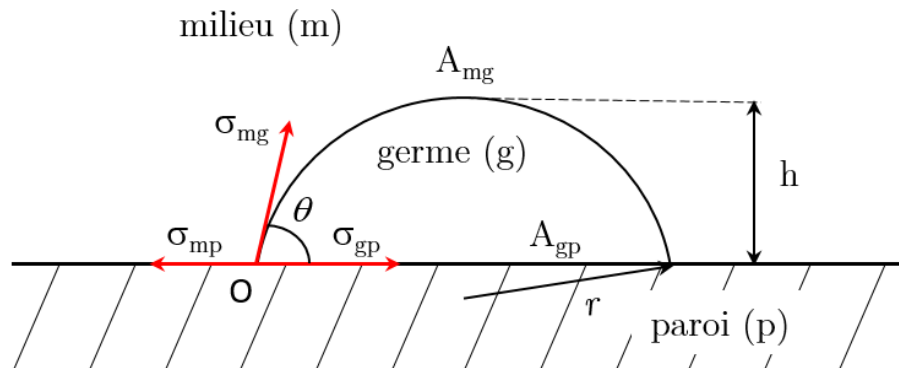


Figure 3.3- Explication de l'angle de contact et les paramètres connexes

Pour rendre compte de l'équilibre à l'interface, la relation de l'énergie de Gibbs introduite dans l'équation (3.1), devient alors :

$$\Delta G = V_{germe} \Delta g + A_{mg} \sigma_{mg} + A_{gp} (\sigma_{gp} - \sigma_{mp}) \quad (3.7)$$

Le premier terme correspond au terme volumique avec le volume estimé comme :

$$V_{germe} = \pi h_g^2 (3r - h_g) / 3 \quad (3.8)$$

et l'énergie libre latente est liée à l'état thermodynamique (Eq3.2) alors que les deux derniers termes correspondent à des termes surfaciques, A_{mg} et A_{gp} représentant respectivement la surface entre la gouttelette et le milieu et la surface entre la gouttelette et la paroi. Mathématiquement, elles s'écrivent :

$$A_{mg} = 2\pi r h_g \quad (3.9)$$

$$A_{gp} = \pi r^2 \sin^2 \theta \quad (3.10)$$

avec h_g et θ définis comme :

$$h_g = r(1 - \cos \theta) \quad (3.11)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\sigma_{mp} - \sigma_{gp}}{\sigma_{mg}} \right) \quad (3.12)$$

A partir de l'ensemble des équations (3.7) - (3.11), l'équation (3.6) s'écrit aisément comme :

$$\Delta G = \left(\frac{4\pi}{3} r^3 \Delta g + 4\sigma_{mg} \pi r^2 \right) f(\theta) \quad (3.13)$$

avec $f(\theta) = (1 - \cos \theta)^2 (2 + \cos \theta) / 4$

Changement de phase	I_0 (germes/m ² s)	σ_{mg} (J/m ²) [39]
Condensation	10^{29}	$\sigma_{mg} = (75.7 - 0.1775 T_g) 10^{-3}$
Désublimation	10^{29}	$\sigma_{mg} = (99.5 - 0.075 T_g) 10^{-3}$
Solidification	10^{32}	$\sigma_{mg} = (23.8 + 0.1025 T_g) 10^{-3}$

Tableau 3.1 – Constante et équation pour calculer l'initial de nucléation [17]

De manière similaire à Fletcher [35] et Cui et al. [30] mais en nucléation hétérogène, Becker et Doring[36] ont proposé pour le taux d'accroissement des cristaux la relation :

$$I = I_0 \exp \left(- \frac{\Delta G^*}{k_b T_g} \right) \quad (3.14)$$

avec I_0 constante cinétique égale 10^{29} germes/m²s pour les processus de condensation et de désublimation et égale à 10^{32} germe/m²s pour les processus de solidification. Le tableau 3.1 résume l'ensemble des paramètres en fonction du type de changement de phase.

Après avoir souligné les principales modifications introduites en nucléation hétérogène, l'importance de l'angle de contact comptabilisée dans la fonction $f(\theta)$ (cf. Eq(3.12)) est étudiée à partir d'un cas test défini tableau 3.2, en faisant varier l'angle de 0° à 180° (i.e. condition homogène). A partir de la théorie de nucléation précédemment décrite, la Figure 3.4 présente les variations du taux de développement de cristaux et la fonction d'amortissement en fonction de l'angle de contact. Force est de constater que la nature de la surface sur laquelle la glace va se développer est un facteur déterminant. En effet, sur une surface en acier avec angle de contact voisin de 85° [31], le taux d'accroissement des germes est proche de 97×10^{19} alors qu'il n'atteint que 5.4×10^4 en condition homogène ($\theta = 180^\circ$). Ceci explique pourquoi dans la nature, le développement du givre peut-être plus au moins identifié pour deux types de surface différentes dans des conditions thermodynamiques similaires.

Température entrée	°C	20	Pression de la vapeur	Pa	1400.0
Température paroi	°C	-10	Pression de saturation	Pa	259.9
Humidité relative	%	60	Energie libre	J/m ²	0.079
Masse volumique de la glace	kg/m ³	1000	Rayon critique	m	7.8×10^{-10}

Tableau 3.2– Conditions du cas test sur l'effet de l'angle de contact θ

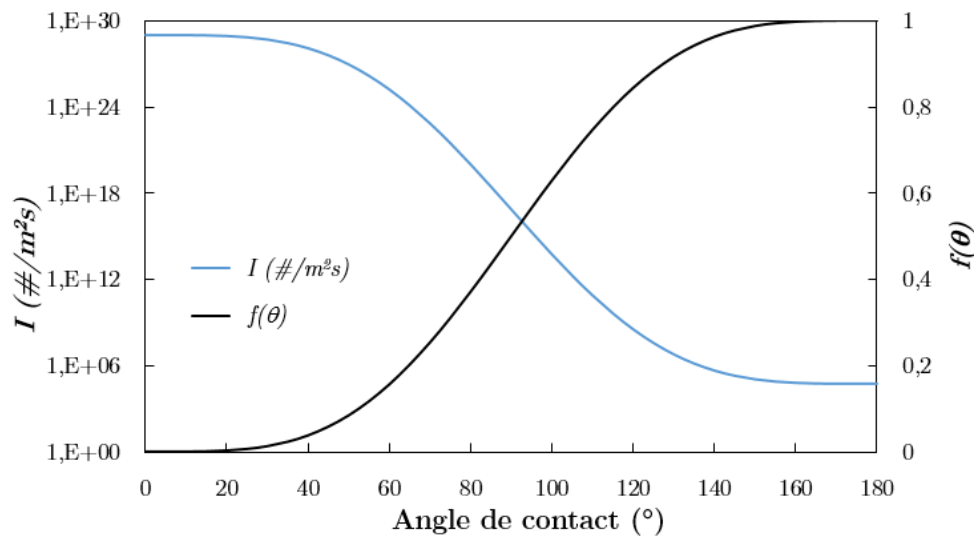


Figure 3.4– Variation de $f(\theta)$ et du coefficient I en fonction de θ

3.1.1.2. Termes sources

Le processus de déclenchement et de développement par nucléation vient d'être précédemment décrit et le transfert de vapeur d'eau en glace va donc être caractérisé par une variation de masse entre les deux phases impliquées. Si l'on considère le processus de variation de masse, le développement du nombre de germes impliqués constitue une première étape mais leur croissance au cours du temps demeure également un facteur déterminant. Ainsi, la masse impliquée au cours du processus de changement de phase est la somme de deux termes :

$$\dot{m}_{va \rightarrow g} = \dot{m}_{nou} + \dot{m}_{dev} \quad (3.15)$$

avec $\dot{m}_{va \rightarrow g}$ le débit massique total transformé en glace, \dot{m}_{nou} correspondant à la partie provenant du taux d'accroissement des germes de glace et \dot{m}_{dev} correspondant à la croissance des germes existants.

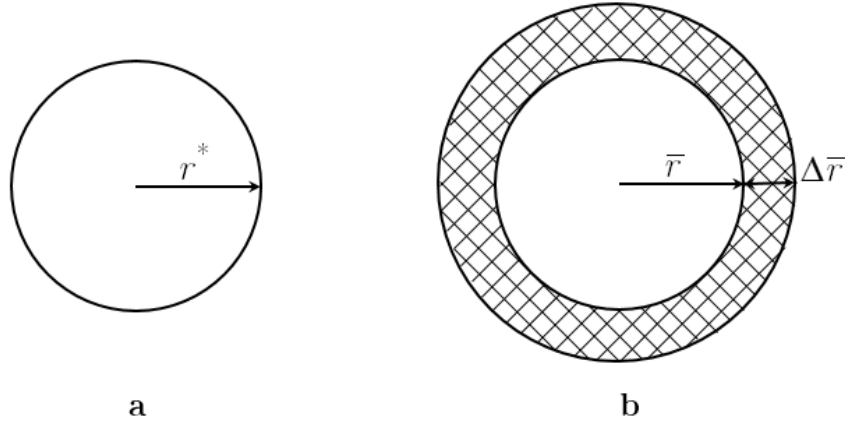


Figure 3.5– a : Nouveau cristal – b : Ancien cristal développé

Le premier terme correspond à la masse utilisée par apparition de nouveaux cristaux de glace (cf. Figure 3.5a). En théorie de nucléation, I est le nombre de nouveaux cristaux créés dans une unité de volume pendant une seconde. En supposant le germe de forme sphérique, avec un rayon égal à celui du rayon critique r^* (pour lequel le mécanisme de nucléation se déclenche), \dot{m}_{nou} s'écrit comme :

$$\dot{m}_{nou} = \dot{m}^* I = V^* \rho_s I = \frac{4}{3} \pi r^{*3} \rho_s I \quad (3.16)$$

La croissance en taille au réseau cristallin dépend bien sûr de son développement et donc de l'épaississement de ces mêmes cristaux avec un rayon passant de \bar{r} à $\bar{r} + \Delta \bar{r}$ (cf. Figure 3.5b). Si on compte η cristaux par unité de volume, alors le débit de vapeur d'eau utilisé dans l'accroissement des cristaux peut s'estimer comme :

$$\dot{m}_{dev} = \frac{m_{dev} \eta}{\Delta t} = \frac{V_{dev} \rho_s \eta}{\Delta t} = \frac{4\pi \bar{r}^2 \Delta \bar{r} \rho_s \eta}{\Delta t} \quad (3.17)$$

avec V_{dev} le volume de la croissance du cristallin défini comme :

$$V_{dev} = 4\pi \bar{r}^2 \Delta \bar{r} \quad (3.18)$$

L'expression(3.17) fait appel à la croissance du rayon caractéristique par unité de temps $\partial\bar{r}/\partial t$. Dans le processus de changement de phase, le réseau cristallin se développe en volume et ce dernier peut être estimé à partir d'un équilibre énergétique :

$$m_s c_{ps} \frac{dT_s}{dt} = \Delta h \frac{dm_s}{dt} - A \lambda_g (T_s - T_g) \quad (3.19)$$

avec Δh la chaleur latente locale,

m_s la masse d'un élément cristallin égale à $\frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_s$,

λ_g le coefficient de transfert de chaleur,

A la surface du cristallin $A = 4\pi\bar{r}^2$.

Cet équilibre thermique repose sur le fait que la variation d'énergie temporelle du milieu dépend du transfert convectif et de l'énergie consommée par le changement d'état. En négligeant la variation temporelle de la température de glace, l'équation (3.19) devient plus simplement :

$$\Delta h 4\pi\bar{r}^2 \rho_s \frac{\partial\bar{r}}{\partial t} = 4\pi\bar{r}^2 \lambda_g (T_s - T_g) \quad (3.20)$$

La croissance du rayon s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial\bar{r}}{\partial t} = \frac{\lambda_g (T_s - T_g)}{\Delta h \rho_s} \quad (3.21)$$

Enfin, la masse impliquée au cours du changement de phase s'écrit comme :

$$\dot{m}_{va \rightarrow g} = \dot{m}_{nou} + \dot{m}_{dev} = \frac{4}{3} \pi \rho_s I r^{*3} + 4\pi \rho_s \eta \bar{r}^2 \frac{\partial\bar{r}}{\partial t} \quad (3.22)$$

3.1.1.3. Stratégie de modélisation

L'analyse de la modélisation de prise en glace à partir de la théorie de nucléation se traduit par une variation de masse entre un mélange gazeux, composé d'air sec et de vapeur d'eau et d'une phase solide correspondant à la glace. La masse impliquée dans le changement de phase est donc une fonction complexe, directement liée à la vitesse de nucléation $I(P_{va}, T_g)$ et

à la croissance des rayons des particules de glace composant la structure solide ainsi formée $\partial \bar{r} / \partial t = f(T_g)$.

Comme ceci est explicitement indiqué (Eq 3.15), l'estimation de termes sources rendant compte du transfert entre les masses vapeur et solide requiert la caractérisation des vitesses et températures de ces deux phases. Sachant qu'il s'agit d'un problème où l'interface solide/vapeur est complexe, une prise en compte d'une fraction de volume définissant le taux d'occupation d'un élément du maillage par la phase glace ou vapeur sera utile et une équation additionnelle est nécessaire.

L'approche eulérienne/eulérienne pour caractériser les évolutions au sein des phases solides (glace) et gazeuse (air sec et vapeur d'eau) a été mise en œuvre et le tableau 3.3 liste l'ensemble des équations alors à résoudre.

Type d'équation	Gaz	Glace
Equation de conservation de masse	Oui	Oui
Equation de conservation de mouvement	Oui	Oui
Equation de conservation de fraction massique	Oui	
Equation de conservation de fraction volumique		Oui
Equation de conservation d'énergie	Oui	Oui

Tableau 3.3 – Somme des équations de Navier – Stokes.

En modélisant les mécanismes de manière tridimensionnelle et à partir d'une prise en compte de la turbulence par une modélisation aux grandes échelles (cf. §3.2.3), le nombre d'équations de champs à résoudre s'élève à 10 qui vont être toutes détaillées par la suite. Auparavant, la prise en compte de l'aspect multiphasique va faire l'objet d'une présentation des plus détaillées.

3.1.2. Prise en compte de multiphasique

La couche de givre en développement va être constituée d'un réseau cristallin en croissance avec des interstices d'air et il s'agit d'un véritable milieu poreux friable. Pour rendre compte de la coexistence de ces deux phases, une fraction volumique α est introduite pour simuler le rapport en volume dans une cellule élémentaire de la phase gaz α_g ou la phase solide α_s défini comme :

$$\begin{cases} \alpha_s = \frac{V_s}{V_s + V_g} \\ \alpha_g = 1 - \alpha_s \end{cases} \quad (3.23)$$

avec comme valeurs extremes pour α_s 0 et 1, la valeur 0 correspondant au cas où aucune glace n'est présente dans l'élément volumique et la valeur 1, au contraire, au cas où l'élément est intégralement rempli de glace.

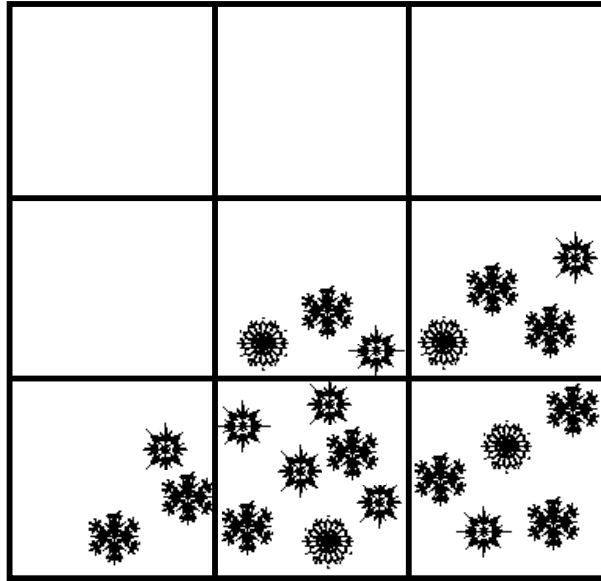


Figure 3.6– Schématisation des cristaux de glace distribués spatialement

Pour résoudre spatialement la distribution de α_s , l'équation de conservation de la fraction volumique (3.2) doit être résolue :

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_s + \nabla \cdot (\alpha_s u_s) = S_\alpha \quad (3.24)$$

avec u_s la vitesse de déplacement de la glace et le terme source S_α le terme source de production de glace (lié au transfert de masse entre la vapeur d'eau en glace). Ce terme est directement estimé par la théorie de la nucléation (cf. §3.1.3).

3.1.2.1. Equation de conservation de la fraction volumique

La fraction de volume α_s est, par définition même, une valeur bornée entre 0 et 1 et en suivant Weller [40], l'équation (3.24) est transformée comme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_s + \nabla \cdot (\alpha_s \bar{U}) + \nabla \cdot [\alpha_s \bar{U}_r (1 - \alpha_s)] = S_\alpha \quad (3.25)$$

avec

$$\begin{aligned} \bar{U} &= \alpha_s \bar{U}_s + \alpha_g \bar{U}_g \\ \bar{U}_r &= \bar{U}_s - \bar{U}_g \end{aligned}$$

\bar{U}_s et \bar{U}_g correspondant respectivement aux vecteurs de vitesse de la glace et du gaz. L'introduction de la vitesse relative \bar{U}_r permet d'augmenter l'influence de la phase primaire sur le transfert de la fraction volumique α_s .

3.1.2.2. Forcés d'interaction entre phases

Au sein d'un écoulement diphasique, les contacts entre les phases en présence génèrent des efforts qu'il convient de prendre en compte. Ces efforts dénommés également force de trainée doivent être modélisés. Par la suite, on considèrera la phase primaire comme la phase gaz et la phase secondaire la phase glace. La force d'échange entre les deux phases s'écrit :

$$F_q = K_{qp} (u_p - u_q) \quad (3.26)$$

avec K_{qp} le coefficient d'échange entre les deux phases. Pour estimer ce coefficient, plusieurs auteurs ont proposés des lois de coefficients d'échange.

a. Modèle de Schiller et Naumann[41]:

Schiller et Naumann[41] assimile la deuxième phase comme une particule solide et la force d'interaction est alors estimée par la vitesse relative et la fraction volumique des phases.

$$K_{qp} = \frac{\alpha_p \alpha_q \rho_q f}{\tau_q} \quad (3.27)$$

Avec τ_q le temps de relaxation de particules $\tau_q = 2\rho_q r^2 / 9\mu_q$,
 f la fraction de trainée $f = C_D \text{Re} / 24$,
 Re le nombre de Reynolds relatif $\text{Re} = 2\rho_q |u_q - u_p| r / \mu_q$,
 r le rayon moyen de la glace,
 ρ_q et μ_q la masse volumique et la viscosité respectivement.

C_D le coefficient de trainée est pris égal à :

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) / \text{Re} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (3.28)$$

b. Modèle de Gidaspow[42]

Une combinaison des équations d'Ergun[43] et de Wen et Yu[44] est considérée dans ce modèle. En effet, Wen et Yu[44] utilisent les données expérimentales de Richardson et Zaki[45] pour simuler la relation entre les deux phases. Dans ce modèle, la force intérieure est négligée. Le modèle d'Ergun simule un milieu poreux. La force de trainée se rapporte ainsi à la perte de charge.

Pour $\alpha_q < 0.8$, l'équation d'Ergun[43] est utilisée :

$$K_{gp} = 150 \frac{\alpha_p^2 \mu_q}{\alpha_q d_p^2} + 1.75 \frac{\alpha_q \rho_q |u_q - u_p|}{d_p} \quad (3.29)$$

Avec $d_p = 2r$

Pour $\alpha_q \geq 0.8$, l'équation de Wen-Yu[44] est utilisée :

$$K_{gp} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_p \rho_q \alpha_q^{-1.65} |u_q - u_p|}{d_p} \quad (3.30)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\alpha_q \text{Re}} \left[1 + 0.15 (\alpha_q \text{Re})^{0.687} \right] & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (3.31)$$

avec le nombre de Reynolds relatif $\text{Re} = \frac{\rho_q d_p |u_q - u_p|}{\mu_q}$

c. *Modèle de Syamlalet O'Brien [46]:*

Syamlalet O'Brien[46] proposent que le nombre d'Archimède ne change pas, que l'on considère une particule ou bien une multitude de particules. Ce modèle calcule ainsi pour une seule particule sphérique placée dans le fluide et ensuite modifié le coefficient à partir de la vitesse relative.

$$K_{gp} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_p \rho_q \alpha_q}{v_{r,s}^2 d_p} \left(\frac{\text{Re}}{v_{r,s}} \right) |u_q - u_p| \quad (3.32)$$

$$C_D = \left(0.63 + 4.8 \sqrt{\frac{v_{r,s}}{\text{Re}}} \right)^2 \quad (3.33)$$

$$v_{r,s} = \frac{1}{2} \left[A - 0.06 \operatorname{Re} + \sqrt{(0.06 \operatorname{Re})^2 + 0.12 \operatorname{Re}(2B - A) + A^2} \right] \quad (3.34)$$

$$\text{Avec } A = \alpha_q^{4.14}, \quad B = \begin{cases} 0.827 \alpha_q^{1.28} & \alpha_q \geq 0.15 \\ \alpha_q^{2.44} & \alpha_q < 0.15 \end{cases}$$

Dans notre étude, la couche de givre est assimilée à une couche poreuse complexe et le modèle de Gidaspow[42] sera alors considéré.

3.1.3. Prise en compte de multi-espèces

En plus de la prise en compte des phases solide/gaz dans les mécanismes de prise en glace, il est primordial de caractériser au sein de l'air la fraction de vapeur d'eau. En effet, la connaissance de la quantité d'eau potentielle au voisinage de l'interface est indispensable pour rendre compte des mécanismes de changement de phase. On définit ainsi la fraction de vapeur d'eau dans la phase gaz comme :

$$Y_g^{va} = \frac{m_{va}}{m_{va} + m_a} \quad (3.35)$$

avec m_{va} et m_a les masses de vapeur d'eau et d'air sec et avec, par définition même, les fractions massiques comprises entre 0 et 1. L'équation de conservation de la fraction de vapeur d'eau dans l'air s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g Y_g^{va}) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g Y_g^{va} u_g) = -\nabla \alpha_g \rho_g Y_g^{va} V_{\alpha i} + S_Y \quad (3.36)$$

avec $V_{\alpha i}$ la vitesse de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air et S_Y le terme source de création/destruction de la vapeur d'eau. En fait, une fois le processus de changement de phase initié, la vapeur d'eau se transforme en germes de glace avec un terme source de destruction de vapeur d'eau correspondant à $S_Y = -S_\alpha$. Concernant la vitesse de diffusion, cette dernière est classiquement établie comme :

$$V_{\alpha i} = -\frac{D_{\alpha N}}{Y_g^{va}} \nabla Y_g^{va} \quad (3.37)$$

Le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air s'écrit :

$$D_{\alpha N} = \frac{k}{\rho c_p Le_\alpha} \quad (3.38)$$

avec Le_α le nombre de Lewis de l'eau pris égal à 0.83 [47]. En parallèle, Smooke[47] a proposé la relation en fonction de la température du rapport k/c_p telle que :

$$\frac{k}{c_p} = 2.58 \times 10^{-5} \left(\frac{T}{298} \right)^{0.7} \quad (3.39)$$

L'équation de conservation de la vapeur d'eau dans l'air s'écrit alors finalement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g Y_g^{va}) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g Y_g^{va} u_g) = \nabla \alpha_g \rho_g D_{\alpha N} \nabla Y_g^{va} + S_Y \quad (3.40)$$

les paramètres physiques du gaz étant alors estimés pour le mélange de gaz, c'est-à-dire :

$$\rho_g = Y_g^{va} \rho_{va} + (1 - Y_g^{va}) \rho_a \quad (3.41)$$

$$\mu_g = Y_g^{va} \mu_{va} + (1 - Y_g^{va}) \mu_a \quad (3.42)$$

$$\lambda_g = Y_g^{va} \lambda_{va} + (1 - Y_g^{va}) \lambda_a \quad (3.43)$$

A partir de la distribution des différentes espèces, la pression partielle de la vapeur d'eau est alors accessible et égale à :

$$P_{va} = \frac{P_0 Y_g^{va}}{Y_g^{va} + 0.622(1 - Y_g^{va})} \quad (3.44)$$

3.2. Mise en équations

3.2.1. Système d'équations à résoudre

Dans l'approche eulérienne-eulérienne, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de fraction massique et d'énergie sont à résoudre pour les deux phases, gaz et glace, avec l'introduction des différents termes sources pour rendre compte des transferts entre phases et des interactions entre phases en présence.

Le système des équations de Navier – Stokes pour simuler la phase gaz s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_g \rho_g^*) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g^* u_g^*) = S_{mg}^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_g \rho_g^* u_g^*) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g^* u_g^* u_g^*) = -\alpha_g \nabla P^* + \nabla \alpha_g \sigma_g + F_g + S_{ug}^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_g \rho_g^* Y_g^{va}) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g^* Y_g^{va} u_g^*) = \nabla \alpha_g \rho_g^* D_{\alpha N} \nabla Y_g^{va} + S_Y^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_g \rho_g^* E_g) + \nabla \cdot [\alpha_g (\rho_g^* E_g + P) u_g^*] = -\nabla q_g + \nabla \alpha_g \sigma_g u_g^* + S_{eg}^* \end{array} \right. \quad (3.45)$$

et dans la phase solide, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_s \rho_s^*) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s^* u_s^*) = S_{ms}^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_s \rho_s^* u_s^*) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s^* u_s^* u_s^*) = -\alpha_s \nabla P^* + \nabla \alpha_s \sigma_s + F_s + S_{us}^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} \alpha_s + \nabla \cdot (\alpha_s u_s^*) = S_\alpha^* \\ \frac{\partial}{\partial t^*} (\alpha_s \rho_s^* E_s) + \nabla \cdot [\alpha_s (\rho_s^* E_s + P) u_s^*] = -\nabla q_s + \nabla \alpha_s \sigma_s u_s^* + S_{es}^* \end{array} \right. \quad (3.46)$$

avec pour notation * correspondant aux valeurs dimensionnées. Quellesque soient les phases (gaz ou solide), les termes sources impliqués dans les équations sont :

$$\begin{array}{ll} \sigma_q = \mu_q^* S_{ij} - \frac{2}{3} \mu_q^* S_{kk} \delta_{ij} & \text{tenseur visqueux} \\ S_{ij} = \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) & \text{tenseur de déformation} \\ V_{\alpha i} = -\frac{D_{\alpha i}}{Y_g^{va*}} \frac{\partial Y_g^{va*}}{\partial x_i^*} & \text{vitesse de diffusion de l'espèce } Y_g^{va*}, \end{array}$$

alors que l'énergie s'écrit pour la phase gaz :

$$E_g = h_{sg} + \sum_{\alpha=1}^N h_{f,n}^0 Y_g^{va*} - \frac{P}{\rho_g^*} + \frac{1}{2} u_{gk}^* u_{gk}^* \quad \text{énergie totale de la phase gaz}$$

avec h_{sg} la chaleur sensible de gaz

$h_{f,n}^0$ la chaleur de formation de l'espèce n

et pour la phase solide :

$$E_f = h_{sf} - \frac{P}{\rho_s^*} + \frac{1}{2} u_{sk}^* u_{sk}^* \quad \text{énergie totale de glace}$$

avec h_{sf} la chaleur sensible de solide

L'ensemble des termes sources de production/création est listé dans le tableau 3.4 :

Source de conservation de masse	$S_{ms} = -S_{mg} = \dot{m}_{va \rightarrow g}$
Source de conservation de mouvement	$S_{ug} = u_g S_{mg} = -\dot{m}_{va \rightarrow g} u_g$
	$S_{us} = u_s S_{ms} = \dot{m}_{va \rightarrow g} u_s$
Source de conservation de fraction massique	$S_Y = S_{mg} = -\dot{m}_{va \rightarrow g}$
Source de conservation de fraction volumique	$S_\alpha = \frac{\dot{m}_{va \rightarrow g}}{\rho_s}$
Source de conservation d'énergie	$S_{eg} = -\dot{m}_{va \rightarrow g} h_{va}$
	$S_{es} = \dot{m}_{va \rightarrow g} (h_{va} + h_{va}^{form} - h_s^{form})$

Tableau 3.4 – Termes sources pour simuler le processus de nucléation

Grandeurs	Variables	Grandeurs	Variables
Coordonnées	$x = \frac{x^*}{L_0^*}$	Température	$T = \frac{T^* - T_0^*}{T_f^* - T_0^*}$
Vitesse	$u = \frac{u^*}{U_0^*}$	Pression thermodynamique	$p_0 = \frac{p_0^*}{\rho_0^* R^* T_0^*}$
Temps	$t = \frac{t^* U_0^*}{L_0}$	Viscosité dynamique	$\mu = \frac{\mu^*(T^*)}{\mu_0^*}$
Masse volumique	$\rho = \frac{\rho^*}{\rho_0^*}$		

Tableau 3.5 – Variables adimensionnelles

L'ensemble des équations, présenté auparavant, a été adimensionné à partir des grandeurs caractéristiques de référence. Ceci permet d'un point de vue numérique de « travailler » avec des variables réduites. Une température d'environnement référence T_0^* , une température

de la source froide T_f^* , une vitesse référence U_0^* et une longueur du domaine référence L_0^* ont ainsi été définies comme valeurs de référence et l'ensemble des grandeurs utilisées dans les équations (3.45) - (3.46) a alors été adimensionnées à partir des grandeurs de référence (cf. Tableau 3.5).

Le système des équations de conservations sans dimension devient alors :

Phase gaz

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g u_g) = S_{mg} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g u_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g u_g u_g) = -\alpha_g \nabla P + \nabla \alpha_g \sigma_g + F_g + S_{ug} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g Y_g^{va}) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g Y_g^{va} u_g) = \nabla \alpha_g \rho_g D_{\alpha N} \nabla Y_g^{va} + S_Y \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g E_g) + \nabla \cdot [\alpha_g (\rho_g E_g + P) u_g] = -\nabla q_g + \nabla \alpha_g \sigma_g u_g + S_{eg} \end{array} \right. \quad (3.47)$$

Phase solide

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s u_s) = S_{ms} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s u_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s u_s u_s) = -\alpha_s \nabla P + \nabla \alpha_s \sigma_s + F_s + S_{us} \\ \frac{\partial}{\partial t} \alpha_s + \nabla \cdot (\alpha_s u_s) = S_\alpha \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s E_s) + \nabla \cdot [\alpha_s (\rho_s E_s + P) u_s] = -\nabla q_s + \nabla \alpha_s \sigma_s u_s + S_{es} \end{array} \right. \quad (3.48)$$

3.2.2. Modélisation de la turbulence

Le système d'équations caractéristiques au sein de la phase vapeur doit également prendre en compte l'aspect turbulent de l'écoulement et pour cela, notre choix de modélisation s'est tourné vers la modélisation aux grandes échelles.

3.2.2.1. Large Eddy Simulation

La caractérisation d'un écoulement turbulent peut s'effectuer à partir d'une simulation directe (DNS), c'est-à-dire à partir de la résolution directe des équations de Navier-Stokes sans aucun modèle de turbulence. Cette technique, des plus intéressantes d'un point de vue fondamental, n'en reste pas moins difficile d'accès pour traiter des écoulements d'intérêt pratique. En effet, un calcul DNS doit prendre en compte l'ensemble des échelles caractéristiques de l'écoulement, des échelles les plus significatives l aux plus petites échelles de dissipation, les échelles de Kolmogorov η . Le maillage nécessaire doit alors être de l'ordre de

grandeur de η alors que le domaine de calcul doit être significativement plus grand que l . Piomeli[48] estime qu'un calcul direct nécessite un nombre de nœuds proportionnel à $l/\eta \sim \text{Re}^{3/4}$, Re étant le nombre de Reynolds défini à partir des échelles intégrales de l'écoulement ; le nombre total de points est donc proportionnel à $\text{Re}^{9/4}$ pour un calcul tridimensionnel. Parallèlement, le choix du pas de temps est également soumis à un critère de sélection. En effet, le rapport entre le temps caractéristique des grandes structures par rapport à celui des petites échelles est estimé également proportionnel à $\text{Re}^{3/4}$. L'estimation globale du temps CPU indique une dépendance en Re^3 . Devant un coût de calcul aussi prohibitif, une simulation DNS est difficilement accessible dans des cas pratiques et il lui est préféré l'introduction de modèle instationnaire de la turbulence, i.e. la simulation des grandes échelles de turbulence.

La modélisation dite LES (« Large Eddy Simulation ») permet de résoudre les grosses structures, représentatives des échelles inertielles caractéristiques de l'écoulement, tandis que les plus petites structures sont modélisées. Une séparation entre les grandes et petites échelles est obtenue à partir de l'opérateur de filtrage. Soit une variable $f(x)$ dans l'espace physique Ω ; le filtrage des échelles se présente mathématiquement sous la forme du produit de convolution suivant :

$$\bar{f}(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}')G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')d\mathbf{x}' \quad (3.49)$$

où le noyau de convolution $G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ correspond aux caractéristiques du filtre utilisé, associé à l'échelle de coupure en espace $\bar{\Delta}$. Cette opération permet de séparer une quantité en deux parties, une partie $\bar{f}(x)$ correspondant à l'échelle la plus grande et l'autre $f'(x)$ correspondant aux petites échelles :

$$f(x) = \bar{f}(x) + f'(x) \quad (3.50)$$

En général, il existe plusieurs types de filtrage dans la littérature et la forme des équations modélisant les grosses structures est dépendante du choix du filtre, ce qui est parallèlement lié à la méthode de résolution numérique utilisée. Dans un cas concret, la méthode des volumes finis basée sur un maillage discret, utilisée dans le cadre de ce travail, définit directement une valeur moyenne dans chaque volume de contrôle considéré :

$$\bar{f}_i = \frac{1}{\bar{\Delta}^3} \int_{\Omega_i} f(\mathbf{x}')d\mathbf{x}' \quad (3.51)$$

indispensables. Tout d'abord, les termes non-linéaires de diffusion dans l'équation de mouvement et dans l'équation d'énergie sont considérés comme négligeables. A partir de l'équation d'enthalpie, de l'expression de l'énergie totale filtrée et de l'équation d'état filtrée, le terme $V\bar{I}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \overline{(\rho_g E_g + P) u_g} - (\overline{\rho_g E_g + P}) u_g &= \overline{\rho_g} C_p (\overline{T_g u_g} - T_g u_g) \\ &+ \frac{1}{2} \overline{\rho_g} (\overline{u_g u_g u_g} - \overline{u_g} \overline{u_g} \overline{u_g}) + \overline{\rho_g} \sum_{n=1}^N h_{f,n}^0 (\overline{u_g Y_g^{va}} - u_g Y_g^{va}) \end{aligned} \quad (3.56)$$

$$l_g = \overline{\rho_g} C_p (\overline{T_g u_g} - T_g u_g) = -C_p \frac{\overline{\rho_g} \nu_T}{Pr_T} \nabla T_g \quad (3.57)$$

$$d_g = \frac{1}{2} \overline{\rho_g} (\overline{u_g u_g u_g} - \overline{u_g} \overline{u_g} \overline{u_g}) = u_g \tau_g \quad (3.58)$$

l_g et d_g étant dénommés respectivement flux d'énergie de sous-maille et flux de diffusion de turbulence. Le terme non résolue transport des espèces III nécessite une modélisation de sous-maille usuellement modélisée à partir d'une hypothèse de type gradient, similaire à la loi de Fick :

$$\overline{Y_g^{va} u_g} - Y_g^{va} u_g = \frac{\nu_t}{Sc_\alpha} \nabla Y_g^{va} \quad (3.59)$$

Finalement le système d'équation à résoudre s'écrit :

Phase gaz

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_g \rho_g}) + \nabla \cdot (\overline{\alpha_g \rho_g} u_g) &= \overline{S_{mg}} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_g \rho_g} u_g) + \nabla \cdot (\overline{\alpha_g \rho_g} u_g u_g) &= -\overline{\alpha_g} \nabla \overline{P} - \nabla \overline{\alpha_g} \tau_g + \nabla \overline{\alpha_g} \sigma_g + \overline{F_g} + \overline{S_{ug}} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_g \rho_g} Y_g^{va}) + \nabla \cdot (\overline{\alpha_g \rho_g} Y_g^{va} u_g) &= \nabla \overline{\alpha_g \rho_g} V_{\alpha i} \nabla Y_g^{va} \\ &+ \nabla \overline{\alpha_g \rho_g} \frac{\nu_t}{Sc_\alpha} \nabla Y_g^{va} + \overline{S_Y} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_g \rho_g} E_g) + \nabla \cdot [\overline{\alpha_g} (\overline{\rho_g} E_g + \overline{P}) u_g] &= -\nabla \overline{q_g} + \nabla \overline{\alpha_g} C_p \frac{\overline{\rho_g} \nu_{Tg}}{Pr_T} \nabla T_g \\ &- \nabla \overline{\alpha_g} \frac{\overline{\rho_g} \nu_{Tg}}{Sc_T} \nabla Y_g^{va} + \nabla \cdot (\overline{\alpha_g} \overline{\sigma_g} u_g) - \nabla \cdot (\overline{\alpha_g} \overline{\tau_g} u_g) + \overline{S_{eg}} \end{aligned} \right. \quad (3.60)$$

Phase solide

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_s \rho_s}) + \nabla \cdot (\overline{\alpha_s \rho_s} u_s) = \overline{S_{ms}} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_s \rho_s} u_s) + \nabla \cdot (\overline{\alpha_s \rho_s} u_s u_s) = -\overline{\alpha_s} \nabla \overline{P} - \nabla \overline{\alpha_s} \tau_s + \nabla \overline{\alpha_s} \sigma_s + \overline{F_s} + \overline{S_{us}} \\ \frac{\partial}{\partial t} \overline{\alpha_s} + \nabla \cdot (\overline{\alpha_s} u_s) = \overline{S_\alpha} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\alpha_s \rho_s} E_s) + \nabla \cdot [\overline{\alpha_s} (\overline{\rho_s} E_s + \overline{P}) u_s] = -\nabla \overline{q_s} + \nabla \overline{\alpha_s} C_p \frac{\overline{\rho_s} \nu_{Ts}}{\text{Pr}_T} \nabla T_s \\ \quad + \nabla \cdot (\overline{\alpha_s} \sigma_s u_s) - \nabla \cdot (\overline{\alpha_s} \tilde{\tau}_s u_s) + \overline{S_{es}} \end{array} \right. \quad (3.61)$$

3.2.3. Equation de la pression

Dans le système d'équations à résoudre qui vient d'être détaillé, la détermination du champ de pression est indispensable et nécessite la prise en compte d'une équation dédiée, l'équation de Poisson. La description spatiale s'effectue sur un maillage décalé (cf. Figure 3.7) et un arrangement des variables est spécifiquement proposé pour résoudre l'équation de Poisson au centre de la cellule. Les composantes de vitesse sont, quant à elles, décalées sur les faces des cellules. La résolution du système d'équations est présentée Figure 3.8.

