



HAL
open science

**Etude de l'impact de la rugosité et de différentes
structurations de surface sur le transfert de chaleur dans
les passages condensation des vaporiseurs-condenseurs
cryogéniques**

Marie-Adélaïde Cremieux

► **To cite this version:**

Marie-Adélaïde Cremieux. Etude de l'impact de la rugosité et de différentes structurations de surface sur le transfert de chaleur dans les passages condensation des vaporiseurs-condenseurs cryogéniques. Thermique [physics.class-ph]. HESAM Université, 2021. Français. NNT : 2021HESAC032 . tel-03971291

HAL Id: tel-03971291

<https://theses.hal.science/tel-03971291>

Submitted on 3 Feb 2023

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

présentée par : **Marie-Adélaïde CREMIEUX**

soutenue le : **27 septembre 2021**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée au : **Conservatoire national des arts et métiers**

Discipline : **Energétique – Génie des Procédés**

Spécialité : **Energétique**

Etude de l'impact de la rugosité et de différentes structurations de surface sur le transfert de chaleur dans les passages condensation des vaporiseurs-condenseurs cryogéniques

(Version publique)

THÈSE dirigée par :

M. MARVILLET Christophe, Professeur du Cnam, Lafset, Cnam

et co-encadrée par :

M. TREMEAC Brice, maître de conférences, Lafset, Cnam

Mme. GIRAUD Florine, maître de conférences, Lafset, Cnam

Jury

M. Hervé DUVAL , Professeur, LGPM, CentraleSupélec	Président
Mme Valérie SARTRE , Maître de conférences, CETHIL, Insa Lyon	Rapportrice
M. Laurent ROYON , Professeur, LIED, Université de Paris	Rapporteur
M. Christophe MARVILLET , Professeur, Lafset, CNAM	Directeur de thèse
Mme Florine GIRAUD , Maître de conférences, Lafset, CNAM	Co-encadrante
M. Brice TREMEAC , Maître de conférences, Lafset, CNAM	Co-encadrant
M. Marc WAGNER , Ingénieur, Air Liquide	Invité
M. Frédéric CRAYSSAC , Ingénieur, Air Liquide	Invité
M. Jacopo SEIWERT , Docteur, Air Liquide	Invité

Affidavit

Je soussignée, Marie-Adélaïde Crémieux, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est le travail réalisé dans le cadre de mon projet de thèse, sous la direction scientifique et l'accompagnement technique de Christophe Marvillet (Cnam), de Brice Tréméac (Cnam), de Florine Giraud (Cnam), de Frédéric Crayssac (Air Liquide), de Marc Wagner (Air Liquide), de Jacopo Seiwert (Air Liquide) et de Younès Belmekki (Air Liquide), dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche.

Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Paris, le 10 juillet 2021

Signature

ליוסף בן יעקב

Remerciements

Je tiens à remercier vivement tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué au bon déroulement de mes recherches et à la rédaction de ce travail.

Je pense en premier lieu à mes encadrants de thèse :

Christophe Marvillet, mon directeur de thèse, et Brice Tréméac et Florine Giraud, mes encadrants côté Lafset.

Frédéric Crayssac, sans qui cette thèse n'aurait jamais été ce qu'elle est ; ainsi que Marc Wagner et Jacopo Seiwert, mes encadrants côté Air Liquide.

Je voudrais également exprimer ma gratitude aux différents membres du jury :

Hervé Duval, président du jury, à qui je dois également de m'être lancée dans cette grande aventure de la thèse doctorale ; ainsi que Valérie Sartre et Laurent Royon, qui ont accepté d'être rapporteurs.

Je tiens également à remercier particulièrement les personnes de l'atelier d'Air Liquide qui ont contribué à la fabrication de certains éléments de nos bancs d'essai :

Remigio Dicicco, Fabrice Poirier et Philippe Branger.

Merci aussi à tous ceux qui, sans prendre part à mes travaux, m'ont soutenue et avec qui j'ai partagé de belles discussions :

Manasa Periyapattana, Inès Ben Elmekki, Najib Chouikhi, Mickaël Petrilli, Youssef Abdo, Mikaël Wattiau, Jorge Tovar, Alexandre Michaud, Henri de Varax, Jean-Marc Constant, John Pachon, Thomas Pourbaix, Apolline Lecourt, Claire Girard, Etienne Rigon, Anh Thao Thieu, Kaijun Koh et toutes les autres personnes du groupe GP&C et de l'équipe PSE1 !

Merci enfin à mes amis, à ma famille et plus particulièrement à mes parents pour leur soutien indéfectible !

Résumé

Les vaporiseurs-condenseurs cryogéniques sont des échangeurs de chaleur à plaques et ailettes brasées utilisés dans les Unités de Séparation d'Air (ASU) d'Air Liquide dans lesquels, d'un côté, du diazote se condense tandis que, de l'autre, du dioxygène se vaporise. De nombreuses années de recherche académique et industrielle ont permis d'améliorer considérablement le transfert de chaleur côté vaporisation, rendant les performances thermiques actuellement comparables côté vaporisation et côté condensation. L'objectif de cette thèse est donc d'étudier les phénomènes physiques survenant dans les passages condensation de ces échangeurs, et plus particulièrement de tester de nouvelles structurations de surfaces afin d'améliorer de manière passive le transfert thermique.

Dans le cadre de cette thèse, principalement expérimentale, un banc d'essai cryogénique ayant une température de fonctionnement comprise autour de 77 K, permettant de tester des maquettes réduites de vaporiseurs-condenseurs (100*200 mm, un passage condensation, un passage vaporisation), a été conçu, développé, instrumenté et mis en route. Deux maquettes fabriquées et instrumentées selon un protocole déterminé dans le cadre de la thèse sont étudiées. La première maquette est dotée d'une surface plane côté condensation. Plusieurs structurations de surface sont successivement réalisées : 4 surfaces rugueuses de rugosité Ra comprise entre 0,07 μm à 7,62 μm , et 1 surface cannelée. La deuxième maquette présente des ailettes similaires à celles utilisées dans les vaporiseurs-condenseurs industriels.

Les performances thermiques obtenues (flux et coefficients d'échanges locaux et globaux) sont présentées pour différentes conditions de sous-refroidissement pariétal et d'arrosage. Les phénomènes entrant en jeu lors de la condensation sur une surface développée 2D sont expliqués physiquement, au regard de la littérature et les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs prédites par les corrélations présentes dans la littérature. Une nouvelle corrélation pour les surfaces cannelées est développée à l'aide des résultats expérimentaux obtenus lors de cette étude.

Mots-Clefs : vaporiseur-condenseur cryogénique, condensation, structuration de surface, rugosité, coefficient d'échange.

Résumé en anglais

In order to liquefy the air and especially the nitrogen contained in the air, Air Liquide uses brazed plates heat exchangers inside which, on one side, nitrogen is condensed and on the other side, oxygen is vaporized. After many years of academic and industrial research, thermal performances obtained while vaporizing oxygen are nowadays comparable to the thermal performances obtained while condensing nitrogen in these units. The aim of this present work is thus to improve the thermal performance while condensing nitrogen by enhancing the heat transfer through surface structuration.

During this PhD thesis, a cryogenic test bench designed to allow a working temperature below 77 K was designed, mounted, and started. This test bench allows the testing of various mock-ups of 100 x 200 mm composed of one pass of nitrogen and one pass of oxygen. Two mock-ups are studied. The first one is constituted of a flat plate on the condensation side. The roughness of this plate is first set at 4 different values ranging from $Ra = 0,07 \mu\text{m}$ to $Ra = 7,62 \mu\text{m}$, and the plate is then enhanced with flutes. The plate of the second test section is constituted of fins comparable to the fins used in the industrial process.

Thermal performances obtained (heat fluxes and heat transfer coefficients) for different wall subcooling and wetting values are introduced and compared to values and trends predicted by correlations obtained in the literature. Physical phenomena observed are discussed. A new correlation based on the experimental data obtained is developed for the fluted surface.

Key-words : cryogenic heat exchanger, condensation, surface structuration, roughness, heat transfer coefficient.

Table des matières

Affidavit	3
ליוסף בן יעקב	5
Remerciements	7
Résumé	9
Résumé en anglais	10
Chapitre 1. Etude bibliographique	37
1.1. Fondamentaux de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale... 38	
1.1.1. Mécanisme physique et différents types de condensation	38
1.1.2. Types d'écoulements et critères de transition lors de la condensation en film sur plaque plane verticale	40
1.1.2.1. Les principaux régimes d'écoulement.....	41
1.1.2.2. Les critères de transition	42
1.1.3. Les coefficients d'échange thermique lors de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale	45
1.1.3.1. Régime laminaire : la corrélation de Nusselt	46
1.1.3.2. Régime laminaire à vagues/ondulé : la corrélation de Kutateladze	47
1.1.3.3. Régime turbulent : la corrélation de Labuntsov	48
1.1.3.4. Corrélation combinée	48
1.1.4. Application à la condensation en film tombant de l'azote	49
1.1.4.1. Régime laminaire : comparaison à la théorie de Nusselt	50
1.1.4.2. Régime laminaire à vagues/ondulé : comparaison à la corrélation de Kutateladze.....	52
1.2. Influence de la structuration de surface à échelle microscopique	54
1.2.1. Utilisation de surface développées à échelle microscopique	54
1.2.1.1. Introduction	54
1.2.1.2. Les surfaces 2D cannelées verticalement.....	56
1.2.2. Surface rugueuse	61
1.2.2.1. Impact de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique.....	62
1.2.2.2. Les corrélations	63

1.3.	Influence de la structuration de surface à échelle macroscopique	65
1.3.1.	Généralités.....	65
1.3.1.1.	Etat de l'art sur l'étude de la condensation dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées.....	65
1.3.1.2.	Le coefficient d'ailette	66
1.3.1.3.	Comparaison des coefficients d'échange thermique estimés expérimentalement à la littérature	67
1.3.2.	Régimes d'écoulement	68
1.3.2.1.	Régimes d'écoulements pour des canaux rectangulaires étroits et verticaux avec écoulement descendant	68
1.3.2.2.	Cartes d'écoulements	70
1.3.3.	Comparaison avec les corrélations développées pour des surfaces planes ..	72
1.3.4.	Comparaison avec les corrélations développées pour des canaux conventionnels et des mini/microcanaux	73
1.3.4.1.	Classification des canaux	74
1.3.4.2.	Corrélations expérimentales pour la condensation dans des canaux conventionnels et dans des mini/microcanaux	76
1.3.4.3.	Modèle analytique pour la condensation dans des mini/microcanaux	77
1.4.	Conclusions	78
Chapitre 2.	Banc d'essai.....	79
2.1.	Le banc d'essai	80
2.1.1.	Objectifs	80
2.1.2.	Contraintes	81
2.1.3.	Concept du banc d'essai	81
2.1.4.	Paramètres variables.....	82
2.1.5.	Description détaillée du banc d'essai [confidentiel]	84
2.1.6.	Fonctionnement du banc d'essai	84
2.2.	Instrumentation.....	86
2.2.1.	Mesures de pressions.....	86
2.2.2.	Mesure de température	86
2.2.3.	Mesure des débits	88
2.2.4.	Visualisation des écoulements	88

2.3.	Description des maquettes utilisées.....	89
2.3.1.	Généralités [confidentiel]	89
2.3.2.	Structuration de surface microscopique	89
2.3.2.1.	Rugosité.....	89
2.3.2.2.	Surface développée 2D [confidentiel]	90
2.3.3.	Structuration de surface macroscopique	90
2.4.	Conclusions	91
Chapitre 3.	Sources d'incertitude liées au banc expérimental	93
3.1.	Estimation du coefficient d'échange thermique.....	94
3.1.1.	Estimation des coefficients d'échange thermique locaux	94
3.1.2.	Estimation du coefficient d'échange thermique moyen.....	95
3.2.	Les mesures de température	96
3.2.1.	Choix du type de sonde et particularités cryogéniques	96
3.2.1.1.	Comparatif entre les différents types de sonde	96
3.2.1.2.	Sensibilité des thermocouples à température cryogénique	99
3.2.2.	Montage des thermocouples.....	100
3.2.2.1.	Les différents types de branchements	100
3.2.2.2.	Montage choisi pour le banc d'essai	102
3.2.3.	Corrélations utilisées	103
3.2.3.1.	Objectifs	103
3.2.3.2.	Corrélations mesures absolues (thermocouples de type E).....	104
3.2.3.3.	Corrélations pour la mesure différentielle.....	105
3.2.3.4.	Conclusions	105
3.2.4.	Etalonnage des sondes de température [confidentiel]	106
3.2.5.	Estimation des incertitudes de mesures de température.....	106
3.2.5.1.	Méthodologie	106
3.2.5.2.	Incertitudes associées au premier banc d'étalonnage (maquettes de type surface plane)	107
3.2.5.3.	Incertitudes associées au nouveau banc d'étalonnage.....	111
3.2.5.4.	Résumé : incertitudes des mesures de températures absolues et des mesures de différences de températures	113

3.3.	Positionnement des thermocouples dans la séparatrice.....	115
3.3.1.	Solution proposée [confidentiel]	115
3.3.2.	Calculs d'incertitudes	115
3.3.2.1.	Incertainces de positionnement liées à la contraction de l'aluminium ...	115
3.3.2.2.	Estimation de l'incertitude liée au positionnement des thermocouples .	116
3.4.	Conductivité thermique [confidentiel]	117
3.5.	calculs d'incertitudes pour les densités de flux et coefficients d'échange thermique	117
3.5.1.	Incertainces liées aux mesures locales.....	117
3.5.2.	Incertainces liées à la mesure globale.....	118
Chapitre 4. Résultats expérimentaux : influence de la structuration de surface à échelle microscopique (Maquette dite surface plane)		
4.1.	Outils et procédures de calculs.....	122
4.1.1.	Approche locale.....	122
4.1.1.1.	Calcul de la densité de flux thermique locale	122
4.1.1.2.	Calcul de la température de paroi locale	122
4.1.1.3.	Calcul du sous-refroidissement pariétal local	123
4.1.1.4.	Calcul du coefficient d'échange thermique local.....	123
4.1.2.	Approche par la moyenne sur toute la paroi	123
4.1.2.1.	Calcul des grandeurs moyennées sur toute la paroi	123
4.1.2.2.	Calcul de la puissance moyenne reçue côté condensation	124
4.1.2.3.	Calcul du débit moyen de condensat.....	124
4.1.3.	Approche à partir des données issues des mesures de débit	125
4.1.3.1.	Calcul du débit de condensat.....	125
4.1.3.2.	Calcul du coefficient d'échange thermique moyen.....	125
4.1.3.3.	Calcul de la différence de température dans la séparatrice	125
4.1.3.4.	Calcul de l'épaisseur du film liquide en bas de la plaque	126
4.1.3.5.	Calcul du nombre de Reynolds en bas de la paroi	126
4.2.	conditions de tests, vérification des hypothèses et validation des résultats	127
4.2.1.	Conditions expérimentales	127
4.2.1.1.	Vérification de l'étalonnage	127

4.2.1.2.	Description des points de mesure.....	129
4.2.2.	Vérification des hypothèses	130
4.2.2.1.	Hypothèse selon laquelle les phénomènes de désurchauffe et de sous-refroidissement sont négligeables devant le phénomène de condensation	131
4.2.2.2.	Hypothèse selon laquelle le film de condensat est à température de saturation	132
4.2.2.3.	Hypothèse de conduction 1D dans la paroi	132
4.2.2.4.	Hypothèse selon laquelle le côté condensation est limitant	134
4.2.2.5.	Hypothèse selon laquelle le confinement lié à la plaque de visualisation n'a pas d'impact sur l'écoulement.....	138
4.2.3.	Comparaison de résultats obtenus via des mesures différentes.....	139
4.2.3.1.	Comparaison des mesures de différences de températures locales et de la différence de températures estimée d'après la mesure de débit de condensat	139
4.2.3.2.	Comparaison du débit de condensat calculé et du débit de condensat mesuré	140
4.3.	Interprétation des résultats	141
4.3.1.	Condensation en film tombant sur plaque plane (étude de la version a de la maquette surface plane).....	141
4.3.1.1.	Types d'écoulement	141
4.3.1.2.	Résultats expérimentaux	143
4.3.1.3.	Comparaison à la théorie de Nusselt	147
4.3.1.4.	Comparaison à la théorie de Kutateladze	152
4.3.1.5.	Comparaison avec des corrélations de la littérature	155
4.3.1.6.	Conclusions	157
4.3.2.	Condensation en film tombant sur des surfaces rugueuses	158
4.3.2.1.	Résultats expérimentaux	158
4.3.2.2.	Interprétation	160
4.3.3.	Surface développée 2D (version e de la maquette surface plane) [confidentiel]	162
4.4.	Conclusions	163
Chapitre 5.	Résultats expérimentaux : étude de la structuration de surface à échelle macroscopique, étude à visée industrielle [confidentiel]	165
Bibliographie.....		169

Résumé.....	249
Résumé en anglais.....	250

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Caractéristiques d'études expérimentales portant sur la condensation de l'azote sur des surfaces verticales.	49
Tableau 1.2 : Ecart moyen et écart maximal à la théorie de Nusselt, pour les différents auteurs présentés plus haut et travaillant sur la condensation de l'azote. Un écart négatif (respectivement positif) indique des coefficients d'échange thermique expérimentaux plus élevés (respectivement plus faibles) que ceux calculés via la théorie de Nusselt.....	51
Tableau 1.3 : Caractéristiques des quatre surfaces cannelées utilisées dans l'étude de Uehara <i>et al.</i> (1985).	61
Tableau 1.4 : Conditions expérimentales lors des expériences portant sur la condensation dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées. Les valeurs marquées d'un astérisque ont été estimées d'après les données disponibles dans les articles.	66
Tableau 1.5 : Classification des canaux selon différents auteurs.	75
Tableau 1.6 : Dimensions de l'échangeur à plaques et ailettes brasées de l'étude de Rossato <i>et al.</i> (2017).	76
Tableau 2.1 : Valeurs des principaux paramètres de fonctionnement du banc d'essai	83
Tableau 2.2 : Caractéristiques de la caméra utilisée pour visualiser les écoulements.	88
Tableau 2.3 : Valeur de la rugosité pour les différentes versions de la maquette surface plane.	89
Tableau 3.1 : Comparatif des différents types de sondes selon plusieurs critères.	97
Tableau 3.2 : Résolution de la centrale d'acquisition pour différents types de sondes.....	103
Tableau 3.3 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de saturation.	107
Tableau 3.4 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de soudure froide.....	108
Tableau 3.5 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type E. L'obtention de l'incertitude « Conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ » est explicitée pour les thermocouples de type T dans l'annexe 5. La démarche est identique pour des thermocouples de type E. L'incertitude « T° de soudure froide » est obtenue en convertissant la valeur obtenue dans la section 3.2.5.2.2 en μV	109
Tableau 3.6 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type T. L'obtention de l'incertitude « Conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ » est explicitée pour les thermocouples de type T dans l'annexe 5. L'incertitude « T° de soudure froide » est obtenue en convertissant la valeur obtenue dans la section 3.2.5.2.2 en μV	110
Tableau 3.7 : Incertitudes liées à l'estimation d'une différence de températures avec des thermocouples de type E.	111
Tableau 3.8 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de soudure froide.....	112

Tableau 3.9 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type E.....	112
Tableau 3.10 : Incertitudes liées à l'estimation d'une différence de températures avec des thermocouples de type E.	113
Tableau 3.11 : Résumé des incertitudes élargies pour les mesures de températures absolues et de différences de températures.....	114
Tableau 3.12 : Valeur de la contraction thermique linéaire de l'aluminium pur, pour plusieurs températures cryogéniques.....	115
Tableau 3.13 : Valeur des incertitudes liées au positionnement des thermocouples dans les rainures. Les valeurs sont ici données pour un thermocouple.....	116
Tableau 3.14 : Sources d'incertitudes lors d'une mesure d'une densité de flux thermique locale ou lors de l'estimation d'un coefficient d'échange thermique local.	117
Tableau 3.15 : Sources d'incertitudes lors de l'estimation d'un coefficient d'échange thermique moyen.	119
Tableau 4.1: Résultats de la vérification de l'étalonnage des thermocouples.....	128
Tableau 4.2: Valeurs des différents paramètres expérimentaux.	130
Tableau 4.3 : Surchauffe et sous-refroidissement moyen du gaz en entrée/sortie du passage condensation pour les cinq versions de la maquette surface plane. La première valeur de chaque cellule correspond à la valeur moyenne, tandis que la plage de variation est donnée entre parenthèses.	131
Tableau 4.4 : Nombre de points de mesures (/nombre total de mesures), pour chaque version de la maquette plane, et pour chaque triplet de thermocouples, pour lesquels le côté condensation n'est pas limitant.	134
Tableau 4.5 : Expression de certains paramètres en fonction des quatre zones délimitées. ..	151

Liste des figures

Figure 1.1 : A gauche : condensation en gouttes et condensation en film (Incropera <i>et al.</i> , 2007). Le tube en bas de l'image est indiqué pour l'échelle et a un diamètre de 1 mm. A droite : écoulement mixte (film/gouttes) (Parin <i>et al.</i> , 2018).	38
Figure 1.2 : Principaux régimes d'écoulement pour de la condensation en film tombant sur une paroi verticale (Faghri & Zhang, 2006).	41
Figure 1.3 : Evolution du film liquide à travers l'espace et le temps (Zhu <i>et al.</i> , 2020).....	44
Figure 1.4 : Modélisation de la condensation en film tombant, dans le cadre de la théorie de Nusselt (Incropera <i>et al.</i> 2007).	46
Figure 1.5 : Principaux résultats expérimentaux obtenus pour de la condensation d'azote en film tombant, et comparaison à la théorie de Nusselt. Il s'agit ici de coefficients d'échanges moyennés sur la hauteur de la plaque.....	50
Figure 1.6 : Représentation du Co en fonction du Re du film liquide pour différentes études sur la condensation de l'azote en film tombant (Tang <i>et al.</i> , 2017).	52
Figure 1.7 : A gauche : surface cannelée avec des ailettes d'une hauteur de l'ordre de 1 mm (Webb, 1988). A droite, surface dotée de micro-ailettes 3D, d'une hauteur de l'ordre de 1 mm (Ho <i>et al.</i> , 2018).	55
Figure 1.8 : Schéma de l'écoulement de condensation en film sur une surface cannelée verticale avec canal de drainage rectangulaire (Adamek & Webb, 1990).	56
Figure 1.9 : Canal optimal, à fond plat, pour un condenseur vertical à tube (Mori <i>et al.</i> , 1981).	58
Figure 1.10 : Surface cannelée avec film de condensat. Y sont également indiquées les lignes de courant (Kedzierski & Webb, 1990).	59
Figure 1.11 : Surfaces lisse et rugueuse observée au microscope électronique (x1200) (Longo <i>et al.</i> , 2004).	63
Figure 1.12 : Vue en coupe d'un passage d'échangeur à plaques et ailettes brasées (Rossato <i>et</i> <i>al.</i> , 2017).	67
Figure 1.13: Différents types d'écoulements pouvant se produire lors d'un écoulement vertical descendant dans un canal rectangulaire étroit. Ces illustrations proviennent de l'étude de Chalgeri & Jeong (2019). De gauche à droite et de haut en bas : écoulement à bulles (a), à larges bulles (b), à poches bouchons (c), « slug » (d), « churn-turbulent » (e), indéfini (f), film tombant (g), annulaire (h)	69
Figure 1.14 : Carte des écoulements entre deux plaques verticales, espacées de 0,778 mm ou 1,465 mm, dans l'étude de Ali <i>et al.</i> (1993). Les lignes d'intérêt ici sont les lignes V-D (vertical downward). L'écoulement « rivulet » correspond au film tombant de Chalgeri & Jeong (2019) ou Kim <i>et al.</i> (2018).	70

Figure 1.15: Carte des écoulements dans l'étude de Xing <i>et al.</i> (2014). La carte est développée pour un canal rectangulaire vertical avec écoulement descendant de dimensions 1,41x43x2000 mm. BF : écoulement à bulles ; SF : écoulement « slug », CF : écoulement « churn », AF : écoulement annulaire.	71
Figure 1.16 : Carte d'écoulement de Chalgeri & Jeong (2019). Il s'agit d'écoulements verticaux descendants (air/eau), dans un canal rectangulaire d'épaisseur 2,35 mm et de largeur 67 mm. Les courbes en pointillés permettent une comparaison avec un écoulement ascendant.	72
Figure 1.17 : Résultats expérimentaux de Robertson <i>et al.</i> (1986), pour des ailettes droites. .	73
Figure 2.1 : Schéma de principe du banc expérimental. (Dimensions du bain de vaporisation : 400*150*172 mm ³)	82
Figure 2.2 : Remplissage du ranger 600L avec de l'azote liquide.	85
Figure 2.3 : Positionnement des principales mesures de température (vue de face, côté condensation). Les indices h, m, b correspondent respectivement aux sondes de température de la rangée du haut, milieu, bas. De même, les indices g et d correspondent à gauche et droite (vue de face). La pression PR1 est la pression de l'azote mesurée en entrée du passage condensation.....	87
Figure 2.4 : Système de godet permettant la mesure du débit de condensat.....	88
Figure 2.5 : De gauche à droite, versions a, b, c et d de la maquette surface plane.	89
Figure 2.6 : De gauche à droite et de haut en bas, versions a, b, c, et d de la maquette surface plane. Zoom sur l'état de surface.	90
Figure 3.1 : Déviation entre les mesures des thermocouples et du thermomètre gaz hydrogène, dans l'étude de Giauque <i>et al.</i> (1927).	98
Figure 3.2 : Sensibilité des thermocouples de type T et E, sur la plage [-215 ; -185°C].	99
Figure 3.3 : Différents types de branchement pour les mesures différentielles. En haut à gauche : branchement différentiel simple, en haut à droite : branchement mesures absolues, en bas : branchement différentiel + mesures absolues.	101
Figure 3.4 : Branchement mixte avec compensations de soudure froide.....	102
Figure 3.5 : Ecart entre la température de référence et la température mesurée par la sonde avant étalonnage, en fonction de la température d'étalonnage.	108
Figure 4.1 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	133
Figure 4.2 : Ratio des sous-refroidissements pariétaux du côté vaporisation et du côté condensation, en fonction de la différence de pression entre les deux côtés de l'échangeur (gauche) ou de l'arrosage en entrée du passage condensation (droite). Un ratio supérieur à	

100% indique que le côté limitant est le côté vaporisation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	135
Figure 4.3 : Représentation de la surchauffe pariétale côté vaporisation en fonction de la densité de flux surfacique.....	137
Figure 4.4 : Ecart entre le débit calculé via les coefficients d'échange et le débit réellement mesuré. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	140
Figure 4.5 : Nombre de Reynolds du film liquide représenté pour différents arrosages en fonction du sous-refroidissement pariétal. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	142
Figure 4.6 : Coefficients d'échange représentés fonction du sous-refroidissement pariétal. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane, pour les deux mesures différentes (mesures locales de différences de températures dans la séparatrice et mesures de débits en sortie du passage condensation). Cas sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation.	143
Figure 4.7 : Représentation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen, pour différentes valeurs de débits d'arrosages en entrée du passage condensation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.	145
Figure 4.8 : Représentation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du débit d'arrosage en entrée du passage condensation, pour différentes valeurs de différence de pression entre les côtés condensation et vaporisation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.	146
Figure 4.9 : Coefficients d'échange thermique moyens obtenus lors des tests expérimentaux (avec et sans arrosage) sur la version a de la maquette, et comparaison à la théorie de Nusselt.....	150
Figure 4.10 : Erreur des coefficients d'échange thermique moyens obtenus par rapport à la théorie de Nusselt en fonction de l'épaisseur moyenne de film sur toute la plaque.	150
Figure 4.11 : Illustration de l'impossibilité de prendre le nombre de Reynolds du film liquide dans les corrélations, pour les cas avec arrosage.	153
Figure 4.12 : Coefficients d'échange thermique moyen expérimentaux en fonction du nombre de Reynolds modifié. Comparaison à la corrélation de Kutateladze. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	154
Figure 4.13 : Ecart entre les coefficients d'échange expérimentaux et la corrélation de Kutateladze, en fonction du nombre de Reynolds modifié. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.....	155
Figure 4.14 : Comparaison des résultats expérimentaux aux résultats de la littérature sur la condensation de l'azote en film tombant.....	156

Figure 4.15 : Représentation des coefficients d'échange thermique moyens, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen, pour les versions a, b, c et d de la maquette surface plane. Cas sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation.	158
Figure 4.16 : Coefficients d'échange thermique expérimentaux en fonction du sous-refroidissement pariétal, pour différents arrosages, et pour les versions a, c et d de la maquette surface plane.	159
Figure 4.17 : Coefficients d'échange thermiques moyens (estimés d'après le débit mesuré de condensat) en fonction de l'épaisseur moyenne de film liquide, pour les versions a à d de la maquette surface plane.	160

Liste des annexes

Annexes.....	183
Annexe 1 : Exemple de corrélations développées lors de la condensation d'un fluide dans des canaux.....	185
Partie 1. Revue des corrélations	185
Partie 2. Le modèle de Shah (2016b) pour la condensation dans des canaux conventionnels et dans des mini/micro canaux, lien avec le type d'écoulement	190
Annexe 2 : Revue expérimentale des méthodes de mesure et d'estimation des flux thermiques et coefficients d'échange locaux lors de la condensation en film	193
Partie 1. Estimation du flux thermique	194
Partie 2. Estimation du coefficient d'échange	201
Partie 3. Conclusions	203
Partie 4. Application au banc d'essai de la thèse [confidentiel].....	204
Annexe 3 : Comportement des modules Peltier à température cryogénique [confidentiel]	205
Annexe 4 : Méthode d'estimation de la corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type E	207
Partie 1. Corrélations estimées par interpolation.....	208
Partie 2. Corrélations estimées par curve-fitting	209
Partie 3. Comparaison et choix du type de corrélation.....	210
Annexe 5 : Méthode d'estimation des corrélations $\mu\text{V} \leftrightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type T.....	213
Partie 1. La corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$	213
Partie 2. La corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$	213
Annexe 6 : Valeurs des coefficients pour les corrélations de conversion $^\circ\text{C} \leftrightarrow \mu\text{V}$	215
Partie 1. Thermocouples de type E.....	215
Partie 2. Thermocouples de type T.....	218
Annexe 7 : Conversion pression \leftrightarrow Température de bulle (Azote)	221
Partie 1. Dans le cas de l'azote	221
Partie 2. Dans le cas de l'argon	223
Annexe 8 : Ancienne version du banc d'étalonnage cryogénique	227
Partie 1. Description de la première version du banc d'étalonnage	227

Partie 2.	Les acquisitions de mesure.....	228
Partie 3.	Résultats et incertitudes de mesure	228
Annexe 9 : Evaluation de la conductivité thermique de l'aluminium 3003 O à température cryogénique [confidentiel]		229
Annexe 10 : Estimation du ratio 1D pour les maquettes de type surface plane		231
Partie 1.	Ratio 1D : version a de la maquette surface plane	231
Partie 2.	Ratio 1D : version b de la maquette surface plane	233
Partie 3.	Ratio 1D : version c de la maquette surface plane	236
Partie 4.	Ratio 1D : version d de la maquette surface plane	238
Partie 5.	Ratio 1D : version e de la maquette surface plane [confidentiel]	241
Annexe 11 : Cohérence des valeurs des coefficients d'échange thermique moyen obtenus via la mesure de débit de condensat en sortie du passage condensation et les mesures de différences de températures dans la paroi.		243
Annexe 12 : Description du modèle avec coefficient d'ailette [confidentiel].....		245
Annexe 13 : Estimation du ratio 1D pour la maquette industrielle [confidentiel]		247

Nomenclature

Lettres latines

a	Demi-longueur d'une ailette (m)
A	Surface (m ²)
Ar	Nombre d'Archimède (-)
b	Largeur de la paroi (m)
Bo	Nombre de Bond (-)
c _p	Capacité calorifique (J.K ⁻¹ .kg ⁻¹)
c _{p,l}	Capacité calorifique de la phase liquide (J.K ⁻¹ .kg ⁻¹)
c _{p,v}	Capacité calorifique de la phase gazeuse (J.K ⁻¹ .kg ⁻¹)
Co	<ul style="list-style-type: none"> - Nombre de condensation (-) - Nombre de confinement (-)
d	Diamètre (m)
d _h	Diamètre hydraulique (m)
e	Epaisseur ou hauteur, indiqué selon les cas (-)
e ₁	Epaisseur de métal entre les deux thermocouples les plus extrêmes (m)
e ₂	Distance du thermocouple à la paroi extérieure côté condensation (m)
e ₃	Distance du thermocouple à la paroi extérieure côté vaporisation (m)
e _{A/B}	f.é.m (force électromotrice) générée par un thermocouple composé des matériaux A et B (V)
e _A	f.é.m (force électromotrice) dans le matériau A (V)
f _{LO}	Facteur de friction phase liquide (-)
f _{VO}	Facteur de friction phase gazeuse (-)

g	Accélération de la pesanteur (m.s^{-2})
Gr	Nombre de Grashof (-)
h	- Hauteur (m) - Coefficient d'échange thermique ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
H	Nombre de condensation adimensionné (Uehara <i>et al.</i> , 1985) (-)
h_{local}	Coefficient d'échange thermique local côté condensation ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
h_{moyen}	Coefficient d'échange thermique moyenné sur toute la plaque côté condensation ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
h_{primaire}	Coefficient d'échange thermique rapporté à la surface primaire côté condensation ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
Δh_{fg}	Chaleur latente de vaporisation de l'azote (J.kg^{-1})
I	Intensité du courant (A)
Ja	Nombre de Jakob (-)
Kj	Inverse du nombre de Ohnesorge (-)
Ku	Nombre de Kutateladze (-)
l	Largeur (m)
l_c	Longueur capillaire (m)
L	Hauteur du passage condensation (m)
\dot{m}_0	Débit massique d'arrosage en entrée du passage condensation (kg.s^{-1})
\dot{m}	Débit massique (kg.s^{-1})
$\dot{m}_{\text{condensat}}$	Débit massique de condensat (kg.s^{-1})
$\dot{m}_{\text{mesuré}}$	Débit massique mesuré (kg.s^{-1})
\dot{m}_s	Débit massique surfacique ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
$\dot{m}(x)$	Débit massique, à la hauteur x (kg.s^{-1})

Nu	Nombre de Nusselt (-)
$Nu_{An,s}$	Nombre de Nusselt dans le cas d'une force de tension de surface dominante (-)
$Nu_{An,s}$	Nombre de Nusselt dans le cas de forces de cisaillement dominantes (-)
%perforation	Pourcentage de perforation (-)
P	<ul style="list-style-type: none"> - Fréquence de rainurage de la plaque (m^{-1}) - Périmètre mouillé (m) - Pression (bar) - Puissance (W)
ΔP	Différence de pression (bar)
Pr	Nombre de Prandtl (-)
q_w	Flux thermique dans la paroi (W)
R	Résistance (Ω)
Re	Nombre de Reynolds (-)
$Re_{bas\ paroi}$	Nombre de Reynolds au bas de la paroi (-)
Re_{eq}	Nombre de Reynolds équivalent, défini au cas par cas (-)
Re_{δ}	Nombre de Reynolds du film liquide (-)
S_1	Surface de la paroi plane à laquelle on soustrait la surface située sous les jambes des ailettes (m^2)
$S_{1, brute}$	Surface de la paroi plane (m^2)
S_2	Surface secondaire, i.e. des ailettes (m^2)
S_A	Coefficient de Seebeck du matériau A ($\mu V.K^{-1}$)
$S_{A/B}$	Coefficient de Seebeck du couple de matériaux A/B ($\mu V.K^{-1}$)
$S_{perforation}$	Surface équivalente des perforations (m^2)
S_{totale}	Surface totale de la plaque (m^2)
t	<ul style="list-style-type: none"> - Epaisseur d'une ailette (m) - Temps (s ou h)

T	Température ($^{\circ}\text{C}$ ou K)
$T_{\text{entrée, cond}}$	Température en entrée du passage condensation (K)
T_{fluide}	Température du fluide (K)
$T_{\text{mes, cond}}$	Température mesurée par le thermocouple du triplet le plus proche du côté condensation (K)
$T_{\text{mes, vap}}$	Température mesurée par le thermocouple du triplet le plus proche du côté vaporisation (K).
T_{paroi}	Température de la paroi (K)
$T_{\text{paroi, cond}}$	Température locale de la paroi côté condensation (K)
$T_{\text{paroi, cond, moyen}}$	Température moyenne de la paroi côté condensation (K).
$T_{\text{sat,}}$	Température de saturation (K)
$T_{\text{sat, cond}}$	Température de saturation côté condensation (K)
$T_{\text{sat, vap}}$	Température de saturation côté vaporisation (K)
$T_{\text{sortie, cond}}$	Température en sortie du passage condensation (K)
T_{SF}	Température de soudure froide (K ou $^{\circ}\text{C}$)
T_{SC}	Température de soudure chaude (K ou $^{\circ}\text{C}$)
ΔT	<ul style="list-style-type: none"> - Différence de température mesurée dans la paroi (K) - Différence de température mesurée dans le film liquide (K)
ΔT_{sr}	Sous-refroidissement pariétal (K)
$\Delta T_{\text{sr, moyen}}$	Sous-refroidissement pariétal moyen (K)
$\Delta T_{\text{sc, entrée}}$	Surchauffe du gaz en entrée du passage condensation (K)
$\Delta T_{\text{sr, sortie}}$	Sous-refroidissement du liquide en sortie du passage condensation (K)
U	Tension (V)
v	Vitesse transverse adimensionnée (-)
V	<ul style="list-style-type: none"> - Tension (V)

	- Volume (mL, L ou m ³)
x	- Hauteur (m). Cette hauteur vaut 0 en haut de la paroi et L en bas de la paroi. - Fraction massique (-)
y _{LR}	Coordonnée transverse adimensionnée épaisseur de film liquide (-)

Lettres grecques

β	Inverse de la longueur caractéristique d'une ailette, i.e. sur laquelle l'ailette participe à l'échange thermique avec le fluide (m ⁻¹)
Γ_0	Débit massique par unité de largeur d'arrosage (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
$\Gamma_{\text{condensat}}$	Débit massique par unité de largeur du condensat en sortie du passage condensation (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
$\Gamma_{\text{mesuré}}$	Débit massique par unité de largeur de liquide (condensat + arrosage) en sortie du passage condensation (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
$\Gamma(x)$	Débit massique de liquide par unité de largeur, à la hauteur x (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
δ	Epaisseur du film liquide (m)
δ_0	Epaisseur de film équivalente induite par l'arrosage (m)
$\delta_{\text{bas paroi}}$	Epaisseur de film au bas de la paroi (m)
$\delta(x)$	Epaisseur de film liquide à la hauteur x (m)
η	Coefficient d'ailette (-)
λ	Conductivité thermique de la paroi (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
λ_1	Conductivité thermique de l'azote liquide (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
μ_1	Viscosité dynamique de l'azote liquide (Pa.s)
ρ	Densité (kg.m ⁻³)
ρ_1	Densité de la phase liquide (kg.m ⁻³)

ρ_v, ρ_g	Densité de la phase gazeuse (kg.m^{-3})
σ	Tension de surface (N.m^{-1})
φ	Densité de flux thermique (W.m^{-2})
χ	Qualité (-)
ϕ	Multiplicateur diphasique (-)

Introduction

Le cœur de métier d'Air Liquide est la production de molécules essentielles d'oxygène et d'azote, au sein des ASU (Unités de Séparation d'Air, Figure 0.1). Air Liquide compte ainsi 369 ASU réparties à travers le monde et principalement dédiées à la Grande Industrie (chimie, métallurgie, raffinage et énergie). Ces ASU reposent sur le principe de la distillation cryogénique de l'air, qui est actuellement la méthode la plus efficace et la plus rentable permettant de séparer oxygène, azote, argon et gaz rares, pour obtenir des produits d'une grande pureté (Smith & Klosek, 2001). Il est par exemple possible de produire de l'oxygène avec une pureté de 99,8%. De manière générale, l'oxygène est le produit le plus valorisé de la séparation de l'air. Ces ASU peuvent fournir de quelques centaines de tonnes d'oxygène par jour, à plus de 20 000 tonnes pour les ASU « multi-trains », c'est-à-dire les ASU comportant plusieurs unités fonctionnant en parallèle.



Figure 0.1 : Unité de Séparation d'Air, Ingleside (USA).

Principe de fonctionnement d'une ASU

Une ASU fonctionne de la manière suivante : l'air entrant est tout d'abord comprimé, puis purifié par adsorption, avant d'être refroidi et envoyé dans la double colonne de distillation (numéros 13 et 15, Figure 0.2). Cette double colonne est composée d'une colonne BP (basse pression, 1,3 à 1,5 bar) et d'une colonne HP (haute pression, 5 à 6 bar). L'air est tout d'abord envoyé dans la colonne HP, où l'azote se trouve en tête de colonne, avec une concentration résiduelle d'oxygène de l'ordre de 1 ppm. En bas de colonne se trouve de l'air liquide, enrichi en oxygène (35 à 40%). Dans la colonne basse pression a lieu la séparation finale entre oxygène pur (bas de colonne) et azote pur (tête de colonne).

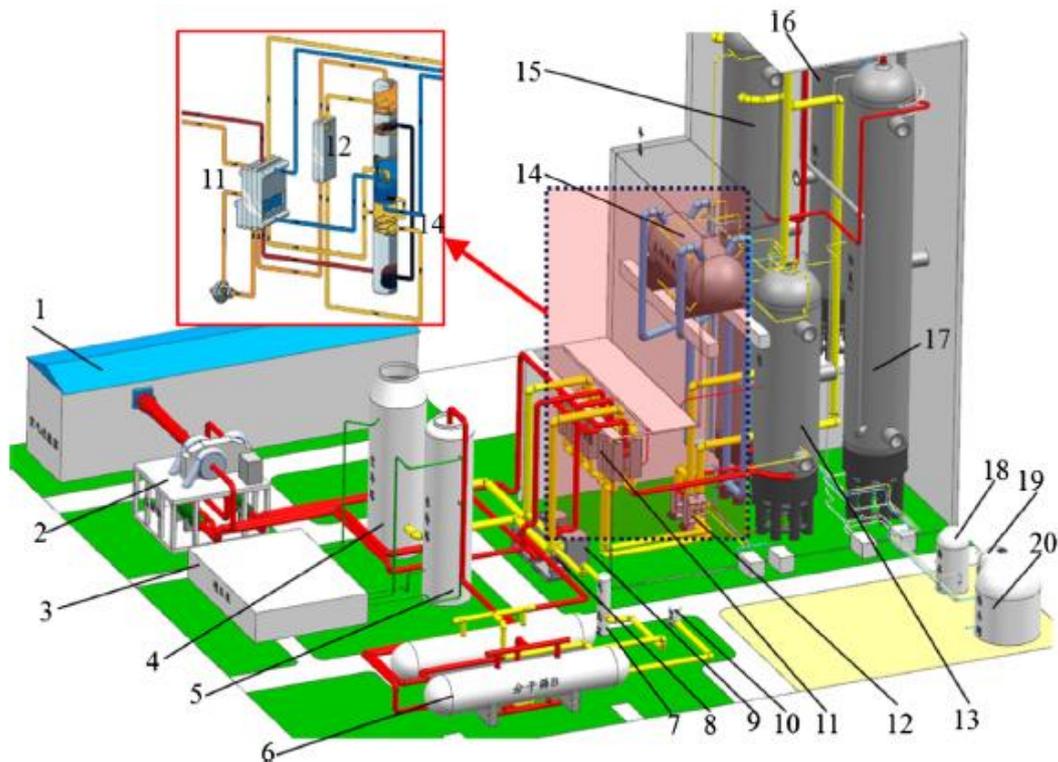


Figure 0.2 : Schéma de principe d'une Unité de Séparation d'Air (Xu *et al.*, 2017). 1. Filtre ; 2. Compresseur d'air ; 3. Pompe à eau ; 4. Tour de refroidissement de l'air ; 5. Tour de refroidissement de l'eau ; 6. Tamis d'adsorption moléculaire ; 7. Chauffage électrique ; 8. Superchargeur ; 9. Expansion Turbo ; 10. Silencieux ; 11. Echangeur de chaleur principal ; 12. Sous-refroidisseur ; 13. Colonne inférieure ; 14. Principal vaporiseur-condenseur ; 15. Colonne supérieure ; 16. Colonne Argon I ; 17. Colonne Argon II ; 18. Pompe argon liquide ; 19. Argon liquide ; 20. Azote liquide.

Les vaporiseurs-condenseurs

Description générale

Un échangeur de chaleur nommé vaporiseur-condenseur est utilisé comme rebouilleur de la colonne BP et condenseur de la colonne HP (numéro 14, Figure 0.2). Il permet ainsi de condenser de l'azote, entrant dans l'échangeur à une pression d'environ 5 bar, et de vaporiser

de l'oxygène, entrant à une pression d'environ 1,3 bar. Une partie de l'azote condensé dans l'échangeur est envoyée comme reflux, dans la colonne HP, tandis que le reste alimente le haut de la colonne BP.

Ce vaporiseur-condenseur est un échangeur de chaleur à plaques et ailettes brasées (Figure 0.3), en aluminium. Ce type d'échangeur présente des avantages en termes d'efficacité thermique, de compacité et de poids (Zhou & Yu, 2019), mais aussi de coût, et de capacité à être déployé à large échelle.

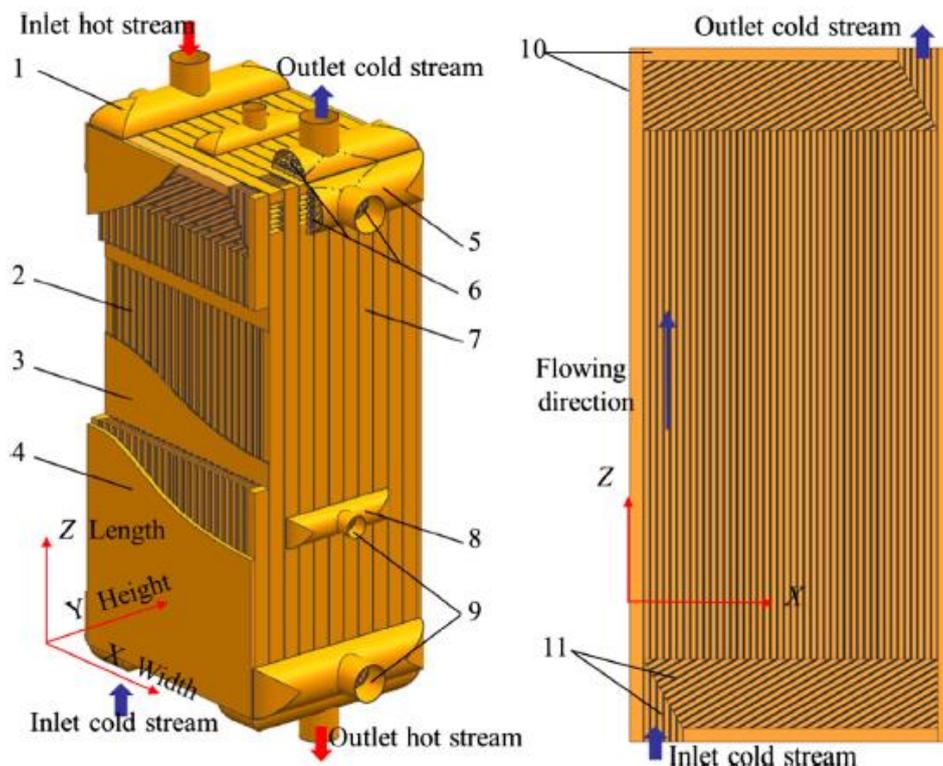


Figure 0.3 : Schéma d'un échangeur de chaleur à plaques et ailettes brasées (Xu *et al.*, 2017). A gauche : description de l'échangeur dans sa globalité. A droite : description d'un passage fluide. 1. Collecteur 1 ; 2. Passages ; 3. Séparatrice ; 4. Barres de côté ; 5. Collecteur 2 ; 6. Distributeur ; 7. Corps de l'échangeur ; 8. Collecteur intermédiaire ; 9. Piquages ; 10. Barres de côté ; 11. Distributeurs.

Les éléments d'intérêt dans cette étude sont les passages fluides (numéro 2, Figure 0.3). Ces passages correspondent à l'espace entre deux plaques séparatrices, dans lequel circule l'un des deux fluides (oxygène ou azote). Ces passages sont dotés d'ailettes, formant des canaux verticaux, et décrites dans le paragraphe suivant. Un agencement différent des ailettes en entrée de chaque fluide (canaux orientés avec un certain angle, par rapport à la verticale) permet une distribution uniforme du fluide dans chacun des canaux.

Les ailettes

Les ailettes (aussi appelées ondes) utilisées dans ces vaporiseurs-condenseurs sont généralement des ailettes droites perforées (Figure 0.4 ; Dib, 2007). Ces ailettes augmentent la

surface d'échange thermique, et les perforations permettent la recirculation du fluide entre les canaux formés par ces ailettes.

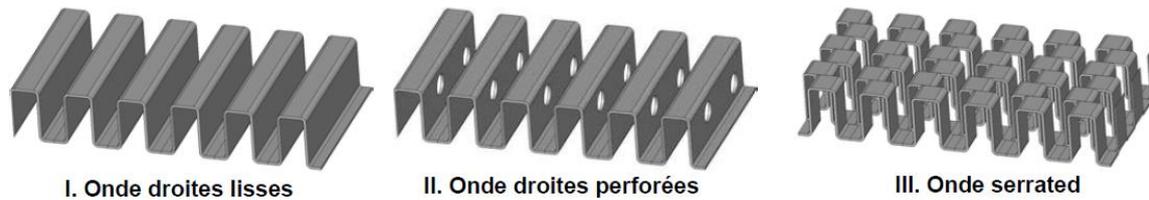


Figure 0.4 : Quelques types d'ailettes possibles dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées. Les ailettes utilisées dans les vaporiseurs-condenseurs sont les ailettes droites perforées (Dib, 2007).

Vaporiseurs-condenseurs à film vs vaporiseurs-condenseurs à bain

Il existe deux types différents de vaporiseur-condenseurs : les vaporiseur-condenseurs à film et les vaporiseur-condenseurs à bain. Ces deux types d'échangeurs sont décrits ci-dessous :

- Les vaporiseur-condenseurs à bain fonctionnent avec des écoulements à contre-courant : ascendant côté vaporisation et descendant côté condensation. Les passages vaporisation sont généralement entièrement noyés dans le bain d'oxygène liquide. La recirculation de liquide est élevée et est assurée par effet thermosiphon. Ces vaporiseurs ont une hauteur moyenne de 2 m. Ce type d'échangeur est plus sécuritaire, car les passages oxygène sont entièrement noyés dans le liquide, supprimant ainsi le risque d'ébullition à sec (van Hardeveld *et al.*, 2001).
- Les vaporiseurs-condenseurs à film fonctionnent avec des écoulements co-courants descendants. La vaporisation se fait sous forme de film liquide sur les parois. La circulation côté vaporisation est assurée par ruissellement sur les parois. Ce type de vaporiseurs est de plus grande taille (4 m en moyenne). Cet échangeur est intrinsèquement plus performant thermiquement pour plusieurs raisons : 1. côté vaporisation, le film liquide présente moins de résistance à l'échange thermique que dans le cas de canaux noyés, 2. l'oxygène entre à température de bulle, contrairement aux vaporiseurs à bain où l'oxygène est sous-refroidi (hauteur hydrostatique du bain liquide), 3. la perte de charge de l'écoulement gaz-liquide est négligeable. Il est toutefois à noter que ce type d'échangeur est moins sécuritaire (van Hardeveld *et al.*, 2001).

Nécessité d'améliorer les performances thermiques des vaporiseur-condenseurs

La séparation d'air par distillation cryogénique est un procédé dont la consommation énergétique, principalement au niveau du compresseur d'air, est forte (Zhu *et al.*, 2006). En effet, cette consommation énergétique est directement reliée à la pression de l'air à la sortie du compresseur principal (Håring, 2007). Or, celle-ci est fixée de manière à maintenir une différence de température « process » de l'ordre de 1 à 2 K dans le vaporiseur-condenseur. La pression dans la colonne BP est quant à elle imposée à une pression de l'ordre de 1,3 à 1,5 bar

pour des raisons de perte de charge (lors de l'évacuation du gaz résiduel de la colonne BP vers l'atmosphère). Afin de réduire la consommation énergétique de ces installations, une amélioration de l'efficacité des vaporiseurs-condenseurs en termes de transfert thermique semble donc nécessaire.

Amélioration du côté vaporisation [confidentiel]

Comment améliorer l'efficacité du côté Condensation ?

L'objectif de ce projet de recherche est donc tout d'abord d'approfondir les mécanismes mis en jeu lors de la condensation de l'azote en vue d'arriver à terme à développer des corrélations permettant de modéliser les échanges thermiques côté condensation, mais également de proposer de nouvelles structurations de surface améliorant l'échange thermique en condensation. Pour ce faire, une étude bibliographique permettant de comprendre les mécanismes mis en jeu lors de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale a tout d'abord été menée, puis complétée par une étude sur la condensation sur des surfaces avec des structurations à échelle macroscopique ou microscopique (Chapitre 1). Un dispositif expérimental fonctionnant à température cryogénique a par la suite été développé (Chapitre 2) et instrumenté de manière à réduire au maximum les incertitudes de mesure (Chapitre 3). Ce dispositif permet de comparer les échanges thermiques sur différentes maquettes, présentant différentes structurations de surface à échelle microscopique ou macroscopique. Une étude de l'impact de différents paramètres (sous-refroidissement pariétal, mouillage), sur la qualité des échanges thermiques, a également été menée dans le cadre de la condensation sur des structurations de surface à échelle microscopique (Chapitre 4), puis sur des structurations de surface à échelle macroscopique (i.e. ailettes), du type de celles utilisées industriellement (Chapitre 5).

Chapitre 1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'objectif de ce chapitre est de fournir les informations nécessaires à la compréhension du contexte scientifique et des résultats présentés dans la suite de cet ouvrage. La première partie de ce chapitre est dédiée à la compréhension des mécanismes physiques de la condensation, de sa modélisation via notamment la théorie de Nusselt, à son application à la condensation de l'azote en film tombant, et à l'étude de l'impact du type d'écoulement sur le coefficient d'échange thermique en condensation (section 1.1). La deuxième partie de ce chapitre est une revue des différentes structurations de surface, à échelle microscopique, permettant d'améliorer, de manière dite passive, les coefficients d'échange thermique en condensation (section 1.2). Sont en particulier présentées les surfaces 2D cannelées verticalement et les surfaces rugueuses, ainsi que l'impact de ces structurations sur l'écoulement et sur l'échange thermique en condensation. La troisième partie de ce chapitre est dédiée à l'étude des structurations de surface à échelle macroscopique, permettant d'améliorer les coefficients d'échange thermique en condensation (section 1.3). Dans cette partie, un intérêt particulier est porté à la question du type d'écoulement et aux corrélations proposées dans la littérature pour ce type de surface.

1.1. FONDAMENTAUX DE LA CONDENSATION EN FILM TOMBANT SUR PLAQUE PLANE VERTICALE

La condensation est un phénomène complexe qui n'a pourtant été que peu étudié par rapport à l'ébullition convective par exemple. En effet, les phénomènes thermiques et hydrodynamiques régissant la vaporisation du fluide ayant été pendant longtemps le facteur limitant, ils ont fait l'objet de nombreuses études académiques (ou réalisées au sein du département de Recherche et Développement d'Air Liquide).

1.1.1. Mécanisme physique et différents types de condensation

La condensation correspond au phénomène de changement de phases qui consiste à passer d'une phase gazeuse ou vapeur à une phase liquide. En pratique, ce phénomène est en particulier observable lorsque la pression de la vapeur augmente au-delà de la pression de vapeur saturante, ou que sa température diminue en-dessous de la température de saturation. En effet, pour des températures inférieures à la température de saturation, et pour des pressions supérieures à la pression de vapeur saturante, la phase vapeur est dans un état métastable et tend alors se condenser en liquide. La condensation peut prendre plusieurs formes, qui sont rappelées dans la thèse de Tiwari (2011) :

- La condensation par contact direct, qui a lieu lorsque la vapeur est mise en contact direct avec un liquide plus froid.
- La condensation homogène, qui forme un brouillard car la vapeur se condense sous forme de gouttelettes en suspension dans la phase vapeur
- La condensation de mélanges gazeux formant des liquides non miscibles.
- La condensation en gouttes, où le condensat se forme sur une paroi froide et présente l'aspect de gouttes.
- La condensation en film, où le condensat se forme également sur une paroi froide, mais s'écoule sous la forme d'un film liquide

Ce paragraphe s'attachera ici aux deux types de condensation pour lesquels le condensat se forme sur une paroi : la condensation en gouttes et la condensation en film (Figure 1.1).



Figure 1.1 : A gauche : condensation en gouttes et condensation en film (Incropera *et al.*, 2007). Le tube en bas de l'image est indiqué pour l'échelle et a un diamètre de 1 mm. A droite : écoulement mixte (film/gouttes) (Parin *et al.*, 2018).

D'après Tiwari (2011), la formation de gouttes, lors de la condensation en gouttes, a été modélisée par deux types de mécanismes différents : l'hypothèse de rupture liquide (développée originellement par Jakob, 1936) selon laquelle un film liquide très fin est formé sur la surface, jusqu'à une épaisseur de film critique pour laquelle le film se fracture et forme ainsi des gouttes, sous l'action de la tension de surface, et l'hypothèse de nucléation (développée par Tamman & Boehme, 1935) selon laquelle des fluctuations thermiques provoquent la formation de noyaux liquides, qui sont thermodynamiquement stables. La deuxième hypothèse a ensuite, d'après Tiwari (2011), été prouvée par plusieurs auteurs (par exemple Peter & Wayner, 2002). Boroomandi Barati (2018), évoque par ailleurs l'étude de Stylianou & Rose (1983) selon laquelle la transition d'une condensation en gouttes vers une condensation en film peut être réalisée par différents mécanismes, comme la saturation des sites de nucléation par exemple. Il semble donc, dans ce cadre, que la condensation en gouttes soit le mode initial de condensation, qui peut ensuite évoluer, en fonction du revêtement de surface par exemple, vers de la condensation en film.

D'après Boroomandi Barati (2018), l'évolution vers une condensation en gouttes ou vers une condensation en film dépend du type de gouttes : Cassie ou Wenzel. Les gouttes de type Cassie (se formant sur la partie supérieure des rugosités, en piégeant ainsi de l'air) peuvent être facilement drainées sur la surface et conduisent à de la condensation en gouttes. Les gouttes de type Wenzel sont en revanche en contact intime avec la surface et conduisent généralement à de la condensation en film. Les auteurs soulignent bien que l'évolution vers un type de condensation en fonction du type de gouttes est une généralité et dépend en réalité d'autres paramètres, tels que la mouillabilité de la surface ou la taille des rugosités. La comparaison gouttes de type Cassie/condensation en gouttes et gouttes de type Wenzel/condensation en film n'est par ailleurs valable, d'après ces mêmes auteurs, que dans le cadre d'une surface avec un revêtement chimique, ou avec une rugosité de taille inférieure à celle des gouttes (de l'ordre du nanomètre)

D'un point de vue industriel, la condensation en gouttes permet d'améliorer les coefficients d'échange thermique de plusieurs centaines de pourcent, par rapport à la condensation en film (Parin *et al.*, 2017). Elle permet en effet de diminuer la résistance thermique à l'échange de chaleur entre la paroi et la vapeur. En effet, la phase liquide (condensat), crée une résistance thermique supplémentaire entre la paroi et la phase vapeur. Dans le cas de la condensation en film, cette résistance thermique supplémentaire est présente sur toute la surface de la paroi, contrairement au cas de la condensation en gouttes, où cette résistance thermique n'est présente que sur une plus faible surface. Cependant, la condensation en gouttes est difficile à obtenir. En effet, la condensation en gouttes requiert un état de surface spécifique, afin d'éviter que les gouttes ne coalescent pour former un film (Incropera *et al.*, 2007). Un certain nombre d'articles présentent des études sur des surfaces favorables à la condensation en gouttes (par exemple Parin *et al.*, 2017). Cependant, les méthodes de fabrication de telles surfaces ne permettent pas toujours de les fabriquer de manière industrielle (Parin *et al.*, 2017). La durabilité de ces revêtements est également un sujet important de recherche (Incropera *et al.*, 2007 ; Lee *et al.*, 2013 ; Tiwari, 2011). Par ailleurs, la nature du fluide et les conditions ambiantes jouent également un rôle sur le type d'écoulement (Orejon *et al.*, 2017). Il ne semble par exemple pas possible d'obtenir, à échelle industrielle, de la condensation en gouttes lors de la condensation d'azote à des pressions proches de la pression atmosphérique. Zhu *et al.*, (2020) explique que cela est dû, dans le cas de la condensation de l'azote en cryogénie, à la faible tension de surface

et au petit angle de contact de l'azote liquide, qui impliquent une condensation en film. De fait, aucune étude ne s'est penchée sur la condensation en gouttes de l'azote.

Dues aux difficultés d'obtenir de la condensation en gouttes, dans l'industrie, le type de condensation le plus fréquent est par conséquent généralement la condensation en film (Orejon *et al.*, 2017 ; Rose, 1988) bien qu'elle présente des performances moindres, en termes d'échange thermique. Il est cependant à noter que des innovations ont été faites récemment. Par exemple, Orejon *et al.*, (2017) proposent une technique permettant d'obtenir simultanément de la condensation en gouttes et de la condensation en film, en jouant sur la densité des éléments de rugosité d'une surface.

Par la suite, en raison des difficultés liées à l'obtention de condensation en gouttes, et ce tout particulièrement dans le cas de l'azote, l'étude bibliographique se concentre essentiellement sur la condensation en film.

1.1.2. Types d'écoulements et critères de transition lors de la condensation en film sur plaque plane verticale

Dans le cadre de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale, il existe trois régimes d'écoulement principaux du film de condensat, qui sont ici présentés dans une première section (section 1.1.2.1). Les transitions entre ces différents régimes d'écoulements correspondent à une évolution des rapports d'équilibre entre les différentes forces s'exerçant sur le film de condensat, en particulier viscosité et forces d'inerties. Ces critères de transition sont donc déterminés grâce à des nombres adimensionnels, tels que les nombres de Reynolds et d'Archimède (section 1.1.2.2). Ces nombres sont définis par les équations 1.1 et 1.2 et sont exprimés en fonction du débit massique surfacique \dot{m}_s , de l'accélération de la pesanteur g , du diamètre hydraulique d_h , de la viscosité dynamique du liquide considéré, μ_l , de sa tension de surface σ , ainsi que des densités des phases gazeuse et liquide, ρ_l et ρ_g .

$$Re_\delta = \frac{\dot{m}_s \cdot d_h}{\mu_l} \quad 1.1$$

$$Ar = \frac{\rho_l^2 \cdot \sigma^{3/2}}{\mu_l^2 \cdot g^{1/2} \cdot (\rho_l - \rho_g)^{3/2}} \quad 1.2$$

Pour une plaque plane, l'expression du nombre de Reynolds donnée dans l'équation 1.1 peut être développée (Tang *et al.*, 2017), soit en fonction du débit \dot{m} (en $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$), soit en fonction de son expression selon les paramètres du système (équations 1.3 et 1.4). Le paramètre b correspond ici à la largeur de la paroi.

$$Re_\delta = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\mu_l \cdot b} \quad 1.3$$

$$Re_\delta = \frac{4 \cdot \rho_L \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \delta^3}{3 \cdot \mu_l^2} \quad 1.4$$

1.1.2.1. Les principaux régimes d'écoulement

Pour de la condensation en film sur une paroi plane verticale, trois régimes d'écoulement principaux sont classiquement décrits dans la littérature scientifique (Faghri & Zhang, 2006) (Figure 1.2). Ces trois régimes sont décrits respectivement par la présence :

- D'un film laminaire lisse : le film de condensat est en régime laminaire et s'écoule le long de la paroi, de manière parfaitement lisse.
- D'un film avec vagues ou ondulations : les forces d'inertie deviennent plus importantes et déstabilisent le film. Les premières vagues apparaissent. Ce sont des vagues régulières, solitaires et douces (« smooth »). Ces vagues évoluent ensuite et deviennent plus larges, avec des structures plus complexes.
- D'un film turbulent : l'écoulement du film liquide n'est plus laminaire, mais des tourbillons apparaissent. La taille, la localisation et l'orientation de ces tourbillons varient en permanence.

Guichet & Jouhara (2020) ajoutent en particulier à cette liste deux régimes d'écoulement intermédiaires, marqués par la présence :

- D'un film laminaire avec vagues ou ondulations.
- D'un film hautement turbulent.

Les auteurs ne précisent pas les particularités de ces régimes. Le premier régime (laminaire avec vagues ou ondulation) marquerait la transition entre le régime laminaire lisse et le régime à vagues et ondulations alors que le second régime (hautement turbulent) serait un régime observé après le régime turbulent usuellement décrit.