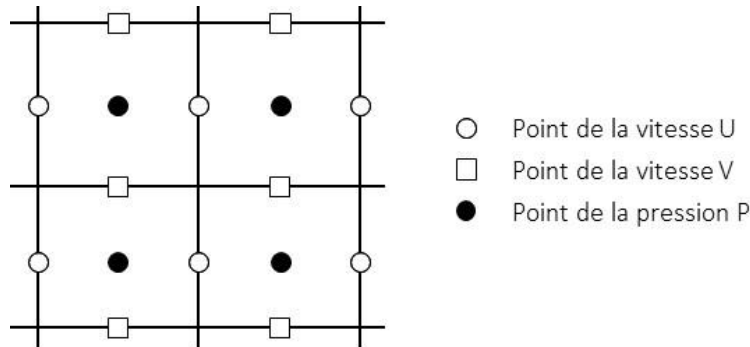


Figure 3.7– Maillage décalé en 2D

Dans la modélisation, la détermination du champ de pression est effectuée à partir de la résolution de l'équation de Poisson qui est obtenue à partir d'une combinaison des équations de conservation de la quantité de mouvement. En simplifiant les écritures des équations de conservation de quantité de mouvement, l'équation (3.62) contient un terme de dérivation temporelle, un terme de gradient de pression et un terme A regroupant les termes de dissipation et les termes sources.

$$\rho_q \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q u_q) = -\alpha_q \nabla P + A \quad (3.62)$$

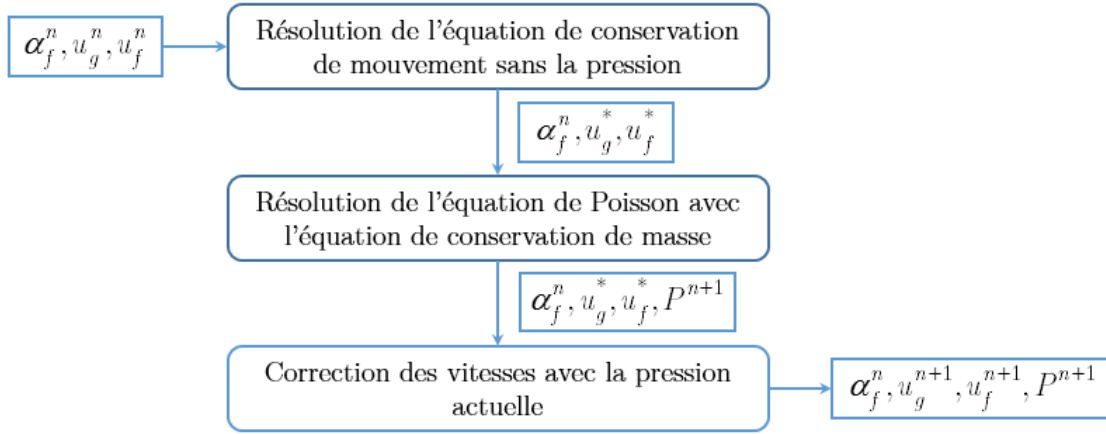


Figure 3.8 – Algorithme dit à méthode fractionnée “FractionalStep Method”

En discrétisant temporellement (3.62), on peut écrire :

$$\rho_q^n \frac{\alpha_q^n u_q^{n+1} - \alpha_q^n u_q^n}{\Delta t} = -\alpha_q^n \nabla P^{n+1} + A^n \quad (3.63)$$

et en introduisant le champ de vitesse u_q^* correspondant à (3.64) :

$$\rho_q^n \frac{\alpha_q^n u_q^* - \alpha_q^n u_q^n}{\Delta t} = A^n \quad (3.64)$$

On obtient l'équation (3.65) en soustrayant l'équation (3.63) de l'équation (3.64) :

$$\frac{\alpha_q^n u_q^{n+1} - \alpha_q^n u_q^*}{\Delta t} = -\frac{\alpha_q^n}{\rho_q^n} \nabla P^{n+1} \quad (3.65)$$

En combinant l'équation (3.65) avec les deux phases (gaz et solide), on obtient :

$$\frac{\alpha_g^n u_g^{n+1} - \alpha_g^n u_g^*}{\Delta t} + \frac{\alpha_f^n u_f^{n+1} - \alpha_f^n u_f^*}{\Delta t} = -\left(\frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} + \frac{\alpha_f^n}{\rho_f^n} \right) \nabla P^{n+1} \quad (3.66)$$

En dérivant l'équation (3.66), on obtient :

$$\frac{\nabla \alpha_g^n u_g^{n+1} - \nabla \alpha_g^n u_g^*}{\Delta t} + \frac{\nabla \alpha_f^n u_f^{n+1} - \nabla \alpha_f^n u_f^*}{\Delta t} = -\nabla \left(\frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} + \frac{\alpha_f^n}{\rho_f^n} \right) \nabla P^{n+1} \quad (3.67)$$

En parallèle, l'équation de conservation de masse peut s'écrire comme :

$$\rho_q \frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \rho_q \nabla \alpha_q u_q = S_{mq} \quad (3.68)$$

Divisant l'équation (3.68) par ρ_q , on obtient :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \nabla \alpha_q u_q = \frac{S_{mq}}{\rho_q} \quad (3.69)$$

Comme précédemment, en combinant l'équation (3.69) pour les deux phases (gaz et solide), on a :

$$\frac{\partial (\alpha_g + \alpha_f)}{\partial t} + \nabla (\alpha_g u_g + \alpha_f u_f) = \frac{S_{mg}}{\rho_g} + \frac{S_{mf}}{\rho_f} \quad (3.70)$$

avec $\alpha_g + \alpha_f = 1$, l'équation (3.70) se simplifie comme :

$$\nabla (\alpha_g^n u_g^{n+1} + \alpha_f^n u_f^{n+1}) = \frac{S_{mg}}{\rho_g} + \frac{S_{mf}}{\rho_f} \quad (3.71)$$

En fusionnant les équations (3.67) et (3.71), l'équation de Poissons'écrit alors :

$$\nabla \left(\frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} + \frac{\alpha_f^n}{\rho_f^n} \right) \nabla P^{n+1} = \frac{\nabla \alpha_g^n u_g^* + \nabla \alpha_f^n u_f^*}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{S_{mg}}{\rho_g^n} + \frac{S_{mf}}{\rho_f^n} \right) \quad (3.72)$$

L'équation de Poisson (3.72) est une équation elliptique qui nécessite d'être résolue par la méthode « Multi grid » (cf. §3.3.2.2). Sa résolution permettra de déterminer le champ de pression et les champs de vitesse sont ensuite corrigés par l'équation (3.73).

$$\alpha_q^n u_q^{n+1} = \alpha_q^n u_q^* - \Delta t \frac{\alpha_q^n}{\rho_q^n} \nabla P^{n+1} \quad (3.73)$$

3.3. Résolution numérique

3.3.1. Algorithme du solveur

Les équations de quantité de mouvement et de masse sont résolues par un couplage pression-vitesse. Ce processus permet de traiter les équations de manière fractionnée. Pour résoudre les champs de pression, la méthode Multi-grid est utilisée. Une fois les vitesses et la pression convergées, toutes les équations sont résolues alternativement (équation d'énergie, équation de fraction massique, équation de positionnement de l'interface). Le pas de temps du solveur est fixe ou est calculé avec la formule du nombre de CourantFriedrichsLewy(3.74). Pour des besoins de la stabilité numérique du schéma numérique, le nombre de Courant doit être inférieur à l'unité :

$$Co = \frac{u_i \Delta t}{x_i} \quad (3.74)$$

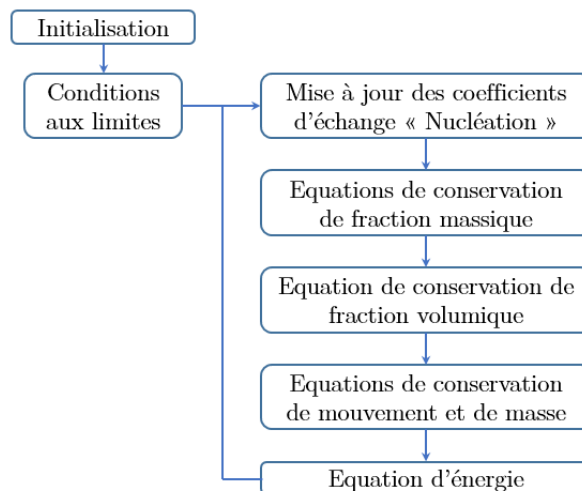


Figure 3.9– Algorithme du solveur FFM

Si la méthode de frontière immergée (IBM) est activée, toutes les valeurs du forcing point et ghostcell point sont interpolées des équations principales résolues (cf. Annexes-A1). Le solveur de la prise en glace “Frost Formation Modelling” (FFM) nécessite un coefficient de nucléation déterminé par la théorie (cf. §3.1.1). La Figure 3.9 présente l’algorithme du solveur FFM et les équations sont résolues séquentiellement et à la fin de chaque pas de temps, les termes sources de nucléation sont recalculés.

3.3.2. Discrétisation numérique

3.3.2.1. Equation de transport

Afin de rendre compte de la schématisation employée, la discrétisation va être détaillée terme à terme en se référant, pour l'exemple, à l'équation de conservation de la fraction massique et en dénommant l'ensemble des termes (cf. Figure 3.10).

D'un point de vue schématique et dans un but de simplification, l'équation de conservation s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g Y_g^{va}) + u_g \nabla \alpha_g \rho_g Y_g^{va} + \alpha_g \rho_g Y_g^{va} \nabla u_g = \nabla \alpha_g \rho_g D_{\alpha N} \nabla Y_g^{va} + S_Y \quad (3.75)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + u \nabla A + A \nabla u = S_A \quad (3.76)$$

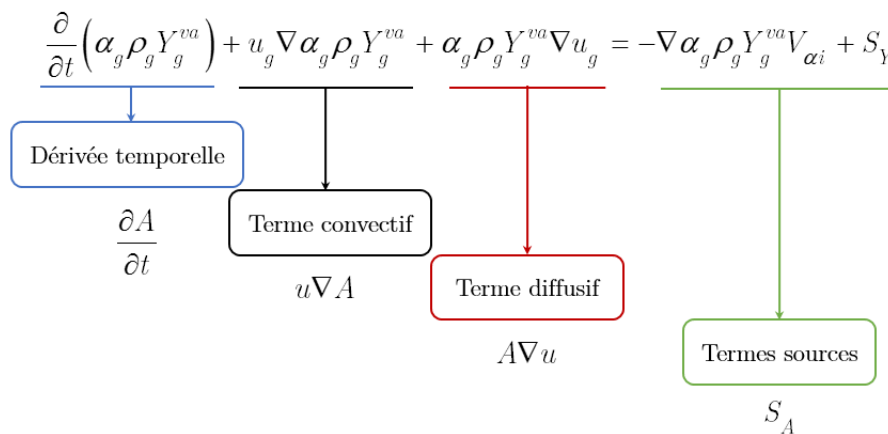


Figure 3.10– Identification des différents termes constituant l'équation de transfert

De plus, pour simplifier le problème, l'équation de transfert (3.76) discrétisée sur un maillage 1D, maillage décalé, où la vitesse est calculée sur les faces et les valeurs scalaires sont localisées au centre de la cellule (cf. Figure 3.11).

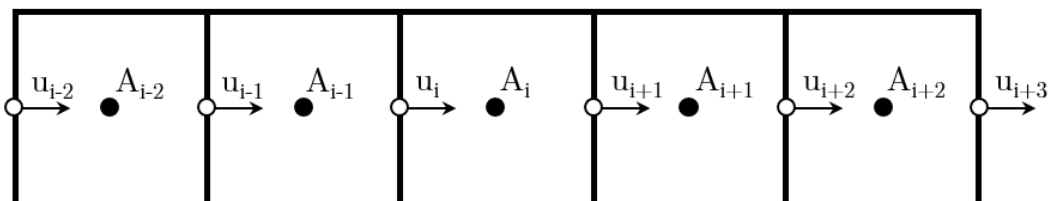


Figure 3.11– Champ de vitesse u en maillage décalé

Détaillons alors les différents termes :

Dérivée temporelle :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{A^{n+1} - A^n}{\Delta t} \quad (3.77)$$

Terme de diffusion : Dans l'équation de transport, le terme de diffusion peut être discrétisé de manière centrale.

$$A \nabla u = A_i \frac{u_{i+1} - u_i}{\Delta x} \quad (3.78)$$

Terme convectif : le schéma upwind est utilisé pour discrétiser le terme convectif et plusieurs ordres de discrétisation sont présentés :

Au premier ordre :

$$u_{i+1/2} \nabla A_i = \max\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) \frac{A_i - A_{i-1}}{\Delta x} + \min\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) \frac{A_{i+1} - A_i}{\Delta x} \quad (3.79)$$

Au second ordre :

$$\begin{aligned} u_{i+1/2} \nabla A_i = \max\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) & \frac{3A_i - 4A_{i-1} + A_{i-2}}{\Delta x} \\ & + \min\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) \frac{-A_{i+2} + 4A_{i+1} - 3A_i}{\Delta x} \end{aligned} \quad (3.80)$$

Au troisième ordre :

$$\begin{aligned} u_{i+1/2} \nabla A_i = \max\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) & \frac{2A_{i+1} + 3A_i - 6A_{i-1} + A_{i-2}}{\Delta x} \\ & + \min\left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2}, 0\right) \frac{-A_{i+2} + 6A_{i+1} - 3A_i - 2A_{i-1}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (3.81)$$

3.3.2.2. Equation de Laplace

De manière similaire au paragraphe précédent, l'équation de Poisson (3.82) a été simplifiée et écrite suivant l'équation (3.83). L'équation de Poisson (3.82) est une équation elliptique et pour la résoudre, les méthodes disponibles sont des méthodes directes, des

méthodes itératives (Jacobi, Gauss-Seidel, SOR, etc...) et des méthodes "Fast Fourier Transform" (FFT).

$$\nabla \left(\frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} + \frac{\alpha_f^n}{\rho_f^n} \right) \nabla P^{n+1} = \frac{\nabla \alpha_g^n u_g^* + \nabla \alpha_f^n u_f^*}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{S_{mg}}{\rho_g^n} + \frac{S_{mf}}{\rho_f^n} \right) \quad (3.82)$$

$$\nabla \cdot a(r) \nabla \phi(r) = b(r) \quad (3.83)$$

La méthode "Multi-grid" a été retenue afin d'accélérer la vitesse de convergence des méthodes itératives. L'algorithme utilise une succession de treillis ou de grilles. Le nombre de grilles est appelé nombre de niveaux multi-grid l . Le nombre de points du réseau intérieur à trois directions est alors égal à 2^l .

Supposons que ϕ est la solution approchée à n'importe quel stade du calcul et ϕ_c est la solution exacte que nous essayons de trouver. L'algorithme multi-grid utilise les définitions suivantes :

$v = \phi_c - \phi$ correspond à la fonction de correction qui doit être ajoutée à la solution approchée pour donner la solution exacte. Le résiduel est $r = \nabla \cdot a \nabla \phi - b$. Notons que la correction et la valeur résiduelle sont liées par l'équation (3.84)

$$\nabla \cdot a \nabla v = [\nabla \cdot a \nabla \phi_c - b] - [\nabla \cdot a \nabla \phi - b] = -r \quad (3.84)$$

Cette équation a exactement la même forme que l'équation de Poisson avec v jouant le rôle de fonction inconnue et r jouant le rôle de la fonction de source connue. L'algorithme Multi-grid est basé sur un système d'amélioration à deux grilles. Considérons deux maillages :

- *Un maillage avec $N = 2^l + 2$ points dans chaque direction,*
- *Un maillage grossier avec $N = 2^{l-1} + 2$ points.*

Nous devons être capable de passer d'un réseau à l'autre, c'est-à-dire, compte-tenu de toute fonction sur le réseau, nous devons pouvoir :

- *Restreindre la fonction d'un maillage fin à un maillage plus grossier,*
- *Prolonger ou interpoler la fonction de maillage grossier à un maillage plus fin.*

Compte-tenu de ces définitions, le cycle Multi-griden « V » correspond alors à:

- Résoudre ϕ pour le maillage fin actuel $N = 2^l + 2$,
- Effectuer quelques itérations de pré-lissage en utilisant un algorithme local comme le solveur de Gauss-Seidel. L'idée est d'amortir ou de réduire les erreurs de courte longueur d'onde dans la solution.

Estimer la correction par :

- Calculer la valeur résiduelle r ,
- Restreindre la valeur résiduelle au maillage grossier R ,
- Résoudre la correction du maillage plus grossier et améliorer de manière récursive,
- En prolongation la correction V sur le maillage plus fin,
- Corriger par $\phi_c = v + \phi$,
- Effectuer quelques post-lissages avec des itératives de Gauss-Seidel et retourner cette amélioration.

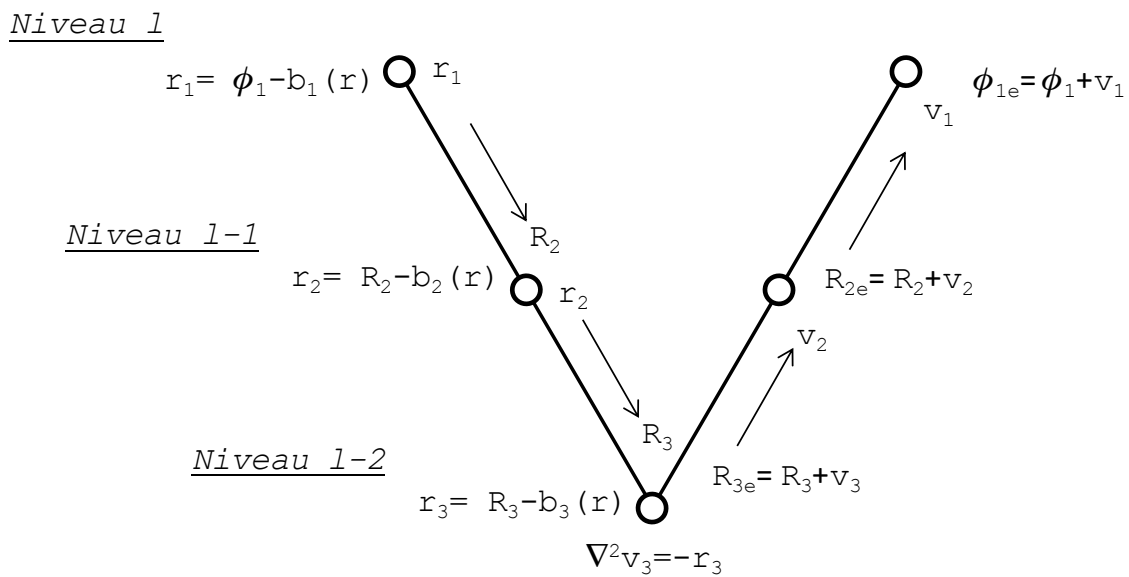


Figure 3.12- Cycle Multi-grid en « V »

Il existe différents types de maillages possibles, et aussi différentes prescriptions pour les opérateurs de restriction ou d'interpolation.

Maillage Cellule-centrée : Dans la prescription Cellule-centrée, le domaine spatial est partitionné en cellules discrètes. Les points du réseau sont les centres de chaque cellule comme indiqué sur la Figure 3.13.

A noter que le nombre de points du réseau ou des cellules dans chaque dimension doit être une puissance de deux si l'opération de grossissement doit atteindre une unique cellule. La Figure 3.13 est un exemple d'un maillage grossier de niveau 3. Le maillage le plus grossier dispose de 4 points. Au niveau 2, le maillage le plus fin est de 64 points.

Maillage Centré : Une prescription « centrée » est un découpage du domaine spatial en cellules discrètes et la localisation des points du réseau discret sur les sommets des cellules s'effectue comme indiqué sur la Figure 3.14.

A noter que le nombre de points du réseau dans chaque dimension doit être plus grand que d'une puissance de 2 afin que le grossissement ultime atteigne une unique cellule. La Figure 3.14 présente un exemple de maillage centré. Le nombre de points sur chaque maillage correspond à 9 au niveau 0, 25 au niveau 1 et 81 au niveau 2.

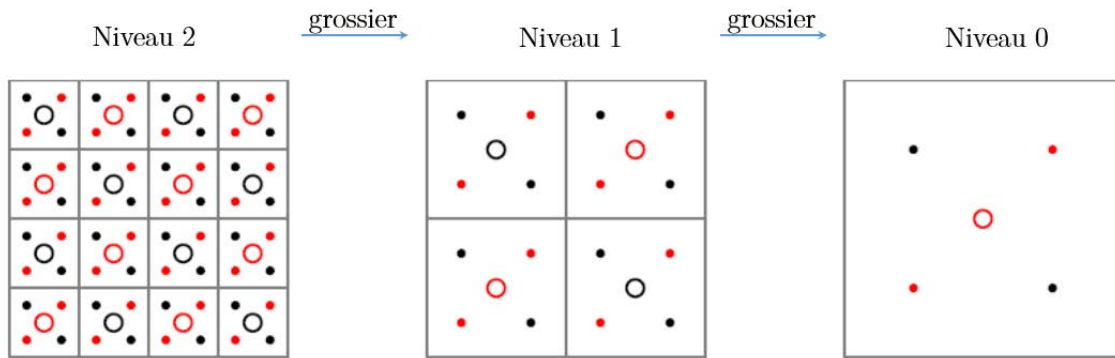


Figure 3.13- Maillage Cellule-centrée

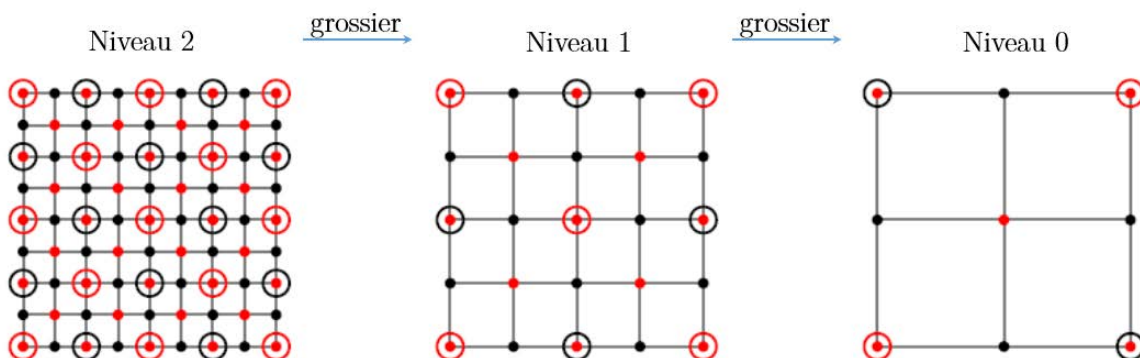


Figure 3.14- Maillage Centrée

Dans le solveur FFM, pour calculer le champ de pression au centre du maillage, le maillage type cellule-centrée a été retenu.

3.4. Conclusion partielle

Dans le cadre de ce travail, le code FFM pour prendre en compte le développement de la couche de glace a été intégralement réalisé et se base sur la théorie de nucléation. L'objectif de cette approche numérique est 1. de réaliser des études sur plaques planes et les corrélés avec les résultats expérimentaux et 2. utiliser ce modèle pour caractériser des géométries plus complexes telles que des échangeurs.

Chapitre 4

Analyse expérimentale du dépôt de givre sur une plaque plane en condition d'écoulement turbulent

Sommaire

4.1. Identification des mécanismes de prise en glace	75
4.2. Approche paramétrique	84
4.2.1. Influence de l'humidité relative.....	85
4.2.2. Influence de la vitesse de l'écoulement.....	90
4.2.3. Influence de la température de paroi	100
4.3. Conclusion partielle.....	102

L'objectif de ce chapitre est de caractériser expérimentalement la prise en glace aussi bien de manière qualitative que quantitative et, à partir de la variation de paramètres tels que l'humidité relative, la vitesse et la température, d'en dégager des tendances.

4.1. Identification des mécanismes de prise en glace

A partir de la veine d'essais présentée chapitre 2, une première campagne a été réalisée avec la zone de test contrôlée thermiquement et positionnée à partir de $X = 2$ m (cf. Figure 4.1) et pour des conditions d'essais listées dans le Tableau 4.1.

Vitesse d'air en entrée (m/s)	5.3
Température d'air en entrée (°C)	28
Humidité relative d'air en entrée (%)	30
Température à la paroi (°C)	-7

Tableau 4.1 – Conditions du cas de référence

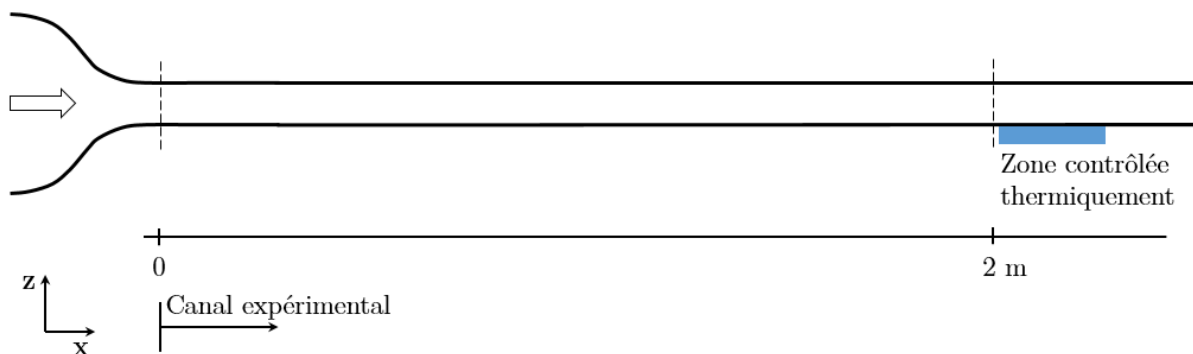


Figure 4.1 – Position du module pariétal

La vitesse d'entrée est fixée égale à 5.3 m/s i.e. correspondant alors à un nombre de Reynolds local Re_x égal à 1.86×10^4 . Dans de telles conditions, l'écoulement est turbulent pleinement développé. Les profils de vitesse au bord de la veine sont présentés Figure 4.2. La température de l'écoulement en entrée est fixée égale à 28°C avec une humidité relative égale à 30% ; la température de la salle dans laquelle se déroule les essais étant proche de 28°C, et de toute façon bien supérieure à la température de saturation, aucun transfert de masse notamment par condensation n'est enclenché. Par contre, au niveau de la plaque contrôlée en température, la température de cette dernière est initialement fixée à -7°C. Dans le protocole expérimental, on

rappelle que l'écoulement de vapeur sec est tout d'abord initié pour atteindre l'équilibre thermique (1h30 sont nécessaires pour atteindre une telle convergence) avant que la vapeur d'eau ne soit injectée. La zone thermiquement contrôlée est régulée par un échangeur à eau glycolée pour assurer initialement la température de -7°C . Cependant, et comme nous le verrons par la suite, la température de paroi sera soumise à des variations dues aux mécanismes d'échange intervenant et la température de paroi peut être modifiée d'autant.

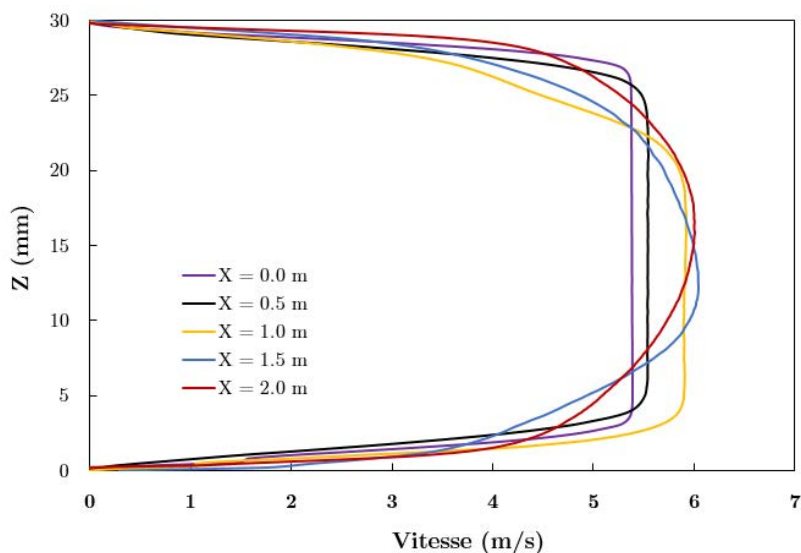


Figure 4.2 – Profil de vitesse au bord de la veine

Dans de telles conditions, la température de saturation de 8.8°C étant bien supérieure à la température de la paroi alors imposée, les mécanismes de transfert de masse sont donc initiés le long de la zone thermiquement contrôlée. L'identification des mécanismes de transfert a initialement été effectuée à partir d'une approche qualitative notamment en réalisant des images avec un appareil photographique équipé d'un zoom ; le grossissement obtenu est égal à 4. La Figure 4.3 présente les images ainsi obtenues dans le plan médian ($Y = 0$) et la taille d'investigation dans le plan (X,Z) correspond à des dimensions de 1.1 mm et 2.3 mm respectivement ; leur évolution en fonction du temps permet de suivre temporellement l'évolution de la couche de glace. Les essais ont été réalisés sur une durée de 6000s. Dans les premiers instants ($t \leq 120$ s), les conditions d'expérience – air humide en contact avec une paroi froide dont la température est inférieure à la température de saturation – vont alors générer de la condensation sur la paroi. Les images à $t = 60$ s et 120 s présentent l'existence d'un dépôt d'une première génération de goutte avec une distribution homogène. Comme le souligne Rausche et al. [49], la qualité du revêtement de la paroi et de la rugosité apparente joue un rôle déterminant sur les mécanismes de dépôt des gouttes d'eau et comme Sakay[31] l'a souligné, les premiers instants de formation de gouttelettes sont complexes. Dans notre cas, les gouttes primaires se solidifient et se transforment en glace.

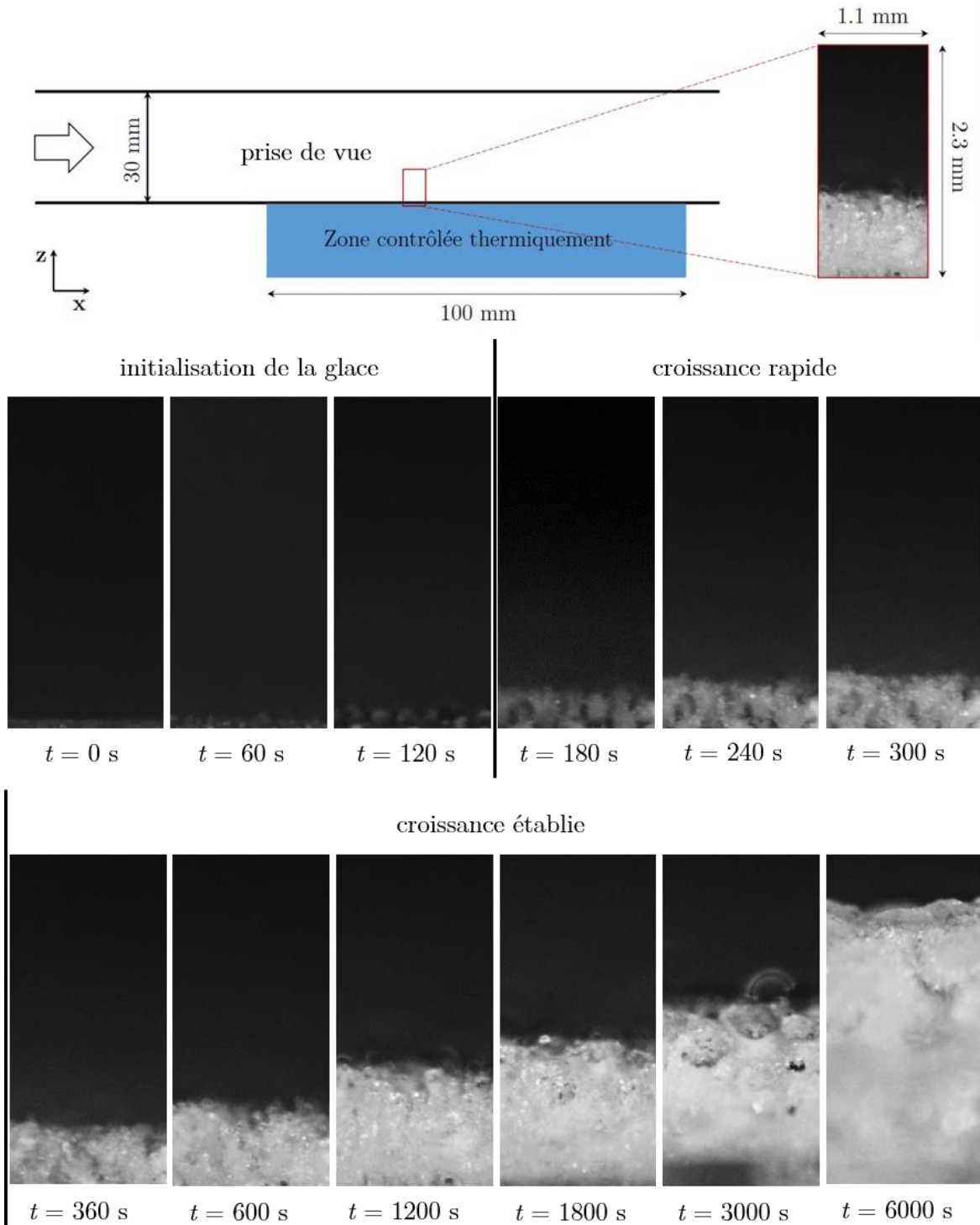


Figure 4.3 – Photographies soulignant ledéveloppement de la hauteur de glace au cours du temps

La Figure 4.4 présente un zoom avec un angle de vue déporté (la taille d'investigation dans le plan (X,Y) correspond à des dimensions de 2 mm et 1.33 mm respectivement) de $t = 30$ s à 120 s ou l'ensemble des gouttes est sous forme liquide puis solide. En fait, les images à $t = 30$, 60 et 90 s (cf. Figure 4.4) présentent le dépôt de gouttes sous forme liquide alors qu'à partir de $t = 120$ s, l'intégralité du dépôt liquide s'est transformée en glace. Soulignons que si de telles

observations sont difficiles uniquement à partir des clichés, une observation directe à l'œil nu rend la détermination liquide/glace aisée. Lorsque la solidification est intégralement réalisée ($t \geq 120$ s), un véritable réseau cristallin se forme et s'étend sur la paroi.

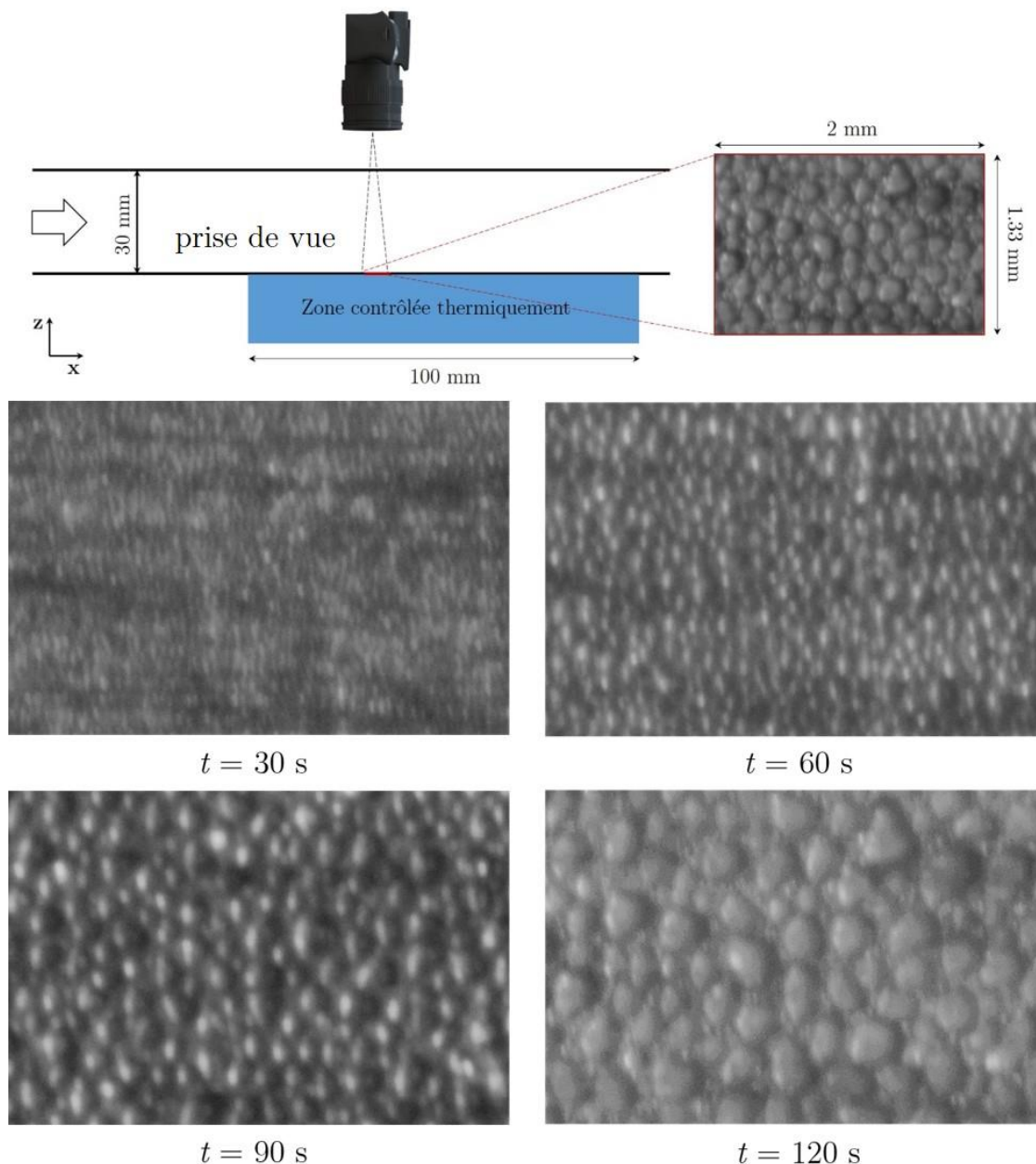


Figure 4.4 – Vue de dessus du cas de référence de $t = 30$ à 120 s (phase d'initialisation de la glace)

A partir du moment où l'intégralité des gouttes primaires est transformée en glace, la couche de glace ainsi formée évolue et les mécanismes de condensation qui se poursuivent vont permettre à la couche de glace de s'épaissir et à de nouveaux cristaux de se former. Comme le soulignent les prises de vue à $t = 240$ et 300 s (cf. Figure 4.3), la couche de glace demeure relativement inhomogène et reste principalement marquée par la présence d'interstices. On peut

localiser ces dernières à partir des zones sombres symbolisant un pore vide rempli d'air humide. Les instants compris entre 180 et 360 s correspondent à la zone de développement de la couche de glace au cours de laquelle des mécanismes complexes interviennent. En effet, la couche poreuse assure une certaine isolation entre l'écoulement chaud et la paroi froide et l'air humide se condense alimentant alors en eau la couche de glace. Au cours de la condensation, un apport de chaleur peut participer à la fonte d'une partie de glace en eau s'immiscuant alors plus facilement dans les pores libres, qui en se solidifiant à nouveau assure à la couche de se compacter. D'ailleurs, pour $t \geq 360$ s, on assiste au développement de la couche de glace avec peu ou plus de pores vides. Pour $t \geq 360$ s, cette phase correspond à une phase pleinement développée de la couche de glace principalement caractérisée par une croissance amortie. A titre d'exemple, 360 secondes sont nécessaires pour que l'épaisseur de la couche atteigne 0.45 mm alors qu'il faut 3 fois plus de temps pour doubler cette épaisseur dans la phase de croissance établie. D'ailleurs, l'épaisseur moyenne de la glace est tracée en fonction du temps et les trois différentes étapes – phase d'initialisation de la glace, phase de croissance rapide et phase de croissance établie – sont également reportées. Les deux premières périodes correspondent à des développements rapides et l'amortissement de cette croissance est constaté au-delà de 360 s. Plus l'épaisseur de la glace est conséquente, plus l'interface solide/air humide s'éloigne de la paroi froide ; ceci conduit à favoriser le gradient de température et à ralentir d'autant la vitesse de solidification.

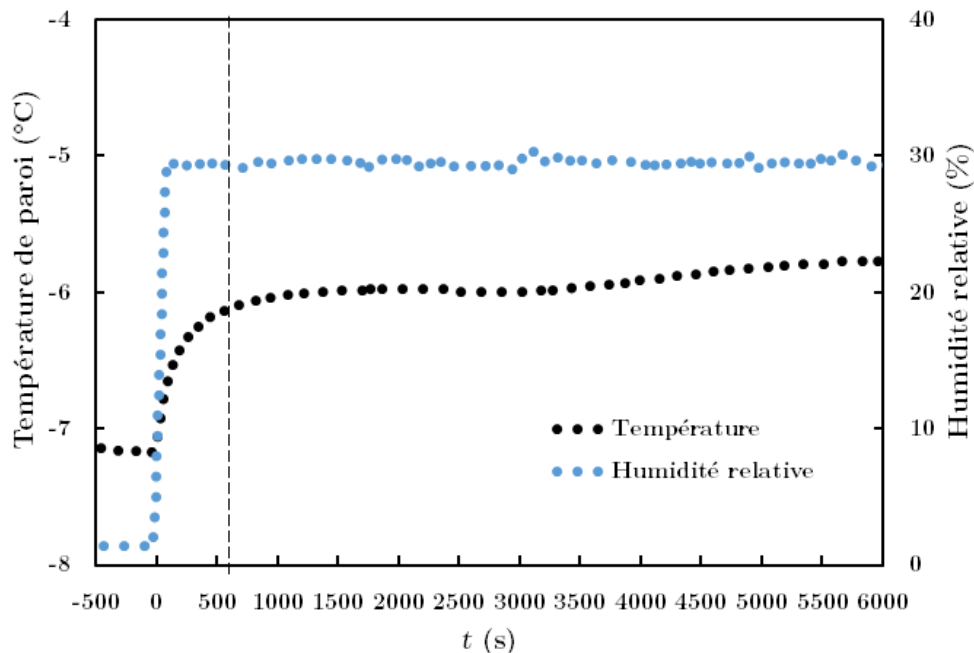


Figure 4.5 – Evolution de la température de paroi et l'humidité relative en fonction du temps

D'un point de vue plus quantitatif, la Figure 4.5 présente les évolutions de la température de paroi, mesurée au centre de la plaque contrôlée thermiquement, et l'humidité relative de l'écoulement amont. Concernant la variation de cette dernière, une fois les

humidificateurs en fonctionnement, l'humidité relative atteint très rapidement sa valeur de consigne. La température, quant à elle, est initialement établie à -7.1°C et une fois le processus de changement de masse initié, la température de la paroi évolue de manière assez rapide pour atteindre -6.4°C et -6.2°C à $t = 180$ et 360 s respectivement au cours de la phase de croissance du réseau cristallin et dans la zone de croissance développée. A $t = 500$ s, la température de la paroi est égale à -6.1°C . Une telle augmentation est liée au développement de la couche de glace, provoquant une barrière isolante entre la paroi refroidie et l'écoulement principal chaud. Au-delà de $t = 500$ s, l'augmentation de la température est fortement réduite et malgré une augmentation légère – la température évolue de -6.1°C à -5.8°C entre $t = 500$ et 6000 s – le développement de la couche de glace peut être considéré comme s'effectuant autour d'une température pariétale constante et voisine de -6°C . Au cours de son évolution, la masse de la glace est évidemment croissante avec le temps et la Figure 4.6 présente sur l'ensemble de l'essai la variation de la masse de glace (ou d'eau) recueillie en fonction du temps. Son évolution est quasiment linéaire i.e. le taux de transfert de masse demeure inchangé au cours du processus de solidification. Une telle évolution n'est pas surprenante au regard des conclusions de l'analyse de condensation effectuée sur ce même montage[31]. En effet, dans des conditions d'hygrométrie similaires mais pour une température de paroi égale à 1.5°C , la condensation de l'air humide avait souligné des variations de masse linéaire de l'ordre de 0.016 kg d'eau/h ; alors que dans les conditions générant une prise en glace, l'accroissement est estimé à 0.018 kg d'eau/h soit un dépôt de masse du même ordre de grandeur.