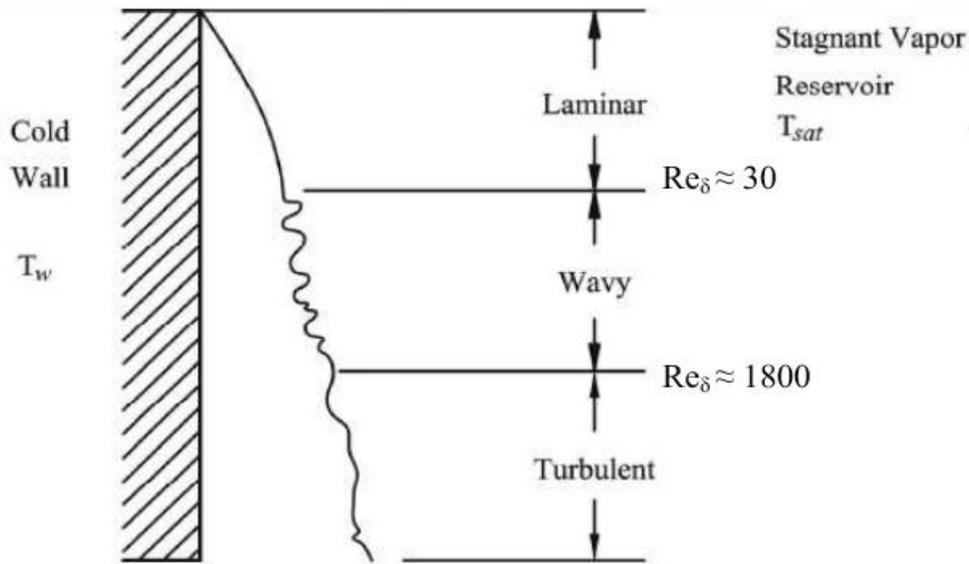


Figure 1.2 : Principaux régimes d'écoulement pour de la condensation en film tombant sur une paroi verticale (Faghri & Zhang, 2006).

1.1.2.2. Les critères de transition

La transition d'un régime d'écoulement à l'autre est principalement liée à l'évolution du rapport entre les forces d'inertie et la viscosité. Pour cette raison, les critères de transition sont dépendants du nombre de Reynolds.

1.1.2.2.1. *Critère de transition laminaire lisse – laminaire à vagues/ondulé*

La présence d'un film laminaire lisse est due au fait que le phénomène de condensation et les forces de viscosité contrebalancent l'effet déstabilisateur des forces d'inertie.

Le premier point sur lequel il convient de s'attarder est que le phénomène de condensation est un phénomène stabilisateur. En effet, un film de condensat tombant, contrairement à un film tombant sans changement de phase, a une plus grande stabilité, notamment grâce au fait que la condensation est plus forte lorsque le film s'amincit (creux), et inversement est plus faible, lorsqu'il s'épaissit (crête). Le phénomène de condensation agit donc dans le sens inverse de la formation des vagues. Ce phénomène stabilisateur peut être évalué grâce au nombre de Jakob, qui est le ratio de la chaleur sensible sur la chaleur latente de changement de phase (équation 1.5), car la stabilité est favorisée par une forte différence de température ou une faible enthalpie de changement de phase. Ce nombre intervient d'ailleurs dans la détermination du seuil de stabilité de Spindler (1982).

$$Ja = \frac{c_p * \Delta T}{\Delta H_{vap}} \quad 1.5$$

Cependant, même dans le cadre d'un film de condensat, lorsque le nombre de Reynolds ou la distance au haut de la plaque augmente, l'augmentation de l'épaisseur de film déstabilise l'écoulement. Il existe donc toujours une hauteur critique ou un nombre de Reynolds critique pour laquelle l'apparition des premières vagues est constatée et en deçà duquel l'écoulement est stable. Ce nombre de Reynolds est donnée par les équations 1.6 et 1.7, pour des conditions constantes en température (CT) ou pour un flux constant (CHF) (Spindler, 1982).

$$CT: Re_{\delta} = \left(\frac{\delta}{y_{Lr}}\right)^{-3} * \left[225 * \frac{Ku}{Pr} * \frac{\sigma}{\rho} * (g.v^4)^{-1/3}\right]^{3/11} \quad 1.6$$

$$CHF: Re_{\delta} = \left(\frac{\delta}{y_{Lr}}\right)^{-3} * \left[150 * \frac{c_p * q_w}{Pr * \lambda * \Delta H_{vap}} * \frac{\sigma}{\rho} * (g.v)^{-2/3}\right]^{3/10} \quad 1.7$$

La valeur du Reynolds critique, pour lequel la transition entre film laminaire lisse et film laminaire à vagues ou régime ondulé (ces deux derniers régimes sont souvent confondus) est actée, varie d'un auteur à l'autre. Ces variations sont expliquées par le critère d'intérêt de l'auteur. En effet, pour certains, le critère correspond à l'apparition des toutes premières vagues,

pour d'autres, à l'impact constaté de ces vagues sur le coefficient d'échange thermique, pour d'autres encore, à un seuil d'observabilité expérimentale de ces vagues.

Par la suite, les trois critères précédemment cités seront présentés, suivant des nombres de Reynolds de transition croissants.

L'étude de Carey (1992) rapporte une équation permettant de calculer un Reynolds critique pour lequel on constate l'apparition des premières vagues (équation 1.8). Ce Reynolds critique aurait originellement été trouvé par Brauer (1956). Il est évalué à 29 pour de l'azote liquide à pression atmosphérique. Dans la littérature (Uehara rapporté par Ohira, 2001, par exemple), on trouve également un critère de transition du film laminaire à laminaire à vagues, pour un Reynolds de 31. Cette première valeur correspond bien à la valeur limite 20-30, donnée par Guichet & Jouhara (2020), pour la transition d'un film laminaire pur vers un film laminaire à vagues.

$$Re_{\delta} > 2,3. Ar^{1/5} \quad 1.8$$

L'étude Tang *et al.* (2017) rapporte également un nombre de Reynolds critique à partir duquel le coefficient d'échange thermique du film tombant de condensat, sur une plaque plane est amélioré. Ce nombre de Reynolds critique est défini dans l'équation 1.9. Ce Reynolds critique est évalué à 115, pour de l'azote liquide à pression atmosphérique. Ce nombre de Reynolds correspond par ailleurs au Reynolds critique ($Re = 120$), en-dessous duquel Stuhlträger *et al.* (1995) parlent en effet d'un film laminaire lisse ou avec uniquement des petites ondulations.

$$Re_{\delta} > 9,3. Ar^{1/5} \quad 1.9$$

Cependant, concernant la condensation de l'azote sur une plaque plane verticale, Tang *et al.* (2017), tout comme Zhu *et al.* (2020), constatent, expérimentalement et par modélisation numérique, une apparition effective des fluctuations du film liquide pour des nombres de Reynolds de 279 et 274. Il semble que cela corresponde, non pas à l'apparition des vagues, mais à un seuil d'observabilité expérimental, propre à leur étude, lié à une amplification de ces vagues. Ces études montrent par ailleurs que l'évolution temporelle de l'écoulement sur un film de condensat d'azote est similaire à celui obtenu pour de l'eau (écoulement laminaire puis vagues sinusoïdales puis vagues solitaires) (Figure 1.3). En accord avec la conclusion d'Adomeit & Renz (2000), Tang *et al.* (2017) confirment que la transition de vagues « streak like » to « surge like » se fait pour un nombre de Reynolds d'environ 300. Stuhlträger *et al.* (1995) observent également des vagues de l'ordre de grandeur du film liquide pour des Reynolds compris entre 200 et 455 (fluide frigorigène R-11, trichlorofluorométhane).

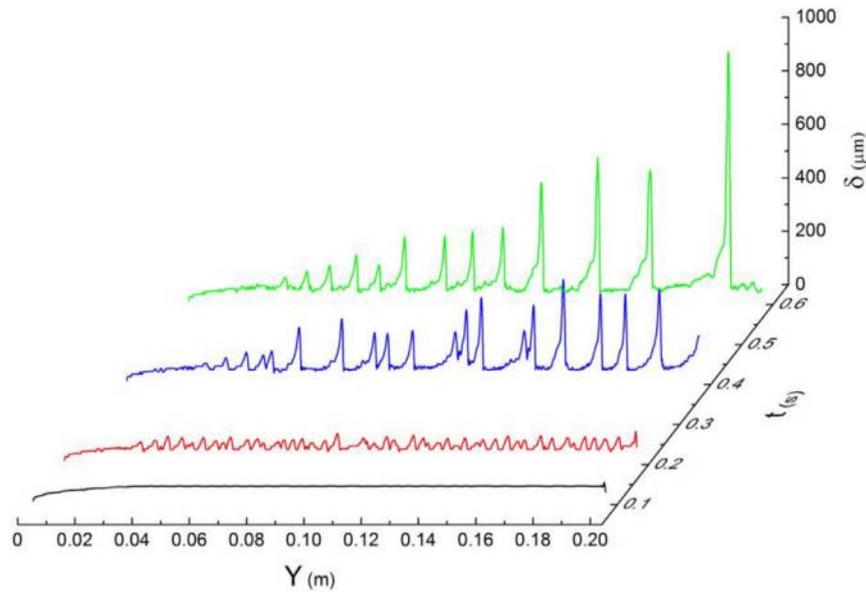


Figure 1.3 : Evolution du film liquide à travers l'espace et le temps (Zhu *et al.*, 2020).

Dans l'étude de Guichet & Jouhara (2020), la transition du film laminaire à vagues vers le film ondulé a ensuite lieu pour un nombre de Reynolds de 600. Cette distinction entre le régime laminaire à vagues et le régime ondulé est, comme cela a été expliqué plus haut, spécifique à Guichet & Jouhara (2020).

Ohira (2001) évoque par ailleurs une spécificité concernant le régime d'écoulement, sur des surfaces situées en partie haute de la paroi (i.e. près du bord supérieur). Contrairement aux études précédentes, il semblerait ici que le régime laminaire lisse pourrait subsister pour des Reynolds élevés, pour des films situés à faible distance du bord supérieur de la plaque verticale. Il rapporte ainsi plusieurs études (parmi lesquelles celle de Ishimatsu, 1989), pour lesquelles on observe, près du haut de la plaque (ici 50 à 200 mm, selon les études), un régime laminaire avec film lisse pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 1200. L'origine de cette constatation n'est cependant pas très claire : s'agit-il d'une observation expérimentale de visualisation, d'un constat sur des paramètres secondaires (par exemple coefficients d'échange thermique), ... ? Cela pourrait également être attribué à des effets de bord.

1.1.2.2.2. Critère de transition laminaire à vagues/ondulé – turbulent

Quatre critères de transition, entre le régime laminaire à vagues ou ondulé, et le régime turbulent sont donnés ici. L'étude de Kutateladze est la seule à présenter une formule semi-théorique, tandis que les trois autres études donnent des valeurs ou des plages de valeurs du nombre de Reynolds de transition. Ces valeurs sont globalement cohérentes, et il semble que la différence provienne de ce que l'on s'attache soit au début soit à l'achèvement de la transition laminaire/turbulent.

Kutateladze (1982) rapporte un critère attribué à Brauer (1956), permettant de calculer un Reynolds critique pour lequel on constate l'apparition du régime turbulent (équation 1.10).

$$Re_{\delta} > 35 \cdot Ar^{1/5} \quad 1.10$$

Selon l'étude de Guichet & Jouhara (2020), la transition du film ondulé vers le film turbulent a lieu pour un nombre de Reynolds de 1600. Par ailleurs, Guichet & Jouhara (2020) indiquent qu'un film hautement turbulent est ensuite obtenu pour des nombres de Reynolds supérieurs à 3200. Cette distinction entre régime turbulent et hautement turbulent est spécifique à leur étude.

Tang *et al.* (2017), évoquent un nombre de Reynolds de transition compris dans la plage [1400 ;1800], en accord avec leur étude bibliographique.

Selon Incropera *et al.* (2007), la transition du film laminaire vers le film turbulent est complètement achevée pour des Reynolds supérieurs à 1800.

A ce jour, à notre connaissance, aucune étude n'a été entreprise sur la condensation en film d'azote en régime turbulent.

Les différents critères de transition permettent de déterminer des limites calculables entre les différents régimes d'écoulement. Ces régimes d'écoulement affectant la qualité de l'échange thermique, ces critères permettent également de déterminer les domaines de validité des corrélations développées pour la condensation en film tombant sur plaque plane verticale. C'est l'objet des paragraphes suivants.

1.1.3. Les coefficients d'échange thermique lors de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale

L'objectif de cette partie est double :

- D'une part, établir de manière qualitative l'impact du type d'écoulement sur le coefficient d'échange thermique.
- D'autre part, donner pour chaque grand type d'écoulement, une corrélation de référence. Afin de ne pas surcharger cette section, une seule corrélation sera présentée pour chaque régime d'écoulement. D'autres corrélations, non citées ici, sont proposées dans une revue très détaillée des différentes corrélations développées dans le cadre de la condensation en film (Guichet & Jouhara, 2020). Il est à noter qu'à partir de l'équation 1.15, toutes les corrélations sont développées dans le cadre d'un film de liquide initialement inexistant.

1.1.3.1. Régime laminaire : la corrélation de Nusselt

La théorie de Nusselt (1916) est sans doute la plus vieille et plus robuste théorie sur la condensation en film tombant laminaire, sur une plaque plane verticale (Figure 1.4). Cette théorie est développée principalement autour de l'hypothèse selon laquelle l'échange thermique est réalisé par conduction dans le film liquide. D'autres hypothèses sont également posées : propriétés physiques constantes, phase vapeur sous la forme d'une vapeur pure saturée et stationnaire, contraintes de cisaillement à l'interface liquide-vapeur négligeables.

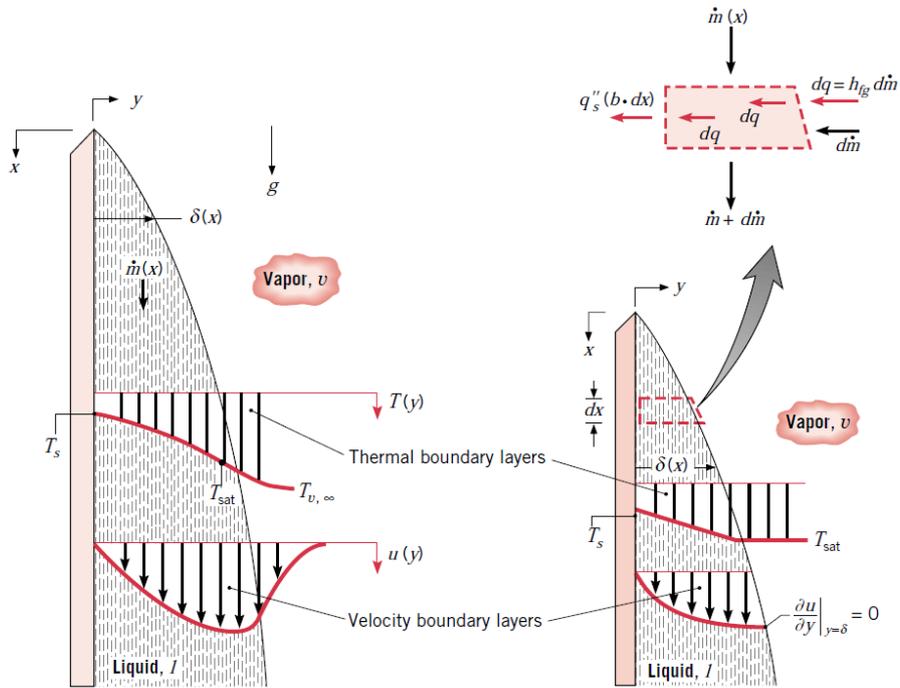


Figure 1.4 : Modélisation de la condensation en film tombant, dans le cadre de la théorie de Nusselt (Incropera *et al.* 2007).

En partant des équations de Navier-Stokes, Nusselt calcule pour chaque hauteur x l'épaisseur de film liquide $\delta(x)$ (équation 1.11) et en déduit le coefficient d'échange thermique local, égal au ratio de la conductivité du fluide sur l'épaisseur de film (équation 1.12). En intégrant cette équation sur toute la hauteur de la plaque, il en déduit le coefficient d'échange moyen sur la plaque (équation 1.13 ou équation 1.14). Cette modélisation ne prend pas en compte les contraintes de cisaillement potentiellement induites par la phase gazeuse.

$$\delta(x) = \left(\frac{4 * \lambda_l * \mu_l * (T_{sat} - T_{paroi}) * x}{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg}} \right)^{1/4} \quad 1.11$$

$$h_{Nusselt}(x) = \frac{\lambda_l}{\delta(x)} = \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg} * \lambda_l^3}{4 * \mu_l * x * (T_{sat} - T_{paroi})} \right)^{1/4} \quad 1.12$$

$$h_{moyen,Nusselt} = \frac{1}{L} \int_0^L h(x) \cdot dx \quad 1.13$$

$$h_{moyen,Nusselt} = 0,943 * \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg} * \lambda_l^3}{\mu_l * (T_{sat} - T_{paroi}) * L} \right)^{1/4} \quad 1.14$$

Dans le cadre de cette théorie, le coefficient d'échange thermique est inversement proportionnel à l'épaisseur de film liquide. Plus la distance au haut de la plaque, x , augmente, plus le film liquide s'épaissit, plus le coefficient d'échange décroît.

Comme constaté dans les équations 1.12 et 1.14, selon la théorie de Nusselt, le coefficient d'échange thermique est inversement proportionnel à la racine quatrième du sous-refroidissement pariétal, puisque l'épaisseur du film liquide est, quant à elle, directement proportionnelle à la racine quatrième de ce sous-refroidissement. De ce fait, plus le sous-refroidissement est élevé, plus le coefficient d'échange diminue. Autrement dit, l'échange thermique est meilleur à faible sous-refroidissement.

L'équation 1.14 peut être reformulée de manière à prendre en compte le nombre de Reynolds du film liquide (équation 1.15). Le nombre de Reynolds utilisé est ici le nombre de Reynolds au bas de la plaque.

$$h_{Nusselt,moyen} = \frac{1,47}{Re_\delta^{1/3}} * \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \lambda_l^3}{\mu_l^2} \right)^{1/3} \quad 1.15$$

De manière expérimentale, l'écart à la théorie de Nusselt commence pour des nombres de Reynolds de 50 environ (Ewald & Perroud, 1971 ; Stuhlträger *et al.*, 1995 ; Tang *et al.*, 2017). De manière théorique, cet écart est annoncé pour un nombre de Reynolds de 120 (Stuhlträger *et al.*, 1995). Ces Reynolds sont légèrement supérieurs au Reynolds critique d'apparition des premières vagues. Une autre corrélation permet alors de définir le coefficient d'échange thermique dans les régimes d'écoulement avec vagues. Il s'agit de la corrélation de Kutateladze.

1.1.3.2. Régime laminaire à vagues/ondulé : la corrélation de Kutateladze

Il est à noter que, par rapport à un régime laminaire pur, les ondulations permettent localement d'amincir le film de condensat et donc d'améliorer les coefficients d'échange. Ainsi, un certain nombre d'auteurs constatent que les coefficients de transfert thermique expérimentaux sont souvent 15 à 20% supérieurs à ceux déterminés via la théorie de Nusselt, qui a été développée pour un régime laminaire pur (Guichet & Jouhara, 2020 citant par exemple McAdams, 1942, Oh & Revankar, 2005a). Il est aussi rappelé dans l'étude de Tang *et al.* (2017), que les ondulations impactent également le coefficient d'échange de manière transverse (et pas uniquement sur la hauteur). Cependant cet effet est relativisé par Zhu *et al.* (2020), au regard des phénomènes se produisant dans la direction de l'écoulement. L'impact des vagues sur le

coefficient d'échange est par ailleurs analysé en détail par Zhu *et al.* (2020). D'après leur étude, le coefficient d'échange est plus faible au niveau du front de la vague et plus fort dans le creux (phénomène dominant : la conduction) et au niveau de la crête des vagues solitaires (phénomène dominant : la convection). D'après ces mêmes auteurs, le coefficient d'échange peut être amélioré de 30% pour un écoulement avec vagues solitaires par rapport à un écoulement laminaire.

Pour un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds (du film de condensat) compris entre 30 et 1800, Kutateladze (1963) propose l'équation 1.16. Cette équation est également recommandée par Tang *et al.* (2017), dans leur étude sur la condensation de l'azote sur plaque plane verticale, pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 1151.

$$h_{moyen} = \frac{Re_{\delta}}{5,88 * \left(\frac{Re_{\delta}}{4}\right)^{1,22} - 5,2} * \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \lambda_l^3}{\mu_l^2}\right)^{1/3} \quad 1.16$$

1.1.3.3. Régime turbulent : la corrélation de Labuntsov

Une corrélation fréquemment utilisée pour les régimes turbulents est celle de Labuntsov (1957), rappelée par Incropera *et al.* (2007), valable pour des nombres de Prandtl supérieurs à 10. Il s'agit d'une corrélation empirique pour les coefficients d'échange locaux (équation 1.17).

$$h_{Labuntsov}(x) = 0,023 * Re_{\delta}^{0,25} * Pr_l^{0,5} * \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \lambda_l^3}{\mu_l^2}\right)^{1/3} \quad 1.17$$

1.1.3.4. Corrélation combinée

En combinant les équations proposées pour les différents régimes (équations 1.15 à 1.17), Butterworth (1983), rapporté par Faghri & Zhang (2006), a alors donné la corrélation suivante valable pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 7200 (équation 1.18).

$$h_{moyen} = \frac{Re_{\delta}}{58 * Pr_l^{-0,5} * (Re_{\delta}^{0,75} - 253) + 8750} * \left(\frac{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \lambda_l^3}{\mu_l^2}\right)^{1/3} \quad 1.18$$

Par ailleurs, concernant l'évolution du coefficient d'échange en fonction du nombre de Reynolds, Guichet & Jouhara (2020) proposent l'analyse suivante :

- Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds inférieur à 500, il y a une croissance quasi linéaire du coefficient d'échange en fonction du nombre de Reynolds.
- Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds compris entre 500 et 1600, il y a une stabilisation du coefficient d'échange en fonction du nombre de Reynolds.

- Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds supérieur à 1600, le coefficient d'échange ne dépend plus que faiblement du nombre de Reynolds.

Ce paragraphe a permis de déterminer quelques corrélations permettant d'évaluer le coefficient d'échange thermique lors de la condensation en film tombant. Dans le cadre de ce manuscrit, il est désormais intéressant de vérifier l'applicabilité de ces corrélations à la condensation de l'azote.

1.1.4. Application à la condensation en film tombant de l'azote

Plusieurs auteurs se sont intéressés à la condensation de l'azote sur des surfaces verticales. Ces auteurs, ainsi que le type de montage utilisé dans chaque étude, sont donnés dans le Tableau 1.1. Il est intéressant de noter que le principal paramètre variable dans ces études est le sous-refroidissement pariétal. Ce sous-refroidissement pariétal est défini comme la différence entre la température du fluide et la température de la paroi sur laquelle se condense le fluide (équation 1.19).

$$\Delta T_{sr} = T_{paroi} - T_{fluide} \quad 1.19$$

Auteurs	Montage	Hauteur	Sous-refroidissement
Haselden <i>et al.</i> (1949), rapporté en particulier par Leonard & Timmerhaus (1995)	1 tube vertical	400 mm	[0,14 ; 3,46°C]
Leonard & Timmerhaus (1995)	1 tube vertical	152 mm	[0,08 ; 0,9°C]
Ewald & Perroud (1971)	9 tubes verticaux (extérieur)	200 mm	[0,25 ; 12,55°C]
Ohira (2001)	1 tube vertical	30 mm	[0,125 ; 1°C]
Tang <i>et al.</i> (2017)	plaque plane verticale	200 mm	[1,5 ; 11°C]

Tableau 1.1 : Caractéristiques d'études expérimentales portant sur la condensation de l'azote sur des surfaces verticales.

Dans les études expérimentales portant sur la condensation de l'azote sur des surfaces verticales et présentées dans le Tableau 1.1, le sous-refroidissement pariétal est compris entre 0,08°C et 12,55°C.

Par ailleurs, seule l'étude de Tang *et al.* (2017) est menée sur une plaque plane verticale. Les autres auteurs (Ewald & Perroud, 1971 ; Haselden *et al.*, 1949, rapporté par Leonard & Timmerhaus, 1995 ; Leonard & Timmerhaus, 1995 ; Ohira, 2001) ont étudié la condensation à l'intérieur ou à l'extérieur d'un ou de plusieurs tubes verticaux.

1.1.4.1. Régime laminaire : comparaison à la théorie de Nusselt

En régime laminaire lisse, la corrélation proposée plus haut pour les coefficients d'échange thermique est celle de Nusselt (équation 1.15). Elle sera ici comparée aux résultats expérimentaux des différents auteurs présentés dans le Tableau 1.1.

Les coefficients d'échange thermiques expérimentaux de ces différentes études sont donc tracés sur la Figure 1.5, en fonction du sous-refroidissement pariétal. Il s'agit ici des coefficients d'échange expérimentaux, moyennés sur toute la hauteur de la plaque. Pour chaque hauteur est également tracée la courbe définie par la corrélation de Nusselt pour un coefficient d'échange moyenné sur la hauteur de la plaque (équation 1.141.13).

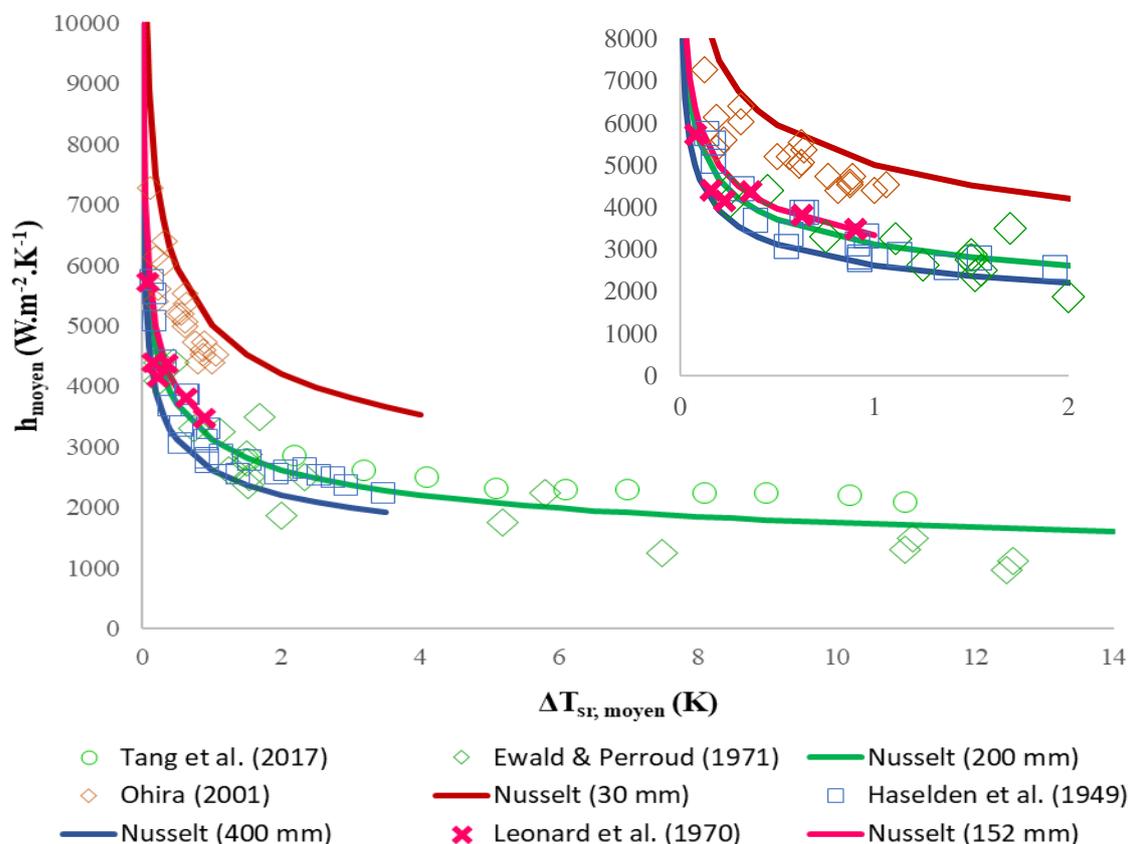


Figure 1.5 : Principaux résultats expérimentaux obtenus pour de la condensation d'azote en film tombant, et comparaison à la théorie de Nusselt. Il s'agit ici de coefficients d'échanges moyennés sur la hauteur de la plaque.

Les auteurs (Figure 1.5) obtiennent de manière générale des résultats relativement cohérents avec la théorie de Nusselt (Tableau 1.2).

Auteurs	Ecart moyen	Ecart maximal
Haselden <i>et al.</i> (1949), rapporté en particulier par Leonard & Timmerhaus (1995)	-19%	-36%
Leonard & Timmerhaus (1995)	+6%	+17%
Ewald & Perroud (1971)	+8%	+41%
Ohira (2001)	+12%	+29%
Tang <i>et al.</i> (2017)	-17%	-26%

Tableau 1.2 : Ecart moyen et écart maximal à la théorie de Nusselt, pour les différents auteurs présentés plus haut et travaillant sur la condensation de l'azote. Un écart négatif (respectivement positif) indique des coefficients d'échange thermique expérimentaux plus élevés (respectivement plus faibles) que ceux calculés via la théorie de Nusselt.

L'écart moyen entre les coefficients d'échange expérimentaux et la théorie de Nusselt sont inférieurs à 20%. De manière intéressante, les écarts moyens les plus importants sont obtenus pour les études présentant les plus forts sous-refroidissements (Ewald & Perroud, 1971 ; Haselden *et al.*, 1949, rapporté par Leonard & Timmerhaus, 1995 ; Tang *et al.*, 2017). Cela est cohérent également avec le fait que dans l'étude de Tang *et al.* (2017), les écarts entre les résultats expérimentaux et la théorie de Nusselt sont d'autant plus importants lorsque le sous-refroidissement pariétal augmente. Ces écarts plus importants observés entre les résultats expérimentaux et la théorie de Nusselt (Figure 1.5), lorsque le sous-refroidissement augmente, sont attribués à des modifications du type d'écoulement. Par exemple, Tang *et al.* (2017) attribuent cette différence à la formation de vagues (cette différence est aussi renforcée lorsque le nombre de Reynolds du film liquide augmente). L'augmentation du transfert thermique est par ailleurs liée à l'intensité de ces vagues.

D'après Tang *et al.* (2017), la corrélation de Nusselt est valable pour un nombre de Reynolds du film liquide inférieur à 50, ce qui est proche du nombre de Reynolds de transition pour l'apparition des premières vagues. Au-delà, l'écart à la théorie de Nusselt augmente. Cette remarque n'est cependant pas universelle, puisque les résultats d'Ewald & Perroud (1971), par exemple, restent inférieurs à la théorie de Nusselt pour un nombre de Reynolds du film de condensat compris entre 50 et 200.

En conclusion, d'après ces études expérimentales, les coefficients d'échange thermique de la condensation en film tombant de l'azote sur une surface verticale peuvent donc être approximés par la théorie de Nusselt, notamment à faible sous-refroidissement pariétal.

Il est par ailleurs intéressant de noter qu'aucune des études présentées ci-dessus ne propose de résultats pour des coefficients d'échange locaux. Ce choix n'est pas argumenté mais est sans doute lié au coût ou à la difficulté technique de mettre en place une instrumentation fonctionnant à température cryogénique.

1.1.4.2. Régime laminaire à vagues/ondulé : comparaison à la corrélation de Kutateladze

Dans le cadre d'un régime d'écoulement laminaire à vagues ou ondulé, la corrélation de référence proposée plus haut est celle de Kutateladze (équation 1.16), valable pour des nombres de Reynolds compris entre 30 et 1800. Il est donc intéressant de vérifier si cette corrélation peut être appliquée à la condensation en film tombant de l'azote sur surface lisse verticale. C'est ce qu'ont proposé Tang *et al.* (2017). Dans leur étude, ces auteurs ont en effet représenté les nombres de condensation expérimentaux (Co , équation 1.20) obtenus par les différents auteurs présentés plus haut (Tableau 1.1). Ces nombres de condensation sont tracés en fonction du nombre de Reynolds du film de condensat. Cette courbe est reprise en Figure 1.6. Les résultats de Spencer & Ibele (1966) présentés sur cette Figure 1.6, ne seront pas étudiés, puisqu'ils ne correspondent pas à des résultats expérimentaux concernant la condensation de l'azote.

$$Co = \frac{h_{moyen}}{\lambda_l} * \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L^2 * g} \right)^{1/3} \quad 1.20$$

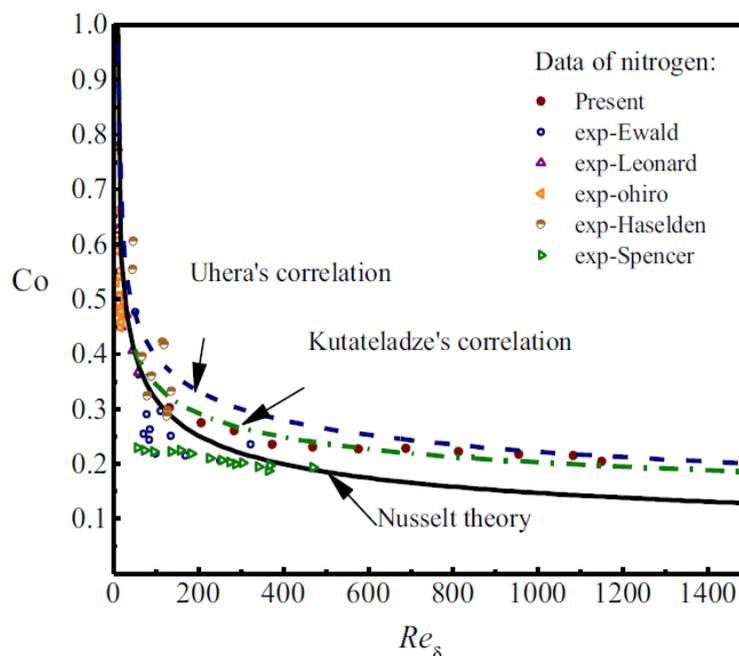


Figure 1.6 : Représentation du Co en fonction du Re du film liquide pour différentes études sur la condensation de l'azote en film tombant (Tang *et al.*, 2017).

Les résultats de Tang *et al.* (2017), présentent des nombres de Reynolds du film liquide supérieurs à 100, et peuvent donc en théorie être approximés par la corrélation de Kutateladze. Cela est vérifié sur la Figure 1.6, car l'écart entre le nombre de condensation expérimental et le nombre de condensation calculé en estimant le h_{moyen} à l'aide de la corrélation de Kutateladze est inférieur à 8%. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 800, les valeurs expérimentales sont très cohérentes avec la corrélation de Kutateladze, mais très légèrement inférieures. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 800, les résultats expérimentaux sont très cohérents avec la corrélation de Kutateladze, bien que très légèrement supérieurs.

La cohérence entre les résultats expérimentaux obtenus pour la condensation en film tombant de l'azote et la corrélation de Kutateladze, n'est cependant pas universelle, puisque les résultats présentés par Ewald & Perroud (1971) sont par exemple inférieurs à la corrélation de Kutateladze (écart moyen de 31%), pour un nombre de Reynolds du film de condensat compris entre 50 et 200.

En ce qui concerne les résultats de Haselden *et al.* (1949), rapportés par Leonard & Timmerhaus (1995), une bonne cohérence est remarquée avec la corrélation de Kutateladze (écart moyen de 16%), mais les résultats de ces auteurs sont assez dispersés, et l'écart maximal entre les résultats expérimentaux et la corrélation de Kutateladze est de 36%.

Pour les études de Ohira (2001) et de Leonard & Timmerhaus (1995), aucune conclusion pertinente ne peut être tirée. En effet, quasiment tous les points expérimentaux réalisés par ces auteurs sont en dehors de la plage de définition de la corrélation de Kutateladze.

En conclusion, peu d'études ont été menées sur la condensation de l'azote, en film tombant sur des surfaces lisses verticales, pour des Reynolds supérieurs à 30. Parmi ces études, deux montrent une bonne cohérence avec la corrélation de Kutateladze, pour des nombres de Reynolds supérieurs à 30 (Haselden *et al.*, 1949, rapporté par Leonard & Timmerhaus, 1995 ; Tang *et al.*, 2017). Une autre étude présente des résultats expérimentaux plus faibles que ceux estimés par la corrélation de Kutateladze (Ewald & Perroud, 1971). Cependant, les montages expérimentaux diffèrent entre ces études : condensation sur une surface lisse verticale, à l'intérieur d'un tube pour les premiers ou à l'extérieur de 9 tubes pour les seconds (cf. Tableau 1.1). Cette différence pourrait expliquer les écarts observés entre les différents résultats expérimentaux.

1.2. INFLUENCE DE LA STRUCTURATION DE SURFACE A ECHELLE MICROSCOPIQUE

Afin d'améliorer les coefficients d'échange thermique en condensation, il existe deux types de méthodes (cf. Ho *et al.*, 2019) : des méthodes dites actives (utilisation d'un champ électrique, de vibrations, ...), et des méthodes dites passives (augmentation de la surface d'échange par exemple). Les méthodes passives sont privilégiées ici car elles ne requièrent pas d'intervention de forces extérieures et peuvent donc être implémentées plus facilement dans le cadre de procédés déjà existants. Deux méthodes d'amélioration passive des coefficients d'échange thermique sont présentées ici : utilisation de surfaces développées à échelle microscopique (microcanaux, micro-ailettes, ...), utilisation de surfaces rugueuses. Ces méthodes permettent d'augmenter la surface d'échange et l'utilisation de surfaces développées à échelle microscopique. Elles permettent également d'améliorer le drainage du film de condensat.

1.2.1. Utilisation de surface développées à échelle microscopique

1.2.1.1. Introduction

De nombreuses études ont été menées concernant l'impact des surfaces développées à échelle microscopique (micro-ailettes, micro-rainures, surfaces cannelées, ...) sur la condensation. Comme cela est rappelé dans l'étude de Longo *et al.* (2004), les surfaces augmentées de ce type, permettent d'augmenter le coefficient d'échange par plusieurs biais : en augmentant la surface d'échange, en augmentant la turbulence, et en profitant de la tension de surface pour mieux drainer le condensat dans les espaces entre les ailettes.

La plupart des études sur les surfaces augmentées ont été réalisées sur des tubes, verticaux (Dengliang *et al.*, 2010 ; Garg & Marto, 1988 ; Park & Choi, 2001 ; Somer & Özgen, 1980 ; Wang *et al.*, 2017), ou horizontaux (Cavallini *et al.*, 2003 ; Chen & Wu, 2018 ; Dalkilic & Wongwises, 2009 ; Guo *et al.*, 2015 ; Lambrechts *et al.*, 2006 ; Wu *et al.*, 2014 ...). Les coefficients d'échange thermique expérimentaux obtenus sur les tubes structurés sont généralement nettement supérieurs à ceux obtenus sur des tubes lisses de diamètre similaire (ratio de 2,8 entre les deux coefficients d'échange thermique, avec prise en compte de l'augmentation de surface pour Wu *et al.*, 2014 ; amélioration du coefficient d'échange thermique de 30 à 45% de sa valeur pour Somer & Özgen, 1980 par exemple)

Un certain nombre d'études portent également sur la condensation en gouttes sur ce type de surface (par exemple, Parin *et al.*, 2018, ou Qi *et al.*, 2018). Cependant, et comme cela est souligné dans la récente revue bibliographique de Ho *et al.* (2019), il n'existe que très peu d'études concernant l'utilisation de ces surfaces, dites « améliorées de manière passive » (contrairement à des améliorations actives requérant des forces externes, comme un champ électrique ou des vibrations), dans des échangeurs à plaques. L'étude de Longo *et al.* (2004) permet de comprendre pour quelle raison ces surfaces améliorées ne sont que très peu utilisées dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées. Il s'agit essentiellement d'une complexité de réalisation, notamment liée au fait que ces ailettes peuvent facilement être noyées dans le métal d'apport pour le brasage. Dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées, la solution permettant d'augmenter la surface d'échange est donc à ce jour, principalement, de réaliser des

corrugations à échelle macroscopique (chevrons, ailettes, ...). De nouvelles techniques de brasage (laser par exemple) ou de fabrication (impression 3D par exemple) permettent cependant désormais de s'orienter vers l'étude des surfaces améliorées à échelle microscopique (Longo *et al.*, 2004 ; Ho *et al.*, 2018). Longo *et al.* (2004) évoquent par ailleurs un brevet permettant d'industrialiser et de braser des plaques dotées de surfaces développées (EP 1394 491 A).

Quelques études ont également été menées sur les surfaces cannelées (Adamek & Webb, 1990 ; Panchal & Bell, 1980 ; Panchal & Bell, 1982 ; Uehara *et al.*, 1985, Webb, 1988), ou sur des surfaces dotées de micro-ailettes (Ho *et al.*, 2018 ; Ho *et al.*, 2019), lors de condensation en film tombant. Ces études sont approfondies plus loin.

Il n'existe pas de distinction officielle entre les différents types de surfaces développées à échelle microscopique. La distinction qui sera faite dans ce manuscrit rejoint celle de Belghazi *et al.* (2002) et distingue :

- Les surfaces appelées par la suite surfaces 2D : surfaces cannelées et micro-rainures, présentant une alternance entre des ailettes généralement convexes et des canaux de drainage généralement concaves. La forme de ces surfaces peut cependant varier (exemple des surfaces présentées par Adamek, 1981 : surfaces sinusoïdales ou trapézoïdales. On peut également observer des ailettes rectangulaires chez Uehara *et al.*, 1985, ou triangulaires chez Panchal & Bell, 1982). Ces ailettes et canaux s'étendent sur toute la hauteur de la surface d'échange (Figure 1.7).
- Les surfaces appelées par la suite surfaces 3D : micro-ailettes, qui correspondent ici à des éléments individuels, répétés de manière généralement ordonnée sur la largeur et la longueur de la surface d'échange (Figure 1.7). Ces surfaces ne seront pas étudiées ici. En effet, leur fabrication est généralement plus complexe et relativement coûteuse, au regard des surfaces 2D.

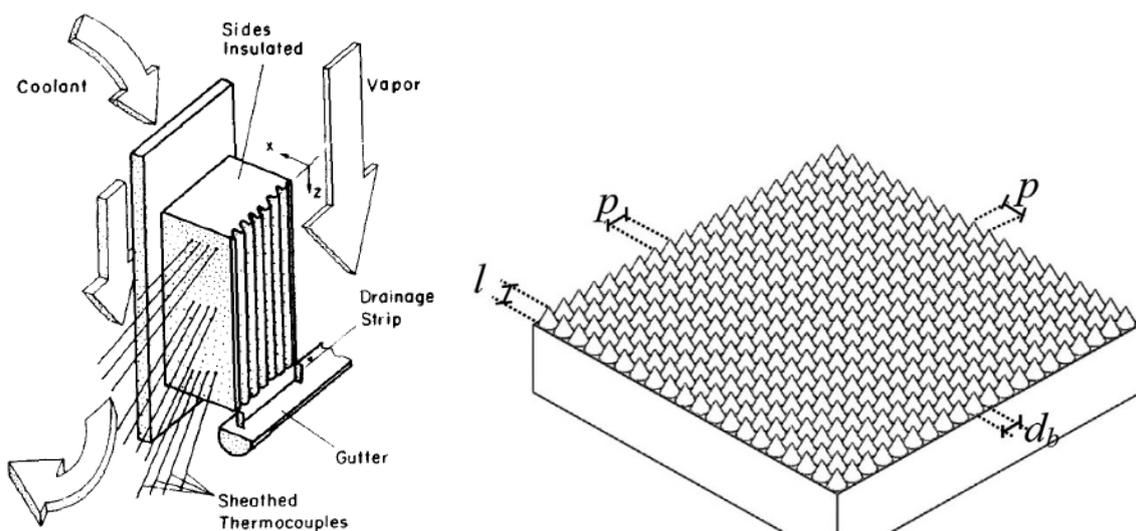


Figure 1.7 : A gauche : surface cannelée avec des ailettes d'une hauteur de l'ordre de 1 mm (Webb, 1988). A droite, surface dotée de micro-ailettes 3D, d'une hauteur de l'ordre de 1 mm (Ho *et al.*, 2018).

1.2.1.2. Les surfaces 2D cannelées verticalement

1.2.1.2.1. *Principe de fonctionnement d'une surface cannelée verticalement (écoulement et intérêt)*

La première étude théorique sur les surfaces cannelées a été formulée par Gregorig (1954). Une étude théorique a ensuite été menée, par Panchal & Bell (1980) sur la condensation de type Nusselt sur des surfaces cannelées et a permis d'exprimer les nombres de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds et de paramètres propres à l'étude. Contrairement à la condensation en film sur une surface plane, qui peut et qui est généralement étudiée de manière unidimensionnelle (cf. Nusselt, 1916 ; Tang *et al.*, 2017, par exemple), la condensation en film sur des surfaces cannelées doit être étudiée selon deux axes (horizontal et vertical). En effet, deux forces principales agissent sur le film liquide (Panchal & Bell, 1980) :

- La gravité, qui tend à tirer le film vers le bas de la plaque (action verticale)
- La tension de surface, qui tend à tirer le film des crêtes vers le fond des canaux (action horizontale). Cette force aura pour principale conséquence de diminuer l'épaisseur de film au niveau des crêtes et de drainer le film liquide dans les canaux, avec un film plus épais au fond des canaux. Il faut donc s'attendre à un coefficient d'échange plus élevé au niveau des crêtes et plus faible au fond des canaux.

Une analyse théorique assez poussée sur la forme et l'épaisseur du film de condensat sur une surface cannelée a été menée par Adamek & Webb (1990). Cette étude montre en particulier une évolution de la forme du film de condensat dans un canal de drainage rectangulaire, avec notamment la formation de ménisques, dans les angles du canal, et d'un bourrelet éventuel, au centre du canal (Figure 1.8). Contrairement aux études précédentes, cette étude prend en compte le débit de condensat qui se forme sur les parois du canal de drainage. Le comportement du liquide dans le canal est également expliqué par Hirasawa *et al.* (1980) : entre 4 et 5 (Figure 1.8), le film fin est drainé horizontalement par tension de surface vers l'angle du canal. Au milieu du canal (entre 5 et 6), le liquide est drainé verticalement par gravité.

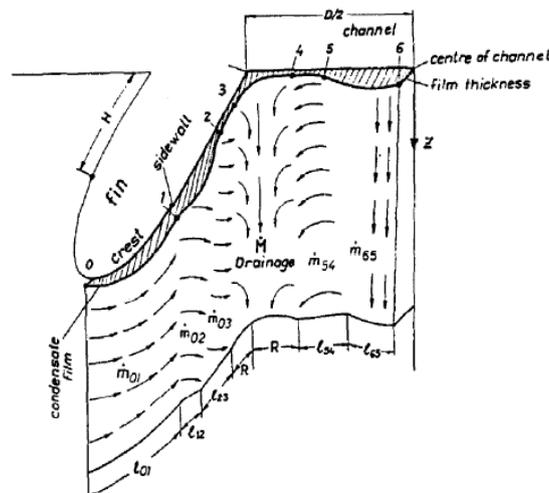


Figure 1.8 : Schéma de l'écoulement de condensation en film sur une surface cannelée verticale avec canal de drainage rectangulaire (Adamek & Webb, 1990).

L'étude de Uehara *et al.* (1985), portant sur l'étude de la condensation des fluides R-113 (trichlorotrifluoroéthane) et R-114 (cryofluorane), sur une plaque cannelée verticale, avec des canaux de drainage rectangulaires, distingue deux types d'écoulement en fonction du paramètre critique (canaux de drainage noyés/non noyés) :

- Un comportement quasiment constant du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, lorsque les canaux ne sont pas noyés.
- Un comportement croissant du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, lorsque ce dernier augmente et que les canaux sont noyés. L'effet lié à la tension de surface disparaît et un comportement similaire à celui observé sur une plaque lisse est alors observable. L'écoulement sur le haut des crêtes est ondulé (observation expérimentale).

Il est par ailleurs à noter qu'une hauteur de rétention de liquide au bas des canaux peut être observée, ce qui conduit alors à un coefficient d'échange dégradé au bas de la plaque. Ho *et al.* (2019) suggèrent que ce phénomène est directement lié aux caractéristiques de la surface et cela implique donc une nécessaire étude d'optimisation des paramètres (ici la fréquence des ailettes).

1.2.1.2.2. *Forme et dimensionnement des canaux*

Par la suite, les termes ailette et canaux seront utilisés pour désigner respectivement la crête, ou partie en relief des surfaces, et la partie creuse.

Des analyses sur la géométrie (Panchal & Bell, 1982) ou la forme optimale des canaux ont également été menées (Adamek, 1981 ; Kedzierski & Webb, 1990 ; Zener & Lavi, 1974). Un équilibre doit être trouvé entre : augmenter la surface dédiée au drainage (diminuer le film de condensat sur la surface dédiée à la condensation, i.e. l'ailette) et augmenter la surface dédiée à la condensation (augmenter la capacité à condenser) (Zener & Lavi, 1974). Il est à noter cependant que, si cette différenciation entre une surface purement dédiée au drainage et une surface purement dédiée à la condensation correspond à une bonne première approche, la condensation sur la surface de drainage ne peut toutefois pas toujours être négligée (Adamek & Webb, 1990 ; Mori *et al.*, 1981).

Mori *et al.* (1981), constatent que des canaux de drainage avec un fond plat peuvent approcher les coefficients de transfert thermique de condensation en goutte. Afin d'obtenir un échange optimal, il est recommandé d'ajouter des petites ailettes, dont la courbure varie graduellement de bas en haut, avec un bord d'attaque tranchant, ainsi qu'un fond plat (Figure 1.9). Cette configuration permet en effet de drainer de manière optimale le film de condensat des ailettes vers le fond des canaux. Le fond plat permet en particulier, vis-à-vis d'une surface sinusoïdale ou triangulaire par exemple, d'obtenir une pente plus raide et un canal de drainage comparativement plus large.

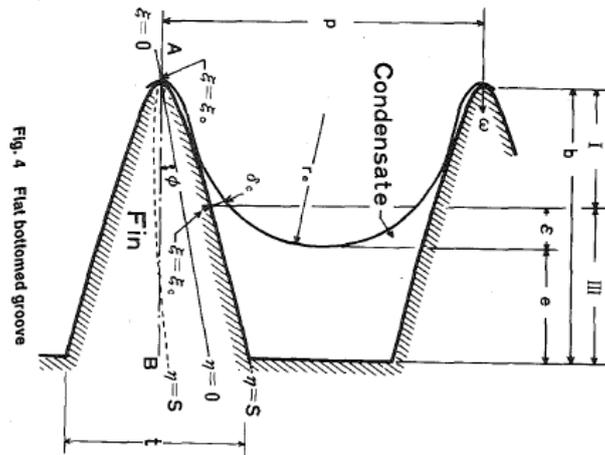


Figure 1.9 : Canal optimal, à fond plat, pour un condenseur vertical à tube (Mori *et al.*, 1981).

Uehara *et al.* (1985) constatent également des coefficients de transfert thermique environ deux fois plus élevés pour une surface cannelée rectangulaire que pour une surface cannelée ondulée, et 1,8 fois plus élevés pour une surface cannelée rectangulaire que pour une surface cannelée triangulaire. Contrairement à Mori *et al.* (1981), ces auteurs semblent donc indiquer de meilleures performances pour une surface triangulaire que pour une surface ondulée. Cependant, le résultat de Mori *et al.* (1981) est cohérent avec le fait qu'une surface ondulée, bien que moins performante thermiquement au niveau du haut de l'ailette, offre plus de possibilités d'amélioration du transfert thermique vers la base de l'ailette, du fait d'une tension de surface améliorée. Ces conclusions semblent donc dépendantes du débit de condensat (i.e. de la hauteur de canal noyée). Cet effet est bien illustré dans l'étude de Mori *et al.* (1981), qui montre que vers le haut de l'ailette, l'épaisseur de film est plus grande pour des canaux sinusoïdaux, tandis que sur les parois du canal, l'épaisseur de film est beaucoup plus grande pour des canaux triangulaires.

Pour des canaux involutés, Qi *et al.* (2017) indiquent une influence des ratio h/P et h/R_p , (h : hauteur de l'ailette ; P : largeur de l'ensemble ailette + canal ; R_p : rayon de courbure de l'involuté), sur l'épaisseur de film, notamment via une modification du gradient de tension de surface le long du canal, et plus spécifiquement à l'angle entre l'ailette et le canal. Par ailleurs, il est montré que la distribution du flux et de la température présente des inhomogénéités. Ainsi, la température de paroi et le flux thermique sont plus élevés au niveau de l'ailette et atteignent un maximum au niveau de l'angle entre le haut de l'ailette et le canal.

Hirasawa *et al.* (1980) conseillent des ailettes et canaux de petites dimensions (de l'ordre de quelques dixièmes de mm). Un optimum doit cependant être trouvé, car diminuer les dimensions conduit à noyer plus rapidement la surface développée.

Les conseils donnés par Kedzierski & Webb (1990), permettent de définir les meilleures dimensions de surface, de manière à optimiser l'échange thermique, tout en gardant en vue la faisabilité industrielle. Cette étude, originellement prévue pour des surfaces cannelées dans des tubes, montre en particulier que les paramètres les plus importants sont la hauteur et l'épaisseur de l'ailette, tandis que la forme de l'ailette joue un rôle secondaire. Deux éléments devront par ailleurs être pris en compte lors de la définition de la hauteur de l'ailette : les pertes de charge

(qui augmentent lorsque θ_m (Figure 1.10) augmente ou que la hauteur d'ailette diminue), et l'effet d'inondation du canal de drainage. Voici les principaux critères définis au terme de leur étude :

- L'angle θ_m doit être de 90° afin d'utiliser au maximum les forces de tension de surface.
- Le nombre de Bond (équation 1.21, où e est la hauteur du profil convexe de l'ailette et θ_m , l'angle entre le point le plus bas du canal et le point situé à la hauteur e sur la paroi du canal) doit être égal à 1. Cela signifie que les forces de gravité et de tension de surface sont équivalentes à l'extrémité de l'ailette, mais que les forces de tension de surface sont prédominantes sur le reste de l'ailette. Une grande hauteur d'ailette permet par ailleurs d'obtenir de larges $h \cdot S$.

$$Bo = \frac{(\rho_l - \rho_v) * g * e^2}{\sigma * \theta_m} \quad 1.21$$

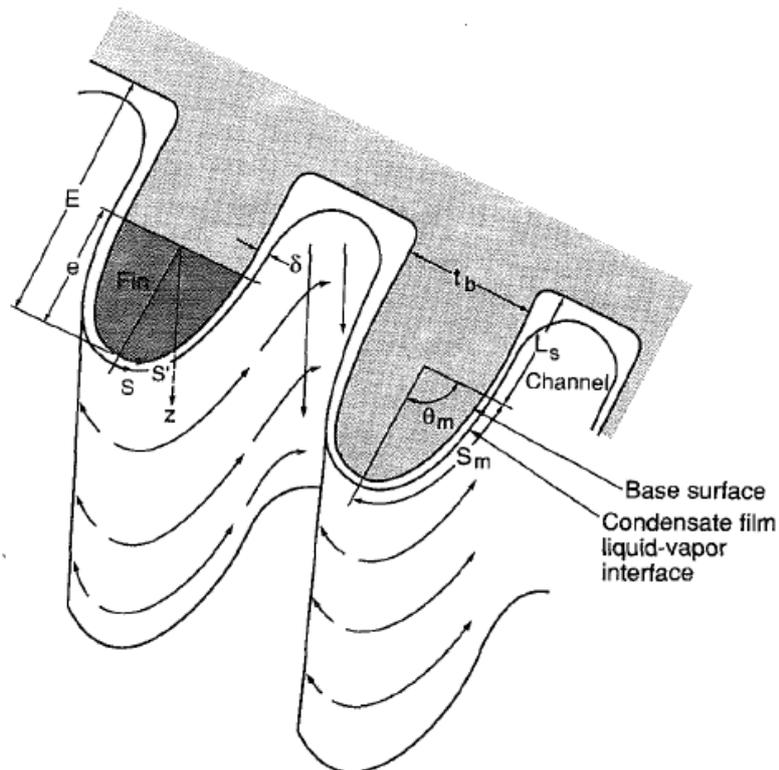


Figure 1.10 : Surface cannelée avec film de condensat. Y sont également indiquées les lignes de courant (Kedzierski & Webb, 1990).

1.2.1.2.3. *Impact d'une surface cannelée verticalement sur le coefficient d'échange thermique (corrélations)*

Quelques corrélations développées pour estimer le coefficient d'échange thermique en condensation sur une surface cannelée verticalement sont ici présentées.

Uehara *et al.* (1985) propose par exemple les corrélations suivantes (équations 1.22 et 1.23), obtenues pour la condensation du R-113 et du R-114 sur une plaque cannelée verticale, avec des canaux de drainage rectangulaires, dont les dimensions sont rappelées dans le Tableau 1.3. Dans la même étude, les auteurs rapportent aussi des corrélations pour des surfaces ondulées et des surfaces triangulaires (équations 1.24 et 1.25). Toutefois ces équations (triangulaire, ondulée) sont obtenues par ces auteurs, non de manière expérimentale, mais en analysant les résultats de la littérature, pour 13 surfaces différentes (surfaces planes, mais aussi tubes verticaux).

$$\text{rectangulaire: } Nu = 4,82 * \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right)^{-0,057} * \left(\frac{Gr * Pr_l}{H} \right)^{0,25} \quad 1.22$$

$$\text{si } \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right) > 4. 10^{-3}$$

$$\text{rectangulaire: } Nu = 101 * \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right)^{0,5} \quad 1.23$$

$$\text{si } \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right) < 4. 10^{-3}$$

$$\text{ondulée: } Nu = 1,77 * \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right)^{-0,1} * \left(\frac{Gr * Pr_l}{H} \right)^{0,25} \quad 1.24$$

$$\text{si } \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right) > 4. 10^{-3}$$

$$\text{triangulaire: } Nu = 2,02 * \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right)^{-0,1} * \left(\frac{Gr * Pr_l}{H} \right)^{0,25} \quad 1.25$$

$$\text{si } \left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right) > 2. 10^{-3}$$

D'après les auteurs (Uehara *et al.*, 1985), les données, pour $\left(Bo * \frac{P^2}{l * h} \right) < 4. 10^{-3}$, montrent que la surface est entièrement noyée.

N°	Longueur (m)	Largeur (m)	Pas de l'ailette (mm)	Hauteur de l'ailette (mm)	Largeur de l'ailette (mm)	Surface augmentée/ Surface primaire
1	0,861	0,153	0,5	0,25	0,25	1,86
2	0,861	0,153	1,0	0,50	0,50	1,86
3	0,861	0,153	2,0	1,00	1,00	1,86
4	0,861	0,153	4,0	2,00	2,00	1,86

Tableau 1.3 : Caractéristiques des quatre surfaces cannelées utilisées dans l'étude de Uehara *et al.* (1985).

D'après Hirasawa *et al.* (1980), une surface cannelée avec des ailettes de 0,9 mm de haut peut multiplier le coefficient d'échange d'un facteur 3 à 3,5 par rapport à une surface plane dont le coefficient d'échange thermique serait obtenu grâce à la théorie de Nusselt.

Pour une surface cannelée avec des canaux trapézoïdaux, Qi *et al.* (2016), indiquent un facteur d'amélioration de 1,5 par rapport à une surface plane. Pour des canaux involutés (trapézoïdaux, avec une forme d'ailette légèrement convexe), les coefficients d'échanges sont 20% supérieurs à ceux de canaux trapézoïdaux et 50% supérieurs à ceux de canaux rectangulaires (Qi *et al.*, 2017). Ces conclusions semblent être parfaitement compatibles avec celles de Mori *et al.* (1981).

1.2.2. Surface rugueuse

Par la suite, différentes valeurs pourront être utilisées pour caractériser la rugosité d'une surface :

- R_a est la moyenne arithmétique des valeurs absolues des déviations du profil de la surface, en hauteur, par rapport à la ligne moyenne.
- R_q ou RMS est la moyenne quadratique des valeurs des déviations du profil de la surface, en hauteur, par rapport à la ligne moyenne.
- R_{p-v} est la valeur maximale de hauteur entre une vallée et un pic.

Une distinction est réalisée dans cette partie entre les surfaces rugueuses ($R_a < 15 \mu\text{m}$) et les surfaces développées 3D (par exemple Ho *et al.*, 2019 ou Nicol & Medwell, 1966). Deux éléments permettent de différencier ces surfaces :

- La hauteur des éléments de rugosités par rapport à l'épaisseur de film liquide. Cette distinction est propre à ce manuscrit. Une surface rugueuse correspond ainsi à une surface telle que $R_a < 15 \mu\text{m}$. Dans les études portant sur les surfaces développées 3D,

les éléments de surface ont une hauteur de l'ordre de 1 mm (Ho *et al.*, 2018 ; Ho *et al.*, 2019).

- Le type de réalisation. Les surfaces développées 3D sont en effet généralement des surfaces ordonnées avec des éléments de quelques centaines de micromètres de haut et de forme géométrique bien définie (pyramides, trapézoïdes, sinusoïdes, ...), tandis que les surfaces rugueuses peuvent se concevoir comme des surfaces abrasées (donc avec enlèvement de matière).

L'utilisation de surfaces rugueuses dans le cadre de la condensation en film a été extrêmement peu traitée dans la littérature. A tel point, que Soontarapiromsook *et al.* (2018) signalent réaliser la première étude portant sur l'effet de la rugosité sur les échanges thermiques liés à la condensation dans des échangeurs à plaques. De notre propre recherche bibliographique, et en accord avec l'étude de revue bibliographique sur les techniques d'amélioration de l'échange thermique dans les échangeurs à plaques de Zhang *et al.* (2019), nous ne pouvons y ajouter que les travaux de Longo *et al.* (2004). Une autre étude, portant sur la condensation en film sur une surface rugueuse, mais cette fois sur des tubes, sera également prise en compte dans le paragraphe suivant (Yun *et al.*, 2006).

1.2.2.1. Impact de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique

Les trois études sélectionnées de la littérature (Longo *et al.*, 2004 ; Soontarapiromsook *et al.*, 2018 ; Yun *et al.*, 2006) présentent des résultats très différents, la rugosité étant un facteur neutre, d'amélioration ou de détérioration du coefficient d'échange thermique en condensation, selon les études.

Ainsi dans l'étude de Yun *et al.* (2006), portant sur la condensation en film laminaire du fluide frigorigène R-134a, sur des tubes horizontaux de rugosités différentes (RMS de 0,37 μm ; R_p -v de 15 μm), pour un sous-refroidissement pariétal de 0,4 à 2,1°C, il est montré que la rugosité a un impact négatif sur le coefficient d'échange thermique. En effet, les auteurs avancent que la rugosité a pour effet d'augmenter la tension de surface de la paroi et donc d'augmenter l'épaisseur de film. Cet impact est généralement visible lorsque le ratio de l'épaisseur de film sur la rugosité est faible.

De manière inverse, dans l'étude de Soontarapiromsook *et al.* (2018), portant sur l'impact de différentes rugosités ($\epsilon=0,594 \mu\text{m}$, 1,816 μm et 2,754 μm) sur la condensation du fluide frigorigène hydrocarbure R-134a (1,1,1,2-tétrafluoroéthane) dans des échangeurs verticaux à chevrons, la rugosité impacte positivement l'échange de chaleur. Les rugosités de 1,816 μm et 2,754 μm conduisent en effet respectivement à une augmentation des valeurs de coefficient d'échange, de 31,55% et 44,50%, par rapport à la surface de rugosité 0,594 μm . Cela est attribué à une augmentation de la turbulence pour des surfaces plus rugueuses.

L'étude de Longo *et al.* (2004), porte sur des échangeurs verticaux à plaques à chevrons. Cette étude s'intéresse à l'impact de la rugosité sur les coefficients d'échange thermique en condensation et en vaporisation du fluide frigorigène R-22 et compare deux surfaces : une surface rugueuse ($R_a = 3,6 \mu\text{m}$) et une surface lisse ($R_a = 0,4 \mu\text{m}$). Des photos de ces surfaces sont présentées en Figure 1.11. Si la rugosité permet d'améliorer de manière très nette (30 à 40%) les coefficients d'échange thermique en vaporisation, par rapport à une surface lisse (la

rugosité augmente le nombre de sites de nucléation), il est montré, en revanche, que la rugosité de la surface n'a pas d'influence marquée sur les coefficients d'échange en condensation. Ce phénomène n'est pas approfondi par les auteurs.

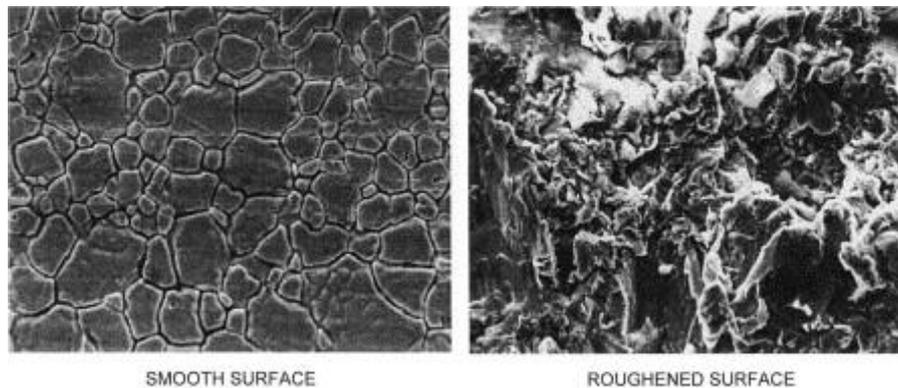


Figure 1.11 : Surfaces lisse et rugueuse observée au microscope électronique (x1200) (Longo *et al.*, 2004).