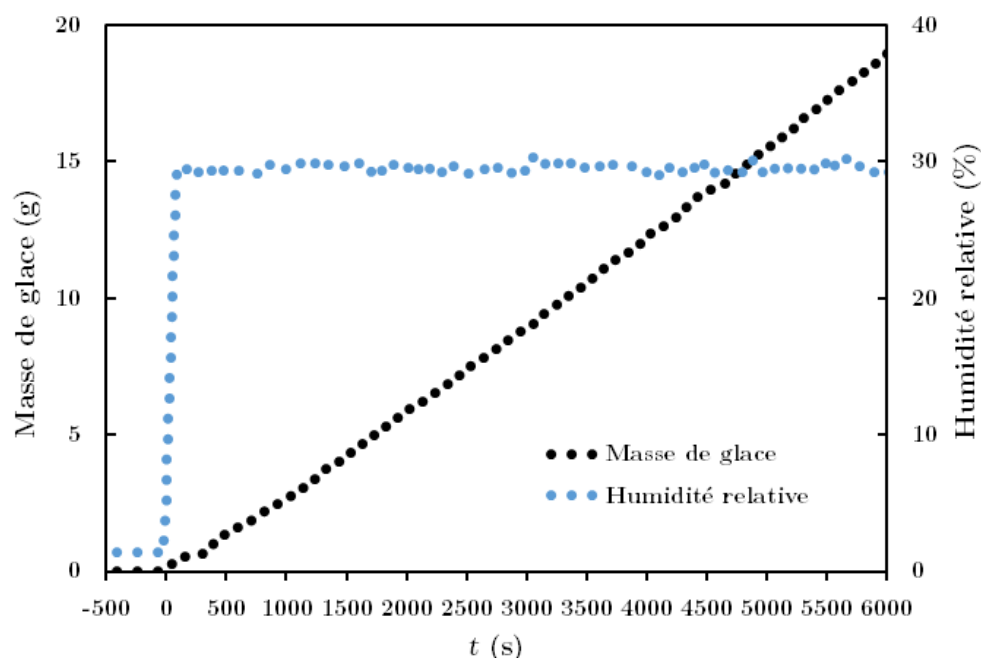


Figure 4.6 – Evolution de la masse et de l'humidité relative en fonction du temps

Au-delà des variations de température, la question centrale concerne les variations possibles des flux échangés entre l'écoulement fluide et la paroi et tout particulièrement les flux convectifs. Le montage expérimental a été développé afin d'accéder au flux global échangé au

sein de la paroi et absorbé par le système de circulation d'eau glycolée. En fait, comme le souligne schématiquement la Figure 4.7, ce flux global se divise en plusieurs parties.

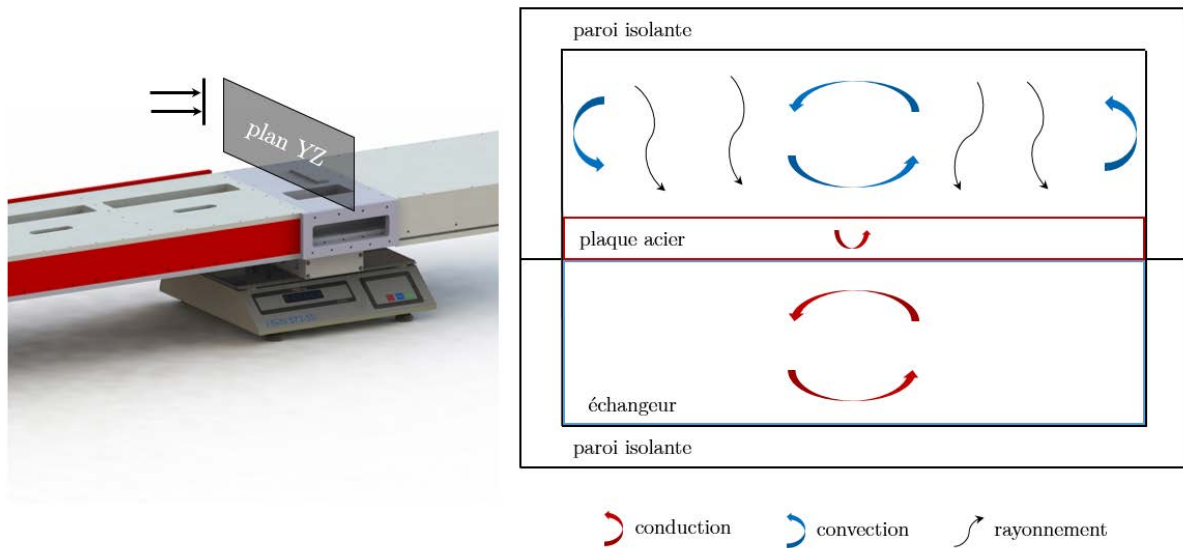


Figure 4.7 – Schématisation des transferts mis en place au sein du banc d'essais

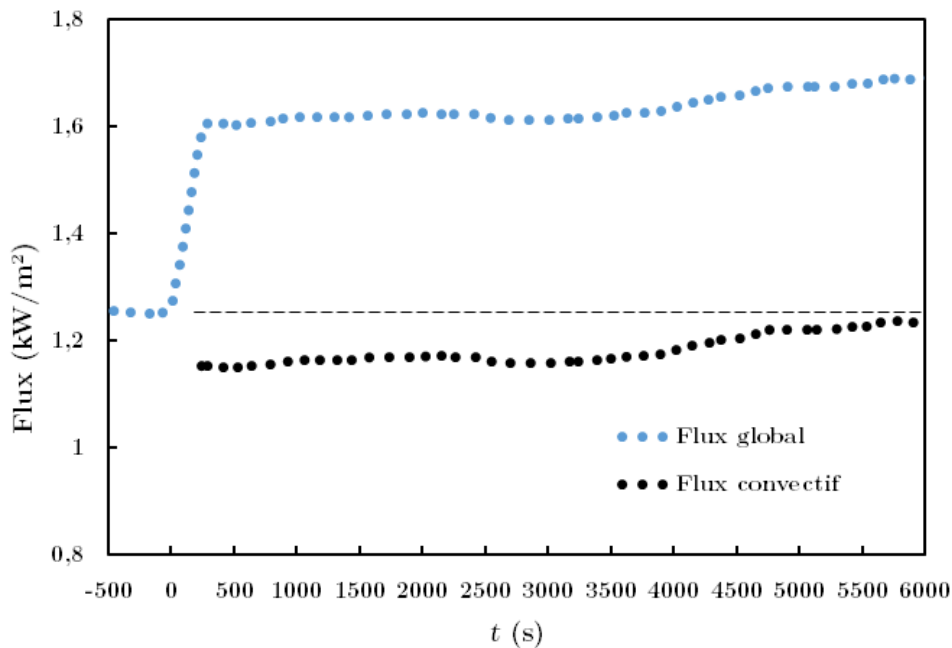


Figure 4.8 – Evolution du flux en fonction du temps

Sans transfert de masse, le flux global correspond intégralement aux flux convectif et rayonné échangés entre l'écoulement et la paroi. En présence de transfert de masse, la présence de condensation modifie les équilibres thermiques. En effet, le processus de solidification met en jeu un mécanisme énergétique latent exothermique. Les sources de flux constituant le flux global sont donc le flux convectif et le flux latent. A partir de la connaissance de la masse de glace (supposée à température constante) et de la chaleur latente, les flux convectif et

rayonnés alors accessibles. La Figure 4.8 présente le flux global déterminé à partir des transferts au sein de la paroi en fonction du temps auquel le flux latent a été soustrait pour $t > 0$ s. Les flux convectif et rayonné s'estiment en fait par :

$$\begin{cases} \phi_{conv+rayo} = \phi_{global} & \text{pour } t \leq 0s \\ \phi_{conv+rayo} = \phi_{global} - \dot{m}L & \text{pour } t > 0s \end{cases} \quad (4.1)$$

La différence entre le flux global et le flux latent correspond aux transferts par convection et rayonnement et ce flux est égal à 1.25 kW/m² avant l'injection de vapeur d'eau. Les flux rayonnés sont délicats à estimer mais peuvent s'exprimer suivant :

$$\phi_{rayo} = \frac{1}{1/\varepsilon_{inf} + 1/\varepsilon_{sup} - 1} \sigma_{BZ} (T_{inf}^4 - T_{sup}^4) \quad (4.2)$$

avec σ_{BZ} la constante de Stefan-Boltzmann 5.67x10⁻⁸ W/m²K⁴,

ε_{inf} l'émissivité de la paroi inférieure

ε_{sup} l'émissivité de la paroi supérieure

T_{inf} la température de la paroi inférieure

T_{sup} la température de la paroi supérieure

Surface	Emissivité ε
Acier	0.63
PVC	0.91
Glace	0.97

Tableau 4.2 – Emissivité des matériaux de paroi

Un rapide bilan thermique permet d'estimer l'ordre de grandeur des flux rayonnés à 110÷160 W/m² i.e. correspondant à 12.8 % du flux global. De plus, dans les conditions d'essais réalisées (vitesse, température, humidité relative) et en fonction de l'équation 4.2, on peut émettre l'hypothèse que les flux rayonnés demeurent constants. Pour des raisons de simplification, on considèrera par la suite que les flux estimés via l'équation 4.1 correspondent intégralement à des flux convectifs.

Pour $t \geq 0$ s, i.e. avec transfert de masse, le flux global est amplifié d'un facteur 1.28 avec des flux variant de 1.25 kW/m² à 1.60 kW/m² dès que le processus de transfert de masse est enclenché. Cette augmentation s'effectue de manière assez rapide i.e. en 300 s environ. A partir de la masse de glace mesurée, le bilan énergétique permet d'estimer les flux mis en jeu par le changement d'état et ainsi d'en estimer les flux convectifs. Force est de constater que la part du

convectif est initialement réduite, passant de 1.25 à 1.1 kW/m² correspondant à une baisse de 12%. Par contre, la contribution de la partie convective est croissante en fonction du temps.

L'ensemble des essais a été refait plusieurs fois afin de valider une certaine reproductibilité et des différences réduites sont observées à chaque essai, réalisé exactement en suivant le même protocole. Le débit d'air comprimé est contrôlé par un débitmètre avec un colsonique adapté au débit. 10 minutes sont suffisantes pour attendre la stabilisation de la balance et subissant l'appui aérodynamique. Ensuite, le système de contrôle de la température de paroi est activé, c'est-à-dire que la circulation de l'eau glycolée est imposée. 1h20 sont nécessaires pour que la balance se stabilise et que la température de paroi atteigne la valeur cible. Donc, après 1h30 de préparation, un essai de 2h peut être lancé (cf. §2.2.3.2).

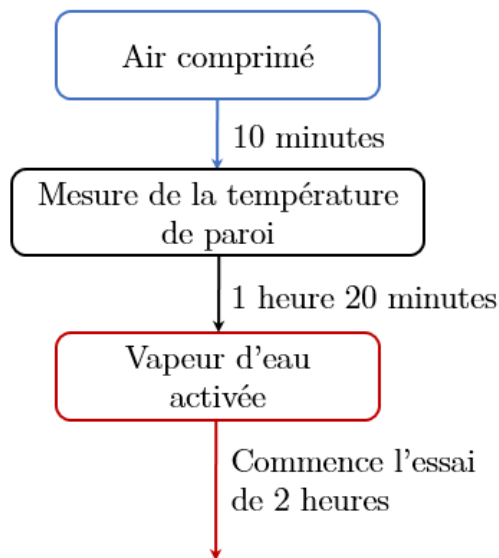


Figure 4.9 – Evolution du flux en fonction du temps

Pour valider le processus expérimental, le cas de référence (cf. Tableau 4.1) a été réalisé plusieurs fois sur différents jours. La Figure 4.10 présente l'évolution de la masse et l'épaisseur de la glace en fonction du temps dans les conditions du cas de référence. Avec des écarts de 3.3% sur la masse et 2.8% sur l'épaisseur, nous avons considéré que le protocole d'essais est validé.

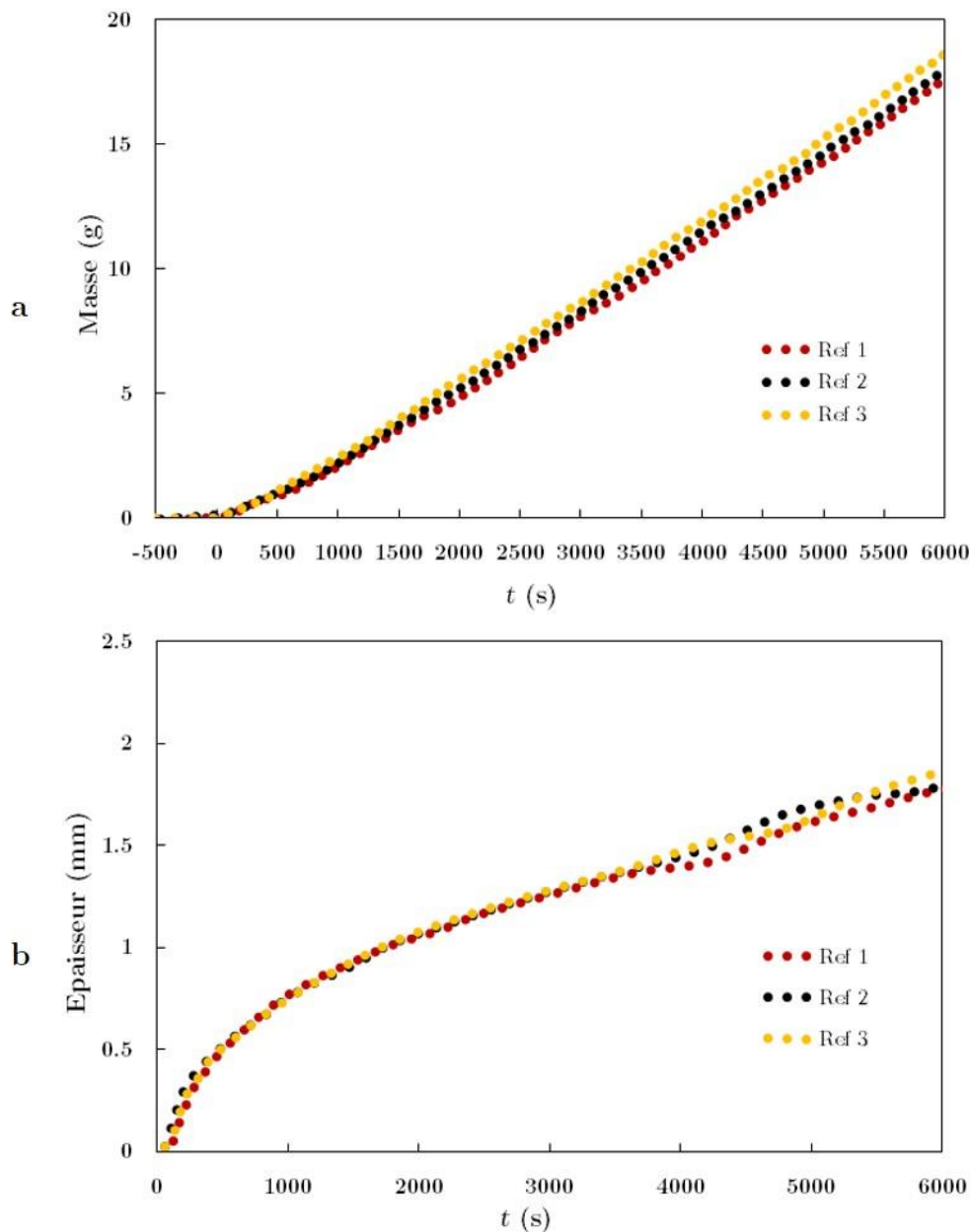


Figure 4.10 – a : Evolution de la masse – b : Evolution de l'épaisseur pour plusieurs expériences réalisées dans les conditions de référence

4.2. Approche paramétrique

Comme ceci a été mis en évidence lors de l'identification des mécanismes de transfert, ces derniers demeurent très complexes et malgré une approche quantitative notamment par la mesure du flux global et de la masse de glace associée, une analyse exhaustive est délicate. Ainsi, pour mieux mettre en exergue les influences de variables telles que l'humidité relative, la vitesse de l'écoulement voire la nature turbulente de l'écoulement, une analyse paramétrique a été réalisée.

4.2.1. Influence de l'humidité relative

Pour souligner l'influence de l'humidité relative, des essais en touspoints similaires à ceux détaillés dans le paragraphe précédent (cf. §4.1), effectués pour une humidité relative de 30%, ont alors été complétés pour une humidité relative de 10, 20 et 40%. Une comparaison des résultats devrait souligner ainsi les influences de ce paramètre sur les transferts d'énergie et de masse associés.

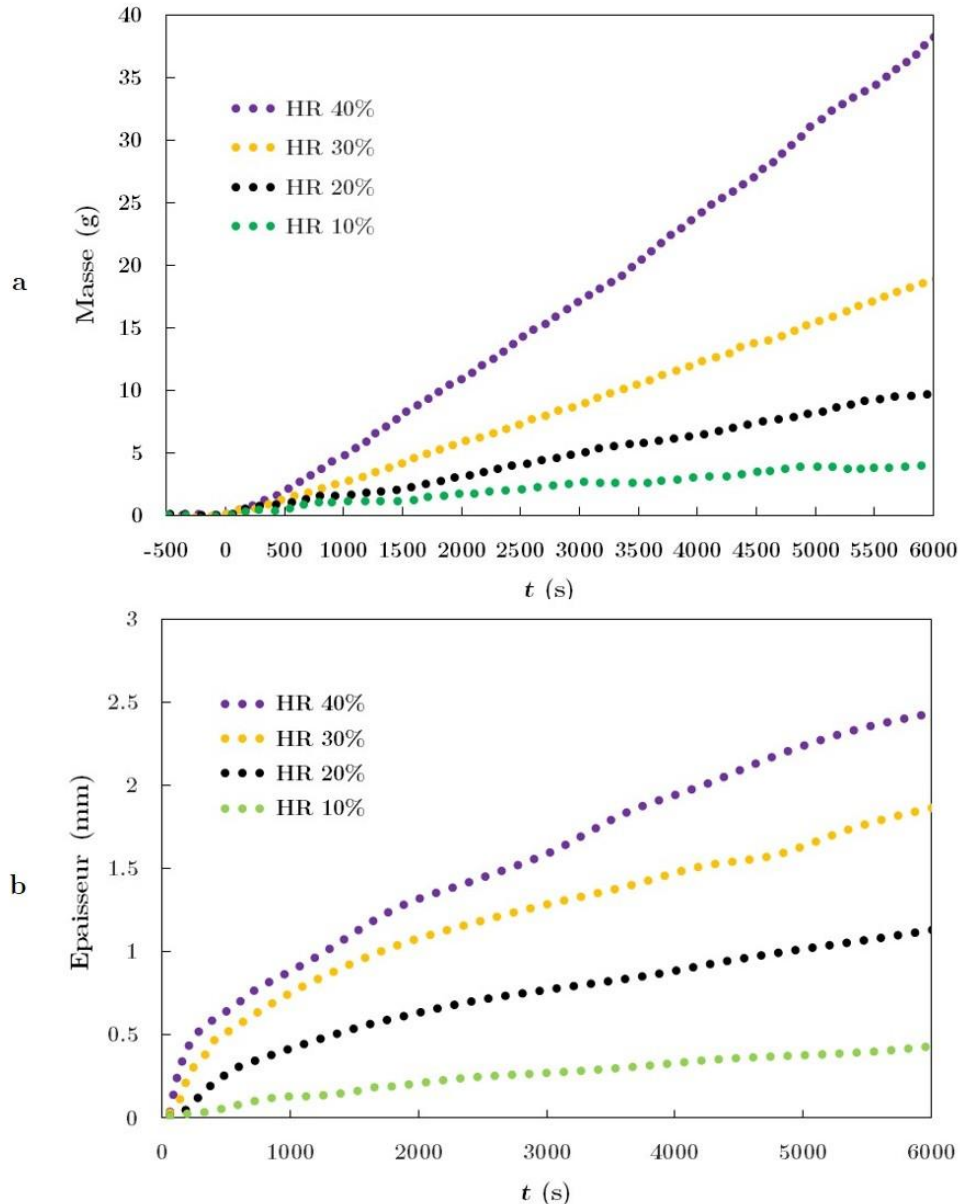


Figure 4.11 – a : Evolution de la masse – b : Evolution de l'épaisseur en fonction de la teneur en humidité relative de l'écoulement amont

L'évolution de la masse de glace accumulée sur la plaque de test contrôlée thermiquement est présentée Figure 4.11a sur laquelle on constate que, quelque soit le niveau

d'humidité relative de l'écoulement, l'évolution de la masse est quasiment linéaire sur les 6000 s de l'essai, avec des niveaux évidemment différents. Par exemple, à $t = 6000$ s, les masses pesées sont égales à 4, 9.7, 19.1 et 38.7 g pour une humidité relative $RH = 10, 20, 30$ et 40% respectivement. Les taux d'accroissement sont en effet quasiment 10 fois plus grand pour une gamme d'humidité variant de 10 à 40%.

D'un point de vue qualitatif, la Figure 4.12 présente des images de l'épaisseur de la couche de glace obtenue à partir de 6000 s d'essai et en fonction de la teneur en humidité de l'écoulement ; la très forte influence de ce paramètre sur la couche de glace y est ainsi soulignée.

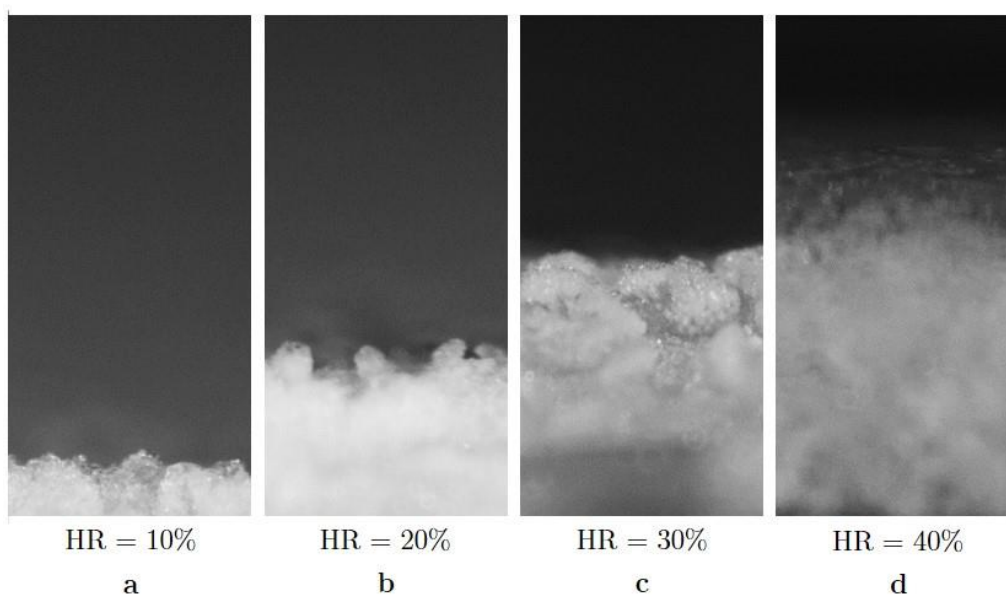


Figure 4.12 – Photos de l'épaisseur de glace à $t = 6000$ s pour les conditions d'humidité de l'écoulement $HR = 10, 20, 30$ et 40%

Concernant la condition d'humidité égale à 10%, il est important de souligner que pour une température de -7°C , la quantité d'eau saturée dans l'air est de 2.08 g vapeur d'eau/ kg d'air sec c'est-à-dire correspondant à une humidité relative de 8.94% (point A - cf. Figure 4.13). La vapeur d'eau en état desursaturation est une condition importante pour déclencher un mécanisme de condensation ou de désublimation. Donc, l'humidité relative de 8.94% à 28°C est considérée comme une limite d'humidité dans ces conditions. Ainsi, le taux d'humidité de 10% est très proche des conditions de saturation et la quantité de masse impliquée dans le transfert final de la couche de glace n'est que de 0.48 mm à $t = 6000$ s alors que pour atteindre la même épaisseur de glace, 360 secondes sont suffisantes pour l'humidité relative de 20%.

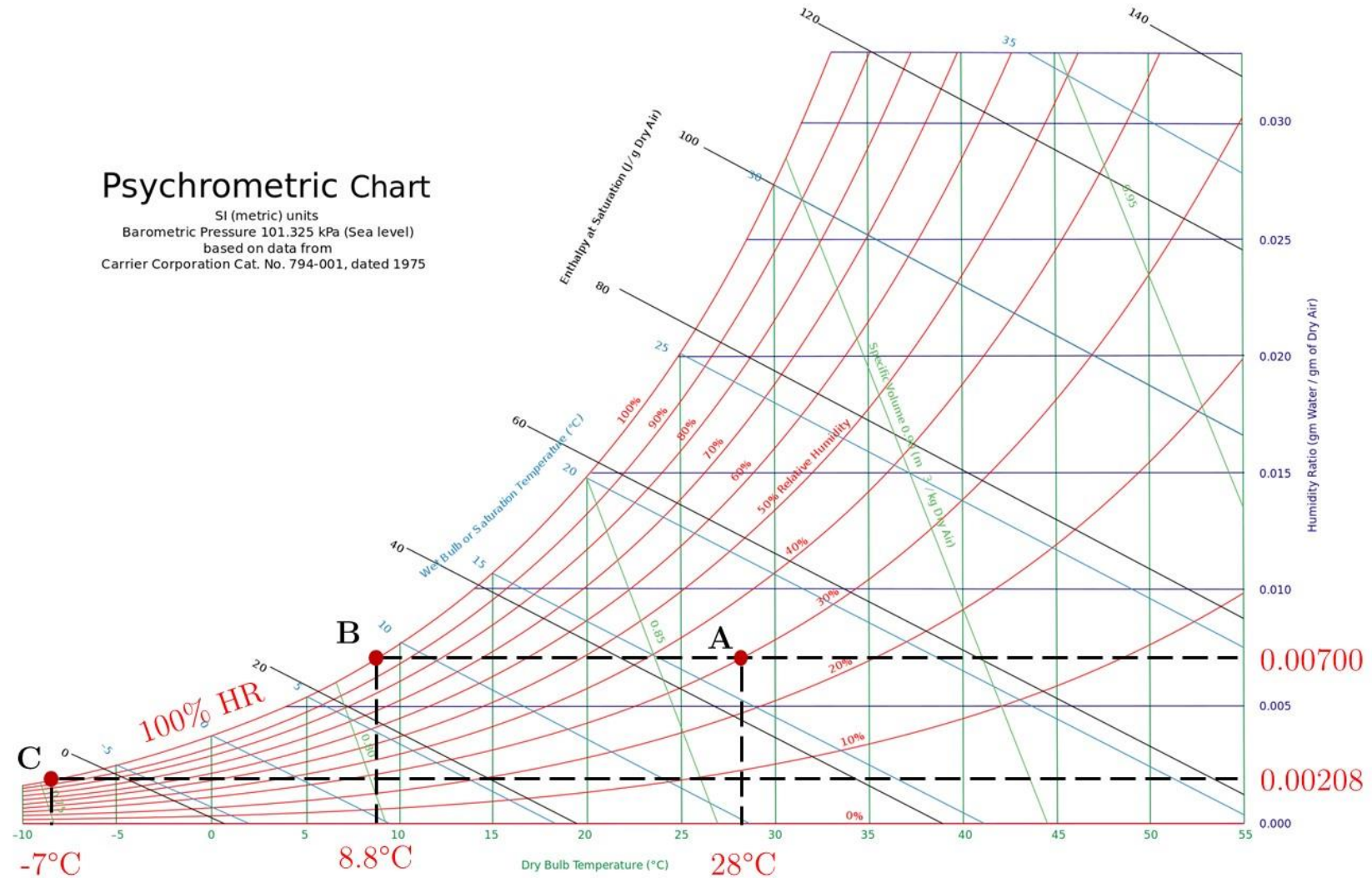


Figure 4.13 – Diagramme psychrométrique – Point A : Condition d'air en entrée ; Point B : Point de rosé ; Point C : Condition saturée à la paroi

La masse volumique de la glace est un paramètre très fortement impacté par le niveau d'humidité relative avec des variations de plus de 200% entre les valeurs atteintes pour HR de 10 et 40% (cf. Figure 4.14). En fait, pour des conditions identiques par ailleurs, plus le taux d'humidité est conséquent et plus la concentration de vapeur d'eau disponible au voisinage de l'interface est également importante, favorisant un développement de la couche de glace. En fixant les conditions dynamique et thermique, les couches limites demeurent similaires et seule la concentration de vapeur d'eau le long de la paroi est modifiée. Pour l'humidité la plus importante, l'épaisseur de gaz au sein de laquelle le mécanisme de condensation intervient (i.e. ayant une température inférieure à la température de rosée) comporte d'autant plus de molécules d'eau. De plus, le taux d'humidité joue sur la température de rosée elle-même et donc participe également à une amplification de transfert de masse. La zone au sein de laquelle intervient le phénomène de condensation est donc étendue avec l'augmentation de l'humidité relative et donc plus l'humidité relative est importante, plus les mécanismes de condensation et donc de prise en glace sont favorisés. L'eau disponible à l'interface remplit les interstices et participe aussi à favoriser la masse volumique de glace également.

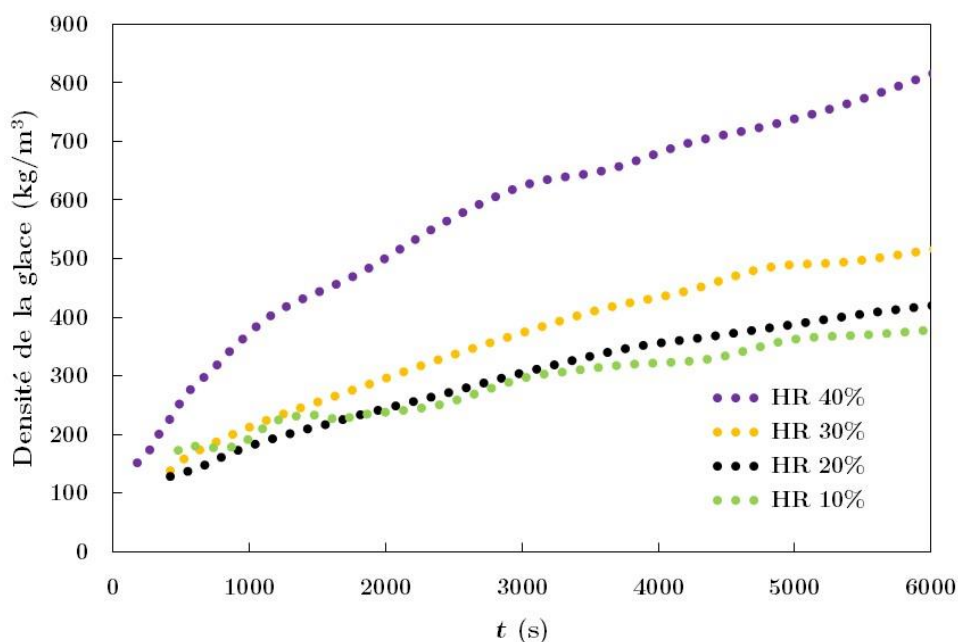


Figure 4.14 – Masse volumique de la glace en fonction du temps et de l'humidité relative dans les conditions de référence

L'humidité relative semble également jouer un rôle significatif sur les niveaux de transfert échangés. En effet, en reportant $\Delta\phi_{conv}$ comme la différence entre le flux obtenu en présence de transfert de masse et le flux convectif obtenu dans des conditions d'air sec, on constate deux tendances sensibles. Pour les humidités relatives les plus faibles ($HR \leq 20\%$), $\Delta\phi_{conv}$ offre des valeurs positives i.e. la présence d'une couche de glace favorise les transferts.

Pour les valeurs d'humidité les plus importantes, le contraire est observé i.e. l'humidité relative réduit le transfert convectif. D'après la littérature[39], [50], [51], la masse volumique de la glace joue un rôle très important sur la conductivité thermique. Par exemple, Yonko et Sepsy[50] ont proposé de calculer la conductivité thermique comme étant proportionnelle à la masse volumique suivante :

$$k_{glace} = 0.024248 + 0.00072311\rho_{glace} + 0.000001183\rho_{glace}^2 \quad (4.3)$$

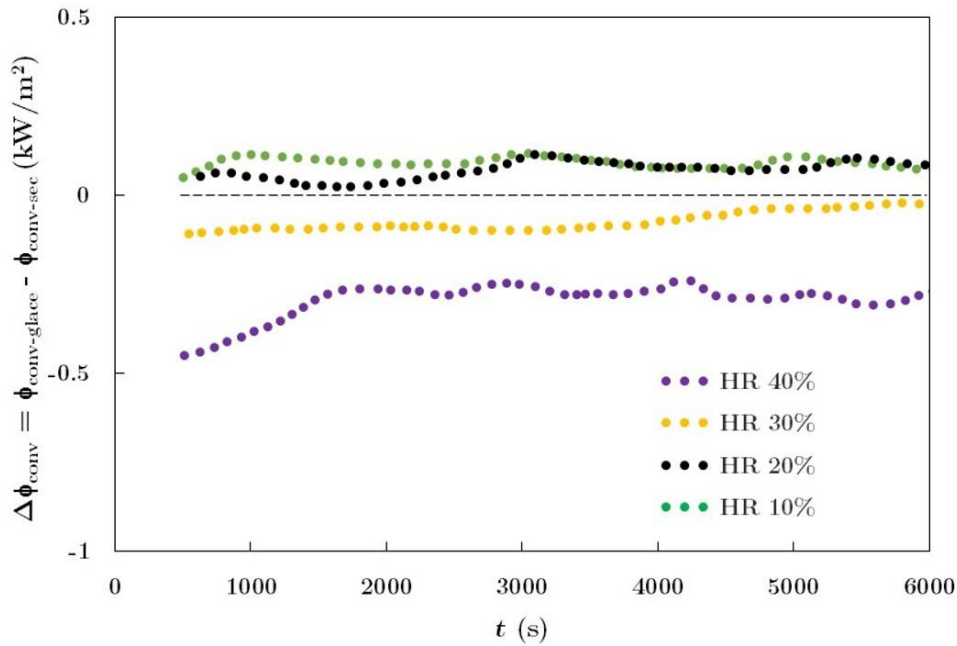


Figure 4.15 – Flux convectif en fonction du temps et de l'humidité relative de l'écoulement amont

Comme souligné dans la littérature, la conductivité thermique favorise le transfert de chaleur. Donc, dans le cas d'une humidité relative HR de 40%, la glace plus dense et épaisse (cf. Figure 4.11b et Figure 4.14) conduit à une plus grande conductivité favorisant le pouvoir du transfert thermique. Par contre, au cours de la formation de givre, le taux d'accroissement piloté la chaleur latente libérée qui joue un rôle important sur le transfert thermique. Pour $t < 2000$ s, grâce à l'augmentation de la masse volumique (cf. Figure 4.14), une conductivité élevée favorise le transfert convectif (cf. Figure 4.15). Au fur et à mesure du développement de la couche de glace, son caractère isolant est favorisé et à partir de $t > 2000$ s, $\Delta\phi_{conv}$ n'augmente plus. Si cette couche de givre avec une épaisseur relative faible, le transfert convectif peut être amélioré de temps en temps comme dans le cas d'une humidité relative de 30%, l'évolution de $\Delta\phi_{conv}$ est toujours favorisé. Donc, il existe un cas de prise en glace qui peut favoriser le transfert convectif, i.e. pour des taux d'humidité de 20% et 10%. Dans ces conditions, le transfert de masse est faible et la couche de glace n'est pas trop épaisse. La température de rosée est plus

faible que dans les autres taux d'humidité étudiés (-5.7 et 3°C pour 10 et 20% au lieu de 8.8 et 14°C pour 30 et 40%) ; avec une température supérieure de température de rosée, il n'y aucune transfert de masse – c'est-à-dire la température à l'interface n'excède pas la température de rosée. En plus, l'interface de la couche de glace est très rugueuse et l'existence de « trous » à l'interface (cf. Figure 4.12) conduit à l'augmentation de la surface de transfert. L'influence des facteurs sur le transfert de chaleur a été résumée Tableau 4.3.

Facteurs	Facteurs	Influence sur le flux convectif
Transfert de masse	Chaleur latente	↓
Epaisseur de la glace	Couche d'isolante	↓
Humidité	Température de rosée	↓
Masse volumique	Conductivité thermique	↑
Rugosité	Surface de transfert	↑

Tableau 4.3 – Influence des paramètres sur le transfert convectif

4.2.2. Influence de la vitesse de l'écoulement

Afin d'analyser l'effet de la vitesse sur les mécanismes de prise en glace, les essais ont été poursuivis en variant la vitesse de l'écoulement entre 1.3 et 5.3 m/s, les conditions par ailleurs demeurant constantes et égales au cas de référence (cf. §4.1).

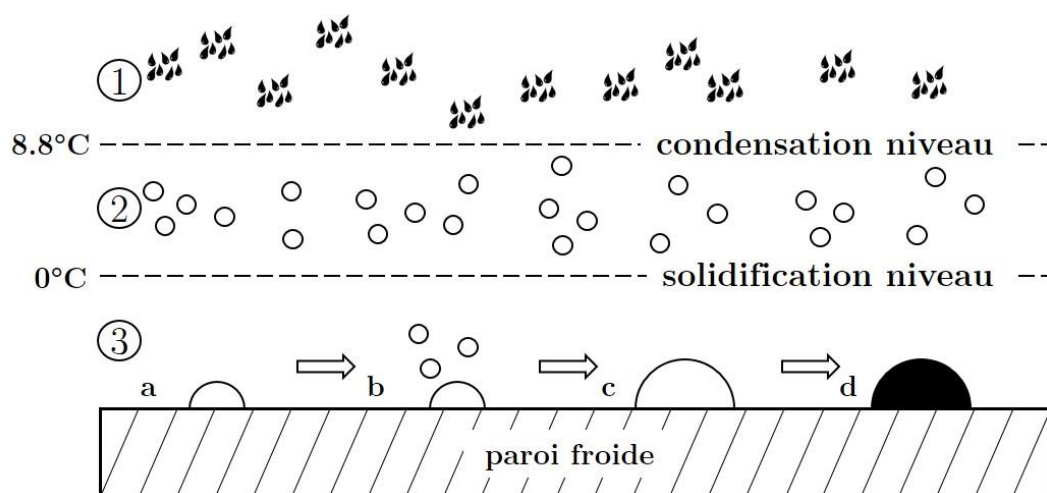


Figure 4.16 – Bilan de la prise en glace sur une plaque plane

Dans de telles conditions, la température de rosée est fixée. Pour le cas référence (cf. Tableau 4.1), la température de rosée est de 8.8°C. Au sein de la couche limite, on peut schématiquement caractériser cette dernière en trois sous-couches distinctes. La première sous-couche offre des niveaux de température supérieurs à la température de rosée de 8.8°C. Ensuite, la seconde couche présente des températures entre 0°C (la température de solidification) et 8.8°C. La dernière sous-couche, à proximité de la paroi, offre des températures inférieures à

0°C. Les transferts de masse interviennent donc dans les deux dernières couches et leur épaisseur dépend directement de la structure de la couche limite et donc des vitesses mises en jeu.

Phase	Conductivité thermique (W/mK)
Gaz (air)	0.024
Liquide (eau)	0.58
Solide (glace)	2.18

Tableau 4.4 – Conductivité thermique de référence

Au début de la prise en glace, suite à la théorie de nucléation, la condensation ou la désublimation commence tout d'abord à la paroi parce qu'il correspond au point le plus bas en température. Les premiers germes avec des tailles très faibles se créent. Si la température du germe est inférieure à 0°C, ce dernier est sous forme de glace et une première couche de la glace se constitue par l'intermédiaire de la désublimation. Au contraire, si la condensation produit des gouttelettes avec une température supérieure à 0°C, les gouttelettes d'eau subissent deux processus distincts. Si les gouttelettes sont vite refroidies jusqu'à une température inférieure à 0°C, la prise en glace est immédiate (solidification). En même temps, les autres germes formés au sein de la couche limite se déposent sur la paroi pour ensuite s'intégrer et s'agglomérer à la couche de glace en développement sur la paroi. 120 s sont nécessaires à la création de la première couche de givre sur la paroi dans le cas référence (cf. Figure 4.3). Ce temps est appelé le temps de retard de la prise en glace.

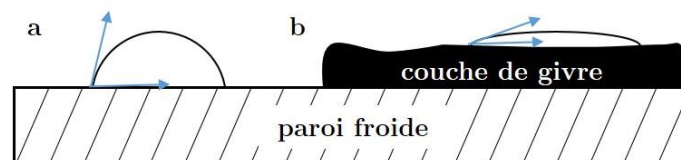


Figure 4.17 – Angle de contact des gouttelettes

Une fois la couche de glace constituée à $t = 120$ s, le processus de condensation et de solidification s'accélère. En effet, l'angle de contact de la gouttelette qui se dépose sur la couche de givre est beaucoup plus faible que sur la paroi d'acier puisque ce dernier est estimé à 12° [52] en présence de givre et, comme nous l'avons souligné §1.1, l'angle de contact sur la paroi étudiée est de 85° [31]. En fait, sur les parois métalliques, l'angle de contact varie classiquement entre 50 et 100° . Comme nous l'avons signalé §3.1.1.1 traitant sur la théorie de nucléation, un angle de contact de 12° réduit de manière significative la vitesse de nucléation I et donc le dépôt de glace se génère essentiellement par désublimation. La Figure 4.18 présente les images de la couche de glace en fonction du temps au début de la deuxième phase. A la fin de la phase précédente $t = 120$ s, les gouttelettes forment des interstices entre amas de glace. Mais dans

les 10, 20 et 30 secondes suivantes, le développement de la glace se forme essentiellement au sein des interstices.