Si la présence d'une différence entre les résultats de Yun *et al.* (2006) et Soontarapiromsook *et al.* (2018) se comprend bien, avec la différence d'équilibre entre gravité et tension de surface (vertical/horizontal), la différence entre les résultats des études de Soontarapiromsook *et al.* (2018) et de Longo *et al.* (2004) doit être approfondie. En effet cette différence est assez étonnante, puisque les auteurs ont des configurations de plaque similaires. En revanche, il est à noter que les fluides diffèrent (R-134a et R-22). La différence de résultats entre les études de Soontarapiromsook *et al.* (2018) et Longo *et al.* (2004) pourrait par ailleurs provenir de ce que le régime d'écoulement n'est pas tout à fait le même dans ces deux études. En effet, les nombres de Reynolds de l'étude de Soontarapiromsook *et al.* (2018) sont supérieurs à 1900 (valeur recalculée d'après les données disponibles), tandis que l'étude de Longo *et al.* (2004) présente des valeurs plus faibles et comprises entre 650 et 1200. Cela signifierait donc que l'impact de la rugosité pourrait dépendre du régime d'écoulement considéré.

1.2.2.2. Les corrélations

Dans l'étude de Longo *et al.* (2004), la corrélation de Yan & Lin (1999) permet de bien prédire les coefficients de transfert thermique obtenus, sur la plaque plane et sur la plaque rugueuse, avec un pourcentage moyen absolu de déviation de 11% (équations 1.26 à 1.28). En revanche, il est à noter que cette corrélation est valide uniquement pour des échangeurs à plaques, avec des chevrons inclinés de 60°. Par ailleurs, la comparaison des résultats expérimentaux à la théorie de Nusselt montre que cette dernière sous-estime les coefficients d'échange de 41% pour la surface plane et de 46% pour la surface rugueuse. Cela est attribué par les auteurs au fait que le régime d'écoulement expérimental n'est pas laminaire.

$$h = 4,118 * \frac{\lambda_L}{d_h} * Re_{eq}^{0,4} * Pr_L^{1/3} \quad 1.26$$

$$Re_{eq} = \frac{G * d_h}{\mu_l} * \left[(1 - x) + x * \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \right] \quad 1.27$$

$$Pr_L = \frac{c_p * \mu_L}{\lambda_L} \quad 1.28$$

Soontarapiromsook *et al.* (2018) ont également développé une corrélation permettant de prédire le nombre de Nusselt en fonction de la rugosité (équation 1.29). Cette corrélation permet de prédire la majorité des points de données expérimentales, dans une plage de $\pm 20\%$. Il a été par ailleurs montré dans cette étude que la corrélation de Yan & Lin (1999) ne permettait absolument pas de prédire les coefficients d'échange obtenus expérimentalement.

$$Nu = 5,095 * 10^{-6} * Re_{eq}^{0,566} * Pr^{9,752} * \left(\frac{\varepsilon}{d_h} \right)^{0,121} \quad 1.29$$

En conclusion, très peu d'auteurs se sont intéressés à l'impact de la rugosité sur la condensation en film, et leurs résultats présentent de grandes divergences. Cela explique en particulier que les corrélations proposées ou validées dans ces études ne soient pas les mêmes. Des hypothèses permettant d'expliquer ces divergences ont été proposées, mais nécessitent d'être validées expérimentalement.

1.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURATION DE SURFACE A ECHELLE MACROSCOPIQUE

Les corrugations macroscopiques sont à ce jour les solutions privilégiées pour augmenter la surface d'échange dans les échangeurs à plaques brasées (Longo *et al.*, 2004). Ces corrugations peuvent se présenter en particulier sous la forme de chevrons (par exemple Longo, 2010 a & b), ou sous la forme d'ailettes (Rossato *et al.*, 2017). Pour des raisons de coût, d'efficacité thermique, de compacité et de poids, les échangeurs à ailettes sont privilégiés dans les échangeurs utilisés à température cryogénique, et particulièrement dans les Unités de Séparation d'Air (Pacio & Dorao, 2011 ; Xu *et al.*, 2017). Cette partie s'attache donc à donner les éléments permettant l'étude de la condensation dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées.

1.3.1. Généralités

L'objectif de cette première section est de présenter quelques généralités sur l'étude des coefficients d'échange thermique dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées. Après un état de l'art sur l'étude de la condensation dans ce type d'échangeurs, un paragraphe dédié au coefficient d'ailette montrera comment prendre en compte la surface d'échange supplémentaire apportée par les ailettes, dans l'estimation du coefficient d'échange thermique. Un troisième paragraphe montrera enfin à quels types de corrélations il est pertinent de comparer les coefficients d'échange thermique obtenus expérimentalement.

1.3.1.1. Etat de l'art sur l'étude de la condensation dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées

Si les échangeurs à plaques et ailettes brasées sont très utilisés et donc étudiés pour des échanges monophasiques ou pour la vaporisation (par exemple Hu & Herold, 1995 ; Pulvirenti *et al.*, 2010 ; Yang *et al.*, 2017 ; Yang *et al.*, 2018 ; Yin & Ooka, 2015), en revanche, les études expérimentales sur la condensation dans ce type d'échangeur sont très limitées (Rossato *et al.*, 2017). Ces quelques études, ainsi que les dimensions des échangeurs à plaques et ailettes testés sont résumées dans le Tableau 1.4.

Les données rassemblées dans le Tableau 1.4, montrent en particulier que la condensation dans les échangeurs à plaques et ailettes brasées a été étudiée uniquement dans des ondes de densité 708 ondes/m, sous pression ($> 3,25$ bar). Aucune visualisation n'a été envisagée, puisque les passages condensation sont toujours encadrés, de part et d'autre, de passages secondaires. Il est par ailleurs à noter que, contrairement aux études de Blundell *et al.* (1988) et Robertson *et al.* (1986), l'étude de Rossato *et al.* (2017) porte sur un échangeur avec un écoulement horizontal.

	Passages (Fluides et nombre de passages)	Ondes	Dimensions	Conditions	Re	ΔT_{srp}
Blundell <i>et al.</i> (1988)	<ul style="list-style-type: none"> N2 : x1 O2 : x2 	<ul style="list-style-type: none"> Droites (708 ondes/m ; h=6,35 mm ; e=0,2 mm) Serrated (708 ondes/m ; h=6,35 mm ; e=0,2 mm ; l=3,18 mm) 	Hauteur : 3,2 m	<ul style="list-style-type: none"> 6 bar [30 ; 80 kg.m⁻²s⁻¹] 	[500 ; 4000]	> 0,8K
Robertson <i>et al.</i> (1986)	<ul style="list-style-type: none"> N2 : x1 O2 : x2 	Droites (708 ondes/m ; h=6,35 mm ; e=0,2 mm)	Hauteur : 3,2 m Largeur : 0,076 m	<ul style="list-style-type: none"> [3,25 ; 6 bar] [38 ; 93 kg.m⁻²s⁻¹] 	<2000	> 0,7K
Rossato <i>et al.</i> (2017)	<ul style="list-style-type: none"> R1234ze(E) ou R32 : x1 Eau : x2 	Droites, perforées (708 ondes/m *, h=3mm)	Longueur : 0,5 m Largeur : 0,058 m	<ul style="list-style-type: none"> [7,7 ; 24,8 bar] [55 ; 275 kg.m⁻²s⁻¹] 	-	-

Tableau 1.4 : Conditions expérimentales lors des expériences portant sur la condensation dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées. Les valeurs marquées d'un astérisque ont été estimées d'après les données disponibles dans les articles.

1.3.1.2. Le coefficient d'ailette

Lors de l'analyse des coefficients d'échange thermiques dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées, il est tout d'abord nécessaire de définir un coefficient d'ailette (ou efficacité d'ailette), qui permet de quantifier la surface d'échange supplémentaire apportée par les ailettes et utilisée pour l'échange thermique avec le fluide. Ce modèle très classique est repris dans de nombreuses études (Blundell *et al.*, 1988 ; Robertson *et al.*, 1986 ; Rossato *et al.*, 2017 ; Yang *et al.*, 2017 ; Yang *et al.*, 2018).

Ce modèle de coefficient d'ailette présuppose plusieurs hypothèses : la température est homogène dans une section d'ailette et ne dépend que de la distance à la séparatrice ; la température du fluide est homogène dans chaque passage ; le coefficient d'échange thermique h est constant le long de l'ailette. Ce modèle est valide dans le cas d'un passage condensation encadré de part et d'autre de passages secondaires.

La formule permettant d'obtenir ce coefficient d'ailette η , en fonction du coefficient β et de la demi-longueur de l'ailette (a), est donné dans l'équation 1.30. Le coefficient β est, quant à lui, déterminé par l'équation 1.31. Dans cette équation, h représente le coefficient d'échange thermique, λ , la conductivité thermique de l'ailette, et t , l'épaisseur d'une ailette.

$$\eta = \frac{\tanh(\beta * a)}{\beta * a} \quad 1.30$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2 * h}{\lambda * t}} \quad 1.31$$

La quantité de chaleur échangée avec le fluide est donc définie en fonction du coefficient d'échange thermique, et de la surface effective d'échange. Cette surface effective d'échange est définie comme la somme de la surface primaire et de la surface des ailettes modulée par le coefficient d'ailette (équation 1.32).

$$h_{local} * (S_1 + \eta S_2) = h_{primaire} * S_{1,brute} \quad 1.32$$

1.3.1.3. Comparaison des coefficients d'échange thermique estimés expérimentalement à la littérature

Une fois les coefficients d'échange thermique estimés de manière expérimentale, il est important de comparer les résultats obtenus aux corrélations de la littérature. Deux types de comparaison ont été retenues par les auteurs cités dans le Tableau 1.4 (Blundell *et al.*, 1988 ; Robertson *et al.*, 1986 ; Rossato *et al.*, 2017) :

- Une comparaison à des corrélations de référence pour de la condensation sur surface plane. Robertson *et al.* (1986) comparent ainsi leurs résultats à la théorie de Nusselt.
- Une comparaison à des corrélations de référence pour de la condensation dans des canaux : canaux conventionnels ou mini/microcanaux. Cette approche est adoptée par les trois auteurs, dans le cadre de la condensation (Blundell *et al.*, 1988 ; Robertson *et al.*, 1986 ; Rossato *et al.*, 2017). Cette approche est relativement classique dans l'étude des échanges thermiques dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées (par exemple Tao *et al.*, 2018 ; Tao *et al.*, 2020). Elle présente en effet l'avantage de pouvoir expliquer les phénomènes physiques (équilibre des forces et types d'écoulement). Une vue en coupe d'un passage d'échangeur à plaques et ailettes brasées montre visuellement la logique de cette approche (Figure 1.12) : les espaces entre les ailettes peuvent être considérés comme des canaux rectangulaires.



Figure 1.12 : Vue en coupe d'un passage d'échangeur à plaques et ailettes brasées (Rossato *et al.*, 2017).

Les comparaisons à ces deux types de corrélations (surface plane/canaux) seront développées successivement dans les paragraphes suivants. Cependant, les échanges thermiques étant fortement liés au régime d'écoulement, il est nécessaire de décrire les différents types d'écoulements possibles dans ces canaux, et de donner des critères de transition. C'est ce que l'on s'attache à faire dans la section suivante (1.3.2).

1.3.2. Régimes d'écoulement

1.3.2.1. Régimes d'écoulements pour des canaux rectangulaires étroits et verticaux avec écoulement descendant

Si la littérature sur les types d'écoulements (avec proposition de cartes et de critères de transition) est très développée pour les minicanaux horizontaux, ou pour des écoulements verticaux ascendant, il existe beaucoup moins d'auteurs s'étant intéressé de manière spécifique aux écoulements descendants en condensation pour des canaux verticaux étroits, et particulièrement rectangulaires (Kim *et al.*, 2018). Quelques études ont cependant pallié ce manque de la littérature (Ali *et al.*, 1993, Chalgeri & Jeong, 2019 ; Kim *et al.*, 2018 ; Xing *et al.*, 2014). Il est à noter que ces études ne portent pas sur de la condensation, mais sur des écoulements diphasiques air/eau. Il est à noter également que les canaux présentés dans ces études ont un fort rapport d'aspect, puisqu'ils correspondent à l'espacement entre deux plaques verticales parallèles (avec un espacement inférieur à 2,5 mm et une largeur de quelques dizaines de millimètres). L'extension de ces résultats à la condensation dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées demandera donc à être justifiée.

Les différents types d'écoulement recensés dans ces canaux rectangulaires verticaux, étroits et à fort rapport d'aspect, avec écoulement vers le bas, sont représentés sur la Figure 1.13, et sont listés comme suit. Cette liste reprend les définitions de Kim *et al.* (2018) et Chalgeri & Jeong (2019) :

- **L'écoulement à bulles** : présences de petites bulles sphériques.
- **L'écoulement à larges bulles** : lorsque le débit de gaz augmente, les petites bulles coalescent pour former des bulles allongées et comprimées par l'étréoulesse du canal. Des petites bulles sont également présentes. Les bulles peuvent avoir une forme convexe ou concave. Ces bulles se déplacent avec l'écoulement vers le bas.
- **L'écoulement à poches bouchons** : lorsque le débit de gaz augmente, les petites bulles sphériques coalescent et forment de larges bulles, confines par les parois du minicanal, ce qui les déforme et leur donne la forme de bouchon caractéristique. De larges bulles plates apparaissent aussi mais sans occuper la largeur du canal. Contrairement à des études précédentes (Ishii & Mishima, 1984, par exemple), Kim *et al.* (2018) classent cet écoulement comme un écoulement spécifique et non comme un écoulement de transition.
- **L'écoulement en film tombant**: cet écoulement est observé pour de faibles débits de gaz et de liquide. Le film liquide, qui peut être ondulé par des vagues coule le long des parois, tandis que le gaz occupe le centre du canal. Des ponts liquides se forment parfois, interrompant la longue bulle de gaz du centre du canal. Cet écoulement semble spécifique aux écoulements verticaux dans des minicanaux rectangulaires (Kim *et al.*,

2018). Ce régime est dominé par les forces de tension de surface, de viscosité et de gravité.

- **Le régime indéterminé** : lorsque les vagues deviennent importantes à la surface du film tombant, des ponts liquides irréguliers se développent. Le régime ne peut alors être rattaché à aucun des types d'écoulements connus.
- **L'écoulement "slug"** : lorsque le débit de gaz augmente, les poches bouchons et les larges bulles coalescent et forment des bulles de Taylor, d'un diamètre proche de celui du canal. Les bulles sont déformées et séparées par des petits ponts liquides. La phase liquide contient par ailleurs une multitude de petites bulles.
- **L'écoulement "churn-turbulent"** : à la suite du régime slug, les bulles de Taylor se casse en des bulles plus petites. Les ponts liquides sont déformés et cassés. Un écoulement diphasique chaotique se met en place dans le canal.
- **L'écoulement annulaire** : lorsque le débit de gaz est suffisamment important, la partie gazeuse occupe le centre du canal tandis que la partie liquide s'écoule sur les parois du canal. Sur une image, ce régime ne peut pas être distingué de l'écoulement en film tombant, mais la fluctuation de l'épaisseur de film liée aux vagues est plus importante dans le cas d'un régime annulaire. De plus, ce régime présente également de l'entraînement liquide dans la phase gazeuse et des bulles dans la phase liquide.

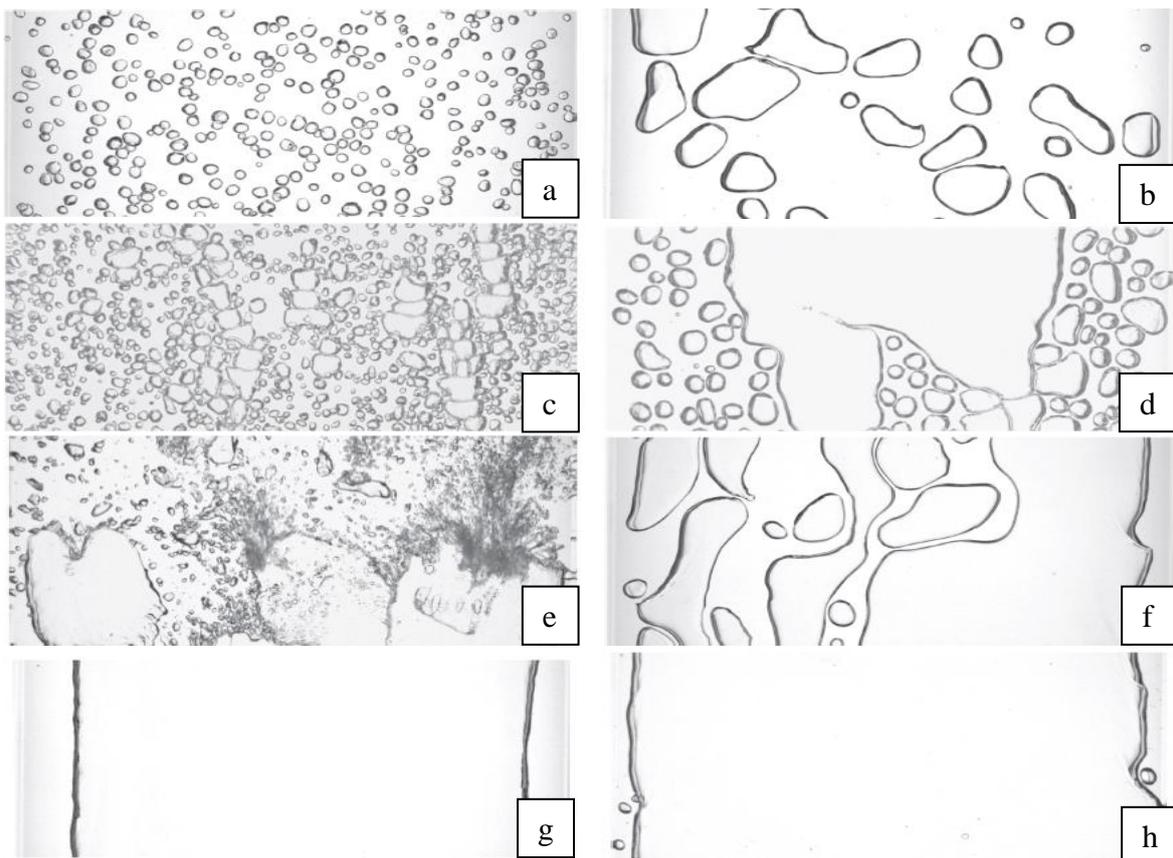


Figure 1.13: Différents types d'écoulements pouvant se produire lors d'un écoulement vertical descendant dans un canal rectangulaire étroit. Ces illustrations proviennent de l'étude de Chalgeri & Jeong (2019). De gauche à droite et de haut en bas : écoulement à bulles (a), à larges bulles (b), à poches bouchons (c), « slug » (d), « churn-turbulent » (e), indéfini (f), film tombant (g), annulaire (h)

1.3.2.2. Cartes d'écoulements

Ali *et al.* (1993), Xing *et al.* (2014) et Chalgeri & Jeong (2019) ont déterminé des cartes d'écoulement qui sont données respectivement en Figure 1.14, Figure 1.15, Figure 1.16 afin de caractériser les conditions dans lesquelles un régime d'écoulement donné peut être observé. Ces cartes d'écoulements sont définies pour des canaux rectangulaires verticaux, avec film descendant. Ces canaux sont formés par deux plaques parallèles, distantes de moins de 2,5 mm. En revanche, ces canaux ont une section à fort rapport d'aspect, car les plaques sont relativement larges (quelques dizaines de millimètres). Par ailleurs, ces cartes sont établies pour des écoulements diphasiques air/eau et non lors d'un phénomène de changement de phase. L'utilisation de ces cartes pour établir le type d'écoulement dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées devra donc être fortement justifiée.

La carte d'écoulements définie par Ali *et al.* (1993), et présentée en Figure 1.14, est définie pour un canal étroit, compris entre deux plaques verticales espacées de 0,778 ou 1,465 mm.

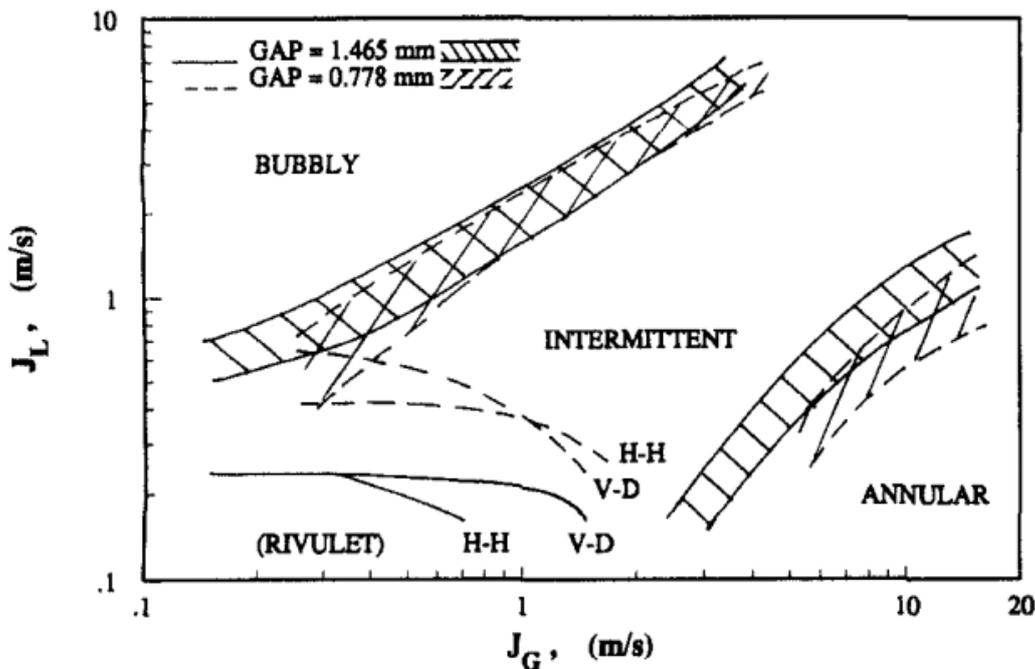


Figure 1.14 : Carte des écoulements entre deux plaques verticales, espacées de 0,778 mm ou 1,465 mm, dans l'étude de Ali *et al.* (1993). Les lignes d'intérêt ici sont les lignes V-D (vertical downward). L'écoulement « rivulet » correspond au film tombant de Chalgeri & Jeong (2019) ou Kim *et al.* (2018).

Les écoulements repris dans cette carte (Figure 1.14) sont les écoulements à bulles et annulaire. Un écoulement intermittent est également présent. En comparant cette carte aux cartes suivantes (Figure 1.15, Figure 1.16), cet écoulement semble correspondre aux écoulements à poches bouchons, « slug » et « churn-turbulent ». L'écoulement « rivulet » correspond quant à lui à un écoulement en film tombant, avec présence de vagues sur le film.

La carte d'écoulements définie par Xing *et al.* (2014), et présentée en Figure 1.15, a été développée pour un canal rectangulaire vertical, de dimensions 1,41x43x2000mm avec écoulement descendant.

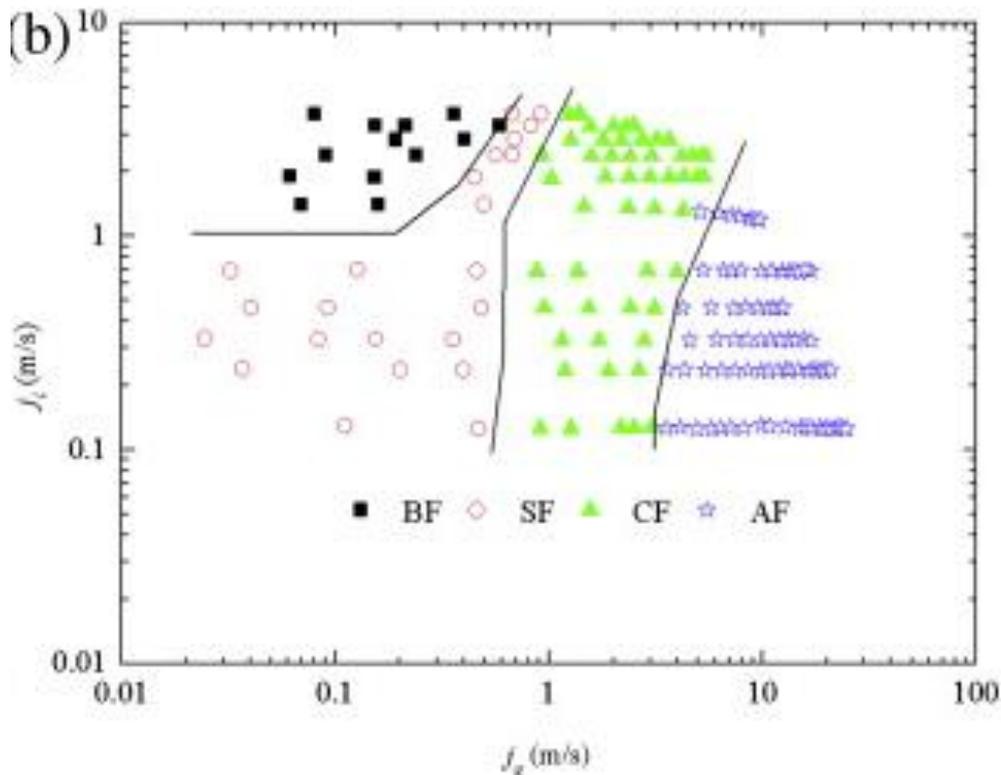


Figure 1.15: Carte des écoulements dans l'étude de Xing *et al.* (2014). La carte est développée pour un canal rectangulaire vertical avec écoulement descendant de dimensions 1,41x43x2000 mm. BF : écoulement à bulles ; SF : écoulement « slug », CF : écoulement « churn », AF : écoulement annulaire.

Cette carte d'écoulements (Figure 1.15) reprend quatre types d'écoulements : « slug », « churn », annulaire et à bulles. Contrairement aux autres cartes d'écoulement (Figure 1.14, Figure 1.16), l'écoulement en film tombant n'est pas signalé sur cette carte. Cela est étonnant, puisque les plages de vitesses des phases gazeuses et liquides sont relativement similaires entre ces différentes études (Ali *et al.*, 1993 ; Xing *et al.*, 2014 ; Chalgeri & Jeong, 2019).

Une carte d'écoulement définie par Chalgeri & Jeong (2019) est également présentée en Figure 1.16. Cette carte d'écoulement est définie pour un canal rectangulaire d'épaisseur 2,35 mm et de largeur 67 mm.

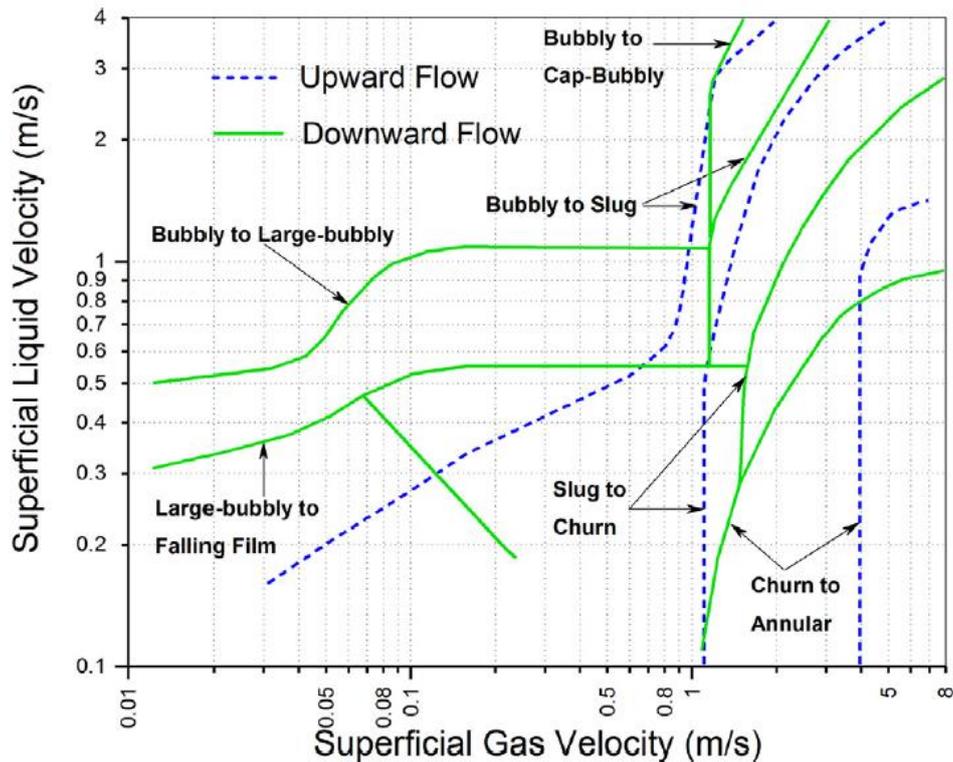


Figure 1.16 : Carte d'écoulement de Chalgeri & Jeong (2019). Il s'agit d'écoulements verticaux descendants (air/eau), dans un canal rectangulaire d'épaisseur 2,35 mm et de largeur 67 mm. Les courbes en pointillés permettent une comparaison avec un écoulement ascendant.

Cette carte d'écoulement (Figure 1.16) présente davantage de distinctions entre les types d'écoulement que les cartes précédentes (Figure 1.14, Figure 1.15). En effet, 7 types d'écoulement sont distingués : à bulles, à larges bulles, à poches bouchons, « slug », « churn », annulaire et film tombant.

Si les différentes cartes présentent un certain nombre de similarités, notamment pour la définition des frontières des régimes à bulles et annulaires ; en revanche il est à noter que la carte proposée par Chalgeri & Jeong (2019) présente des distinctions plus fines entre les types d'écoulement. L'absence de l'écoulement en film tombant, sur la carte de Xing *et al.* (2014) est aussi un élément à noter.

1.3.3. Comparaison avec les corrélations développées pour des surfaces planes

L'étude de Robertson *et al.* (1986) porte sur la condensation de l'azote dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées (ailettes droites, Tableau 1.4). Les résultats obtenus par ces auteurs sont comparés à la théorie de Nusselt (cas plaque plane, force dominante : gravité, régime : film tombant). Il est constaté que les résultats expérimentaux sont supérieurs aux prédictions de la théorie de Nusselt. Cet écart est attribué à la présence de vagues ou de turbulences dans le film

de condensat. Par ailleurs, conformément à la théorie de Nusselt, l'impact de la fraction massique de gaz, sur les coefficients d'échange thermiques, est très important lorsque celle-ci est élevée, mais cet impact diminue lorsque la fraction massique de gaz diminue. L'impact, du débit massique et de la pression dans le passage condensation, sur les coefficients d'échange thermiques, sont par ailleurs relativement faibles (Figure 1.17).

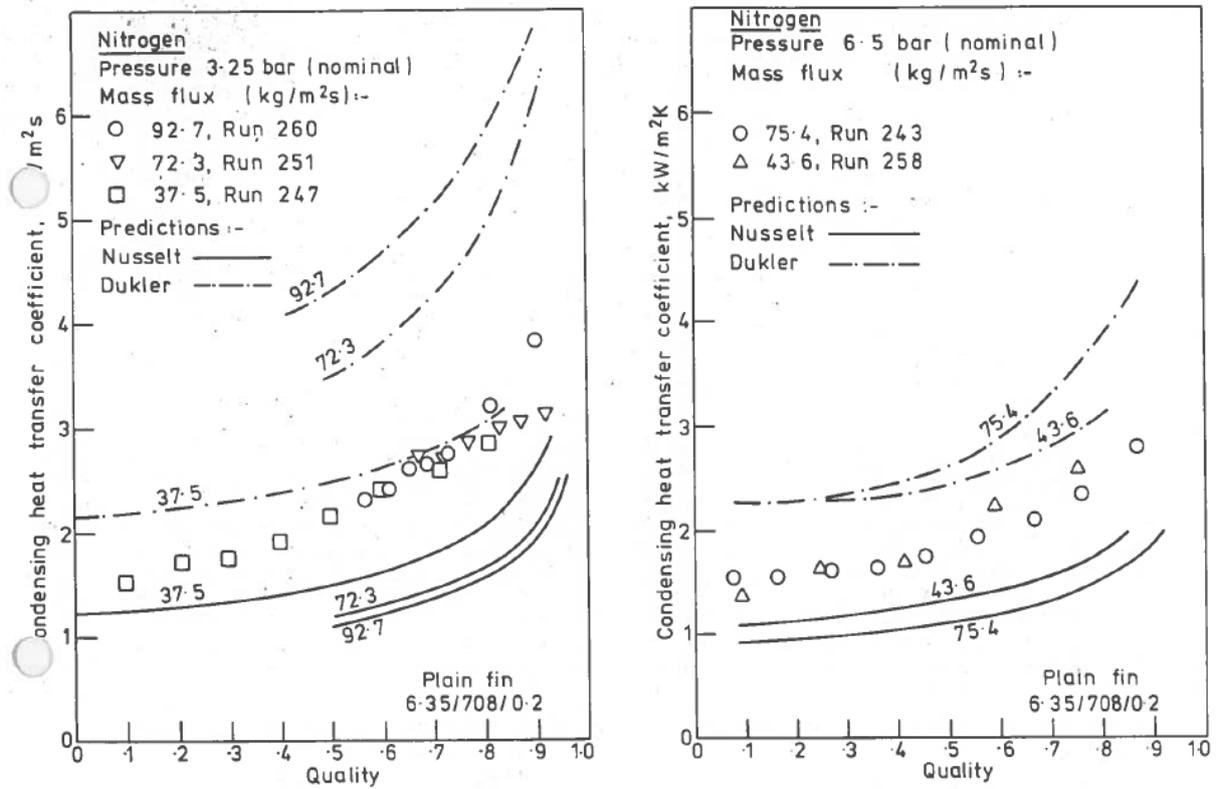


Figure 1.17 : Résultats expérimentaux de Robertson *et al.* (1986), pour des ailettes droites.

1.3.4. Comparaison avec les corrélations développées pour des canaux conventionnels et des mini/microcanaux

Dans l'étude de Robertson *et al.* (1986), et dans celle de Blundell *et al.* (1988), qui en est une extension, la corrélation à laquelle les auteurs se comparent est celle de Dukler (1960). Cette corrélation a été développée pour un tube vertical, où les forces dominantes sont les contraintes de cisaillement. Les résultats expérimentaux obtenus par ces auteurs sont inférieurs aux prédictions de l'approche de Dukler (1960) (Figure 1.17). Cet écart est attribué à une mauvaise modélisation des contraintes de cisaillement.

Dans l'étude de Rossato *et al.* (2017), quatorze corrélations de la littérature sont comparées aux résultats expérimentaux, sur la condensation de fluides frigorigènes dans des échangeurs à plaques et ailettes brasées. Deux corrélations permettent de bien modéliser les transferts thermiques de leur étude : celle de Cavallini *et al.* (2006), et celle de Jige *et al.* (2016). Celle de

Cavallini *et al.* (2006) a été développée pour des canaux conventionnels, tandis que celle de Jige *et al.* (2016) a été développée en prenant en compte les spécificités de l'écoulement dans des microcanaux. La corrélation de Jige *et al.* (2016) est préférée par Rossato *et al.* (2017), car elle permet de prendre en compte la faible influence de la gravité et des contraintes de cisaillement, tandis que les forces de tension de surface prédominent et drainent le liquide dans les angles des canaux. Cette conclusion est en particulier cohérente avec l'impact limité de l'augmentation du coefficient d'échange lorsque le débit augmente.

Ainsi, en fonction des caractéristiques propres à chaque échangeur, il peut être intéressant de comparer les résultats expérimentaux aux corrélations de la littérature, développées soit pour des canaux conventionnels, soit pour des mini/microcanaux. On s'attachera donc essentiellement à l'étude de la littérature portant sur les échanges thermiques lors de la condensation dans des mini/microcanaux ou dans des canaux conventionnels. La section 1.3.4.1. permettra tout d'abord de montrer quels sont les critères de passage permettant de définir les limites entre canaux conventionnels et mini/microcanaux. La section 1.3.4.2. présentera quelques corrélations expérimentales développée pour la condensation, dans des canaux de toutes dimensions. Enfin, la section 1.3.4.3. présentera un modèle analytique prenant en compte les spécificités des échanges thermiques et des écoulements lors de la condensation dans des mini/micro-canaux.

1.3.4.1. Classification des canaux

L'objectif de ce paragraphe est tout d'abord de donner les critères de passage d'un canal conventionnel à un mini/microcanal, puis, en guise d'illustration, d'appliquer ces critères à un échangeur à plaques et ailettes brasées présenté dans la littérature.

Dans ce paragraphe, le diamètre hydraulique, le nombre de confinement, le nombre de Bond et la constante de Laplace (longueur capillaire) sont calculés grâce aux équations 1.33 à 1.36.

$$d_h = \frac{4 \cdot A}{P} \quad 1.33$$

$$Co = \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)}}}{d_h} \quad 1.34$$

$$Bo = \frac{g \cdot (\rho_l - \rho_v) \cdot d_h^2}{\sigma} \quad 1.35$$

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad 1.36$$

Plusieurs classifications des canaux ont été proposées dans la littérature, avec différents critères de passage mini-canaux/canaux conventionnels et micro-canaux/mini-canaux : critère sur le

diamètre hydraulique du canal ou critère sur l'équilibre des forces (entre tension de surface et gravité). Une confusion subsiste encore entre les termes mini-canaux et micro-canaux, puisque chez certains auteurs, aucune distinction n'est faite entre ces deux types de canaux. Ces termes seront donc utilisés indifféremment.

Quelques-unes de ces classifications sont décrites dans le Tableau 1.5 : Kandlikar (2002) (ou Kandlikar & Grande, 2003), Cheng & Wu (2006), Serizawa *et al.* (2002) et Kew & Cornwell (1997).

Classification de Kandlikar (2002)	Classification de Cheng & Wu (2006)	Classification de Serizawa <i>et al.</i> (2002)	Classification de Kew and Cornwell (1997)
<ul style="list-style-type: none"> ○ Canaux conventionnels : $d_h > 3 \text{ mm}$ ○ Minicanaux : $0,2 \text{ mm} < d_h \leq 3 \text{ mm}$ ○ Microcanaux : $0,01 \text{ mm} < d_h \leq 0,2 \text{ mm}$ 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Canaux conventionnels : $Bo > 3$ (tension de surface négligeable) ○ Minicanaux : $0,5 < Bo \leq 3$ (impact de la pesanteur et de la tension de surface) ○ Microcanaux : $Bo < 0,5$ (gravité négligeable) 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Canaux conventionnels : $lc < d_h$ ○ Microcanaux : $lc > d_h$ 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Canaux conventionnels: $Co < 0,5$ ○ Microcanaux : $Co > 0,5$

Tableau 1.5 : Classification des canaux selon différents auteurs.

Ces classifications proposent des critères différents pour évaluer le passage de canaux de type conventionnels à des canaux de type mini/micro. Ces classifications peuvent reposer sur des critères de taille du canal, comme c'est le cas de celle de Kandlikar (2002), par exemple, ou sur des critères d'équilibre des forces, comme c'est le cas de la classification de Cheng & Wu (2006).

Dans l'étude menée par Rossato *et al.* (2017), le fluide frigorigène s'écoule horizontalement dans un passage central garni d'ondes droites perforées. Les dimensions de l'échangeur sont données dans le Tableau 1.6.

Paramètre	Valeur
Longueur de l'échangeur	0,5 m
Epaisseur des plaques du passage réfrigérant	6 mm
Largeur du passage réfrigérant	58 mm
Hauteur du passage réfrigérant	3 mm
Nombres de canaux (passage réfrigérant)	36
Section de passage (réfrigérant)	110 mm ²
Diamètre hydraulique (réfrigérant)	1,6 mm
Nombre de confinement	0,51/0,47/0,47
Nombre de Bond	3,88/4,52/4,58
Fluides utilisés (réfrigérant)	R1234ze(E), R134a, R32

Tableau 1.6 : Dimensions de l'échangeur à plaques et ailettes brasées de l'étude de Rossato *et al.* (2017).

Selon la définition de Kandlikar (2002) (ou Kandlikar & Grande, 2003), les canaux de cet échangeur, ayant un diamètre hydraulique de 1,6 mm (< 3 mm) sont bien des micro-canaux. Cependant, selon la définition de Wu (2006), il s'agit de canaux conventionnels, car le nombre de Bond (Bo) est supérieur à 3. Par ailleurs, le nombre de confinement de ces canaux est d'environ 0,5, ce qui les place à la limite du confinement, selon la classification de Kew & Cornwell (1997).

1.3.4.2. Corrélations expérimentales pour la condensation dans des canaux conventionnels et dans des mini/microcanaux

La revue des principales corrélations expérimentales développées dans le cadre de la condensation dans des canaux et microcanaux a été résumée dans le tableau de l'Annexe 1. Cette revue reprend en très grande partie celle de Al-Zaidi *et al.* (2018), qu'elle corrige sur certaines équations et complète sur les valeurs d'un certain nombre de grandeurs. Ce tableau reprend tout d'abord des corrélations développées pour des canaux conventionnels, d'orientations différentes, et principalement circulaires (Akers *et al.*, 1958 ; Cavallini *et al.*, 2006 ; Cavallini & Zecchin, 1974 ; Dobson & Chato, 1998 ; Shah, 1979). Ce tableau reprend aussi des corrélations développées pour des mini/microcanaux, de formes géométriques et d'orientations différentes (Bohdal *et al.*, 2011 ; Jige *et al.*, 2016 ; Koyama *et al.*, 2003 ; Park *et al.*, 2011 ; Wang *et al.*, 2002 ; Wang & Rose, 2011). Il est à noter que deux des corrélations

présentées dans ce tableau sont développées à la fois pour des canaux conventionnels et pour des mini/microcanaux (Kim & Mudawar, 2013 ; Shah, 2016b).

1.3.4.3. Modèle analytique pour la condensation dans des mini/microcanaux

En partant des équations de Navier-Stokes, Wang & Rose (2011) et Jige *et al.* (2016) ont tous deux proposé un modèle analytique permettant de modéliser les échanges thermiques dans un microcanal horizontal.

La modélisation de Jige *et al.* (2016) est proposée dans le cadre d'une étude sur des microcanaux rectangulaires et horizontaux, avec un écoulement annulaire. Il semble cependant que leur modélisation soit développée pour un canal de section carrée, donc le côté est égal au diamètre hydraulique des canaux réels. L'écoulement est modélisé sous la forme d'une bulle de gaz, entourée d'un film liquide. Jige *et al.* (2016) distinguent deux cas : un cas dominé par les contraintes de cisaillement ($\sigma = 0$), et un cas dominé par la tension de surface ($\tau_i = 0$). Dans chacun de ces deux cas est déduit un nombre de Nusselt. Dans le cas d'un écoulement dominé par les forces de tension de surface, et avec des contraintes de cisaillement négligeables (faible nombre capillaire), le nombre de Nusselt est donné dans l'équation 1.37. La valeur de la fonction adimensionnelle $S(d, r_c, t)$ est ensuite évaluée par les auteurs, de manière expérimentale, à 0,51. Dans le cas d'un écoulement dominé par les forces de cisaillement, le nombre de Nusselt est donné en équation 1.38, avec le multiplicateur diphasique détaillé en équation 1.39.

$$\begin{aligned} Nu_{An,S} &= \frac{d}{\delta} = S(d, r_c, t) \cdot \left(\frac{\rho_L \cdot \Delta h_{fg} \cdot \sigma \cdot d}{\lambda_L \cdot \mu_L \cdot (T_{sat} - T_{paroi})} \right)^{0,25} \\ &= S(d, r_c, t) \cdot \left(\frac{K_{jL} \cdot Pr_L}{Ja_L} \right)^{0,25} \end{aligned} \quad 1.37$$

$$Nu_{An,F} = \frac{\phi_{VO}}{1 - \chi} \sqrt{\frac{\rho_L f_{VO}}{\rho_v}} * Re_L^{0,5} * (0,6 + 0,06 * Re_L^{0,4} * Pr_L^{0,3}) \quad 1.38$$

$$\phi_{VO} = \sqrt{x^{1,8} + (1 - x)^{1,8} * \frac{\rho_v f_{LO}}{\rho_L f_{VO}} + 0,65 * x^{0,68} * (1 - x)^{1,43} * \left(\frac{\rho_v}{\rho_L}\right)^{0,75} * \left(\frac{\mu_L}{\mu_v}\right)^{1,25}} \quad 1.39$$

Dans le cas d'une force de tension de surface dominante, Wang & Rose (2011) ont également développé un nombre de Nusselt (équation 1.40) de forme similaire à celui de l'étude de Jige *et al.* (2016). Ici, r^* est le rayon du film de condensat dans les angles et b correspond, dans le cas d'un canal rectangulaire à la moyenne des deux côtés du canal. La valeur de la fonction adimensionnelle $S(b, r^*)$ est ensuite évaluée de manière expérimentale à 1,41.

$$Nu_{An,S} = \frac{b - 2 \cdot r^*}{\delta} = S(b, r^*) \cdot \left(\frac{\rho_L \cdot \Delta h_{fg} \cdot \sigma \cdot b}{\lambda_L \cdot \mu_L \cdot (T_{sat} - T_{paroi})} \right)^{0,25} \quad 1.40$$

1.4. CONCLUSIONS

Cette revue bibliographique nous a, dans un premier temps, donné les outils pour l'analyse de la condensation en film tombant sur plaque plane verticale. Des outils ont également été présentés pour l'analyse de la condensation sur des structururations de surface à échelle microscopique et macroscopique.

Dans un deuxième temps, la revue bibliographique sur les structururations de surface à échelle microscopique et macroscopique nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

- L'impact de la rugosité ($R_a < 15 \mu\text{m}$) sur de la condensation en film n'a jamais été, à notre connaissance, étudiée sur une plaque plane verticale. Et d'autant moins à température cryogénique. De plus, deux études menées sur des plaques à chevrons (Soontarapiromsook *et al.*, 2018 ; Longo *et al.*, 2004) montrent des impacts contradictoires de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique. Une hypothèse a été formulée selon laquelle ces différences sont liées au régime d'écoulement (laminaire/turbulent).
- L'impact de surface augmentée (micro-canaux, micro-rainures, ...) n'a jamais été étudié à température cryogénique. Cette étude présente d'autant plus d'intérêt que le facteur majeur d'amélioration de l'échange thermique sur ce type de surface est lié à la force tension de surface (Panchal & Bell, 1980). Or, une des principales caractéristiques des fluides cryogéniques est qu'ils présentent une plus faible tension de surface que les fluides frigorigènes classiques (Sun *et al.*, 2020).
- La condensation dans des échangeurs plaques et ailettes brasées du type de ceux utilisés industriellement par Air Liquide n'a été que très peu étudiée. Les trois études ayant porté sur ce type d'échangeur n'ont étudié qu'un unique type d'ondes droites (708 ondes.m^{-1}), qui ne correspond pas au type d'ailettes utilisées dans les ASU Air Liquide. Par ailleurs ces quelques études ont été menées sous pression ($> 3 \text{ bar}$), sans visualisation des écoulements.

La thèse présentée ici a donc pour objectif de pallier ces lacunes de la bibliographie, en étudiant dans un premier temps l'impact de plusieurs rugosités et de surfaces augmentées, sur la condensation en film vertical tombant, à température cryogénique. Ces études pourront permettre, à terme, de proposer de nouveaux types de surface, permettant d'améliorer l'échange thermique du côté condensation des vaporiseur-condenseurs cryogéniques. Dans un deuxième temps, une étude portera sur la condensation sur des structururations de surface à échelle macroscopique (ailettes) similaires à celles utilisées par Air Liquide dans les ASU. Cela permettra de mieux comprendre les phénomènes thermiques et d'écoulements dans les passages condensation des vaporiseur-condenseurs industriels, et d'ouvrir la voie à une étude plus large sur différents types d'ailettes (géométries, dimensions, ...)

Chapitre 2. BANC D'ESSAI

L'objectif de ce chapitre est de présenter le banc d'essai cryogénique qui a été conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse (section 2.1) ainsi que son instrumentation (section 2.2) et les différentes maquettes étudiées (section 2.3).

La section 2.1 présente le cœur de du banc d'essai qui correspond à une version miniature d'un vaporiseur-condenseur à bain, ne comportant que la partie dédiée à l'échange thermique de deux passages : un passage condensation et un passage vaporisation. Les autres éléments d'un vaporiseur-condenseur industriel n'y sont pas représentés (collecteur, distributeur, ...).

Dans une deuxième partie, les différents types de mesures réalisées sur ce banc d'essai sont rapidement présentés, ainsi que les raisons du choix de l'instrumentation (section 2.2). Cette partie sera ensuite approfondie dans le chapitre 3.

La troisième partie est dédiée à la présentation des deux maquettes testées sur ce banc d'essai dans le cadre de la thèse (section 2.3). Ces maquettes ont été fabriquées de manière à obtenir un gradient de température similaire dans la séparatrice entre les deux passages. La première maquette comporte plusieurs versions présentant différents types de structuration de surface à échelle microscopique. Les résultats obtenus sur les différentes versions de cette maquette (dite également maquette surface plane) seront présentés dans le chapitre 4. La deuxième maquette (dite maquette industrielle) présente des structurations de surface à échelle macroscopique. Les résultats de cette deuxième maquette seront donnés dans le chapitre 5.

2.1. LE BANC D'ESSAI

2.1.1. Objectifs

Comme développé en introduction, le principal objectif de cette thèse est d'estimer les coefficients d'échange thermique locaux du côté condensation, indépendamment des coefficients d'échange thermique du côté vaporisation au sein d'un vaporiseur-condenseur. Afin de répondre à cet objectif, il est nécessaire d'approfondir, de manière expérimentale, les connaissances actuelles sur les mécanismes mis en jeu lors de la condensation en film dans des vaporiseur-condenseurs, en vue d'arriver à terme à développer des corrélations ou une approche théorique permettant de mieux modéliser ces phénomènes thermiques. Pour ce faire, un banc d'essai a été conçu et réalisé, dans le cadre de cette thèse. Ce banc d'essai permet, entre autres, de répondre, en régime stabilisé, à deux objectifs principaux :

- Estimer des flux de chaleur et des coefficients d'échange thermique locaux, afin de quantifier les échanges thermiques.
- Visualiser les écoulements dans le passage condensation afin de qualifier le type d'écoulement.

Connaître le type d'écoulement du condensat est nécessaire à la bonne compréhension des phénomènes mis en jeu. En effet, il a déjà été démontré que les coefficients d'échange thermique locaux sont fortement impactés par le régime d'écoulement ainsi que par le type d'ondes et les instabilités générées (Louahlia-Gualous & Mecheri, 2007). Pour prendre un exemple autour du cas très simple de la condensation sur plaque plane verticale, Guichet & Jouhara (2020) soulignent qu'un certain nombre d'auteurs constatent que les coefficients de transfert thermique expérimentaux sont souvent 15 à 20% supérieurs à ceux prédits par la théorie de Nusselt (par exemple McAdams, 1942, cité par Guichet & Jouhara, 2020 ; Oh & Revankar, 2005a). Cette différence peut être attribuée à la présence de vagues sur le film de condensat, tandis que la théorie de Nusselt est définie pour un régime purement laminaire. Ainsi, la théorie de Nusselt ne permet pas de prédire précisément les coefficients d'échange thermique en dehors du cadre du régime pour lequel elle a été définie. Il est donc important de vérifier, pour le(s) type(s) d'écoulement d'intérêt, quelle est la corrélation de référence qui permet de bien estimer les coefficients d'échange thermiques, en vue de bien dimensionner les échangeurs thermiques.

Le banc qui a été réalisé permet de caractériser et de comparer, en termes d'impact sur les coefficients d'échange thermique locaux, différentes géométries d'ailettes et différentes texturations (surfaces développées 2D ou rugosités). Il est donc conçu de manière à pouvoir facilement tester différentes maquettes d'échangeur et à être représentatif de certaines conditions industrielles.

2.1.2. Contraintes

Les exigences imposées lors de la conception de ce banc sont les suivantes :

- Exigence sur la taille. Pour des raisons pratiques essentiellement liées à la fabrication des maquettes, les maquettes d'échangeur doivent avoir les dimensions suivantes : 200 x 100 mm ou 50 x 50 mm L'épaisseur des maquettes n'est pas fixée, mais elle devra être de l'ordre de quelques dizaines de millimètres.
- Exigence sur les fluides circulant dans l'échangeur. Pour des questions de sécurité et de coût, les fluides utilisés doivent uniquement être du diazote (ce choix sera également abordé plus bas). Cette solution avait par exemple déjà été adoptée par d'autres auteurs, comme Tang *et al.* (2017).
- Exigence sur la visualisation. Pour des raisons de praticité et de technicité (taille des hublots), la section de passage pour la visualisation de la condensation se trouve à la pression atmosphérique.

2.1.3. Concept du banc d'essai

Le concept du banc expérimental est décrit en Figure 2.1. La maquette d'échangeur, amovible, (partie grisée sur la figure) est composée de deux passages (condensation et vaporisation) séparés par une tôle en aluminium, appelée séparatrice. Le passage condensation est alimenté par le haut, par du diazote gazeux. Celui-ci se condense et est ensuite évacué en bas du passage, par un système de vases communicants. Ce système permet notamment d'éviter des remontées gazeuses à contre-courant du phénomène de condensation. Une plaque transparente est appliquée sur le passage condensation. Un débit d'arrosage variable d'azote liquide est présent en entrée de ce passage condensation. Ce débit d'arrosage permet de simuler différentes hauteurs d'un vaporiseur-condenseur industriel (en faisant de fortes hypothèses détaillées plus amplement dans la section 2.1.4). Une caméra permet de visualiser l'écoulement de l'azote dans le passage condensation. Le passage vaporisation, quant à lui, est plongé dans un bain d'azote liquide en ébullition. Ce canal est ouvert sur la partie supérieure et inférieure pour permettre la recirculation de l'azote par effet thermosiphon. Afin d'obtenir une différence de température entre les deux passages, et donc de créer un échange thermique, le bain d'azote liquide, côté vaporisation, est tiré au vide ([0,5 ; 1 bar]). Ce bain d'azote liquide est par ailleurs alimenté en continu, afin de maintenir un niveau en liquide convenable (ondes vaporisation noyées à minimum 93%) et stable.

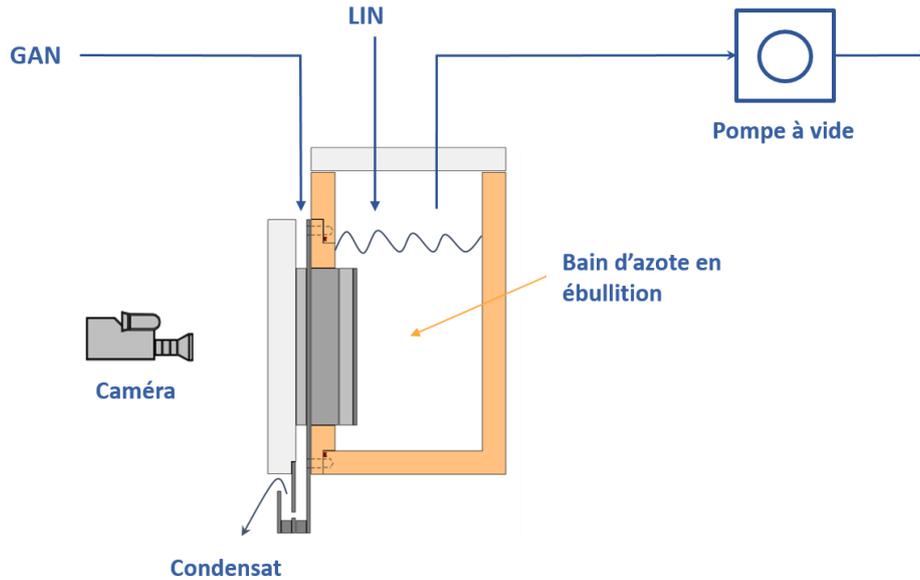


Figure 2.1 : Schéma de principe du banc expérimental. (Dimensions du bain de vaporisation : $400 \times 150 \times 172 \text{ mm}^3$)

Tirer au vide du côté vaporisation afin d'imposer une différence de température entre les deux passages permet de ne pas ajouter les contraintes liées à la surpression à celles liées à la température cryogénique, lors de la visualisation du passage condensation. Cette solution présente une innovation vis-à-vis de ce qui est couramment décrit dans la littérature pour l'étude de vaporiseurs-condenseurs à température cryogénique, puisque la solution habituellement décrite dans la littérature, notamment lors de la modélisation de ce type d'échangeur à température cryogénique, consiste à pressuriser le côté condensation ([1 ; 10 bar] chez Tang *et al.*, 2017 ; [3 ; 6 bar] chez Blundell *et al.*, 1988 ; [3,25 ; 6,5 bar] chez Robertson *et al.*, 1986). Cependant, ce choix, diffère du choix réalisé dans les vaporiseur-condenseurs industriels : la question de l'impact de la pression sur les coefficients d'échange thermique lors de la condensation de l'azote doit alors être étudiée. Blundell *et al.* (1988) et Robertson *et al.* (1986), ont mené une telle étude, pour de la condensation de l'azote dans des ondes droites. Ils observent que l'impact de la pression sur les coefficients d'échange thermique est relativement faible. Par ailleurs, Tang *et al.* (2017), dans leur étude autour de la condensation de l'azote sur une plaque plane verticale, s'appuie visiblement sur une conclusion similaire, puisque la variation de la pression côté condensation n'est assimilée qu'à une modification du sous-refroidissement pariétal (i.e. différence entre la température de la paroi et la température de saturation du fluide).

2.1.4. Paramètres variables

Afin de comparer les performances des différentes maquettes (partie décrite comme amovible sur la figure 2.2), le banc d'essai permet de tester principalement l'impact de deux paramètres :

- Le sous-refroidissement pariétal. La variation de cette grandeur est réalisée de manière indirecte en faisant varier la différence de pression entre le côté condensation et le côté

vaporisation (via la pression dans le bain de vaporisation). Il s'agit de la même technique que celle déployée par Tang *et al.* (2017), mais avec une variation de pression appliquée ici au passage vaporisation et non au passage condensation.

- L'arrosage en entrée du passage condensation. Comme les maquettes d'échangeurs (50 mm à 200 mm de haut) sont beaucoup plus petites que des vaporiseur-condenseurs industriels (1,5 à 2 m de haut pour un vaporiseur-condenseur à bain), il est donc nécessaire de trouver un moyen pour simuler, sur le banc d'essai, différentes hauteurs d'un vaporiseur-condenseur industriel. Le moyen proposé dans cette étude consiste à ajouter un débit d'arrosage connu et contrôlé en entrée du passage condensation, afin de faire varier le mouillage de la surface et la fraction massique de gaz et de liquide. Il est à noter que ce moyen de simulation repose sur de fortes hypothèses, en particulier : le débit de gaz en entrée du passage condensation n'est évalué qu'en faisant l'hypothèse qu'il est égal au débit de condensat mesuré (débit total mesuré auquel on soustrait le débit d'arrosage), et la répartition du liquide est supposée uniforme sur toute la largeur de la séparatrice. Cette dernière hypothèse engendre ainsi un questionnement pour les maquettes avec ondes, puisque l'arrosage est distribué sur la largeur de la séparatrice, mais pas sur la hauteur des ailettes (la hauteur des ailettes correspondant à la distance entre la paroi sur laquelle se condense le fluide, et à la plaque transparente fermant le passage condensation). Il est toutefois important de souligner dès à présent que l'objectif final, qui dépasse largement le cadre de cette thèse, est de tester ensuite la meilleure structuration de surface, sur un vaporiseur-condenseur réel, dans des conditions industrielles (taille et débit réels, oxygène côté vaporisation). Ces hypothèses seront donc vérifiées a posteriori dans une thèse suivante. En revanche, dans le cadre de cette thèse, étant donné ces fortes hypothèses et l'absence de données intermédiaires sur la correspondance entre débit et hauteur (seul le débit industriel maximal est connu), il est à noter que chaque débit d'arrosage testé ne sera donc pas spécifiquement rapporté à une hauteur donnée dans un vaporiseur-condenseur industriel. Seul le débit d'arrosage maximal est déterminé de manière à obtenir le même débit de liquide par périmètre mouillé en sortie de la maquette, qu'en sortie d'un échangeur industriel.

Les plages de variation des principaux paramètres, lors des différents essais, sont donnés dans le Tableau 2.1.

P_{cond} (bar)	P_{vap} (bar)	T_{cond} (°C)	T_{vap} (°C)	m_s (kg.h⁻¹)	Fraction massique gaz entrée (%)	Submergence
[0,992;1,010]	[0,457;1,001]	[-196,0;-195,8]	[-202,0;-195,9]	[0;50]	[5;100]	93%

Tableau 2.1 : Valeurs des principaux paramètres de fonctionnement du banc d'essai

A titre d'informations, d'autres paramètres pourraient également, dans le futur, être testés sur ce banc d'essai :

- La submergence dans le bain de vaporisation, définie par l'équation 2.1.

$$Submergence = \frac{\Delta P_{hauteur\ liquide}}{\rho \cdot g \cdot h_{vapo}} \quad 2.1$$

- La surchauffe de l'azote en entrée du passage condensation, définie par l'équation 2.2.

$$\Delta T_{SC,entr\acute{e}e} = T_{entr\acute{e}e} - T_{sat} \quad 2.2$$

2.1.5. Description détaillée du banc d'essai [confidentiel]

2.1.6. Fonctionnement du banc d'essai

Une « journée d'essai », permet d'obtenir cinq à dix points de mesure, correspondant à cinq ou dix points réalisés dans des conditions spécifiques (différence de pression entre le côté condensation et le côté vaporisation ; arrosage en entrée du passage condensation). Etant donné les contraintes spécifiques au banc d'essai, et principalement liées à la température des tests (environ -200°C) et à la sécurité, une journée d'essai nécessite au minimum deux jours de travail entiers. Les différentes phases de préparation sont décrites ci-dessous :

- Préparation d'un essai simple (pas de modification du banc). Cette phase nécessite en particulier la mise en froid du ranger de 600 L, avant son remplissage et son raccordement sur le banc d'essai (Figure 2.2). Durée : une demi-journée.
Préparation complexe (modification du montage). Durée : temps de la modification + une demi-journée (montage) + une demi-journée (préparation simple).
- Démarrage et mise en froid du banc d'essai. Durée : une demi-journée
- Expériences : modification de la pression côté vaporisation, stabilisation des flux thermiques, mesure des paramètres après stabilisation (minimum 20 mn de mesure après stabilisation). Durée : une demi-journée.
- Arrêt du banc d'essai : mise en place de balayages d'azote gazeux pour éviter tout risque de cryopiégeage, arrêt des différents éléments électriques et fermeture des différents circuits d'arrivée de gaz. Notons que le banc doit impérativement être arrêté à la fin de chaque journée d'essai, et ce notamment pour des raisons de sécurité (consommation importante d'azote pour le maintien en froid du banc). Durée : 30 mn.
- Réchauffage du banc d'essai. Ce réchauffage est nécessaire car pour des raisons de sécurité et de dimensionnement, le banc ne peut pas être gardé à température cryogénique la nuit. Le banc doit donc être réchauffé dès qu'il est arrêté et ce réchauffage doit être prolongé si possible une journée supplémentaire. Le réchauffage consiste à balayer le banc d'essai avec un débit d'azote gazeux à température ambiante. Ce balayage permet notamment d'éviter le cryopiégeage (formation de glace d'eau) dans le banc d'essai lors du réchauffage. La formation de glace endommage en effet les installations. Durée : une journée

Dans des conditions normales de travail, il est donc possible de réaliser au maximum deux à trois journées d'essai dans une même semaine. Il est par ailleurs à noter qu'en raison des contraintes liées à la température cryogénique, chaque modification nécessite une mise à l'arrêt complète du banc.



Figure 2.2 : Remplissage du ranger 600L avec de l'azote liquide.

2.2. INSTRUMENTATION

L'objectif de cette partie est de présenter toutes les mesures et instrumentations présentes sur le banc d'essai : mesures de pressions et de températures, mesures de débit de condensat, instrumentation pour la visualisation. Il est à noter qu'une discussion plus ample sur la raison du choix des types de sondes et branchements utilisés sera présenté plus longuement dans le chapitre 3. Les formules utilisées et les hypothèses posées dans le cadre des mesures et estimations réalisées seront quant à elles présentées et vérifiées dans les chapitres 4 et 5.

2.2.1. Mesures de pressions

Plusieurs capteurs de pressions sont disposés au niveau de l'installation (figure 2.3) :

- Un capteur de pression situé au sommet du contenant d'azote liquide côté vaporisation (noté PIC2 dans la figure 2.3).
- Un capteur permettant la mesure du différentiel de pression entre la pression prise au sommet de l'enceinte côté condensation et au sommet de l'enceinte côté vaporisation (noté DPR1 dans la figure 2.3).
- Un capteur permettant la mesure du différentiel de pression entre le haut de l'enceinte côté vaporisation et l'alimentation en liquide de diazote (noté DPC2 dans la figure 2.3).
- Un capteur permettant la mesure du différentiel de pression entre l'entrée du passage condensation et la partie basse du Dewar principal (noté DPC3 dans la figure 2.3).

2.2.2. Mesure de température

Plusieurs types de mesure de températures sont présents sur le banc d'essai :

- Des mesures dont l'objectif est de connaître les températures en entrée et sortie du passage condensation, les températures extérieures, quelques températures informatives (concernant la mise en froid du système par exemple) ou liées à la sécurité. Ces mesures sont les suivantes :
 - $T_{\text{bain, SF}_2}$: température du bain où sont plongées les compensations de soudure froide.
 - $T_{\text{ciel gaz}}$: température du ciel gazeux créé par la vaporisation d'azote liquide dans la partie basse du Dewar principal.
 - $T_{\text{haut boîte}}$: température extérieure de la boîte du bain de vaporisation. Cette prise de température est légèrement plus haute que le haut des ondes.
 - T_{fluke} : température ambiante dans la boîte régulée en température où se trouve la centrale d'acquisition
 - $T_{\text{bain thermostaté}}$: température du bain thermostaté qui permet de réguler en température la centrale d'acquisition.
 - TR2 (figure 2.3): température de sécurité au niveau des résistances chauffantes dans la partie basse du Dewar principal

- Des mesures dont l'objectif est de connaître les températures et différences de température dans la séparatrice entre les deux passages de la maquette. Chaque maquette est ainsi dotée de 6 triplets de thermocouples de type E, répartis sur trois hauteurs différentes, et sur deux largeurs différentes à chaque fois ($1/3$ et $1/3$ ou $1/2$ et $1/4$). Le plan (vue de face, depuis le côté condensation), de la séparatrice est donné en Figure 2.3, avec les dimensions du montage. Les sondes d'un même triplet sont alignées dans l'épaisseur de la séparatrice, c'est-à-dire qu'elles sont positionnées à la même hauteur et largeur de part et d'autre de la plaque ; le seul paramètre variable étant leur positionnement dans l'épaisseur de la séparatrice (à 1,75 mm de la paroi condensation ou vaporisation pour les deux thermocouples extrêmes, et à 40,25 mm ou 12,25 mm de la paroi condensation pour le thermocouple du milieu). Dans chaque triplet, les deux sondes extrêmes permettent de mesurer une différence de température, tandis que la sonde centrale permet de s'assurer de la linéarité de la température dans la paroi. Les indices h , m , b correspondent respectivement au haut, milieu, bas de la maquette. Les indices g , d correspondent à la gauche et à la droite de la maquette (vue de face, côté condensation).

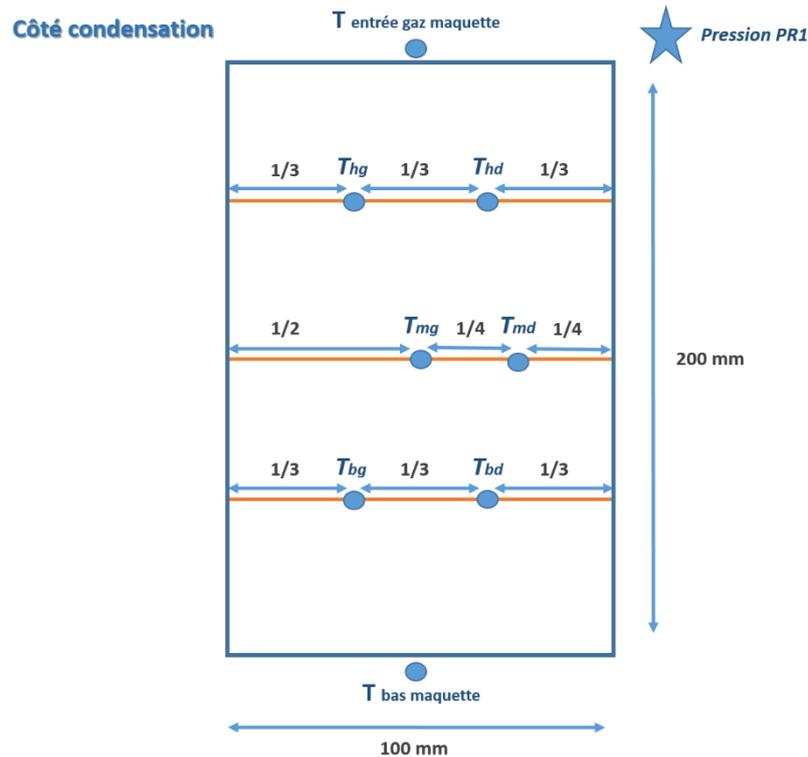


Figure 2.3 : Positionnement des principales mesures de température (vue de face, côté condensation). Les indices h , m , b correspondent respectivement aux sondes de température de la rangée du haut, milieu, bas. De même, les indices g et d correspondent à gauche et droite (vue de face). La pression PR1 est la pression de l'azote mesurée en entrée du passage condensation.

La mesure de pression, ainsi que la mesure de la température d'entrée du gaz côté condensation, sont réalisées juste au-dessus de l'entrée du passage condensation. La mesure de la température du condensat est réalisée à la sortie de la maquette.

2.2.3. Mesure des débits

Le débit de condensat est mesuré manuellement à l'aide d'un système de godet, manœuvrable de l'extérieur du Dewar (Figure 2.4). Ce godet, de 50 mL est gradué tous les millilitres. Le remplissage de ce godet est mesuré à l'aide de la caméra et d'un chronomètre.

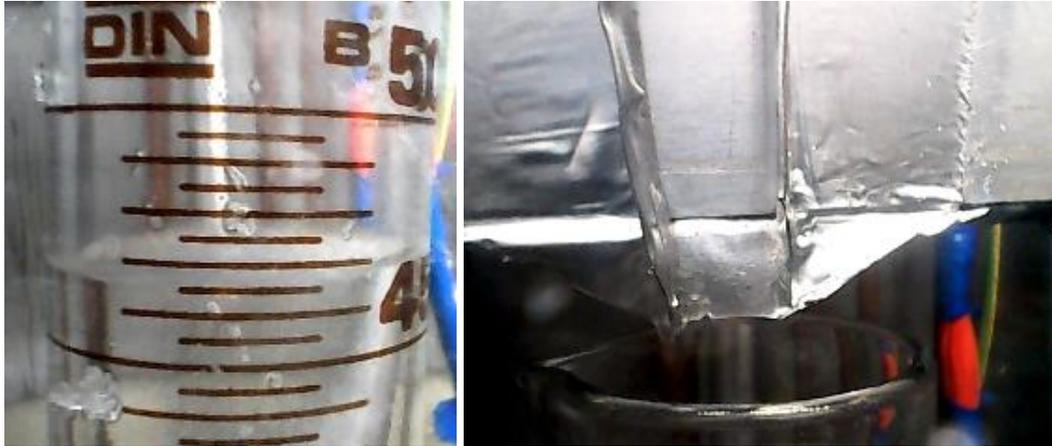


Figure 2.4 : Système de godet permettant la mesure du débit de condensat.

2.2.4. Visualisation des écoulements

La visualisation des écoulements est réalisée grâce à une caméra endoscopique Somikon®, de petites dimensions, dont les principales caractéristiques sont données dans le Tableau 2.2. Cette caméra est isolée et un système de résistance chauffante permet de la maintenir à -100°C (température limite d'utilisation). Un système permet également de déplacer facilement la caméra depuis l'extérieur du Dewar, lors des expériences. Des barrettes de LED mobiles ont également été ajoutées afin d'optimiser l'éclairage dans le banc d'essai.

Caractéristiques	Valeurs
Objectif	$f = 4\text{-}6\text{ cm}$
Angle de vue	54°
Résolution	640 x 480 (VGA)
Nombre d'images par seconde	30
Dimensions	$\varnothing = 10\text{ mm}$; $L = 52\text{ mm}$ (tête de caméra)

Tableau 2.2 : Caractéristiques de la caméra utilisée pour visualiser les écoulements.

Toute cette instrumentation est positionnée à l'extérieur de l'enveloppe en polycarbonate, entourant l'ensemble bain de vaporisation/maquette, afin de limiter au maximum l'apport thermique de ces éléments.

2.3. DESCRIPTION DES MAQUETTES UTILISEES

2.3.1. Généralités [confidentiel]

2.3.2. Structuration de surface microscopique

2.3.2.1. Rugosité

Quatre états de surface différents de la maquette surface plane permettent d'étudier l'impact de la rugosité sur les échanges thermiques (Figure 2.5). Ces différents états de surface ont été réalisés sur une même maquette initiale.

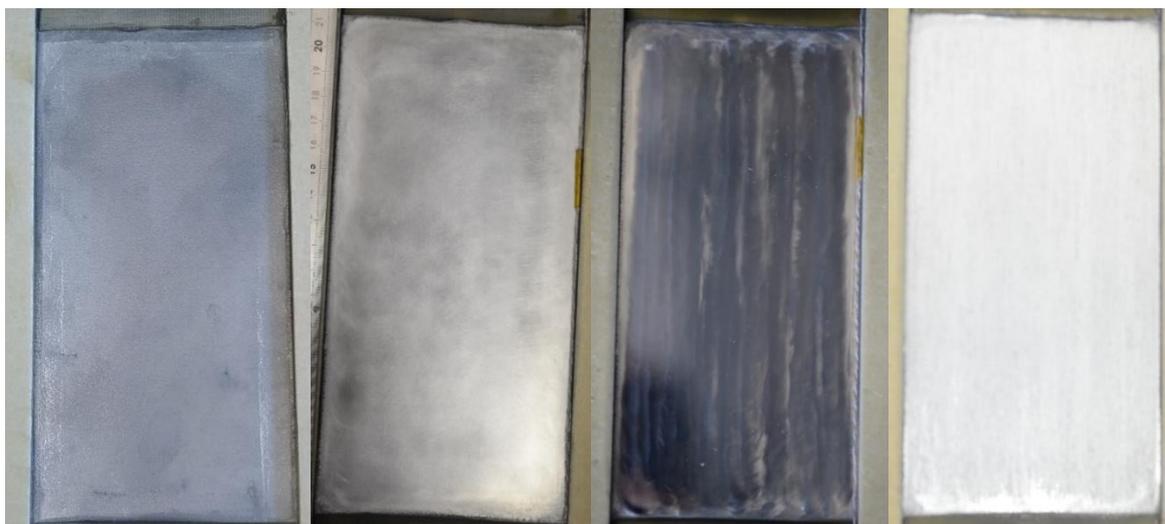


Figure 2.5 : De gauche à droite, versions a, b, c et d de la maquette surface plane.

Les valeurs de la moyenne arithmétique de la rugosité (R_a) de chaque version sont données dans le Tableau 2.3. La rugosité est à chaque fois évaluée en plusieurs points de la surface, en positionnant le rugosimètre selon différents angles. Le Tableau 2.3 recense pour chaque version la valeur moyenne de ces mesures.

	Rugosité moyenne (R_a , μm)	RMS (R_q , μm)	R_z , μm
Version a : brute	7,62	9,94	60,74
Version b : polie	0,60	-	-
Version c : miroir	0,07	0,10	0,99
Version d : rayée	6,26	8,28	57,58

Tableau 2.3 : Valeur de la rugosité pour les différentes versions de la maquette surface plane.

Les versions a et d présentent une rugosité moyenne sensiblement équivalente. Cependant la version a correspond à la rugosité après brasage d'une tôle séparatrice en aluminium 3003 (alliage couramment utilisé dans la fabrication des échangeurs à plaques et ailettes brasées) recouverte de la couche de métal d'apport, tandis que la version d est obtenue en rayant verticalement la surface qui a été polie après brasage.

Entre les versions a & d, et b puis c (Figure 2.6), il existe un facteur 10 sur la rugosité moyenne.

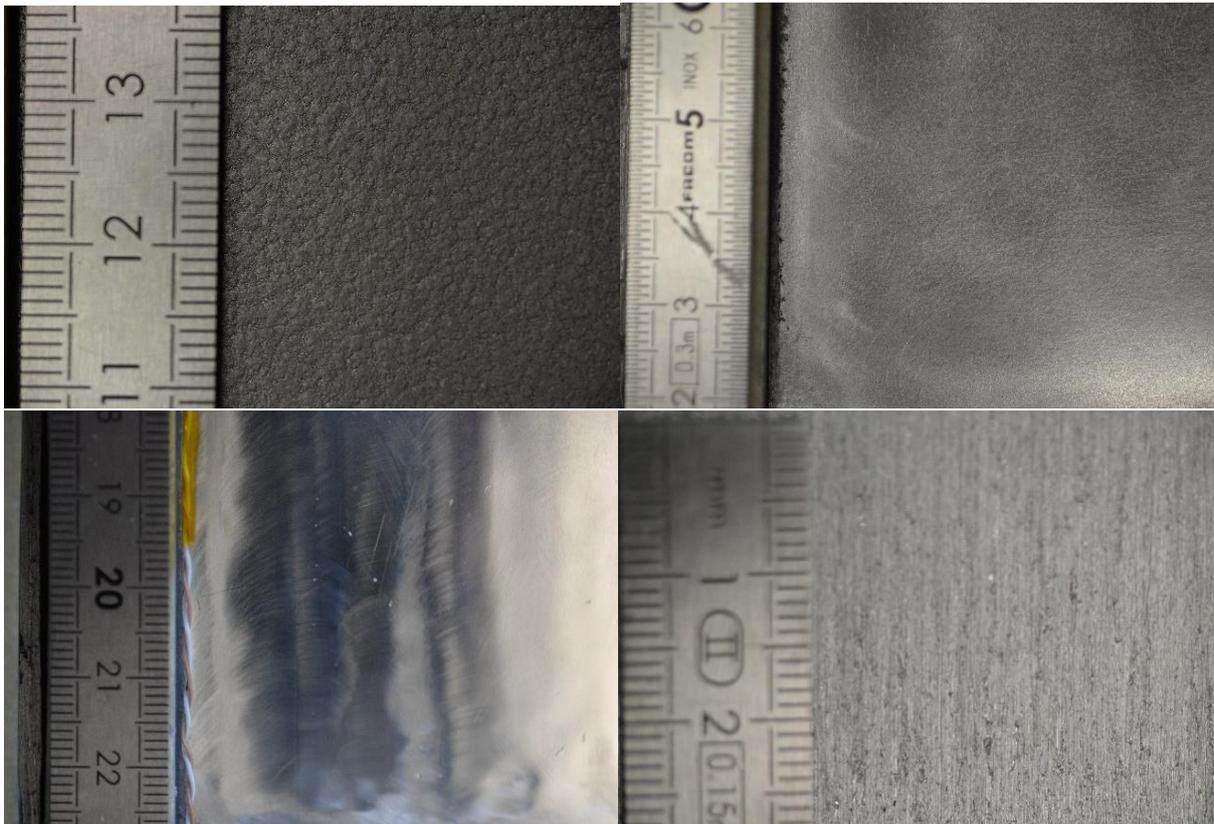


Figure 2.6 : De gauche à droite et de haut en bas, versions a, b, c, et d de la maquette surface plane. Zoom sur l'état de surface.

2.3.2.2. Surface développée 2D [\[confidentiel\]](#)

2.3.3. Structuration de surface macroscopique

Cette maquette présente des ondes droites perforées côtés condensation. Les principales dimensions et le type d'ondes utilisées dans cette maquette sont donnés dans le **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** La perforation des ailettes est réalisée afin d'améliorer la recirculation entre canaux (pour des raisons de sécurité essentiellement : éviter des échauffements locaux en raison de bouchons). Les ailettes sont percées de trous représentant environ 5% de la surface totale des ailettes (ligne « perforation » du **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

2.4. CONCLUSIONS

Ce chapitre a permis une présentation du banc d'essai cryogénique conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse. Les principaux points à retenir sont les suivants :

- Ce banc d'essai a été réalisé de manière à permettre une estimation des densités de flux thermiques et des coefficients d'échange thermique locaux, afin de quantifier les échanges thermiques. Il permet également de visualiser les écoulements dans le passage condensation afin de qualifier le type d'écoulement.
- Ce banc d'essai permet de tester à moindre coût un grand nombre de maquettes miniatures (200*100 mm) de vaporiseurs-condenseurs composées de deux passages : un passage vaporisation et un passage condensation. Le passage vaporisation est plongé dans un bain d'azote liquide tiré au vide, tandis que le passage condensation est à pression atmosphérique.
- Les deux paramètres variables de ce banc d'essai sont le sous-refroidissement pariétal côté condensation (qui est obtenu en agissant sur la pression du bain de vaporisation) et le débit d'arrosage en entrée du passage condensation. Ce débit d'arrosage permet de simuler des hauteurs différentes d'un vaporiseur-condenseur, en faisant l'hypothèse d'un film liquide uniformément réparti.
- [confidentiel]

Chapitre 3. SOURCES D'INCERTITUDE LIEES AU BANC EXPERIMENTAL

Les contraintes fortes et assez peu courantes liées à la fabrication du banc d'essai présenté dans le chapitre précédent ont nécessité des réflexions approfondies autour de l'instrumentation. Ces contraintes sont notamment liées à :

- *La température cryogénique (~ 77 K)*
- *L'estimation de forts flux thermique (~ 10 kW/m²) à partir de très petites différences de températures dans la séparatrice ($\Delta T \sim 1$ K)*

Après avoir rapidement décrits les formules utilisées (section 3.1), les choix réalisés concernant l'instrumentation et le montage des thermocouples permettant l'estimation des flux et des coefficients d'échanges thermiques sont détaillés (section 3.2). Les études réalisées afin de minimiser les incertitudes liées à ces mesures sont également présentées (sections 3.2 à 3.4). Dans une dernière section (section 3.5), le calcul des incertitudes et l'estimations de celles-ci dans le cadre de cette thèse sont explicités.

3.1. ESTIMATION DU COEFFICIENT D'ÉCHANGE THERMIQUE

3.1.1. Estimation des coefficients d'échange thermique locaux

Dans le cadre de cette thèse, les coefficients d'échange thermique locaux (équation 3.1) sont déduits de la densité de flux thermique locale (estimée à partir de la différence de température entre les sondes extrêmes de chaque triplet de thermocouples – équation 3.2) en connaissant la température de la paroi et la température du fluide. La température de la paroi est déduite de la mesure de température effectuée par la sonde la plus proche, connaissant le flux thermique et la distance de cette sonde à la paroi, et en faisant l'hypothèse d'un flux thermique 1D (équation 3.3 pour le côté condensation et équation 3.4 pour le côté vaporisation - hypothèse discutée dans les chapitres 4 et 5). Côté condensation, la température du fluide est quant à elle supposée égale à la température de saturation (hypothèse usuellement faite et utilisée par exemple chez Tang *et al.*, 2017). Cette température de saturation est déduite de la mesure de la pression côté condensation.

Plus de détails sur le choix de la méthode d'estimation de la densité de flux thermique et du coefficient d'échange thermique sont donnés en Annexe 2.

$$h = \frac{\varphi}{T_{\text{fluide}} - T_{\text{paroi}}} \quad 3.1$$

$$\varphi = \frac{\lambda * \Delta T_{\text{paroi}}}{e_1} \quad 3.2$$

$$T_{\text{paroi,cond}} = T_{\text{mes,cond}} + \frac{e_2 * \varphi}{\lambda} \quad 3.3$$

$$T_{\text{paroi,vap}} = T_{\text{mes,vap}} - \frac{e_3 * \varphi}{\lambda} \quad 3.4$$

Il est ensuite possible d'estimer un coefficient d'échange moyen sur toute la plaque en suivant le raisonnement suivant :

- La paroi est divisée en 6 surfaces égales de 3,3 cm * 6,7 cm.
- En un point de chacune de ces 6 surfaces (cf. Figure 2.3 du chapitre 2), un coefficient d'échange thermique local est estimé via une mesure de différence de températures dans la séparatrice (équation 3.1).
- L'hypothèse suivante est ensuite posée : la valeur de chaque coefficient d'échange thermique local est la même sur toute la surface située autour du point de mesure.
- Un coefficient d'échange thermique moyen sur toute la plaque est alors calculé en faisant la moyenne arithmétique des 6 coefficients d'échange locaux.

3.1.2. Estimation du coefficient d'échange thermique moyen

Afin de vérifier la cohérence globale de ces estimations locales de flux et coefficients d'échange thermique, des mesures moyennes de débit de condensat, en aval du passage condensation, sont réalisées. La formule mathématique permettant de calculer le coefficient d'échange thermique moyen côté condensation est donnée par l'équation 3.5. La température du fluide et celle de la paroi sont déterminées de la même manière que précédemment (section 3.1.1). Le débit de condensat $\dot{m}_{condensat}$ correspond au débit mesuré $\dot{m}_{mesuré}$, auquel est soustrait le débit d'arrosage \dot{m}_0 .

$$h_{moyen} = \frac{\dot{m}_{condensat}}{S_{1,brute} * (T_{fluide} - T_{paroi}) * [\Delta h_{fg} + c_{p,v} * (T_{entrée,cond} - T_{sat,cond}) + c_{p,l} * (T_{sat,cond} - T_{sortie,cond})]} \quad 3.5$$

Cette formule peut être simplifiée dans le cas où la désurchauffe du gaz en entrée et le sous-refroidissement du liquide en sortie sont considérés comme étant négligeables devant le phénomène de changement de phase (équation 3.6).

$$h_{moyen} = \frac{\dot{m}_{cond} * \Delta h_{fg}}{S_{1,brute} * (T_{fluide} - T_{paroi})} \quad 3.6$$

Le coefficient d'échange thermique moyen estimé de cette manière est ensuite comparé à la moyenne des 6 coefficients d'échange locaux (cf. section 3.1.1). Si ces deux valeurs sont comparables, alors cela signifie que la moyenne des mesures locales permet effectivement d'avoir une image du phénomène moyen sur toute la plaque.

La méthodologie choisie afin d'estimer les coefficients d'échange locaux nécessite de connaître avec précision les valeurs des températures et différentielles de températures, le positionnement des thermocouples et la valeur de la conductivité thermique de la plaque afin de minimiser au maximum les incertitudes liées à cette estimation. C'est pourquoi, ces points ont fait l'objet d'une attention particulière durant ces travaux. Les choix réalisés et leur impact sur les incertitudes sont détaillés ci-après.

3.2. LES MESURES DE TEMPERATURE

Les mesures de températures et différences de températures dans la séparatrice entre les deux passages de la maquette sont critiques, puisque d'une part, les incertitudes d'estimation des coefficients d'échange thermique leur sont directement liées, et d'autre part, les contraintes évoquées en introduction (mesure de très petites différences de température, en cryogénie) engendrent de nombreux défis. C'est pourquoi dans cette partie nous nous attachons à détailler le choix des sondes, le montage utilisé pour ces mesures ainsi que les techniques mises en œuvre afin de positionner ces sondes le plus précisément possible.

3.2.1. Choix du type de sonde et particularités cryogéniques

3.2.1.1. Comparatif entre les différents types de sonde

À la suite du choix de la méthode d'estimation du flux thermique (mesure de températures et de différences de températures au sein de la séparatrice), deux types de sondes de mesure de température sont envisageables : les sondes à résistance ou les thermocouples. Dans ce paragraphe une étude comparative est menée entre des PT100 4 fils et deux types de thermocouples utilisés en cryogénie (T et E). Quatre critères de choix sont appliqués et résumés dans le tableau ci-dessous (Tableau 3.1).

Le premier critère concerne la qualité de la mesure (incertitude $< 0,1$ K). En effet, les différences de température mesurées sont de l'ordre de 1 K. L'incertitude maximale souhaitée sur la température a donc été fixée à environ 10% de la valeur mesurée, soit 0,1 K.

Le deuxième critère concerne l'encombrement de la sonde de mesure. Les sondes doivent être les moins encombrantes possible pour plusieurs raisons :

- Minimiser les perturbations liées à la présence de la sonde dans la séparatrice, c'est-à-dire les déviations du flux thermique (Rogez & Le Coze, 2010b).
- Minimiser l'incertitude du positionnement de la sonde, et donc également du point de mesure (Rogez & Le Coze, 2010a). En effet, plus le diamètre de la sonde est faible, plus la mesure peut être considérée comme ponctuelle. Ce critère nous fera également préférer des sondes ponctuelles à des sondes chemisées ou gainées.

Dans la réalité, les PT100 compatibles avec la cryogénie et vérifiant les critères requis, n'existent pas pour un diamètre inférieur à 1 mm.

Le troisième critère est économique. Chaque maquette est équipée de 18 sondes de température. Afin d'assurer l'étanchéité de la maquette, une partie des câbles est prise dans de la colle. Les sondes ne sont donc pas réutilisables sur les deux maquettes différentes. Par ailleurs, ces sondes doivent être compatibles avec la cryogénie (-200°C). Le coût peut ainsi s'avérer rapidement prohibitif. De plus, un objectif d'Air Liquide, dépassant le cadre de cette thèse, est d'équiper entièrement un échangeur de taille industrielle selon la méthode choisie et validée par le banc d'essai. Un tel échangeur nécessiterait au moins une centaine de sondes de température.

Le quatrième critère concerne la robustesse des capteurs. Des tests préliminaires ont montré que les PT100 cryogéniques sont dotées d'un pot de jonction, qui supporte difficilement les cycles de mise en froid (-200°C) et réchauffage (température ambiante), et les rend donc fragiles.

	Sonde à résistance	Thermocouple
Incertitude (Calibration tolérance) <i>Il s'agit ici de l'incertitude sur le seul capteur (chaîne de mesure non incluse)</i>	+/- 0,01°C (Baker, 1998)	Type T : +/- 0,5°C ou +/- 0,4%*VM (plus grande valeur) Type E : +/-1°C ou +/- 0,5%*VM (plus grande valeur) (Burns <i>et al.</i> , 1993)
Plage de fonctionnement en température	[-259 ; 600°C] (Bredy <i>et al.</i> , 2004)	Type T : [-270 ;400°C] Type E : [-270 ;1000°C] (Burns <i>et al.</i> , 1993)
Taille	∅ = 1 mm ou 1.2*0.8 mm ²	∅ 0,5 mm à ∅ 1,1 mm
Coût	20*prix thermocouple (Baker, 1998)	-

Tableau 3.1 : Comparatif des différents types de sondes selon plusieurs critères.

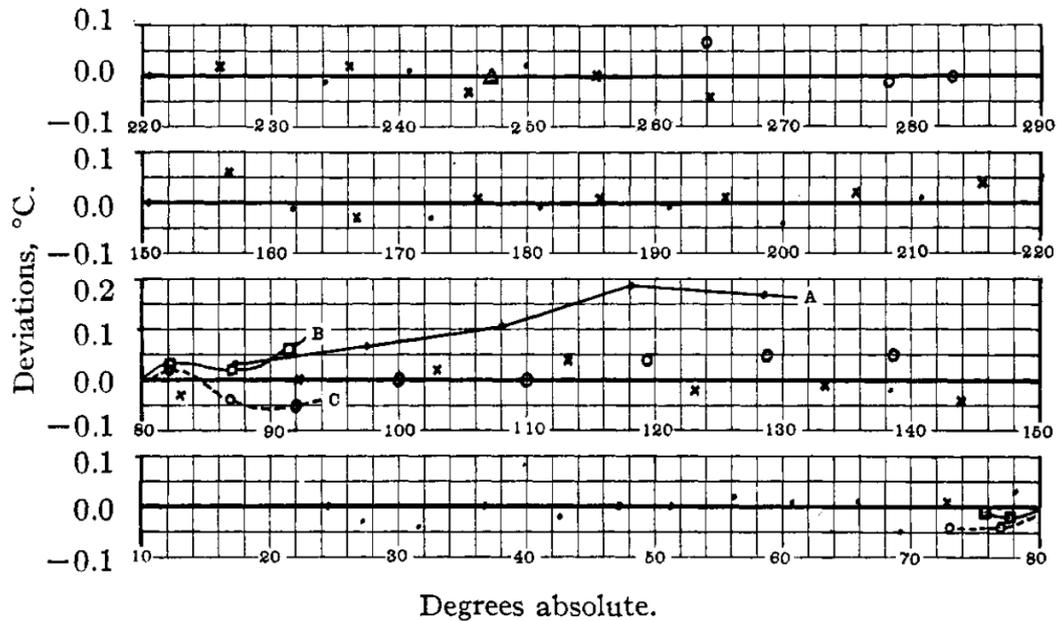
Les critères cités précédemment et quantifiés dans le Tableau 3.1 montrent que, sur la plage visée (plage comprise dans la plage étendue [-210 ; -185°C]), les sondes à résistance présentent des incertitudes plus faibles que les thermocouples, mais en revanche, ont un coût largement plus élevé, et sont également plus encombrantes. Pour ces raisons économiques, mais aussi d'encombrement et de robustesse (pot de jonction décrit plus haut), les sondes choisies pour les mesures à l'intérieur de la séparatrice sont donc des thermocouples. Quelques PT100 seront utilisées pour l'étalonnage par exemple.

Il est à noter cependant que les thermocouples ne semblent pas respecter le critère d'incertitude fixé à 0,1 K, selon les données fournies par le fabricant. Toutefois, deux remarques peuvent être faites (Rogez & Le Coze, 2010b) :

- L'incertitude donnée dans la littérature est valable sur toute la plage [-200 ; 0°C]. Les températures obtenues sur le banc d'essai sont contenues dans une plage beaucoup plus faible (environ [-200 ; -195°C]).
- L'incertitude donnée dans les ouvrages de littérature se base sur les standards ASTM (American Society for Testing and Materials). Il s'agit donc d'un standard, c'est-à-dire d'une norme a minima et non d'une incertitude réelle.

Appuyant ces remarques, plusieurs études bibliographiques proposent des incertitudes inférieures à 0,1 K, pour des thermocouples mesurant des températures ambiantes : ± 0,024 K (Al-Zaidi *et al.*, 2018), ±0,03 K (Kim *et al.*, 2012 ; Liang *et al.*, 2017). A température

cryogénique, une autre étude (Giauque *et al.*, 1927) compare les déviations obtenues entre les mesures de plusieurs thermocouples de type T et celles d'un thermomètre gaz hydrogène, sur la plage [15 ; 283 K]. Ce thermomètre permet de maintenir n'importe quelle température allant de celle de l'hydrogène liquide à l'ambiante, à 0,01 K près. A 77 K (température de saturation de l'azote), ces déviations sont inférieures à 0,05 K (Figure 3.1).



× Run 1. ● Run 2. △ Run 3. □ Run 4. ○ Run 5. A, new ice on junction; B, temperature gradient large as possible; C, temperature gradient small as possible.

Figure 3.1 : Déviation entre les mesures des thermocouples et du thermomètre gaz hydrogène, dans l'étude de Giauque *et al.* (1927).

Ces différentes études (Al-Zaidi *et al.*, 2018 ; Giauque *et al.*, 1927 ; Kim *et al.*, 2012 ; Liang *et al.*, 2017) semblent donc confirmer qu'il est raisonnable de chercher une incertitude de mesure inférieure à celle garantie par les constructeurs, autour de la température de saturation de l'azote.

Il est ensuite nécessaire de choisir le type de thermocouples. Les thermocouples de type E sont recommandés par le NIST (National Institute of Standards and Technology) comme étant les plus adaptés pour les mesures de température cryogéniques, car ils « combinent un grand nombre d'avantages » (en particulier leur coefficient de Seebeck élevé), tandis que les thermocouples T sont généralement les plus utilisés, notamment à cause de leur grande stabilité (Burns *et al.*, 1993).

Ainsi, les thermocouples choisis pour des mesures dans la séparatrice sont les thermocouples de type E. En raison de leur coût plus faible, quelques thermocouples de type T seront par exemple utilisés pour les mesures de température en entrée et sortie du passage condensation, ou pour mesurer la température extérieure.

3.2.1.2. Sensibilité des thermocouples à température cryogénique

Une mesure de température par thermocouple consiste en réalité en une mesure de tension (force électromotrice, ou f.é.m. du thermocouple). Cette f.é.m. produite par le thermocouple résulte de l'effet Seebeck, découvert par Thomas Johann Seebeck (1825), qui a montré qu'une différence de potentiel est créée à la jonction de deux matériaux soumis à une différence de température. La f.é.m. générée par un thermocouple dont les soudures sont à T_1 et T_2 , est exprimée selon l'équation 3.7. Dans cette équation, $e_{A/B}(T_2, T_1)$ représente la f.é.m. générée par un thermocouple dont les soudures sont à T_1 et T_2 . $S_{A/B}$ est le coefficient Seebeck du couple de matériaux A et B ($S_{A/B} = S_B - S_A$, où S_A et S_B sont les coefficients Seebeck respectifs des matériaux A et B). Ce coefficient dépend de la température, mais est souvent considéré comme constant sur une plage de mesure de quelques Kelvins.

$$e_{A/B}(T_2, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} S_{A/B}(T) \cdot dT \quad 3.7$$

Pour exemple, la sensibilité, ou coefficient de Seebeck, est donnée sur la Figure 3.2, pour la plage $[-215 ; -185^\circ\text{C}]$, pour des thermocouples de type T et E. Cette sensibilité est calculée en dérivant les corrélations données par le NIST (Burns *et al.*, 1993).

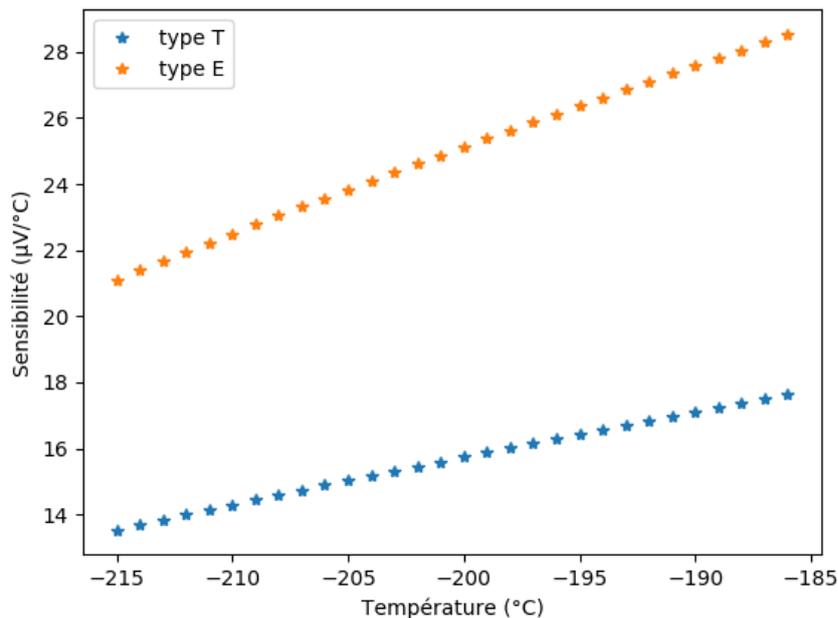


Figure 3.2 : Sensibilité des thermocouples de type T et E, sur la plage $[-215 ; -185^\circ\text{C}]$.

Il devient ici évident qu'à température cryogénique, l'hypothèse d'une sensibilité constante n'est pas acceptable (cf. Figure 3.2). Il est par ailleurs important de souligner qu'à température cryogénique, nous touchons à la limite de la plage de sensibilité des thermocouples. En effet, sur la plage $[-215 ; -185^\circ\text{C}]$, la valeur de la sensibilité des thermocouples de type E est seulement de 35% à 48% de la valeur à température ambiante (34% à 44% pour les thermocouples de type T).

3.2.2. Montage des thermocouples

3.2.2.1. Les différents types de branchements

Afin d'être en mesure de déterminer à la fois la température de la paroi et le flux local, tout en limitant l'incertitude liée à la mesure, deux types de mesures de températures sont réalisés :

- Des mesures de température simples : mesures d'une unique température
- Des mesures de température différentielles : mesures d'une différence entre deux températures

Pour la mesure de température simple, un branchement classique ou « mesure absolue » (Figure 3.3) peut être utilisé.

En ce qui concerne la mesure différentielle, trois types de montage peuvent être réalisés (Figure 3.3). Ils nécessitent à chaque fois deux thermocouples et cherchent à estimer la différence de température entre ces deux sondes. Ces trois types de montages sont :

- Le branchement différence de mesures absolues : les deux thermocouples sont branchés de manière classique et indépendante (Figure 3.3, haut, droite). La différence de température est obtenue en différenciant les deux valeurs de températures absolues obtenues. Ce montage est très simple à réaliser et présente l'avantage de connaître les valeurs absolues de température au niveau des deux sondes.
- Le branchement différentiel simple : les jonctions négatives de deux thermocouples de même nature sont reliées entre elles. Les jonctions positives sont branchées directement sur le bornier de la centrale d'acquisition. La f.é.m., correspondant à la différence de température entre les deux sondes, est ainsi directement mesurée. Ce montage est réputé plus précis (Rogez & Le Coze, 2010a). En effet, le montage différentiel permet de n'effectuer qu'une seule mesure, et donc de ne comptabiliser qu'une seule fois les erreurs dues à la chaîne de mesure. Cet avantage est toutefois contrebalancé par le manque de linéarité de la sensibilité du thermocouple. Ce montage n'est donc avantageux que dans le cas de petites différences de température (à évaluer en fonction du type de thermocouple, de la valeur de différence de températures mesurée et de la température moyenne). Dans cette étude, la différence de température étant de l'ordre de 1 K, ce montage est tout à fait adapté. Pour des thermocouples type E, par exemple, la sensibilité s'accroît d'environ $0,25 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ (ce qui équivaut à un impact de 0.004°C sur la mesure de différence de température). Cependant cette croissance est quasi-linéaire sur la plage d'intérêt (Figure 3.2). En prenant la valeur de la sensibilité à la température moyenne, il est donc raisonnable de faire l'hypothèse que l'impact sur la valeur mesurée est quasiment nul.
- Le branchement mixte (différentiel + mesures absolues), (décrit partiellement par Rogez & Le Coze, 2010a) : il s'agit d'un branchement différentiel auquel des câbles ont été ajoutés afin d'obtenir également des mesures absolues. Ce branchement n'est jamais cité dans les études expérimentales sur les transferts thermiques en condensation. Cependant, il présente les avantages combinés du montage différentiel et du montage « mesures absolues ». Ainsi, il permet de mesurer avec la précision d'un différentiel la mesure de différence de température (erreurs de la chaîne de mesure comptabilisées une seule fois), tout en ayant accès aux températures absolues. Ce montage est par ailleurs

très utile dans le cas de mesures de différence de températures, de précision, intrusives ou complexes à mettre en œuvre. En effet, ce montage permet de garder la meilleure précision de mesure possible (f.é.m mesurée aux bornes du thermocouple), puis la meilleure précision de conversion possible (évaluation la plus fiable possible de la sensibilité, grâce à la connaissance de la température absolue). Et cette technique permet cela tout en minimisant le nombre de sondes utilisées. En revanche, dans ce type de montage, il est indispensable d'isoler électriquement les soudures chaudes des thermocouples si elles sont en contact avec une masse métallique. Ne pas isoler les thermocouples conduirait par exemple dans cette étude à parasiter la mesure avec l'effet Seebeck de la paroi en aluminium.

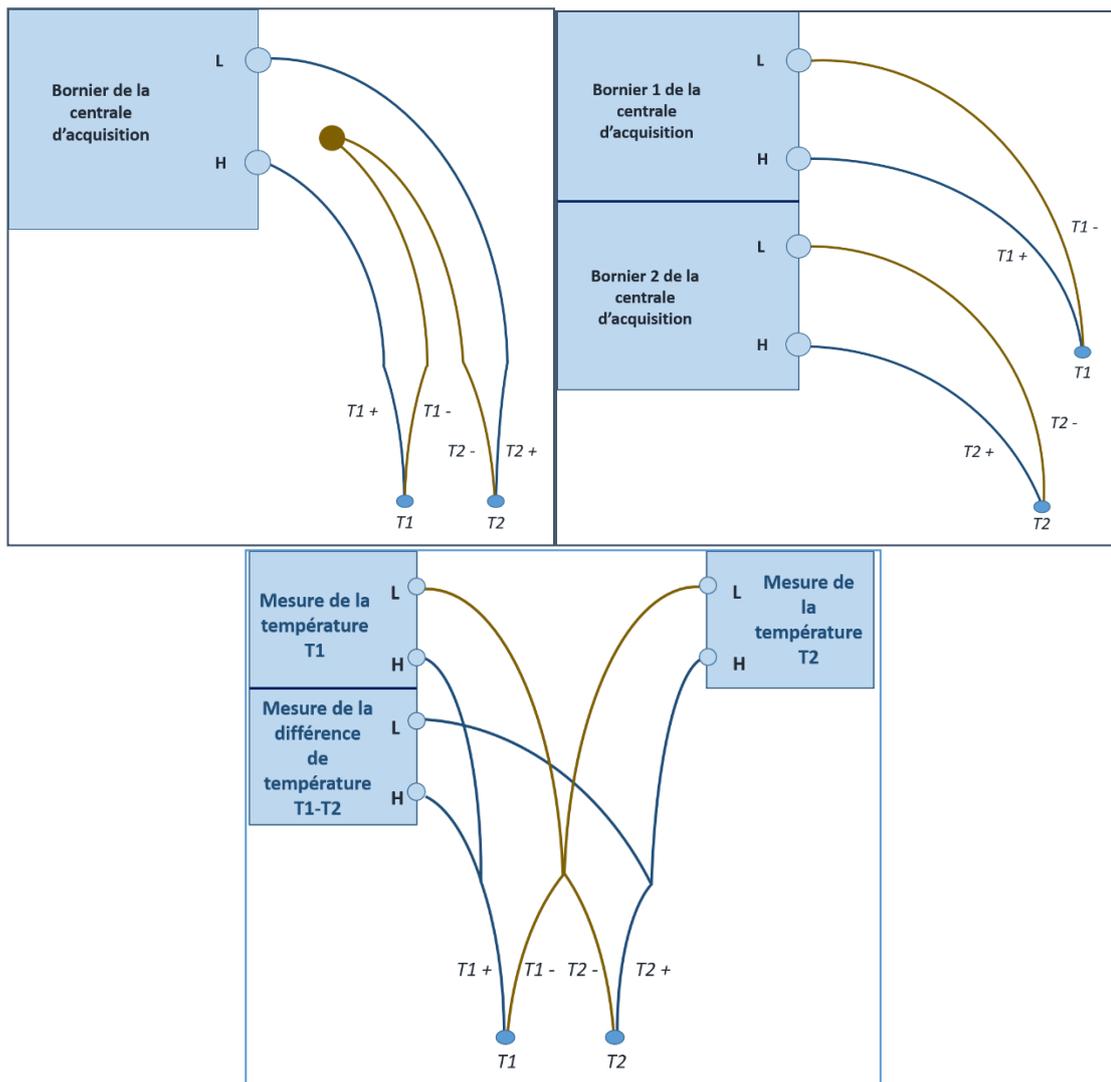


Figure 3.3 : Différents types de branchement pour les mesures différentielles. En haut à gauche : branchement différentiel simple, en haut à droite : branchement mesures absolues, en bas : branchement différentiel + mesures absolues.

3.2.2.2. Montage choisi pour le banc d'essai

3.2.2.2.1. *Types de branchements*

En fonction du type de mesure réalisée, plusieurs types de branchements sont utilisés pour le banc d'essai :

- Le branchement classique (dit aussi « mesure absolue »), pour les mesures de température simples. Ce branchement classique est doté d'une compensation de soudure froide, décrite dans le paragraphe suivant, pour les mesures de température en entrée et en sortie du passage condensation.
- Le branchement différence de mesures absolues : pour la première maquette et ses différentes versions, la méthode permettant d'isoler électriquement les thermocouples n'était pas au point. Afin d'obtenir des mesures correspondant aux phénomènes réels, ce branchement a donc été utilisé
- Le branchement mixte (différentiel + mesures absolues), pour les mesures de températures et de différence de température à l'intérieur de la séparatrice. Ce branchement est également doté de compensations de soudure froide (Figure 3.4). Cette compensation de soudure froide est décrite dans le paragraphe suivant.

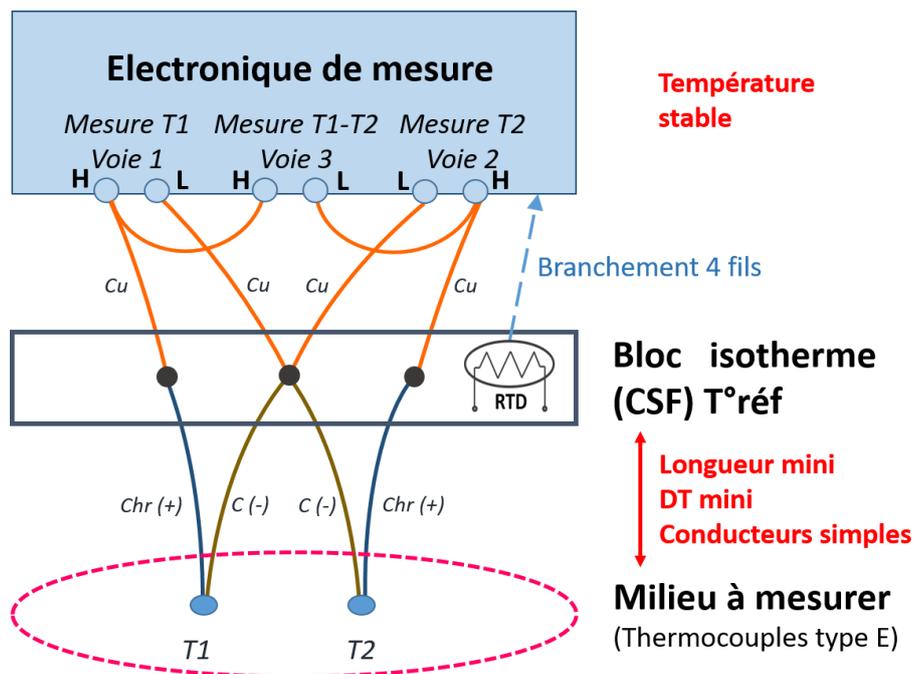


Figure 3.4 : Branchement mixte avec compensations de soudure froide.

Les câbles de thermocouples sont raccordés, au niveau du bain de soudure froide, à des fils en cuivre de section plus importante (Powell *et al.*, 1957). Cette technique permet de réduire les incertitudes liées aux inhomogénéités des câbles. Les jonctions effectuées au niveau des soudures froides sont isolées indépendamment avec une fine couche de colle époxy réalisée sous microscope binoculaire, afin de limiter l'épaisseur d'isolant. Cette astuce permet de limiter au maximum les perturbations extérieures, notamment dans le cas de jonctions pouvant entrer en contact entre elles, ou avec un conducteur. L'isolation des thermocouples est ensuite vérifiée in situ, après la mise en place de la maquette sur le banc d'essai.

3.2.2.2.2. Compensation de soudure froide [confidentiel]

3.2.2.2.3. Centrale d'acquisition

La centrale d'acquisition est une centrale Hydra III (Fluke). Cette centrale d'acquisition est placée dans une enceinte isolée, qui est régulée en température grâce à un système de refroidissement. La température à l'intérieur de cette enceinte est extrêmement stable (écart-type de $0,036^{\circ}\text{C}$ sur 9h). Le système de refroidissement consiste en un bain réglé en température à 20°C ($\pm 0,02^{\circ}\text{C}$), alimentant un échangeur situé à l'intérieur de l'enceinte dans laquelle se trouve la centrale. Des ventilateurs permettent d'homogénéiser la température de l'enceinte. La centrale d'acquisition est raccordée à un système permettant d'enregistrer et de tracer les données.

Cette centrale d'acquisition a une résolution de $0,1 \mu\text{V}$ pour les acquisitions réalisées sur le banc d'essai (acquisition lente et tension mesurée inférieure à 100 mV). Cette incertitude de $0,1 \mu\text{V}$, sur la mesure en tension, correspond à des incertitudes sur la température inférieures ou égales à $0,0066 \text{ K}$ pour des thermocouples de type T et de $0,0042 \text{ K}$ pour des thermocouples de type E, sur la plage $[-205 ; -190^{\circ}\text{C}]$ (Tableau 3.2). En ce qui concerne les PT100, la résolution de la centrale d'acquisition est de $0,1 \text{ m}\Omega$ (acquisition lente, plage de 100Ω , courant d'entrée de 1 mA). En suivant la corrélation donnée par Preston-Thomas (1990), sur la plage $[-215, -185^{\circ}\text{C}]$, la relation entre la résistance de la PT100 et la température est quasiment linéaire, avec une pente de $0,43 \Omega/\text{K}$. La résolution est donc de $0,23 \text{ mK}$.

	Type T	Type E	PT100
Résolution de la mesure de température	0,0066 K	0,0042 K	0,0002 K

Tableau 3.2 : Résolution de la centrale d'acquisition pour différents types de sondes.

3.2.3. Corrélations utilisées

3.2.3.1. Objectifs

Dans le cadre de cette étude, la précision souhaitée pour les mesures de température et de différence de températures est de l'ordre de $0,1^{\circ}\text{C}$, sur la plage $[-215^{\circ}\text{C}, -185^{\circ}\text{C}]$. Pour cela, il est nécessaire de limiter au maximum toutes les sources d'imprécision. Le type de montage utilisé a été développé plus haut, il est désormais nécessaire de se concentrer sur la conversion de la mesure de tension, aux bornes du thermocouple, en température. Cette conversion est généralement effectuée par la centrale d'acquisition, sur les bases des tables ou corrélations NIST (corrélation $^{\circ}\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$, et corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^{\circ}\text{C}$) (Burns *et al.*, 1993). Cependant, ces corrélations présentent des erreurs, notamment lors du passage $\mu\text{V} \rightarrow ^{\circ}\text{C}$ (erreur comprise entre $[-0,02, 0,04^{\circ}\text{C}]$ pour des thermocouples de type T et $[-0,01, 0,03^{\circ}\text{C}]$ pour des thermocouples de type E, sur la plage $[-200 ; 0^{\circ}\text{C}]$). Ces erreurs sont supérieures à l'incertitude souhaitée concernant la chaîne de mesure. De nouvelles corrélations $\mu\text{V} \rightarrow ^{\circ}\text{C}$ sont donc étudiées.

Cette étude est particulièrement détaillée pour les thermocouples de type E (dans cette section et en Annexe 4), La démarche suivie ayant été identique, les résultats intermédiaires pour les thermocouples de type T, sont donnés en Annexe 5. Les différentes corrélations obtenues sont quant à elles données en Annexe 6 pour les deux types de thermocouples.

Il est toutefois intéressant de souligner que dans la littérature, ce travail est rarement réalisé, les incertitudes liées aux conversions $\mu\text{V} \leftrightarrow ^\circ\text{C}$ étant généralement négligées, oubliées, à moins d'être prises en compte dans les incertitudes générales.

3.2.3.2. Corrélations mesures absolues (thermocouples de type E)

3.2.3.2.1. *Corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$*

La corrélation présentée ici est la corrélation NIST (Burns *et al.*, 1993). Elle est estimée de la manière suivante :

- Des mesures sont effectuées à plusieurs températures correspondant à des points doubles ou triples d'éléments connus.
- Une interpolation polynomiale est réalisée entre ces points de mesure, avec une contrainte sur l'imprécision d'ajustement. Un polynôme de degré 13 est alors obtenu.
- Ce polynôme permet ensuite d'établir les tables NIST, graduées tous les degrés et donnant la correspondance entre la température et la tension mesurée.

D'après le rapport 125 du National Bureau of Standards, la corrélation « $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$ » présentée résulte d'un ajustement à 68 points de données, avec une imprécision de $0,12 \mu\text{V}$ (ce qui équivaut environ à $0,005^\circ\text{C}$ vers -200°C) (Powell *et al.*, 1974).

Par ailleurs, il est à noter que lors du passage de la norme IPTS-68 (International Practical Temperature Scale of 1968) à la norme ITS-90 (International Temperature Scale of 1990), en 1990, les fonctions de référence ont été transposées, avec un biais (Burns *et al.*, 1993). Ce biais est inférieur à $0,068 \mu\text{V}$ ($\sim 0,003^\circ\text{C}$) sur la plage $[-270 ; 0^\circ\text{C}]$.

Les erreurs évoquées dans les deux paragraphes précédents sont intrinsèques à la corrélation proposée par le NIST. Elles reflètent l'écart entre la réalité et la référence universelle de température proposée par le NIST. Ces erreurs ne sont donc pas à prendre en compte si l'on se place dans le référentiel des températures définies par le NIST.

En Annexe 6, sont données les valeurs des coefficients de la corrélation NIST de référence.

3.2.3.2.2. *Corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$*

Il est intéressant de développer un nouveau modèle permettant de calculer la conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$, par rapport à la corrélation NIST (Burns *et al.*, 1993), et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la corrélation NIST $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ n'est applicable qu'à des températures supérieures à -200°C , alors que cette étude nécessite une corrélation définie jusqu'à -215°C . De plus, la corrélation NIST est établie pour une plage de température d'environ 200°C , tandis que la plage de température de cette étude est inférieure à 30°C . Enfin, comme expliqué dans l'introduction,

les erreurs de conversion liées à la corrélation NIST sont supérieures à l'erreur acceptable dans le cadre de cette étude. Pour ces raisons un nouveau modèle a été développé à l'aide de Python.

Il s'agit alors de trouver la fonction inverse de la corrélation NIST °C → μV décrite dans le paragraphe précédent (section 3.2.3.2.1). Plusieurs méthodes d'inversion ont été testées et sont décrites en Annexe 4. La méthode retenue permet d'obtenir un polynôme de degré 6, valable sur la plage [-215, -185 °C]. L'écart-type entre les valeurs obtenues par ce polynôme et les tables définies par la corrélation NIST °C → μV, tous les 0,001°C, présente un écart-type de 1,7e-05 °C.

3.2.3.3. Corrélations pour la mesure différentielle

Les conversions de mesures absolues sont obtenues grâce à des corrélations polynomiales. La conversion d'une différence de température (mesure différentielle) est obtenue en dérivant ce polynôme. Si donc la corrélation s'exprime sous la forme de l'équation 3.8, alors la différence de température s'exprimera de la manière décrite par l'équation 3.9.

$$T = \sum_{i=0}^n c_i U^i \quad 3.8$$

$$\Delta T = dU * \sum_{i=1}^n c_i U^{i-1} \quad 3.9$$

Le dU correspond à la tension mesurée aux bornes du montage différentiel. La conversion de cette tension dépend également de la température absolue (dépendance à la tension U). Dans cette étude, les températures absolues sont également mesurées. La température absolue à laquelle la différence de températures (ΔT) est estimée est la moyenne de ces deux températures, ce qui se traduit sous la forme de l'équation 3.10.

$$U = \frac{U_{thermocouple\ 1} + U_{thermocouple\ 2}}{2} \quad 3.10$$

Notons que c'est pour cette raison qu'il est nécessaire, dans un souci de précision, de connaître la température absolue, lors d'une mesure de température différentielle.

3.2.3.4. Conclusions

Les corrélations utilisées pour cette étude s'appuient sur les tables NIST et cherchent à minimiser les incertitudes de conversion d'une tension en température en calculant de nouvelles corrélations, plus précises sur la plage de travail (réduite par rapport à la plage NIST). Les coefficients exacts de ces différentes corrélations sont donnés en Annexe 6.

3.2.4. Etalonnage des sondes de température [confidentiel]

3.2.5. Estimation des incertitudes de mesures de température

3.2.5.1. Méthodologie

La procédure utilisée ici est celle décrite dans le manuel du JCGM (Joint Committee for Guides in Metrology) (2008). L'objectif est de déterminer la valeur de l'incertitude pour chaque point de mesure, via un calcul d'incertitudes de type A. L'objectif est de savoir, pour une mesure de température donnée, quelle est l'incertitude associée. Cette incertitude est définie comme étant l'écart-type expérimental réalisé sur l'ensemble des données d'étalonnage. Elle est calculée de la manière décrite dans l'équation 3.11.

$$u = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{(n - 1)}} \quad 3.11$$

Trois types d'incertitudes sont différenciées et calculées dans cette étude :

- Une incertitude liée à ce qui est appelé ici répétabilité. Cette répétabilité correspond à la dispersion des acquisitions lors du même point d'étalonnage (dispersion sur minimum 1h pour l'étalonnage aux points de saturation par exemple). L'incertitude est donc calculée pour chaque point d'étalonnage, puis moyennée sur l'ensemble des points d'étalonnages. Elle caractérise l'écart entre les valeurs obtenues lors d'un même essai.
- Une incertitude liée à ce qui est appelé ici reproductibilité. Cette reproductibilité correspond à la dispersion des points d'étalonnage par rapport à un même point de référence (par exemple si un point d'étalonnage est répété 5 fois au point triple de l'azote, la dispersion entre les cinq valeurs, théoriquement identiques, sera évaluée). Cette incertitude est calculée sur l'ensemble des points d'étalonnage. Elle caractérise l'écart entre les valeurs obtenues lors de différents essais, dans des conditions de reproductibilité.
- Une incertitude liée à l'étalonnage des sondes. Par exemple, pour la PT100, cette incertitude prendra en compte la répétabilité et reproductibilité de la PT100, mais aussi les sources d'incertitudes liées au capteur étalon (ici le capteur de pression).

Les incertitudes sont évaluées suivant la procédure décrite par Moffat (1988). Cette procédure, ou une procédure similaire, est très généralement utilisée dans la littérature (par exemple : Cheng *et al.*, 2016 ; Del Col *et al.*, 2014 ; Yang *et al.*, 2018). Pour une fonction R exprimée sous la forme de l'équation 3.12, l'incertitude sur cette fonction est déduite grâce à la méthode des moindres carrés, de la manière décrite dans l'équation 3.13 (les différentes variables étant indépendantes).

$$R = f(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad 3.12$$

$$\delta R = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} \cdot \delta X_i \right)^2} \quad 3.13$$

3.2.5.2. Incertitudes associées au premier banc d'étalonnage (maquettes de type surface plane)

Dans ce paragraphe sont calculées les incertitudes associées au premier banc d'étalonnage (ne permettant d'étalonner qu'en un seul point de référence, i.e. le point de saturation de l'azote à pression atmosphérique). Ces incertitudes sont valables pour les versions a à e de la maquette surface plane.

3.2.5.2.1. *Conversion pression de vapeur saturante <-> température de saturation*

L'étalonnage est réalisé par rapport à la température de saturation de l'azote qui est elle-même obtenue via une mesure de pression dans le Dewar où a lieu l'étalonnage (Kosky & Lyon, 1968 ; Rubio *et al.*, 1982). Ce capteur de pression a été étalonné COFRAC, in situ. La précision du capteur ainsi que sa répétabilité, données dans le Tableau 3.3, sont issues du certificat d'étalonnage.

La température de saturation est obtenue à partir de la pression en utilisant la corrélation du logiciel Simulis®. Cette corrélation présente, sur la plage de température de l'étude, un écart de maximum 10 Pa (~0,001 K) avec la corrélation NIST. Cette corrélation NIST est elle-même donnée à 0,002 K près (Bedford *et al.*, 1996). L'incertitude liée à la conversion pression-température de saturation donnée dans le Tableau 3.3 comprend ces deux sources d'erreur.

Source d'incertitude	Valeur
Précision capteur	64 Pa (~0,0054 K)
Répétabilité capteur	1,53 Pa (~0,0001 K)
Conversion P/T	~0,003 K

Tableau 3.3 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de saturation.

L'incertitude finale, sur la température de saturation est évaluée suivant la méthode de Moffat (1988), en calculant la racine de la somme des carrés des différentes incertitudes présentées dans le Tableau 3.3. Cette incertitude est égale à **0,006 K**.

3.2.5.2.2. *Estimation de la température de soudure froide*

Faire l'hypothèse que l'étalonnage en un point (méthode utilisée sur la première version du banc d'étalonnage) permet d'étalonner la maquette sur toute la plage de température du banc d'essai induit une nouvelle incertitude. En effet, la Figure 3.5 représente l'écart entre la température de référence et la température mesurée par la sonde étalonnée en un seul point en fonction de la température d'étalonnage obtenue sur le nouveau banc d'étalonnage.

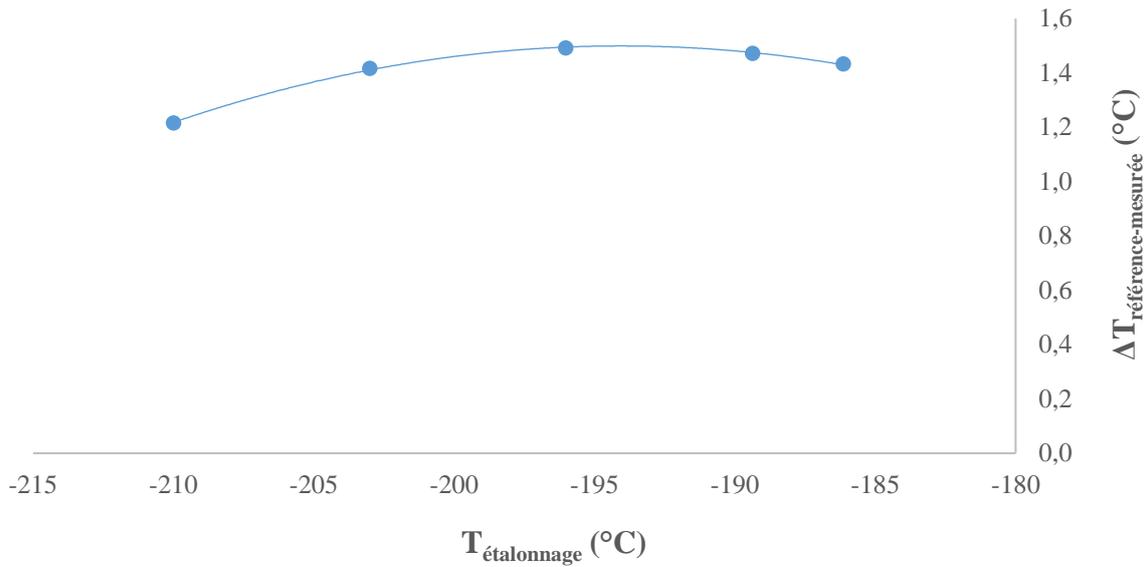


Figure 3.5 : Ecart entre la température de référence et la température mesurée par la sonde avant étalonnage, en fonction de la température d'étalonnage.

Lors des essais qui seront réalisés sur le banc de test principal de ce manuscrit (banc présenté dans le chapitre 2), la température minimale sera de $-202,0^{\circ}\text{C}$. L'erreur maximale réalisée à cause d'un étalonnage constant sera donc inférieure à l'erreur maximale constatée sur la Figure 3.5, car celle-ci est obtenue pour une température de $-210,0^{\circ}\text{C}$. Pour les futurs tests, l'erreur maximale réalisée à cause de l'étalonnage constant est donc évaluée pour la sonde PT100 de référence de soudure froide à $0,065^{\circ}\text{C}$ (erreur maximale obtenue pour une température de $-202,0^{\circ}\text{C}$). Cette erreur souligne l'intérêt réel du nouveau banc d'étalonnage, qui permet de s'affranchir de cette erreur.

Les incertitudes liées à la reproductibilité et la répétabilité de la PT100 de soudure froide, ainsi que l'incertitude liée à l'étalonnage par rapport au capteur et à l'étalonnage par une constante sont données dans le Tableau 3.4. L'incertitude « étalonnage PT100 » correspond à l'incertitude liée à l'étalonnage de la sonde PT100 et prend en compte la répétabilité et la reproductibilité de la sonde, ainsi que l'incertitude sur l'évaluation de la température de saturation via le capteur de pression (cf. section 3.2.5.2.1).

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité PT100	0,0021 K
Reproductibilité PT100	0,0019 K
Etalonnage PT100	0,0068 K
Erreur correction constante	0,065 K

Tableau 3.4 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de soudure froide.

L'incertitude liée à l'estimation de la température de soudure froide est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,065 K**.

3.2.5.2.3. Estimation de la température absolue

3.2.5.2.3.1. Thermocouples de type E

Les températures absolues sont estimées via des mesures de tension, connaissant la température de soudure froide. D'un point de vue concret, la température de soudure froide est convertie en tension, à l'aide du polynôme de conversion, donné par le NIST (Burns *et al.*, 1993), puis additionnée à la tension mesurée aux bornes du thermocouple. Cette somme est ensuite convertie en une température en °C, à l'aide du polynôme déterminé spécifiquement pour notre étude (cf. section 3.2.3). Les différentes sources d'incertitudes affectant cette estimation sont données dans le Tableau 3.5.

La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** a par ailleurs montré que sur la plage [-210 ; -185°C], la tension de correction peut être considérée comme constante, avec un écart-type de 1,3 µV. Cette incertitude est également ajoutée dans le calcul d'incertitude.

Les valeurs de répétabilité et reproductibilité sont ici moyennées sur l'ensemble des sondes de températures. Les thermocouples sont étalonnés par rapport à la sonde PT100.

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité type E	0,10 µV
Reproductibilité type E	0,16 µV
Étalonnage type E	0,19 µV
Incertaince T° soudure froide	1,71 µV
Conversion µV -> °C	2,1e-06 K
Incertaince étalonnage 1 point	1,3 µV

Tableau 3.5 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type E. L'obtention de l'incertitude « Conversion µV -> °C » est explicitée pour les thermocouples de type T dans l'annexe 5. La démarche est identique pour des thermocouples de type E. L'incertitude « T° de soudure froide » est obtenue en convertissant la valeur obtenue dans la section 3.2.5.2.2 en µV.

L'incertitude liée à la mesure d'une température absolue, avec des thermocouples de type E est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,083 K**.

Pour un montage « différence de mesures absolues », avec des thermocouples de type E, l'incertitude est donc estimée à **0,117 K** (racine de deux fois la somme des carrés de l'incertitude d'une mesure simple).

3.2.5.2.3.2. Thermocouples de type T

La même méthode que pour les thermocouples E est appliquée. Les différentes sources d'incertitudes affectant cette estimation sont données dans le Tableau 3.6. L'incertitude liée à une correction par une constante n'a pas été évaluée pour les thermocouples de type T. Dans une première tentative de calcul d'incertitudes, elle est supposée semblable à celle de thermocouples de type E, c'est-à-dire de l'ordre de $1,3 \mu\text{V}$ au maximum.