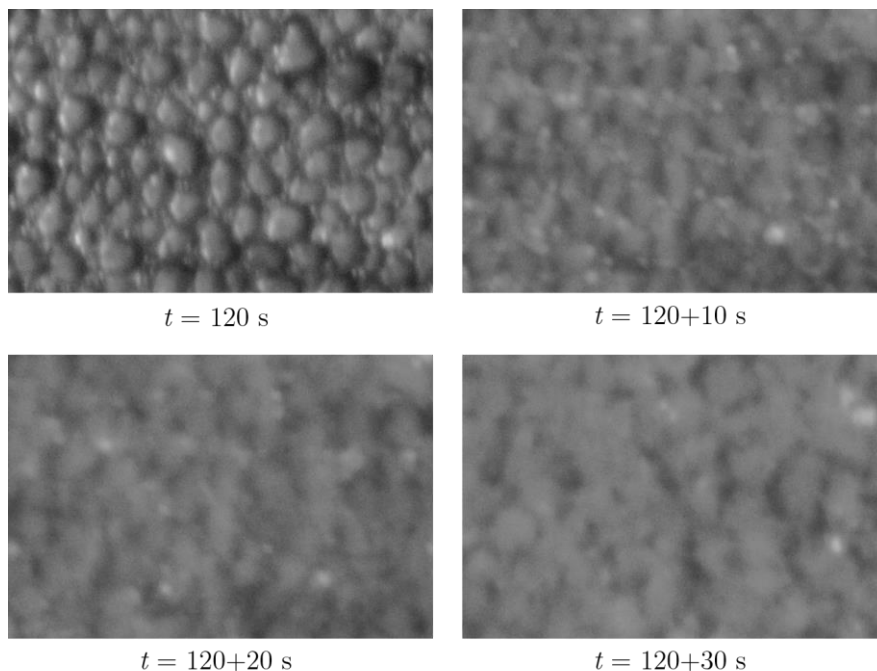


Figure 4.18 – Vues de dessus de la plaque de glace en fonction du temps au cours de la phase de croissance rapide

La condensation, la solidification et la désublimation libèrent de la chaleur latente qui va réchauffer la couche de givre. Malgré le fait que la conductivité thermique de la glace soit beaucoup plus grande que celle de l'air ou de la gouttelette, la chaleur latente participe à réchauffer la couche de glace qui est, avec le temps, de plus en plus éloignée de la paroi froide. Lorsque la température à l'interface est proche de 0°C , une partie de la glace sur la surface risque de se transformer en eau. De plus, la condensation se poursuit et produit des gouttelettes d'eau, la température étant encore inférieure à la température de rosée. L'eau libérée remplit les couches de glace s'immiscant alors dans la matrice poreuse de glace. Au cours de la migration de l'eau vers la paroi, le refroidissement subi participe à nouveau à solidifier l'eau et donc à densifier la couche de glace. La stratification thermique au voisinage de l'interface de la couche de glace est donc essentielle.

Bird, Steward et Lightfoot[53] ont proposé une formulation simple pour calculer la couche limite thermique sur une plaque plane. L'épaisseur de la couche thermique dépend de la vitesse, de la viscosité dynamique, de la masse volumique de l'écoulement et du nombre Prandtl. L'épaisseur de la couche thermique $\delta_T(x)$ est calculée suivant :

$$\delta_T(x) = \sqrt{\frac{4}{\frac{2}{15} \text{Pr}^{-4/3} - \frac{3}{140} \text{Pr}^{-2} + \frac{1}{180} \text{Pr}^{-7/3}} \left(\frac{x}{\nu u_\infty} \right)} \quad (4.4)$$

La température dans la couche limite thermique est calculée par :

$$T = T_p + (T_a - T_p) \left[2 \left(\frac{z}{\delta_T} \right) - \left(\frac{z}{\delta_T} \right)^3 + \left(\frac{z}{\delta_T} \right)^4 \right] \quad (4.5)$$

Suivant l'équation 4.5, la distribution de température en fonction de la hauteur estimée est présentée Figure 4.19.

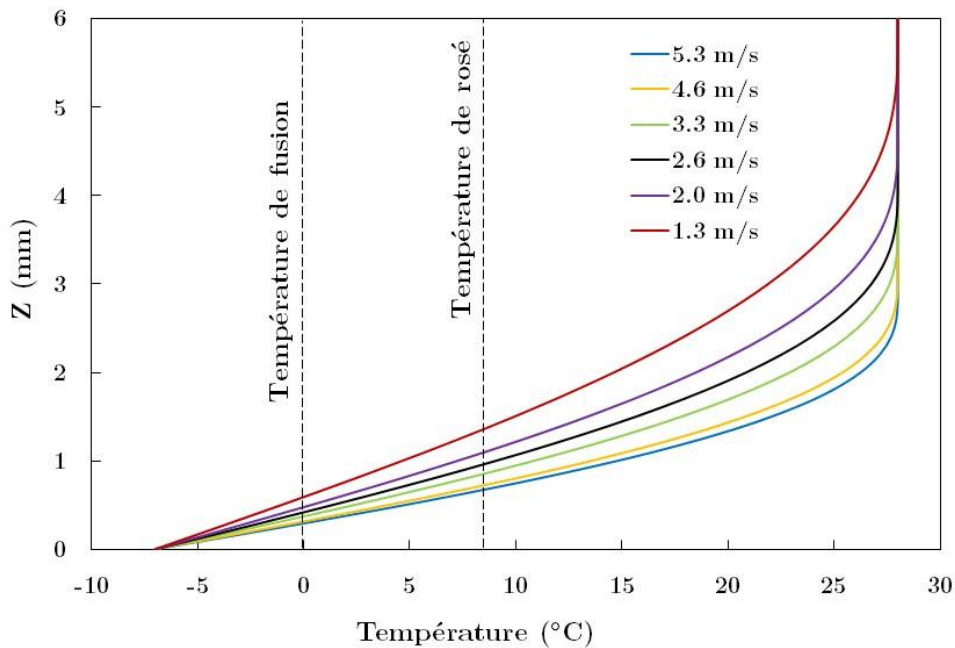


Figure 4.19 – Profil de température dans la zone proche de paroi, $1.3 \text{ m/s} \leq u_{\text{entrée}} \leq 5.3 \text{ m/s}$

Vitesse l'air entrée (m/s)	5,3	4,6	3,3	2,6	2,0	1,3
Débit massique (g/s)	56	49	35	28	21	14
Débit vapeur d'eau (g/s)	0,39	0,34	0,24	0,19	0,15	0,10
Taux d'accroissement massique (g/s)	0,0044	0,0035	0,0030	0,0027	0,0022	0,0018
Pourcentage de transfert (%)	1,13	1,03	1,23	1,39	1,51	1,85

Tableau 4.5 – Débit de masse transfert

La Figure 4.20 présente les évolutions de la masse mesurée en fonction du temps. Pour simplifier, l'humidité relative de 30% en entrée correspond à 7g de vapeur d'eau/kg air sec. Le Tableau 4.5 présente la quantité de la vapeur d'eau injectée dans la veine (g/s). Plus la vitesse est grande, plus le débit de vapeur d'eau est grand. Ceci explique alors pourquoi (cf. Figure

4.20) la masse de la glace qui se forme sur la paroi augmente avec la vitesse de l'écoulement. Pour les vitesses supérieures étudiées ($\geq 3.3\text{ m/s}$), la quantité de la vapeur d'eau qui se transforme en glace est inférieure à 1.2%. Mais pour les faibles vitesses de 2.0 et 1.3 m/s, la prise en glace se produit avec des pourcentages plus importants (1.51 et 1.85%). En effet, dans de telles conditions, la couche limite thermique est plus épaisse et la couche au sein de laquelle le transfert de masse intervient est potentiellement plus épaisse également.

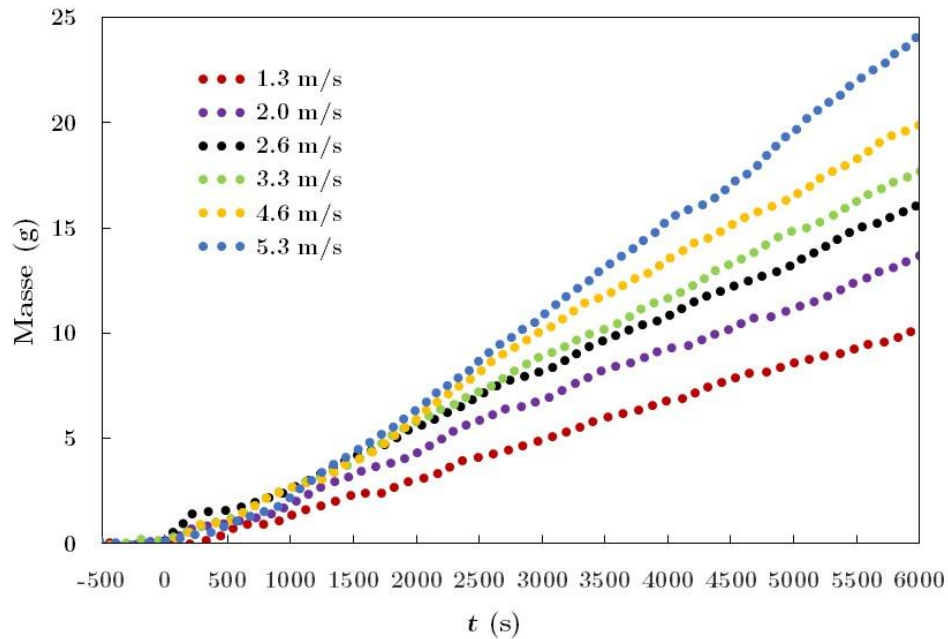


Figure 4.20 – Evolution de la masse de glace, $1.3\text{ m/s} \leq u_{\text{entrée}} \leq 5.3\text{ m/s}$

A partir de la masse de glace mesurée en fonction du temps, un débit de glace ainsi formé peut être estimé (Figure 4.21) et force est de constater que le taux de glace varie de manière linéaire avec la vitesse de l'écoulement.

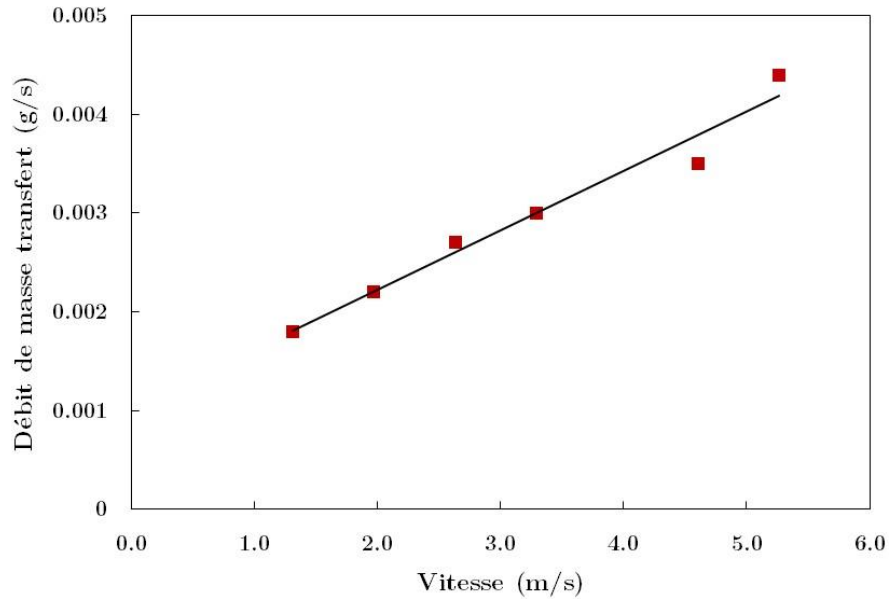


Figure 4.21 – Débit de masse transféré en fonction de la vitesse

Pour suivre l'évolution de l'épaisseur, la Figure 4.22 présente les courbes de l'épaisseur en fonction du temps. D'abord, la vitesse d'air en entrée a peu d'effet sur l'épaisseur de la glace. Pour la plus grande vitesse (5.3 m/s), la couche de givre arrive à 2 mm à $t = 6000$ s, alors que celle-ci n'atteint que 1.5 mm pour la vitesse de 1.3 m/s. Le changement d'épaisseur n'est donc que de 0.5 mm. Pour rappel, une simple variation de 10% d'humidité a généré un écart d'épaisseur aussi important soulignant alors la faible influence relative de la vitesse de l'écoulement.

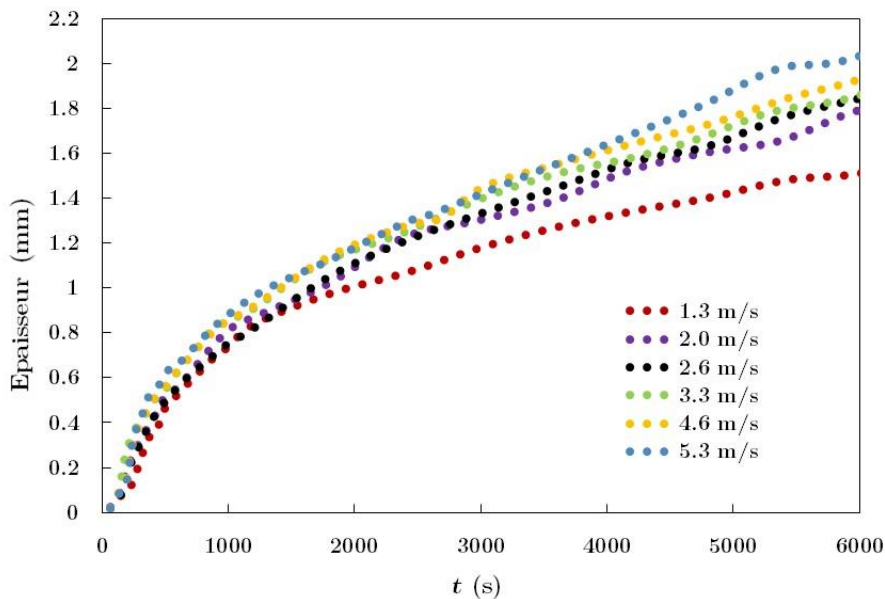


Figure 4.22 – Evolution de l'épaisseur, $1.3 \text{ m/s} \leq u_{\text{entrée}} \leq 5.3 \text{ m/s}$

La Figure 4.23 présente l'évolution de la masse volumique en fonction du temps et de la vitesse de l'écoulement. On souligne que la vitesse favorise la masse volumique de la couche de givre.

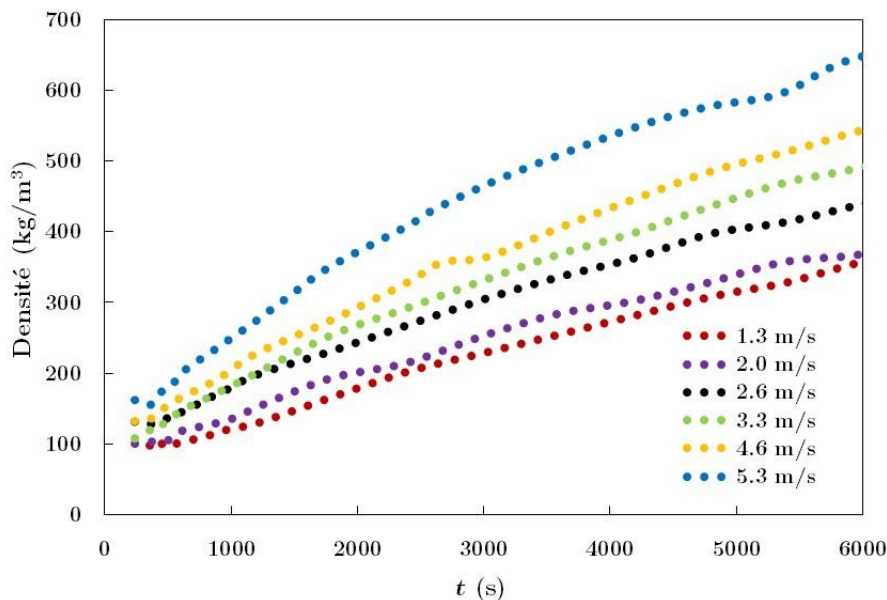


Figure 4.23 – Evolution de la masse volumique, $1.3\text{m/s} \leq u_{\text{entrée}} \leq 5.3\text{ m/s}$

L'ensemble des vitesses a été étudié pour la zone thermiquement contrôlée placée à $X = 2\text{ m}$ du bord d'attaque soit un nombre de Reynolds variant de $Re_x = 18623$ à 19554 . Dans de telles conditions, l'écoulement est turbulent. Les tendances alors obtenues peuvent être liées à la nature de l'écoulement. Pour tenter de répondre sur l'effet laminaire/turbulent, des essais dédiés ont été réalisés.

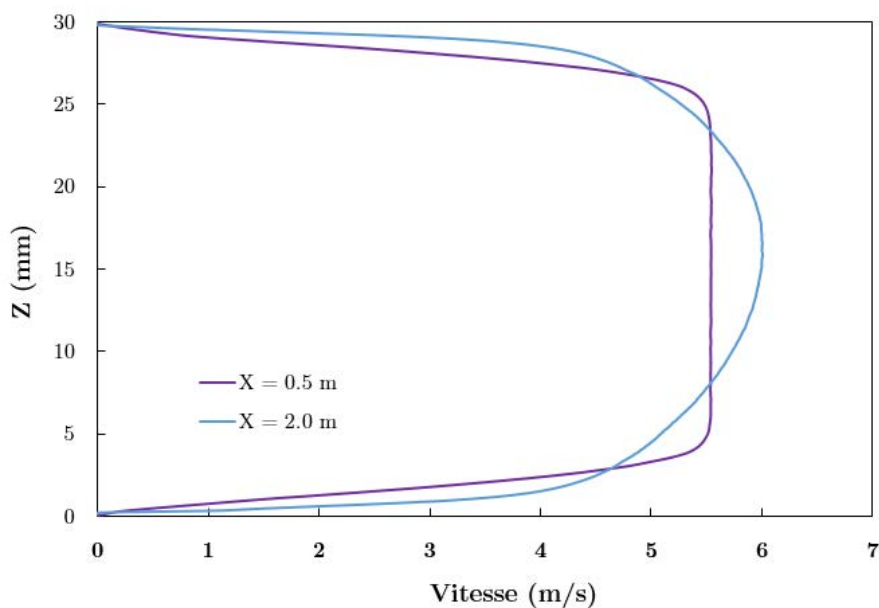


Figure 4.24 – Profil de vitesse à $X = 0.5\text{ m}$ et $X = 2.0\text{ m}$

En fixant la vitesse de l'écoulement à 5.3 m/s mais en décalant la position de la zone thermiquement contrôlée, une modulation du nombre de Reynolds atteint au niveau du bord d'attaque est obtenue avec un nombre de Reynolds variant de 18623÷19554 à 4656÷5587 respectivement pour une position de la zone de test commençant à $X = 2$ m et $X = 0.5$ m. Le profil de vitesse au début de la zone thermiquement contrôlée est présenté Figure 4.24.

Vitesse d'air entrée (m/s)	5.3
Température d'air entrée (°C)	28
Humidité relative d'air entrée (%)	20
Température à la paroi (°C)	-7

Tableau 4.6 – Conditions des essais de turbulence

L'effet du régime de l'écoulement sur la prise en glace a été étudié en changeant la position du module pariétal dans les conditions présentées Tableau 4.6. Le module pariétal a été déplacé de la cinquième zone (2 m) à la première zone (0.5 m) du banc d'essais (cf. Figure 4.25). Comme nous l'avons mentionné dans les parties précédentes, le débit de vapeur d'eau en entrée est toujours fixé à 0.28 g/s dans les conditions (température, humidité relative) données Tableau 4.6.

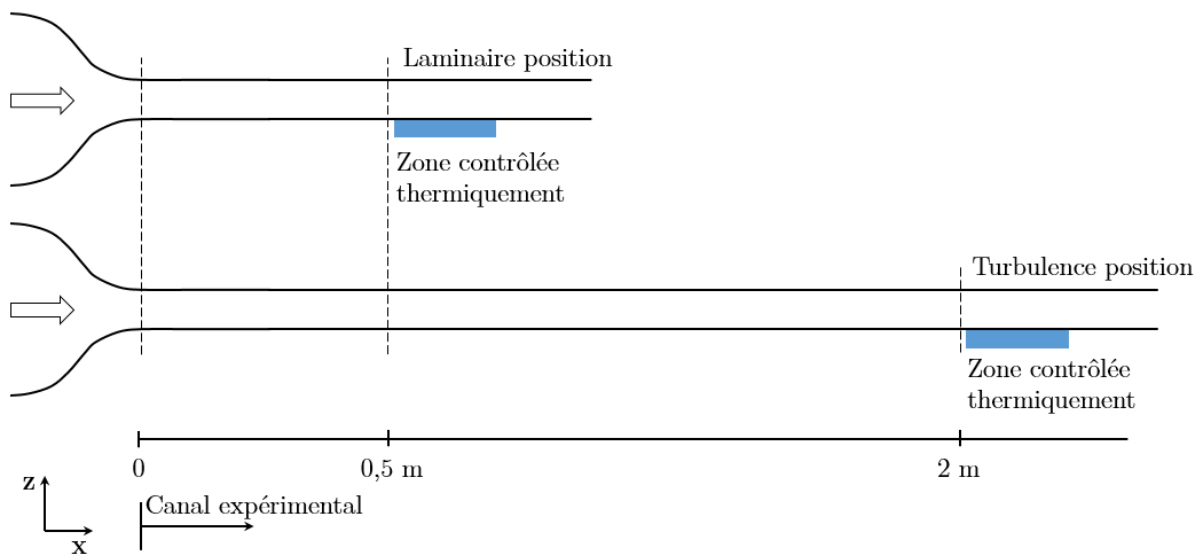


Figure 4.25 – Positions du module pariétal au cours des essais

Mais, au contraire, l'épaississement de la couche limite va freiner le transfert de masse par convection dans la zone turbulente plus que dans la zone laminaire. Lors de l'étude de l'influence de l'humidité sur la prise en glace (cf. §4.2.1), il a été souligné le rôle très important joué par l'humidité – un léger changement en humidité va engendrer des effets significatifs sur la couche de givre (masse, épaisseur). Enfin, l'épaisseur de la couche de givre est moins importante dans la zone turbulente que dans la zone laminaire (cf. Figure 4.27) – c'est-à-dire

l'influence de l'humidité (transfert de masse par la convection) est plus importante que l'influence de la température (épaisseur de la couche de thermique). La Figure 4.28 montre aussi que la glace est plus dense dans la zone turbulente parce que la glace se forme moins vite avec la même quantité de vapeur d'eau.

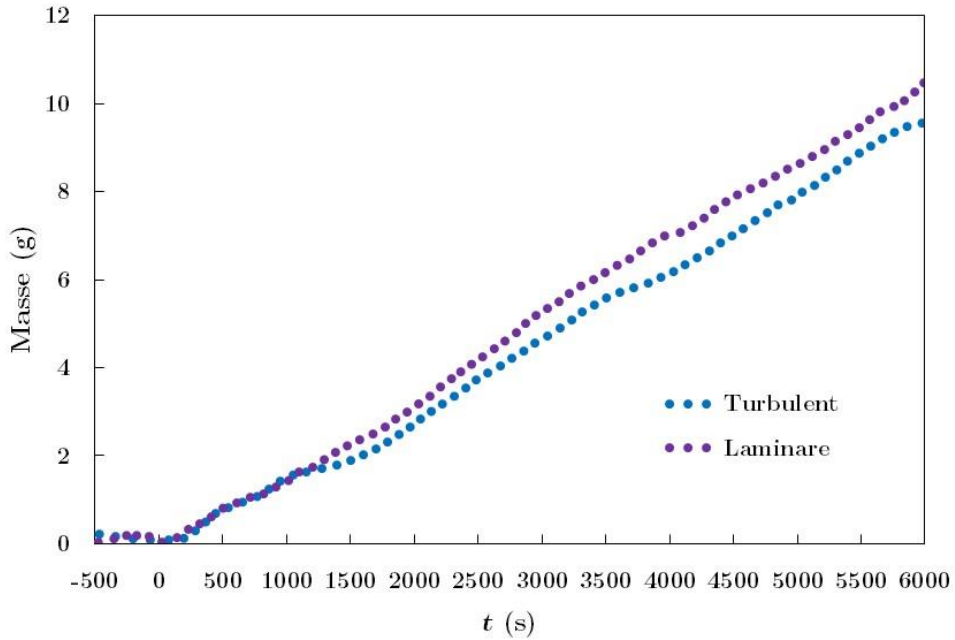


Figure 4.26 – Evolution de la masse en fonction du temps

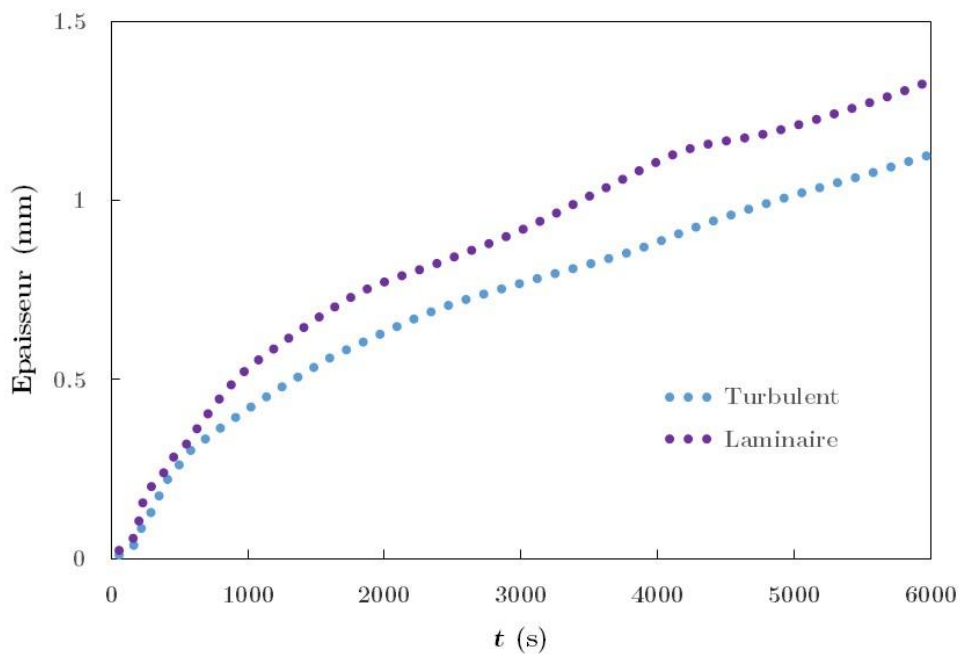


Figure 4.27 – Evolution de l'épaisseur en fonction du temps

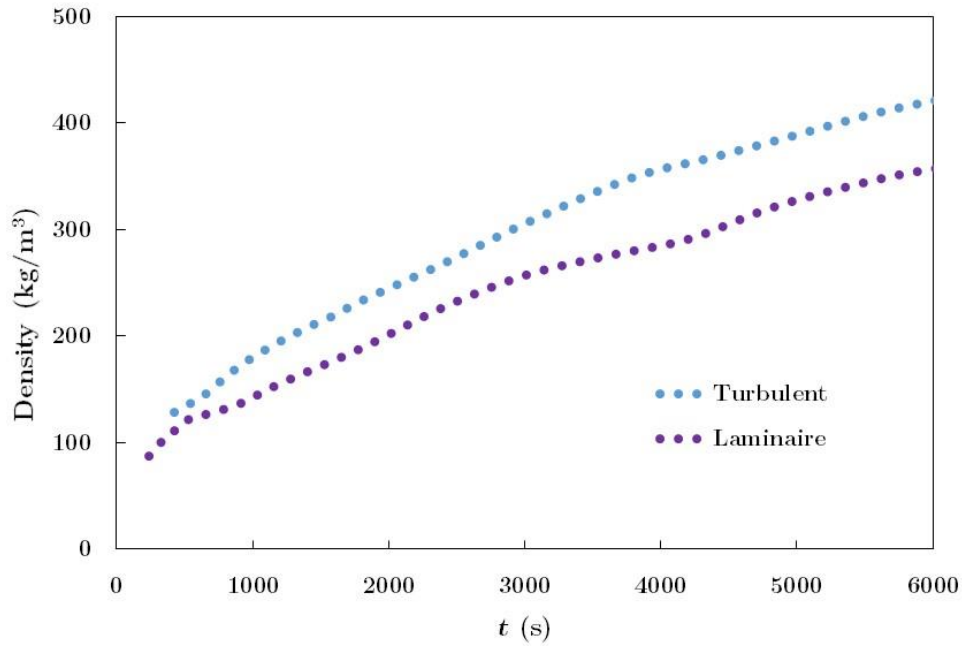


Figure 4.28 – Evolution de la masse volumique en fonction du temps

La Figure 4.29 présente des variations des flux convectifs entre la configuration avec couche de glace et les flux atteints sans transfert de chaleur. Force est de constater qu'il n'existe pas de différence en amplitude claire entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent. Plus précisément, le transfert de chaleur en régime turbulente est toujours plus grand que le cas laminaire même si au bout de 3000s, les différences entre les deux ne sont pas vraiment caractéristiques.

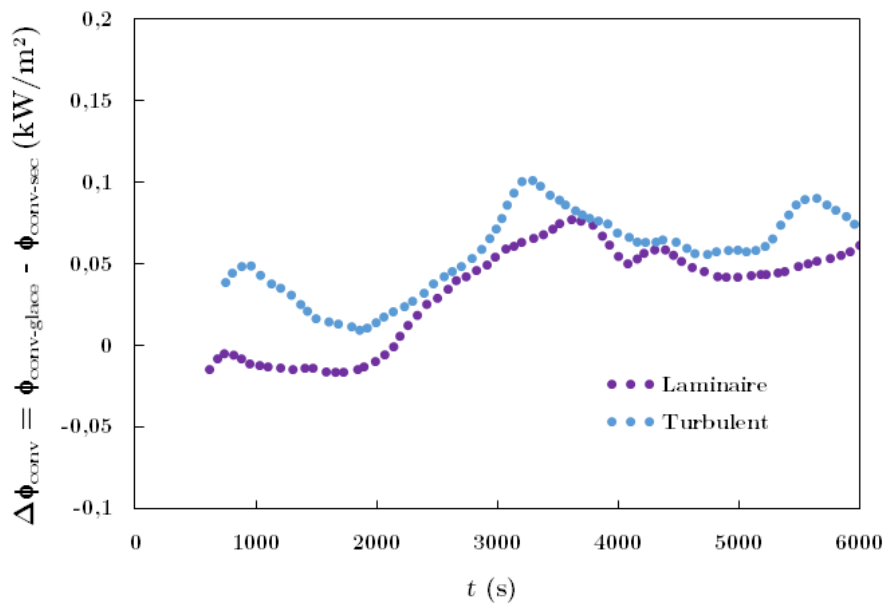


Figure 4.29 – Flux convectif en fonction du temps et de la nature de l'écoulement

4.2.3. Influence de la température de paroi

Dans la partie précédente, l'influence de la couche limite thermique a été signalée sur la quantité de glace générée. Donc, la distribution de température proche de la paroi est ainsi un paramètre prépondérant à étudier. Pour souligner l'influence de la température de paroi sur le développement de la glace à partir du cas de référence (cf. §4.1), deux autres températures de paroi (-5.5 et -8.5°C) ont été étudiées dans des conditions similaires (humidité de 30%, vitesse de l'air en entrée égale à 5.3 m/s). La quantité de la vapeur d'eau injectée dans la veine est toujours constante et égale à 0.39 g/set la température de rosée reste alors constante à 8.8°C parce que les conditions d'air en entrée ne changent pas (humidité relative 30% à 28°C).

Alors que la couche limite dynamique est similaire, la variation de la température à la paroi modifie l'épaisseur de la couche limite thermique. Une fois la température dans le profil inférieur à 8.8°C (température de rosée), la condensation commence. Cette condensation produit des gouttelettes d'eau alimentant la couche de givre. En plus, le processus de solidification s'active seulement quand la température de la vapeur ou des gouttelettes d'eau est inférieure à 0°C (température de solidification de l'eau). Donc, pour avancer la prise en glace, la position qui possède la température de rosée doit être plus loin de la paroi. Plus la paroi est froide, plus le niveau de condensation est important. D'ailleurs, la théorie de nucléation (cf. §3.1.1.1) stipule que la vitesse de nucléation augmente quand la température de paroi diminue. La Figure 4.30a présente l'évolution de masse de glace. Entre les différents essais, la masse ainsi obtenue n'augmente que légèrement avec la diminution de la température – la différence de température entre les cas étudiés n'est pas assez grande pour obtenir une influence plus marquée. Ainsi, l'épaisseur de la couche de givre présentée Figure 4.30b souligne que l'influence de la température de paroi est limitée avec la limitation du débit de vapeur d'eau.

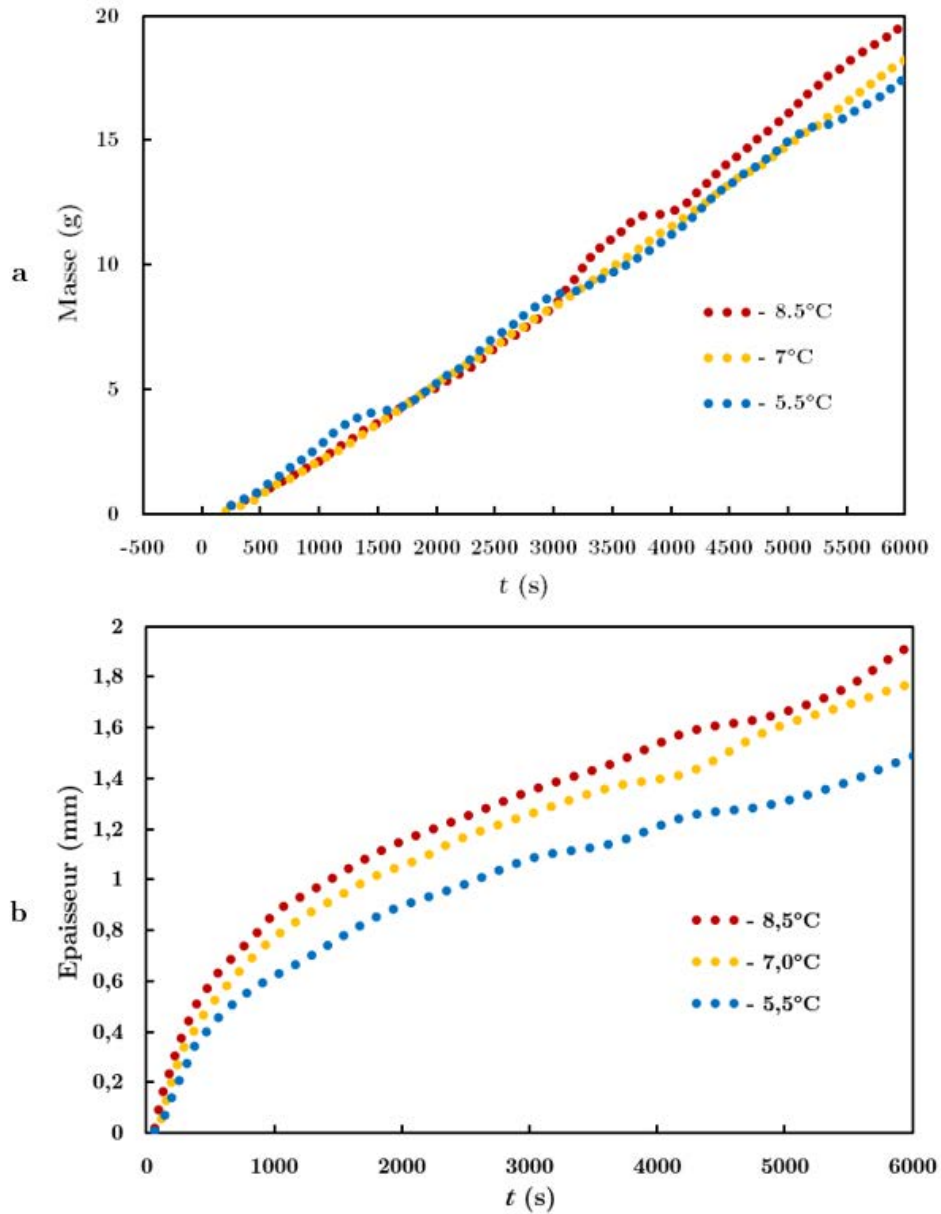


Figure 4.30 – a : Evolution de la masse – b : Evolution de l'épaisseur

Au niveau du flux convectif présenté Figure 4.31, une température plus froide à la paroi ne favorise pas le transfert thermique entre l'écoulement et la couche de givre. Parce que le transfert de masse est plus grand, la chaleur latente libérée est aussi plus grande.

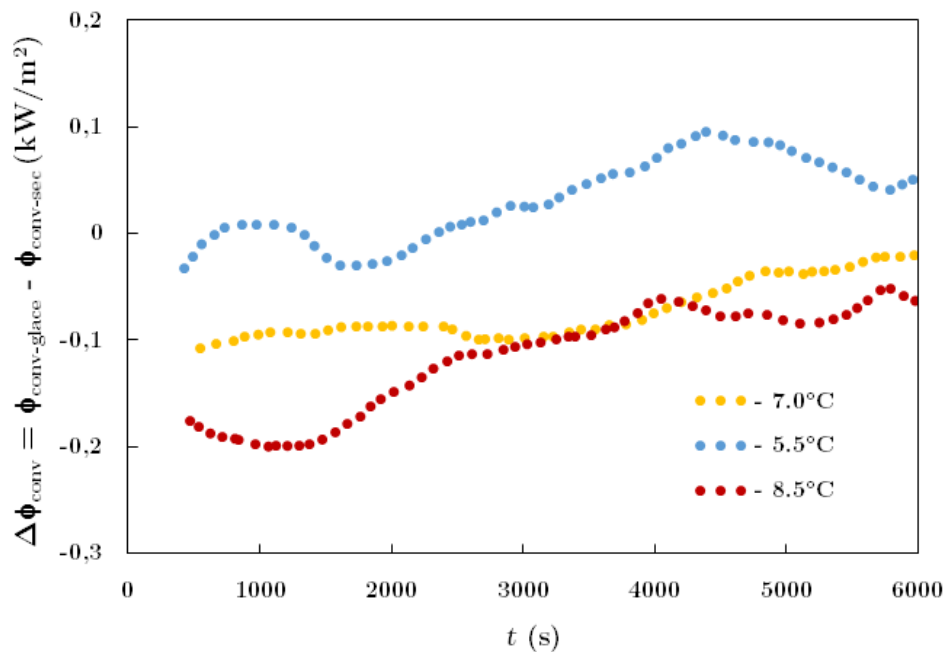


Figure 4.31 – Flux convectif en fonction du temps et de la température de paroi

4.3. Conclusion partielle

Les résultats expérimentaux soulignent l'existence de conditions favorables sur les transferts thermiques entre l'écoulement et la paroi. En effet, la présence d'une fine couche de glace peut favoriser les transferts convectifs (§4.2.1), les germes de glace jouant alors de rôle de micro perturbateurs pour les cas d'humidité relative de 10% ou 20%. Si nous avons poursuivi les essais, il est probable que cet effet se serait réduit avec l'augmentation de l'épaisseur. Les autres paramètres ont été étudiés, comme par exemple l'influence de la vitesse en entrée, ce paramètre ayant un effet non négligeable.

Error! Use the Home tab to apply Titre 1 to the text that you want to appear here.

Chapitre 5

Approche numérique des transferts mis en jeu au cours de la prise en glace

Sommaire

5.1. Contraintes, limitation et protocole	106
5.2. Analyse numérique de la prise en glace sur plaque	109
5.2.1. Identification de la performance de FFM.....	109
5.2.2. Modélisation du cas de référence	113
5.2.2.1. Présentation du cas numérique.....	113
5.2.2.2. Identification des tendances.....	116
5.2.2.3. Analyse des transferts.....	118
5.3. Simulation de la prise en glace dans un échangeur	124
5.3.1. Géométrie considérée	124
5.3.2. Configuration des calculs.....	125
5.3.3. Effet du vortex générateur.....	127
5.3.3.1. Ecoulement d'air sec.....	127
5.3.3.1. Ecoulement d'air humide.....	131
5.4. Conclusion partielle.....	139

Error! Use the Home tab to apply Titre 1 to the text that you want to appear here.

Les essais expérimentaux ont permis de dégager des tendances sur les paramètres les plus significatifs et un bilan thermique a même souligné le rôle de la couche de glace sur les flux convectifs. Seulement, des mesures locales sont difficiles à réaliser et l'idée a donc consisté à se référer à des approches numériques les plus complètes.

5.1. Contraintes, limitation et protocole

Comme nous l'avons préalablement mis en évidence (cf. §1 et 4), les processus de prise en glace sont complexes mettant en jeu des mécanismes de condensation, de solidification ou encore de fusion et la couche de glace peut être le siège de coexistence d'états gaz, liquide et solide de l'eau. A ce jour, la limitation des modèles mathématiques actuels permet uniquement de considérer les phases gaz et solide (cf. §3) engendrant par la même occasion une prise en glace simplifiée au processus de désublimation.

	<i>Moment et position</i>	<i>Angle de contact</i>
Phase d'initialisation	<i>proche de paroi</i>	85° (acier)
	<i>éloigné</i>	180°
Phase de développement	<i>proche couche de givre</i>	12°
	<i>éloigné</i>	180°

Tableau 5.1 – Paramètres physiques du cas plaque plane

A partir de l'analyse de nucléation, il a été tout particulièrement souligné le rôle déterminant de l'angle de contact notamment sur la vitesse de nucléation I (cf. §3.1). Sur l'ensemble des simulations numériques présenté par la suite, ce coefficient sera considéré comme une variable d'entrée et, faute de plus d'information sur son évolution, deux valeurs distinctes seront considérées. Dans les premiers instants du processus de prise en glace, l'angle de contact sera pris égal à 85° ; cette valeur correspond à une mesure expérimentale réalisée sur la plaque en acier utilisée comme revêtement au niveau de la zone de prise en glace. Cette valeur sera imposée au niveau de la première maille juxtaposant la paroi froide alors que pour l'ensemble du maillage, une valeur $\theta = 180^\circ$ sera imposée, la désublimation pouvant intervenir de manière volumique également. Une fois la phase d'initialisation achevée, i.e. dès lors que la glace recouvre l'intégralité de la paroi solide, la désublimation intervient alors sur une couche de glace offrant un angle de contact évidemment différent. En fait, le dépôt de givre a été caractérisé par Knight [52] et un angle de contact de 12° déterminés sur une plaque de température à 0°C . Dans une seconde étape, nous avons considéré arbitrairement que lorsque la

cellule est remplie de 10% de glace en volume, la phase d'initialisation est achevée et alors la valeur de contact sera mise égale à 12° au lieu de 85° pour les mailles contenant l'interface. Les autres auront toujours une valeur fixée à 180° correspondant à une désublimation volumique.

Comme indiqué auparavant, la condensation ou la désublimation interviennent uniquement dans des conditions de sursaturation et donc la caractérisation de la désublimation spatiale de la vapeur d'eau est indispensable. Pour qu'un processus de transfert soit initié à la paroi ou à l'interface, il est absolument nécessaire que la teneur en humidité soit supérieure à la teneur en humidité en condition de saturation en fonction de la température. Pour des raisons de limitation du modèle numérique, le processus de nucléation sera activé pour une température égale ou inférieure à 0°C ; en effet, la coexistence des trois différents états n'est pas envisageable dans notre modèle.