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité type T	$0,09 \mu\text{V}$
Reproductibilité type T	$0,06 \mu\text{V}$
Etalonnage type T	$0,11 \mu\text{V}$
Incertitude T° soudure froide	$1,07 \mu\text{V}$
Conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$	$1,9\text{e-}06 \text{ K}$
Incertitude étalonnage 1 point	$1,3 \mu\text{V}$

Tableau 3.6 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type T. L'obtention de l'incertitude « Conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ » est explicitée pour les thermocouples de type T dans l'annexe 5. L'incertitude « T° de soudure froide » est obtenue en convertissant la valeur obtenue dans la section 3.2.5.2.2 en μV .

L'incertitude liée à la mesure d'une température absolue, avec des thermocouples de type T est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **$0,104 \text{ K}$** .

3.2.5.2.4. Estimation de la différence de température (montage différentiel, thermocouples de type E)

Les différences de températures sont estimées via des mesures de tension, connaissant la moyenne des températures des soudures chaudes et froides du montage. Les différentes sources d'incertitudes affectant cette estimation sont données dans le Tableau 3.7. La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** a par ailleurs montré que sur la plage $[-202,0 ; -196,0^\circ\text{C}]$, comme dans le cas des températures absolues, la tension de correction peut être considérée comme constante, avec un écart-type de $1,3 \mu\text{V}$. Cette incertitude est également ajoutée dans le calcul d'incertitude. Les valeurs de répétabilité et reproductibilité sont ici moyennées sur l'ensemble des sondes de températures.

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité mesure différentielle type E	0,09 μV
Reproductibilité mesure différentielle type E	0,02 μV
Étalonnage montage différentiel type E	0,09 μV
Incertitude T° soudure froide	1,71 μV
Incertitude T° absolue type E	1,33 μV
Incertitude étalonnage 1 point	1,3 μV

Tableau 3.7 : Incertitudes liées à l'estimation d'une différence de températures avec des thermocouples de type E.

L'incertitude liée à la mesure d'une température différentielle, avec des thermocouples de type E est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,051 K**.

3.2.5.3. Incertitudes associées au nouveau banc d'étalonnage

3.2.5.3.1. *Conversion pression de vapeur saturante <-> température de saturation*

L'incertitude finale, sur la température de saturation a été évaluée précédemment. Cette incertitude est égale à **0,006 K**.

3.2.5.3.2. *Estimation de la température de soudure froide*

La soudure froide est mesurée par une PT100, étalonnée par rapport au capteur de pression pour les points de saturation, ou par rapport aux références de SIMULIS, pour les points triples. Les incertitudes liées à la reproductibilité et la répétabilité de cette PT100, ainsi que l'incertitude liée à l'étalonnage du capteur de pression sont données dans le Tableau 3.8, pour chaque point d'étalonnage.

Notamment pour des questions de délais, la reproductibilité de la sonde PT100 pour chaque point d'étalonnage n'a été évaluée que pour le point d'étalonnage à saturation de l'azote à pression atmosphérique. Cette reproductibilité est similaire à celle obtenue pour le banc d'étalonnage précédent. Pour les autres points, la reproductibilité est considérée comme étant identique à celle déterminée pour ce point d'étalonnage à saturation de l'azote à pression atmosphérique.

Source d'incertitude	T° sat Ar Patm	T° point triple Ar	T° sat N2 0,4 bar	T° sat N2 Patm	T° point triple N2
Répétabilité PT100	0,0004 K	0,0012 K	0,0024 K	0,0017 K	0,0004 K
Reproductibilité PT100	0,0018 K	0,0018 K	0,0018 K	0,0018 K	0,0018 K
Etalonnage PT100	0,006 K	0,002 K	0,007 K	0,007 K	0,002 K
TOTAL	0,007 K	0,003 K	0,007 K	0,007 K	0,003 K

Tableau 3.8 : Incertitudes liées à l'estimation de la température de soudure froide.

L'incertitude liée à l'estimation de la température de soudure froide est estimée, pour chaque point d'étalonnage, suivant la méthode de Moffat (1988), à 0,007 K au maximum. L'hypothèse est faite que l'erreur sur la température de soudure froide est donc de 0,007 K au maximum.

3.2.5.3.3. Estimation de la température absolue

3.2.5.3.3.1. Thermocouples de type E

De la même manière que précédemment, pour le premier banc d'étalonnage, les incertitudes sont déterminées en fonction de la répétabilité, de la reproductibilité des mesures, ainsi que des incertitudes associées à l'étalonnage, au polynôme de conversion ($\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$) et à une correction constante. Cette correction constante est réalisée pour le point d'étalonnage à la température de saturation de l'azote, à pression atmosphérique. La synthèse de ces différentes incertitudes est donnée dans le Tableau 3.9.

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité type E	0,10 μV
Reproductibilité type E	0,03 μV
Etalonnage type E	0,11 μV
Incertitude T° soudure froide	0,20 μV
Conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$	2,1e-06 K
Incertitude étalonnage 1 point	1,3 μV

Tableau 3.9 : Incertitudes liées à l'estimation d'une température absolue avec un thermocouple de type E.

L'incertitude liée à la mesure d'une température absolue, avec des thermocouples de type E est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,051 K**.

3.2.5.3.3.2. Thermocouples de type T

L'incertitude liée à la mesure d'une température absolue, avec des thermocouples de type T est estimée, comme précédemment, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,081 K**.

3.2.5.3.4. Estimation de la différence de température (montage différentiel, thermocouples de type E)

Comme précédemment, pour le premier banc d'étalonnage, les incertitudes sont déterminées en fonction de la répétabilité, de la reproductibilité des mesures, ainsi que des incertitudes associées à l'étalonnage, au polynôme de conversion ($\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$) et à une correction constante. La synthèse de ces différentes incertitudes est donnée dans le Tableau 3.10.

Source d'incertitude	Valeur
Répétabilité mesure différentielle type E	0,10 μV
Reproductibilité mesure différentielle type E	0,04 μV
Etalonnage montage différentiel type E	0,09 μV
Incertitude T° soudure froide	0,20 μV
Incertitude T° absolue type E	1,31 μV

Tableau 3.10 : Incertitudes liées à l'estimation d'une différence de températures avec des thermocouples de type E.

L'incertitude liée à la mesure d'une température différentielle, avec des thermocouples de type E est donc estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à **0,051 K**.

3.2.5.4. Résumé : incertitudes des mesures de températures absolues et des mesures de différences de températures

Les incertitudes calculées d'après l'étalonnage à température cryogénique (77 K), dans les conditions de montage optimales, décrites précédemment, sont multipliées par un facteur d'élargissement de 2, afin d'obtenir les incertitudes élargies U (équation 3.14). Ces incertitudes élargies sont données dans le Tableau 3.11.

$$U = k \cdot u_c \quad 3.14$$

	Mesure absolue (type T)	Mesure absolue (type E)	Mesure différentielle (type E)
Premier banc d'étalonnage	0,208 K	0,166K	0,102 K
Nouveau banc d'étalonnage	0,162 K	0,102 K	0,102 K

Tableau 3.11 : Résumé des incertitudes élargies pour les mesures de températures absolues et de différences de températures.

Le Tableau 3.11 montre que le nouveau banc d'étalonnage permet de diminuer les incertitudes de mesure de températures et différences de températures avec des thermocouples de type E, de manière à respecter l'incertitude requise de $0,1^{\circ}\text{C}$.

Les ΔT entre les températures mesurées côté condensation et côté vaporisation sont estimés grâce au branchement différentiel. Ces ΔT sont également calculés grâce aux mesures absolues. Une très bonne cohérence est trouvée entre ces deux types d'estimation (écart moyen de $0,005^{\circ}\text{C}$, ce qui est compris dans la plage d'incertitude). Dans le cadre de la maquette surface plane, en raison d'un défaut d'isolation électrique des thermocouples, les différences de températures sont estimées par différence de mesures absolues. En effet, dans le cas où les soudures chaudes ne sont pas isolées, la mesure différentielle est polluée par l'effet Seebeck dans la séparatrice, lié au gradient de température dans la paroi, sur la distance séparant les deux thermocouples.

3.3. POSITIONNEMENT DES THERMOCOUPLES DANS LA SEPARATRICE

La deuxième source d'incertitude de ce banc d'expérimentation est la distance séparant les thermocouples d'un même triplet pour la mesure de différence de température. Cette distance est de l'ordre de quelques dizaines de millimètres, ce qui permet d'avoir une différence de température de l'ordre de 1°C dans la séparatrice. Une étude a permis de déterminer des moyens assez faciles à mettre en place pour améliorer la précision de positionnement des thermocouples. Ces moyens pourront également être utilisés sur d'autres installations. Ils permettent par ailleurs de répondre à une autre problématique : l'insertion de thermocouples dans une séparatrice d'un échangeur de chaleur après le brasage. La question du contact thermique sera également abordée dans cette partie, puisqu'elle est techniquement liée à la méthode d'insertion des thermocouples.

3.3.1. Solution proposée [confidentiel]

3.3.2. Calculs d'incertitudes

3.3.2.1. Incertitudes de positionnement liées à la contraction de l'aluminium

Les mesures des dimensions des plaques et de la maquette en aluminium 3003 sont réalisées à température ambiante. L'erreur liée à la contraction de ce matériau, à température cryogénique est déduite de l'ouvrage de Van Sciver (1986) et de l'ouvrage du NIST (Corruccini & Gniewek, 1961). Pour de l'aluminium pur, ces auteurs donnent, pour plusieurs températures, les valeurs de l'erreur décrite par l'équation 3.15 et le Tableau 3.12. Dans la plage d'intérêt pour cette étude (température > 70K), l'erreur liée à la contraction thermique est inférieure à 0,399%. Cette valeur est cohérente avec celle proposée par Baudouy & Four (2014). Ces derniers indiquent, en effet, une contraction des alliages d'aluminium inférieure à 0,5% sur la plage de température ([4,2 ; 120 K]). Les incertitudes annoncées sont de l'ordre de 10%.

$$\varepsilon_{contraction} = \frac{L_{293K} - L_T}{L_{293K}} \quad 3.15$$

Température	60 K	70 K	80 K	90 k	100 K
$\varepsilon_{contraction}$	0,405%	0,399%	0,391%	0,381%	0,370%

Tableau 3.12 : Valeur de la contraction thermique linéaire de l'aluminium pur, pour plusieurs températures cryogéniques.

L'erreur liée à la contraction de l'indium et estimée (pour de l'indium pur), d'après les mêmes auteurs, inférieure à 0,65%, est négligée ici. En effet, la couche d'indium entourant le

thermocouple est de l'ordre de 0,25 mm. De la même manière, la contraction du capillaire en inox, d'épaisseur 0,15 mm est négligée.

3.3.2.2. Estimation de l'incertitude liée au positionnement des thermocouples

L'incertitude liée au positionnement des thermocouples repose sur plusieurs éléments, détaillés dans le Tableau 3.13. Deux positionnements sont affectés : d'une part le positionnement des thermocouples par rapport à la paroi extérieure la plus proche, d'autre part le positionnement relatif des thermocouples sur lesquels est mesurée la différence de température.

Sources d'incertitude	Valeurs
Usinage des rainures	$\pm 0,08$ mm (= $\pm 5\% * 1,5$ mm)
Positionnement latéral des sondes dans les capillaires	$\pm 0,25$ mm
Positionnement des capillaires dans les rainures	$\pm 0,05$ mm
Contraction thermique	<p><u>Entre les deux thermocouples les plus éloignés</u></p> <p>0,214 mm (maquette surface plane) 0,094 mm (maquette industrielle)</p> <p><u>Entre le thermocouple et la paroi</u></p> <p>0,007 mm (maquettes surface plane & industrielle)</p>

Tableau 3.13 : Valeur des incertitudes liées au positionnement des thermocouples dans les rainures. Les valeurs sont ici données pour un thermocouple.

L'incertitude sur le positionnement des thermocouples de type B08E est estimée, suivant la méthode de Moffat (1988), à

- $\pm 0,68$ mm pour la distance entre les deux thermocouples permettant la mesure de différence de température dans la paroi, sur la maquette de type surface plane.
- $\pm 0,56$ mm pour la distance entre les deux thermocouples permettant la mesure de différence de température dans la paroi, pour la maquette industrielle.
- $\pm 0,53$ mm pour la distance entre les thermocouples et la paroi extérieure, pour les deux maquettes.

3.4. CONDUCTIVITE THERMIQUE [CONFIDENTIEL]

3.5. CALCULS D'INCERTITUDES POUR LES DENSITES DE FLUX ET COEFFICIENTS D'ECHANGE THERMIQUE

Notons d'ores et déjà que par la suite, soit dans un souci de lisibilité des graphes, soit lorsque les incertitudes ne sont pas nécessaires à la compréhension des phénomènes, ces dernières ne sont pas toujours représentées sur les graphiques.

3.5.1. Incertitudes liées aux mesures locales

Ce chapitre a permis de déterminer les incertitudes de type A associées aux mesures locales de températures et de différences de températures, au positionnement des sondes et à l'évaluation de la conductivité thermique. Ces différentes valeurs, résumées dans le Tableau 3.14, permettent désormais d'évaluer les incertitudes dans l'estimation des densités de flux et des coefficients d'échange thermique locaux. Les densités de flux et coefficients d'échange thermique s'expriment sous la forme donnée respectivement dans les équations 3.16 et 3.17, les incertitudes s'expriment alors sous les formes données respectivement dans les équations 3.18 et 3.19. Les valeurs des incertitudes seront calculées pour chaque point, et présentée en même temps que les résultats expérimentaux, dans les chapitres 4 et 5.

Paramètre	Valeur de l'incertitude
λ	3,5 W.m ⁻¹ .K ⁻¹
Eséparatrice	<u>Entre les deux thermocouples les plus éloignés</u> ± 0,68 mm (maquettes de type surface plane) ± 0,56 mm (maquette industrielle) <u>Entre le thermocouple et la paroi</u> ± 0,53 mm (maquettes surface plane & industrielle)
$\Delta T_{\text{séparatrice}}$	0,102 K (montage différentiel) 0,234 K (montage « différence de mesures absolues », maquette surface plane)
$T_{\text{mesurée}}$	0,166 K (maquettes de type surface plane) 0,102 K (maquette industrielle)
$T_{\text{fluide}} = T_{\text{sat}}$	0,006 K

Tableau 3.14 : Sources d'incertitudes lors d'une mesure d'une densité de flux thermique locale ou lors de l'estimation d'un coefficient d'échange thermique local.

$$\varphi = f(\lambda, e_{\text{séparatrice}}, \Delta T_{\text{séparatrice}}) \quad 3.16$$

$$h = f(\varphi, T_{\text{fluide}}, T_{\text{paroi}}) \quad 3.17$$

$$\delta\varphi = \sqrt{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} \cdot \delta\lambda\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial e_{\text{séparatrice}}} \cdot \delta e_{\text{séparatrice}}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\Delta T_{\text{séparatrice}}} \cdot \delta\Delta T_{\text{séparatrice}}\right)^2} \quad 3.18$$

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial\varphi} \cdot \delta\varphi\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{\text{paroi}}} \cdot \delta T_{\text{paroi}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{\text{fluide}}} \cdot \delta T_{\text{fluide}}\right)^2} \quad 3.19$$

3.5.2. Incertitudes liées à la mesure globale

Les coefficients d'échange thermique peuvent également être estimés de manière globale, via la mesure de débit de liquide en sortie du passage condensation. Les sources d'incertitude sont liées à la mesure de volume et à l'estimation du temps, lors de la mesure de débit liquide ; à l'estimation de la surface de la paroi, du débit d'arrosage, du débit mesuré, du sous-refroidissement pariétal, et éventuellement de la surchauffe du gaz en entrée et du sous-refroidissement du liquide en sortie, lors de l'estimation du coefficient d'échange thermique moyen. Les incertitudes liées aux constantes telles que la chaleur latente de vaporisation de l'azote et aux capacités thermiques massiques ne sont pas prises en compte. Les incertitudes calculées ici sont des incertitudes de type B.

Les incertitudes sont regroupées dans le Tableau 3.15. L'incertitude associée à la mesure de débit a été évaluée sur une journée d'essais type, à l'aide des incertitudes sur la mesure de volume et de temps indiquées dans le Tableau 3.15. Rappelons par ailleurs que $\dot{m}_{\text{mesuré}}$, est le débit mesuré en bas du passage condensation, tandis que le débit d'arrosage est noté \dot{m}_0 .

Paramètres	Valeur de l'incertitude
\dot{m}_0	(0,5% * \dot{m}_0) (Servinstrumentation, 2021)
$\dot{m}_{\text{mesuré}}$	<ul style="list-style-type: none"> • Sans arrosage : 0,012 mL.s⁻¹ • Arrosage 0,63 kg.h⁻¹ : 0,016 mL.s⁻¹ • Arrosage 1,25 kg.h⁻¹ : 0,020 mL.s⁻¹ • Arrosage 2,50 kg.h⁻¹ : 0,034 mL.s⁻¹ • Arrosage 5,00 kg.h⁻¹ : 0,073 mL.s⁻¹ • Arrosage > 5,00 kg.h⁻¹ : 0,221 mL.s⁻¹
V	0,5 mL

t	0,5 s
T_{mesurée}	0,166 K (maquettes de type surface plane) 0,102 K (maquette industrielle)
T_{fluide} = T_{sat}	0,006 K
S_{1,brute}	1,12e-4 m ²

Tableau 3.15 : Sources d'incertitudes lors de l'estimation d'un coefficient d'échange thermique moyen.

En utilisant la procédure décrite par Moffat (1988), les incertitudes sur la mesure de débit liquide, le sous-refroidissement pariétal, la surchauffe du gaz en entrée, le sous-refroidissement du liquide en sortie et le coefficient d'échange thermique moyen peuvent être décrites par les équations 3.20 à 3.24.

$$\delta \dot{m}_{mesuré} = \sqrt{\left(\frac{\partial \dot{m}_{mesuré}}{\partial V} \cdot \delta V\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}_{mesuré}}{\partial t} \cdot \delta t\right)^2} \quad 3.20$$

$$\delta \Delta T_{sr} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta T_{sr}}{\partial T_{paroi}} \cdot \delta T_{paroi}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta T_{sr}}{\partial T_{sat}} \cdot \delta T_{sat}\right)^2} \quad 3.21$$

$$\delta \Delta T_{sc\ entrée} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta T_{sc\ entrée}}{\partial T_{entrée}} \cdot \delta T_{entrée}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta T_{sc\ entrée}}{\partial T_{sat}} \cdot \delta T_{sat}\right)^2} \quad 3.22$$

$$\delta \Delta T_{sr\ sortie} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta T_{sr\ sortie}}{\partial T_{sortie}} \cdot \delta T_{sortie}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta T_{sr\ sortie}}{\partial T_{sat}} \cdot \delta T_{sat}\right)^2} \quad 3.23$$

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial \dot{m}_{mesuré}} \cdot \delta \dot{m}_{mesuré}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \dot{m}_0} \cdot \delta \dot{m}_0\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta T_{sr}} \cdot \delta \Delta T_{sr}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta T_{sc\ entrée}} \cdot \delta \Delta T_{sc\ entrée}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta T_{sr\ sortie}} \cdot \delta \Delta T_{sr\ sortie}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial S_{1,brute}} \cdot \delta S_{1,brute}\right)^2} \quad 3.24$$

Chapitre 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX :

INFLUENCE DE LA STRUCTURATION DE

SURFACE A ECHELLE MICROSCOPIQUE

(MAQUETTE DITE SURFACE PLANE)

L'objectif de ce chapitre est de présenter les résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'essai présenté dans le chapitre 2, pour des structurations de surface à échelle microscopique (surfaces rugueuses et développée 2D). Dans une première partie sont présentés des méthodes et outils utilisés dans la suite du chapitre (section 4.1). La deuxième partie s'attache à la description des conditions expérimentales des essais, ainsi qu'à la vérification des hypothèses et à la comparaison entre les valeurs issues des différents types de mesure (débit/températures) (section 0). La troisième partie enfin présente et analyse les résultats obtenus sur les différents types de surface, et les compare aux résultats et corrélations tirés de la littérature (section 4.3). La quatrième partie sert de conclusion à ce chapitre (section 4.4).

4.1. OUTILS ET PROCEDURES DE CALCULS

L'objectif de cette première partie est de rassembler tous les outils et procédures de calcul nécessaires à la compréhension des parties suivantes. Les procédures de calcul permettant de traiter les données obtenues via les deux types de mesure différents sont ici présentées : tout d'abord les mesures locales de températures et différences de températures dans la paroi, puis les mesures de débit en sortie du passage condensation.

L'étude est menée en régime permanent (variation des mesures de température dans la séparatrice de l'ordre de $\pm 0,01^\circ\text{C}$). Les points de mesure correspondent à une moyenne temporelle, sur minimum 60 acquisitions (environ 30 mn).

Ces données moyennées temporellement sont tout d'abord traitées localement (la méthodologie de traitement est présentée dans la section 4.1.1.1), puis elles sont moyennées spatialement sur toute la paroi (méthodologie présentée dans la section 4.1.1.2). Une comparaison des données issues des mesures de débit liquide et des données issues des mesures de température, moyennées spatialement sur toute la paroi, permet ensuite de vérifier la cohérence des résultats obtenus (méthodologie présentée dans la section 4.1.1.3). Cette comparaison permet également de vérifier que la moyenne des données issues des mesures de température locales est bien représentative des phénomènes moyens, c'est-à-dire qu'à partir de la moyenne des 6 mesures locales, il est possible de modéliser les phénomènes moyens sur toute la paroi.

4.1.1. Approche locale

4.1.1.1. Calcul de la densité de flux thermique locale

En faisant l'hypothèse d'un flux thermique unidirectionnel dans la paroi, la densité de flux thermique locale est calculée, selon la loi de Fourier, à partir de la différence de température mesurée localement dans la paroi (équation 3.2 du chapitre 3 rappelée ici dans l'équation 4.1).

$$\varphi_{local} = \frac{\lambda}{e_1} \cdot \Delta T \quad 4.1$$

Avec e_1 , la distance (en mètre), séparant les deux thermocouples ayant permis la mesure.

4.1.1.2. Calcul de la température de paroi locale

La température de paroi locale est ensuite déduite des températures mesurées localement à l'intérieur de la paroi, et de la densité de flux thermique locale calculée précédemment (équation 4.1). Cette température locale de paroi est donnée par l'équation 3.3 (chapitre 3) et rappelée ici par l'équation 4.2, pour le côté condensation, et est donnée par l'équation 3.4 (chapitre 3) et rappelée ici dans l'équation 4.3 pour le côté vaporisation. Ces équations présupposent un flux thermique unidirectionnel dans la paroi, et sont déduites de la loi de Fourier.

$$T_{paroi,cond} = T_{mes,cond} + \frac{e_2 * \varphi}{\lambda} \quad 4.2$$

$$T_{paroi,vap} = T_{mes,vap} - \frac{e_3 * \varphi}{\lambda} \quad 4.3$$

Avec e_2 , la distance (en mètre) entre la paroi située côté condensation et l'endroit où se situe le thermocouple permettant de mesurer $T_{mes,cond}$ et e_3 , la distance (en mètre) entre la paroi située côté vaporisation et l'endroit où se situe le thermocouple permettant de mesurer $T_{mes,vap}$.

4.1.1.3. Calcul du sous-refroidissement pariétal local

Le sous-refroidissement pariétal local est estimé grâce à l'équation 4.4, en fonction de la température de paroi locale (équations 4.2 et 4.3) et de la température du fluide. Dans la suite de ce chapitre, cette température du fluide est considérée comme étant égale à la température de saturation. Sur le banc d'essai, cette température de saturation est obtenue en appliquant le polynôme, décrit en Annexe 7, à la pression mesurée en entrée du passage condensation. Dans ce manuscrit, sauf indication contraire, le sous-refroidissement pariétal correspond toujours au sous-refroidissement pariétal côté condensation.

$$\Delta T_{sr} = T_{paroi} - T_{fluide} \quad 4.4$$

4.1.1.4. Calcul du coefficient d'échange thermique local

Le coefficient d'échange thermique local côté condensation est estimé à partir de la densité de flux locale (équation 4.1) et du sous-refroidissement pariétal local (équation 4.4), selon l'équation 3.1 (chapitre 3), rappelée ici dans l'équation 4.5.

$$h_{local} = \frac{\varphi}{\Delta T_{sr,cond}} \quad 4.5$$

4.1.2. Approche par la moyenne sur toute la paroi

4.1.2.1. Calcul des grandeurs moyennées sur toute la paroi

Toute grandeur mesurée ou calculée localement aux 6 positions (hg, hd, mg, md, bg, bd) peut également être moyennée sur toute la paroi. Les thermocouples étant situés, sur la hauteur, à équidistance des uns et des autres, et à équidistance du haut et du bas de la paroi pour les thermocouples « h » et « b », la moyenne arithmétique sur toute la hauteur de l'échangeur des 6 valeurs locales, est considérée comme étant suffisamment représentative de la grandeur

moyenne (coefficient d'échange thermique, sous-refroidissement, température de paroi, ...) calculée.

4.1.2.2. Calcul de la puissance moyenne reçue côté condensation

La puissance reçue côté condensation est calculée en utilisant le coefficient d'échange thermique moyen (moyenne arithmétique des 6 valeurs locales obtenues via l'équation 4.5), selon l'équation 4.6. Le sous-refroidissement moyen correspond à la moyenne arithmétique des 6 valeurs locales de sous-refroidissement, obtenues via l'équation 4.4.

$$P_{condensation} = h_{moyen} * S_{1,brute} * \Delta T_{sr,moyen} \quad 4.6$$

4.1.2.3. Calcul du débit moyen de condensat

Le débit de condensat moyen en sortie du passage condensation peut être estimé à l'aide de la puissance moyenne reçue par le côté condensation (équation 4.6), selon l'équation 4.7. Cette formule considère que la puissance reçue côté condensation permet trois phénomènes : la désurchauffe du gaz en entrée du passage, le phénomène de condensation, et le sous-refroidissement du liquide en sortie du passage. Cette formulation néglige les pertes thermiques.

$$\dot{m}_{condensat} = \frac{P_{condensation}}{\Delta h_{fg} + c_{p,v} * (T_{entree,cond} - T_{sat,cond}) + c_{p,l} * (T_{sat,cond} - T_{sortie,cond})} \quad 4.7$$

Par ailleurs, si la désurchauffe du gaz en entrée et le sous-refroidissement du liquide en sortie sont considérés comme étant négligeables devant le phénomène de changement de phase, cette formulation se simplifie, pour donner l'équation 4.8.

$$\dot{m}_{condensat} = \frac{P_{condensation}}{\Delta h_{fg}} \quad 4.8$$

Le débit de condensat peut aussi être évalué en L.s⁻¹, selon l'équation 4.9.

$$\dot{m}_{condensat,L/s} = \frac{1000}{\rho_l} * \dot{m}_{condensat,kg/s} \quad 4.9$$

Ces grandeurs moyennées, issues des mesures locales de températures dans la paroi, permettent ensuite une comparaison au deuxième type de mesure : la mesure de débit liquide en sortie du passage condensation.

4.1.3. Approche à partir des données issues des mesures de débit

4.1.3.1. Calcul du débit de condensat

Le débit de liquide mesuré en sortie du passage condensation comprend d'une part, le débit de condensat, et d'autre part, l'éventuel débit d'arrosage. Le débit réel de condensat est donc estimé par l'équation 4.10, en fonction du débit mesuré et du débit d'arrosage. Le débit mesuré correspond à la moyenne de deux à cinq mesures de débit, réalisées lors d'un même point de mesure, en régime permanent.

$$\dot{m}_{condensat} = \dot{m}_{mesuré} - \dot{m}_0 \quad 4.10$$

4.1.3.2. Calcul du coefficient d'échange thermique moyen

Le coefficient d'échange thermique moyen peut être déduit du débit de condensat (équation 4.10) selon la formule donnée dans l'équation 3.5 (chapitre 3) et rappelée ici dans l'équation 4.11. Cette équation prend en compte trois phénomènes : la désurchauffe du gaz en entrée du passage, le phénomène de condensation, et le sous-refroidissement du liquide en sortie du passage. Dans le cas de surchauffe en entrée et de sous-refroidissement en sortie inférieurs à 1°C, les capacités calorifiques massiques sont évaluées à la température de saturation.

$$h_{moyen} = \frac{\dot{m}_{condensat}}{S_{1,brute} * \Delta T_{sr}} * [\Delta h_{fg} + c_{p,v} * (T_{entrée,cond} - T_{sat,cond}) + c_{p,l} * (T_{sat,cond} - T_{sortie,cond})] \quad 4.11$$

Cette formule peut être simplifiée dans le cas où la désurchauffe du gaz en entrée et le sous-refroidissement du liquide en sortie sont considérés comme étant négligeables devant le phénomène de changement de phase (équation 3.6 du chapitre 3, rappelée ici dans l'équation 4.12).

$$h_{moyen} = \frac{\dot{m}_{cond} * \Delta h_{fg}}{S_{1,brute} * \Delta T_{sr}} \quad 4.12$$

4.1.3.3. Calcul de la différence de température dans la séparatrice

Afin de rechercher, d'après la mesure de débit de condensat, quelle est la différence de température moyenne dans la paroi, sur une épaisseur e , l'équation 4.13 est utilisée. Cette différence de température est estimée en faisant l'hypothèse d'un flux thermique unidirectionnel et linéaire dans la paroi, d'après la loi de Fourier.

$$\Delta T = \frac{\dot{m} * e * \Delta h_{fg}}{\lambda_{alu} * S_{1,brute}} \quad 4.13$$

4.1.3.4. Calcul de l'épaisseur du film liquide en bas de la plaque

L'épaisseur du film liquide en bas de la paroi peut être évaluée en connaissant le débit de liquide en sortie du passage condensation. Cette épaisseur du film liquide est supposée uniformément répartie sur la largeur de la plaque (supposée plane), et la présence de vagues n'est pas prise en compte dans le calcul. Les hypothèses suivantes sont également faites : la gravité est la seule force considérée, le régime est permanent, les approximations de couche limite sont valides, le fluide est incompressible (sauf lorsque l'on considère l'effet de la variation de densité dans la force de flottabilité), le système est bidimensionnel, les propriétés du fluide sont constantes, l'écoulement de la couche limite laminaire est dominé par les forces de flottabilité. En s'appuyant sur la seconde loi de Newton et en négligeant le terme lié à l'advection, le débit massique est évalué par l'équation 4.14. De cette formulation est alors déduite l'expression de l'épaisseur du film liquide donnée par l'équation 4.15.

$$\dot{m} = \frac{\rho_L \cdot g \cdot b \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \delta^3}{3 \cdot \mu_l} \quad 4.14$$

$$\delta_{bas\ paroi} = \left(\frac{3 \cdot \mu_l \cdot \dot{m}_{mesuré}}{g \cdot \rho_l \cdot (\rho_l - \rho_v) \cdot b} \right)^{1/3} \quad 4.15$$

4.1.3.5. Calcul du nombre de Reynolds en bas de la paroi

Le nombre de Reynolds du film liquide, en bas de la paroi, donné dans l'équation 1.4 et rappelé ici (équation 4.16), est calculé en remplaçant le débit massique par son expression (équation 4.14) dans l'équation 1.3 (donnée dans le chapitre 1- Tang *et al.*, 2017).

$$Re_{bas\ paroi} = \frac{4 \cdot \rho_L \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \delta_{bas\ paroi}^3}{3 \cdot \mu_l^2} \quad 4.16$$

4.2. CONDITIONS DE TESTS, VERIFICATION DES HYPOTHESES ET VALIDATION DES RESULTATS

Il s'agit dans cette section de :

- Décrire les conditions expérimentales lors des essais sur les structures de surface à échelle microscopiques (i.e. les versions a à e de la maquette surface plane : surfaces rugueuses et développée 2D). Cela implique donc tout d'abord de vérifier l'étalonnage in situ, puis de présenter les conditions et plages de variation des paramètres lors des différents essais.
- Vérifier différentes hypothèses : hypothèse selon laquelle la désurchauffe du gaz en entrée et le sous-refroidissement du film liquide en sortie sont négligeables devant le phénomène de changement de phase ; hypothèse selon laquelle le film de condensat est à température de saturation ; hypothèse selon laquelle le phénomène de conduction dans la paroi est unidirectionnel ; hypothèse selon laquelle le côté condensation est limitant ; hypothèse selon laquelle la présence de la plaque de plexiglass, à 5 mm de la paroi sur laquelle se condense l'azote, n'a pas d'impact sur l'écoulement. Les trois premières hypothèses sont utilisées lors du traitement des données issues des mesures de températures et de débit. La quatrième hypothèse permet de s'assurer que la mesure des coefficients d'échange en condensation permet une réelle comparaison, c'est-à-dire que l'échange thermique n'est pas limité par le côté vaporisation, et donc que la surface côté condensation échange thermiquement avec le fluide au maximum de sa capacité. La dernière hypothèse est utilisée par la suite, dans l'étude des écoulements.
- Comparer les valeurs des grandeurs obtenues lors du traitement des données issues de mesure différentes : mesure de différences de températures locales dans la paroi et mesure du débit de liquide en sortie du passage condensation. Les valeurs de ces grandeurs issues de mesures indépendantes doivent en théorie coïncider.

Les coefficients d'échange thermique obtenus sur ces différentes surfaces, ainsi que l'analyse et la comparaison de ces coefficients aux corrélations de la littérature seront donnés dans la partie suivante (partie 4.3).

4.2.1. Conditions expérimentales

4.2.1.1. Vérification de l'étalonnage

Comme les sondes sont étalonnées avant d'être montées dans la maquette, des mesures, à flux nul, sont régulièrement réalisées afin de vérifier que les températures obtenues amènent bien à une estimation nulle du flux pour chaque triplet de thermocouples. Six journées de mesure, réparties du début à la fin des essais réalisés sur cette maquette, ont été réalisées à flux nul. Une mesure à flux nul est réalisée dans les conditions suivantes :

- Le passage condensation et le bain de vaporisation sont tous les deux à la pression atmosphérique. Il n'y a donc pas ou très peu d'échange thermique entre les deux côtés de l'échangeur.
- Le bain de vaporisation est rempli d'azote liquide, de manière à ce que les sondes les plus hautes, hg et hd (haut gauche et haut droite) soient placées sous le niveau de liquide.
- La surchauffe du gaz en entrée du passage condensation est en moyenne de 0,9°C, et dans tous les cas, inférieure à 2,5°C.

Les différences de températures moyennes, mesurées dans la paroi via chaque triplet de thermocouples, lors de ces vérifications de l'étalonnage, sont rapportées dans le Tableau 4.1. Ce Tableau 4.1 présente trois résultats différents :

- La différence de température entre les deux thermocouples extrêmes de chaque triplet, moyennée sur les 6 essais différents. Cette différence de température est théoriquement nulle.
- Ce qui est appelé « répétabilité » et qui correspond à la moyenne des écart-types des moyennes temporelles des acquisitions obtenues lors de chacun des 6 essais.
- Ce qui est appelé « reproductibilité » et qui correspond à l'écart-type des moyennes temporelles des acquisitions entre les 6 essais.

	<i>hd</i>	<i>md</i>	<i>bd</i>	<i>hg</i>	<i>mg</i>	<i>bg</i>
Différence de température moyenne (°C)	-0,005	0,011	-0,011	-0,008	0,027	0,009
Répétabilité (°C)	0,006	0,005	0,006	0,006	0,007	0,006
Reproductibilité (°C)	0,007	0,007	0,007	0,007	0,006	0,007

Tableau 4.1: Résultats de la vérification de l'étalonnage des thermocouples.

Ce Tableau 4.1 permet de conclure sur les trois points présentés précédemment :

- La différence de température moyenne est inférieure à 0,027°C (valeur maximale obtenue pour le triplet *mg*), ce qui est largement inférieur à l'incertitude évaluée dans la section 3.2.5.2.3.1 pour un montage « différences de mesures absolues » (0,117 K ; notons que cette incertitude doit de plus être multipliée par un facteur d'élargissement de 2, cf. section 3.2.5.4). On supposera donc que l'étalonnage a été correctement réalisé.
- La « répétabilité » est de l'ordre de 0,006°C. Elle est donc très inférieure à l'incertitude de mesure. Cela indique que les mesures réalisées lors de cette vérification sont fiables.
- La « reproductibilité » et qui correspond à l'écart-type entre les 6 points obtenus lors de journées différentes. Cette reproductibilité est très inférieure à l'incertitude de mesure. Cela indique, comme précédemment, que les mesures réalisées lors de cette vérification sont fiables.

4.2.1.2. Description des points de mesure

Un point de mesure est défini comme la moyenne (sur minimum 60 acquisitions, soit environ 30 minutes) de mesures, en régime permanent (variation des mesures de température dans la séparatrice de l'ordre de $\pm 0,01^\circ\text{C}$), des différences de températures au sein de la séparatrice, pour une valeur de pression côté vaporisation et un débit d'arrosage fixés. Plusieurs points de mesures peuvent être réalisés de manière consécutive, en faisant varier à chaque fois un ou plusieurs paramètres (pression côté vaporisation et/ou débit d'arrosage). Pour un point de mesure, correspondant ainsi à des conditions particulières de différence de pression et d'arrosage, on compte en particulier 6 valeurs locales de différences de températures dans la paroi (moyennées sur environ 30 mm) et une valeur de débit de condensat (moyennée sur 2 mesures minimum).

Les points de mesure ont été réalisés sur la plage de pression côté vaporisation [0,457 ; 1,002 bar], ce qui correspond à une température de saturation côté vaporisation comprise dans la plage [-202,0 ; -195,8°C]. Les différents paramètres expérimentaux sont donnés dans le Tableau 4.2, pour les différentes versions de la maquette surface plane. Les variations de la température de saturation côté condensation sont liées aux variations de pression atmosphérique entre les différents points de mesure. Deux débits sont donnés dans le Tableau 4.2: le débit en sortie du passage condensation (comprenant le débit d'arrosage et le débit de condensat) et le débit d'arrosage en haut du passage condensation. Le débit maximal en bas du passage condensation est ici supérieur au débit maximal équivalent obtenu en bas d'un vaporiseur-condenseur industriel (équivalence en considérant le débit par périmètre mouillé), qui serait de $1,8 \text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$. Certains points ont été réalisés à des débit supérieurs, afin de tester les limites de certaines surfaces.

La submergence représente le pourcentage de la hauteur totale des ondes du côté vaporisation, noyées dans le bain d'azote liquide. Une submergence de 93 % correspond à une hauteur de mouillage des ondes de 186 mm. Les thermocouples insérés dans la séparatrices se trouvent tous en dessous de cette hauteur.

La fraction massique de gaz en entrée du passage condensation est estimée en supposant que le débit de gaz en entrée est égal au débit d'azote condensé (i.e. débit total en bas du passage auquel on soustrait le débit d'arrosage).

En fonction des différentes versions de la maquette, le nombre de points réalisés varie :

- Pour la version a : au total 67 points de mesure (points de répétabilité inclus) ont été réalisés.
- Pour la version b : au total 7 points de mesure ont été réalisés
- Pour la version c : au total 19 points de mesure (points de répétabilité inclus) ont été réalisés.
- Pour la version d : au total 9 points de mesure ont été réalisés.
- Pour la version e : au total 38 points de mesure (points de répétabilité inclus) ont été réalisés.

Version	Paramètre	Pression (bar)	Température de saturation (°C)	Débit bas passage (kg.h ⁻¹)	Débit arrosage (kg.h ⁻¹)	Submergence	Fraction massique gaz entrée (%)
a	Condensation	[0,99 ; 1,01]	[-196,0 ; -195,8]	[0,1 ; 6,5]	[0 ; 5,0]	-	[5 ; 100]
	Vaporisation	[0,46 ; 1,00]	[-202,0 ; -195,9]	-	-	>93%	-
b	Condensation	[0,99 ; 1,00]	-196,0	[0,2 ; 1,8]	-	-	100
	Vaporisation	[0,49 ; 0,91]	[-201,5 ; -196,7]	-	-	>93%	-
c	Condensation	[0,99 ; 1,00]	[-196,0 ; -195,9]	[0,4 ; 6,2]	[0 ; 5,0]	-	[19 ; 100]
	Vaporisation	[0,51 ; 0,87]	[-201,2 ; -197,1]	-	-	>93%	-
d	Condensation	[0,99 ; 1,00]	[-196,0 ; -195,9]	[0,2 ; 4,0]	[0 ; 2,5]	-	[40 ; 100]
	Vaporisation	[0,50 ; 0,92]	[-201,3 ; -196,6]	-	-	>93%	-
e	Condensation	[1,00 ; 1,01]	[-195,9 ; -195,8]	[0,2;12,7]	[0 ; 11,3]	-	[8 ; 100]
	Vaporisation	[0,49 ; 0,95]	[-201,4 ; -196,3]	-	-	>93%	-

Tableau 4.2: Valeurs des différents paramètres expérimentaux.

4.2.2. Vérification des hypothèses

L'objectif est ici de vérifier quatre hypothèses :

- L'hypothèse selon laquelle la désurchauffe du gaz en entrée et le sous-refroidissement du film liquide en sortie sont négligeables devant le phénomène de changement de phase.
- L'hypothèse selon laquelle le film de condensat est à température de saturation.
- L'hypothèse selon laquelle le phénomène de conduction dans la paroi est unidirectionnel.
- L'hypothèse selon laquelle la présence de la plaque de plexiglass, à 5 mm de la paroi sur laquelle se condense l'azote, n'a pas d'impact sur l'écoulement.

Chacune des hypothèses explicitées ci-dessus fait l'objet d'une sous-section ci-après.

4.2.2.1. Hypothèse selon laquelle les phénomènes de surchauffe et de sous-refroidissement sont négligeables devant le phénomène de condensation

La surchauffe moyenne en entrée du passage condensation (i.e. différence entre la température d'entrée de l'azote et la température de saturation), et le sous-refroidissement moyen (i.e. différence entre la température de saturation et la température de sortie du condensat) sont donnés dans le **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Lors des essais sur la version a de la maquette surface plane, en raison d'un capteur défectueux, les mesures de température d'entrée et de sortie du passage condensation n'ont pu être réalisées que sur les 40 derniers points de mesure. Tous les tests étant menés dans des conditions similaires en ce qui concerne le gaz en entrée du passage condensation, il semble raisonnable de penser que pour les points où la mesure n'a pas pu être réalisée, la surchauffe moyenne en entrée, ainsi que le sous-refroidissement moyen en sortie restent du même ordre de grandeur que pour les points où la mesure a été faite.

Version	Surchauffe moyenne du gaz en entrée	Sous-refroidissement moyen en sortie
a	0,64°C ([0,01 ; 1,59°C])	0,07°C ([0,06 ; 0,11°C])
b	0,64°C ([0,20 ; 0,96°C])	0,08°C ([0,07 ; 0,08°C])
c	0,42°C ([0,26 ; 0,97°C])	0,08°C ([0,07 ; 0,10°C])
d	0,43°C ([0,23 ; 0,75°C])	0,06°C ([0,06 ; 0,07°C])
e	0,33°C ([0,14 ; 0,85°C])	0,06°C ([0,04 ; 0,11°C])

Tableau 4.3 : Surchauffe et sous-refroidissement moyen du gaz en entrée/sortie du passage condensation pour les cinq versions de la maquette surface plane. La première valeur de chaque cellule correspond à la valeur moyenne, tandis que la plage de variation est donnée entre parenthèses.

Pour les essais menés sur les différentes versions de la maquette surface plane, la surchauffe moyenne en entrée du passage condensation est très faible, puisqu'inférieure à 1°C (Tableau 4.3). Cette surchauffe moyenne est toutefois supérieure à l'incertitude de mesure (0,208K, cf. Tableau 3.11+). Le sous-refroidissement moyen est également très faible, puisqu'inférieur au dixième de degré, et donc inférieur à l'incertitude de mesure (Tableau 4.3). Cela signifie donc qu'il y a peu de pertes thermiques entre le fond du Dewar principal où l'azote est vaporisé, et l'entrée du passage condensation. La désurchauffe et le sous-refroidissement peuvent être considérés comme négligeables vis-à-vis du phénomène de condensation, puisqu'en terme de puissance échangée, ils ne représentent au maximum, respectivement que 0,36% et 0,07% du phénomène de condensation (ratio du produit de la capacité calorifique et de la surchauffe

maximale/du sous-refroidissement maximal sur la chaleur latente de changement de phase). Le système d'isolation implémenté est donc efficace.

4.2.2.2. Hypothèse selon laquelle le film de condensat est à température de saturation

Le sous-refroidissement moyen du liquide en sortie du condenseur est inférieur au dixième de degré (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Le film de condensat étant donc très peu sous-refroidi en sortie du passage condensation, l'hypothèse est donc faite que le film de liquide est à température de saturation.

4.2.2.3. Hypothèse de conduction 1D dans la paroi

L'estimation des coefficients d'échanges locaux via la mesure de différence de température repose sur l'hypothèse d'une conduction unidirectionnelle (1D) à l'intérieur de la séparatrice, séparant côté condensation et côté vaporisation. Cette hypothèse, peut, dans une certaine mesure, être vérifiée, puisque chaque triplet de thermocouples (*hg, hd, mg, md, bg, bd*) est composé de trois thermocouples répartis de la manière suivante dans l'épaisseur de la séparatrice : un côté vaporisation, un à mi-épaisseur environ, et un côté condensation.

Selon la loi de Fourier, dans le cadre d'une conduction unidirectionnelle, la température a un comportement linéaire en fonction de l'épaisseur dans la séparatrice. Ce comportement implique donc la relation décrite par l'équation 4.17, entre les températures mesurées à des épaisseurs différentes, et les distances séparant les thermocouples. Le membre de droite de cette équation est calculé en fonction des distances et vaut ici **0,72**.

$$\frac{T_{condensation} - T_{intermédiaire}}{T_{condensation} - T_{vaporisation}} = \frac{e_{condensation-intermédiaire}}{e_{condensation-vaporisation}} \quad 4.17$$

Ce ratio est tracé pour chaque triplé de thermocouples, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen (Figure 4.1), pour la version a de la maquette surface plane. Les résultats pour les autres versions (b à e) de cette maquette sont donnés en Annexe 10 afin de ne pas surcharger ce chapitre. De la même manière, pour une meilleure lisibilité du graphique, les résultats sont reproduits individuellement pour chaque triplet de thermocouples en Annexe 10, en incluant les barres d'erreur.

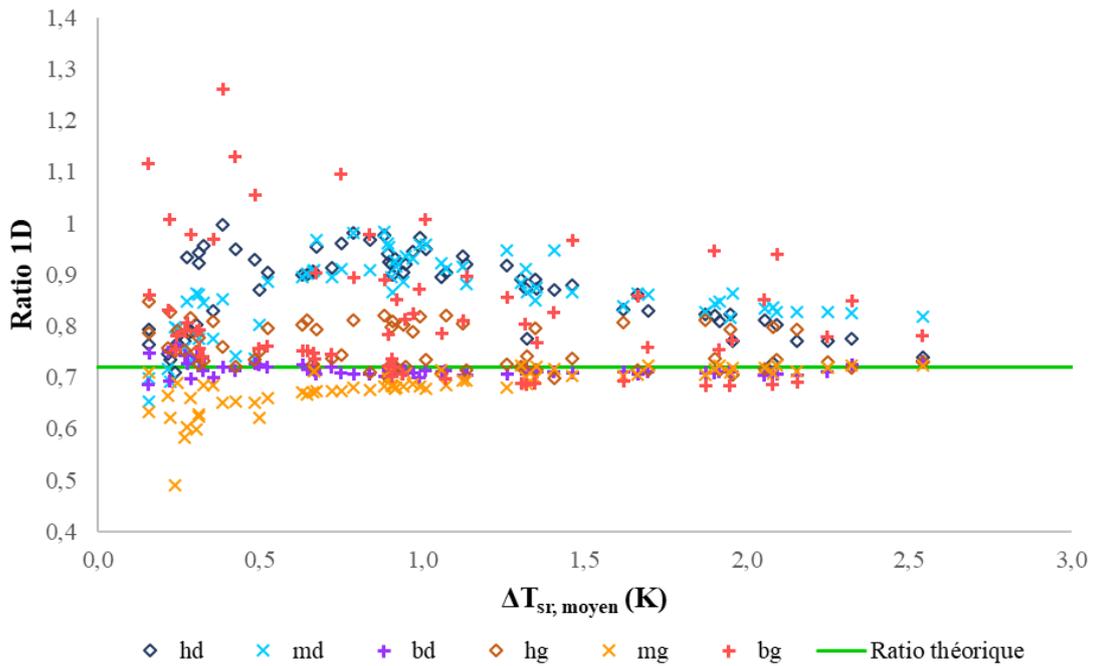


Figure 4.1 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

La Figure 4.1 montre que pour de faibles sous-refroidissements pariétaux (< 1 K), le ratio peut diverger légèrement pour certains points réalisés par certains triplets de thermocouples (mg , bg), dans la limite $\pm 50\%$ de la valeur théorique pour 99% des points.

Lorsque le sous-refroidissement augmente (supérieur à un ΔT compris entre 1 et 1,5 K selon les triplets), la plupart des ratios tendent vers une valeur asymptotique proche de 0,72 (dans une bande de $[-5 ; 0\%]$ pour les triplets mg , bd ; dans une bande de $[-5 ; 15\%]$ pour le triplet hg ; dans une bande de $[0 ; 25\%]$ pour les thermocouples hd , md et dans une bande de $[-5 ; 35\%]$ pour le triplet bg).

Si l'on prend en considération les incertitudes de mesures calculées pour chaque valeur (barres d'erreurs tracées en Annexe 10), cela signifie donc que l'hypothèse 1D est respectée pour quasiment tous les points de mesure réalisés par les triplets hg , mg , bg et bd . En effet, pour 100% des points mg et bd et pour plus de 92% des points hd , bg , l'écart entre le ratio calculé et le ratio théorique de 0,72 est inférieur à l'incertitude de mesure. En revanche, pour les triplets hd et md l'hypothèse 1D n'est pas strictement respectée : pour respectivement un peu moins de 50% et un peu plus de 30% des mesures, l'écart entre le ratio calculé et le ratio théorique de 0,72 est supérieur à l'incertitude de mesure. Cela semble donc indiquer qu'il y a une déviation du flux thermique au niveau des triplets de thermocouples hd et md . Cela devra être pris en compte dans l'analyse des résultats.

Pour les autres versions de la maquette surface plane, l'hypothèse 1D est toujours vérifiée sur les thermocouples triplets hg , mg , et bd . Pour les triplets hd , md et bg , cette hypothèse n'est pas toujours respectée, ce qui devra être pris en compte dans la suite de l'analyse (cf. Annexe 10 pour plus de détails).

4.2.2.4. Hypothèse selon laquelle le côté condensation est limitant

En faisant l'hypothèse que le flux thermique produit côté vaporisation est intégralement transmis au côté condensation et que la conduction dans la séparatrice est unidirectionnelle, le côté limitant l'échange thermique est déterminé en comparant pour chaque point les coefficients d'échange primaire (côté condensation et côté vaporisation). Le côté condensation devient limitant si l'inégalité de l'une des deux équations 4.18 ou 4.19 est vérifiée. S'il y a égalité, ou que les deux membres de chacune des deux équations ont des valeurs très proches, alors les deux coefficients d'échange thermique (condensation et vaporisation) sont du même ordre de grandeur. Si l'inégalité est inversée, alors le côté vaporisation est limitant. Pour les calculs, l'hypothèse est faite que les fluides sont à température de saturation.

$$\frac{\varphi}{T_{\text{fluide,cond}} - T_{\text{paroi,cond}}} < \frac{\varphi}{T_{\text{fluide,vap}} - T_{\text{paroi,vap}}} \quad 4.18$$

$$T_{\text{paroi,vap}} - T_{\text{fluide,vap}} < T_{\text{fluide,cond}} - T_{\text{paroi,cond}} \quad 4.19$$

Dans la suite de cette analyse sont distinguées les maquettes surface plane version a à d et la maquette version e. Afin de déterminer le côté limitant, les deux membres de l'équation 4.19 sont évalués pour chaque valeur locale obtenue lors des points de mesures (pour chaque point de mesure, 6 valeurs locales de températures et différences de températures dans la paroi sont étudiées). Si les deux membres de l'équation vérifient bien l'inégalité 4.19, alors le côté condensation est limitant. Si ce n'est pas le cas, le côté vaporisation est alors limitant.

Le nombre de points de mesures (/nombre total de mesures), pour chaque version de la maquette et pour chaque triplet de thermocouples, pour lesquels l'inégalité n'est pas vérifiée, c'est-à-dire pour lesquels le côté condensation n'est pas limitant, sont indiqués dans le Tableau 4.4. Les résultats sont ensuite analysés dans les deux paragraphes suivants, en séparant les versions a, b, c et d, d'une part, et la version e de la maquette surface plane, d'autre part.

	<i>hd</i>	<i>hg</i>	<i>md</i>	<i>mg</i>	<i>bd</i>	<i>bg</i>	Total
Version a	0/67	0/67	9/67	0/67	1/67	4/67	14/402
Version b	0/7	0/7	1/7	0/7	0/7	1/7	2/42
Version c	0/19	0/19	0/19	0/19	0/19	1/19	1/114
Version d	0/9	0/9	0/9	0/9	0/9	2/9	2/54
Version e	0/38	2/38	23/38	15/38	8/38	32/38	80/228

Tableau 4.4 : Nombre de points de mesures (/nombre total de mesures), pour chaque version de la maquette plane, et pour chaque triplet de thermocouples, pour lesquels le côté condensation n'est pas limitant.

4.2.2.4.1. Maquette surface plane : version a à d

Dans le cadre de cette étude sur les versions a, b, c, d de la maquette surface plane, le côté limitant l'échange thermique est majoritairement le côté condensation. En effet, pour chacune des versions a à d de la maquette surface plane, quelques valeurs locales seulement ne vérifient pas l'inégalité de l'équation 4.19 (Tableau 4.4). Ces valeurs locales sont obtenues principalement sur deux triplets de thermocouples (*md* et *bg*).

Afin de déterminer si ces phénomènes surviennent préférentiellement dans certaines conditions de test (différence de pression entre les côtés condensation et vaporisation, débit d'arrosage), le ratio des deux membres de l'équation 4.19 est représenté pour chaque triplet de thermocouples en fonction de l'arrosage et de la différence de pression entre les deux côtés de l'échangeur (Figure 4.2). Comme les résultats sont semblables pour les versions a à d de la maquette surface plane, et afin d'alléger le document, ces résultats ne sont présentés ici que pour la version a. Pour la clarté de ces graphiques, les incertitudes ne sont pas tracées, mais sont utilisées dans l'analyse.

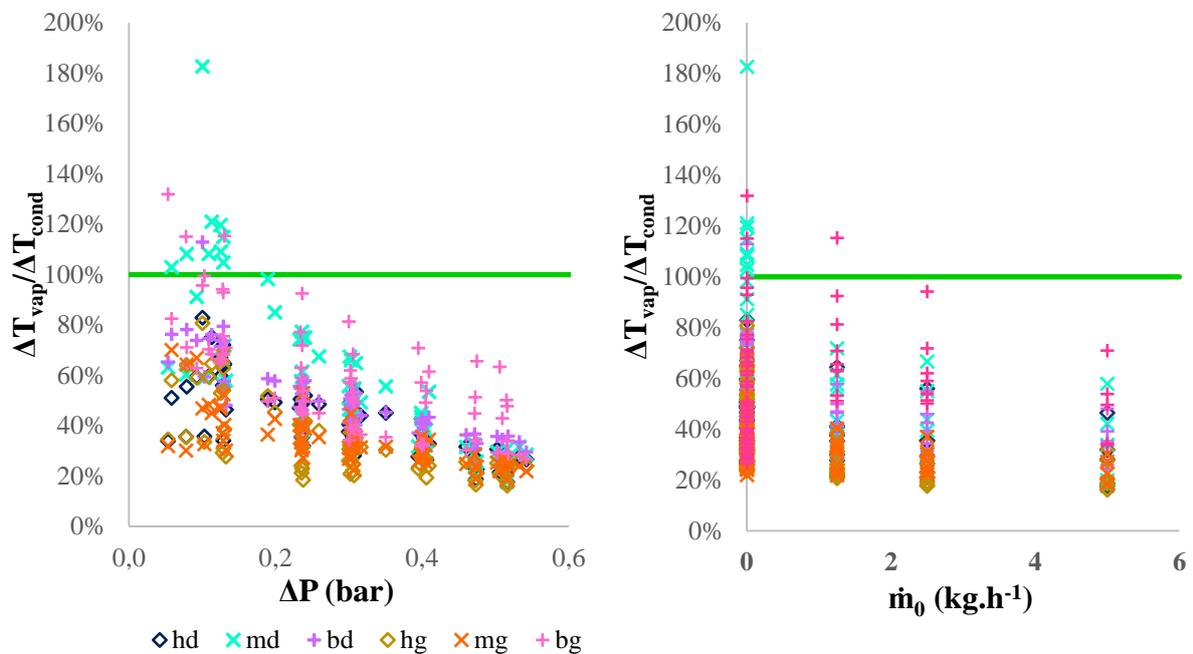


Figure 4.2 : Ratio des sous-refroidissements pariétaux du côté vaporisation et du côté condensation, en fonction de la différence de pression entre les deux côtés de l'échangeur (gauche) ou de l'arrosage en entrée du passage condensation (droite). Un ratio supérieur à 100% indique que le côté limitant est le côté vaporisation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

D'après la figure, il est possible de conclure que les valeurs locales pour lesquelles le côté condensation n'est pas limitant (i.e. le ratio est supérieur à 100%) sont des points correspondant à une faible différence de pression entre le côté vaporisation et le côté condensation (< 0,2 bar), le plus généralement dans des cas sans arrosage. Comme ces points particuliers ne sont principalement obtenus que pour un ou deux triplet(s) de thermocouples à chaque fois (*md* et/ou *bg*) (cf. Tableau 4.4), ils pourraient peut-être être attribués à des phénomènes locaux. Ainsi, le triplet *md* est volontairement situé au bord de la maquette (cf. Figure 2.3). La différence de

tendance observée pourrait donc être liée à des effets de bord. Le triplet *bg*, quant à lui, pourrait par exemple être positionné sous une jambe d'ailette. Notons cependant qu'en raison des fortes incertitudes de mesures (supérieures à l'écart entre le ratio théorique et les points expérimentaux pour une différence de pression inférieure à 0,3 bar), aucune conclusion définitive ne peut être tirée de ces éléments.

4.2.2.4.2. *Maquette surface plane version e*

Dans le cadre de cette étude sur la version e, de la maquette surface plane, le côté limitant l'échange thermique n'est pas toujours le côté condensation, comme cela est visible sur la dernière ligne du Tableau 4.4. Ce phénomène est obtenu pour tous types de points (en termes de différence de pression entre le côté condensation et le côté vaporisation, ou en termes de débit d'arrosage). En analysant ce Tableau 4.4, plusieurs conclusions peuvent être tirées, qui seront analysées par la suite :

- Au total, pour 35% des valeurs locales (i.e. 80 valeurs sur 228), le côté condensation n'est pas limitant.
- Comme pour les versions précédentes de la maquette, les triplets *md* et *bg* correspondent à des localisations pour lesquelles le côté condensation n'est pas ou peu limitant.
- Il est important de noter également qu'en partie haute de la paroi (triplets de thermocouples *hd* et *hg*), le côté condensation est quasiment toujours limitant (hormis pour 2 valeurs sur 76).

Plusieurs hypothèses permettraient d'expliquer ces comportements :

- *La surface côté condensation est particulièrement efficace en termes d'échange thermique. Le côté condensation n'est donc pas limitant.*

Cette hypothèse est plutôt infirmée par les résultats obtenus pour les triplets *hg* et *hd* (cf. Tableau 4.4: aux localisations *hd* et *hg*, le côté condensation est quasiment toujours limitant pour la version e de la maquette). En effet, en théorie les coefficients d'échange les plus élevés sont obtenus en haut de la paroi (pour une épaisseur de film minimale, dans le cadre de l'hypothèse d'une surchauffe négligeable en entrée du passage condensation). Si les coefficients d'échange côté condensation étaient réellement supérieurs aux coefficients d'échange côté vaporisation, cet effet serait encore plus remarquable pour les thermocouples du haut. Cela signifierait donc que le côté vaporisation serait davantage limitant en haut de la maquette qu'en bas. Or, on constate l'inverse, dans le Tableau 4.4: en haut de la paroi (triplets *hg*, *hd*), le côté condensation est quasiment toujours limitant, contrairement aux localisations milieu et bas. Cette hypothèse ne semble donc pas devoir être retenue.

- *La surface côté vaporisation n'est activée que partiellement, et de manière inégale selon les localisations. Pour certaines localisations, le côté vaporisation serait donc bien limitant dans le cadre de cette hypothèse.*

Il est intéressant pour étudier cette hypothèse de représenter le sous-refroidissement pariétal moyen, côté vaporisation, en fonction de la densité de flux moyenne dans la paroi (Figure 4.3), en comparaison à la version a de la maquette par exemple. En effet,

à densité de flux égale, si la surchauffe pariétale est la même entre les deux versions de la maquette surface plane, alors cela signifie qu'à densité de flux égale, le coefficient d'échange thermique côté vaporisation est similaire entre ces deux versions, ou encore que la surface côté vaporisation est activée de manière similaire entre les deux versions. Si la surchauffe pariétale moyenne était inférieure pour l'une des deux versions de la maquette, cela signifierait que cette maquette présente une activation supérieure des sites de nucléation (i.e. que le coefficient d'échange thermique pour cette maquette est meilleur).

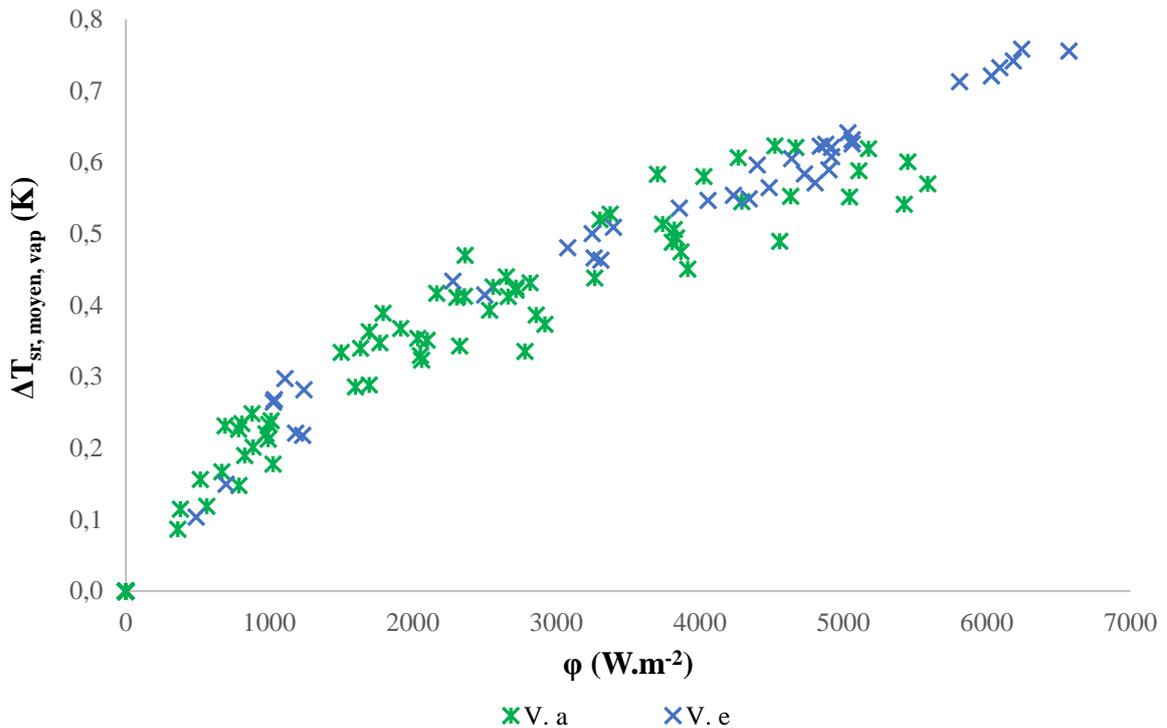


Figure 4.3 : Représentation de la surchauffe pariétale côté vaporisation en fonction de la densité de flux surfacique.

La surchauffe pariétale côté vaporisation est comparable à celle observé sur la version a de la maquette (Figure 4.4). Cela signifie donc que la surface côté vaporisation est activée de manière similaire pour les essais sur les deux versions a et e de la maquette surface plane. En raisonnant sur les valeurs moyennes, l'hypothèse posée dans ce paragraphe n'est donc pas validée.

En revanche, une étude locale montre, de la même manière que précédemment, que les triplets de thermocouples pour lesquels le côté condensation n'est que très peu souvent limitant sont encore une fois les triplets *md* et *bg* (cf. Tableau 4.4 : dernière ligne). Pour ces triplets *md* et *bg*, l'hypothèse posée sur l'observation de ce phénomène dû à leur localisation peut être là aussi une piste d'explication.

Pour 86% des points où la condensation n'est pas limitante, l'un des deux critères suivants est vérifié (en revanche, la réciproque n'est pas juste : si un point respecte l'un des deux critères suivants, le côté condensation n'est pas nécessairement limitant) :

- L'hypothèse de conduction 1D dans la paroi n'est pas très bien respectée : la différence entre le ratio de l'équation 4.17 et le ratio théorique de 0,72 est supérieure ou égale à 10% de sa valeur (cf. développement de la question de l'hypothèse de conduction 1D dans le paragraphe 4.2 de cette partie)
- Le sous-refroidissement pariétal côté condensation est très proche du sous-refroidissement pariétal côté vaporisation (l'écart est inférieur à 0,05°C). L'écart constaté est de l'ordre de l'incertitude sur les mesures de températures. Les coefficients d'échange thermique côté condensation et côté vaporisation peuvent donc être considérés comme équivalents.

4.2.2.5. Hypothèse selon laquelle le confinement lié à la plaque de visualisation n'a pas d'impact sur l'écoulement

Dans cette étude, nous faisons l'hypothèse que la présence de la plaque en plexiglass, à 5 mm de la plaque sur laquelle a lieu la condensation, n'affecte pas l'écoulement du condensat. Nous nous appuyons pour cela sur deux éléments :

- L'impact du confinement, notamment entre deux plaques verticales espacées de moins de 5 mm, mais aussi dans des tubes, n'a pas ou peu été étudiée en condensation en film tombant alors qu'il a été très étudié en vaporisation (Bonjour & Lallemand, 1998, pour les plaques verticales, et Zhang *et al.*, 2014, pour les tubes). Cela peut être en partie expliqué par les différences d'écoulement entre vaporisation et condensation en film tombant (notamment présence d'une interface liquide/vapeur continue et très nette pour la condensation en film tombant, contrairement aux bulles de la vaporisation). Le confinement peut alors n'avoir que peu d'effet sur un film de condensat de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur, tandis que son effet devra être pris en compte pour des bulles dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de la distance entre les plaques.
- La longueur capillaire, longueur pour laquelle les forces capillaires deviennent prépondérantes par rapport aux forces de flottabilité, est de 1 mm pour de l'azote dans ces conditions soit 5 fois inférieure à l'espacement entre les deux plaques parallèles.
- Les contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur peuvent a priori être négligées dans cette configuration. Cette question de l'influence des contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur a également été abordée par Ohira (2001) et par Tang *et al.* (2017), dont la configuration est comparable à celle du banc d'essai développé pour cette thèse. Dans ces deux études, il est rappelé que si l'inégalité décrite dans l'équation 4.20 est vérifiée, alors les contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur peuvent être négligées. Cette inégalité est vérifiée pour tous les points de mesures.

$$0,82 * \left[1,2 + Pr_L * \frac{c_{pL} * \Delta T}{\Delta h_{fg}} * \sqrt{\frac{\rho_g * \mu_g}{\rho_L * \mu_L}} \right]^{\frac{4}{3}} * \frac{c_{pL} * \Delta T}{\Delta h_{fg}} * \frac{v_{gaz}^2}{g} * Pr_L * L < 0,1 \quad 4.20$$

Nous ferons donc l'hypothèse que l'écoulement n'est pas affecté par la présence de la plaque de plexiglass.

4.2.3. Comparaison de résultats obtenus via des mesures différentes

La première étape de cette démarche consiste à comparer entre elles les différentes mesures locales de différences de température dans la paroi, puis à comparer ces mesures locales à la différence de température dans la paroi déduite de la mesure de débit de condensat. La deuxième étape consiste à comparer le débit de condensat mesuré et le débit de condensat déduit de la moyenne des valeurs locales de différences de température dans la paroi.

4.2.3.1. Comparaison des mesures de différences de températures locales et de la différence de températures estimée d'après la mesure de débit de condensat

4.2.3.1.1. *Comparaison entre les mesures locales de différences de températures dans la séparatrice [confidentiel]*

4.2.3.1.2. *Comparaison entre les mesures locales et la mesure globale*

Sur cette **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**, il est également possible de comparer les différentes mesures de différences de températures dans la paroi, à l'estimation qui en est faite, connaissant le débit (équation 4.13). L'hypothèse est faite que la moyenne arithmétique des 6 différences de températures locales peut être considérée comme étant représentative de l'ensemble de la plaque. Comme ces valeurs sont relativement peu dispersées (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**), il est attendu que la différence de température déduite de la mesure de débit soit semblable à l'ensemble de ces différences de températures locales mesurées.

Ces deux types de mesures indépendantes doivent donc en théorie coïncider. C'est ce qui est constaté, puisque les différences de température estimées via les mesures de débit sont très cohérentes à celles mesurées localement dans la séparatrice, tant en termes de tendance de la courbe, qu'en termes de valeurs.

4.2.3.2. Comparaison du débit de condensat calculé et du débit de condensat mesuré

L'objectif est ici de comparer le débit de liquide mesuré en sortie du passage condensation et le débit de liquide déduit de la moyenne des valeurs locales de différences de température dans la paroi. Ce deuxième débit est estimé en ajoutant au débit d'arrosage le débit de condensat calculé à l'aide du coefficient d'échange moyen (équation 4.7).

Pour tous les points de mesures réalisés sur la version a de la maquette plane, dans les conditions décrites dans la section 4.2.1.2 de ce chapitre (avec et sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation), l'écart moyen entre les deux débits (mesurés et estimés grâce aux valeurs locales de températures et différences de températures dans la paroi) est représenté sur la Figure 4.4, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen.

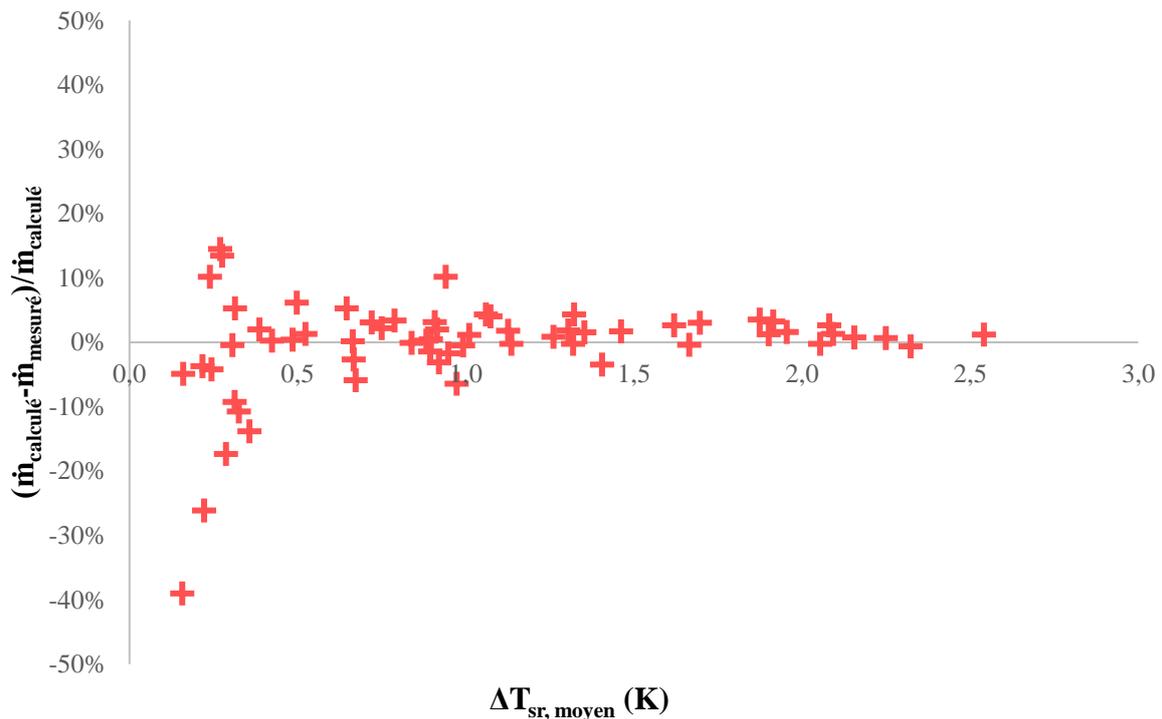


Figure 4.4 : Ecart entre le débit calculé via les coefficients d'échange et le débit réellement mesuré. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

Pour des sous-refroidissements pariétaux faibles ($< 0,5 \text{ K}$), l'écart, entre le débit de condensat mesuré et le débit de condensat calculé à l'aide du coefficient d'échange moyen, est compris dans la plage $[-40 ; 20\%]$. Lorsque le sous-refroidissement pariétal augmente ($> 0,5 \text{ K}$), cet écart est inférieur à $\pm 10\%$. A partir de 1 K de sous-refroidissement pariétal, cet écart est inférieur à $\pm 5\%$.

Comme constaté précédemment dans le cadre de la comparaison des différences de température dans la paroi, il existe une très grande cohérence entre les deux types de mesure : mesure de débit en sortie du passage condensation et mesures locales de températures et différences de température dans la paroi.

4.3. INTERPRETATION DES RESULTATS

L'objectif de cette troisième partie est de présenter les résultats obtenus en termes de coefficients d'échange, de les analyser et de les comparer aux corrélations et résultats de la littérature. Dans un premier temps, l'analyse porte sur la condensation en film tombant sur plaque plane, avec une analyse détaillée des coefficients d'échange obtenus sur la version a de la maquette surface plane. Cette version a de la maquette surface plane correspond à la version brute, post-brasage de la maquette. C'est-à-dire que contrairement aux autres versions, la surface plane côté condensation n'a subi aucun traitement de surface et correspond donc à une surface dite « industrielle ». Dans un deuxième temps, la question de l'impact de la rugosité sur les coefficients d'échange thermique en condensation de l'azote sur une surface plane verticale est traitée (comparaison des versions a à d de la maquette de type surface plane). Dans un troisième temps, enfin, les résultats de la version e de la maquette surface plane (surface développée 2D) sont présentés et analysés.

4.3.1. Condensation en film tombant sur plaque plane (étude de la version a de la maquette surface plane)

L'objectif est ici d'analyser les résultats obtenus, sur la version a de la maquette surface plane, correspondant à une surface « industrielle ». Ces résultats seront analysés selon le point de vue d'une condensation en film tombant sur plaque plane verticale. Dans la section 4.3.1.1, l'attention sera portée sur le type d'écoulement du film liquide. Dans un deuxième paragraphe (section 4.3.1.2), les coefficients d'échange thermique obtenus seront présentés et leur évolution sera analysée en fonction des deux grands paramètres variables de cette étude : le sous-refroidissement pariétal et le débit d'arrosage en entrée du passage condensation. Dans les troisième et quatrième sections (sections 4.3.1.3 et 4.3.1.4), les résultats expérimentaux seront comparés à deux corrélations de la littérature pertinentes dans notre cas d'étude : la corrélation de Nusselt et la corrélation de Kutateladze. Enfin, dans la section 4.3.1.5, les résultats expérimentaux seront comparés à d'autres résultats de la littérature, obtenus pour la condensation de l'azote dans des configurations semblables à celle de cette étude.

4.3.1.1. Types d'écoulement

La partie 1 du chapitre 1 a montré que la détermination du régime d'écoulement d'un film tombant de condensat, sur une plaque plane verticale, pouvait être déterminé grâce au nombre de Reynolds de ce film. Le nombre de Reynolds (en sortie du passage condensation, équation 4.16) des essais sur la version a de la maquette surface plane est toujours compris entre 10 et 448 (et toujours inférieur à 139 dans les cas sans arrosage). Cela signifie donc que l'écoulement est, d'après ce critère, toujours laminaire, avec ou sans présence de vagues. Ce nombre de Reynolds est tracé en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen, pour les différentes valeurs de débit d'arrosage en entrée du passage condensation (Figure 4.5).

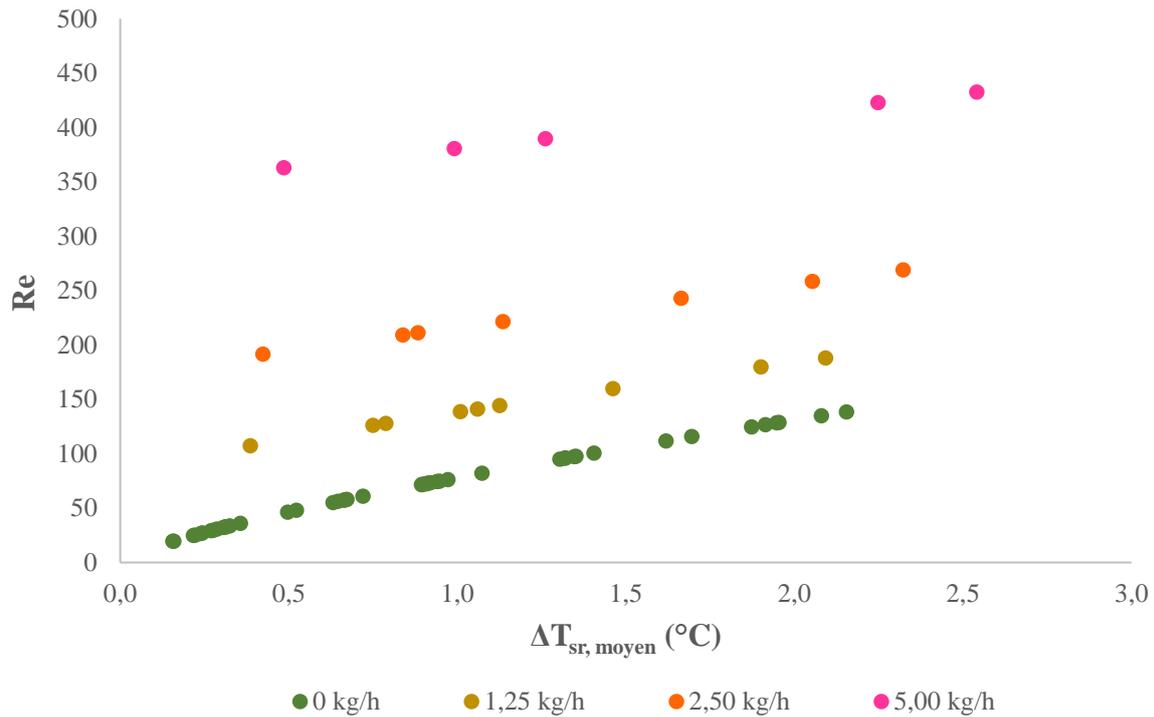


Figure 4.5 : Nombre de Reynolds du film liquide représenté pour différents arrosages en fonction du sous-refroidissement pariétal. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

La Figure 4.5 montre que le nombre de Reynolds peut donc, dans la plage de données considérée, être considéré comme variant linéairement en fonction du sous-refroidissement pariétal, pour un débit d'arrosage donné. La pente et l'ordonnée à l'origine des différentes droites, obtenues à débits d'arrosage fixés, varient en fonction de ce débit d'arrosage. La pente diminue lorsque le débit d'arrosage augmente.

D'après l'étude de Tang *et al.* (2017), dont la configuration est semblable à celle du présent banc d'essai, et d'après l'étude numérique de Stuhlträger *et al.* (1995), l'impact des vagues sur le coefficient d'échange thermique peut être constaté à partir d'un nombre de Reynolds critique de 115 ou 120. Appliqué à nos résultats, cela signifierait que :

- Dans le cas sans arrosage, l'impact des vagues sur le coefficient d'échange thermique apparaîtrait pour un sous-refroidissement pariétal de 1,7 à 1,8°C.
- Dans le cas avec faible arrosage (1,25 kg.h⁻¹), l'impact des vagues sur le coefficient d'échange thermique apparaîtrait pour un sous-refroidissement pariétal de 0,7°C environ.
- Pour les arrosages plus forts (> 1,25 kg.h⁻¹), l'impact des vagues sur le coefficient d'échange thermique est toujours présent.

Ces prévisions seront comparées aux résultats obtenus dans le paragraphe suivant.

4.3.1.2. Résultats expérimentaux

Les coefficients d'échange obtenus expérimentalement vont être ici présentés et analysés par rapport aux deux grands paramètres variables de cette étude : le sous-refroidissement pariétal, obtenu en faisant varier la pression côté vaporisation, et l'arrosage en entrée du passage condensation.

4.3.1.2.1. Impact du sous-refroidissement pariétal sur le coefficient d'échange thermique moyen

Les coefficients d'échange thermique moyens obtenus via la mesure de débit de condensat, pour la maquette plane version a sans arrosage sont représentés sur la Figure 4.6, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen. Les deux courbes correspondent aux deux coefficients d'échange thermique moyens obtenus via les deux types de mesures différentes : mesures de températures et différences de température locales dans la paroi, et mesure du débit de condensat en sortie du passage condensation.

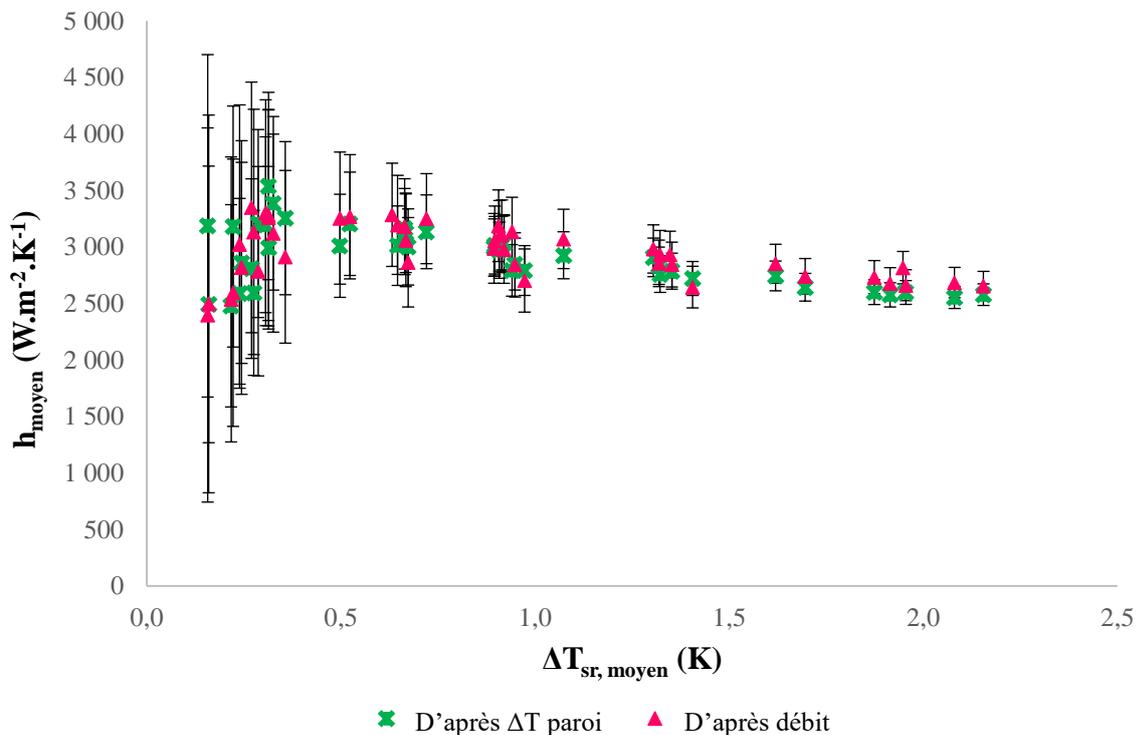


Figure 4.6 : Coefficients d'échange représentés fonction du sous-refroidissement pariétal.

Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane, pour les deux mesures différentes (mesures locales de différences de températures dans la séparatrice et mesures de débits en sortie du passage condensation). Cas sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation.

Le premier constat qui peut être fait est la très bonne cohérence entre les deux courbes de coefficients d'échange thermique, obtenus au travers de deux mesures différentes. En effet, l'écart moyen entre ces deux courbes est de 3% et l'écart maximal de 25%. Cet écart maximal est obtenu à très faible sous-refroidissement pariétal. Par ailleurs, l'écart entre les deux courbes

est toujours compris dans la zone d'incertitude de ces mesures. Ces résultats permettent donc de vérifier la cohérence globale des deux mesures, mais permettent également de constater que la moyenne des valeurs locales permet de prédire le coefficient d'échange thermique moyen à l'échelle de toute la plaque.

Par ailleurs, il est notable que dans le cas sans arrosage représenté ici, il existe un optimum du sous-refroidissement pariétal pour lequel le coefficient d'échange moyen est maximal ($\Delta T_{sr} = 0,3 \text{ °C}$). Pour des sous-refroidissements plus élevés, le coefficient d'échange moyen est décroissant lorsque le sous-refroidissement augmente, ce qui est attendu. En effet, le sous-refroidissement pariétal contribue à augmenter l'épaisseur de film et donc la résistance à l'échange thermique entre le gaz et la paroi. Pour les forts sous-refroidissements ($> 1,8 \text{ °C}$), la courbe représentant le coefficient d'échange moyen en fonction du sous-refroidissement pariétal, dans le cas sans arrosage, semble présenter une pente plus faible, ce qui pourrait être expliqué par l'apparition de premières vagues. Cela confirme l'hypothèse effectuée dans le paragraphe 4.3.1.1, suite à l'étude du nombre de Reynolds. Cela confirme donc également la valeur du nombre de Reynolds critique de Tang *et al.* (2017) et de Stuhlträger *et al.* (1995). Ainsi, pour un sous-refroidissement élevé ($> 1,8 \text{ °C}$), l'impact bénéfique des vagues, qui amincissent localement le film liquide, vient contrebalancer l'impact négatif du sous-refroidissement pariétal, qui tend au contraire à épaissir le film de condensat.

En revanche, le comportement croissant du coefficient d'échange moyen à faible sous-refroidissement pariétal ($< 0,3 \text{ °C}$) est inattendu. Ce phénomène pourrait être lié non à des phénomènes physiques, mais à une limite des hypothèses. Cependant, l'incertitude étant très importante et la répétabilité mauvaise, à faible sous-refroidissement, il ne sera pas possible de conclure sur ce comportement.

4.3.1.2.2. *Impact de l'arrosage sur le coefficient d'échange thermique moyen*

Les coefficients d'échange thermique moyens obtenus via la mesure de débit de condensat, pour la maquette plane version a avec arrosage sont représentés sur la Figure 4.7. Les résultats obtenus via les mesures de différences de températures dans la paroi ne seront pas présentés dans le corps de ce manuscrit puisque, comme pour la figure 4.8, une très bonne cohérence est observée. Ils sont en revanche présentés dans l'Annexe 11 Les différentes courbes de la Figure 4.7 correspondent aux différents débits d'arrosage en entrée du passage condensation. Les coefficients d'échange thermique sont représentés, comme précédemment, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen.

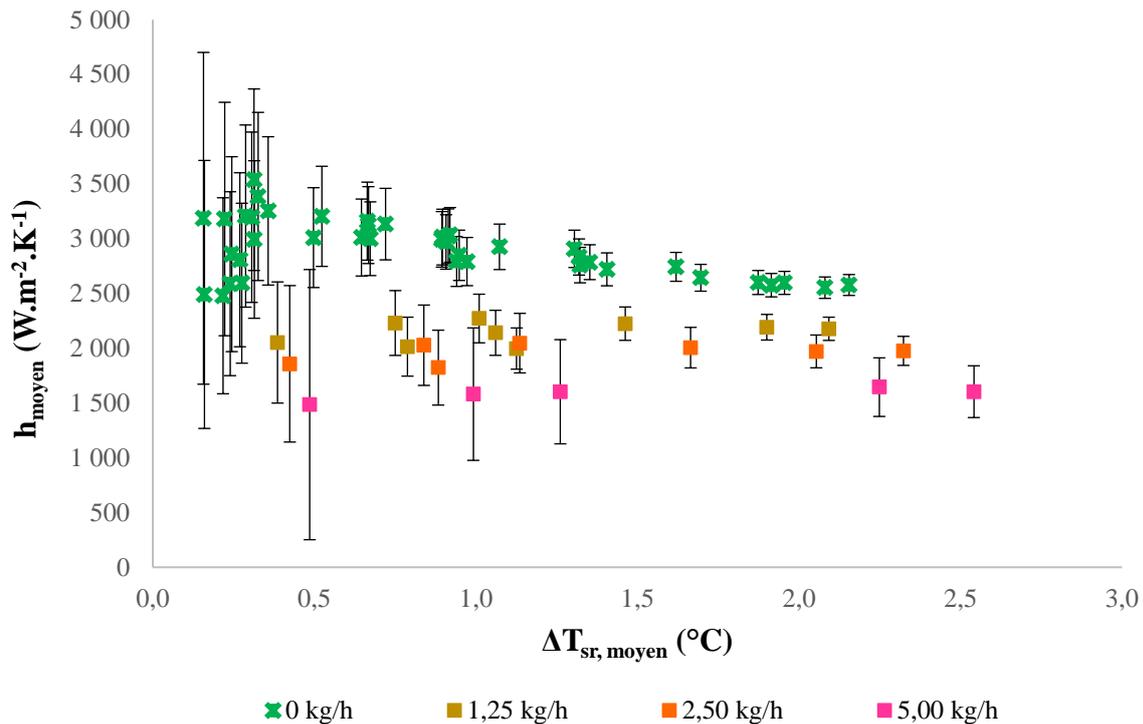


Figure 4.7 : Représentation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen, pour différentes valeurs de débits d'arrosages en entrée du passage condensation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

Pour de faibles sous-refroidissement pariétaux ($< 0,3\text{°C}$), les coefficients d'échange moyens n'ont pas été évalués pour des cas avec un débit d'arrosage en entrée du passage condensation. Pour des sous-refroidissement plus élevés, contrairement au cas sans arrosage, le coefficient d'échange thermique moyen obtenu lors de tests avec arrosage est quasiment constant (ou très légèrement croissant) en fonction du sous-refroidissement pariétal. Cependant, cette tendance est noyée dans les incertitudes de mesure et aucune conclusion définitive ne pourra donc être tirée de ce phénomène.

Par ailleurs, l'arrosage diminue le coefficient d'échange thermique pour un même sous-refroidissement pariétal (ΔT_{sr}). Cela est attendu, puisque l'arrosage augmente l'épaisseur de film et donc la résistance thermique de ce film. De plus, l'écart entre la courbe *sans arrosage* et la courbe $1,25 \text{ kg.h}^{-1}$ est plus important qu'entre la courbe $1,25 \text{ kg.h}^{-1}$ et la courbe $2,50 \text{ kg.h}^{-1}$, ou qu'entre la courbe $2,50 \text{ kg.h}^{-1}$ et la courbe $5,00 \text{ kg.h}^{-1}$. Cela est également attendu car le coefficient d'échange thermique est inversement proportionnel à l'épaisseur de film (cf. équation 1.12 du chapitre 1, hypothèse d'un échange thermique uniquement par conduction dans le film de condensat). Cela est donc également cohérent avec l'observation selon laquelle l'impact d'un débit d'arrosage croissant sur le coefficient d'échange thermique est plus important à faible ΔT_{sr} qu'à fort ΔT_{sr} . En effet, l'épaisseur de film initiale est déjà plus conséquente à fort ΔT_{sr} qu'à faible ΔT_{sr} . Une interprétation plus développée de ces résultats au regard de la théorie de Nusselt, de la corrélation de Kutateladze, et des autres études expérimentales de la littérature sur la condensation en film tombant de l'azote est réalisée dans les paragraphes suivants.

Une autre manière d'étudier l'impact de l'arrosage sur le coefficient d'échange thermique moyen est de tracer le coefficient d'échange thermique en fonction de l'arrosage, à différence de pression, entre les côtés condensation et vaporisation, fixée (Figure 4.8).

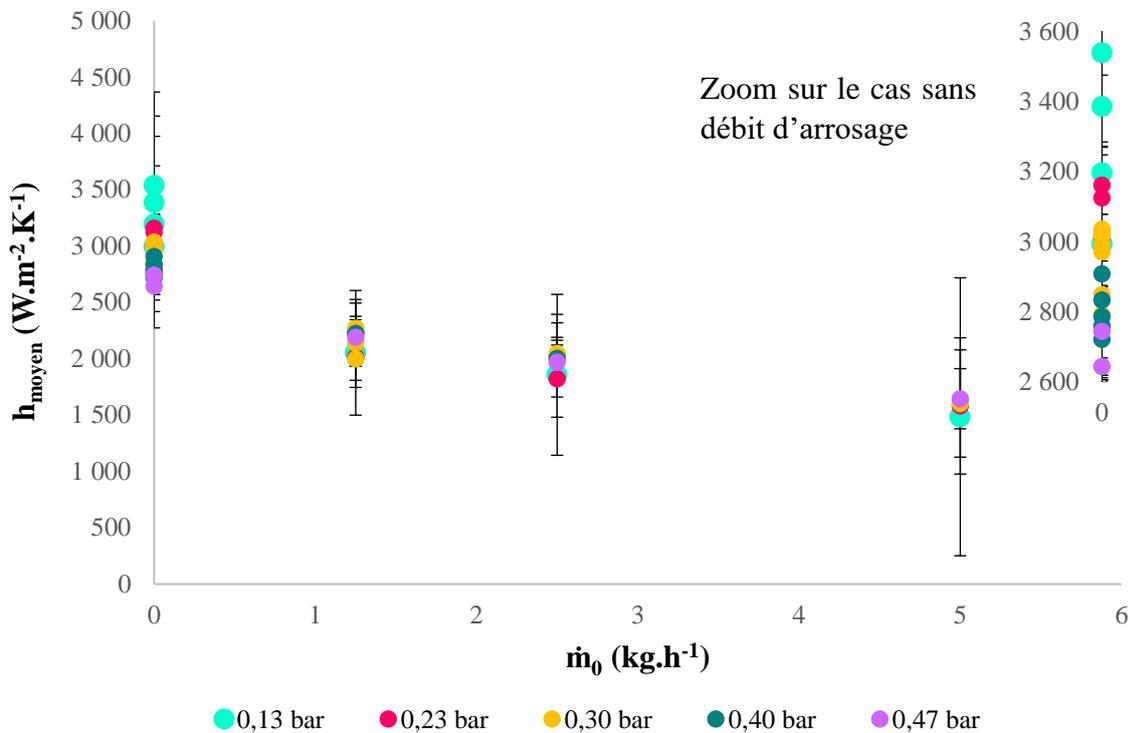


Figure 4.8 : Représentation du coefficient d'échange thermique moyen en fonction du débit d'arrosage en entrée du passage condensation, pour différentes valeurs de différence de pression entre les côtés condensation et vaporisation. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

Il est notable que l'impact de l'arrosage est plus fort pour de faibles débits d'arrosage en entrée du passage condensation ($< 1,25 \text{ kg.h}^{-1}$), que pour de forts arrosages ($> 1,25 \text{ kg.h}^{-1}$). Cela avait déjà été remarqué et est lié à la non-linéarité de la relation entre l'épaisseur de film et le coefficient d'échange thermique. En revanche, à partir d'un arrosage de $1,25 \text{ kg.h}^{-1}$, le coefficient d'échange thermique pourrait être considéré comme décroissant, pour une différence de pression donnée entre le côté condensation et le côté vaporisation. Cette affirmation est cependant à prendre avec précaution étant données les barres d'erreur représentées sur le graphique.

Par ailleurs, comme constaté précédemment, à débit d'arrosage fixé, la différence de pression entre le côté condensation et le côté vaporisation (et donc le sous-refroidissement pariétal) n'a quasiment pas d'impact sur le coefficient d'échange thermique. L'écart entre les points est en effet largement inférieur aux incertitudes de mesure. Une tentative d'explication de ce phénomène serait de faire l'hypothèse de la présence de vagues sur le film liquide.

4.3.1.3. Comparaison à la théorie de Nusselt

4.3.1.3.1. *Démarche*

Qualitativement, les résultats obtenus et présentés dans les paragraphes précédents semblent en accord avec la théorie de Nusselt. En effet, lorsque l'épaisseur de film liquide augmente (augmentation du débit d'arrosage ou du sous-refroidissement pariétal), le coefficient d'échange moyen diminue. Afin de comparer ces résultats à cette théorie, de manière quantitative, nous nous référerons désormais à la variable δ_{moyen} (épaisseur moyenne de film sur toute la plaque). Cette variable permet de prendre en compte à la fois le sous-refroidissement pariétal et le débit d'arrosage en entrée du passage condensation. Dans une première tentative de compréhension des phénomènes, cette variable est calculée en intégrant l'équation 1.11 sur la hauteur de la plaque. Cette épaisseur de film moyenne est déduite de la théorie de Nusselt et présuppose un écoulement purement laminaire. Cette hypothèse présente évidemment des limites, en particulier puisque les nombres de Reynolds présentés plus haut indiquent pour un certain nombre de points un régime laminaire avec vagues.

4.3.1.3.1. *Adaptation de la théorie de Nusselt*

Peu de corrélations présentes dans la littérature prennent en compte l'ajout éventuel d'un débit d'arrosage comme cela est fait dans cette étude. Ainsi, pour permettre une comparaison avec ces corrélations, une nouvelle formulation de celles-ci est nécessaire. Contrairement à ces corrélations, la théorie de Nusselt peut en elle-même être adaptée très naturellement, de manière à prendre en compte ce débit d'arrosage.

La théorie de Nusselt, dans le cas classique (épaisseur de film liquide nulle en entrée du passage condensation) a été présentée dans le chapitre 1. Les hypothèses posées dans cette étude sont les mêmes que pour la théorie de Nusselt dans le cas classique, c'est-à-dire en particulier que le film est considéré comme étant en régime laminaire lisse, qu'il n'existe pas de contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur et que l'échange thermique est réalisé par conduction dans le film liquide.

La configuration présentée ici est la suivante : un film liquide d'épaisseur initiale δ_0 , s'écoule sur une plaque plane verticale. Le phénomène de condensation contribue à épaissir ce film liquide. L'échange thermique entre la plaque plane et la phase gazeuse est réalisé par conduction dans le film liquide. L'objectif est donc de déterminer pour chaque hauteur x l'épaisseur de film liquide $\delta(x)$ associée. Le coefficient d'échange thermique local est alors égal au ratio de la conductivité du fluide sur l'épaisseur de film.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'évaluer l'épaisseur initiale, δ_0 , du film liquide. Celle-ci peut être déduite de l'expression du débit massique du film liquide par unité de largeur, définie dans l'équation 4.21. L'épaisseur de film équivalente induite par l'arrosage est donc estimée selon l'équation 4.22.

$$\Gamma(x) = \frac{\dot{m}(x)}{b} = \frac{g * \rho_l * (\rho_l - \rho_v) * \delta^3(x)}{3 * \mu_l} \quad 4.21$$

$$\delta_0 = \left(\frac{3 * \mu_l * \dot{m}_0}{g * \rho_l * (\rho_l - \rho_v) * b} \right)^{1/3} \quad 4.22$$

Dans un deuxième temps, l'objectif est de déterminer l'épaisseur locale (à la hauteur x) du film liquide. Pour cela, une expression de la dérivée du débit massique par unité de largeur par rapport à la distance au haut de la plaque est donnée en équation 4.23. Cette expression est issue de la théorie de Nusselt, considérant que l'échange thermique se fait par conduction dans le film liquide. Cette formule permet alors d'obtenir une expression de l'épaisseur de film en fonction des principaux paramètres (équation 4.24).

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{\lambda_l * (T_{sat} - T_{paroi})}{\delta(x) * \Delta h_{fg}} \quad 4.23$$

$$\delta^3(x) * d\delta = \frac{\mu_l * \lambda_l * (T_{sat} - T_{paroi})}{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg}} * dx \quad 4.24$$

L'équation 4.24 peut ensuite être intégrée entre 0 et x, avec la condition initiale suivante : en haut de la plaque (x=0), l'épaisseur de film est égale à l'épaisseur de film équivalente formée par l'arrosage ($\delta(0) = \delta_0$). Cette intégration, entre le haut de la plaque et la hauteur x conduit alors à l'expression de l'épaisseur de film locale en équation 4.25.

$$\delta(x) = \left(\frac{4 * \lambda_l * \mu_l * (T_{sat} - T_{paroi}) * x}{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg}} + \delta_0^4 \right)^{1/4} \quad 4.25$$

Cette épaisseur locale du film liquide peut ensuite être intégrée sur toute la hauteur de la plaque, afin d'obtenir l'épaisseur moyenne de film sur toute la plaque (équation 4.26), où le paramètre a est défini par l'équation 4.27).

$$\delta_{moyen} = \frac{4}{5 * L * a} * [(a * L + \delta_0^4)^{5/4} - \delta_0^5] \quad 4.26$$

$$a = \frac{4 * \lambda_l * \mu_l * (T_{sat} - T_{paroi})}{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g * \Delta h_{fg}} \quad 4.27$$

Dans un troisième temps, connaissant désormais l'expression de l'épaisseur locale de film (à la hauteur x), il est alors possible d'en déduire le coefficient d'échange thermique. Comme dans le chapitre 1, le coefficient d'échange thermique local et le coefficient d'échange moyenné sur

la hauteur de la plaque, sont définis respectivement par les équations 4.28 et 4.29, en utilisant l'épaisseur de film déduite de l'équation 4.25.

$$h_{local,Nusselt}(x) = \frac{\lambda_l}{\delta(x)} \quad 4.28$$

$$h_{moyen,Nusselt} = \frac{1}{L} \int_0^L h_{local,Nusselt}(x). dx \quad 4.29$$

L'expression du coefficient d'échange moyen (équation 4.29) peut être développée en fonction des différents paramètres de l'étude, c'est-à-dire en utilisant les équations 4.25 et 4.28. Cette nouvelle formulation est exprimée dans l'équation 4.30.

$$h_{moyen,Nusselt} = \frac{4 * \lambda_l}{3 * L * a} * [(a * L + \delta_0^4)^{3/4} - \delta_0^3] \quad 4.30$$

Par ailleurs, le débit de condensat peut être estimé en fonction du débit d'arrosage et du débit mesuré en bas du passage condensation (équation 4.31). Le ratio du débit de condensat sur le débit d'arrosage est alors donné dans l'équation 4.32, en utilisant les équations 4.21 et 4.25 (pour obtenir respectivement l'expression du ratio en fonction des épaisseurs de film en haut et en bas de la plaque et pour obtenir l'expression de l'épaisseur de film en fonction des différentes grandeurs spécifiques aux essais).

$$\Gamma_{condensat} = \Gamma_{mesuré} - \Gamma_0 \quad 4.31$$

$$\frac{\Gamma_{condensat}}{\Gamma_0} = \left(1 + \frac{4 * \lambda_l * \mu_l * L * (T_{sat} - T_{paroi})}{\delta_0^4 * g * \Delta h_{fg} * \rho_l * (\rho_l - \rho_v)} \right)^{3/4} - 1 \quad 4.32$$

4.3.1.3.2. Existence de quatre zones

Les coefficients d'échange thermique expérimentaux sont ensuite comparés à la théorie de Nusselt, en fonction de l'épaisseur moyenne de film, calculée grâce aux équations 4.26 et 4.27. Cette comparaison est représentée sur la Figure 4.9. Pour une plus grande facilité de lecture, l'écart des coefficients d'échanges expérimentaux à la théorie de Nusselt est également représenté en fonction de l'épaisseur moyenne de film, sur la Figure 4.10. Le coefficient de Nusselt est ici déduit de l'équation 4.30.

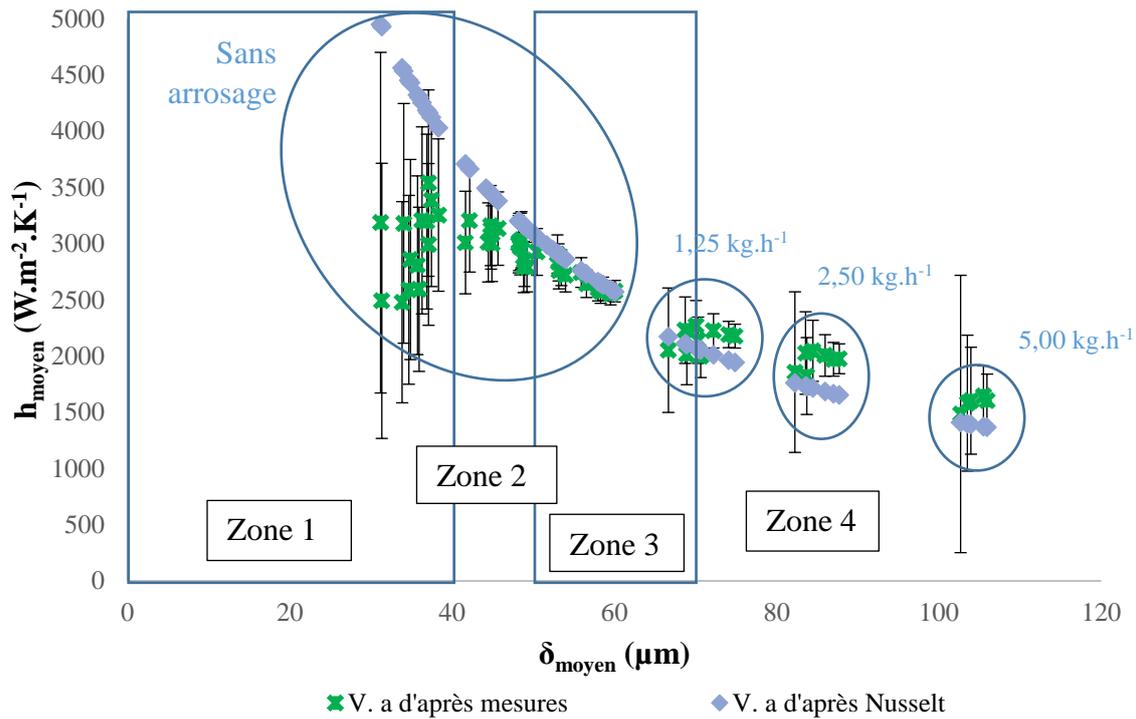


Figure 4.9 : Coefficients d'échange thermique moyens obtenus lors des tests expérimentaux (avec et sans arrosage) sur la version a de la maquette, et comparaison à la théorie de Nusselt.

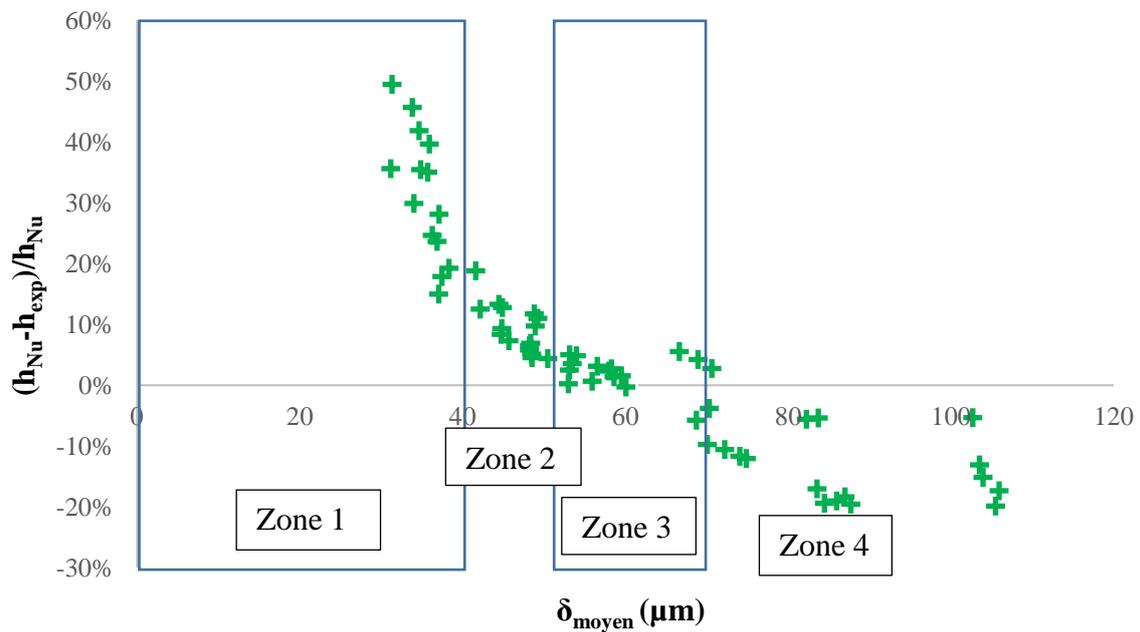


Figure 4.10 : Erreur des coefficients d'échange thermique moyens obtenus par rapport à la théorie de Nusselt en fonction de l'épaisseur moyenne de film sur toute la plaque.

La comparaison, des coefficients d'échange thermique expérimentaux, à ceux prédits par la théorie de Nusselt (Figure 4.9 et Figure 4.10) montre qu'il existe quatre zones, qui sont également résumées dans le Tableau 4.5. Ces zones sont tout d'abord présentée ci-dessous, puis analysées dans une sous-partie dédiée.

- Zone 1 : les coefficients d'échange thermique obtenus sont inférieurs à ceux prédits par la théorie de Nusselt (erreur de 15% à 50% environ). Les courbes de coefficients d'échange thermique présentent de plus une évolution inverse en fonction de l'épaisseur de film moyenne (coefficients de Nusselt décroissants, coefficients expérimentaux croissants). Cette zone correspond à une épaisseur de film moyenne inférieure à 40 μm . L'écart, entre les résultats expérimentaux et ceux prédits par la théorie de Nusselt, croît exponentiellement lorsque l'épaisseur de film moyenne diminue. L'écart entre les résultats expérimentaux et ceux prédits par la théorie de Nusselt est par ailleurs supérieur aux incertitudes de mesure. Une mauvaise répétabilité des mesures est également à souligner dans cette zone. La théorie de Nusselt ne permet donc pas ici de prédire les coefficients d'échange thermique expérimentaux.
- Zone 2 : les coefficients d'échange sont légèrement inférieurs à ceux obtenus via la théorie de Nusselt (erreur comprise entre 5% et 15% environ), mais les courbes présentent la même évolution en fonction de l'épaisseur de film moyenne (courbes décroissantes). L'écart entre les deux courbes est de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure. Cette zone correspond à une épaisseur de film moyenne comprise entre environ 40 μm et 50 μm .
- Zone 3 : les coefficients d'échange sont en très bon accord avec la théorie de Nusselt (erreur inférieure à 5%), tant sur les valeurs que sur l'évolution de la courbe. Cette zone correspond à une épaisseur de film moyenne comprise entre environ 50 μm et 70 μm .
- Zone 4 : les coefficients d'échange sont légèrement supérieurs aux prédictions de la théorie de Nusselt (erreur de 5% à 20% environ), mais les courbes présentent sensiblement la même évolution en fonction de l'épaisseur moyenne de film sur la plaque. L'écart entre les deux courbes est généralement inférieur à l'incertitude de mesure mais ce n'est pas toujours le cas.

	Zone 1	Zone 2	Zone 3	Zone 4
Epaisseur de film moyenne (μm)	[30 ; 40]	[40 ; 50]	[50 ; 70]	[70 ; 110]
Erreur par rapport à la théorie de Nusselt (absolue)	[15% ; 50%]	[5% ; 15%]	[0% ; 5%]	[5% ; 20%]
Nombre de Reynolds (sortie du passage)	<40	[40 ; 80]	[80 ; 140]	[140 ; 448]

Tableau 4.5 : Expression de certains paramètres en fonction des quatre zones délimitées.

4.3.1.3.3. *Délimitations entre zones*

En raison d'une mauvaise répétabilité des mesures, nous ne nous attarderons pas davantage sur la zone 1.

Comme l'écart entre les coefficients d'échange thermique estimés d'après les mesures, et ceux estimés d'après la théorie de Nusselt est inférieur ou de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure, aucune conclusion ne peut être tirée de manière définitive sur la délimitation entre les zones 2 et 3.

La délimitation entre la zone 3 et 4 correspond à un nombre de Reynolds de 140 environ, relativement proche du critère de transition ($Re = 115$) donné par Brauer (1956) et rapporté par Tang *et al.* (2017), et du critère de Stuhlträger *et al.* (1995) ($Re = 120$). Cette transition correspond au début de l'impact des vagues sur les coefficients d'échange en condensation, impact également constaté précédemment, dans l'analyse de l'évolution du coefficient d'échange thermique en fonction du sous-refroidissement pariétal. Cette explication est par ailleurs d'autant plus cohérente que l'écart à la théorie de Nusselt est compris dans la plage [5 ; 20%], ce qui est tout à fait cohérent avec les écarts classiques constatés par un certain nombre d'auteurs entre la théorie de Nusselt et des résultats obtenus pour un film laminaire avec vagues (Guichet & Jouhara, 2020, Oh & Revankar, 2005).

4.3.1.4. Comparaison à la théorie de Kutateladze

Si, comme cela a été évoqué précédemment, la délimitation entre les zones 3 & 4 correspond effectivement à l'impact sur le coefficient d'échange thermique d'un régime qui n'est plus strictement laminaire, alors la corrélation de Nusselt n'est plus adaptée, car les hypothèses ne sont plus respectées. Une corrélation plus adaptée à ces cas d'étude pourrait être celle de Kutateladze par exemple (cf. chapitre 1).

Des précautions sont cependant à prendre, avant d'appliquer directement les corrélations de la littérature (ici, celle de Kutateladze). En effet, elles sont toutes développées dans le cadre d'un film de liquide initialement inexistant. Les corrélations peuvent donc être appliquées au cas sans arrosage, mais requièrent une adaptation pour les cas avec arrosage. Une illustration de ces propos est donnée sur la Figure 4.11, pour l'étude de Nusselt, qui est la seule étude présentant à la fois une dimension théorique (adaptable à un apport de débit liquide en entrée du passage condensation, cf. partie 1 de ce chapitre) et une corrélation pratique (non adaptable à un arrosage, équation 1.15). Deux courbes sont donc tracées sur la Figure 4.11:

- Une courbe établie d'après la corrélation dépendante du Reynolds (équation 1.15), en gris. Cette courbe est faussée car elle est déduite de la formule du coefficient d'échange moyen ne prenant pas en compte l'épaisseur équivalente induite par l'arrosage en entrée du condenseur.
- Une courbe établie d'après le coefficient d'échange adapté de Nusselt, en bleu (équation 4.30). Cette courbe prend en compte l'épaisseur équivalente induite par l'arrosage en entrée du condenseur.

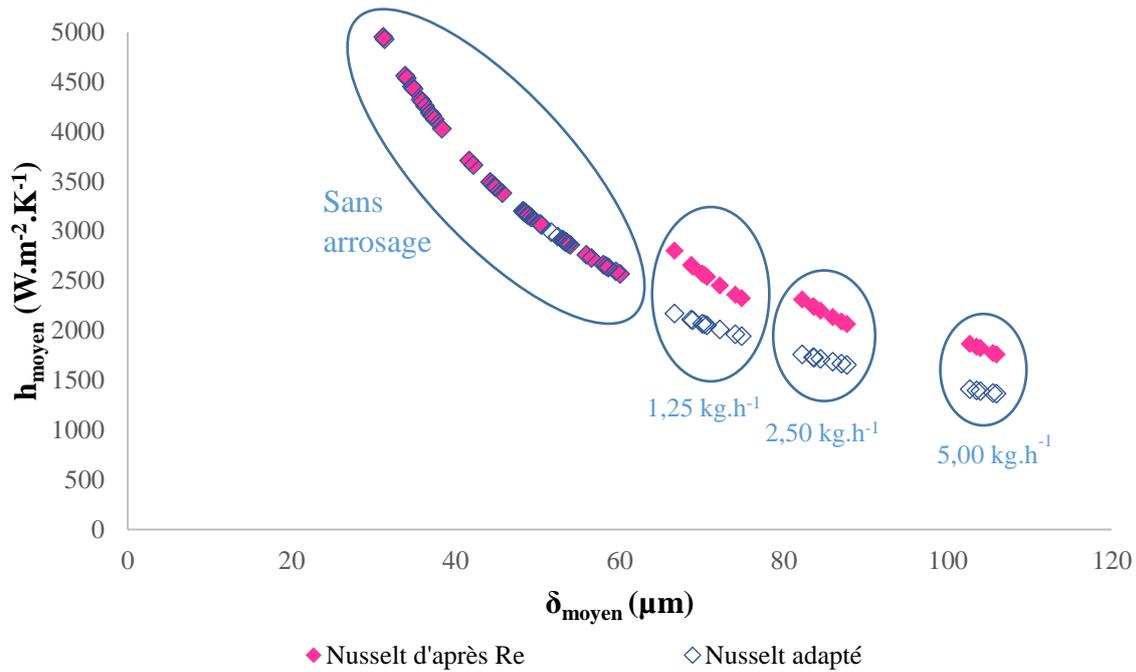


Figure 4.11 : Illustration de l'impossibilité de prendre le nombre de Reynolds du film liquide dans les corrélations, pour les cas avec arrosage.

Les deux courbes établies, l'une d'après la corrélation dépendant du Reynolds (ne prenant pas en compte le débit d'arrosage), et l'autre, d'après la théorie (prenant en compte le débit d'arrosage), coïncident, comme attendu, pour le cas sans arrosage mais pas pour les cas avec arrosage.

Afin de pouvoir utiliser facilement les corrélations de la littérature, un nombre de Reynolds modifié est alors défini (équation 4.33), en faisant coïncider la théorie avec la corrélation dépendant du nouveau nombre de Reynolds.

$$\frac{h_{Nusselt,moyen}}{\lambda_l} * \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l * (\rho_l - \rho_v) * g} \right)^{1/3} = \frac{1,47}{Re_{modifié}^{1/3}} \quad 4.33$$

Ce nombre de Reynolds modifié est donc défini pour chaque point de la manière suivante (équation 4.34). Ce nombre de Reynolds modifié ne pourra évidemment pas être utilisé pour évaluer le type d'écoulement selon les critères classiques (cf. chapitre 1). En effet, ce nombre de Reynolds n'a pas de sens physique. Il correspond simplement au nombre de Reynolds qui serait celui d'un film liquide initialement d'épaisseur nulle et qui aurait une épaisseur, au bas de la paroi, égale à l'épaisseur totale liée à l'arrosage et à la condensation.

$$Re_{modifié} = \left(\frac{1,47}{h_{moyen,Nusselt}} \right)^3 * \frac{\rho_L \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_v) \cdot \lambda_l^3}{\mu_l^2} \quad 4.34$$

En évaluant la corrélation de Kutateladze (1963) définie par l'équation 1.16, où le nombre de Reynolds utilisé est le nombre de Reynolds modifié décrit ci-dessus (équation 4.34), il est alors possible de tracer les coefficients d'échange thermiques en fonction de ce nombre de Reynolds modifié (Figure 4.12). La comparaison n'a bien sûr d'intérêt que dans le domaine de définition de cette corrélation, c'est-à-dire pour des nombres de Reynolds du film supérieurs à 30.

Pour une plus grande facilité de lecture, l'écart des coefficients d'échanges expérimentaux à la corrélation de Kutateladze est représenté en fonction du nombre de Reynolds modifié, sur la Figure 4.13.

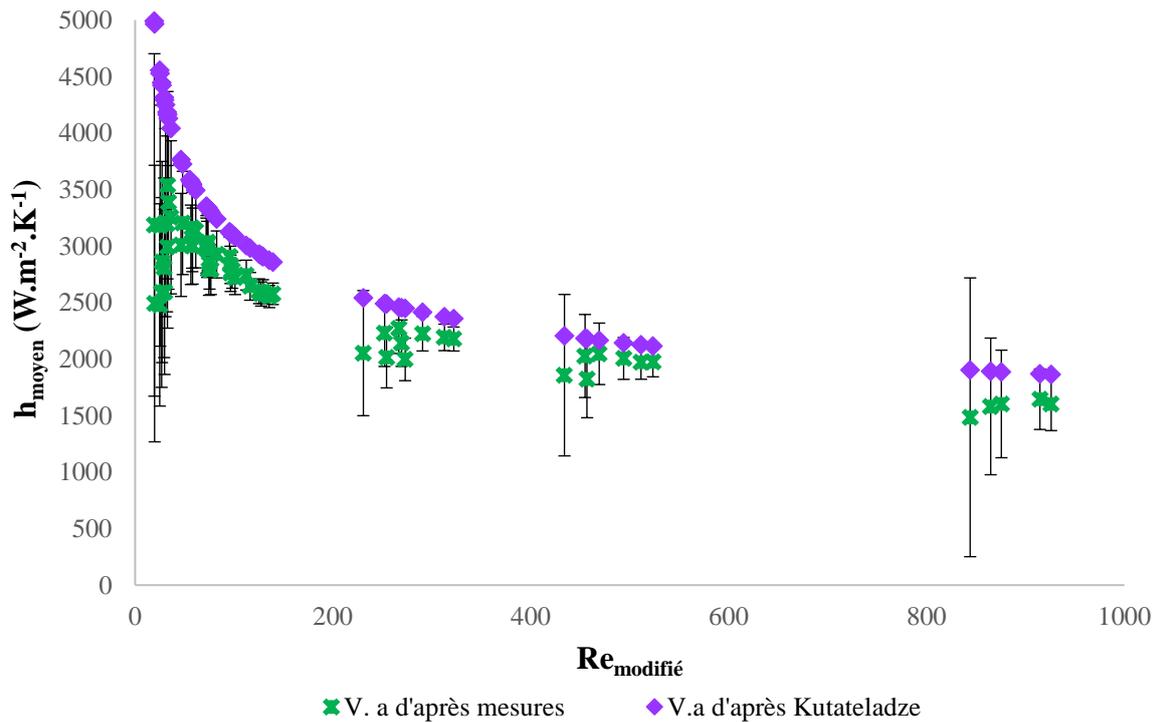


Figure 4.12 : Coefficients d'échange thermique moyen expérimentaux en fonction du nombre de Reynolds modifié. Comparaison à la corrélation de Kutateladze. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

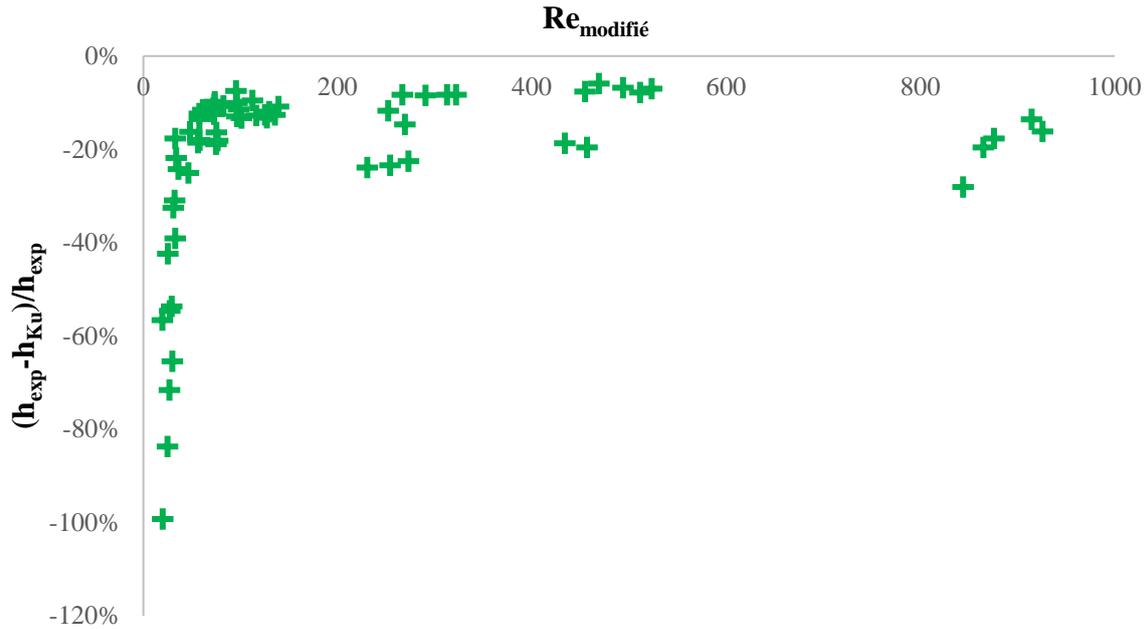


Figure 4.13 : Ecart entre les coefficients d'échange expérimentaux et la corrélation de Kutateladze, en fonction du nombre de Reynolds modifié. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

Dans le domaine de définition de la corrélation de Kutateladze, Les coefficients d'échange expérimentaux sont légèrement inférieurs à ceux prédits par la corrélation de Kutateladze, avec un écart de 40% maximum, à faible nombre de Reynolds modifié (< 40) (Figure 4.13). Pour des nombres de Reynolds modifiés supérieurs à 40, cet écart est inférieur à 30%. Cet écart est attribué en partie au fait que le nombre de Reynolds modifié ne correspond pas aux phénomènes physiques, dans les cas avec arrosage : ainsi, les coefficients d'échange déterminés par la corrélation de Kutateladze correspondent dans la réalité à un film plus ondulé (Reynolds plus élevé) que les coefficients d'échange expérimentaux. Il est à noter toutefois que dans les cas avec arrosage (Re modifié > 200), l'écart entre les deux courbes est inférieur ou égal à l'incertitude de mesure. De manière générale, dans les cas sans arrosage (Re modifié < 200), l'écart entre les deux courbes est supérieur à l'incertitude de mesure.

4.3.1.5. Comparaison avec des corrélations de la littérature

Les résultats sont ici comparés aux autres études de la littérature, menées sur la condensation de l'azote en film tombant. Afin de pouvoir comparer des résultats obtenus dans des configurations (en particulier hauteurs) différentes, l'évolution du nombre de condensation (équation 4.35), est représentée en fonction du nombre de Reynolds du film (choix de comparaison classique et utilisé par Ohira, 2001, et Tang *et al.*, 2017, par exemple) (Figure 4.14).

$$Co = \frac{h_{moyen}}{\lambda_l} * \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_L \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/3} \quad 4.35$$

Pour les cas avec arrosage, les points expérimentaux peuvent être tracés soit :

- Selon le nombre de Reynolds du film (équation 1.4, rappelée dans l'équation 4.16). Cela signifie alors que la comparaison, entre études expérimentales, par rapport aux phénomènes d'écoulement réels, est privilégiée.
- Selon le nombre de Reynolds modifié (équation 4.34). Cela signifie alors que la comparaison, entre études expérimentales, par rapport aux corrélations de la littérature est privilégiée. Ce cas-là est donc privilégié puisque l'objectif de ce paragraphe est la comparaison entre ces deux différentes études, au regard des corrélations de la littérature.

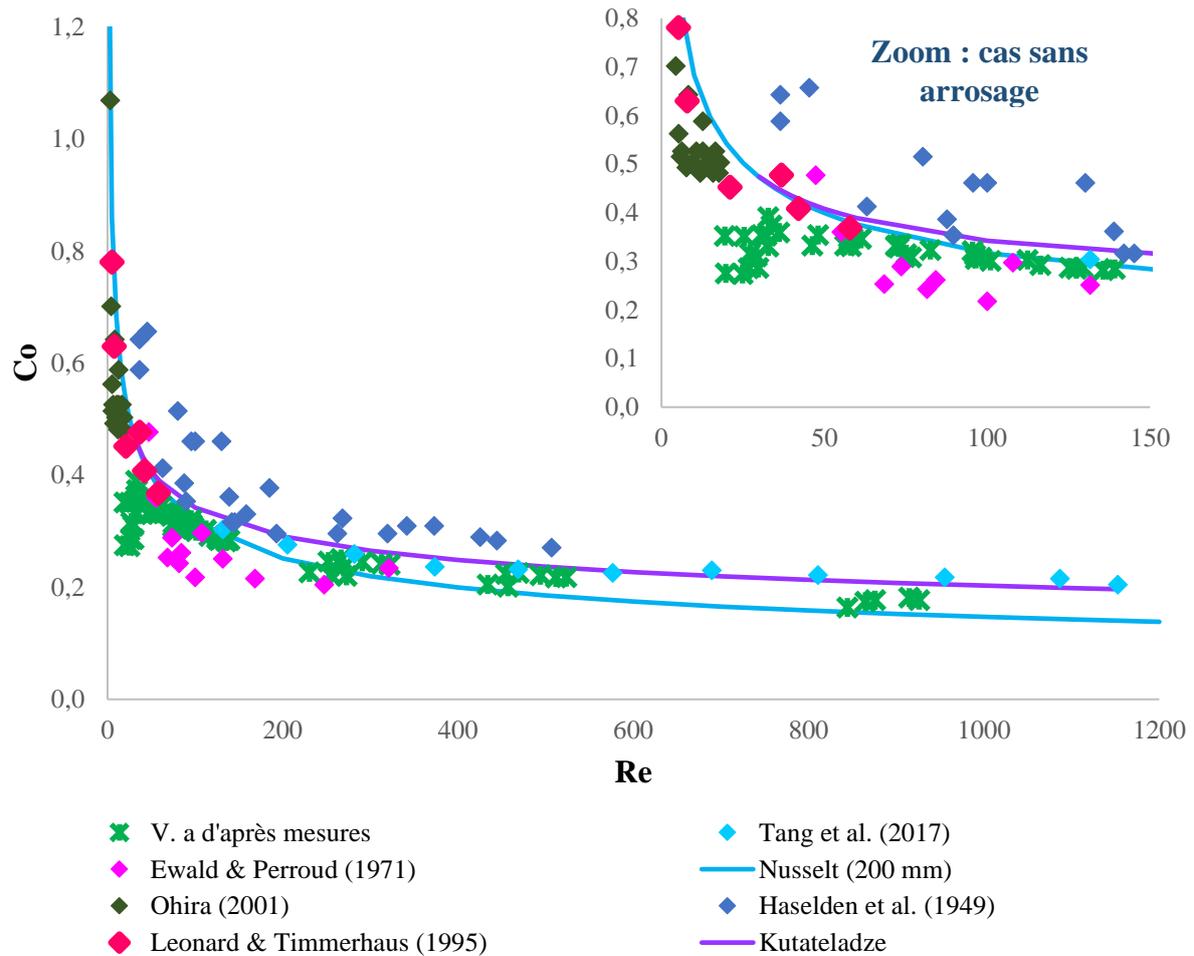


Figure 4.14 : Comparaison des résultats expérimentaux aux résultats de la littérature sur la condensation de l'azote en film tombant.