Lors de l'exploitation des résultats numériques, et de manière similaire aux essais expérimentaux, les caractérisations de l'épaisseur de la couche de glace et de la masse volumique de cette dernière (en suivant l'évolution de la masse de glace déposée) sont accessibles mais à partir d'un post-processing à définir.

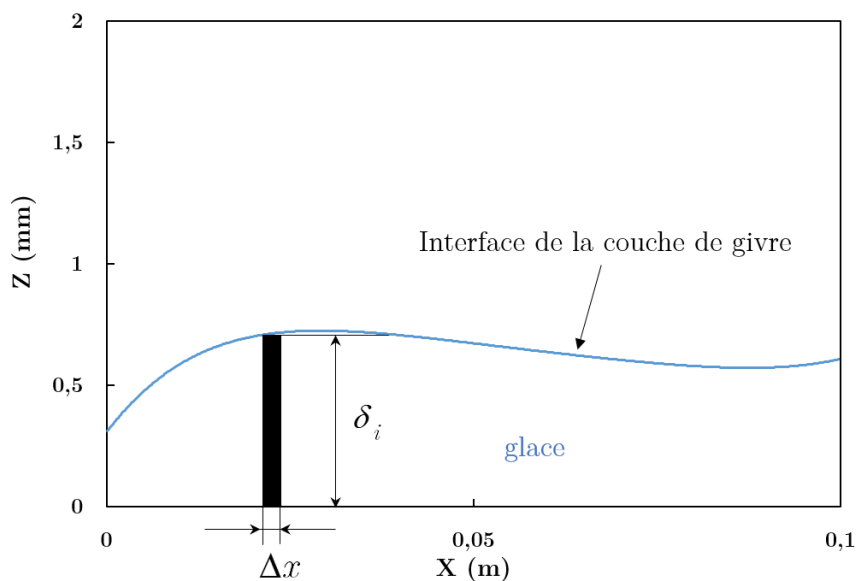


Figure 5.1 – Détermination de l'épaisseur δ_i

En effet, sur chaque maille, le volume de glace est défini par le champ de la fraction de volume α_s et l'épaisseur de la couche de givre est estimée à partir d'un programme calculant l'épaisseur moyenne à partir du bord de la plaque plane. Sur chaque maille, l'épaisseur locale δ_i est déterminée (cf. Figure 5.1) et l'épaisseur moyenne de la couche de givre est estimée :

$$\bar{\delta}(t) = \frac{\sum_{i=1}^{N_x} \delta_i(t) \Delta x \Delta y}{L_x L_y} \quad (5.1)$$

avec $\Delta x, \Delta y$ la taille de maille suivant les directions X et Y respectivement,
 $L_x \times L_y$ la surface du domaine,
 N_x, N_y les nombres de maille en X et Y respectivement.

Sachant que la glace est un milieu poreux, constitué de glace remplie de gaz, la masse volumique est alors définie comme :

$$\rho_{glace}(t) = \rho_g [1 - \alpha_s(t)] + \rho_s \alpha_s(t) \quad (5.2)$$

La masse de la glace locale est alors estimée suivant :

$$masse_{glace}(t) = \rho_s \alpha_s(t) \Delta x \Delta y \Delta z \quad (5.3)$$

avec Δy la taille de maille en direction Y,
 Δz la taille de maille en direction Z.

Le Tableau 5.2 présente les conditions aux limites définies dans les configurations de calcul étudiées.

Condition	Condition de vitesse	Condition de scalaire
Entrée (YZ)	$U = (u_x, 0, 0)$	$T = T_{en}; \alpha_s = \alpha_{en}; Y_g^{va} = Y_{g\ en}^{va}$
Sortie libre (YZ)	$\frac{dU}{dx} = 0$	$\frac{dT}{dx} = 0; \frac{d\alpha_s}{dx} = 0; \frac{dY_g^{va}}{dx} = 0$
Paroi (XY)	$U = (0, 0, 0)$	$T = T_{paroi}; \frac{d\alpha_s}{dz} = 0; \frac{dY_g^{va}}{dz} = 0$
Paroi adiabatique (XY)	$U = (0, 0, 0)$	$\frac{dT}{dz} = 0; \frac{d\alpha_s}{dz} = 0; \frac{dY_g^{va}}{dz} = 0$
Symétrie (XZ)	$\frac{du_x}{dx} = \frac{du_z}{dz} = 0; u_y = 0$	$\frac{dT}{dz} = 0; \frac{d\alpha_s}{dz} = 0; \frac{dY_g^{va}}{dz} = 0$

Tableau 5.2 – Résumé des conditions aux limites du code FFM.

Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 3, la modélisation proposée a été développée et mise en œuvre dans un code dédié spécifiquement à cet égard, le code FFM. S'agissant d'un nouvel outil numérique, ce dernier a fait l'objet de cas tests de validation sans transfert de masse et les tests les plus représentatifs sont présentés en Annexes.A1. Evidemment, après avoir vérifié le bon comportement de notre outil numérique dans ces cas

d'études, son utilisation avec prise en glace a été effectuée et pour cette étape : nous avons retenu un cas test décrit à la fois numériquement et expérimentalement.

5.2. Analyse numérique de la prise en glace sur plaque

5.2.1. Identification de la performance de FFM

Pour comparer la performance du code numérique FFM, les travaux expérimentaux de Lenic et al. [16] ont été reproduits numériquement (cf. Figure 5.2). Il s'agit d'un écoulement d'air humide avec une humidité relative de 58% s'écoulant à une vitesse moyenne de 0.6 m/s en condition laminaire le long d'une plaque plane dont la température est fixée égale à -20.5°C , l'écoulement entrant étant à une température de 19.5°C . Les tableaux 5.3 et 5.4 rappellent les conditions d'essais et les caractéristiques de la simulation numérique respectivement.

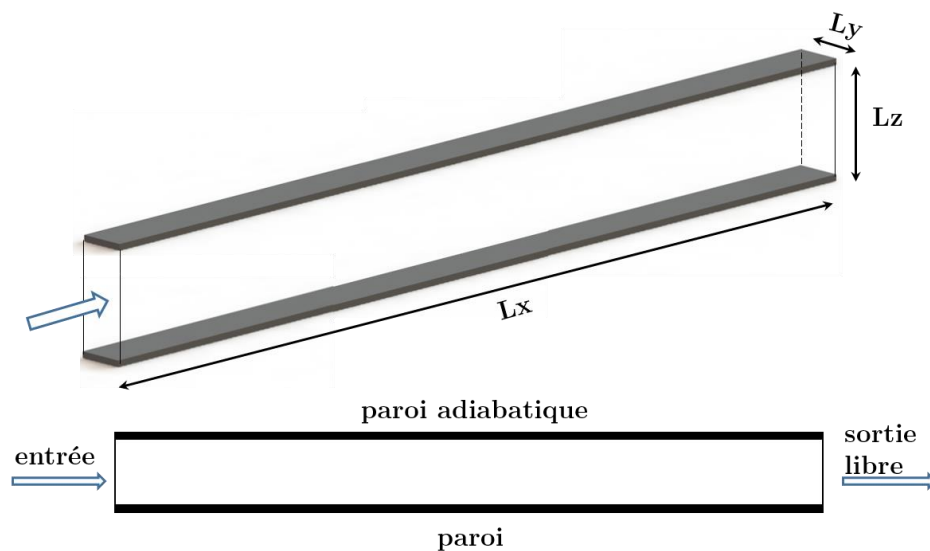


Figure 5.2 – Géométrie étudiée et domaine de calcul avec conditions aux limites.

Paramètres physiques de calcul			
U_{gx} (m/s)	0.6	μ_g (kg/ms)	1×10^{-5}
T_g ($^{\circ}\text{C}$)	19.8	ρ_s (kg/m ³)	1000
Y_g^{va}	0.088	T_p ($^{\circ}\text{C}$)	-20.5

Tableau 5.3 – Paramètres physiques du cas plaque plane.

Le cas expérimental a également fait l'objet d'une modélisation numérique proposée par Cui et al. [30] à partir de la théorie de nucléation. Sauf erreur de notre part, il s'agit de la

première fois qu'un travail de modélisation CFD s'appuie sur la théorie de nucléation. Ce cas test a donc un double intérêt : 1. reproduire les essais dédiés sur plaque plane et 2. confronter nos résultats numériques avec une modélisation numérique similaire.

Caractéristiques du domaine de calcul			
L_x (m)	0.3	Δx (m)	5.84×10^{-4}
L_y (m)	0.0005	Δy (m)	1.250×10^{-4}
L_z (m)	0.0015	Δz (m)	2.34×10^{-4}
Caractéristiques des simulations			
CFL	0.115	Nombre de processeurs	64
Δt (s)	0.0001	Temps de CPU (s)	0.015
Nombre de cellules	131072		

Tableau 5.4 – Caractéristiques du domaine et des simulations.

Ce cas test a été réalisé sur 64 processeurs d'un cluster au sein de notre équipe. 150 h de CPU sont nécessaires pour une simulation d'une heure de prise en glace. Pour des raisons de temps de calcul, la simulation numérique a visé à caractériser les 3 premières heures de la prise en glace, et en confrontant directement la validation de l'épaisseur moyenne de la couche de glace ainsi que la masse volumique de glace au cours du temps, le comportement du code FFM pouvant ainsi être évalué.

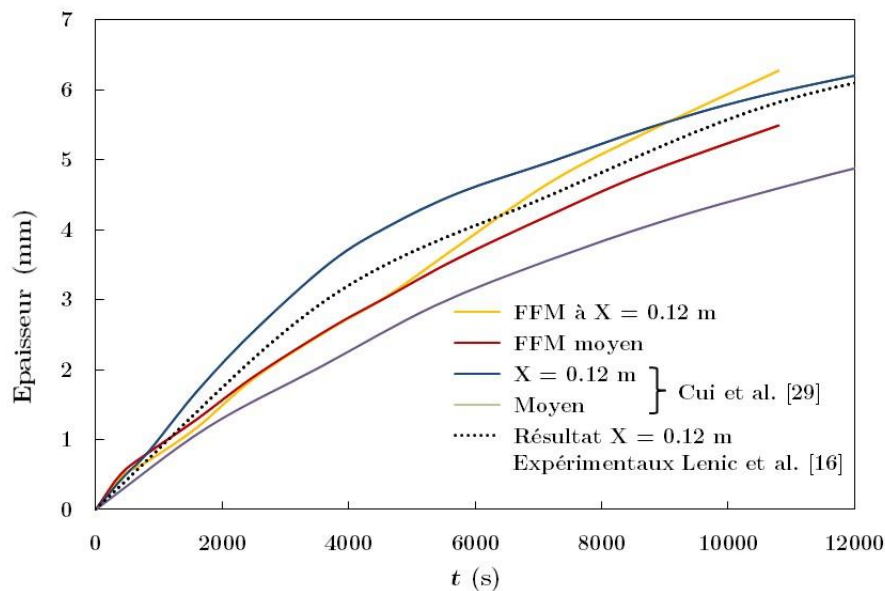


Figure 5.3 – Evolution de l'épaisseur de la glace en fonction du temps

La Figure 5.3 représente la variation de l'épaisseur de la couche en un point local ($X = 0.12$ m du bord d'attaque) et l'épaisseur moyenne sur l'ensemble de la plaque. Nos résultats

sont alors comparés à ceux proposés par Cui et al.[30] alors que seule la variation de l'épaisseur de glace en fonction du temps est disponible expérimentalement.

Tout d'abord, force est de constater que les résultats FFM à $X = 0.12$ m sont globalement proche de l'expérience ou bien sous-estiment légèrement les mesures de Lenic et al. [16] ; il faut presque atteindre $t \sim 5000$ s pour que nos prédictions numériques surestiment légèrement les résultats expérimentaux. Il est également frappant de souligner que les résultats de Cui et al. [30], pourtant avec un modèle numérique similaire, surestiment les mesures locales. Par exemple, à $t = 4000$ s, un écart de +18% est constaté entre les résultats numériques de Cui et al. [30] par rapport à la valeur expérimentale, alors que nos prédictions sont précises à -5%. En fait, bien que basés sur la théorie de nucléation, Cui et al. [30] ont pris en compte une approche globale au niveau de l'interface, i.e. aucune variation de l'angle de contact n'est pris en compte et d'ailleurs, les auteurs ne sont même pas même pas référence à aucune valeur. Leur approche globale ne tient en fait pas compte du revêtement et de ces possibles évolutions au cours du temps.

Si l'on s'intéresse à l'épaisseur moyenne, un écart plus significatif encore entre l'épaisseur à $X = 0.12$ m et l'épaisseur moyenne est constaté avec les mesures numériques de Cui et al. [30]. Dans notre modélisation, la variation de l'angle de contact de 85° à 12° semble jouer un rôle favorable sur l'évolution. Une telle variation amplifie également les écarts sur la masse volumique pouvant ainsi être à l'origine de différences significatives entre les deux résultats numériques (cf. Figure 5.4).

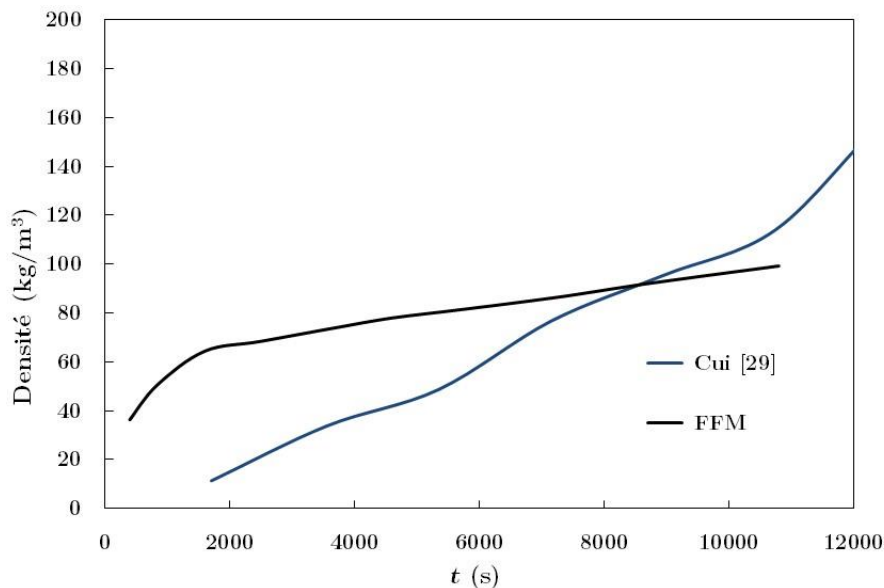


Figure 5.4 – Evolution de la masse volumique de la glace en fonction du temps

La Figure 5.5 présente, dans le plan médian, l'évolution spatiale de la fraction volumique α_s pour différents instants. Rappelons que le positionnement de l'interface est défini à partir de l'isoligne α_s égale à 10^{-4} . Dans les premiers instants ($t = 1800$ s), la couche de glace se développe surtout en début de plaque formant une surépaisseur locale type « bosse » entre $0 \leq X \leq 0.05$ m. En fait, la zone initiale de développement se situe bien évidemment au niveau du bord d'attaque et la majeure partie de la vapeur d'eau disponible est alors utilisée. La couche de glace se développe au niveau du bord d'attaque. De plus, la création d'une légère bosse favorise l'accélération de l'écoulement et joue un rôle sur la distribution de la vapeur d'eau.

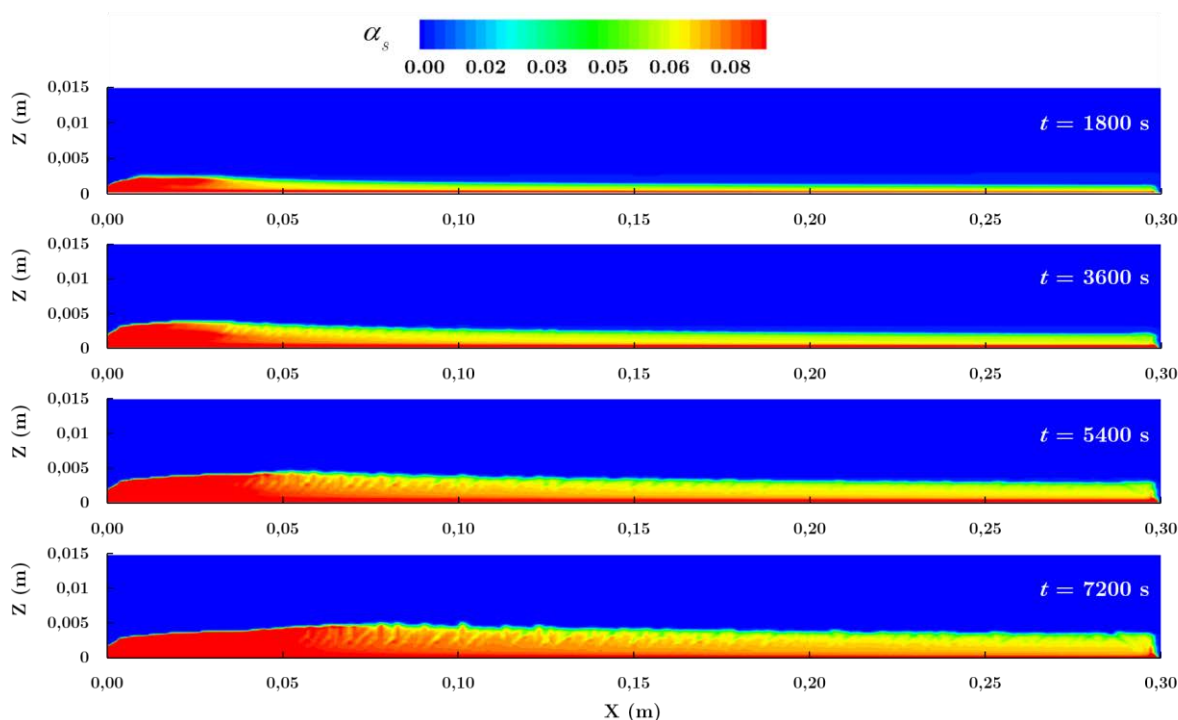


Figure 5.5 – Evolution de fraction de volume α_s

La Figure 5.6 présente, dans le plan médian et aux mêmes instants que pour les distributions de α_s (cf. Figure 5.6), la distribution de la fraction de vapeur d'eau disponible. La ligne noire décrit l'interface de la couche de givre à cet instant est déterminé par le niveau de la fraction volumique α_s à 10^{-4} . α_s représente le potentiel de vapeur d'eau pour le développement de la couche de glace. A $t = 1800$ s, la couche caractéristique de Y_g^{va} est très mince au niveau de la surépaisseur de la glace alors qu'à $X = 0.25$ m par exemple, la distribution de Y_g^{va} s'étend de manière plus significative dans la direction verticale. En fonction du temps, la distribution de la fraction massique est toujours meilleure au bord d'attaque qu'à l'arrière de la plaque.

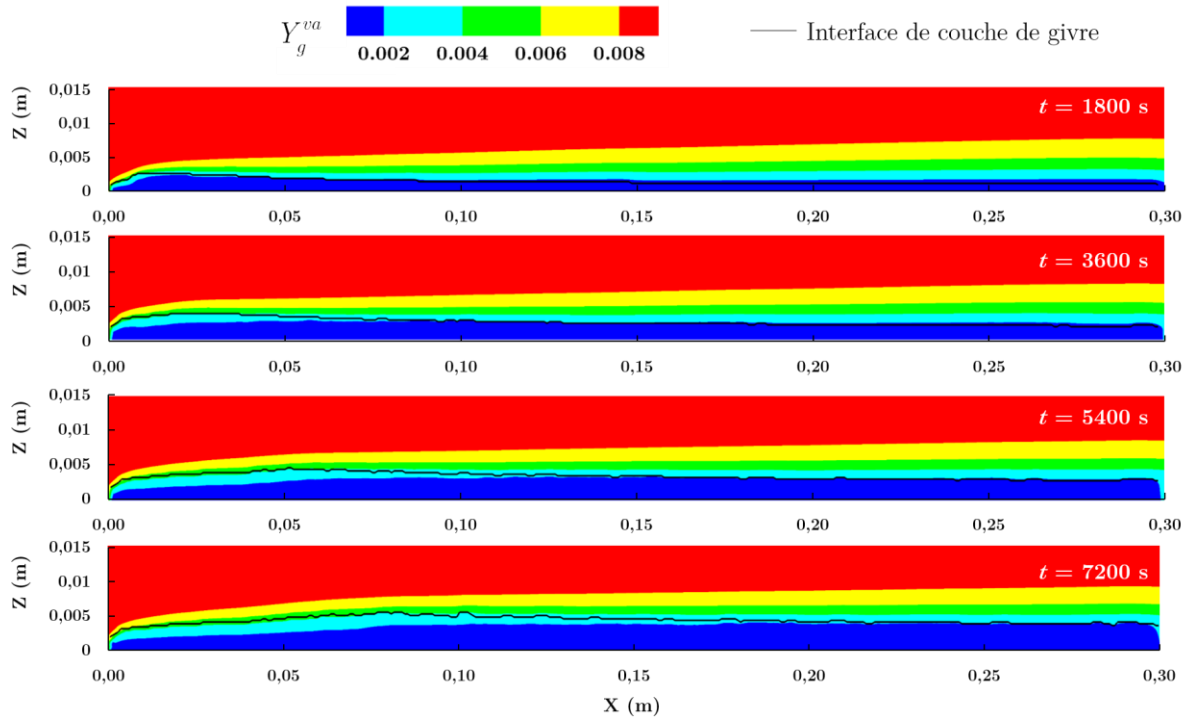


Figure 5.6 – Evolution de fractionmassique Y_g^{va}

5.2.2. Modélisation du cas de référence

En comparant nos résultats obtenus numériquement à ceux de la littérature, le bon comportement de FFM est clairement souligné et ainsi, en présence de transfert de masse, le code FFM a été utilisé pour également décrire numériquement les cas tests expérimentaux.

5.2.2.1. Présentation du cas numérique

L'étude de la prise en glace à partir des résultats expérimentaux a alors été entreprise. La Figure 5.7 présente la zone expérimentale et le domaine utilisé dans l'approche numérique. La couche de glace ne dépassant pas les 3 mm d'épaisseur dans les essais expérimentaux, le domaine numérique a été réduit à une mi-hauteur du canal enne simulant que $h/2 = 15$ mm et en considérant alors un plan de symétrie.

Les résultats expérimentaux ont également souligné un comportement homogène de la couche de glace dans la profondeur i.e. peu d'effets 3D ayant été constatés. Ainsi, les calculs numériques vont être conduits dans un domaine offrant une largeur limitée avec uniquement 4 mailles. Avec une telle condition en largeur (cf. Tableau 5.6), l'obtention d'un écoulement tridimensionnel est bien entendu impensable et limite par conséquent l'intérêt d'un modèle LES. Nous en sommes conscients mais la réduction de temps de calcul a dicté nos choix.

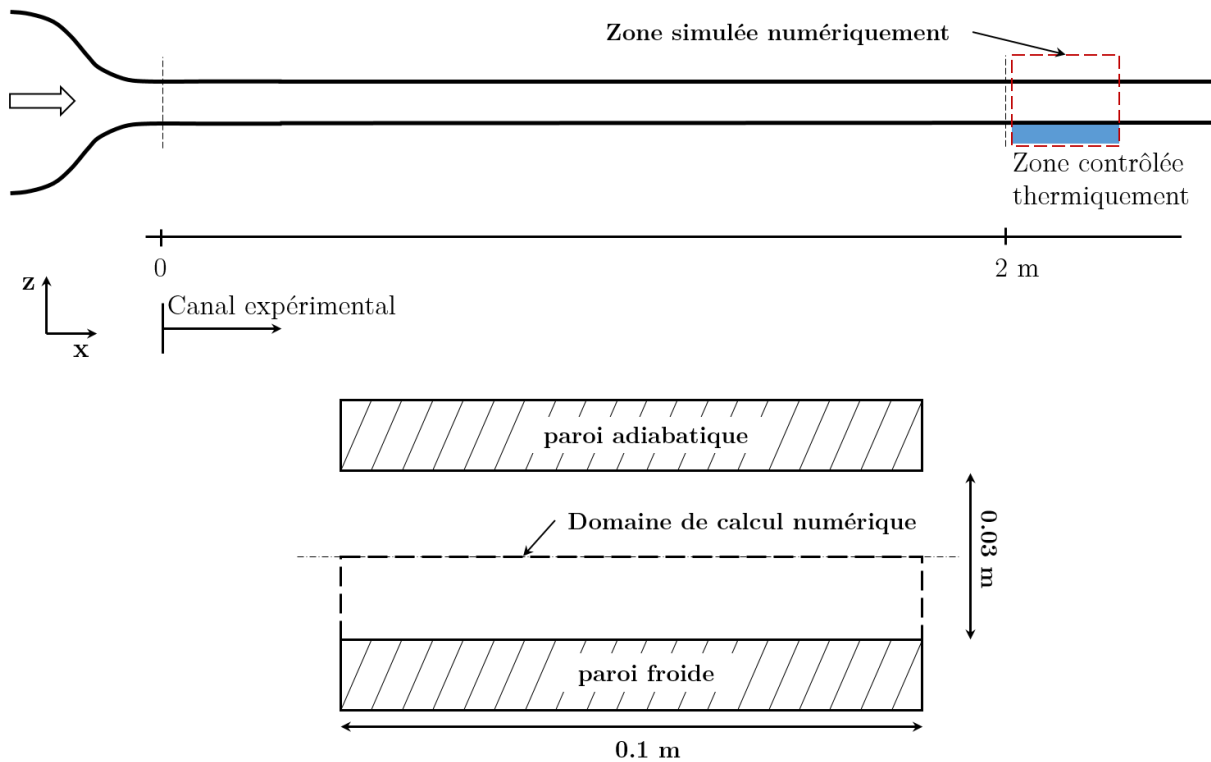


Figure 5.7 – Corrélation entre zone expérimentale et domaine de calcul numérique

A la manière des approches expérimentales conduites (cf. §3), une étude paramétrique a été réalisée en prenant comme variable les humidités relatives avec des valeurs égales à 20, 30 et 40%. On rappelle la relation entre la fraction massique et l'humidité :

$$\varphi = \frac{P_0 Y_g^{va}}{P_{sat}(T_g) [Y_g^{va} + 0.622(1 - Y_g^{va})]} \quad (5.4)$$

avec

P_0 la pression d'environnement

$P_{sat}(T_g)$ la pression saturée de la température de l'air en entrée.

Paramètres physiques de calcul			
U_{gx} (m/s)	5.3	μ_g (kg/ms)	1×10^{-5}
T_g (°C)	28	ρ_s (kg/m ³)	1000
Y_g^{va}	0.005 ; 0.007 ; 0.010	T_p (°C)	-7
$Y_g^{va}(z=0)$	0.002	Température de rosé	3.9 ; 8.8 ; 14

Tableau 5.5 – Paramètres physiques du cas plaque plane

La Figure 5.8 présente le domaine de calcul et les conditions aux limites. A l'entrée du domaine de calcul, le profil de vitesse obtenue expérimentalement a été imposé pour réduire le domaine de calcul dans la longueur tout en proposant une condition aux limites représentative. Ce profil a été mesuré par méthode PIV [31] au début de la plaque contrôlée thermiquement (cf. Figure 5.8).

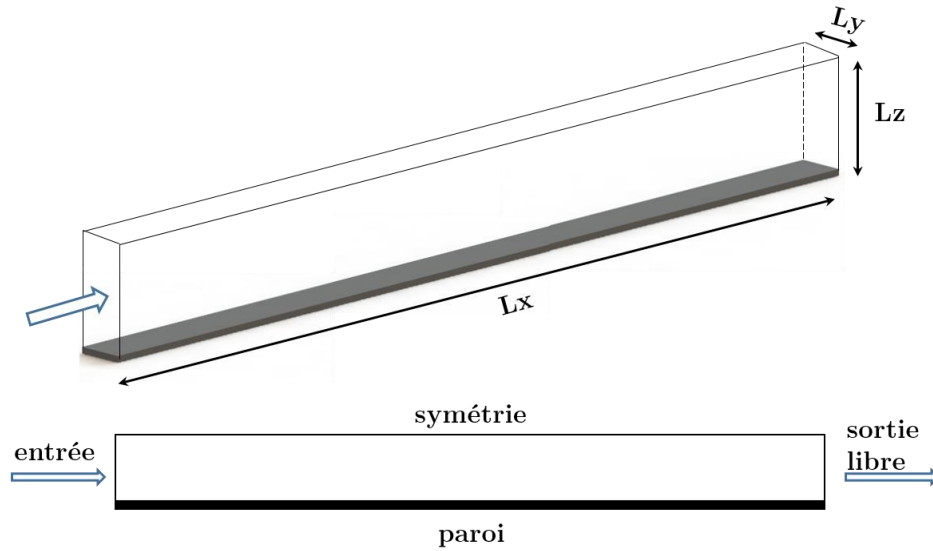


Figure 5.8 – Géométrie étudiée et son domaine de calcul avec conditions aux limites

Caractéristiques du domaine de calcul			
L_x (m)	0.1	Δx (m)	3.90×10^{-4}
L_y (m)	0.0005	Δy (m)	1.25×10^{-4}
L_z (m)	0.015	Δz (m)	1.17×10^{-4}
Caractéristiques des simulations			
CFL	0.284	Nombre processeurs	32
Δt (s)	0.00002	Temps CPU/itération (s)	0.025
Nombre de cellules	131072		

Tableau 5.6 – Caractéristiques du domaine et des simulations.

Les calculs ont été réalisés sur 32 processeurs et 416 heures CPU sont alors nécessaires pour simuler 20 minutes physiques de prise en glace.

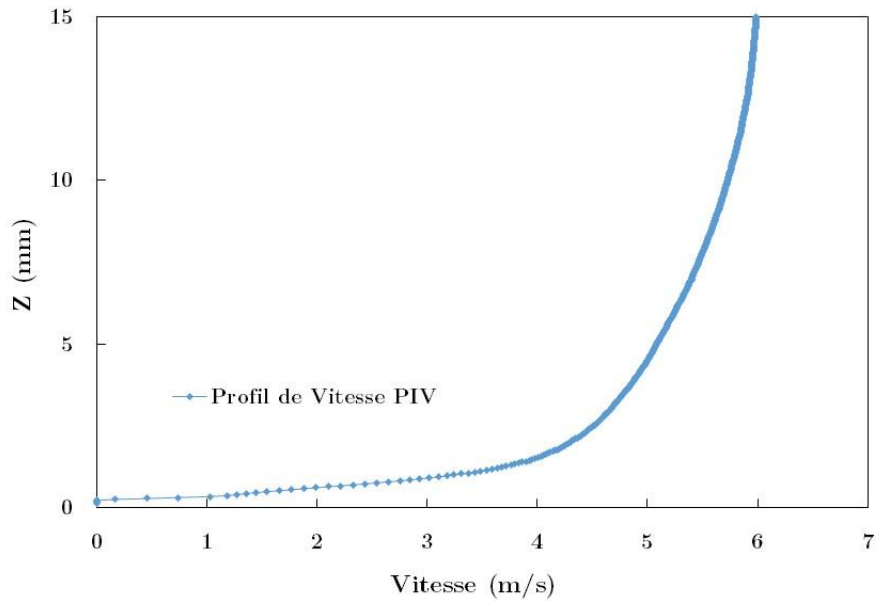


Figure 5.9 – Profil de vitesse à imposer à l'entrée

5.2.2.2. Identification des tendances

La sensibilité de l'humidité relative a alors pu être soulignée numériquement et expérimentalement en suivant les variations de l'épaisseur moyenne et de la masse volumique en fonction du temps dans les Figure 5.10 et 5.11.

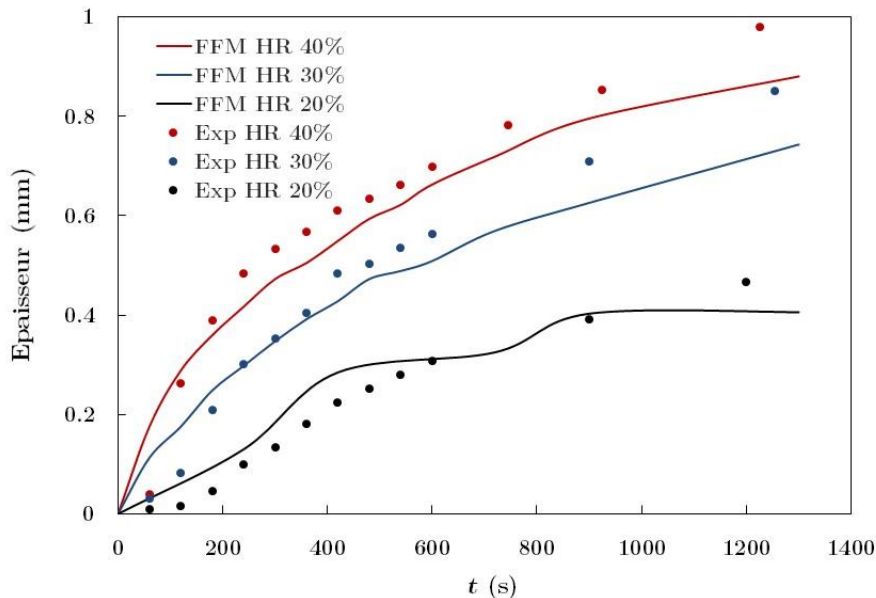


Figure 5.10 – Evolution d'épaisseur de glace en fonction du temps

Concernant l'épaisseur en moyenne, force est de constater l'excellent comportement des prédictions numériques avec des évolutions bien reproduites. En plus de ces tendances positives, on observe une bonne reproductibilité quantitative pour HR égale à 30 et 40%, avec des différences de l'ordre de 9 et 5% seulement pour $t = 900$ s. Compte-tenu également de la

précision expérimentale, on peut considérer que le modèle numérique apporte une réponse prédictive.

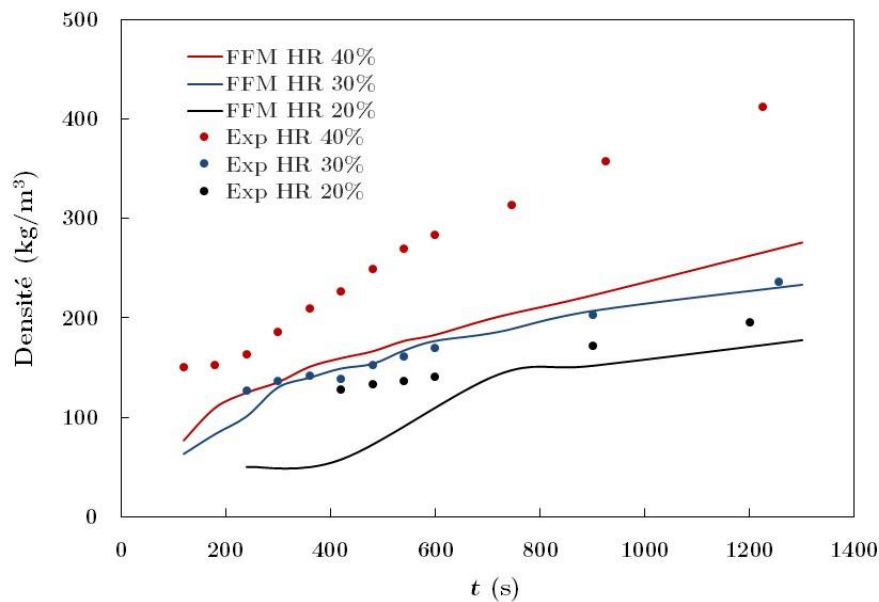


Figure 5.11 – Evolution de masse volumique en fonction du temps

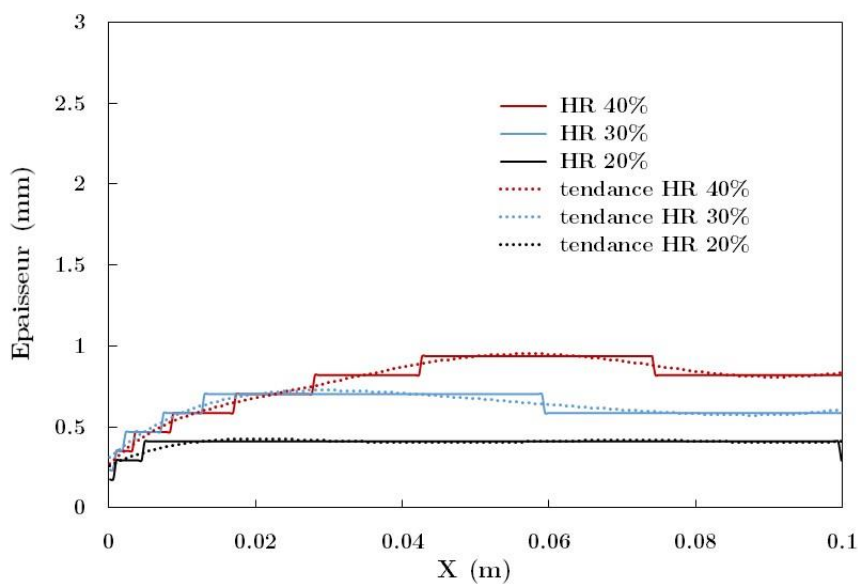


Figure 5.12 – Evolution de l'épaisseur de glace au bord de plaque à $t = 900$ s

Les variations de la masse volumique sont, par contre, moins prédictives, sauf pour $HR = 30\%$. Une conjonction de causes peut expliquer ces constatations. Tout d'abord, la description pour $HR = 30\%$ peut souligner que l'angle de contact choisi, pouvant sensiblement évoluer avec l'humidité, correspond à la physique dans les conditions d'essais. Pour rappel, les valeurs de l'angle de contact ont été choisies arbitrairement et n'ont aucune raison de rester constantes avec l'humidité. De plus, la masse volumique est obtenue à partir d'une division de valeurs

entachées d'imprécision sensible renforçant d'autant les erreurs. Finalement, que ce soit numériquement ou expérimentalement, la variable masse volumique est entachée d'erreurs significatives dans son estimation.

La Figure 5.12 présente l'épaisseur de la couche de glace à $t = 900$ s en fonction de l'humidité. Pour les humidités de 30 et 40%, la couche de glace au début offre quasiment la même épaisseur. Par contre, dans la zone aval, les deux courbes se séparent sensiblement. Pour fournir une vue plus détaillée sur les mécanismes de prise en glace, le cas HR de 40% a été choisi pour une analyse plus fine. Cette valeur a été retenue car elle offre une quantité de glace plus importante et donc potentiellement des écarts entre les variables plus importants.

5.2.2.3. Analyse des transferts

En plus de l'angle de contact, la formation du givre est influencée par deux facteurs très importants : température et humidité. A partir du bord d'attaque de la plaque plane, la couche limite thermique se développe spatialement.

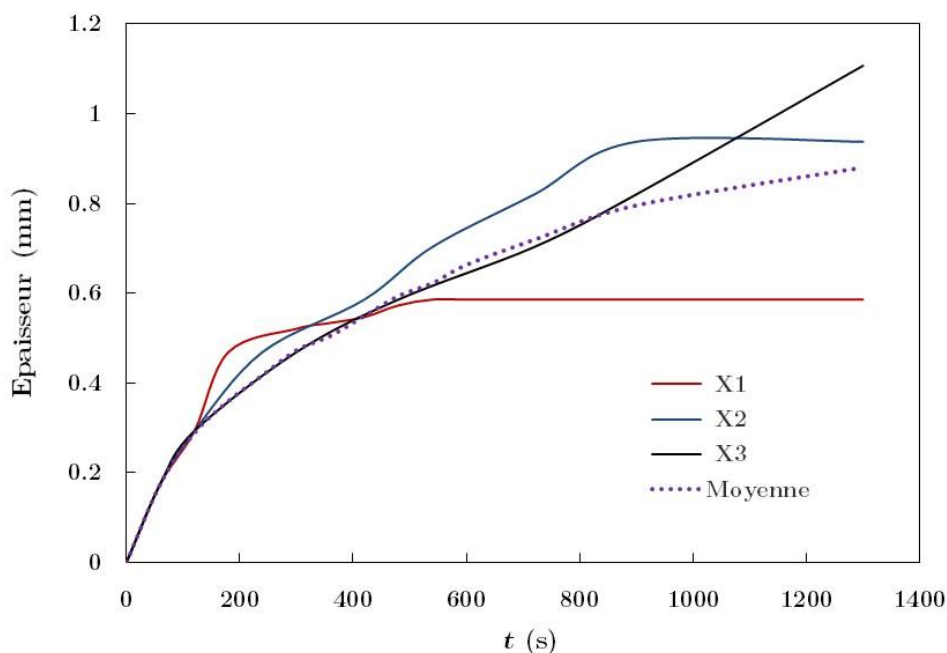


Figure 5.13 – Evolution temporelle de l'épaisseur de glace pour les trois positions longitudinales étudiées (X_1 , X_2 , X_3)

La Figure 5.13 présente l'évolution de l'épaisseur de la couche de glace pour trois positions longitudinales (X_1 , X_2 , X_3). Pour $t < 500$ s, la glace se forme principalement au niveau de X_1 , siège d'une humidité la plus importante. Quand la glace se dépose sur la paroi, la couche de givre se développe et alors modifie la couche limite thermique. La chaleur latente, libérée au cours du processus de changement de phase, chauffe l'air proche de l'interface mais la conductivité thermique importante favorise les transferts thermiques entre la paroi et la couche

de givre. La couche limite thermique est effectivement plus épaisse. Au bout d'un certain temps, la couche de glace s'est épaissie i.e. l'interface s'est suffisamment éloignée pour offrir une température d'interface proche de 0°C . Ainsi, le terme source de solidification se réduit et un équilibre thermique entre flux convectif et diffusif s'établit. La vitesse de changement de phase s'annule et la couche de glace s'établit à l'épaisseur alors atteinte. Ainsi, à partir de $t > 500$ s, l'épaisseur de la couche de glace ne se développe plus qu'aux positions X_2 et X_3 .