La comparaison des coefficients d'échange thermique expérimentaux à ceux présentés dans la littérature montre que :

- Les résultats de cette présente étude sont très proches de ceux obtenus par Tang *et al.* (2017) pour des nombres de Reynolds inférieurs à 600. Au-delà, leurs résultats sont légèrement supérieurs aux résultats de cette étude. Comme les nombres de Reynolds en abscisse ne correspondent pas au nombre de Reynolds réel du film liquide, dans les cas avec arrosage (il s'agit du nombre de Reynolds modifié défini par l'équation 4.34), la question du type d'écoulement est donc en réalité différente entre l'étude de Tang *et al.* (2017) et la nôtre.

Cette différence peut expliquer l'écart entre nos résultats et ceux de cet article. Ainsi, les ondulations du film liquide sont probablement plus importantes dans l'étude de Tang *et al.* (2017), ce qui permet d'améliorer davantage le coefficient d'échange thermique. Comme attendu, les résultats de Tang *et al.* (2017) sont cohérents avec la corrélation de Kutateladze, développé pour un film présentant des vagues.

- L'étude d'Ewald & Perroud (1971) présente des points plus dispersés que ceux de notre étude mais les valeurs sont très cohérentes avec les nôtres. Les valeurs de l'étude d'Ewald & Perroud (1971) sont par ailleurs cohérentes avec la théorie de Nusselt, même à Reynolds supérieur à 30 (apparition théorique des premières vagues) et supérieur à 115 (impact perceptible des vagues sur le coefficient d'échange thermique). Les résultats, pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 320 sont inférieurs à ceux prédits par la corrélation de Kutateladze, ce qui rejoint notre étude, mais diffère de l'étude de Tang *et al.* (2017). Les résultats obtenus par Ewald & Perroud (1971) sont cependant très légèrement inférieurs à ceux de notre étude.
- Les points de Haselden *et al.* (1949) (rapportés par Leonard & Timmerhaus, 1995) sont supérieurs à ceux prédits par la corrélation de Nusselt et par celle de Kutateladze. Par ailleurs, ils sont également très supérieurs à ceux de notre étude et des études de Tang *et al.* (2017), de Leonard & Timmerhaus (1995) et d'Ewald & Perroud (1971).
- Les points de Ohira (2001) et Leonard & Timmerhaus (1995), obtenus pour de très faibles nombres de Reynolds (< 60) sont très cohérents avec la théorie de Nusselt, ce qui est attendu, car le film est donc laminaire. En ce qui concerne la comparaison à notre étude, ces points sont situés dans notre zone 1, qui est, comme indiqué plus haut, incertaine au point de vue de la fiabilité des résultats (mauvaise répétabilité des mesures). La comparaison de nos résultats à ces deux études est de ce fait limitée.

4.3.1.6. Conclusions

Les résultats, obtenus sur la version a de la maquette surface plane, permettent :

- De comparer des résultats obtenus pour la condensation de l'azote en film tombant sur plaque plane, à pression atmosphérique, à différentes corrélations (Nusselt, Kutateladze), et aux principales études expérimentales de la littérature portant sur la condensation de l'azote en film tombant, à température cryogénique. Il est à noter que cette étude est la première, à notre connaissance, portant sur la condensation de l'azote à pression atmosphérique. Toutes les études précédentes sont menées pour de la condensation à pression plus élevée. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 40, l'écart entre les coefficients d'échange thermique expérimentaux et ceux déduits de la théorie de Nusselt est inférieur à 20%. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 40, l'écart entre les coefficients d'échange thermique expérimentaux et ceux déduits de la corrélation de Kutateladze est inférieur à 30%. Par ailleurs, la comparaison aux résultats expérimentaux de Tang *et al.* (2017) montre en particulier une très bonne cohérence pour les points à faible Reynolds (< 600). Cela est attendu puisque la configuration de ces auteurs (Tang *et al.*, 2017) est très proche de celle du banc d'essai de cette thèse (plaque plane verticale de même hauteur, avec condensation d'azote en film tombant).

- De proposer une nouvelle méthode permettant de comparer les résultats expérimentaux obtenus, avec arrosage, à des corrélations définies dans des cas sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation.

4.3.2. Condensation en film tombant sur des surfaces rugueuses

Quatre versions différentes (a à d) de la maquette surface plane ont été testées afin d'évaluer l'impact de la rugosité ($Ra = 0,07$ à $7,62 \mu\text{m}$) sur le coefficient d'échange thermique en condensation en film tombant sur plaque plane verticale. Les résultats de ces essais sont présentés et analysés ici. Dans un premier paragraphe, les résultats expérimentaux seront présentés en fonction des deux paramètres variables de cette étude : le sous-refroidissement pariétal et l'arrosage en entrée du passage condensation. Un deuxième paragraphe sera dédié à l'interprétation de ces résultats.

4.3.2.1. Résultats expérimentaux

4.3.2.1.1. Impact du sous-refroidissement pariétal moyen

Les coefficients d'échange thermique moyens sont représentés sur la Figure 4.15, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen pour les différentes versions de la maquette surface plane. Il s'agit ici des cas sans arrosage en entrée du passage condensation.

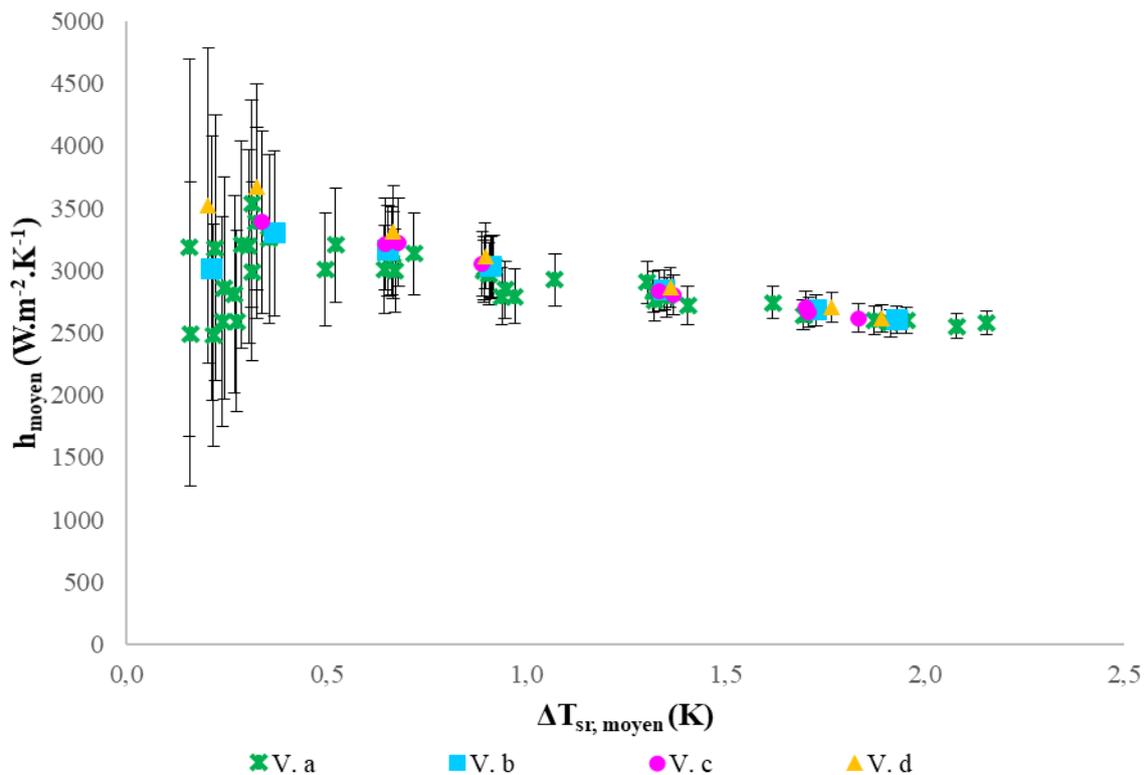


Figure 4.15 : Représentation des coefficients d'échange thermique moyens, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen, pour les versions a, b, c et d de la maquette surface plane. Cas sans débit d'arrosage en entrée du passage condensation.

Les résultats obtenus (Figure 4.15), montrent qu'il n'y a pas d'impact de la rugosité sur les coefficients d'échange thermique dans le cas sans arrosage. En effet, nous voyons sur ces graphes que les coefficients d'échange moyennés sur la hauteur de la plaque présentent sensiblement les mêmes valeurs pour les versions a à d de la maquette surface plane ($Ra = 0,07$ à $7,62 \mu m$), avec un écart maximal de 15%. Cet écart est quasiment toujours inférieur à l'incertitude de mesure. Une interprétation de ces observations sera présentée plus loin.

4.3.2.1.2. Impact de l'arrosage en entrée du passage condensation

L'impact d'un débit d'arrosage en entrée du passage condensation a été évalué en quelques points pour les versions a, c et d de la maquette surface plane. Les coefficients d'échange thermique obtenus sont représentés sur la Figure 4.16, en fonction du sous-refroidissement pariétal. Un seul point de mesure a été réalisé pour le débit d'arrosage de $5,00 \text{ kg.h}^{-1}$, sur la version c de la maquette surface plane. Un seul point de mesure a également été réalisé pour chacun des deux débits d'arrosage suivants : $1,25 \text{ kg.h}^{-1}$ et $2,50 \text{ kg.h}^{-1}$, sur la version d de la maquette surface plane.

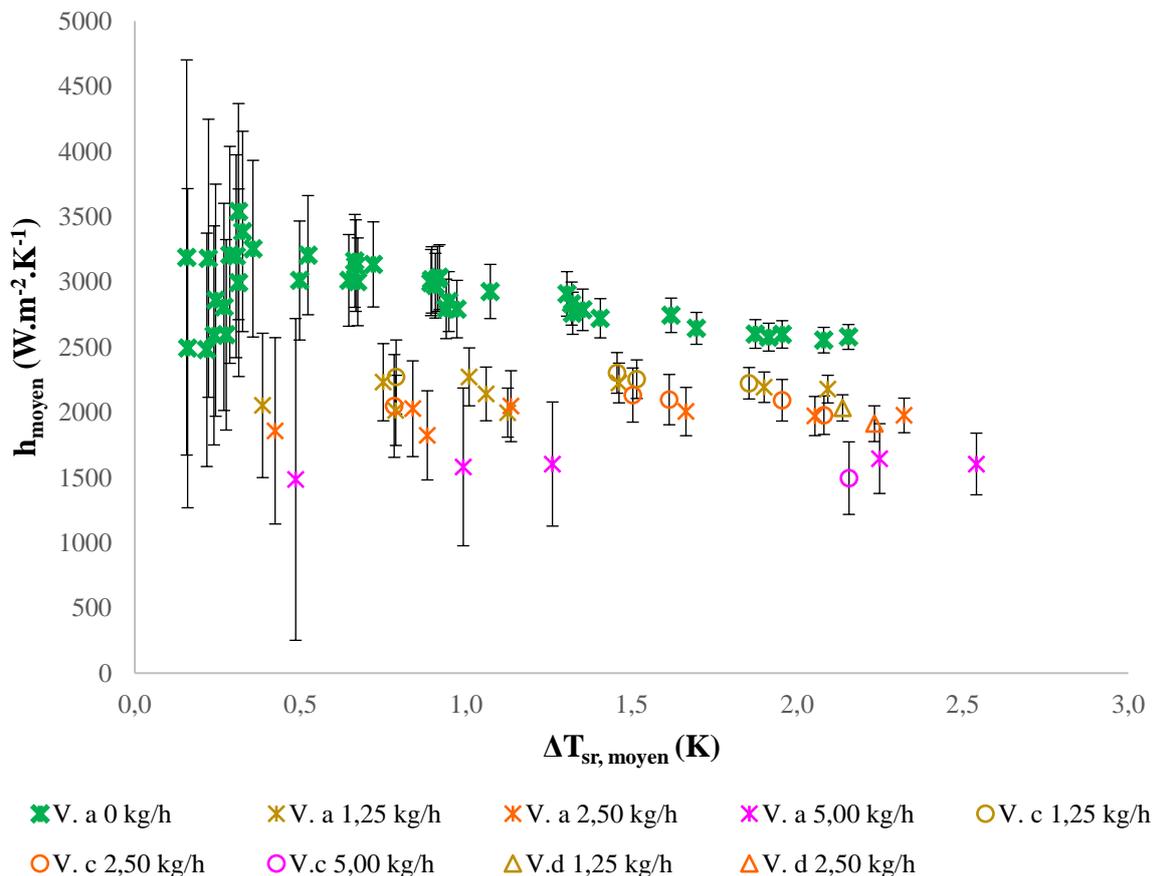


Figure 4.16 : Coefficients d'échange thermique expérimentaux en fonction du sous-refroidissement pariétal, pour différents arrosages, et pour les versions a, c et d de la maquette surface plane.

Les résultats présentés sur la Figure 4.16 montrent, comme cela a été observé pour le cas sans arrosage en entrée du passage condensation, que le coefficient d'échange thermique moyen

présente sensiblement la même valeur pour les versions a, c et d de la maquette surface plane, à débit d'arrosage fixé et à sous-refroidissement pariétal fixé. Une interprétation de ces observations est proposée dans le paragraphe suivant (section 4.3.2.2).

4.3.2.1.3. Nombre de Reynolds du film liquide

Le nombre de Reynolds (en sortie du passage condensation, équation 4.16) des essais sur les versions a à d de la maquette surface plane est toujours compris entre 10 et 448 (et toujours inférieur à 139 dans les cas sans arrosage). Cela signifie donc que l'écoulement est toujours laminaire, avec ou sans présence de vagues.

4.3.2.2. Interprétation

4.3.2.2.1. L'épaisseur de film

Dans une première tentative de compréhension des phénomènes physiques, l'épaisseur moyenne de film liquide peut être évaluée grâce à la théorie de Nusselt (équation 4.26), comme précédemment. Cette épaisseur est évaluée en faisant l'hypothèse d'un film liquide uniformément réparti sur la largeur de la plaque, et d'un écoulement purement laminaire. L'hypothèse d'un écoulement laminaire n'est cependant pas tout à fait justifiée ici, puisque le nombre de Reynolds du film (cf. sections 4.3.1.1 et 4.3.2.1.3) pourrait suggérer que pour certains points, des vagues sont présentes. Les coefficients d'échange thermique moyen des versions a à d de la maquette surface plane peuvent être représenté en fonction de cette épaisseur de film moyenne (Figure 4.17).

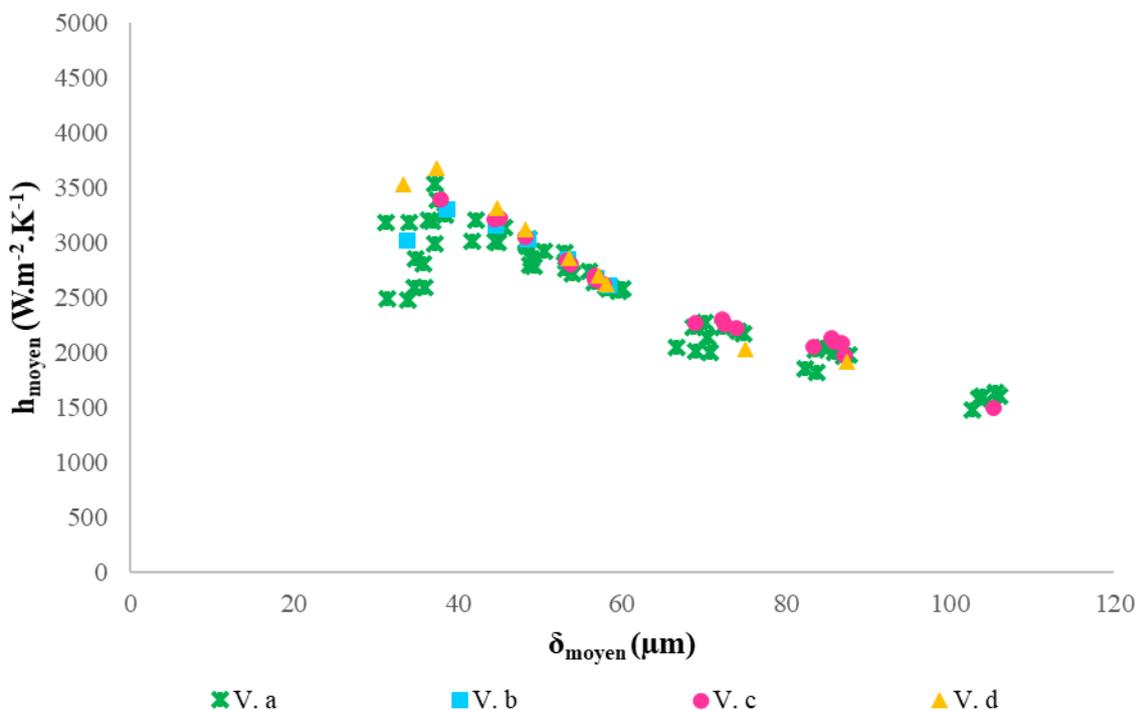


Figure 4.17 : Coefficients d'échange thermiques moyens (estimés d'après le débit mesuré de condensat) en fonction de l'épaisseur moyenne de film liquide, pour les versions a à d de la maquette surface plane.

L'épaisseur de film moyenne sur toute la plaque est comprise entre 30 et 105 μm . Cela signifie donc que l'épaisseur créée par la rugosité est en moyenne noyée ($R_a < 7,62 \mu\text{m}$). Cela est cohérent avec les résultats expérimentaux qui ne montrent quasiment pas de différence entre les coefficients d'échange obtenus pour les versions a à d de la maquette plane.

En revanche, pour les versions a et d, si la plaque est en moyenne bien noyée, les pics de rugosité ne sont, quant à eux, pas toujours noyés ($R_z = 60,74 \mu\text{m}$, version a et $R_z = 57,58 \mu\text{m}$, version d). De manière intéressante, les coefficients d'échange thermique de la version d sont légèrement plus élevés que pour les autres versions de maquette plane pour les épaisseurs de film les plus faibles (épaisseur moyenne allant jusqu'à 60 μm environ, Figure 4.17). Ce phénomène n'est cependant pas observé pour la version a de la maquette surface plane, qui présente les mêmes hauteurs de pics de rugosité. Cela pourrait être dû à la différence de géométrie (rugosités sous forme de « collines » pour la version a et sous formes de micro-canaux pour la version d) qui pourrait alors s'expliquer notamment par le fait que la version d de la maquette présente une surface développée non noyée plus importante que la version a. Cette surface développée non noyée permettrait de favoriser localement l'échange thermique (équivalent à des « dry patch », jusqu'à une certaine épaisseur de film). Cela rejoindrait l'étude de Nicol & Medwell (1966), menée pour des éléments de rugosité beaucoup plus importants (de l'ordre de quelques centaines de μm) et pour des Reynolds de 1500 à 9000 : lorsque les éléments de rugosité ne sont pas entièrement couverts par le film liquide, ils agissent comme une surface étendue. Les éléments noyés, quant à eux, auront tendance à créer des vagues jusqu'au moment où ces éléments se trouveront entièrement dans la sous-couche laminaire.

Ce phénomène pourrait aussi être expliqué par la tension de surface, qui drainerait le liquide dans les microcanaux, sur la maquette d. Sur la version a de la maquette surface plane, le drainage du liquide ne serait pas aussi efficace, puisque les rugosités sont réparties de manière aléatoire sur la surface. Cela expliquerait à la fois les coefficients d'échange thermique légèrement plus élevés pour la version d de la maquette surface plane, que pour la version a de cette maquette.

En revanche, s'il est intéressant de poser cette hypothèse de surface étendue ou de forces de tension de surface agissant pour drainer le liquide, l'écart (< 15%), entre les coefficients obtenus pour les différentes versions de la maquette plane, n'est cependant pas suffisamment important pour conclure, car il est largement inférieur à l'incertitude de mesure.

4.3.2.2.2. *Le type d'écoulement*

Le nombre de Reynolds, évalué en bas de la plaque pour tous les points réalisés sur les versions a à d de la maquette plane, est toujours inférieur à 448. Cela signifie, si nous nous rapportons à l'étude bibliographique (chapitre 1), que l'écoulement est toujours laminaire/laminaire à vagues/ondulé.

La constatation selon laquelle la rugosité de la plaque ne modifie quasiment pas la qualité de l'échange thermique est parfaitement cohérente avec l'étude de Longo *et al.* (2004), réalisée sur des échangeurs à plaques et chevrons et décrite dans le chapitre 1. En revanche, ces résultats s'opposent à ceux obtenus par Yun *et al.* (2006) et Soontarapiromsook *et al.* (2018). Etant donnée la configuration de notre étude (en particulier un écoulement vertical), nous laisserons

de côté l'étude de Yun *et al.* (2006), pour nous attacher aux deux autres études. Il semble, d'après la comparaison des nombres de Reynolds de ces deux autres études, que l'impact de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique en condensation n'est observable que pour un régime turbulent. Pour un régime ondulé, cet impact n'est a priori pas observable (cf. chapitre 1). Cette hypothèse proposée dans le chapitre 1, au regard des études de Soontarapiromsook *et al.* (2018) et Longo *et al.* (2004) est tout à fait cohérente avec les résultats présentés ici.

4.3.2.2.3. Conclusion

Notre étude montre que dans les conditions données, la rugosité ($R_a < 8 \mu\text{m}$ et $R_z < 60,74 \mu\text{m}$) n'a aucune influence sur les coefficients d'échange thermique en régime laminaire/laminaire à vagues/ondulé sur un film tombant. Cela est ici attribué au fait que le film liquide noie les éléments de rugosité ($R_a < \delta$). Il serait intéressant de poursuivre les essais de manière à observer si la rugosité a un impact en régime turbulent, ce qui permettrait d'apporter une confirmation supplémentaire à l'hypothèse selon laquelle la rugosité n'a un impact qu'en régime turbulent. Si l'on se rapporte à l'étude de Nicol & Medwell (1966), il faudrait alors se placer dans les cas où le rapport δ/ε (i.e. épaisseur de film/rugosité) reste faible.

4.3.3. Surface développée 2D (version e de la maquette surface plane) [confidentiel]

4.4. CONCLUSIONS

Les résultats obtenus et décrits dans ce chapitre permettent :

- D'obtenir pour la première fois des coefficients d'échange thermique locaux, pour la condensation en film tombant de l'azote. Ces résultats locaux puis moyennés ont été comparés à des corrélations classiques pour la condensation en film tombant (Nusselt, Kutateladze) et aux résultats de la littérature obtenus dans des conditions similaires, mais avec une pression supérieure à la pression atmosphérique.
- De proposer une nouvelle méthode permettant de comparer les résultats expérimentaux obtenus, avec arrosage, à des corrélations définies dans des cas sans arrosage en haut de la maquette.
- D'obtenir, pour la première fois dans la littérature, l'impact sur la condensation en film descendant, sur plaque plane, de rugosités de faible épaisseur ($R_a < 15 \mu\text{m}$). Notre étude montre que dans les conditions données, la rugosité ($R_a < 8 \mu\text{m}$ et $R_z < 60,74 \mu\text{m}$) n'a aucune influence sur les coefficients d'échange thermique en régime laminaire sur un film tombant. Cela est ici attribué au fait que le film liquide noie les éléments de rugosité ($R_a < \delta$).
- D'étudier, à notre connaissance pour la première fois en cryogénie, l'impact de surfaces cannelées sur le coefficient d'échange en condensation en film tombant. Nous avons montré que le facteur d'amélioration de ce type de surface, par rapport à une surface plane, est similaire à ceux proposés dans la littérature (Hirasawa *et al.*, 1980 ; Qi *et al.*, 2016).
- D'expliquer physiquement, au regard de la littérature (en particulier Adamek & Webb, 1990) et des résultats expérimentaux, les phénomènes qui entrent en jeu lors de la condensation sur une surface développée 2D.
- De proposer une nouvelle corrélation pour les faibles Reynolds ([100 ; 879]), pour les surfaces développées 2D (équation **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). En effet, la seule corrélation de la littérature (Uehara *et al.*, 1985) ne permet pas de reproduire les résultats obtenus expérimentalement. La nouvelle corrélation permet de prédire les coefficients d'échange expérimentaux sur la plage de définition, avec une erreur moyenne de $\pm 22\%$ et une erreur maximale de 79%. Cette erreur est généralement comprise dans l'incertitude de mesure.

Chapitre 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX :
ETUDE DE LA STRUCTURATION DE
SURFACE A ECHELLE MACROSCOPIQUE,
ETUDE A VISEE INDUSTRIELLE
[CONFIDENTIEL]

Conclusion

Cette thèse réalisée dans le cadre d'un contrat Cifre a permis de construire et de mettre en évidence un certain nombre d'éléments :

- Un banc d'essai cryogénique, permettant de tester des maquettes amovibles de dimensions 200*100 mm ou 50*50 mm, a été conçu, développé, instrumenté et mis en route. L'objectif de ce banc d'essai est de pouvoir tester rapidement et à moindre coût un grand nombre de maquettes présentant différents types d'agencement d'ondes ou de structurations de surface à échelle microscopique.
- Une méthode de fabrication de petites maquettes instrumentées d'échangeur à plaques et ailettes brasées a été mise au point, vérifiée à plusieurs reprises sur le site du CryoTech Center d'Air Liquide, et a fait l'objet de deux dépôts de brevets.
- Un banc d'essai permettant d'étalonner des sondes sur plusieurs points de températures cryogéniques (points triples de l'azote et de l'argon, températures de saturation à des pressions comprises dans la plage [0,2 ; 3,8 bar]) a été conçu et réalisé. Ce banc d'essai permet d'étalonner simultanément plusieurs dizaines de sondes.
- Des coefficients d'échange thermique locaux, pour la condensation en film tombant de l'azote sur plaque plane verticale, ont été obtenus. Ces résultats locaux puis moyennés ont été comparés à des corrélations classiques pour la condensation en film tombant (Nusselt, Kutateladze).
- Une nouvelle méthode permettant de comparer les résultats expérimentaux obtenus, avec arrosage, à des corrélations définies dans des cas sans arrosage en haut de la maquette a été développée et utilisée dans le cadre de cette étude.
- Des résultats expérimentaux obtenus sur différentes maquettes de rugosité moyenne (R_a) allant de 0,07 μm à 7,62 μm , ont montré que, sur ce type de maquettes, les structurations de surface sont très rapidement noyées dans le film liquide, lors de la condensation en film tombant, ce qui ne permet d'améliorer le coefficient d'échange thermique en régime laminaire. D'un point de vue scientifique, et à la suite de l'étude de Nicol & Medwell (1966), il pourrait être intéressant d'observer le comportement du coefficient d'échange thermique en régime turbulent, sur ce type de surfaces.
- [Confidentiel]
- [Confidentiel]
- [Confidentiel]
- Une étude et une comparaison des résultats obtenus à la littérature ont par ailleurs permis de proposer deux types de corrélations permettant de prédire les résultats

expérimentaux. Une étude complémentaire, pouvant par exemple être réalisée par un passage à l'échelle, devra toutefois être menée afin de comprendre l'impact réel des hypothèses réalisées (répartition du film liquide, miniaturisation de l'échangeur, ...) sur les résultats obtenus.

Bibliographie

- Adamek, T., “Bestimmung der Kondensationsgrößen auf feingewellten Oberflächen zur Auslegung optimaler Wandprofile”, *Wärme - und Stoffübertragung*, 15, 255-270, 1981.
- Adamek, T., Webb, R.L., “Prediction of film condensation on vertical finned plates and tubes: a model for the drainage channel », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(8), 1737-1749, 1990.
- Adomeit, P., Renz, U., “Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films”, *International Journal of Multiphase Flow*, 26, 1183–1208, 2000.
- Akaki, H., Kataoka, Y., Murase, M., “Measurement of Condensation Heat Transfer Coefficient inside a Vertical Tube in the Presence of Noncondensable Gas”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 32(6), 517-526, 1995.
- Akers, W.W., Deans, H.A., Crosser, O.K., “Condensing Heat Transfer within horizontal tubes”, *Chemical Engineering Progress*, 54(10), 1958.
- Akima, H., “A new method of interpolation and smooth curve fitting based on local procedures”, *Journal of the Association for Computing Machinery*, 17 (4), 589-602, 1970.
- Ali, M., Sadatomi, M., Kawaji, M., “Adiabatic two-phase flow in narrow channels between two flat plates”, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 71, 657–666, 1993.
- Al-Zaidi, A.H., Mahmoud, M.M., Karayiannis, T.G., “Condensation flow patterns and heat transfer in horizontal microchannels”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 90, 153-173, 2018.
- Awad, M.M., Dalkilic, A.S., Wongwises, S., “A Critical Review on Condensation Heat Transfer in Microchannels and Minichannels”, *Journal of Nanotechnology in Engineering and Medicine*, 5, 2014.
- Baird, J.R., Fletcher, D.F., Haynes, B.S., “Local condensation heat transfer rates in fine passages”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46, 4453–4466, 2003.
- Baker, B., “Temperature Sensing Technologies”, AN679, Microchip Technology Inc., 1998.
- Baudouy, B., Four, A., “Low temperature thermal conductivity of aluminium alloy 5056”, *Cryogenics*, 60, 1-4, 2014.
- Bedford, R.E. Bonnier, G., Maas, H., Pavese, F., "Recommended values of temperature on the International Temperature Scale of 1990 for a selected set of secondary reference points", *Metrologia*, 33, 133-154, 1996.
- Belghazi, M., Bontemps, A., Marvillet, C., “Condensation heat transfer on enhanced surface tubes: experimental results and predictive theory”, *Journal of Heat Transfer*, 124, 754–761, 2002.

- Bernardi, C., Hazotte, A., Siredey-Schwaller, N., Mazet, T., Lacaze, J., “Microstructure evolution in aluminium clad sheet during vacuum brazing”, *Materials Science Forum*, 790-791, 355-360, 2014.
- Blundell, N., Clarke, R.H., Robertson, J.M., "The Condensation Heat transfer and pressure gradient characteristics of liquid nitrogen in serrated plate-fin passages", HTFS, 1988.
- Bohdal, T., Charun, H., Sikora, M., “Comparative investigations of the condensation of R134a and R404A refrigerants in pipe minichannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54, 1963–1974, 2011.
- Bonjour, J., Lallemand, M., “Flow patterns during boiling in a narrow space between two vertical surfaces”, *International Journal of Multiphase Flow*, 24, 947-960, 1998.
- Boroomandi Barati, S., *Modeling and simulation of droplets growing on patterned substrates during dropwise condensation*, PhD thesis, Université de Lyon, France, 200p, 2018.
- Bredy, P., Communal, D., Gandit, P., Gautier, B., Kircher, F., Rousset, B., Thermeau, J.P., « Températures cryogéniques, Thermomètres et fluides », *Techniques de l'ingénieur*, 2004.
- Burns, G.W., Scroger, M.G., Strouse, G.F., Croarkin, M.C., Guthrie, W.F., « Temperature-Electromotive Force Reference Functions and Tables for the Letter-Designated Thermocouple Types Based on the ITS-90 », *NIST Monograph 175*, National Institute of Standards and technology, Gaithersburg, MD, 1993.
- Carey, V.P., *Liquid-vapor phase-change phenomena*, Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- Cavallini, A., Censi, G., Del Col, D., Doretti, L., Longo, G.A., Rossetto, L., Zilio, C., “Condensation inside and outside smooth and enhanced tubes — a review of recent research”, *International Journal of Refrigeration*, 26 (4), 373-392, 2003.
- Cavallini, A., Del Col, D., Doretti, L., Matkovic, M., Rossetto, L., Zilio, C., Censi, G., « Condensation in horizontal smooth tubes: a new heat transfer model for heat exchanger design », *Heat Transfer Engineering*, 27, 31-38, 2006.
- Cavallini, A., Zecchin, R., “Dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation”, *Proceeding of the Fifth International Heat Transfer Conference*, Tokyo, Japan, 3, 309-313, 1974.
- Chalgeri, V.S., Jeong, J.H., “Flow patterns of vertically upward and downward air-water two-phase flow in a narrow rectangular channel”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 128, 934-953, 2019.
- Chen, T., Wu, D., “Enhancement in heat transfer during condensation of an HFO refrigerant on a horizontal tube with 3D fins”, *International Journal of Thermal Sciences*, 124, 318-326, 2018.
- Cheng, P., Wu, H.Y., « Mesoscale and microscale phase-change heat transfer », *Advances in Heat Transfer*, 39, 461-563, 2006.

- Cheng, F., Yin, Z., Dai, R.K., Wang, Q.W., Zeng, M., “Condensation heat transfer characteristic of high-speed steam/nitrogen mixture in horizontal rectangular channel”, *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science*, 78, 292-300, 2016.
- Corruccini, R.J., Gniewek, J.J., *Thermal Expansion of Technical Solids at Low Temperatures A Compilation From the Literature*, NBS Monograph 29, 1961.
- Crémieux, M.A., Giraud, F., Seiwert, J., Crayssac, F., Wagner, M., Marvillet, C., Tréméac, B., “Overview on experimental techniques for heat flux and heat transfer estimations, during non-dropwise condensation”, *Proceedings of the 25th International Congress of Refrigeration*, Montreal, Canada, August 24-30, 2019.
- Dalkilic, A.S., Wongwises, S., “Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (15-16), 3409-3426, 2009.
- Dalkilic, A.S., Yildiz, S., Wongwises, S., “Experimental investigation of convective heat transfer coefficient during downward laminar flow condensation of R134a in a vertical smooth tube”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 142–150, 2009.
- Del Col, D., Bortolato, M., Azzolin, M., Bortolin, S., “Effect of inclination during condensation inside a square cross section minichannel”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 78, 760-777, 2014.
- Dengliang, Z., Hong, X., Yan, S., Baojin, Q., “Numerical heat transfer analysis of laminar film condensation on a vertical fluted tube”, *Applied Thermal Engineering*, 30, 1159-1163, 2010.
- Dib, J., *Contribution à l'élaboration d'un logiciel métier par éléments finis pour l'analyse thermomécanique globale d'échangeurs de chaleur à plaques et ondes*, PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, France, 186p, 2007.
- Dobson, M.K., Chato, J.C., “Condensation in smooth horizontal tubes”, *Journal of Heat Transfer*, 120 (1), 193–213, 1998.
- Dorao, C.A., Fernandino, M., “Dominant dimensionless groups controlling heat transfer coefficient during flow condensation inside pipes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 112, Pages 465-479, 2017.
- Dowell, D.L.D., “A critical look at type T thermocouples in low-temperature measurement applications”, *International Journal of Thermophysics*, 31, 1527-1532, 2010.
- Ewald, R., Perroud, P., “Measurements of film-condensation heat transfer on vertical tubes for nitrogen, hydrogen, and deuterium”, *Advances in Cryogenic Engineering*, Springer, 475-481, 1971.
- Faghri, A., Zhang, Y., *Transport Phenomena in Multiphase Systems*, Elsevier, Chapitre 8, 581-677, 2006.
- Fan, G., Tong, P., Sun, Z., Chen, Y., “Development of a new empirical correlation for steam condensation rates in the presence of air outside vertical smooth tube”, *Annals of Nuclear Energy*, 113, 139–146, 2018.

- Fluke 2638A/05 Hydra Series III 22-Channel Data Acquisition System Datasheet*, Fluke Corporation.
- Foote, P.D., “Note on the cold-junction corrections for thermocouples”, *NBS Bulletin*, 9(4), 553, 1913.
- Frels, W., Smith, D.R., Ashworth, T., Vapour pressure of nitrogen below the triple point, *Cryogenics*, 14 (1), 3-7, 1974.
- Garg, V.K., Marto, P.J., “Film condensation on a vertical sinusoidal fluted tube”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 9(2), 194-201, 1988
- Gherasim, I., Galanis, N., Nguyen, C.T., « Heat transfer and fluid flow in a plate heat exchanger. Part II: Assessment of laminar and two-equation turbulent models”, *International Journal of Thermal Sciences*, 50(8), 1499-1511, 2011.
- Giauque, W.F., Buffington, R.M., Schulze, W.A., “Copper-constantan Thermocouples and the hydrogen thermometer compared from 15 to 283° absolute”, *The Journal of the American Chemical Society*, 49 (10), 2343-2354, 1927.
- Giauque, W.F., Clayton, J.O., “The Heat Capacity and Entropy of Nitrogen. Heat of Vaporization. Vapor Pressures of Solid and Liquid. The Reaction $1/2 \text{N}_2 + 1/2 \text{O}_2 = \text{NO}$ from Spectroscopic Data”, *Journal of the American Chemical Society*, 55 (12), 4875–4889, 1933.
- Gregorig, R., “Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen”, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, 5, 36–49, 1954.
- Guichet, V., Jouhara, H., “Condensation, evaporation and boiling of falling films in wickless heat pipes (two-phase closed thermosyphons): A critical review of correlations”, *International Journal of Thermofluids*, 1-2, 100001, 2020.
- Guo, S.P., Wu, Z., Li, W., Kukulka, D., Sundén, B., Zhou, X.P., Wei, J.J., Simon, T., “Condensation and evaporation heat transfer characteristics in horizontal smooth, herringbone and enhanced surface EHT tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 85, 281–291, 2015.
- Han, D.H., Lee, K.J., Kim, Y.H., 2003. “The Characteristics of Condensation in Brazed Plate Heat Exchangers with Different Chevron Angles”, *Journal of Korean Physical Society*, 43(1), 66-73, 2003.
- Häring, H.W., “Chapter 2: The Air Gases Nitrogen, Oxygen and Argon”, *Industrial Gases Processing*, Wiley-VCH, 310p, 2007.
- Haruyama, T., “Performance of Peltier elements as a cryogenic heat flux sensor at temperatures down to 60K”, *Cryogenics*, 41, 335-339, 2001.
- Head, D.I., Rusby, R.L., Martin, J.E., “Cryogenic Triple Point Cells at NPL”, NPL report QM116, 1995

- Hirasawa, S., Hijikata, K., Mori, Y., Nakayama, W., “Effect of surface tension on condensate motion in laminar film condensation (study of liquid film in a small trough)”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23, 1471-1478, 1980.
- Ho, J.Y., Wang, X.W., Leong, K.C., “Filmwise condensation of steam on vertical plates with novel pin fin arrays produced by selective laser melting”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126(A), 652-665, 2018.
- Ho, J.Y., Leong, K.C., Wong, T.N., “Filmwise condensation of steam on sinusoidal pin fin arrays: Effects of fin height and fin pitch”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 130, 1004-1015, 2019.
- Hu, S., Herold, K.E., “Prandtl number effect on offset fin heat exchanger performance: predictive model for heat transfer and pressure drop”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(6), 1043-1051, 1995.
- Huang, J., Zhang, J., Wang, L., “Review of vapor condensation heat and mass transfer in the presence of non-condensable gas”, *Applied Thermal Engineering*, 89, 469-484, 2015.
- Incropera, F.P., Dewitt, D.P., Bergman, T.L., Lavigne, A.S., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th edition, John Wiley & Sons, Chapitre 10, 641-655, 2007.
- Ishii, M, Mishima, K., “Two fluid model and hydrodynamic constitutive relations”, *Nuclear Engineering and Design*, 82(2-3), 107-126, 1984.
- Jige, D., Inoue, N., Koyama, S., « Condensation of refrigerants in a multiport with rectangular minichannels », *International Journal of Refrigeration*, 67, 202-213, 2016.
- Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), *Evaluation of measurement data – An introduction to the “Guide to the expression of uncertainty in measurement” and related documents. JCGM 100:2008*, 2008.
- Kandlikar, S.G., « Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels », *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2-4), 389-407, 2002.
- Kandlikar, S.G., Grande, W.J., « Evolution of microchannel flow passages – thermohydraulic performance and fabrication technology», *Heat Transfer Engineering*, 24 (1), 3-17, 2003.
- Kedzierski, M.A., Webb, R.L., “Practical Fin Shapes for Surface-Tension-Drained Condensation”, *Journal of Heat Transfer*, 112, 479-485, 1990.
- Kew, P., Cornwell, K., “Correlations for prediction of boiling heat transfer in small diameter channels”, *Applied Thermal Engineering*, 17(8– 10), 705–715, 1997.
- T.H., Chalgeri, V.S., Yoon, W., Yun, B.J., Jeong, J.H., “Visual observations of flow patterns in downward air-water two-phase flows in a vertical narrow rectangular channel”, *Annals of Nuclear Energy*, 114, 384-394, 2018.
- Kim, S.M., Mudawar, I., “Universal approach to predicting heat transfer coefficient for condensing mini/micro channel flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 56(1-2), 238-250, 2013.

- Kim, S.M., Kim, J., Mudawar, I., “Flow condensation in parallel micro-channels – Part 1: Experimental results and assessment of pressure drop correlations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 971–983, 2012.
- Klimenko, V.V., Sudarchikov, A.M., “Investigation of forced flow boiling of nitrogen in a long vertical tube”, *Cryogenics*, 23 (7), 379-385, 1983.
- Kosky, P.G., Lyon, D.N., “Pool Boiling Heat Transfer to Cryogenic Liquids; 1. Nucleate Regime Data and a Test of Some Nucleate Boiling Correlations”, *American Institute of Chemical Engineers Journal*, 14 (3), 372-379, 1968.
- Koyama, S., Kuwahara, K., Nakashita, K., Yamamoto, K., “An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multi-port extruded tube”, *International Journal of Refrigeration*, 26(4), 425–432, 2003.
- Kutateladze, S.S., *Heat transfer theory fundamentals*, Atomizdat, Moscow./E. Arnold Publishers, London, Academic Press Inc, New-York, 1963.
- Kutateladze, S.S., “Semi-empirical theory of film condensation of pure vapours”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25 (5), 653-660, 1982.
- Lambrechts, A., Liebenberg, L., Bergles, A.E., Meyer, J.P., “Heat transfer performance during condensation inside horizontal smooth, micro-fin and herringbone tubes”, *Journal of Heat Transfer*, 128 (7), 691–700, 2006.
- Lee, H.K., Kang, K.H., Rhee, C., “Realization of the triple points of pure and oxygen-contaminated nitrogen”, *Physica B: Condensed Matter*, 169 (1-4), 451-452, 1991.
- Lee, K.W., Cheon No, H., Chu, I.C., Moon, Y.M., Chun, M.H., “Local heat transfer during reflux condensation mode in a U-tube with and without noncondensable gases”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, 1813–1819, 2006.
- Lee, S., Cheng, K., Palmre, V., Bhuiya M.H., Kim, K.J., Zhang, B.J., Yoon, H., “Heat transfer measurements during dropwise condensation using micro/nano-scale porous surface”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 65, 619-626, 2013.
- Leonard, R.J., Timmerhaus, K.D., “Condensation studies of saturated nitrogen vapors”, *Advances in Cryogenic Engineering*, 15, Springer, 308-315, 1995.
- Liang, G., Mascarenhas, N., Mudawar, I., “Analytical and experimental determination of slug flow parameters, pressure drop and heat transfer coefficient in micro-channel condensation”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 111, 1218–1233, 2017.
- LNE, *Catalogue Etalonnages en laboratoire et sur sites*, 2021.
- Longo, G.A., Gasparella, A., Sartori, R. « Experimental heat transfer coefficients during refrigerant vaporisation and condensation inside herringbone-type plate heat exchangers with enhanced surface », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 4125-4136, 2004.

- Longo, G.A., Heat transfer and pressure drop during HFC refrigerant saturated vapour condensation inside a brazed plate heat exchanger, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (5-6), 1079-1087, 2010a.
- Longo, G.A., “Heat transfer and pressure drop during hydrocarbon refrigerant condensation inside a brazed plate heat exchanger”, *International Journal of Refrigeration*, 33 (5), 944-953, 2010b.
- Louahlia-Gualous, H., Mecheri, B., “Unsteady steam condensation flow patterns inside a miniature tube”, *Applied Thermal Engineering*, 27 (8), 1225-1235, 2007.
- Matkovic, M., Cavallini, A., Del Col, D., Rosetto, L., “Experimental study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 2311–2323, 2009.
- Moffat, R.J., « Describing the uncertainties in experimental results », *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science*, 1 (1), 3-17, 1988.
- Mori, Y., Hijikata, K., Hirasawa, S., Nakayama, W., “Optimized performance of condensers with outside condensing surfaces”, *Journal of Heat Transfer*, 103, 96-102, 1981.
- Nicol, A.A., Medwell, J.O., “The effect of surface roughness on condensing steam”, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 170-173, June, 1966.
- Nilpueng, K., Wongwises, S., “Experimental study of single-phase heat transfer and pressure drop inside a plate heat exchanger with a rough surface”, *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science*, 68, 268–275, 2015.
- Nowak, P., Kleinrahm, R., Wagner, W., “Measurement and correlation of the (p, ρ, T) relation of nitrogen. II. Saturated-liquid and saturated-vapour densities and vapour pressures along the entire coexistence curve”, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 29 (10), 1157-1174, 1997.
- Nusselt, W., « Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes », *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 60 (27), 541-546, 569-575, 1916.
- Oh, S., Revankar, S.T., “Complete condensation in a vertical tube passive condenser”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32 (5), 593-602, 2005a.
- Oh, S., Revankar, S.T., “Effect of noncondensable gas in a vertical tube condenser”, *Nuclear Engineering and Design*, 235, 1699–1712, 2005b.
- Oh, S., Revankar, S.T., “Experimental and theoretical investigation of film condensation with noncondensable gas”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, 2523–2534, 2006.
- Ohira, K., “Laminar Film Condensation Heat Transfer of Hydrogen and Nitrogen Inside a Vertical Tube”, *Heat Transfer - Asian Research*, 30(7), 542-560, 2001.
- Orejon, D., Shardt, O., Gunda, N.S.K., Ikuta, T., Takahashi, K., Takata, Y., Mitra, S.K., « Simultaneous dropwise and filmwise condensation on hydrophilic microstructured surfaces », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 114, 187-197, 2017.

- Pacio, J.C., Dorao, C.A., “A review on heat exchanger thermal hydraulic models for cryogenic applications”, *Cryogenics*, 51 (7), 366-379, 2011.
- Panchal, C.B., Bell, K.J., “Analysis of Nusselt-type condensation on a vertical fluted surface”, *Numerical Heat Transfer*, 3, 357-371, 1980.
- Panchal, C.B., Bell, K.J., “Analysis of Nusselt-type condensation on a triangular fluted surface”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(12), 1909-1911, 1982.
- Parin, R., Martucci, A., Sturaro, M., Bortolin, S., Bersani, M., Carraro, F., Del Col, D., “Nano-structured aluminum surfaces for dropwise condensation”, *Surface and Coatings Technology*, 348, 1-12, 2018.
- Park, I.S., Choi, D.H., “Heat- and mass-transfer analysis for the condensing film flow along a vertical grooved tube”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, 4277-4285, 2001.
- Park, J.E., Vakili-Farahani, F., Consolini, L., Thome, J.R., “Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze(E) versus R134a and R236fa”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 35 (3), 442–454, 2011.
- Patiño Lopez, L.D., Grauby, S., Dilhaire, S., Salhi, M.A., Claeys, W., Lefèvre, S., Volz, S., “Characterization of the thermal behavior of PN thermoelectric couples by scanning thermal microscope”, *Microelectronics Journal*, 35, 797-803, 2004.
- Peterson, P.F., Schrock, V.E., Kuhn, S.Z., “Recent experiments for laminar and turbulent film heat transfer in vertical tubes”, *Nuclear Engineering and Design*, 175, 157–166, 1997.
- Planchette, A., *Contribution à l'étude des écoulements verticaux d'azote diphasique dans les canaux rectangulaires des vaporiseurs industriels*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 256p, 2006.
- Plate Heat Exchanger, European Patent EP 1394 491 A.
- Powell, R.L., Rogers, W.M., Coffin, D.O., “An Apparatus for Measurement of Thermal Conductivity of Solids at Low Temperatures”, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 59 (5), 1957.
- Powell, R.L., Hall, W.J., Roder, H.M., “Low-temperature Transport Properties of Commercial Metals and Alloys. II. Aluminums”, *Journal of Applied Physics*, 31, 496-503, 1960.
- Powell, R.L., Hall, W.J., Hyink, C.H. Jr., Sparks, L.L., Burns, G.W., Scroger, M.G., Plumb, H.H., “Thermocouple reference tables based on the IPTS-68”, *U.S. National Bureau of Standards Monograph 125*, 1974.
- Preston-Thomas, H., « The international Temperature Scale of 1990 (ITS-90)”, *Metrologia*, 27, 3-10, 1990.
- Pulvirenti, B., Matalone, A., Barucc, U., “Boiling heat transfer in narrow channels with offset strip fins: application to electronic chipsets cooling”, *Applied Thermal Engineering*, 30, 2138–2145, 2010.

- Qi, B., Song, Z., Li, X., “Numerical study on condensation heat transfer of trapezoid grooved surfaces”, *Advanced Mechanical Engineering*, 8, 1–11, 2016.
- Qi, B., Wei, J., Li, X., “Enhancement of condensation heat transfer on grooved surfaces: numerical analysis and experimental study”, *Applied Thermal Engineering*, 115, 1287–1297, 2017.
- Qi, B., Zhou, J., Wei, J., Li, X., “Study on the wettability and condensation heat transfer of sine-shaped micro-grooved surfaces”, *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science*, 90, 28-36, 2018.
- Rahman, M.M., Kariya, K., Miyara, A., “An experimental study and development of new correlation for condensation heat transfer coefficient of refrigerant inside a multiport minichannel with and without fins”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 116, 50–60, 2018.
- Robertson, J.M., Blundell, N., Clarke, R.H., "The Condensing characteristics of nitrogen in plain, brazed aluminium, plate-fin heat-exchanger passages", *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, 1986.
- Rogez, J., Le Coze, J., « Etalonnage et vérification des thermomètres », *Techniques de l'ingénieur*, Ref : r2520, 1988.
- Rogez, J., Le Coze, J., « Mesure des températures- Chaîne de mesure », *Techniques de l'ingénieur*, Ref : r2517, 2010 a.
- Rogez, J., Le Coze, J., « Mesure des températures- Influence des conditions d'utilisation sur les incertitudes », *Techniques de l'ingénieur*, Ref : r2519, 2010 b.
- Rose, J.W., “Some aspects of condensation heat transfer theory”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 15 (4), 449-473, 1988.
- Rossato, M., Da Silva, J.D., Ribatski, G., Del Col, D., « Heat transfer and pressure drop during condensation of low-GWP refrigerants inside bar-and-plate heat exchangers », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 114, 363-379, 2017.
- Rubio, R.G., Renuncio, J.A.R., Diaz Pena, M., “Excess Gibbs energies of (benzene + n-pentadecane) at 298.15 and 323.15 K “, *Journal of Chemical Thermodynamics*, 14, 983-989, 1982.
- Sarraf, K., Launay, S., El Achkar, G., Tadrist, L., « Echangeur à plaques corruguées en mode condenseur : étude locale des transferts thermo-hydrauliques », *Proceedings of the 22ème Congrès Français de Mécanique*, Lyon, France, 2015.
- Sciver (van), S.W., *Low-Temperature Materials Properties*, in: *Helium Cryogenics*, The International Cryogenics Monograph Series, Boston, MA, p. 33, 1986.
- Seebeck, T. J., "Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur-Differenz", *Abhandlungen der Königlich Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 265-373, 1825.

- Serizawa, A., Feng, Z., Kawara, Z., “Two-phase flow in microchannels », *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26(6-7), 703-714, 2002.
- Servinstrumentation, site internet : <http://www.servinstrumentation.fr/produits/massique-thermique-derive.php>, consulté le 12/02/2021.
- Shah, M., « A general correlations for heat transfer during film condensation inside pipes », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22, 547-556, 1979.
- Shah, M., « A correlation for heat transfer during condensation in horizontal mini/micro channels », *International Journal of Refrigeration*, 64, 187-202, 2016a.
- Shah, M., « Comprehensive correlations for heat transfer during condensation in conventional and mini/micro channels in all orientations », *International Journal of Refrigeration*, 67, 22-41, 2016b.
- Shin, J.S., Kim, M.H., “An experimental study of condensation heat transfer inside a mini-channel with a new measurement technique”, *International Journal of Multiphase Flow*, 30, 311–325, 2004.
- Shon, B.H., Jung, C.W., Kwon, O.J., Choi, C.K., Kang, Y.T., “Characteristics on condensation heat transfer and pressure drop for a low GWP refrigerant in brazed plate heat exchanger”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 122, Pages 1272–1282, 2018.
- Sidorenko, N.A., “Thermoelectric materials for Peltier cryogenic coolers”, *Cryogenics*, 32(1), 40-43, 1992.
- Singh, S.K., Yadav, M.K., Khandekar, S., “Measurement issues associated with surface mounting of thermopile heat flux sensors”, *Applied Thermal Engineering*, 114, 1105-1113, 2017.
- Smith, A.R., Klosek, J., “A review of air separation technologies and their integration with energy conversion processes”, *Fuel Processing Technology*, 70 (2), 115-134, 2001.
- Somer, T.G., Özgen, C., “Effect of surface configuration on heat transfer by the condensation of steam over fluted surfaces Part II”, *Desalination*, 34, 249-265, 1980.
- Soontarapiromsook, J., Mahian, O., Dalkilic, A.S., Wongwises, S., “Effect of surface roughness on the condensation of R-134a in vertical chevron gasketed plate heat exchangers”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 91, 54-63, 2018.
- Spindler, B., “Linear stability of liquid films with interfacial phase change”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(2), 161-173, 1982.
- Stuhlträger, E., Miyara, A., Uehara, H., “Flow dynamics and heat transfer of a condensate film on a vertical wall – II. Flow dynamics and heat transfer”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(15), 2715-2722, 1995.
- Sun, D., Qin, S., Shen, Q., Su, S., Lei, S., « Numerical simulation on nitrogen condensation in high aspect ratio mini-channels », *International Journal of Refrigeration*, 117, 190-197, 2020.

- Tang, Y., Qiu, L.M., Bai, Y. , Song, J. , Bao, S.R. , Zhang, X.B., Wang, J.J., “Experimental study on film condensation characteristics at liquid nitrogen temperatures”, *Applied Thermal Engineering*, 127, 256–265, 2017.
- Tao, X., Nuijten, M.P., Infante Ferreira, C.A., « Two-phase vertical downward flow in plate heat exchangers: Flow patterns and condensation mechanisms”, *International Journal of Refrigeration*, 85, 489-510, 2018.
- Tao, X., Dahlgren, E., Leichsenring, M., Infante Ferreira, C.A., “NH₃ condensation in a plate heat exchanger: experimental investigation on flow patterns, heat transfer and frictional pressure drop”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 151, 119374, 2020.
- Tiwari, A., *Characterization of mass transfer by condensation on a horizontal plate*, PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II, France, 284p, 2011.
- Trethowen, H., “Measurement errors with surface-mounted heat flux sensors”, *Building and Environment*, 21(1), 41-56, 1986.
- Uehara, H., Nakaoka, T., Nakashima, S., “Heat transfer coefficients for a vertical fluted-plate condenser with R113 and 114”, *International Journal of Refrigeration*, 8(1), 22-28, 1985.
- Van Hardeveld, R.M., Groeneveld, M.J., Lehman, J.Y., Bull, D.C., “Investigation of an air separation unit explosion”, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 14, 167-180, 2001.
- Wang, W.W., Radcliff, T.D., Christensen, R.N., “A condensation heat transfer correlation for millimeter-scale tubing with flow regime transition”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (5), 473–485, 2002.
- Wang, H.S., Rose, J.W., “Theory of heat transfer during condensation in microchannels », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54, 2525-2534, 2011.
- Wang, X.W., Leong, K.C., Wong, T.N., “Numerical analysis of different fluted fins for condensation on a vertical tube”, *International Journal of Thermal Sciences*, 122, 359-370, 2017.
- Webb, R.L., “Enhancement of film condensation”, *International Communication in Heat and Mass Transfer*, 15(4), 475-507, 1988.
- Woodcraft, A.L., “Predicting the thermal conductivity of aluminium alloys in the cryogenic to room temperature range”, *Cryogenics* 45, 6, 421-431, 2005.
- Wright Jr., R.E., Kantsios, A.G., Henley, W.C., “Effect of Mounting on the Performance of Surface Heat Flow Meters Used to Evaluate Building Heat Losses, Thermal Insulation, Materials and System for Energy Conservation in 80s”, *ASTM*, 789, 293-317, 1983.
- Wu, T., Vierow, K., “Local heat transfer measurements of steam/air mixtures in horizontal condenser tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, 2491–2501, 2006.

- Wu, Z., Sundén, B., L. Wang, L., W. Li, W., “Convective condensation inside horizontal smooth and microfin tubes”, *Journal of Heat Transfer*, 136, 051504-1-051504-11, 2014.
- Xing, D., Yan, C., Ma, X., Sun, L., “Effects of void fraction correlations on pressure gradient separation of air–water two-phase flow in vertical mini rectangular ducts”, *Progress in Nuclear Energy*, 70, 84-90, 2014.
- Xu, H., Sun, Z., Gu, H., Li, H., “Experimental study on the effect of wall-subcooling on condensation heat transfer in the presence of noncondensable gases in a horizontal tube”, *Annals of Nuclear Energy*, 90, 9-21, 2016.
- Xu, J.H., Chen, X.J., Zhang, S.Y., Chen, Q.Y., Gou, H.W., Tan, J.R., “Thermal design of large plate-fin heat exchanger for cryogenic air separation unit based on multiple dynamic equilibriums », *Applied Thermal Engineering*, 113, 774–790, 2017.
- Yadav, M.K., Singh, S.K., Parwez, A., Khandekar, S., “Inverse models for transient wall heat flux estimation based on single and multi-point temperature measurements”, *International Journal of Thermal Science*, 124, 307-317, 2018.
- Yan, Y.Y., Lin, T.F., “Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a plate heat exchanger”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42, 993-1006, 1999.
- Yang, Y., Li, Y., SI, B., Zheng, J., « Heat transfer performances of cryogenic fluids in offset strip fin-channels considering the effect of fin efficiency », *International Journal of Heat and Mas Transfer*, 114, 1114-1125, 2017.
- Yang, H., Wen, J., Wang, S., Li, Y., “Effect of fin types and Prandtl number on performance of plate-fin heat exchanger: Experimental and numerical assessment”, *Applied Thermal Engineering*, 144, 726-735, 2018.
- Yim, W.M., Amith, A., “Bi-Sb Alloys for magneto-thermoelectric and thermomagnetic cooling”, *Solid-State Electronics*, 15, 1141-1165, 1972.
- Yin, H., Ooka, R., “Shape optimization of water-to-water plate-fin heat exchanger using computational fluid dynamics and genetic algorithm”, *Applied Thermal Engineering*, 80, 310–318, 2015.
- Yun, R., Heo, J., Kim, Y., « Effects of surface roughness and tube materials on the filmwise condensation heat transfer coefficient at low heat transfer rates”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33, 445-450, 2006.
- Zener, C., Lavi, A., “Drainage Systems for Condensation”, *Journal of Engineering for Power*, 96, 209-215, 1974.
- Zhang, G., Liu, Z., Wang, C., “A visualization study of the influences of liquid levels on boiling and condensation co-existing phase change heat transfer phenomenon in small confined spaces”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 73, 415-423, 2014.
- Zhang, J., Zhu, X., Mondejar, M.E., Haglind, F., “A review of heat transfer enhancement techniques in plate heat exchangers”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 101, 305-328, 2019.

- Zhou, Y., Yu, J., “Optimization design of falling film type plate-fin condenser/reboilers by minimizing specific entropy generation rate”, *Cryogenics*, 99, 25-31, 2019.
- Zhu, S., Li, Y., Zhi, X., Gu, C., Tang, Y., Qiu, L., “Numerical analysis of nitrogen condensation heat transfer enhancement with liquid film fluctuation at cryogenic temperature”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 149, 119-151, 2020.
- Zhu, Y., Liu, X., Zhou, Z., “Optimization of cryogenic air separation distillation columns”. *Proceedings of the Sixth World Congress on Intelligent Control and Automation*, 2, 7702-7705, Dalian, China, June 21-23, 2006.

Annexes

Annexe 1 : Exemple de corrélations développées lors de la condensation d'un fluide dans des canaux

Cette annexe présente une revue bibliographique de quelques corrélations développées pour l'estimation des coefficients d'échange thermique dans des canaux (mini, micro, conventionnels) (Tableau (annexes) 1). Ce tableau reprend en grande partie la revue bibliographique de l'étude d'Al-Zaidi et al. (2018), qu'il complète et (Partie 1). Pour chaque corrélation, des éléments sur la plage de validité, sur le type de canaux et de fluide pour lesquels cette corrélation a été validée sont également présentés. Par souci de clarté, la corrélation de Shah (2016b), qui est plus complexe que les autres, est détaillée plus largement à la suite du tableau (Partie 2).