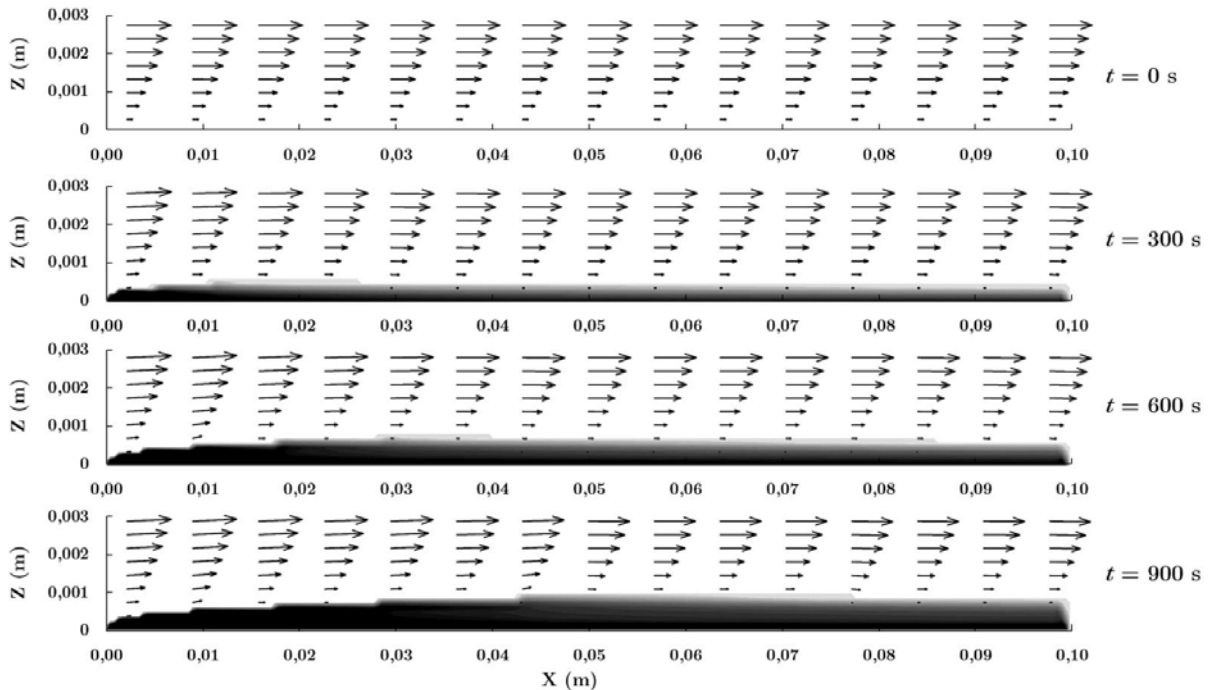


Figure 5.14 – Distribution du champ de vitesse en fonction du temps

Au cours du temps, la glace se forme sur la paroi et la couche de givre va réduire la hauteur du canal. La structure de l'écoulement est alors d'autant modifiée par le développement de la couche de glace. De plus, la variation spatiale de la géométrie produit de nouvelles forces de traînée. La Figure 5.14 présente l'évolution des champs de vitesse en fonction du temps et le changement du profil de vitesse à la position X_2 est présenté Figure 5.15. Deux tendances de développement sont alors observées : 1. la couche de glace se décale évidemment de la paroi de l'écoulement et amplifie les contraintes à l'interface et 2. la réduction de la surface de passage favorise l'accélération de l'écoulement. L'accélération de l'écoulement va à son tour favoriser les transferts de chaleur par convection.

Le dépôt de glace sur la paroi non seulement change l'écoulement mais également altère la distribution de la température. La Figure 5.16 montre le champ de température à 4 instants différents et présente des iso-valeurs de température caractéristique. On rappelle que 0°C et 14°C correspondent à la température de solidification et à la température de rosée respectivement. A $t = 0$ s, avant que l'humidité ne soit injectée à l'entrée de la veine et pour

une vitesse de 5.3 m/s, la couche thermique est très fine avec une épaisseur δ_T de 2.9 mm. La sous-couche de désublimation, possédant une température inférieure à 0°C, n'atteint que 0.45 mm. Avec la première couche de glace sur la paroi ($t = 300$ s), la distribution de température en proche paroi est modifiée (cf. Figure 5.16). La ligne noire décrit l'interface de la couche de givre à cet instant définie par le niveau de la fraction volumique α_s à 10^{-4} .

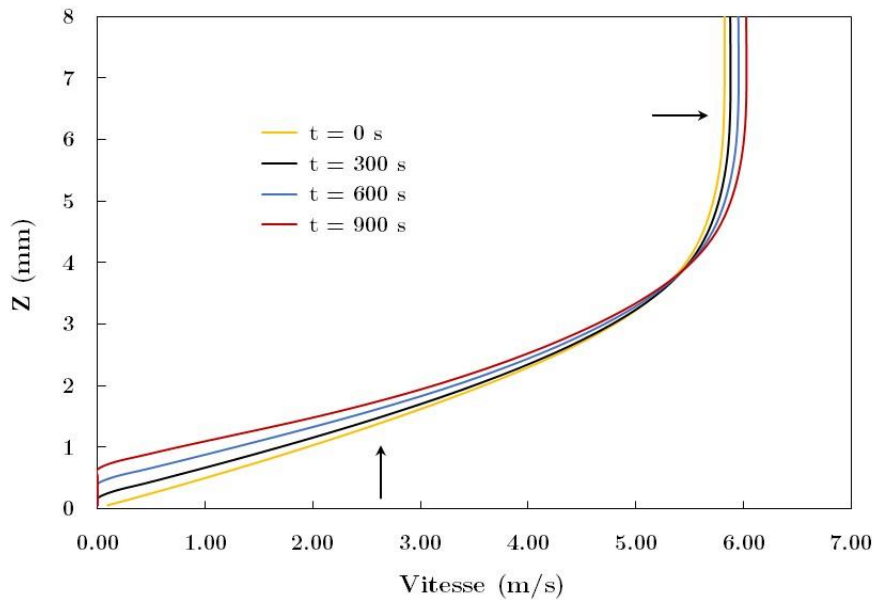


Figure 5.15 – Changement du profil de vitesse à la position X_2

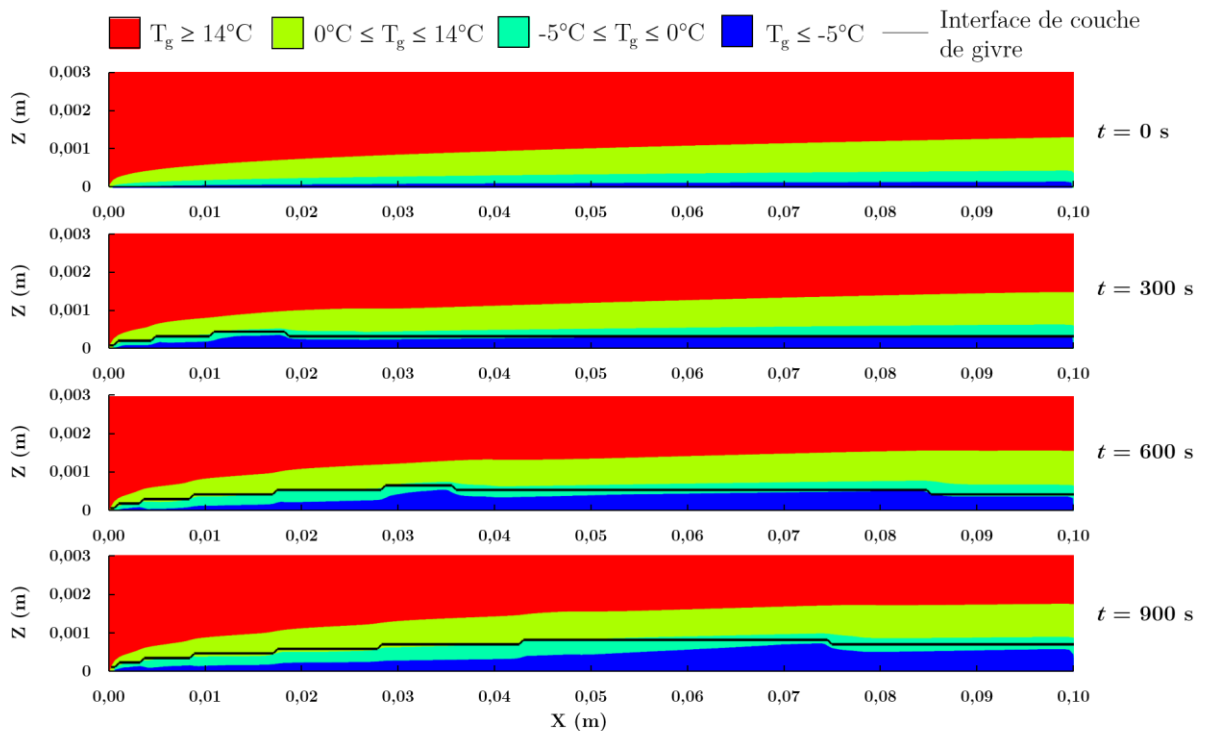


Figure 5.16 – Distribution de la température en fonction du temps

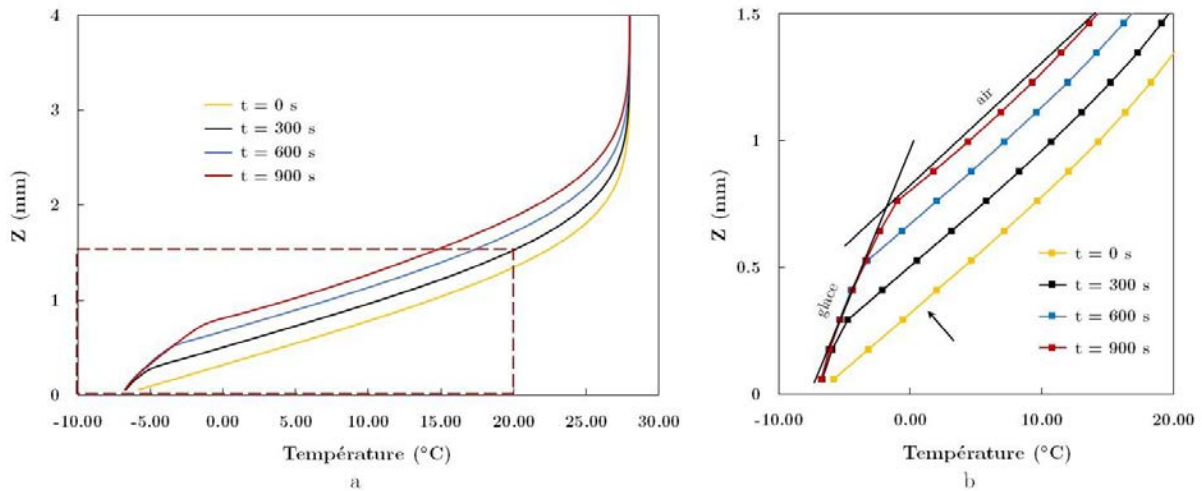


Figure 5.17 – Distribution de la température à $X = X_2$ – a) Sous la couche limite thermique – b) Vue détaillée proche la couche de givre

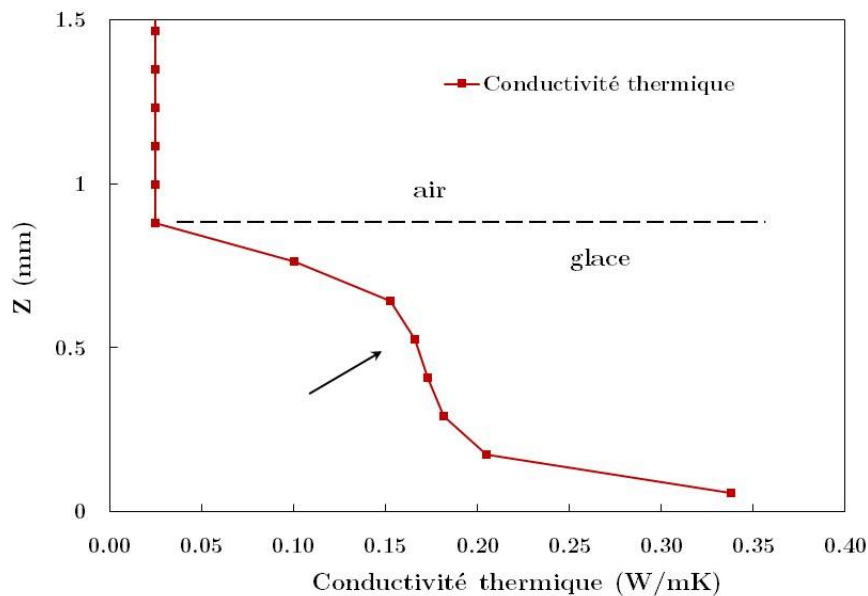


Figure 5.18 – Distribution de la conductivité thermique proche de la couche de givre à la position X_2 à $t = 900$ s

La Figure 5.17a montre le changement de température à la position X_2 aux 4 instants différents. La zone où le changement de phase intervient est favorisée. Au plus proche de la paroi, le transfert de chaleur est amélioré (cf. Figure 5.17b). Le profil de température montre ainsi deux zones séparées. Pour $t = 0$ s, le profil de température offre une variation continue, le gradient de température dans la hauteur restant quasiment la même. Mais, dès lors qu'une couche de glace est présente ($t > 300$ s), l'évolution du profil est principalement marquée par une variation significative des températures, i.e. le profil de température est caractérisé par deux valeurs du gradient. En effet, il est facile de caractériser les transferts au sein de la couche de givre et dans l'air grâce à la discontinuité du gradient de température. La Figure 5.18 présente la distribution de la conductivité thermique à $t = 900$ s à $X = X_2$ et souligne le

changement de la conductivité thermique dans la partie glace. Un tel changement est lié aux variations de la masse volumique de la glace non uniforme dans l'épaisseur. Proche de la paroi, la glace qui se forme dans les premiers instants possède une masse volumique importante et offre donc une conductivité plus grande.

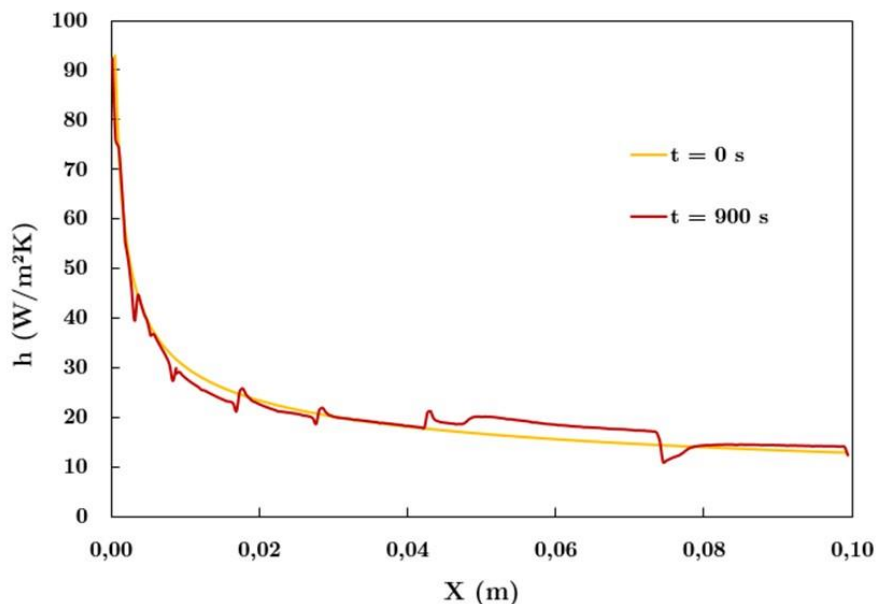


Figure 5.19 – Distribution du coefficient de transfert thermique locale au bord de la veine

Au cours de la constitution de la couche de glace, les contacts paroi/écoulement fluide puis par la suite couche de glace/écoulement peuvent modifier les transferts convectifs. Pour le vérifier, la variation du transfert convectif le long de la plaque est présentée Figure 5.19 à deux instants différentes i.e. à $t = 0$ s et 900 s. Sans présence de glace ($t = 0$ s), le profil de h est conforme à celui attendu avec des valeurs maximales de l'ordre de 90 W/m²K au niveau du bord d'attaque s'amortissant rapidement pour converger vers une valeur plus faible de l'ordre de 15 W/m²K et en moyenne, le coefficient h est proche de la valeur expérimentale estimée à partir de mesures locales et globales, i.e. h égal à 24 W/m²K.

Les évolutions de la vitesse de nucléation et de la masse apportée par changement de phase sont présentées Figure 5.20. Comme souligné à partir de l'analyse des profils de température, l'interface de la couche de glace ne correspond pas à la position où la température est la plus basse. La distribution de la fraction massique Figure 5.21 peut nous permettre d'apporter une explication.

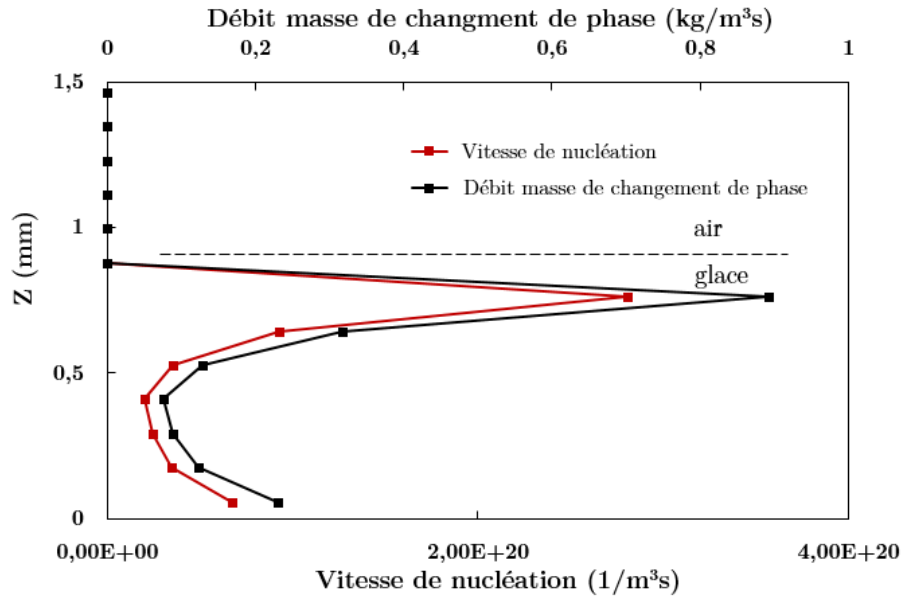


Figure 5.20 – Distribution de la vitesse de nucléation et de la masse de changement de phase à la position X_2

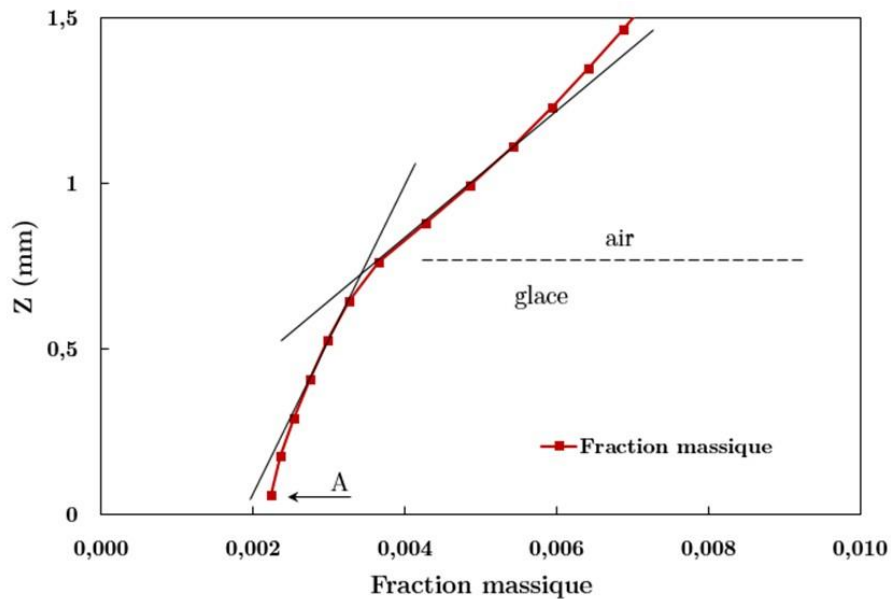


Figure 5.21 – Distribution de la fraction massique à la position X_2

En effet, la Figure 5.21 présente la distribution de la fraction massique proche de la paroi à $X = X_2$. De manière similaire aux observations effectuées sur la distribution de la température, deux évolutions différentes sont observées : la zone dans l'air ne présente aucun changement de phase mais il semble qu'un réservoir de vapeur d'eau fournit la couche de givre et l'interface de la glace peut donc en « consommer » plus. Grâce à cette « fourniture » en vapeur d'eau et une température assez froide, la formation de la glace est favorisée. L'interface de la couche de givre possède l'humidité la plus grande dans la couche de givre, favorisant le changement de phase. On rappelle que l'humidité joue un rôle prépondérant sur la prise en glace.

Les simulations numériques présentées auparavant permettent de signaler tout l'intérêt de ces approches et le code potentiellement prédictif de FFM est souligné. En se basant sur la qualité des résultats avec une géométrie simple, il serait des plus intéressants d'utiliser notre outil pour caractériser la prise en glace dans des géométries plus réalistes de systèmes thermiques comme au sein des échangeurs.

5.3. Simulation de la prise en glace dans un échangeur

5.3.1. Géométrie considérée

Afin de caractériser la prise en glace sur une géométrie plus complexe que celle offerte par une plaque plane, un échangeur à ailettes a été considéré. En se basant sur des symétries, l'approche numérique a été testée au sein d'un domaine le plus réduit possible (pour réduire les coûts de CPU au mieux) tout en prenant en compte une géométrie réaliste (cf. Figure 5.22).

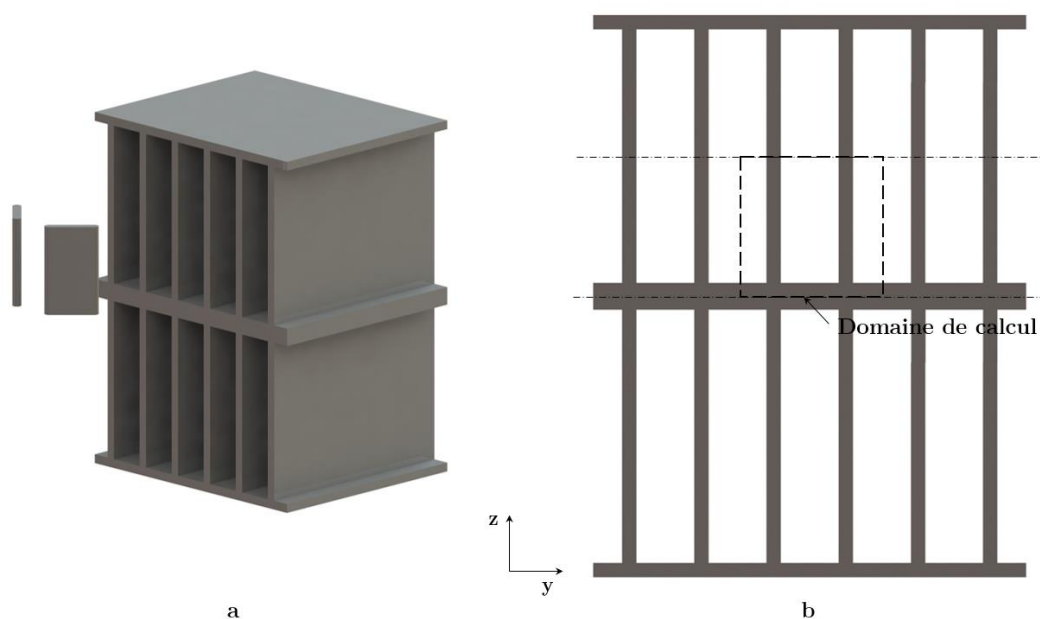


Figure 5.22 – Géométrie de l'échangeur avec promoteur

Dans de telles géométries, il est important de prédire au mieux l'évolution potentielle de la couche de la glace, cette dernière réduisant l'efficacité des échangeurs voire peut conduire à son arrêt. L'une des idées peut également, être pour éviter la prise en glace, de modifier les transferts à partir de dispositifs additionnels comme des promoteurs des tourbillons. En effet, les promoteurs sont connus pour être des systèmes favorisant localement les transferts [54]–[56] et, de manière exploratoire, nous souhaitons étudier le possible effet de ces dispositifs au cours de la prise en glace. Pour cela, la stratégie a donc consisté à réaliser une approche sans transfert de masse (i.e. sans humidité au sein de l'écoulement entrant) avec et sans promoteur.

Ceci doit permettre d'établir potentiellement l'effet des promoteurs sur les transferts. Dans un second temps, les mêmes calculs avec un taux d'humidité seront conduits.

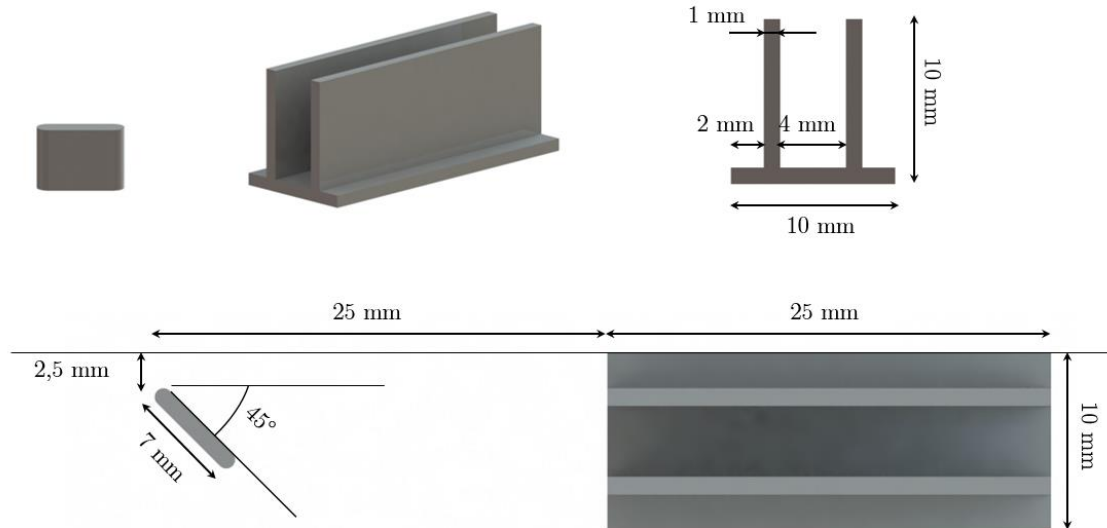


Figure 5.23 – Géométrie de l'échangeur avec promoteur

La Figure 5.23 présente la géométrie détaillée de l'échangeur à ailettes considérée ainsi que le promoteur lui-même. Les ailettes dans l'échangeur ont une épaisseur de 1 mm, 10 mm de hauteur et 25 mm de long. Pour étudier l'influence du générateur de tourbillons sur la prise en glace, un promoteur de 5 mm de hauteur et de 7 mm en longueur avec 1 mm d'épaisseur a été aussi placé en amont de l'échangeur.

5.3.2. Configuration des calculs

La partie échangeur, avec ou sans promoteur, est mise en place dans un domaine de calcul (cf. Figure 5.24). La longueur de l'échangeur $L_e = 25$ mm est prise comme une valeur de référence. La distance entre l'entrée et l'échangeur est $2L_e$, le promoteur peut être mis en place au milieu de cette distance. La sortie est placée à $3L_e$ depuis l'échangeur. Donc, le domaine de calcul est 150 mm x 10 mm x 10 mm.

La Figure 5.25 présente les conditions aux limites appliquées dans les calculs. Un profil de vitesse plat est fixé à l'entrée et une sortie libre est aussi utilisée. Pour décrire les parois de l'échangeur et le promoteur, la méthode de frontières immergées a été choisie et activée (cf. Annexes-A1). Le promoteur est défini comme une paroi adiabatique, alors que l'on impose une température fixe sur les parois de l'échangeur.

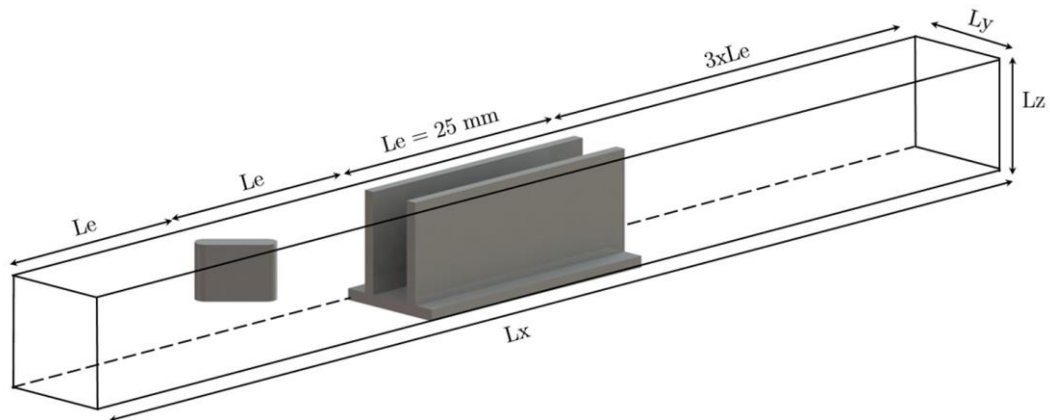


Figure 5.24 – Domaine de calcul

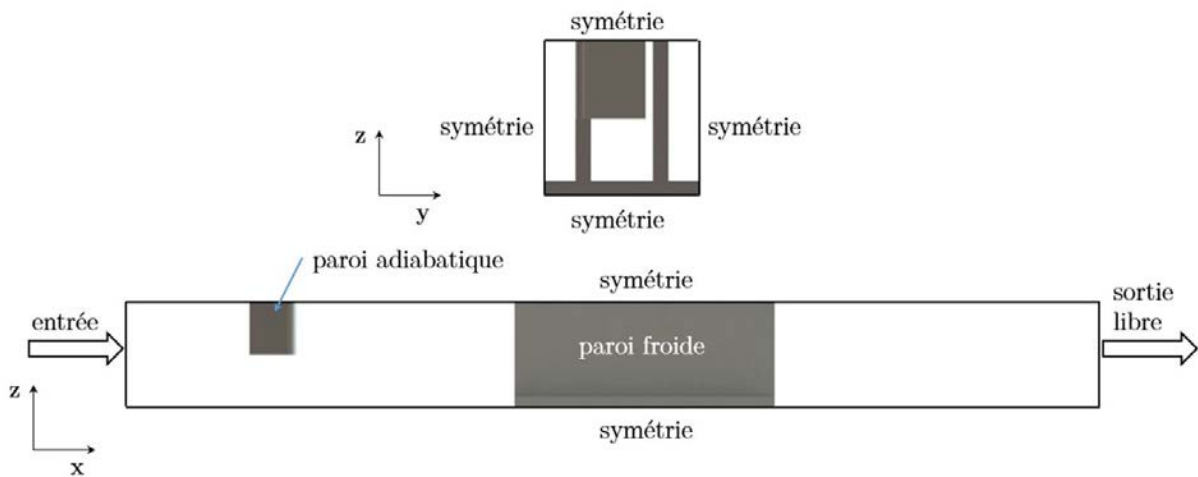


Figure 5.25 – Conditions aux limites

Paramètres physiques de calcul			
U_{gx} (m/s)	0.6	μ_g (kg/ms)	1.92×10^{-5}
T_g (°C)	15	ρ_s (kg/m ³)	1000
Y_g^{va}	0.007	T_p (°C)	-20

Tableau 5.7 – Paramètres physiques du cas plaque plane

Les paramètres physiques de l'écoulement sont présentés Tableau 5.7 et les caractéristiques de la simulation sont résumés Tableau 5.8. Les calculs sont réalisés sur 64 processeurs et 133 heures CPU sont nécessaires pour simuler une minute.

Caractéristiques du domaine de calcul			
L_x (m)	0.15	Δx (m)	2.93×10^{-4}
L_y (m)	0.01	Δy (m)	1.56×10^{-4}
L_z (m)	0.01	Δz (m)	1.56×10^{-4}
Caractéristiques des simulations			
CFL	0.225	Nombre de processeurs	64
Δt (s)	0.00005	Temps de CPU/itération (s)	0.4
Nombre de cellules	2097152		

Tableau 5.8 – Caractéristiques du domaine et des simulations.

5.3.3. Effet du vortex générateur

5.3.3.1. Écoulement d'air sec

L'écoulement d'air sec à 0.6 m/s a été injecté à l'entrée du canal et 5 s sont nécessaires pour atteindre un écoulement établi. Afin de souligner le caractère instationnaire turbulent, la distribution pseudo 3D du critère Q [57], [58] est donnée Figure 5.26 et 5.27 et les structures cohérentes soulignent également les niveaux de température en surface avec et sans promoteur.

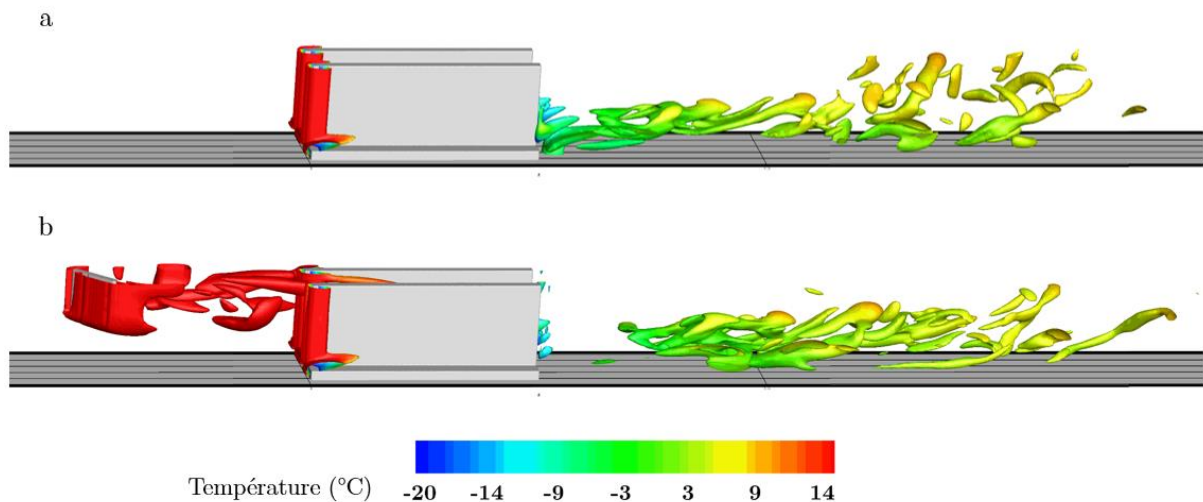


Figure 5.26 – Vue du critère $Q = 20000$ – a) sans promoteur – b) avec promoteur

Comme attendu, la présence du promoteur participe à créer des structures cohérentes dans son sillage qui vont alors impacter l'entrée de l'échangeur. A la sortie, les structures représentatives de l'iso-valeur sont plus denses sans promoteur. Ceci souligne simplement que générer des structures en amont participe à modifier les structures créées au sein même de l'échangeur.

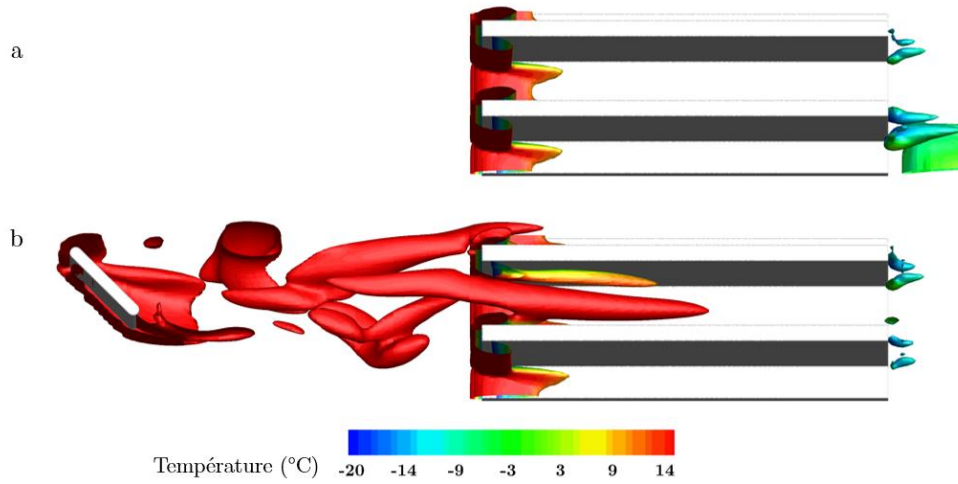


Figure 5.27 – Vue de l'intérieur de l'échangeur pour une iso valeur de $Q = 20000$ – a) sans promoteur – b) avec promoteur

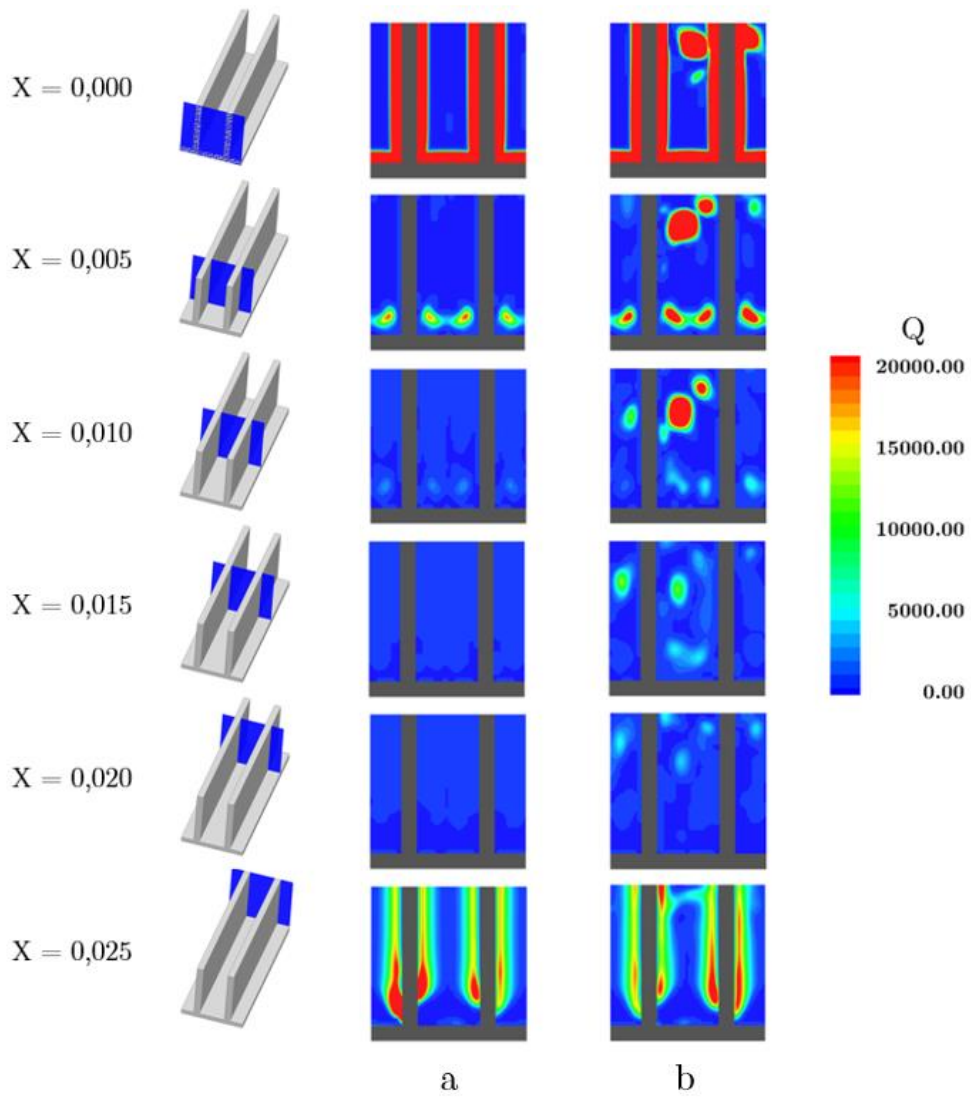


Figure 5.28 – Distribution de critère Q au sein de l'échangeur – a) sans promoteur – b) avec promoteur

Afin de pouvoir suivre à l'intérieur de l'échangeur l'évolution des structures cohérentes, la Figure 5.28 présente son évolution dans les plans YZ pour plusieurs valeurs longitudinales X. La masse volumique des structures cohérentes au sein de l'échangeur est favorisée avec la présence d'un promoteur de tourbillon placé en amont.

La distribution de la vitesse est également présentée Figure 5.29. Sans promoteur, la Figure 5.29a montre un champ de vitesse parfaitement symétrique alors que le promoteur favorise un comportement tridimensionnel en modifiant l'équilibre des couches limites et donc localement contribue à amplifier la vitesse. Par contre, au fur et à mesure de la progression longitudinale, i.e. en s'éloignant de plus en plus de l'entrée de l'échangeur, l'écoulement se stabilise spatialement.

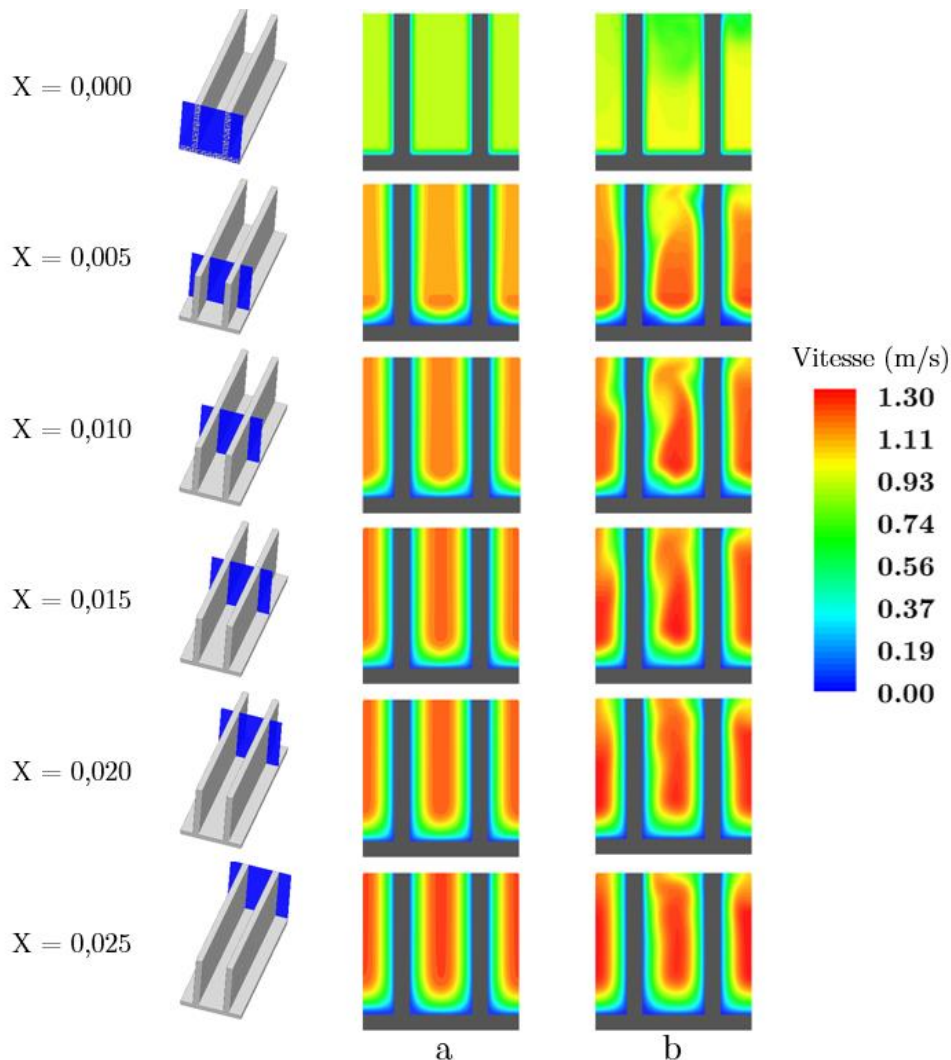


Figure 5.29 – Distribution de vitesse au sein de l'échangeur – a) sans promoteur – b) avec promoteur

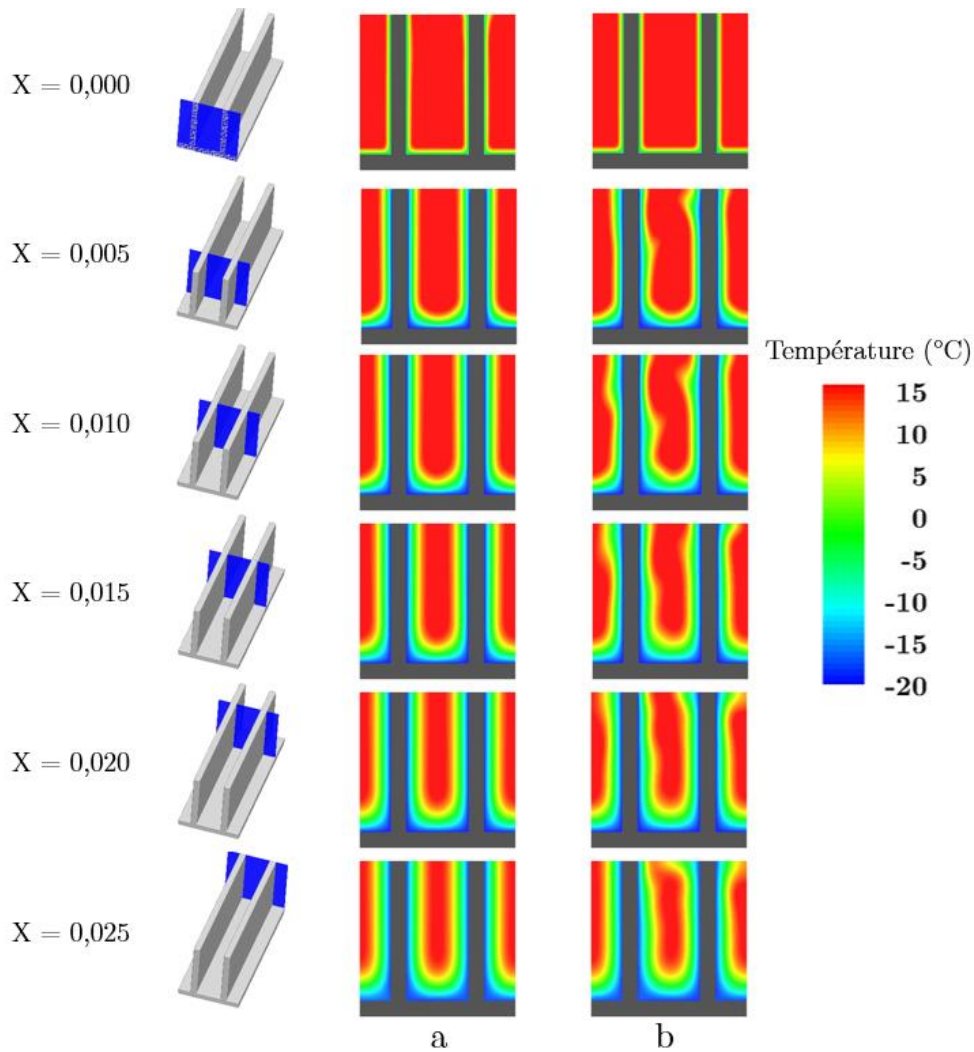


Figure 5.30 – Distribution de température au sein de l'échangeur – a) sans promoteur – b) avec promoteur

Pour étudier l'influence du promoteur sur le transfert de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur par convection h a été estimé et le flux échangé a été calculé comme :

$$Q = \dot{m}c_p (T_{en} - T_{sor}) \quad (5.5)$$

Avec \dot{m} le débit de l'écoulement,

c_p la chaleur spécifique,

T_{en}, T_{sor} les températures moyennes entre l'entrée et la sortie.

Le coefficient de transfert convectif s'obtient alors par :

$$h = \frac{Q}{A\Delta T} \quad (5.6)$$

Avec A la surface de transfert et la différence de température en moyenne logarithmique ΔT est calculée comme :

$$\Delta T = \frac{(T_{paroi} - T_{cn}) - (T_{paroi} - T_{sor})}{\ln \left[\frac{(T_{paroi} - T_{cn})}{(T_{paroi} - T_{sor})} \right]} \quad (5.7)$$

La distribution du champ de température (cf. Figure 5.30) montre que le promoteur influence principalement la partie haute de l'échangeur. Son positionnement est évidemment un point clé. Soulignons que sa position initiale n'a pas fait l'objet d'une quelconque étude préliminaire, comme d'ailleurs sa géométrie. En fait, en comparant directement les champs instantanés de température avec et sans promoteur, sur des distributions instantanées, les contours sont fortement affectés en présence du promoteur. Par contre, en intégrant en moyenne spatiale, les coefficients convectifs sont égaux à 28.4 W/m²K et 27.6 W/m²K pour la configuration avec et sans promoteur respectivement soit une amplification de seulement 3%.

5.3.3.1. Écoulement d'air humide

A partir de l'écoulement en air sec établi à $t = 5$ s, une humidité de 7 g de vapeur d'eau/kg d'air sec a aussi été considérée. Les Figures 5.33 et 5.34 veillent à décrire les couches de glace au sein de l'échangeur de manière spatiale et temporelle. La Figure 5.31 présente l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_s = 0.015$ en fonction du temps sans promoteur (à noter que cet iso-surface ne fournit qu'une vue en qualité de la glace formée, la couche de givre est comptée à partir de la fraction volumique $\alpha_s \geq 0.0001$).

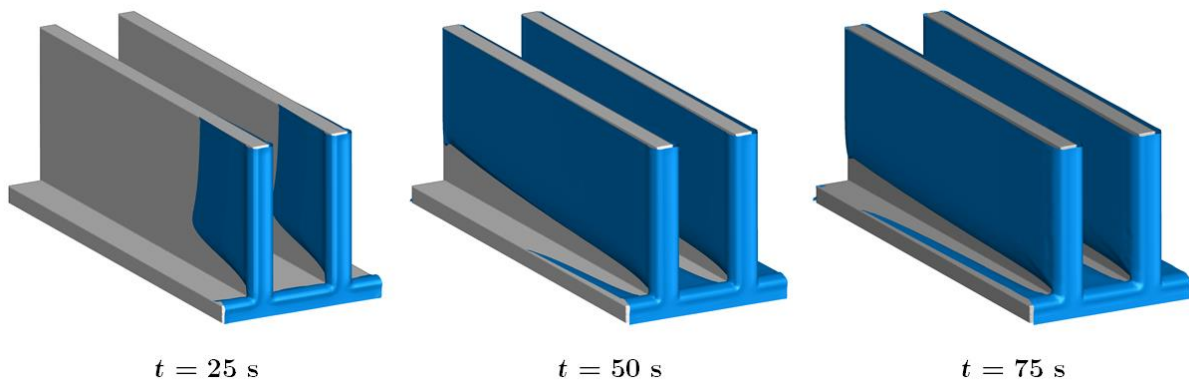


Figure 5.31 – Iso-surface de la fraction volumique $\alpha_s = 0.015$ en fonction du temps dans le cas sans promoteur

La glace se forme initialement au niveau des bords d'attaque de l'échangeur. En effet, à $t = 25$ s (cf. Figure 5.31), la couche de glace occupe l'intégralité de la surface frontale et a

commencé à s'étendre dans l'échangeur sur les parois verticales. A noter que la couche se développe de manière préférentielle dans la partie supérieure. D'ailleurs, même avec une couche de glace qui s'étale sur quasiment toute la surface latérale ($t = 50$ et 75 s), force est de constater que seule la jonction entre les deux plans de l'échangeur n'est pas revêtue de glace. A cet endroit, il est effectivement difficile pour l'écoulement de « fournir » de la vapeur d'eau en raison d'une couche limite dynamique plus épaisse.

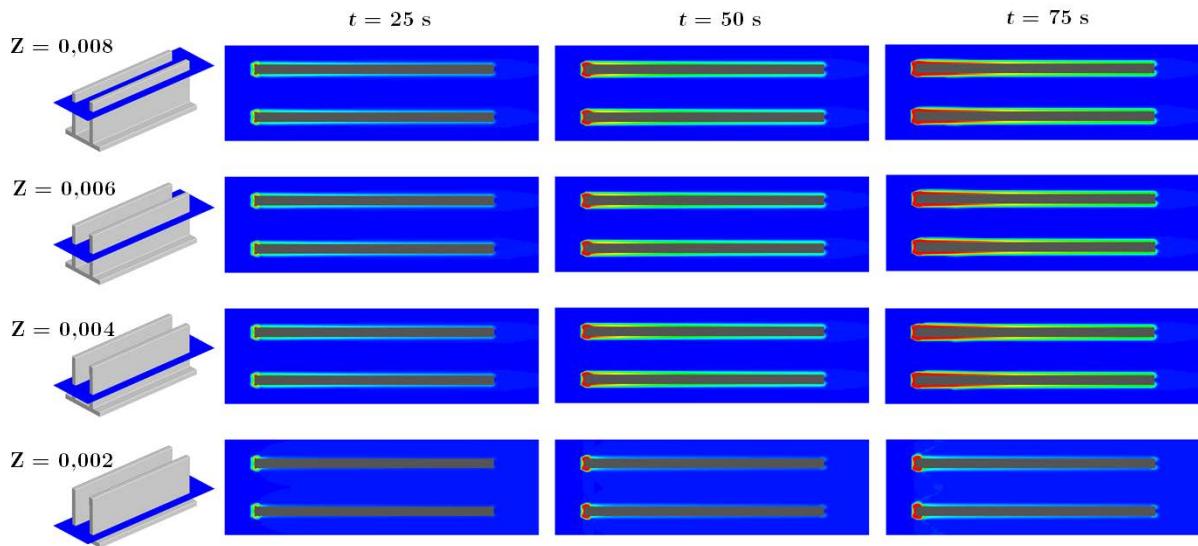


Figure 5.32 – Distribution de la fraction volumique dans le plan XY en fonction du temps dans le cas sans promoteur

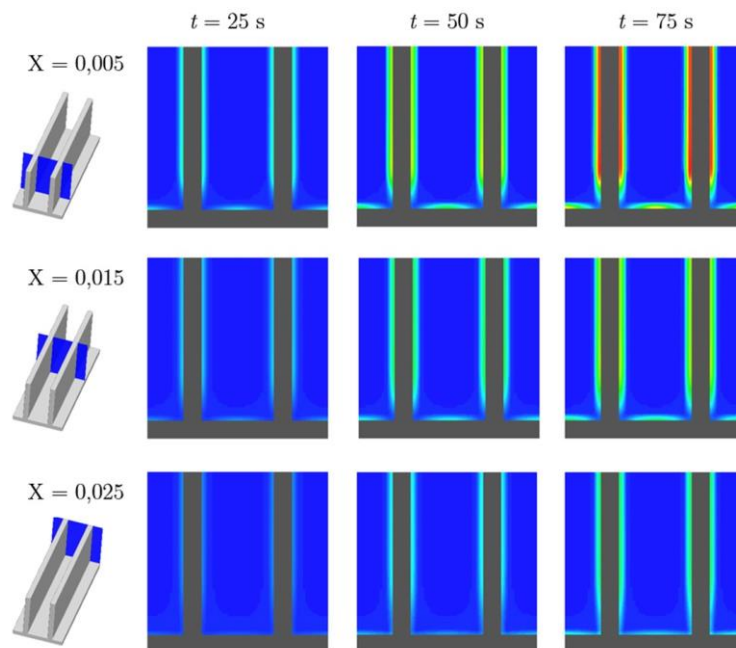


Figure 5.33 – Distribution de la fraction volumique dans le plan YZ en fonction du temps dans le cas sans promoteur

A l'intérieur de l'échangeur (cf. Figure 5.32 et 5.33), les couches de glace se développent de manière symétrique et les épaisseurs moyennes mises en jeu sont du même ordre de grandeur i.e. 0.52 mm pour $t = 25, 50$ et 75 s respectivement.

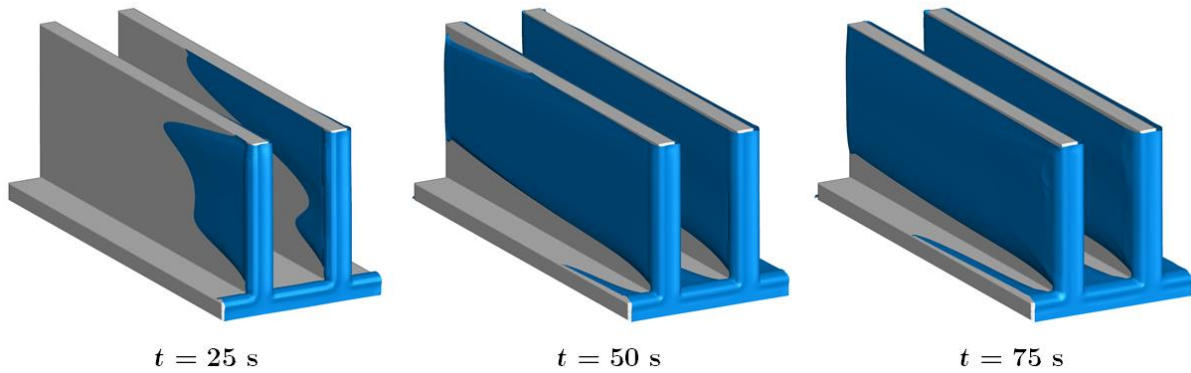


Figure 5.34 – Iso-surface de la fraction volumique $\alpha_s = 0.015$ en fonction du temps dans le cas avec promoteur

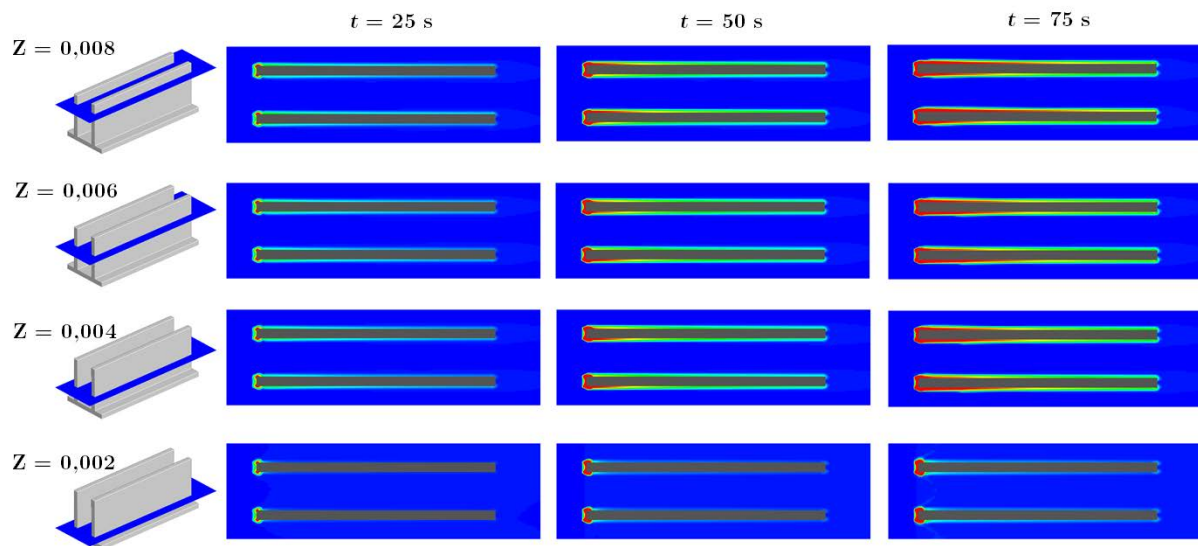


Figure 5.35 – Distribution de la fraction volumique dans les plans XY en fonction du temps dans le cas avec promoteur

Pour le cas de l'échangeur avec promoteur, la simulation a été faite dans les mêmes conditions. La Figure 5.34 présente l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_s = 0.015$ en fonction du temps. L'évolution générale du dépôt de glace est globalement similaire à celui observé dans le cas sans promoteur. En fait, au cours de la propagation des couches de glace en fonction du temps, c'est-à-dire à $t = 25$ s, la présence du promoteur favorise le comportement non symétrique et la propagation de la glace est favorisée longitudinalement dans la partie supérieure. Promouvoir des échelles turbulentes joue un rôle sur la distribution des champs thermiques et de la fraction de masse et est à l'origine de ces différences. Bien entendu, une fois

la propagation effectuée, peu de différences sont alors détectées. D'ailleurs, de manière quantitative, les épaisseurs de couche de glace (cf. Figure 5.35 et 5.36) sont dans le même ordre de grandeur, du moins dans l'intervalle de temps étudié.

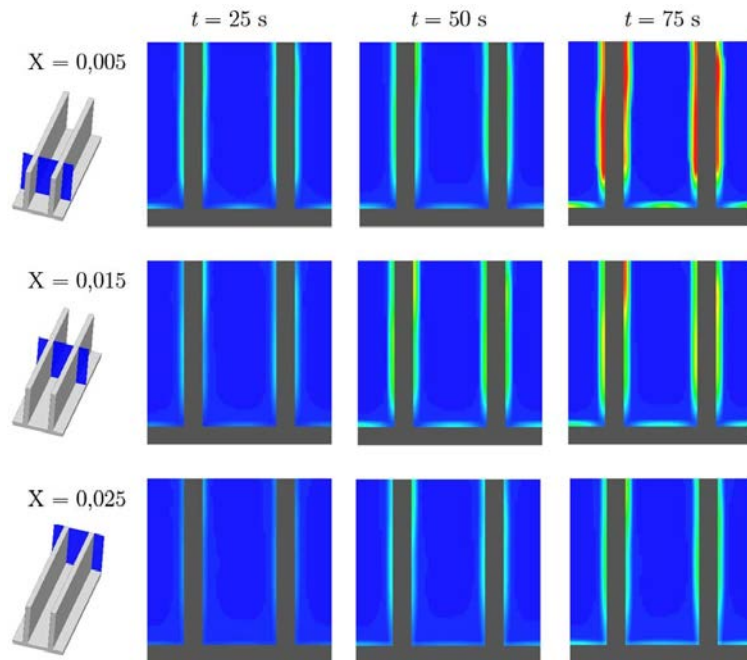


Figure 5.36 – Distribution de la fraction volumique dans les plans YZ en fonction du temps dans le cas avec promoteur

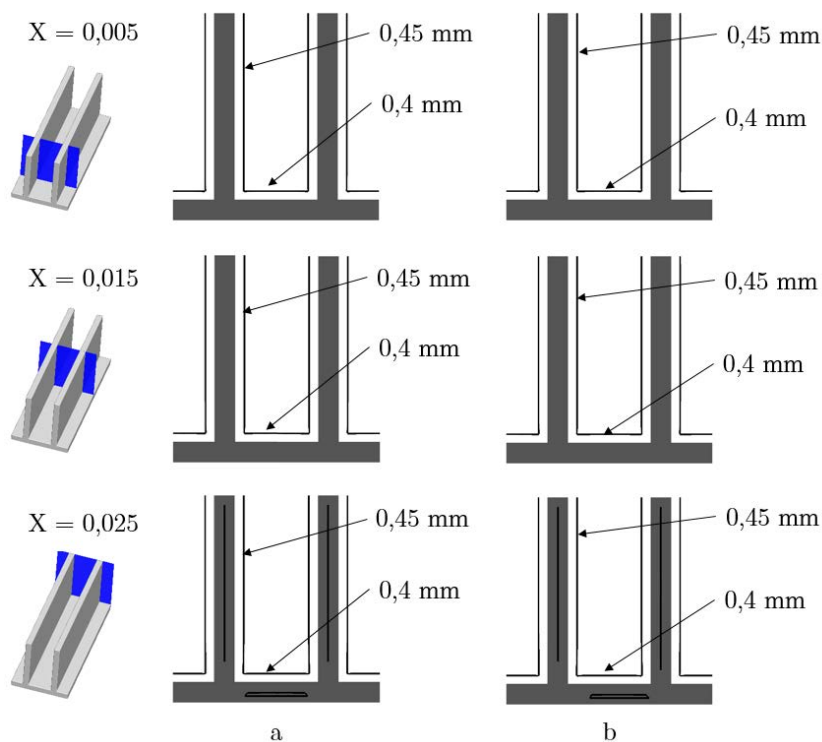


Figure 5.37 – Couche de glace dans les plans YZ à $t = 50s$ – a) sans promoteur – a) avec promoteur

Pour observer les influences du promoteur sur la formation de glace, la Figure 5.37 et 5.38 présentent l'interface de la couche de givre dans les plans YZ sans promoteur (a) et avec promoteur (b) à $t = 50$ et 100 s respectivement. Pour rappel, l'épaisseur de la glace est définie par le niveau de la fraction volumique α_s à 10^{-4} .

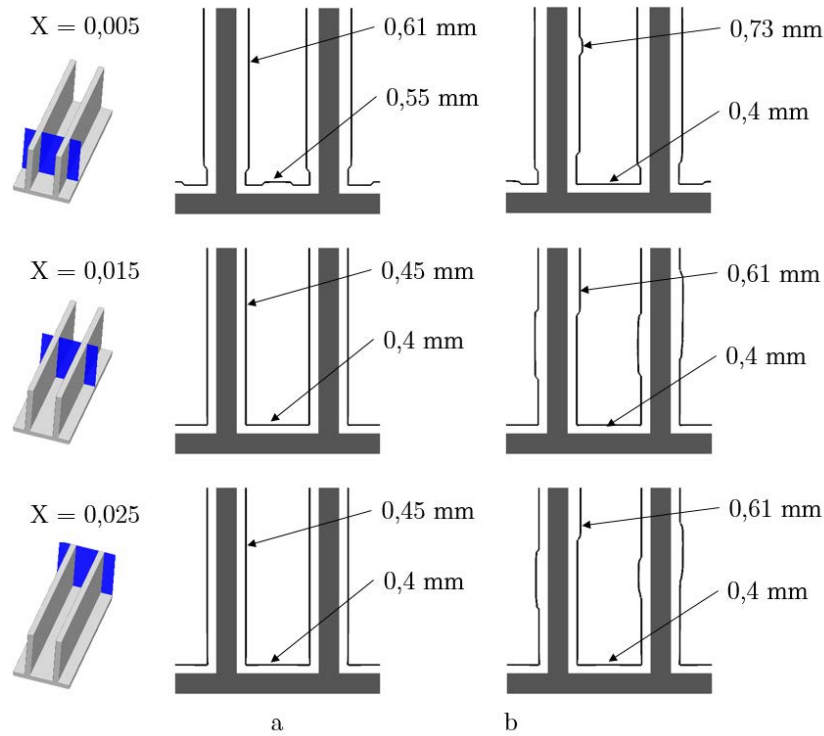


Figure 5.38 – Couche de glace dans les plans YZ à $t = 100s$ – a) sans promoteur – a) avec promoteur

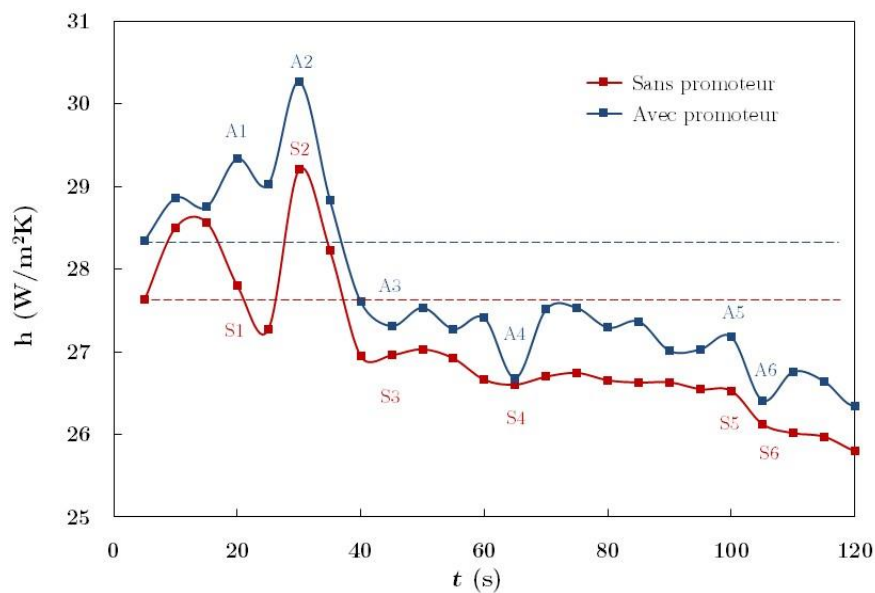


Figure 5.39 – Evolution du coefficient de transfert thermique h (W/m^2K) en fonction du temps

Pour finir, les coefficients de transferts convectifs ont été comparés dans les cas avec et sans promoteur (cf. Figure 5.39). Sur cette figure, les valeurs de h obtenu sans transfert de masse ont été reportées en ligne pointillée. Avec ou sans promoteur, les premiers instants ($t < 35$ s) semblent favoriser les transferts thermiques convectifs avec des augmentations respectives de +7 et +5% respectivement. Cette tendance haussière subit des variations sensibles mais peut s'expliquer par la conjonction vitesse et couche de glace offrant une faible épaisseur. En effet, la couche de glace est initiée dès le bord d'attaque et bien que l'épaisseur soit faible, il n'en reste pas moins vrai que l'écoulement s'accélère le long de la couche de glace offrant une faible résistance thermique. L'écoulement vient également directement frappé sur la surépaisseur. Proche de $t \sim 35$ s, l'épaisseur de la glace est supposée suffisamment importante pour que le mécanisme de nucléation intervienne avec un angle de contact différent. Ainsi, la variation brusque du coefficient de transfert convectif correspond au moment où la valeur de l'angle de contact a bien été modifiée dans la modélisation numérique. Dans ces conditions, la couche de glace est alors suffisamment épaisse pour constituer une barrière thermique conséquente avec un écart de température interface/écoulement réduit. Le coefficient de transfert convectif est donc également diminué et devient inférieur à celui atteint dans les mêmes conditions thermiques mais sans transfert de masse i.e. sans vapeur d'eau. La réduction s'amplifie avec le temps et force est de constater que l'on observe cependant des variations significatives dans le cas promoteur, sans doute lié au passage de structures cohérentes générées par le promoteur.

Pour observer la distribution du coefficient de transfert convectif local sur le côté, la distribution des coefficients est présentée sur l'une des faces de l'échangeur (coté) Figure 5.40.

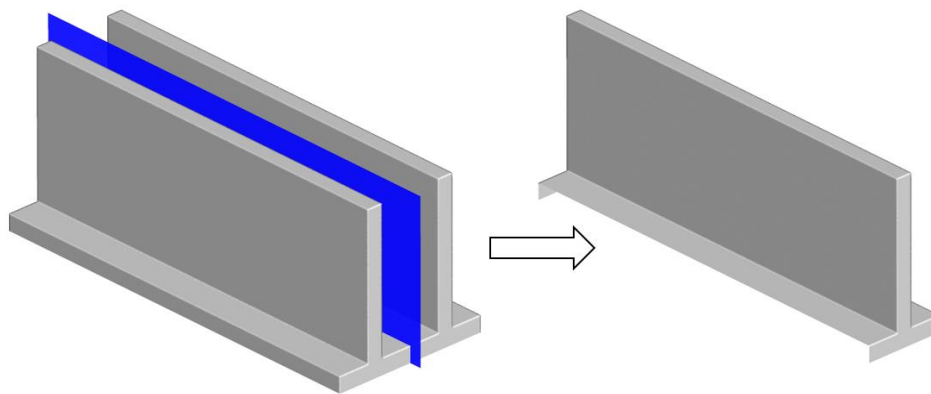


Figure 5.40 – Echangeur coupé en deux

La Figure 5.41 présente la distribution de h sur le côté de l'échangeur à $t = 25, 35, 45, 65, 100$ et 105 s correspondant aux points de S1 à S6 indiqués Figure 5.39 dans le cas sans promoteur alors que la Figure 5.42 présente la distribution de h sur le côté de l'échangeur à $t = 25, 35, 45, 65, 100$ et 105 s correspondant aux points de A1 à A6 dans la Figure 5.39 dans le cas avec le promoteur.

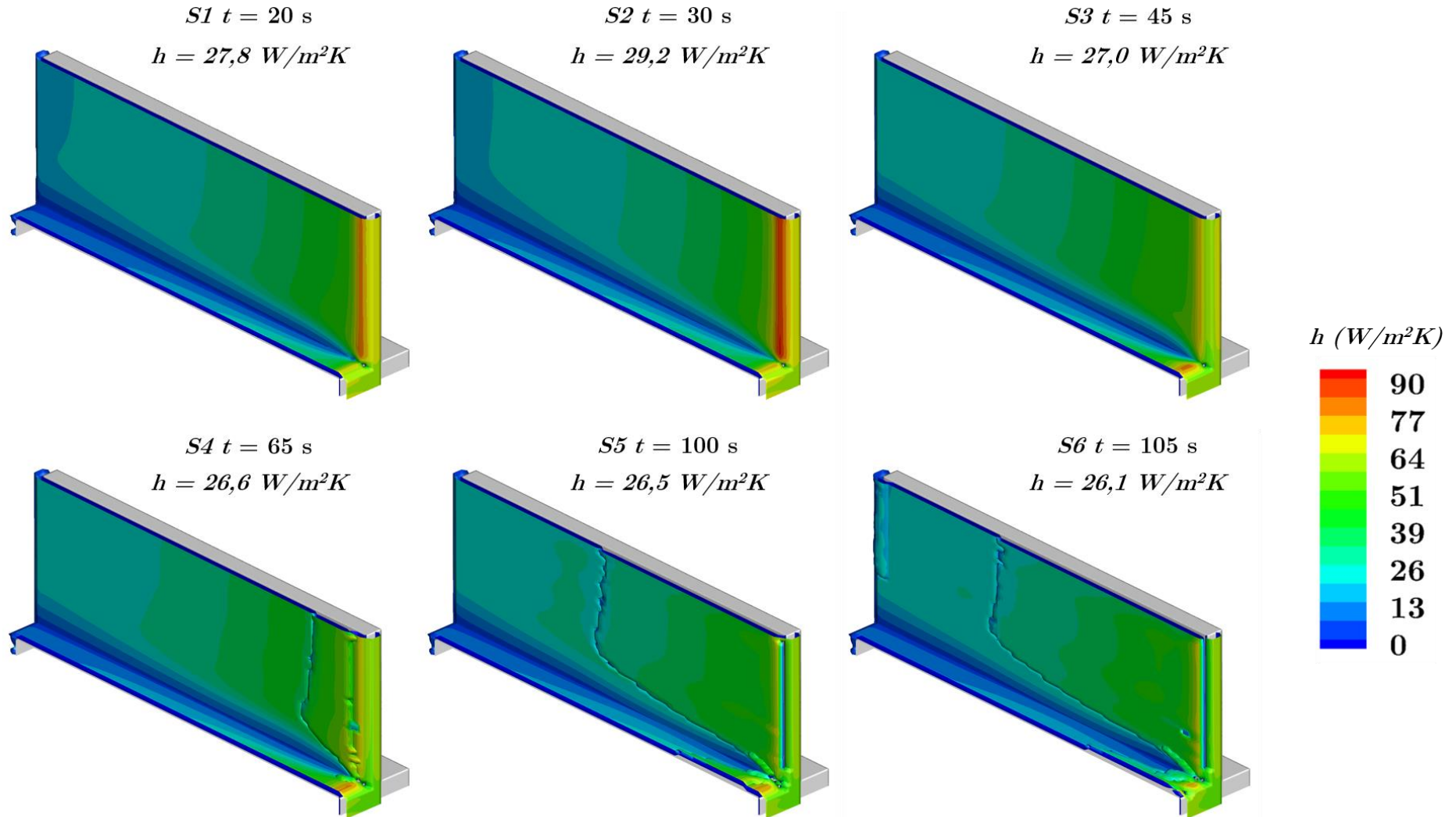


Figure 5.41 – Distribution de h locale en fonction du temps sans promoteur

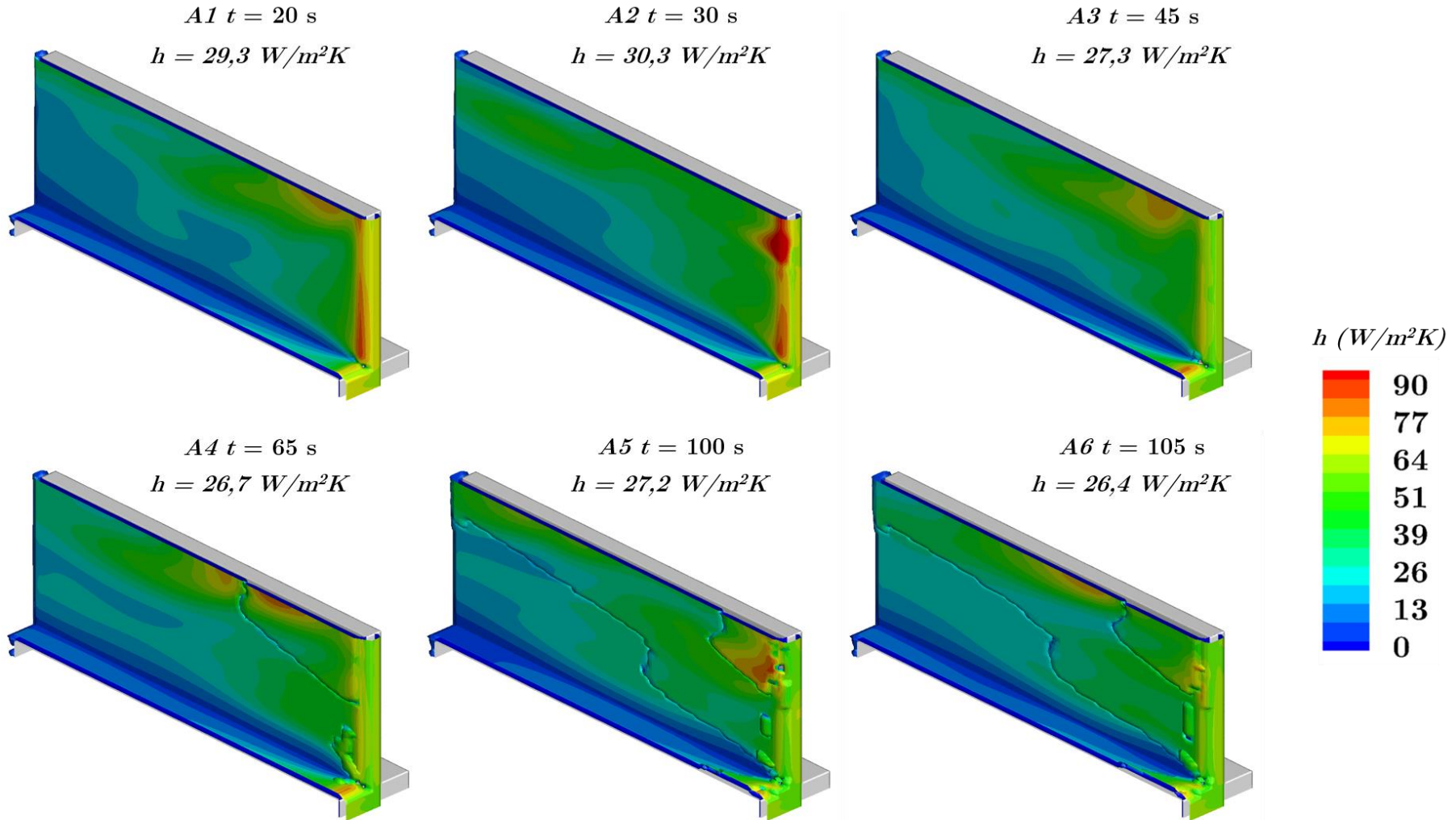


Figure 5.42 – Distribution de h locale en fonction du temps avec promoteur

En comparant les distributions des coefficients d'échange convectif locaux, on observe des tendances particulières entre les configurations sans et avec promoteurs. En effet, dans ce dernier cas, la distribution demeure assez homogène dans la hauteur de l'échangeur avec des valeurs maximales atteintes au niveau du bord d'attaque alors qu'en présence du promoteur, générant des structures cohérentes, la distribution du coefficient de transfert est bien différente. Bien que plus homogènes, les valeurs de h sont favorisées dans la partie supérieure correspondant à la zone de convection des structures.

5.4. Conclusion partielle

Le développement d'un modèle numérique basé sur la nucléation pour rendre compte de la prise en glace a permis d'obtenir des résultats des plus intéressants sur les écoulements de plaques planes, corrélant à la fois les résultats de la littérature comme les essais réalisés au cours de ce travail. L'un des paramètres les plus intéressants est l'angle de contact définissant la vitesse de nucléation sur une topologie de paroi donnée car ce paramètre détermine l'évolution des principales caractéristiques de la prise en glace. Par la suite, nous avons appliqué le modèle sur des géométries caractéristiques d'échangeur et la présence de structures cohérentes offre de véritables modifications dans les transferts de chaleur ainsi induits.

Conclusion & Perspectives

L'ensemble des travaux exposés dans ce mémoire concerne la caractérisation des mécanismes de prise en glace de manière expérimentale et numérique. Une telle caractérisation a nécessité le développement d'un modèle numérique basé sur la théorie de la nucléation pour rendre compte des changements de phase. Une approche eulérienne/eulérienne a été mise en place i.e. l'approche numérique résoud à la fois les transferts dans la zone fluide et dans la zone solide, correspondant à la couche de givre. L'approche numérique visait à reproduire le développement de la couche de glace avec une modélisation des plus complexes afin de souligner les mécanismes mis en jeu. En parallèle, la modification du banc d'essais « Humide » pour assurer la constitution de résultats expérimentaux et ainsi pour mener une étude exhaustive de validation a été entreprise.

Le banc d'essais « Humide », originalement développé pour des études de condensation sur plaque plane, a été utilisé à des températures plus faibles pour assurer la prise en glace par désublimation. Ce type de caractérisation sur plaque plane sur lequel se développe un écoulement turbulent a plutôt été étudié dans la littérature pour des écoulements laminaires et sauf erreur de notre part, l'effet des transferts convectifs mis en jeu au niveau d'une couche de glace n'a pas été étudié à ce jour. A cet effet, une amélioration du banc d'essais a été proposée en développant un module pariétal jouant le rôle de véritable fluxmètre capable de déterminer les flux globaux.

Une étude paramétrique a été entreprise afin de caractériser les effets des principaux paramètres comme le taux d'humidité de l'écoulement d'air, la vitesse et la nature de l'écoulement (laminaire ou turbulent) et encore la température de paroi. Notons cependant que la plage d'étude est relativement étroite i.e. avec des valeurs de température variant de -5.5° à 9°C et il aurait été intéressant de travailler avec des températures beaucoup plus froides i.e. -20°C par exemple.

Le taux d'humidité est le paramètre le plus important sur le dépôt de glace. En effet, la prise en glace est favorisée si, au voisinage de l'interface, l'air est chargé en vapeur d'eau. De plus, pour les teneurs en vapeur d'eau les plus élevées étudiées ($\text{HR} \geq 30\%$), les transferts convectifs entre la couche de glace sont réduits ; en effet, ces conditions d'hygrométrie favorisent des épaisseurs de couche de glace significatives qui provoquent une barrière isolante entre la paroi et l'écoulement et réduit les flux. Par contre, les taux d'humidité réduits limitent la température de rosée réduisant l'épaisseur de la couche et son caractère isolant. La nature rugueuse de la paroi aide également à l'intensification des transferts.

De manière mesurée, la vitesse de l'écoulement joue un rôle similaire au taux d'humidité mais dans une moindre mesure. L'écoulement turbulent favorise la masse volumique de la couche de glace et donc par conséquent son épaisseur.

Les quelques essais menés en faisant varier la température de paroi, ont montré que densification une température plus froide favorise l'épaisseur de la couche de givre ainsi que sa masse volumique.

Les essais expérimentaux auraient nécessité cependant une gamme de température de paroi plus large pour mettre en évidence les influences de manière plus significatives. De plus, il aurait été intéressant de faire des analyses quantitatives locales même si cela reste délicat à réaliser.

Au cours de trois années de thèse, un outil de simulation numérique a entièrement été développé et le modèle de nucléation a été retenu pour modéliser les transferts de masse. À noter que, sauf erreur de notre part, aucun modèle n'avait jusque-là mis en jeu des transferts de masse par nucléation en intégrant les conditions de contact sur la paroi ou la couche de givre. Après avoir validé l'outil numérique sur des cas tests sans transfert de masse, les performances qualitative et quantitative ont été estimées à partir d'un cas test traité par la littérature à la fois expérimentalement et numériquement. L'introduction du paramètre angle de contact s'avère très bénéfique, nos prédictions s'avérant globalement plus abouties que celles de la littérature. Soulignons que les comparaisons expériences/résultats numériques sont relativement bien corrélées et la valeur de l'angle de contact s'avère être un paramètre des plus déterminants. Fort de ce constat, une première tentative d'étude de prise en glace sur des géométries plus complexes représentatives des géométries d'échangeur a été réalisée. La présence ou non d'un promoteur de tourbillon placé en amont de la géométrie de l'échangeur ont également été testées. Soulignons que ce dernier a été placé de manière arbitraire et aurait, pour être optimisé, mérité une étude dédiée. L'analyse des transferts au sein des couches de glace souligne les mécanismes transitoires pouvant mener à un équilibre thermique i.e. l'arrêt de la propagation de l'interface et l'effet sur les transferts convectifs locaux et globaux a été étudié.

Malgré les fortes corrélations numériques/expérimentales, il reste des efforts à mener sur la modélisation. Tout d'abord, un travail d'optimisation est nécessaire pour réduire les temps de calcul qui demeurent significativement importants (0.3s/élément/s simulé). Pour la gestion du maillage, une approche « octree » pouvait, par exemple, assurer une meilleure gestion de la résolution au voisinage de l'interface tout en assurant une résolution plus large dans les zones

au sein de l'écoulement. Une amélioration des plus nécessaires est de caractériser l'angle de contact d'une manière ou d'une autre. En effet, il s'agit d'un paramètre prioritaire pour assurer une prédiction de la prise en glace. Des travaux, qu'ils soient numériques ou expérimentaux, sont nécessaires à ce stade. Soulignons également que le modèle de glace mis en jeu tient compte des phases gaz et solide. Cependant, la fonte d'une partie de la glace libérant de l'eau uniquement venant remplir les interstices avant de se solidifier a été identifiée expérimentalement, mais ce phénomène ne peut pas être considéré à ce jour numériquement.

Répondre aux différents points listés auparavant est, sans aucun doute, le prix à payer pour que la démarche numérique devienne des plus prédictives.

Bibliographies

- [1] A. F. Emery et B. L. Siegel, « Experimental measurements of the effects of frost formation on heat exchanger performance », *Proceedings of AIAA/ASME Thermo physics and Heat Transfer Conference*, p. 1-7, 1990.
- [2] H. Lee, J. Shin, S. Ha, B. Choi, et J. Lee, « Frost formation on a plate with different surface hydrophilicity », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, n° 22, p. 4881-4893, oct. 2004.
- [3] *ASHRAE Handbook of Refrigeration*. 1998.
- [4] B. W. Jones et J. D. Parker, « Frost Formation With Varying Environmental Parameters », *J. Heat Transf.*, vol. 97, n° 2, p. 255-259, mai 1975.
- [5] R. Östin et S. Andersson, « Frost growth parameters in a forced air stream », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 34, n° 4-5, p. 1009-1017, avril 1991.
- [6] C.-H. Cheng et K.-H. Wu, « Observations of Early-Stage Frost Formation on a Cold Plate in Atmospheric Air Flow », *J. Heat Transf.*, vol. 125, n° 1, p. 95-102, janv. 2003.
- [7] K.-S. Lee, W.-S. Kim, et T.-H. Lee, « A one-dimensional model for frost formation on a cold flat surface », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 40, n° 18, p. 4359-4365, nov. 1997.
- [8] C. J. L. Hermes, R. O. Piucco, J. R. Barbosa Jr., et C. Melo, « A study of frost growth and densification on flat surfaces », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 33, n° 2, p. 371-379, janv. 2009.
- [9] M. Fossa et G. Tanda, « Study of free convection frost formation on a vertical plate », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, n° 6-7, p. 661-668, août 2002.
- [10] M. Fossa et G. Tanda, « Frost formation in vertical channels under natural convection », *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 36, n° 3, p. 210-220, mars 2010.
- [11] Y. B. Lee et S. T. Ro, « An experimental study of frost formation on a horizontal cylinder under cross flow », *Int. J. Refrig.*, vol. 24, n° 6, p. 468-474, sept. 2001.
- [12] Y. Barzanoni, O. Noorshams, H. B. Tabrizi, et E. Damangir, « Experimental investigation of frost formation on a horizontal cold cylinder under cross flow », *Int. J. Refrig.*, vol. 34, n° 4, p. 1174-1180, juin 2011.
- [13] A. R. Tahavvor et M. Yaghoubi, « Experimental and numerical study of frost formation by natural convection over a cold horizontal circular cylinder », *Int. J. Refrig.*, vol. 33, n° 7, p. 1444-1458, nov. 2010.
- [14] A. R. Tahavvor et M. Yaghoubi, « Prediction of frost deposition on a horizontal circular cylinder under natural convection using artificial neural networks », *Int. J. Refrig.*, vol. 34, n° 2, p. 560-566, mars 2011.

-
- [15] W.-M. Yan, H.-Y. Li, Y.-J. Wu, J.-Y. Lin, et W.-R. Chang, « Performance of finned tube heat exchangers operating under frosting conditions », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 46, n° 5, p. 871-877, févr. 2003.
- [16] K. Lenic, A. Trp, et B. Frankovic, « Transient two-dimensional model of frost formation on a fin-and-tube heat exchanger », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, n° 1-2, p. 22-32, janv. 2009.
- [17] B. Na et R. L. Webb, « A fundamental understanding of factors affecting frost nucleation », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 46, n° 20, p. 3797-3808, sept. 2003.
- [18] Z. Liu, H. Wang, X. Zhang, S. Meng, et C. Ma, « An experimental study on minimizing frost deposition on a cold surface under natural convection conditions by use of a novel anti-frosting paint. Part I. Anti-frosting performance and comparison with the uncoated metallic surface », *Int. J. Refrig.*, vol. 29, n° 2, p. 229-236, mars 2006.
- [19] Z. Liu, H. Wang, X. Zhang, S. Meng, et C. Ma, « An experimental study on minimizing frost deposition on a cold surface under natural convection conditions by use of a novel anti-frosting paint. Part II. Long-term performance, frost layer observation and mechanism analysis », *Int. J. Refrig.*, vol. 29, n° 2, p. 237-242, mars 2006.
- [20] Z. Liu, X. Zhang, H. Wang, S. Meng, et S. Cheng, « Influences of surface hydrophilicity on frost formation on a vertical cold plate under natural convection conditions », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 31, n° 7, p. 789-794, juillet 2007.
- [21] Z. Liu, Y. Gou, J. Wang, et S. Cheng, « Frost formation on a super-hydrophobic surface under natural convection conditions », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, n° 25-26, p. 5975-5982, décembre 2008.
- [22] Y. Hayashi, A. Aoki, S. Adachi, et K. Hori, « Study of Frost Properties Correlating With Frost Formation Types », *J. Heat Transf.*, vol. 99, n° 2, p. 239-245, mai 1977.
- [23] C. J. L. Hermes, « An analytical solution to the problem of frost growth and densification on flat surfaces », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, n° 23-24, p. 7346-7351, nov. 2012.
- [24] C. J. L. Hermes, F. R. Loyola, et V. S. Nascimento Jr., « A semi-empirical correlation for the frost density », *Int. J. Refrig.*, vol. 46, p. 100-104, oct. 2014.
- [25] M. Kandula, « Frost growth and densification in laminar flow over flat surfaces », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, n° 15-16, p. 3719-3731, juillet 2011.
- [26] M. Sami et Duong, *Mass and heat transfer during frost growth*, vol. 95. New York, NY, ETATS-UNIS: American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, 1989.

- [27] D. L. O'Neal, *The effects of frost formation on the performance of a parallel plate heat exchanger*, PhD thesis, Mechanical Engineering Department, Purdue University, West Lafayette, IN, USA. 1983.
- [28] Y.-X. Tao, R. W. Besant, et K. S. Rezkallah, « A mathematical model for predicting the densification and growth of frost on a flat plate », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 36, n° 2, p. 353-363, janv. 1993.
- [29] D.-K. Yang, K.-S. Lee, et D.-J. Cha, « Frost formation on a cold surface under turbulent flow », *Int. J. Refrig.*, vol. 29, n° 2, p. 164-169, mars 2006.
- [30] J. Cui, W. Z. Li, Y. Liu, et Z. Y. Jiang, « A new time- and space-dependent model for predicting frost formation », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 31, n° 4, p. 447-457, mars 2011.
- [31] D. Sakay, *Contribution à la caractérisation expérimentale des transferts couplés en écoulement turbulent en conduite horizontale avec ou sans condensation*. 2014.
- [32] M. Volmer, *Kinetik der Phasenbildung*. Dresden: Steinkopff, 1939.
- [33] J. E. McDonald, « Homogeneous Nucleation of Vapor Condensation. I. Thermodynamic Aspects », *Am. J. Phys.*, vol. 30, n° 12, p. 870-877, 1962.
- [34] J. E. McDonald, « Homogeneous Nucleation of Vapor Condensation. II. Kinetic Aspects », *Am. J. Phys.*, vol. 31, n° 1, p. 31-41, 1963.
- [35] N. H. Fletcher, *The physics of rainclouds*. 1962.
- [36] A. W. Adamson et A. P. Gast, *Physical chemistry of surface*. 1997.
- [37] A. G. Gerber, « Two-Phase Eulerian/Lagrangian Model for Nucleating Steam Flow », *J. Fluids Eng.*, vol. 124, n° 2, p. 465-475, mai 2002.
- [38] A. Kantrowitz, « Nucleation in very rapid vapor expansions », *J. Chem. Phys.*, p. 1097-1100, 1951.
- [39] C. T. Sanders, *The influence of frost formation and defrosting on the performance of air coolers*. Technische Hogeschool, Lab. for Refrigeration, Delft, Netherlands, 1974.
- [40] H. G. Weller, « Derivation, modelling and solution of the conditionally averaged two-phase flow equations ». Nabla Ltd., 2002.
- [41] L. Schiller et Z. Naumann, « A drag coefficient correlation », *Z Ver Dtsch. Ing*, p. 77-318.
- [42] D. Gidaspow, *Multiphase Flow and Fluidization Continuum and Kinetic Theory Descriptions*, Academic Press. San Diego, 1994.
- [43] S. Ergun, « Fluid flow through packed column », *Chem Eng Prog*, vol. 48, 1952.

-
- [44] Y. C. Wen et Y. H. Yu, « Mechanics of fluidization », *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, vol. 62, p. 100–111, 1966.
- [45] J. F. Richardson et W. N. Zaki, « Sedimentation and Fluidization: Part I », *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, vol. 32, p. 35-53, 1954.
- [46] M. Syamlal et T. J. O'Brien, « Computer simulation of bubbles in a fluidized bed », présenté à AIChE Symp. Ser, 1989, vol. 85, p. 22-31.
- [47] M. D. Smooke, *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*. 1991.
- [48] U. Piomelli, « High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model », *Phys. Fluids A*, vol. 5, n° 6, p. 1484-1490, 1993.
- [49] M. H. Rausch, A. P. Fröba, et A. Leipertz, « Dropwise condensation heat transfer on ion implanted aluminum surfaces », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, n° 5-6, p. 1061-1070, mars 2008.
- [50] J. D. Yonko et C. F. Sepsy, « An Investigation of the Thermal Conductivity of Frost while Forming on a Flat Horizontal Plate », *ASHRAE Transactions*, p. 1.1-1.11, 1967.
- [51] G. Biguria et L. A. Wenzel, « Measurement and Correlation of Water Frost Thermal Conductivity and Density », *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 9, n° 1, p. 129-138, févr. 1970.
- [52] C. A. Knight, « The contact angle of water on ice », *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 25, n° 2, p. 280-284, oct. 1967.
- [53] R. B. Bird, W. E. Stewart, et E. N. Lightfoot, *Transport phenomena*, John Wiley and Sons Inc., vol. 7. New York, 1960.
- [54] R. L. Webb, *Principles of Enhanced Heat Transfer*. New York: J. Wiley & Sons, 1994.
- [55] J. C. Han, S. Dutta, et S. V. Ekkad, *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*. New York: Taylor & Francis Publishers, 2001.
- [56] L.-T. Tian, Y.-L. He, Y.-G. Lei, et W.-Q. Tao, « Numerical study of fluid flow and heat transfer in a flat-plate channel with longitudinal vortex generators by applying field synergy principle analysis », *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 36, n° 2, p. 111-120, février 2009.
- [57] J. Jeong et F. Hussain, « On the identification of a vortex », *J. Fluid Mech.*, vol. 285, p. 69-94, 1995.
- [58] J. ZHOU, R. J. ADRIAN, S. BALACHANDAR, et T. M. KENDALL, « Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow », *J. Fluid Mech.*, vol. 387, p. 353-396, 1999.

- [59] E. Balaras, « Modeling complex boundaries using an external force field on fixed Cartesian grids in large-eddy simulations », *Comput. Fluids*, vol. 33, n° 3, p. 375-404, mars 2004.
- [60] M. V. Pham, F. Plourde, et S. K. Doan, « Turbulent heat and mass transfer in sinusoidal wavy channels », *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, n° 5, p. 1240-1257, oct. 2008.
- [61] P. De Palma, M. D. de Tullio, G. Pascazio, et M. Napolitano, « An immersed-boundary method for compressible viscous flows », *Comput. Fluids*, vol. 35, n° 7, p. 693-702, août 2006.
- [62] C.-K. Kim, S.-T. J. Yu, et Z.-C. Zhang, « Cavity Flows in a Scramjet Engine by the Space-Time Conservation and Solution Element Method », *AIAA J.*, vol. 42, n° 5, p. 912-919, mai 2004.
- [63] Y.-H. Tseng et J. H. Ferziger, « A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry », *J. Comput. Phys.*, vol. 192, n° 2, p. 593-623, décembre 2003.
- [64] J. Yang et E. Balaras, « An embedded-boundary formulation for large-eddy simulation of turbulent flows interacting with moving boundaries », *J. Comput. Phys.*, vol. 215, n° 1, p. 12-40, 2006.
- [65] U. Ghia, K. N. Ghia, et C. T. Shin, « High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method », *J. Comput. Phys.*, vol. 44, p. 387-411, 1982.
- [66] N. Ben-Cheikh, F. Hammami, A. Campo, et B. Ben-Beya, « A dynamic sub-grid scale model for large eddy simulation of turbulent flows in a lid-driven cubical cavity », *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 340, n° 10, p. 721-730, oct. 2012.

Annexes

A1. Méthode des frontières immergées

Le solveur développé repose sur une approche aux frontières immergées (IBM – ImmersedBoundary Method). La méthode des frontières immergées repose sur l'introduction de termes sources dans les équations pour tenir compte de la présence d'une paroi, cette dernière n'étant plus nécessairement et explicitement maillée. Afin de représenter la frontière rigide, une force directe F_i est implicitement ajoutée aux équations des fluides[59]. L'équipe a développé depuis plusieurs années des approches aux frontières immergées[60] à partir mailles cartésiens réguliers.

Il existe plusieurs familles de modèles aux frontières immergées et l'une des toutes premières utilise les « forcing-points » (les points de fluide avec au moins un voisin dans le solide) pour définir les forces au voisinage de la frontière immergée. Cette technique a été largement utilisée dans le domaine biomédical et est considérée comme robuste. La technique de reconstruction doit s'appliquer afin d'être la plus flexible possible[61], [62], en assurant un ordre de précision le plus élevé. Plusieurs variantes existent[63] alors que la très populaire méthode de reconstruction par cellule fictive « ghost-cells » (points à l'intérieur du solide avec au moins un voisin dans le fluide) a été appliquée sur des écoulements à géométries complexes. Lorsque le corps se déplace dans le domaine de calcul, les natures mêmes des cellules sont modifiées (des cellules solides deviennent des cellules fictives, des cellules fictives deviennent fluide...). Par exemple, lorsqu'une cellule solide devient fluide, il n'existe pas d'antécédents dans la phase fluide et aucune valeur de vitesse et pression au pas de temps précédent. Le choix de ces valeurs peut introduire des parasites en vorticité près de la frontière, pouvant conduire à des erreurs importantes. Yang et al. [64] ont proposé une méthode de reconstruction locale similaire en utilisant « forcing-points » et « ghost-cells » afin de traiter les obstacles mobiles. Pour les problèmes des frontières immobiles, ils n'utilisent que la reconstruction de type « forcing-point ». Dans notre champ application (vol d'un projectile avec modification de position et/ou de géométrie), nous utilisons l'approche couplée « ghost-cell » points et « forcing-point ».

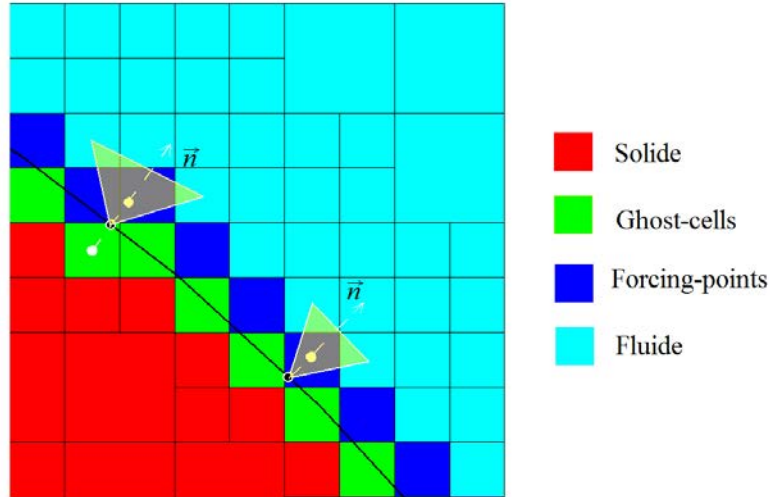


Figure A.1 : Présentation de la méthode IBM

Tout d'abord, le maillage cartésien adaptatif est divisé en quatre catégories de points différents : nœuds fluides, forcing-points, ghost-cells points et nœuds solides. Détaillons l'application de ces forcing points F_i^k :

$$F_i^k = \frac{u_s - \tilde{u}_i^k}{\Delta t} - RHS_i^k \quad (\text{A.1})$$

où RHS_i^k contient les termes de convection, de viscosité et du gradient de pression. En raison du fait que la plupart des forcing-points ne coïncident pas avec les frontières solides, les vitesses, température et pression sont alors reconstruites par une procédure d'interpolation quadrique. En 2D, la fonction d'interpolation s'écrit :

$$\phi = a_0 + a_1x + a_2y + a_3xy + a_4x^2 + a_5y^2 \quad (\text{A.2})$$

Les six constantes du polynôme sont évaluées à partir de cinq nœuds fluides voisins et du point sur la paroi. Pour les conditions aux limites de type Dirichlet, a_i est calculé par :

$$a = B^{-1}\phi \quad (\text{A.3})$$

avec

$$B = \begin{pmatrix} 1 & x_0 & y_0 & x_0^2 & x_0 y_0 & y_0^2 \\ 1 & x_1 & y_1 & x_1^2 & x_1 y_1 & y_1^2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & x_5 & y_5 & x_5^2 & x_5 y_5 & y_5^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Pour les conditions aux limites de Neumann (gradient de la pression imposé ou gradient de la température imposé), la forme de la matrice B change légèrement :

$$B = \begin{pmatrix} 1 & -\sin(\theta_0) & \cos(\theta_0) & -2\sin(\theta_0)x_0 & \cos(\theta_0)x_0 & 2\cos(\theta_0)y_0 \\ 1 & x_1 & y_1 & x_1^2 & x_1 y_1 & y_1^2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & x_5 & y_5 & x_5^2 & x_5 y_5 & y_5^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

avec θ_0 la pente locale au niveau du nœud frontière. Finalement, les coefficients peuvent être obtenus systématiquement pour la reconstruction :

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \dots \\ a_5 \end{pmatrix} = B^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \\ \phi_1 \\ \dots \\ \phi_5 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

avec $\partial \phi_0 / \partial n$ la condition Neumann pour la pression ou la température.

A2. Validation du modèle LES

A2.1. Cavité

Le cas cavité a été choisi comme le cas validation du modèle LES. Pour vérifier la performance du code FFM avec un écoulement faible (Reynolds de 100 à 1000), le cas cavité en 2D a été réalisé (cf. Figure A2). Les paramètres physiques de l'écoulement sont présentés dans le Tableau A1.

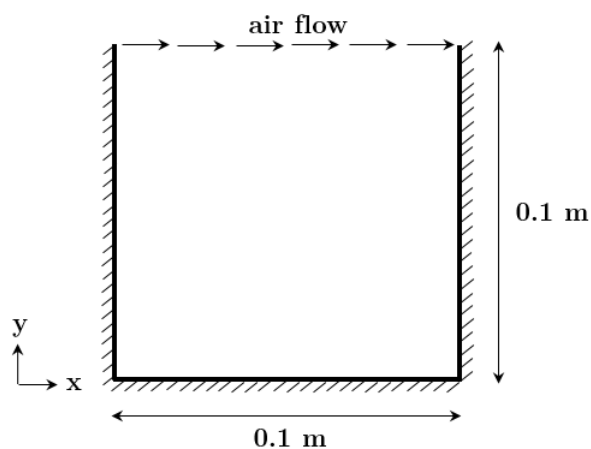


Figure A.2 – Cas validation cavité 2D

Viscosité dynamique (kg/ms)	1×10^{-5}
Vitesse (m/s)	0.01 ; 0.04 ; 0.1
Reynolds	100 ; 400 ; 1000

Tableau A.1 – Paramètres de l'écoulement

Les résultats numériques a été comparé avec le travail de Ghia et al. [65] qui a aussi utilisé la méthode multi-grid pour résoudre les équations Navier-Stokes. Le Figure A.3, A.4 et A.5 présente la comparaison du cas Reynolds de 100, 400, 1000 respectivement. On a trouvé un accord avec le travail de Ghia et al. [65].

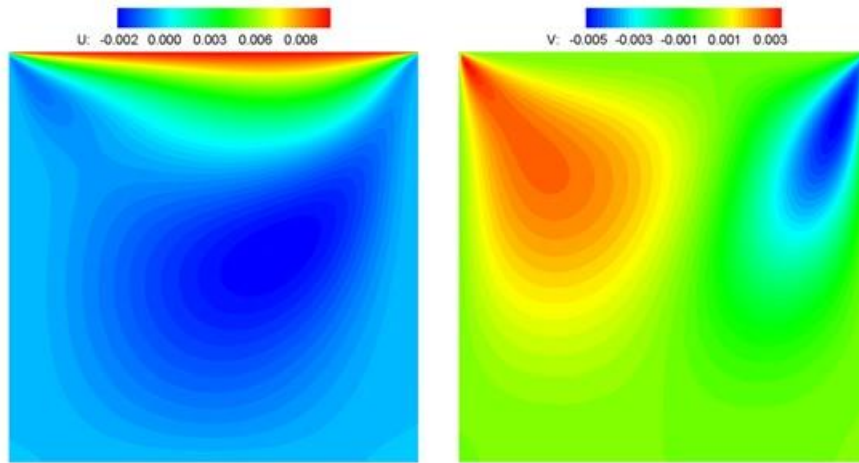


Figure A.3 – Champ de vitesse moyenne u et v de $Re\ 100$

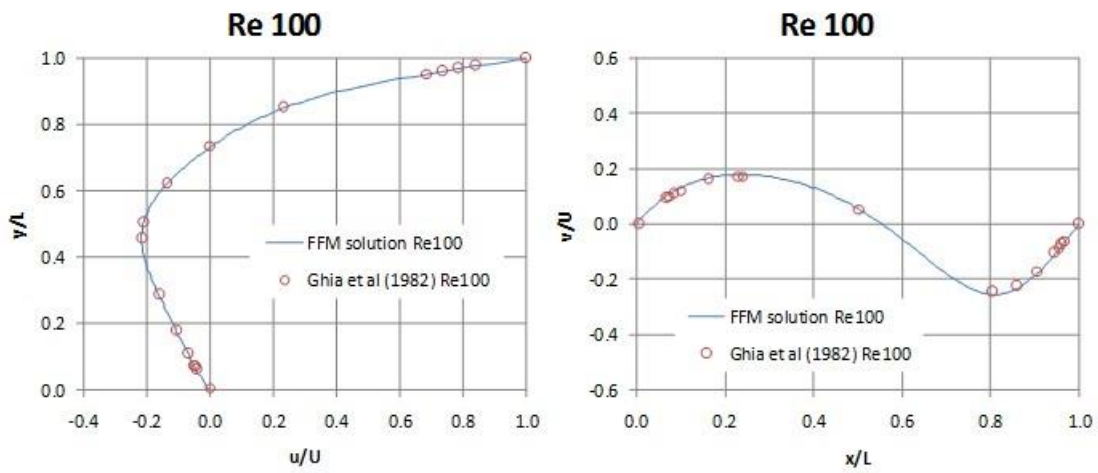


Figure A.4 – Comparaison la vitesse adimensionnelle U et V de $Re\ 100$

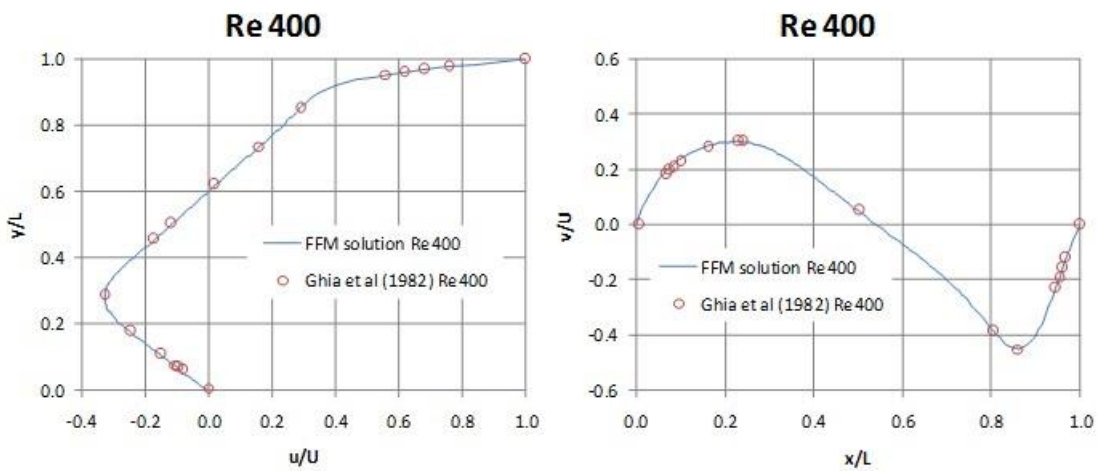


Figure A.5 – Comparaison la vitesse adimensionnelle U et V de $Re\ 400$

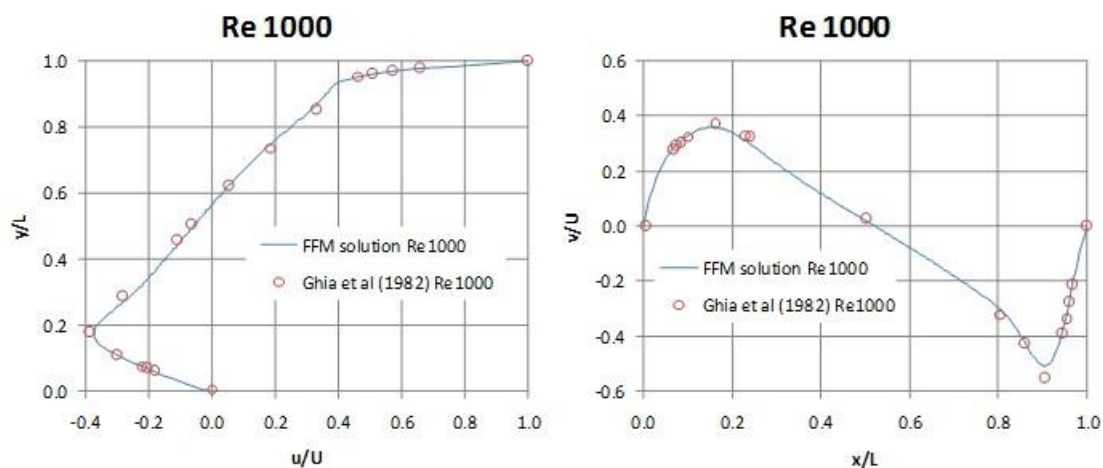


Figure A.6 – Comparaison la vitesse adimensionnelle U et V de Re 1000

Un cas de validation 3D de cavité (cf. Figure A.6) avec un Reynolds de 10000 a été réalisé. Ce cas test correspond au travail de Ben-Cheikh et al. [66].

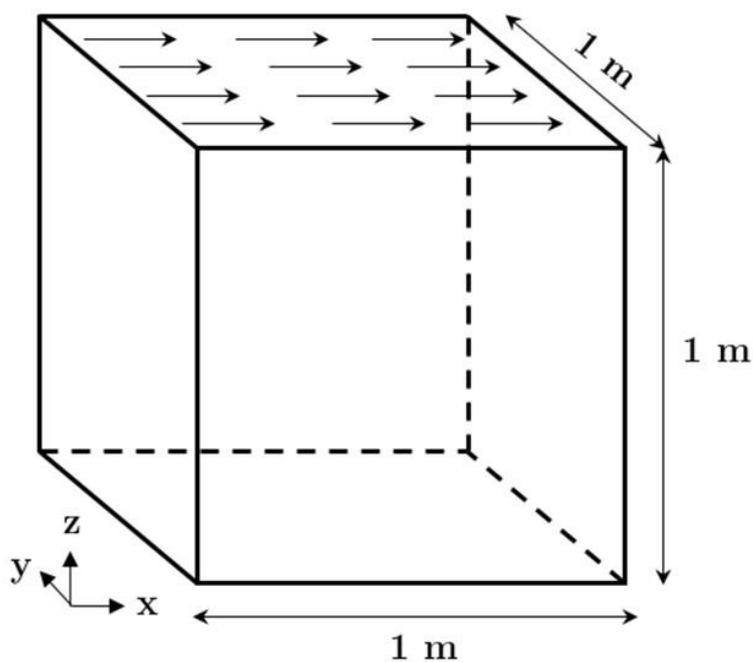


Figure A.7 – Géométrie du cas cavité 3D

Viscosité dynamique (kg/ms)	1×10^{-5}
Vitesse (m/s)	0.1
Reynolds	10000

Tableau A.2 – Paramètres de l'écoulement du cas cavité 3D

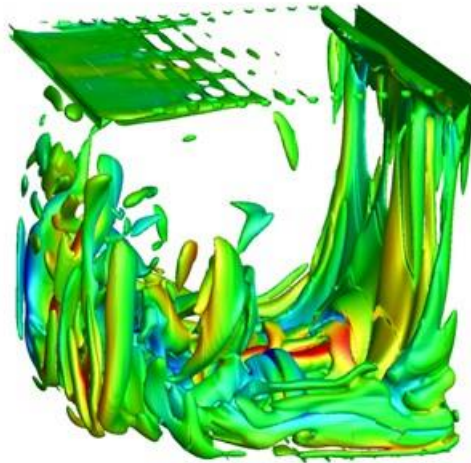


Figure A.8 – Iso-valeur de Q

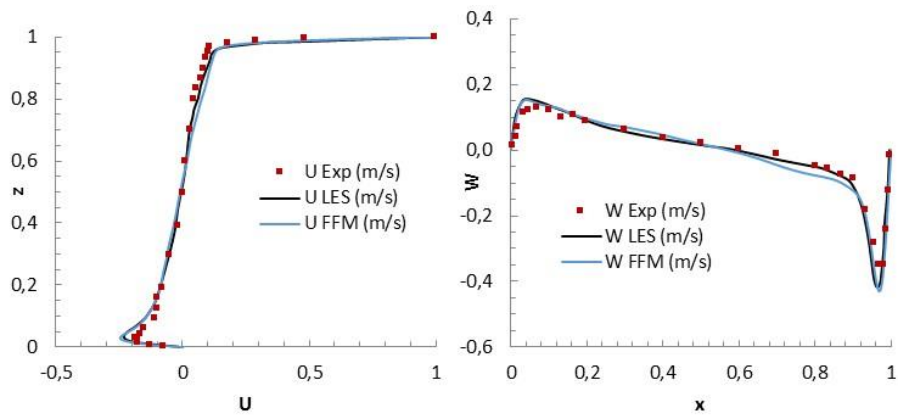


Figure A.9 – Profil de vitesse adimensionnelle U et W

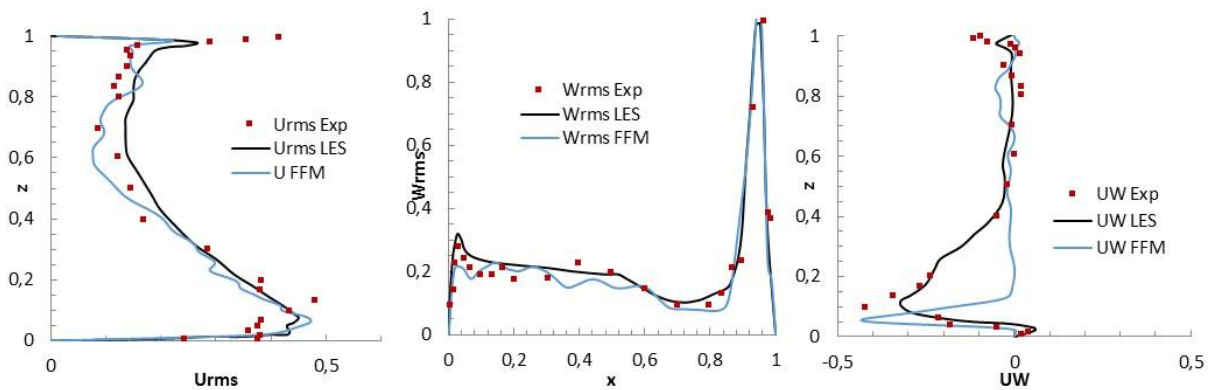


Figure A.10 – Fluctuation de la vitesse U , W et UW

A2.2. Vortex générateur

Le travail de Tian et al. [56] a été pris comme le cas de validation la performance la partie transfert thermique du code FFM.

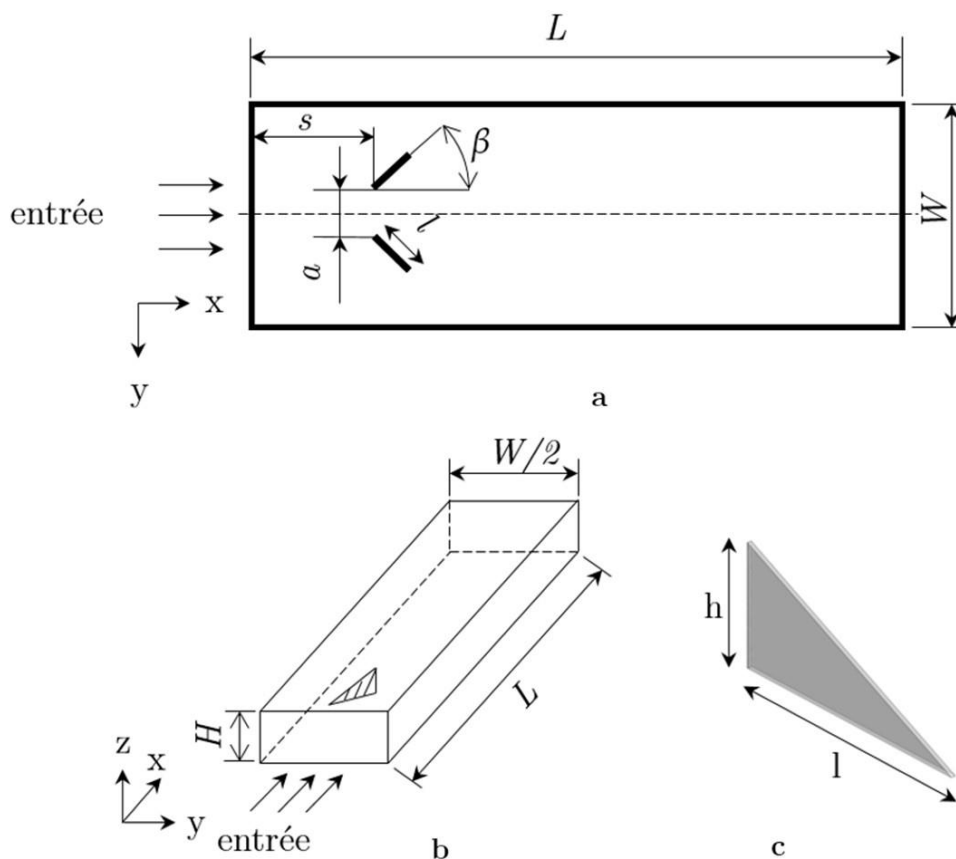


Figure A.11 : Géométrie du cas de validation le transfert thermique avec un vortex générateur

Pour étudier l'influence du promoteur sur le transfert de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur par convection h a été estimé et le flux échangé a été calculé comme :

$$Q = \dot{m} c_p (T_{en} - T_{sor}) \quad (\text{A.7})$$

Avec \dot{m} le débit de l'écoulement,

c_p la chaleur spécifique,

T_{en}, T_{sor} les températures moyennes entre l'entrée et la sortie.

Le coefficient de transfert convectif s'obtient alors par :

$$h = \frac{Q}{A \Delta T} \quad (\text{A.8})$$

Avec A la surface de transfert et la différence de température en moyenne logarithmique ΔT est calculée comme :

$$\Delta T = \frac{(T_{paroi} - T_{en}) - (T_{paroi} - T_{sor})}{\ln\left[\frac{(T_{paroi} - T_{en})}{(T_{paroi} - T_{sor})}\right]} \quad (\text{A.9})$$

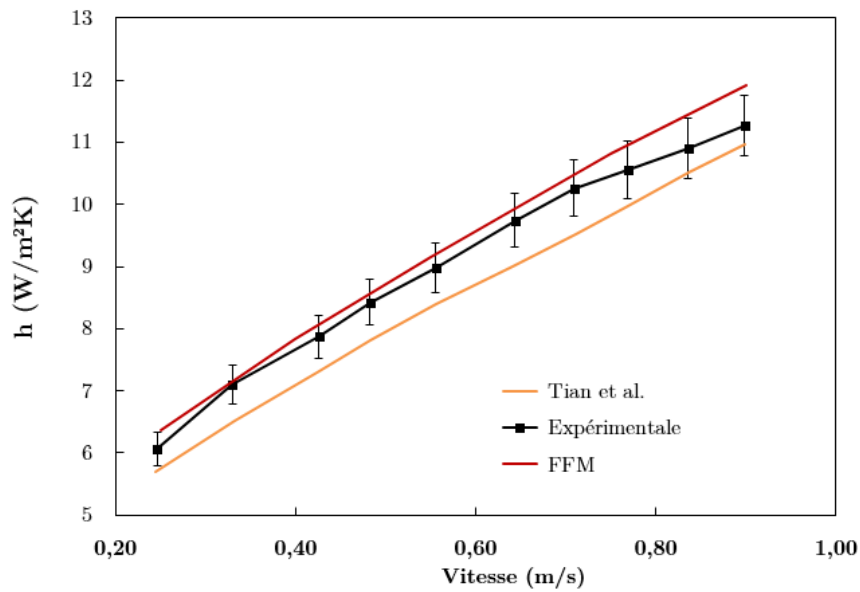


Figure A.12 : Evolution du coefficient transfert thermique h en fonction de la vitesse

Résumé

L'étude concerne la prise en glace d'une paroi thermiquement contrôlée placée au sein d'une conduite dans laquelle se développe un écoulement turbulent d'air humide. L'ensemble des essais expérimentaux a été réalisé à partir du banc d'essai HUMIDE, soufflerie dédiée conçue au laboratoire et modifiée afin de suivre au cours du temps l'augmentation de masse de glace. Une analyse paramétrique de l'influence du taux d'humidité et de la vitesse de l'écoulement sur le dépôt de glace a été réalisée et, à partir de la mesure du flux global, il a été possible d'estimer les flux convectifs en présence de la glace. Les résultats soulignent clairement que les flux convectifs sont plus ou moins accentués en fonction de l'humidité. Une tentative de modélisation du mélange air – vapeur d'eau/glace, a été développée en partant de la théorie de nucléation et les différentes confrontations soulignent la très forte sensibilité des résultats vis-à-vis des conditions aux limites et de la modélisation. Au-delà de géométries simples comme la plaque, une géométrie caractéristique d'un échangeur a également été simulée notamment pour caractériser de manière qualitative les mécanismes de prise en glace de tels systèmes.

Mots clés : Modélisation, Prise en glace, Désublimation, Transfert de masse, Turbulence, Eulérienne/Eulérienne

Abstract

The study concerns the de-sublimation of a thermally controlled flat plate placed within a wind tunnel in which develops a turbulent moist air flow. A parametric analysis of the influence of humidity and the velocity of the flow on the ice formation was carried out and, from the measurement of global heat flux, it is possible to estimate the convective heat transfer with the presence of ice. The results show that the convective fluxes are more or less accentuated depending on the humidity. A solver to modeling of air - vapor/ice, was developed base on the theory of nucleation heterogeneous. Beyond simple geometry such as a flat plate, a characteristic geometry of a heat exchanger was also simulated in particular to qualitatively characterize the ice formation mechanisms of such systems.

Keywords : Modeling, Desublimation, Mass transfer, Turbulent, Eulerienne/Eulerienne