Partie 1. Revue des corrélations

Auteur	Corrélation	Canal & Ecoulement	Débit (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	Autres remarques
Akers et al. (1958)	$h = 5,03 * Re_{eq}^{\frac{1}{3}} * Pr_L^{\frac{1}{3}} * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $Re_{eq} = G * \left[(1-x) + x * \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} \right)^{0,5} \right] * \frac{d_h}{\mu_L}$	Conventionnel	-	Propane, R12 Re _{eq} <50000
Cavallini & Zecchin, 1974	$h = 0,05 * Re_{ls}^{0,8} * Pr_L^{0,33} * \left[1 + \frac{x}{1-x} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} \right)^{0,5} \right]^{0,8} * \frac{\lambda_L}{d_h}$	Conventionnel	-	R12, R22, R113
Shah, 1979	<p>Pour Re_L > 350</p> $h_l = h_{LO} * \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8 * x^{0,76} * (1-x)^{0,04}}{Pr_R^{0,38}} \right]$ $h_{LO} = 0,023 * Re_{LO}^{0,8} * Pr_L^{0,4} * \frac{k_L}{D}$	dh : [7 ; 40 mm] Horizontal, vertical, incliné (15°)	[10;210]	Benzene, ethanol, toluene, eau, methanol, R11, R12, R22, R113, trichloroéthyle, Pr: [0,002;0,44] T _{sat} : [21 ; 310°C] JG: [3 ; 300 m.s ⁻¹] Re : [100 ; 63 000] Pr : [1 ; 13] X : [0 ;100%] Ecoulement annulaire
Dobson & Chato (1998)	$h = 0,023 * Re_{ls}^{0,8} * Pr_L^{0,4} * \left[1 + \frac{2,22}{X_{tt}^{0,89}} \right] * \frac{\lambda_L}{d_h}$	dh : [3,14 ; 7,04 mm] Circulaire, horizontal	[25;800]	R134a, R12, R22, R32/R125 T _{sat} : [35 ; 60°C]

				X : [10 ; 90%] ΔT _{sr} : [1,8 ; 4°C] Ecoulement à vague, annulaire, annulaire/brouillard, stratifié
Wang et al. (2002)	$h = 0,0274 * Re_{ls}^{0,6792} * Pr_f * x^{0,2208} * \left[\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right] * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $\phi_v = [1,376 + 8 * X_{tt}^{1,665}]^{0,5}$	d _h : 1,46 mm Horizontal, multicanaux (10 tubes rectangulaires)	[75;750]	R134a Ecoulement « slug », à vagues, annulaire, annulaire/ondulé
Koyama et al. (2003)	$h = 0,0152 * Re_{ls}^{0,77} * (1 + 0,6 * Pr_L^{0,8}) * \left[\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right] * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $\phi_v = [1 + 21 * X_{tt} * (1 - e^{-0,319*d_h}) * X_{tt}^2]^{0,5}$	d _h : [0,807-1,114 mm] Horizontal, multicanaux (8 à 19 canaux rectangulaires)	[100; 700]	R134a P=1,7 MPa X=[0 ;100%]
Cavallini et al. (2006)	<p>Régime annulaire (J_G>J_G^T)</p> $h_1 = h_{LT} * \left[1 + 1,128 * x^{0,817} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,3685} * \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0,2363} * \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2,144} * Pr_L^{-0,1} \right]$ <p>Régime stratifié-ondulé ou lisse (J_G<J_G^T)</p> $h_2 = \left[h_1 * \left(\frac{J_G^T}{J_G} \right)^{0,8} - h_3 \right] * \left(\frac{J_G}{J_G^T} \right) + h_3$ <p>Régime « slug »</p> $h_3 = \frac{0,725}{1 + 0,741 * \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,3321} * \left(\frac{\rho_L * \Delta h_{fg} * (\rho_L - \rho_G) * g * k_L^3}{\mu_L * (T_s - T_w)} \right)^{0,25} + (1 - x^{0,087}) * h_{LT}}$ $h_{LT} = 0,023 * Re_{LO}^{0,8} * Pr_L^{0,4} * \frac{k_L}{D}$ $J_G^T = \frac{1}{\left[\left(\frac{4,3 * X_{tt}^{1111} + 1}{7,5} \right)^3 + \frac{1}{2,6^3} \right]^{0,333}}$	3,1-17 mm Horizontal Circulaire	[18; 2240]	R-22, R-134a, R12, R-410A, R-125, R-32, R-236ea, R407C, R125/236ea, R-290, R-600, R-600a, R-1270, R-290/600, R-290/600a, R-502, R-507A, R-407C, R-123, R-125, R-142b, R-32, R-404A, R744, R717, R718 T _{sat} : [15;302°C] ΔT _{sr} : [0,6 ; 28,7°C]
Wang & Rose (2011)	$h = 1,41 * \left(\frac{\rho_L * \Delta h_{fg} * \sigma * b}{\lambda_L * \mu_L * (T_s - T_w)} \right)^{0,25} * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $b = \frac{(2 * h_{canal} + w_{canal})}{3}$	d _h : [0,5-2 mm] (carré) 1/1,5 mm (rectangle)	[100; 1300]	Ammonia, propane, R22, R152a, R134a, R410a T _{sat} : [25;50°C]

		1 mm (triangle) Horizontal, Vertical (ascendant, descendant)		$\Delta T_{sr} : [2 ; 10^{\circ}\text{C}]$ Etude numérique
Bohdal et al. (2011)	$h = 25,084 * Re_{ls}^{0,258} * Pr_L^{-0,495} * P_R^{-0,288} * \left[\frac{x}{1-x} \right]^{0,266} * \frac{\lambda_L}{d_h}$	$d_h : [0,31; 3,30 \text{ mm}]$ Horizontal Circulaire	[100; 1300]	R134a, R404a $T_{sat} : [20; 40^{\circ}\text{C}]$ X : [0 ; 100%]
Park et al. (2011)	$h = 0,0055 * Re_{ls}^{0,7} * Pr_L^{1,37} * \left[\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right] * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $\phi_v = \left[1 + 13,17 * X_{tt} * \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0,17} * \left(1 - e^{-0,6 * \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G) * g * d_h^2}{\sigma}}} \right) + X_{tt}^2 \right]^{0,5}$	$d_h : [1,3 ; 1,45 \text{ mm}]$ Multicanaux (9 canaux rectangulaires) Vertical (descendant)	[50; 260]	R1234ze(E), R134a, R236fa $T_{sat} : [25; 70^{\circ}\text{C}]$ X : [0 ; 93%]
Kim & Mudawar (2013)	<p>Régime annulaire ($We^* > 7X_{tt}^{0,2}$)</p> $h = 0,048 * Re_{ls}^{0,69} * Pr_L^{0,34} * \left[\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right] * \frac{\lambda_L}{d_h}$ <p>Régime « slug » ou à bulles ($We^* < 7X_{tt}^{0,2}$)</p> $h = \left[\left(0,048 * Re_{ls}^{0,69} * Pr_L^{0,34} * \left[\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right] \right)^2 + \left(3,2e - 7 * Re_{ls}^{-0,38} * Su_{go}^{1,39} \right)^2 \right]^{0,5} * \frac{\lambda_L}{d_h}$ $\phi_v = 1 + C * X + X^2$ $X = \sqrt{\frac{\frac{dP}{dz_l}}{\frac{dP}{dz_g}}}$ $\frac{dP}{dz_l} = \frac{2 * f_L * v_l * G^2 * (1-x)^2}{d_h}$ $\frac{dP}{dz_g} = \frac{2 * f_g * v_g * G^2 * x^2}{d_h}$ <p>Dans le cas turbulent-turbulent ($Re_{ls} > 2000, Re_{gs} > 2000$) :</p> $C = 0,39 * Re^{0,03} * Su_{go}^{0,1} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,35}$ <p>Dans le cas turbulent-laminaire ($Re_{ls} > 2000, Re_{gs} < 2000$) :</p> $C = 8,7E - 4 * Re^{0,17} * Su_{go}^{0,5} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,14}$ <p>Dans le cas laminaire-turbulent ($Re_{ls} < 2000, Re_{gs} > 2000$) :</p> $C = 0,001 * Re^{0,59} * Su_{go}^{0,19} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,36}$	$d_h : [0,424; 6,22 \text{ mm}]$ Rectangulaire, circulaire Horizontal, vertical (ascendant, descendant)	[53; 1403]	R-22, R-134a, R12, R-410A, R404a, CO2, methane, R245fa, R134a, R1234yf, R1234ze(E), FC-72 $Pr : [0,04; 0,91]$ $Re : [276 ; 89\ 798]$ x : [0 ; 100%]

	<p>Dans le cas laminaire-laminaire ($Re_{ls} < 2000$, $Re_{gs} < 2000$) :</p> $C = 3,5E - 5 * Re^{0,44} * Su_{go}^{0,5} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,48}$ <p>Pour $Re_{ls} < 1250$, $We^* = 2,45 * \frac{Re_{gs}^{0,64}}{Su_{go}^{0,3} * (1 + 1,09 * X_{tt}^{0,039})^{0,4}}$</p> <p>Pour $Re_{ls} > 1250$, $We^* = 0,85 * \frac{Re_{gs}^{0,79} * X_{tt}^{0,157}}{Su_{go}^{0,3} * (1 + 1,09 * X_{tt}^{0,039})^{0,4}} * \left[\left(\frac{v_G}{v_L} \right) * \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^2 \right]^{0,084}$</p> $f_k * Re_{ks} = 24 * (1 - 1,355 * \beta + 1,946 * \beta^2 - 1,7012 * \beta^3 + 0,9564 * \beta^4 - 0,2537 * \beta^5)$ <p>k = l ou g</p>			
Shah (2016b)	<p>cf. Tableau (annexes) 2</p> <p>Mode 1</p> $h = h_l$ <p>Mode 2</p> $h_{TP} = h_l + h_{Nu}$ <p>Mode 3</p> $h = h_{Nu}$ <p>Avec</p> $h_l = h_{LT} * \left[1 + 1,128 * x^{0,817} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,3685} * \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0,2363} * \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2,144} * Pr_L^{-0,1} \right]$ <p>ou (canaux verticaux)</p> $h_l = h_{LO} * \left(1 + \frac{3,8}{Z^{0,95}} \right) * \left(\frac{\mu_L}{14 * \mu_G} \right)^{(0,0058 + 0,557 * p_r)}$ $h_{Nu} = 1,32 * Re_{LO}^{-\frac{1}{3}} * \left(\frac{\rho_L * (\rho_L - \rho_G) * g * k_L^3}{\mu_L^2} \right)^{\frac{1}{3}}$ $h_{LT} = 0,023 * Re_{LT}^{0,8} * Pr_L^{0,4} * \frac{k_L}{D}$ $Z = \left(\frac{1}{x - 1} \right)^{0,8} * p_r^{0,4}$	<p>d_h : [0,1 ; 49 mm]</p> <p>Circulaire, carré, rectangulaire, demi-cercle, triangle, canaux simples ou multicanaux</p> <p>Rapport d'aspect : [0,14 ; 13,9]</p>	<p>[20;140 0 kg/m²/s]</p>	<p>Eau, R22, R32, R134a, R152a, R245fa, R410a, R1234fa, R1234ze(E), butane, propane, CO2, FC-72</p> <p>Pression réduite: [0,0055;0,942]</p> <p>Tsat: [21;310°C]</p> <p>Vitesse vapeur: [3;300m.s-1]</p> <p>Rel : [121 ; 20 367]</p> <p>Reg : [2712 ; 161 262]</p> <p>Bo : [0,033;29,4]</p> <p>We : [5 ; 8 108]</p> <p>X=[2 ;99%]</p>
Jige et al. (2016)	$Nu = \xi * Nu_{An} + (1 - \xi) * Nu_{LS}$ $Nu_{An} = (Nu_{An,F}^3 + Nu_{An,S}^3)^{1/3}$ $Nu_{An,S} = 0,51 * \left(\frac{\rho_L * \Delta h_{fg} * \sigma * d}{\lambda_L * \mu_L * (T_s - T_w)} \right)^{0,25}$	<p>d_h : [0,85 ; 1,1 mm]</p> <p>Multicanaux, rectangulaires</p>	<p>[100; 500]</p>	<p>R134a, R32, R1234ze(E)</p> <p>Tsat: [40;60°C]</p>

	$Nu_{An,F} = \frac{\phi_{VO}}{1-\chi} \sqrt{\frac{\rho_L f_{VO}}{\rho_v}} * Re_L^{0,5} * (0,6 + 0,06 * Re_L^{0,4} * Pr_L^{0,3})$ $\phi_{VO} = \sqrt{\frac{x^{1,8} + (1-x)^{1,8} * \frac{\rho_v f_{LO}}{\rho_L f_{VO}} + 0,65 * x^{0,68} * (1-x)^{1,43} * \left(\frac{\rho_v}{\rho_L}\right)^{0,75} * \left(\frac{\mu_L}{\mu_v}\right)^{1,25}}{}}$ $\xi = \frac{L_{VP}}{L_{VP} + L_{LS}} * \frac{A_{VP}}{A_w} = \frac{x}{x + (1-x) * \frac{\rho_v}{\rho_L}}$ $Nu_{LS} = \frac{\frac{f_l}{2} * (Re_L - 1000) * Pr_L}{1 + 12,7 * \sqrt{\frac{f_l}{2}} * \left(Pr_L^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \text{ si } Re_L \geq 2000$ $Nu_{LS} = 8,23 * (1 - 1,891 * \beta + 2,220 * \beta^2 - 0,894 * \beta^3) \text{ si } Re_L < 2000$		
--	--	--	--

Tableau (annexes) 1 : Revue des principales corrélations et de leur domaine d'application pour des canaux de toutes formes et de toute orientation.

Partie 2. Le modèle de Shah (2016b) pour la condensation dans des canaux conventionnels et dans des mini/micro canaux, lien avec le type d'écoulement

Nous reprenons ici le modèle proposé par Shah (2016b) pour des canaux verticaux, avec un écoulement descendant. Shah différencie trois régimes d'écoulements et donc trois régimes de transfert thermique pour lesquels le critère de passage et les équations du coefficient d'échange sont donnés dans le Tableau (annexes) 2.

	Type d'écoulement	Coefficient d'échange	Critère de passage
Mode I	Intermittent, annulaire, fines gouttelettes (brouillard)	$h_{TP} = h_I$	$We_{GT} > 100$ & $J_g > \frac{1}{2,4 \cdot Z + 0,73}$
Mode II	ondulé	$h_{TP} = h_I + h_{Nu}$	Ni le régime I, ni le régime III
Mode III	Stratifié (cas d'un canal horizontal)	$h_{TP} = h_{Nu}$	$We_{GT} > 20$ & $J_g \leq 0,89 - 0,93 \cdot \exp(-0,087 \cdot Z^{-1,17})$

Tableau (annexes) 2 : Lien entre les corrélations et le type d'écoulement dans le modèle de Shah *et al.* (2016b).

Les équations 5.1 à 5.9 définissent les différents éléments du Tableau (annexes) 2. Les équations 5.1 à 5.3 définissent ainsi respectivement le paramètre Z, la vitesse adimensionnée de la phase vapeur et le nombre de Weber de toute la phase vapeur.

$$Z = \left(\frac{1}{x - 1} \right)^{0,8} \cdot p_r^{0,4} \quad 5.1$$

$$J_g = \frac{x \cdot G}{(g \cdot D \cdot \rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G))^{0,5}} \quad 5.2$$

$$We_{GT} = \frac{G^2 \cdot D}{\rho_G \cdot \sigma} \quad 5.3$$

Les équations 5.4 à 5.7 définissent les différents coefficients d'échange thermique correspondant aux différents types d'écoulements. Le coefficient h_I est défini par l'une des deux équations 5.4 et 5.5, qui reprennent deux versions différentes de la corrélation de Shah. L'équation 5.4 correspond à une version légèrement modifiée de la corrélation de Shah (1979). Cette corrélation semble être meilleure que celle décrite dans l'équation 5.5 pour les

écoulements verticaux, dans des canaux de toutes tailles (Shah, 2016b). Le coefficient d'échange h_{Nu} est ensuite défini par l'équation 5.6, et le coefficient h_{LT} est défini par l'équation 5.7.

$$h_I = h_{LT} \cdot \left(1 + \frac{3,8}{Z^{0,95}}\right) \cdot \left(\frac{\mu_L}{14 \cdot \mu_G}\right)^{(0,0058+0,557 \cdot p_r)} \quad 5.4$$

$$h_I = h_{LT} * \left[1 + 1,128 * x^{0,817} * \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0,3685} * \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0,2363} * \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{2,144} * Pr_L^{-0,1} \right] \quad 5.5$$

$$h_{Nu} = 1,32 * Re_{LO}^{-\frac{1}{3}} * \left(\frac{\rho_L * (\rho_L - \rho_G) * g * k_L^3}{\mu_L^2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad 5.6$$

$$h_{LT} = 0,023 * Re_{LT}^{0,8} * Pr_L^{0,4} * \frac{k_L}{d_h} \quad 5.7$$

Il est par ailleurs à noter que dans l'étude de Shah (2016b), le diamètre hydraulique est déterminé de deux manières différentes en fonction de l'application :

- Diamètre hydraulique classique (par exemple présenté dans l'étude de Jige *et al.*, 2016) utilisé pour le calcul du nombre de Weber :

$$d_h = \frac{4 \cdot A}{P} \quad 5.8$$

- Diamètre hydraulique spécifique (Shah, 2016a), calculé sur le périmètre de la zone de transfert thermique, et utilisé dans toutes les autres équations.

$$d_{hp} = \frac{4 \cdot A}{P_{with\ heat\ transfer}} \quad 5.9$$

Annexe 2 : Revue expérimentale des méthodes de mesure et d'estimation des flux thermiques et coefficients d'échange locaux lors de la condensation en film

Cette annexe est la traduction de l'article publié lors du Congrès de l'IIR 2019 à Montréal, Canada (Crémieux et al., 2019) (Parties 1 à 3). Quelques additions ont été faites au texte original, en particulier concernant l'application de cette revue au banc d'essai (Partie 4).

Un certain nombre de revues bibliographiques ont été publiées sur la condensation en film. Cavallini *et al.* (2003) se sont notamment intéressés à la condensation à l'intérieur et à l'extérieur de tubes lisses et revêtus, donnant des conseils sur les types d'échangeurs à utiliser en fonction des conditions expérimentales. Dalkilic & Wongwises (2009) se sont également penchés sur la condensation en tubes lisses et revêtus, mais aussi sur l'orientation des tubes et les réfrigérants généralement utilisés. Ils ont également ajouté une revue sur les taux de vide, types d'écoulement et pertes de charge. Huang *et al.* (2015), quant à eux, se sont particulièrement intéressés à la condensation en présence d'incondensables, présentant à la fois des modèles théoriques et des résultats expérimentaux, avec une petite étude sur la condensation en gouttes. Pour la condensation en film, ces auteurs ont différencié deux catégories de modèles : des modèles semi-théoriques, utilisant des paramètres déterminés expérimentalement, et des modèles purement théoriques, fondés sur les trois lois de la conservation (masse, moment et énergie). Awad *et al.* (2014) ont plutôt abordé dans leur revue les questions de nature du fluide, orientation de la section de test, de conditions d'expérimentation (flux massique, température de saturation, ...), de géométries et tailles des canaux. Dorao & Fernandino (2017) se sont davantage concentrés sur les nombres adimensionnels permettant de décrire l'écoulement en condensation à fort flux massique. Ils ont également présenté un nouveau modèle utilisant les nombres de Prandtl et Reynolds équivalents pour déterminer le nombre de Nusselt.

Toutes ces revues bibliographiques prennent en compte différents aspects de la condensation en film, cependant, aucune d'elles ne présente en détail les différentes techniques expérimentales utilisées dans les articles cités pour déterminer le flux et les coefficients d'échange. C'est pourquoi nous tenterons de donner dans ce chapitre quelques clés sur les techniques expérimentales de mesure de flux et de coefficients d'échange thermiques lors de la condensation en film, afin de conclure sur la méthode la plus adaptée à notre cas d'étude. Comme un coefficient d'échange est un ratio entre un flux et une différence de température entre la paroi et le fluide, nous présenterons une première partie sur le flux, puis nous aborderons la mesure de cette différence de température, pour finir sur le choix réalisé pour notre banc expérimental.

Partie 1. Estimation du flux thermique

Selon les études, il peut être pertinent de mesurer soit des flux locaux, soit un flux global. Un flux global est plus facile à déterminer, mais ne donne aucune indication sur la répartition du flux et ne peut donc pas être corrélé avec des informations locale comme les types d'écoulement. Au contraire, obtenir des flux locaux est plus exigeant techniquement (risque de perturbation du flux thermique, altération de la surface, ...), mais offre une meilleure possibilité de compréhension du phénomène physique.

Le flux global est généralement obtenu via un bilan général sur le fluide du côté condensation.

Le flux local peut expérimentalement être déterminé en utilisant deux méthodes différentes : soit une estimation du flux dans la paroi, soit une estimation de ce flux via les conditions limites. Il est toutefois conseillé, lorsque cela est possible, de vérifier la cohérence des valeurs locales par une estimation du flux global.

I. ESTIMATION DU FLUX THERMIQUE DANS LA PAROI

a. Utilisation de fluxmètres

La manière la plus simple pour mesurer un flux thermique est d'utiliser des fluxmètres, qui sont généralement intégrés à la paroi (Koyama *et al.*, 2003; Singh *et al.*, 2017) (Figure (annexes) 1).

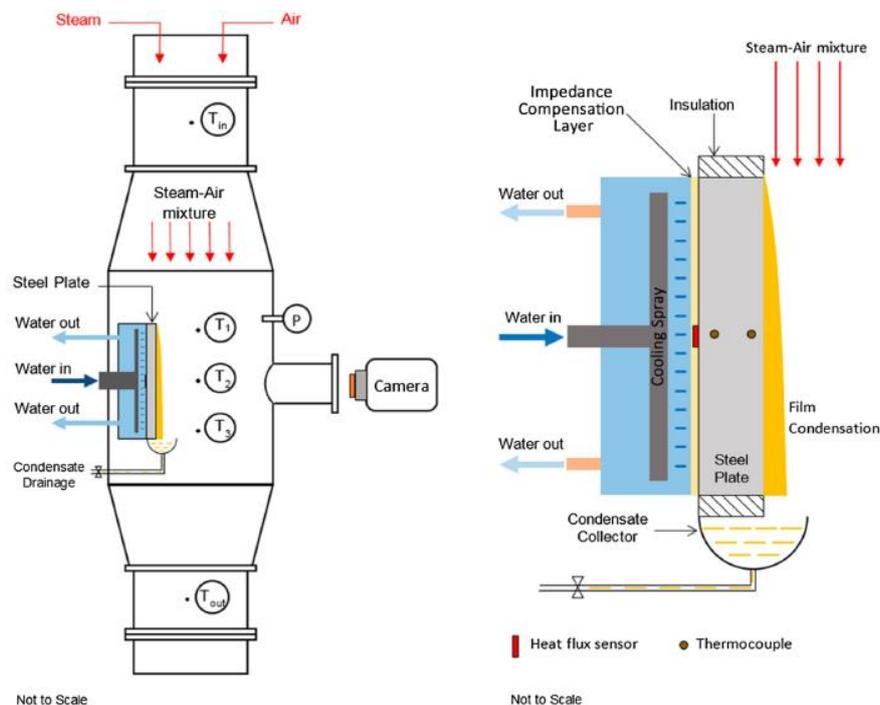


Figure (annexes) 1: Utilisation d'un fluxmètre lors de l'étude de la condensation en film.
Image tirée de Singh *et al.* (2017).

Il est important de choisir soigneusement la localisation des fluxmètres. En effet, leur présence peut affecter le flux local et donc provoquer une erreur de mesure. Comme expliqué par

Trethowen (1986), les caractéristiques du flux thermique autour d'un fluxmètre dépendent à la fois de la distribution des écoulements thermiques dans la structure et aussi des conditions de surface sur et autour du fluxmètre. Le Tableau (annexes) 3 donne quelques valeurs d'erreurs liées à la présence du fluxmètre, lors de la mesure de flux. Ces erreurs sont principalement dues au fait que le flux thermique passe préférentiellement autour plutôt qu'à travers ce capteur, à cause d'une résistance thermique plus grande de ce capteur par rapport à son environnement (Singh *et al.*, 2017, Yadav *et al.*, 2018). Ces erreurs proviennent également de ce que les fuites de bord autour du capteur ne sont pas mesurées. Plusieurs paramètres, tels que l'épaisseur du fluxmètre, ont également un impact. Trethowen (1986) propose donc dans son article plusieurs méthodes générales pour réduire et stabiliser ces erreurs de mesure. Il est par exemple possible d'augmenter la taille du capteur, ou la résistance thermique de la paroi. Singh *et al.* (2017) propose dans cette même idée d'utiliser un fluxmètre ayant une impédance similaire à celle de la paroi, afin de réduire les effets d'intrusion ; ou alors d'appliquer une couche supplémentaire, par exemple en Kapton, tout autour du fluxmètre.

Auteur	Estimation de l'erreur	Causes d'erreurs	Remarques
Singh <i>et al.</i> (2017)	1. <u>Dans sa revue bibliographique</u> Evaluation de Wright <i>et al.</i> (1983) : ~25%	Diverses résistances thermiques	Pas d'indication sur la valeur du flux thermique
	2. <u>Dans sa propre étude</u> Diminution du flux thermique dans l'épaisseur de la paroi à cause de la présence du fluxmètre : - De 0 à 60% (fluxmètre encastré à l'avant de la paroi) - De 0 à 100% (fluxmètre encastré à l'arrière de la paroi)	- Fluxmètre non calibré - Ratio entre l'épaisseur de la paroi et l'épaisseur du fluxmètre - Matériau de la paroi	Simulation numérique Flux thermique de 90 kW/m ²
Trethowen (1986)	Valeurs d'erreurs de mesure prédites de 0.66% à 88% (Fluxmètres montés sur la surface)	- Diverses résistances thermiques (résistance de surface, résistance thermique totale de la structure, ...) - Conductivité et épaisseur de la couche supérieure de la paroi - Longueur du fluxmètre	Simulation numérique Flux thermique de 4-70 W/m ²

Tableau (annexes) 3 : Quelques erreurs liées à la présence d'un fluxmètre, lors de la mesure de flux.

La question de la localisation du capteur et de son montage est également essentielle. Selon une étude récente menée par Singh *et al.* (2017), il est préférable d'encastrer le fluxmètre directement à l'arrière de la paroi (Figure (annexes) 2). En effet, encastrer le capteur permet de limiter son impact sur l'écoulement (création de courants et turbulences). Cependant cette

méthode ne permet pas de s'affranchir de la résistance thermique de contact. L'impact, sur les conditions limites, d'un fluxmètre encastré dans une paroi est plus important pour un écoulement laminaire que turbulent, car ce dernier est plus instable et chaotique. Par ailleurs, le montage du fluxmètre à l'arrière de la paroi induit un délai, qui doit être ajouté au temps de réponse du capteur lui-même. Cette méthode ne peut donc être utilisée qu'en régime quasi-permanent. Il est également bon de noter que le montage à l'arrière de la paroi implique une plus forte diminution du flux thermique à travers la paroi, ce qui entraîne une augmentation des erreurs de mesure (Tableau (annexes) 3).

Une solution qui permettrait d'améliorer à la fois l'efficacité et la précision du capteur est l'étalonnage de ce dernier dans les conditions expérimentales (Singh *et al.*, 2017 ; Yadav *et al.*, 2018). Malheureusement, aucun article ne donne d'estimation de l'impact d'un tel étalonnage sur les erreurs de mesure.

Il est également à noter qu'un fluxmètre ne mesure que des flux unidirectionnels. Cette hypothèse doit donc absolument être vérifiée dans le cadre de l'expérience.

Dans les articles présentés dans ce paragraphe, les flux mesurés varient entre 20 et 88 kW.m⁻², et les coefficients d'échange entre 12 et 15 kW.m⁻².K⁻¹.

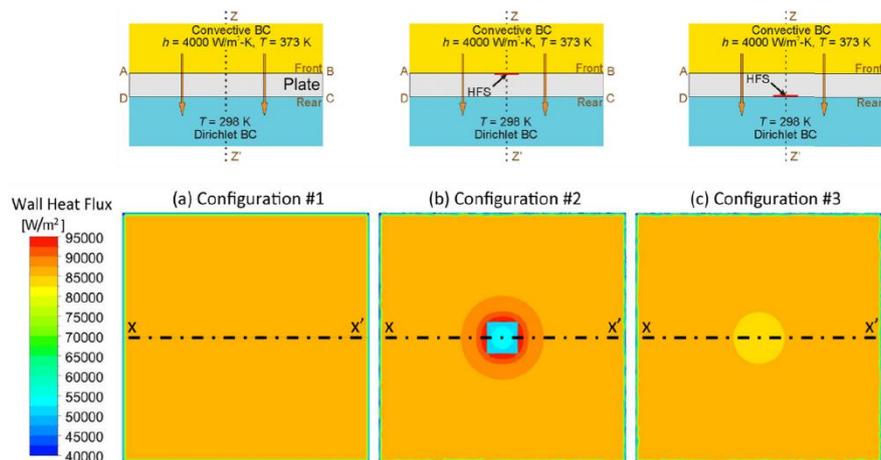


Figure (annexes) 2 : Haut : trois montages comparés par Singh *et al.* (2017), sans fluxmètre (a), avec un fluxmètre encastré en avant de la paroi (b), avec un fluxmètre encastré à l'arrière de la paroi (c). Bas : vue du dessus de la plaque, pour les trois configurations, avec une échelle de couleur permettant de comprendre la répartition du flux sur la face avant de la paroi, dans les trois cas de figure. Il s'agit de résultats numériques.

b. Utilisation de capteurs de température

La seconde méthode permettant d'estimer un flux thermique est la mesure de température en un ou plusieurs points de la paroi. Les capteurs de température utilisés sont généralement des thermocouples. Le flux thermique est ensuite déduit de ces données grâce à une méthode

inverse. La plupart des articles simplifient souvent cette méthode en faisant l'hypothèse d'un régime permanent. Un seul article porte sur l'étude du régime transitoire.

Les articles présentés dans ce paragraphe annoncent des flux compris entre 4 et 1000 kW.m⁻² (les flux les plus importants sont obtenus dans des micro-canaux), avec des incertitudes comprises entre ± 3,8% et ± 16%. Les coefficients d'échange sont estimés entre 0,5 et 27 kW.m⁻².K⁻¹, avec des incertitudes comprises entre ± 3,6% et ± 21%.

Mesures de flux locaux en régime permanent

Lors de l'étude d'un phénomène de condensation en film établi depuis un certain temps, la plupart des auteurs font l'hypothèse du régime permanent (par exemple : Akaki *et al.*, 1995 ; Al-Zaidi *et al.*, 2018 ; Lee *et al.*, 2006). Cela permet entre autres d'utiliser une version simplifiée de l'équation de la chaleur. Cependant, cette hypothèse impose quelques contraintes expérimentales, notamment d'attendre l'établissement du régime permanent pour les conditions de test, avant toute acquisition de données. Ce temps est par exemple évalué à 5mn dans l'étude de Xu *et al.* (2016), pour des fluctuations inférieures à 5% de la valeur mesurée. Il est tout de même à noter que l'hypothèse du régime permanent ne permet pas de prendre en compte des phénomènes instables locaux.

Dans les articles présentés ici, l'hypothèse du flux unidirectionnel est toujours posée. Le flux thermique est alors déduit de la conductivité thermique du matériau de la paroi, de la distance entre thermocouples et du gradient de température.

Afin d'estimer ce gradient, la solution la plus commune consiste à mesurer une différence de température entre deux thermocouples. Plusieurs auteurs, tel que Al-Zaidi *et al.* (2018) utilisent un montage simple avec deux rangées de thermocouples (Figure (annexes) 3)

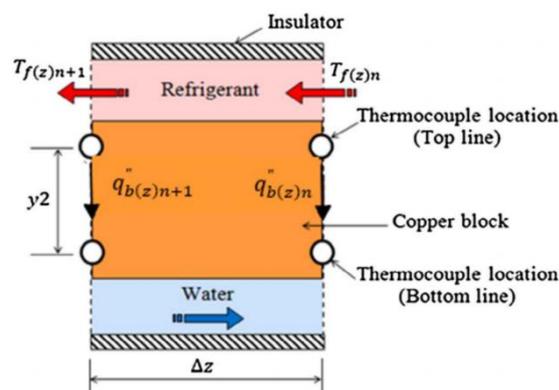


Figure (annexes) 3: Schéma typique de mesures de flux dans une paroi solide, en utilisant deux lignes de thermocouples (Al-Zaidi *et al.*, 2018).

La principale source d'incertitude de cette méthode est très généralement liée à la mesure de température (Wu & Vierow, 2006 ; Akaki *et al.*, 1995). Cependant, cette conclusion dépend bien sûr de chaque cas d'étude : épaisseur de la paroi, distance entre les sondes, taille des sondes, précision et étalonnage de ces sondes, ... Il est également un autre point à souligner : une sonde de température mesure la température de son extrémité sensible. Lors de l'insertion

d'une sonde dans un milieu, en particulier un milieu solide, tout doit être mis en œuvre pour que l'extrémité sensible de la sonde soit réellement à la température du solide. Un excellent contact thermique doit donc être assuré entre la sonde et le solide.

Une méthode très innovante, utilisant des thermocouples a également été décrite par Shin & Kim (2004). Cette technique permet d'estimer un flux thermique, lors de condensation en tube, pour des débits massiques et des taux de dissipation de chaleur très faibles. Leur banc d'essai utilise deux tubes en cuivre parallèles, tous deux refroidis par le même fluide. Dans le premier tube, un réfrigérant se condense, en écoulement horizontal. Dans le second tube, une résistance électrique variable, expérimentalement réglée pour fournir le même flux que le réfrigérant du premier tube (par comparaison de température). Cette méthode permet de régler très simplement le flux. Cela permet de s'affranchir de toute contrainte généralement liée à l'utilisation d'un fluide secondaire qui doit être bien connu. Cela permet aussi d'avoir de faibles taux de dissipation (jusqu'à 0.75W). Cette méthode est également très précise. En effet, un test préliminaire, réalisé avec une résistance dans chacun des deux tubes, a donné une erreur maximale de 2,6% entre la valeur de la deuxième résistance et la valeur calculée selon la méthode décrite dans l'article.

Mesures de flux locaux en régime transitoire

Comprendre le comportement transitoire d'un système est essentiel pour la compréhension globale d'un phénomène. Le flux en régime transitoire peut par exemple être estimé en utilisant des données provenant d'un ou deux thermocouples, et d'un algorithme d'inversion (Inverse Heat Conduction Method). Dans son article, Yadav *et al.* (2018) présentent trois méthodes différentes. La première utilise des données provenant d'un thermocouple localisé dans la paroi, avec des conditions aux limites connues. La seconde utilise un thermocouple pour le processus d'inversion et les conditions limites sont déduites de l'historique d'un second thermocouple. La dernière méthode la paroi comme un solide semi-infini et utilise les données d'au moins un thermocouple. Les résultats montrent que la méthode utilisant deux thermocouples est plus fiable que celle n'en utilisant qu'un. En effet, cette dernière fait l'hypothèse que la température est constante sur la face arrière, ce qui n'est pas vérifié dans leur cas d'étude. Le modèle « deux thermocouples » est aussi plus robuste et modulable.

Une autre conclusion de ces auteurs est également intéressante à noter, puisque ces auteurs ont comparé leurs résultats avec ceux d'un thermocouple positionné à l'arrière d'une paroi sur laquelle se condense un fluide. Ils ont observé un délai lors de l'établissement du régime permanent. Un fluxmètre monté à l'arrière de la paroi n'est donc pas conseillé pour capturer des phénomènes transitoires.

II. ESTIMATION DU FLUX THERMIQUE A PARTIR DES CONDITIONS AUX LIMITES

a. Utilisation de modules thermoélectriques

Avec l'objectif de contrôler le flux fourni au fluide se condensant, plusieurs auteurs se sont intéressés aux modules thermoélectriques (Baird *et al.*, 2003 ; Tiwari, 2011). Cette solution permet en effet de contrôler le flux, via la puissance électrique fournie aux modules (équivalent aux résistances chauffantes utilisées lors de l'étude de la vaporisation). Un des challenges de cette méthode consiste à évacuer la chaleur produite par les modules, sur leur côté chaud. Cela peut être fait en utilisant un dissipateur thermique (Tiwari, 2011). Cela permet également d'améliorer l'efficacité du module en minimisant la différence de température entre ses deux faces opposées (Baird *et al.*, 2003). Sur la face froide, un dissipateur thermique n'est pas nécessaire, puisque la condensation est déjà l'un des meilleurs moyens connus pour dissiper de l'énergie. Cependant, il peut être nécessaire d'homogénéiser la température, en utilisant par exemple une plaque en aluminium (Tiwari, 2011), ou en cuivre (Baird *et al.*, 2003).

Une des limites de cette solution est présentée par Baird *et al.* (2003). Lorsque la différence de température entre leurs deux faces opposées augmente, l'efficacité des modules thermoélectriques diminue. Pour un module donné, il existe une température limite au-delà de laquelle ce module ne peut plus produire le flux désiré. Les auteurs décrivent donc comment, dans leur étude à flux constant, à cause de faibles coefficients d'échange dans la zone où la fraction massique de vapeur est très faible (inférieure à 0,2), le flux thermique était bien inférieur à celui attendu.

Par ailleurs, si cette solution est bien adaptée à petite échelle, à échelle industrielle, elle est plus difficilement réalisable. En effet, les modules ont généralement des puissances de l'ordre de 100 W.

L'incertitude associée à l'étalonnage des modules, dans l'étude de Baird *et al.* (2003), est inférieure à 5%. Cela donne une incertitude sur l'estimation du flux local inférieure à 10%, pour un flux thermique compris entre 15 et 110 kW.m⁻².

b. Bilan sur le fluide secondaire

L'utilisation d'un fluide secondaire monophasique peut offrir une solution simple et pratique pour l'estimation du flux thermique. En effet, les phénomènes de transferts thermiques monophasiques sont bien connus. Le principe de cette méthode consiste à mesurer le débit du fluide secondaire, ainsi que ses températures d'entrée et de sortie. Connaissant sa capacité thermique massique, il est alors possible d'en déduire le flux. Cette méthode peut être utilisée pour mesurer des flux thermiques moyens sur toute la section de test (température connue seulement en entrée et sortie de la section - Dalkilic *et al.*, 2009 ; Fan *et al.*, 2018; Han *et al.*, 2003; Longo *et al.*, 2004), des flux moyens sur des sous-sections de l'échangeur (température connue en plusieurs points le long de la section - Rahman *et al.*, 2018; Sarraf *et al.*, 2015), et des flux locaux (température connue tout le long de la section - Matkovic *et al.*, 2009; Peterson

et al., 1997). Il est à noter cependant, que la chaleur latente en condensation étant très élevée, cela nécessite un débit souvent important de fluide secondaire. Cette méthode n'est donc pas utilisable dans tous les cas expérimentaux.

Les articles présentés dans ce paragraphe annoncent des flux compris entre 4,7 et 110 kW.m⁻², avec des incertitudes comprises entre ± 4% et ± 10%. Les coefficients d'échange sont estimés entre 0,7 et 30 kW.m⁻².K⁻¹, avec des incertitudes comprises entre ± 4,3% et ± 27%).

Park *et al.* (2011) soulignent dans leur étude une limite de cette méthode. Si la différence de température entre l'entrée et la sortie de la section est faible, les incertitudes sur le flux thermique peuvent être assez élevées, à cause d'un ratio plus élevé des erreurs de mesure sur les valeurs de mesure.

Sarraf *et al.* (2015) ont également utilisé cette méthode, estimant la température du fluide secondaire en plusieurs localisations. Contrairement à la plupart des autres études, la température n'était pas estimée via des thermocouples, mais à l'aide d'infrarouges. Cette méthode, bien que peut intrusive et très intéressante à mettre en œuvre, n'est cependant pas applicable à des températures cryogéniques. Le flux thermique est ensuite calculé en multipliant le débit massique par la différence d'enthalpie entre l'entrée et la sortie de chaque sous-section (une sous-section correspondant ici à une zone comprise entre deux points consécutifs de mesure de température). Rahman *et al.* (2018) ont par exemple déterminé cette enthalpie à l'aide d'une méthode itérative. Quelques auteurs, tel que Rahman *et al.* (2018), ont également pris en compte les pertes thermiques dans leur calcul du flux thermique. Le flux thermique local est pondéré par le ratio de la chaleur fournie par le réfrigérant sur la chaleur sensible gagnée par le fluide secondaire sur l'ensemble de l'échangeur. Une estimation de la dissipation thermique peut aussi être ôtée du flux thermique de la section.

Les auteurs intéressés par la mesure locale de flux (par exemple : Matkovic *et al.*, 2009; Peterson *et al.*, 1997) ont utilisé une méthode légèrement différente. Afin d'obtenir un profil de température en chaque point de l'échangeur, la température du fluide secondaire obtenue par des mesures en plusieurs points, a ensuite été interpolée. Quelques-uns, comme Matkovic *et al.* (2009), l'ont interpolé avec une fonction polynomiale, tandis que Peterson *et al.* (1997) ont implémenté une méthode un peu plus complexe, utilisant des facteurs de profil de température dépendant de la température et des débits.

Partie 2. Estimation du coefficient d'échange

Une fois le flux estimé à l'aide de l'une des méthodes présentées précédemment, le coefficient d'échange peut être estimé en utilisant soit des mesures ou estimations de température du fluide et de la paroi, soit des estimations du coefficient d'échange du fluide secondaire.

I. MESURES DES TEMPERATURES DE PAROI ET DU FLUIDE

a. Mesure de la température du fluide

Trois méthodes ont été présentées par les différents auteurs, pour mesurer la température du fluide : mesure directe dans le passage condensation (Akaki *et al.*, 1995; Lee *et al.*, 2006; Rahman *et al.*, 2018) ; estimation à partir de mesure de pression (Al-Zaidi *et al.*, 2018; Matkovic *et al.*, 2009; Oh & Revankar, 2005b; Ohira, 2001); ou estimation à partir de la fraction massique de vapeur si le débit gaz est considéré constant (Peterson *et al.*, 1997).

Il est à noter que les auteurs prennent généralement une ou maximum deux mesures de température dans le fluide. Lorsque la température est directement mesurée, des précautions doivent être prises, comme par exemple d'effectuer cette mesure en amont du condenseur, afin de ne pas perturber l'écoulement (Ohira, 2001). Cependant, prendre une valeur locale de la température peut entraîner des erreurs importantes si la température et les propriétés de l'écoulement varient de manière significative (Peterson *et al.*, 1997). C'est pour cela que certains auteurs (Fan *et al.*, 2018; Koyama *et al.*, 2003) prennent une valeur moyenne entre une valeur mesurée en entrée, une valeur mesurée en sortie, et éventuellement des valeurs mesurées dans le condenseur.

La pression de saturation est souvent mesurée en entrée et en sortie du condenseur et estimée entre les deux en utilisant des corrélations usuelles. Ces corrélations prennent en compte les pertes de charge statiques, les pertes de charge dynamiques et les pertes de charge frictionnelles. Le taux de vide peut être calculé en utilisant, par exemple, les équations de Rouhani & Axelsson, et les pertes de charge par friction peuvent être déduites de l'équation de Lockhart-Martinelli.

b. Mesure de la température de paroi

La température de paroi peut être mesurée directement à sa surface, en un ou plusieurs points (par exemple Fan *et al.*, 2018). Cependant, afin de ne pas perturber l'écoulement côté condensation, la température de la paroi côté condensation est souvent déduite, connaissant le flux thermique, d'une mesure réalisée sur la face arrière, ou à l'intérieur même de la paroi (Al Zaidi *et al.*, 2018; Matkovic *et al.*, 2009; Rahman *et al.*, 2018). Pour cette estimation, les auteurs font généralement l'hypothèse d'un flux unidimensionnel, en régime permanent. Il est par ailleurs intéressant de noter que cette hypothèse de régime permanent est surtout adaptée pour des expériences pour lesquelles il est possible d'avoir un sous-refroidissement de paroi important. En effet, plus le sous-refroidissement est fort, plus l'impact des incertitudes de mesure sera négligeable.

II. COEFFICIENT D'ÉCHANGE THERMIQUE DU FLUIDE SECONDAIRE CONNU

En vue d'estimer des coefficients d'échanges moyens, il est possible d'utiliser une méthode dans laquelle le coefficient d'échange global, ainsi que le coefficient d'échange du fluide secondaire sont connus. Ce coefficient d'échange global est défini comme étant le produit du flux thermique et de la différence logarithmique de température. Cette méthode simplifiée repose sur de nombreuses hypothèses : les pertes thermiques sont considérées comme étant négligeables, la capacité thermique massique du fluide et les coefficients d'échange sont constants le long de la section.

Le coefficient d'échange global prend en compte différents transferts thermiques : la convection entre le fluide secondaire et la paroi, la conduction dans la paroi et la condensation. La résistance d'encrassage est habituellement négligée. La résistance thermique de la paroi dépend de l'épaisseur et de la conductivité thermique de la paroi. Cette résistance est parfois négligée devant la convection (Han *et al.*, 2003).

Le coefficient d'échange du fluide secondaire est estimé en utilisant soit des corrélations issues de la littérature (Tableau (annexes) 4), soit des corrélations obtenues lors de précédentes expériences (Oh & Revankar, 2005b). Han *et al.* (2003) utilisent par exemple des résultats obtenus précédemment, en monophasique. D'autres auteurs, tels que Longo *et al.* (2004), ont opté pour la méthode « Wilson plot », lors de tests spécifiques. Longo *et al.* (2004) ont également adopté une variante de cette technique, prenant en compte les effets de modification des propriétés du fluide.

Auteurs	Corrélation	Equation utilisée dans l'article	Domaine de validité	Remarques
Ewald & Perroud, (1971)	Kutateladze	$h = 0.811 \cdot q^{0.598} \text{ pour l'hydrogène}$ $h = 0.275 \cdot q^{0.593} \text{ pour l'azote}$	-	Pression atmosphérique
Guo <i>et al.</i> (2015)	Gnielinski	$Nu = \frac{\left(\frac{f}{2}\right) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12.7 \cdot \left(\frac{f}{2}\right)^{0.5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \left(\frac{\mu_{bulk}}{\mu_w}\right)^{0.14}$ <p style="text-align: center;">Avec $f = (1.58 \cdot \ln Re - 3.28)^{-2}$ pour des tubes lisses</p>	$3000 < Re < 5 \cdot 10^6$ $0.5 \leq Pr \leq 2000$	-
Shon <i>et al.</i> (2018)	Longo <i>et al.</i>	$Nu = 0.277 \cdot Re^{0.766} \cdot Pr^{0.333}$	$200 \leq Re \leq 1200$ $5 \leq Pr \leq 10$	-

Chen & Wu (2018)	Sieder-Tate	$Nu = STC \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{0.14}$ <p>Avec $STC = 0.027$ pour des tubes lisses et $STC = 0.0825$ pour des tubes développés</p>	$Re_D \geq 10\,000$ $0.7 \leq Pr \leq 16700$ $\frac{L}{D} \geq 10$	-
Chen & Wu (2018)	Petukhov & Popov	$Nu = \frac{\left(\frac{f}{2}\right) \cdot Re \cdot Pr}{1.07 + 12.7 \cdot \left(\frac{f}{2}\right)^{0.5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)}$ <p>Avec $f = 0.078 \cdot Re_D^{-1/4}$</p>	$4000 \leq Re_D \leq 5 \cdot 10^6$ $0.5 \leq Pr \leq 10^6$	Meilleure corrélation (à 5% près)

Tableau (annexes) 4 : Diverses corrélations utilisées pour estimer le coefficient d'échange du fluide secondaire.

Il est intéressant de noter, comme le soulignent Ewald & Perroud (1971), que si le coefficient d'échange du fluide secondaire est supérieur au coefficient d'échange global, ce qui est le cas dans leur étude (fluide secondaire en ébullition), une erreur sur le coefficient du fluide secondaire aura un impact réduit sur le coefficient du fluide en condensation.

Partie 3. Conclusions

Le flux thermique peut être déterminé soit grâce à une mesure de la différence de température dans la paroi, soit par les conditions limites, soit par un bilan sur la totalité de la section de test. Le choix de méthode ne dépend pas de la valeur du flux thermique ou du coefficient d'échange, mais de contraintes expérimentales propres à chaque étude (par exemple le sous-refroidissement de la paroi). Les coefficients d'échange côté condensation sont ensuite déduits de ce flux et de mesure de la différence de température entre la paroi et le fluide, ou à partir du coefficient d'échange du fluide secondaire. La méthode la plus précise est bien sur celle prenant en compte la différence de température entre la paroi et le fluide.

Afin de réduire les incertitudes de mesure, plusieurs résolutions pratiques peuvent être prises. Quelques-unes ont été présentées dans cette revue. Il est par exemple recommandé de s'assurer du bon contact thermique entre la paroi et les sondes de température ou d'utiliser des fluxmètres ayant une impédance similaire à celle de la paroi, ou encore de monter les fluxmètres à l'arrière de la paroi. On peut également citer d'autres méthodes permettant de réduire les incertitudes, comme par exemple, l'étalonnage des thermocouples dans les conditions expérimentales, une vérification de la température et de la pression dans les conditions de saturation, et une vérification de l'équilibre thermodynamique lors des mesures (Matkovic *et al.*, 2009). Il est aussi intéressant de noter, même si cela peut paraître évident, que les plus grandes incertitudes ont lieu pour les plus faibles débits (Dalkilic *et al.*, 2009), et des faibles différences de température entre la paroi et le fluide (Oh & Revankar, 2006), ou une faible différence

logarithmique de température. Il est donc important de choisir ces paramètres, de telle sorte que les incertitudes restent raisonnables par rapport aux valeurs mesurées.

Partie 4. Application au banc d'essai de la thèse [confidentiel]

Annexe 3 : Comportement des modules Peltier à température cryogénique [confidentiel]

Annexe 4 : Méthode d'estimation de la corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type E

Cette annexe est un complément de la partie sur la mesure de température du chapitre 3. Cette annexe concerne la méthode permettant d'estimer la corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type E. Cette corrélation est estimée via plusieurs méthodes d'inversion du polynôme NIST de référence $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$ (Partie 1 & 2). Une de ces méthodes est ensuite retenue, selon des critères précisés dans la Partie 3.

L'objectif de cette annexe est d'estimer la meilleure corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type E. La meilleure corrélation est définie selon deux critères : d'une part la facilité d'implémentation dans le logiciel d'acquisition des données (un polynôme satisfait par exemple ce critère), et d'autre part l'incertitude provoquée sur les mesures de température (cette incertitude doit être minimale). L'objectif de cette partie est donc réalisé en comparant différentes corrélations déduites de différentes méthodes d'inversion du polynôme NIST de référence $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$. Ces corrélations sont comparées selon le procédé suivant :

- Tables de référence : tables NIST.
- Plage d'intérêt : -215°C à -185°C ($-9171,89 \mu\text{V}$ à $-8420,07 \mu\text{V}$)
- Corrélations comparées :
 - Corrélation NIST $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ (obtenue par inversion (méthode non précisée) de la corrélation de référence $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$)
 - Corrélations déduites d'une interpolation des valeurs des tables NIST sur la plage $[-215 ; 185^\circ\text{C}]$
 - Corrélations déduites des tables NIST sur la plage $[-215, -185^\circ\text{C}]$, par curve-fitting
- Méthode d'évaluation :
 - Les tables de référence NIST sont établies grâce à la corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$, avec un certain pas. Les interpolations et curve-fitting sont calculées sur ces tables, en faisant varier le pas d'interpolation (et éventuellement le degré du polynôme recherché).
 - Une seconde série de tables de référence NIST sont établies grâce à la corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$, avec un pas plus petit que les pas d'interpolation. Les corrélations que l'on compare sont évaluées sur ces tables. L'objectif est de regarder la corrélation qui présente le moins d'écart avec les points des nouvelles tables de référence.

Les deux premiers paragraphes permettent de présenter les méthodes d'évaluation des corrélations calculées par interpolation ou par curve-fitting. Le troisième paragraphe permet de comparer entre elles les trois types de corrélations (NIST $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$, interpolation, curve-fitting).

Partie 1. Corrélations estimées par interpolation

Plusieurs types d'interpolation proposés par Python sont testés ici : `interp1d`, `BarycentricInterpolator`, `KroghInterpolator`, `Akima1dInterpolator`. Ces différentes interpolations sont tout d'abord comparées entre elles. Pour cela l'erreur entre la valeur de température donnée par la nouvelle interpolation et les tables de référence est tracée pour chaque interpolation utilisée en fonction de la valeur de la tension, sur la plage d'intérêt (Figure (annexes) 4). L'interpolation est réalisée sur la plage $[-215 ; 185^{\circ}\text{C}]$, avec un pas d'interpolation de 1°C .

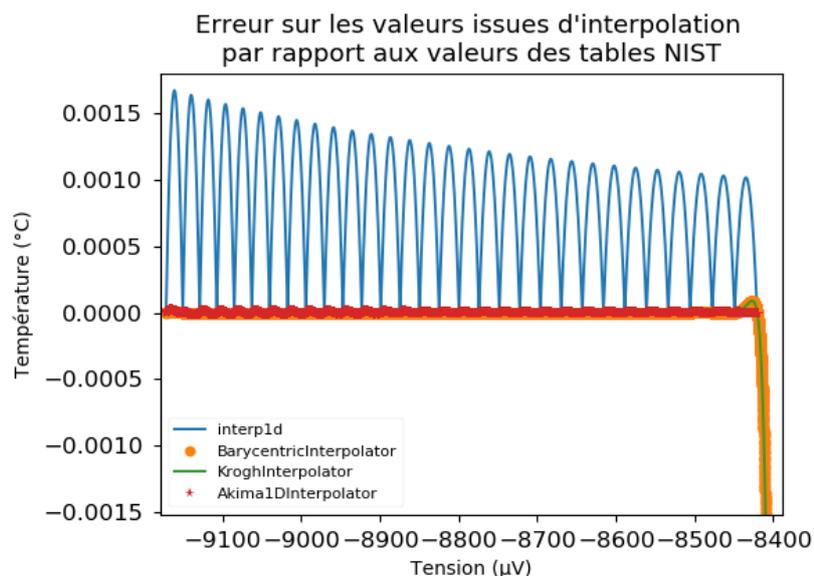


Figure (annexes) 4 : Erreur sur les valeurs issues d'interpolation par rapport aux valeurs des tables NIST

La Figure (annexes) 4 montre que l'erreur liée à l'interpolation « `interp1d` » (en bleu) présente de fortes variations entre les points interpolés (amplitude de l'ordre de $0,0015^{\circ}\text{C}$). Les interpolations « `BarycentricInterpolator` » (en orange) et « `KroghInterpolator` » (en vert) permettent en revanche une bonne approximation de la fonction inverse qui est recherchée. En revanche, vers la fin de la plage, les valeurs chutent brusquement. Les fonctions ne pourront donc pas être extrapolées en dehors de la plage prévue. L'interpolation « `Akima1dInterpolator` » (en rouge), présente des oscillations un peu plus amples que pour les deux interpolations précédentes, sur toute l'étendue de la plage, mais son comportement aux limites est très propre. Par ailleurs les oscillations sont très inférieures à $0,0001^{\circ}\text{C}$, et donc inférieures à la résolution recherchée ($0,001^{\circ}\text{C}$).

Après avoir choisi le type d'interpolation, il est ensuite nécessaire d'évaluer le pas d'interpolation permettant d'obtenir une incertitude suffisamment faible. Pour illustrer cela l'erreur entre la valeur de température donnée par la nouvelle interpolation et les tables de référence est tracée en fonction de la valeur de la tension mesurée, pour plusieurs pas d'interpolation, sur la plage d'intérêt (Figure (annexes) 5).

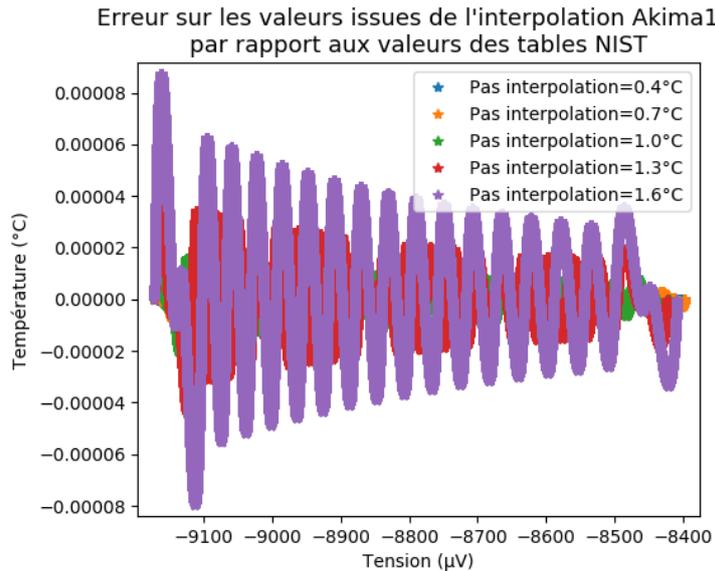


Figure (annexes) 5 : Erreur sur les valeurs issues de l'interpolation Akima1d par rapport aux valeurs des tables NIST

La Figure (annexes) 5 montre que l'erreur calculée avec l'interpolation Akima1d (Akima, 1970) donne une fonction sinusoïdale. Plus le nombre de points utilisés est faible, plus l'amplitude des sinusoïdes est grande. Cette amplitude devient inférieure à la limite de résolution ($0,001^{\circ}\text{C}$) pour environ 8 points. Afin de prendre une marge de sécurité et également par souci de simplification, il a été décidé de prendre un point tous les degrés (soit environ 30 points). Cela donne une amplitude des sinusoïdes de l'ordre de $1e^{-5}^{\circ}\text{C}$.

Partie 2. Corrélations estimées par curve-fitting

La corrélation évaluée ici est déduite de la fonction polyfit de la bibliothèque numpy de Python. Cette fonction permet de réaliser une régression polynomiale, en utilisant la méthode des moindres carrés. Afin d'augmenter le degré de résolution du polynôme d'interpolation, la méthode est appliquée aux valeurs $(T-T_{\text{moy}})$, et non pas aux températures T .

Afin d'optimiser la corrélation obtenue, il est possible de jouer sur deux paramètres différents : le pas d'interpolation, ainsi que le degré du polynôme (Figure (annexes) 6).

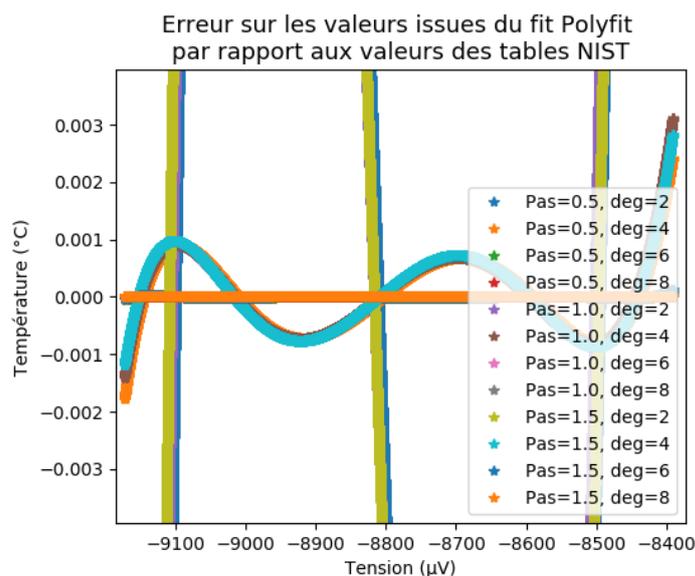


Figure (annexes) 6 : Erreur sur les valeurs issues du fit Polyfit, par rapport aux valeurs des tables NIST.

Un polynôme de degré 1 correspond à une régression linéaire et présente des amplitudes de variation de -0,8 à 0,4°C. La courbe d'erreur, relativement aux tables NIST, présente une amplitude de variation de l'ordre de plusieurs dixièmes de degré pour une régression linéaire (polynôme de degré 1). Cette amplitude diminue lorsque le degré du polynôme augmente et elle devient de l'ordre de 0,001°C pour un polynôme de degré 4. Le pas d'interpolation a relativement peu d'effet sur ces amplitudes. Afin d'avoir une marge de manœuvre, nous choisissons d'utiliser un polynôme de degré 6, dont les amplitudes de variations sont de l'ordre de $1e-5^{\circ}\text{C}$. La courbe d'erreur présente une brusque croissance en limite de plage. Elle ne pourra donc pas être extrapolée en-dehors de la plage. On prend un pas d'interpolation tous les 1°C .

Partie 3. Comparaison et choix du type de corrélation

Comparons ici la corrélation NIST $\mu\text{V} \rightarrow ^{\circ}\text{C}$, avec les deux méthodes que nous venons de décrire (Tableau (annexes) 5). Les chiffres suivants sont obtenus en comparant les tables NIST avec les résultats obtenus par les différentes méthodes. Ces tables sont établies sur la plage $[-215, -185^{\circ}\text{C}]$, tous les $0,001^{\circ}\text{C}$. Il est à noter que la plage NIST n'est normalement valable que pour des valeurs de température supérieures à -200°C . Cependant, le fait d'étendre la plage de validité de la corrélation NIST ne change pas nos conclusions. En effet, sur la plage $[-200, -185^{\circ}\text{C}]$, on a les chiffres suivants : (moyenne NIST = $3.513e-3$, écart-type NIST = $8.233e-3$, max NIST = $9.935e-3$, min NIST = $-2.169e-2$). C'est-à-dire que même sur la plage pour laquelle la corrélation NIST est définie, elle reste moins précise que les deux nouvelles méthodes de conversion.

	Ecart conversion NIST vs Tables (°C)	Ecart conversion Akima1d vs Tables (°C)	Ecart conversion Polyfit vs Tables (°C)
moyenne	-7,221 e-02	3,595 e-07	2,129 e-06
écart-type	1,0651 e-01	7,764 e-06	1,716 e-05
max	9,935 e-03	2,163 e-05	1,234 e-04
min	-3,8381 e-01	-2,039 e-05	-2,408 e-05

Tableau (annexes) 5 : Résultats de la comparaison entre les fonctions inverses de conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ et les valeurs de référence des tables (tables graduées tous les $0,001^\circ\text{C}$)

D'après les chiffres de ce Tableau (annexes) 5, nous voyons que la méthode par interpolation (Akima1d) est la plus précise sur la plage $[-215, -185^\circ\text{C}]$. Elle présente de plus l'avantage de ne pas diverger aux limites. Cependant, pour des raisons pratiques, il est préférable d'avoir une fonction dont l'expression est clairement définie. La corrélation polynomiale, de degré 6, obtenue par curve-fitting et qui vérifie par ailleurs les précisions requises, sera donc retenue dans la suite de cette étude.

Annexe 5 : Méthode d'estimation des corrélations $\mu\text{V} \leftrightarrow ^\circ\text{C}$ pour des thermocouples de type T

Cette annexe est un complément du chapitre 3 et de l'Annexe 4. La méthode présentée précédemment (chapitre 3 et Annexe 4) pour les thermocouples de type E est appliquée de la même manière aux thermocouples de type T. L'objectif ici est simplement d'indiquer les corrélations retenues dans le cadre de la conversion d'une mesure en μV vers et depuis une température en $^\circ\text{C}$.

Partie 1. La corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$

La corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$ retenue est la corrélation NIST. Celle-ci ne peut de toute manière pas être recalculée puisque les points de données n'ont pas été publiés. Cette corrélation résulte d'un ajustement à 68 points de données, avec une imprécision de $0,06 \mu\text{V}$ ($\sim 0,004^\circ\text{C}$). Lors du passage IPTS-68 à ITS-90, les fonctions de référence ont été transposées, avec un biais inférieur à $0,057 \mu\text{V}$ ($\sim 0,003^\circ\text{C}$) sur la plage $[-270 ; 0^\circ\text{C}]$ (Burns *et al.*, 1993).

Partie 2. La corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$

La corrélation $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ retenue est la corrélation polynomiale obtenue par curve-fitting. En effet, les résultats (Tableau (annexes) 6) montrent que cette corrélation permet d'obtenir la fonction inverse de la corrélation $^\circ\text{C} \rightarrow \mu\text{V}$, avec la précision requise. La conversion Akima1d permet également d'obtenir de très bons résultats, mais elle ne donne pas d'expression littérale de la fonction. D'un point de vue pratique, la conversion Polyfit est donc préférable.

	Ecart conversion NIST vs Tables ($^\circ\text{C}$)	Ecart conversion Akima1d vs Tables ($^\circ\text{C}$)	Ecart conversion Polyfit vs Tables ($^\circ\text{C}$)
moyenne	-8,768 e-02	3,076 e-07	1,912 e-06
écart-type	1,218 e-01	6,079 e-06	1,546 e-05
max	1,729 e-02	1,855 e-05	1,105 e-04
min	-4,230 e-01	-1,716 e-05	-2,151 e-05

Tableau (annexes) 6 : Résultats de la comparaison entre les fonctions inverses de conversion $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$ et les valeurs de référence des tables (tables graduées tous les $0,001^\circ\text{C}$)

Annexe 6 : Valeurs des coefficients pour les corrélations de conversion °C <-> μV

L'objectif de cette annexe est de donner les valeurs des coefficients utilisés dans les différentes corrélations permettant de convertir une mesure en μV vers et depuis une température en °C. Ces coefficients sont tout d'abord présentés pour les thermocouples de type E (Partie 1), puis pour les thermocouples de type T (Partie 2).

Partie 1. Thermocouples de type E

I. TEMPERATURE ABSOLUE : °C -> μV

La corrélation utilisée pour convertir des températures (en °C) en une tension (en μV) est la corrélation donnée par le NIST. Cette corrélation est valable sur la plage [-270°C, 1000°C] et s'exprime sous la forme de l'équation 5.10 (V en mV, T en °C).

$$V = \sum_{i=0}^{13} a_i * T^i \quad 5.10$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 7.

Coefficient/ validité	Plage de [-270 ; 0°C]	[0 ; 1000°C]
a0	0	0
a1	0.058665508708	0.05866550871
a2	0.000045410977124	0.000045032275582
a3	-7.7998048686E-07	2.8908407212E-08
a4	-2.5800160843E-08	-3.3056896652E-10
a5	-5.9452583057E-10	6.502440327E-13
a6	-9.3214058667E-12	-1.9197495504E-16
a7	-1.0287605534E-13	-1.2536600497E-18
a8	-8.0370123621E-16	2.1489217569E-21

a9	-4.3979497391E-18	-1.4388041782E-24
a10	-1.6414776355E-20	3.5960899481E-28
a11	-3.9673619516E-23	0
a12	-5.5827328721E-26	0
a13	-3.4657842013E-29	0

Tableau (annexes) 7 : Coefficients de la corrélation température absolue °C -> μV, thermocouples de type E

II. TEMPERATURE ABSOLUE : μV -> °C

La corrélation utilisée pour convertir une tension (en μV) en une température (en °C) est :

- sur la plage [-215 ; -185°C], la nouvelle corrélation proposée, sous la forme de l'équation 5.11 (V en μV, T en °C).

$$T = \sum_{i=0}^6 c_i * (V - V_{moyen})^i \quad 5.11$$

- sur la plage [-185 ; 1000°C], la corrélation NIST classique sous la forme de l'équation 5.12 (V en mV).

$$T = \sum_{i=0}^9 c_i * V^i \quad 5.12$$

Les coefficients de cette double corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 8.

Coefficient/ Plage de validité	[-215 ; -185°C]	[-185 ; 0°C]	[0 ; 1000°C]
C0	-199.596578183113	0	0
C1	3.96378911704103E-02	16.977288	17.057035
C2	-7.8681887486745E-06	-0.4351497	-0.23301759
C3	3.81377197730885E-09	-0.15859697	0.0065435585
C4	-2.43809272500025E-12	-0.092502871	-0.000073562749

C5	1.99179113173022E-15	-0.026084314	-0.0000017896001
C6	-1.39438504395483E-18	-0.0041360199	0.000000084036165
C7	0	-0.0003403403	-1.3735879E-09
C8	0	-0.00001156489	1.0629823E-11
C9	0	0	-3.2447087E-14
Vmoyen	-8814.42382462751 μ V	-	-

Tableau (annexes) 8 : Coefficients de la corrélation température absolue μ V \rightarrow $^{\circ}$ C, thermocouples de type E

III. DIFFERENCE DE TEMPERATURE : μ V \rightarrow $^{\circ}$ C

La différence de température ΔT est déduite de la tension dU , mesurée aux bornes du montage différentiel (équation 5.13), en utilisant les coefficients donnés dans le paragraphe précédent (Tableau (annexes) 8). La tension U est la moyenne des tensions des thermocouples 1 et 2 (en mesure absolue). Lors d'un branchement avec compensation de soudure froide, ces tensions sont la somme de la tension réellement mesurée aux bornes du thermocouple et de la tension équivalente à la température de soudure froide (équation 5.14).

$$\Delta T = dU * \sum_{i=1}^n (i * c_i * U^{i-1}) \quad 5.13$$

$$U = \frac{2 * U_{soudure froide} + U_{thermocouple 1} + U_{thermocouple 2}}{2} \quad 5.14$$

Partie 2. Thermocouples de type T

I. TEMPERATURE ABSOLUE : °C -> μV

La corrélation utilisée pour convertir des températures (en °C) en une tension (en μV) est la corrélation donnée par le NIST. Cette corrélation est valable sur la plage [-270°C, 400°C] et s'exprime sous la forme de l'équation 5.15 (V en mV, T en °C).

$$V = \sum_{i=0}^{14} a_i * T^i \quad 5.15$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 9.

Coefficient/ Plage de validité	[-270 ; 0°C]	[0 ; 400°C]
a0	0	0
a1	0.038748106364	0.038748106364
a2	0.000044194434347	0.00003329222788
a3	1.1844323105E-07	2.0618243404E-07
a4	2.0032973554E-08	-2.1882256846E-09
a5	9.0138019559E-10	1.0996880928E-11
a6	2.2651156593E-11	-3.0815758772E-14
a7	3.6071154205E-13	4.547913529E-17
a8	3.8493939883E-15	-2.7512901673E-20
a9	2.8213521925E-17	0
a10	1.4251594779E-19	0
a11	4.8768662286E-22	0
a12	1.079553927E-24	0
a13	1.3945027062E-27	0
a14	7.9795153927E-31	0

Tableau (annexes) 9 : Coefficients de la corrélation mesure absolue °C -> μV, thermocouples de type T

II. TEMPERATURE ABSOLUE : $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$

La corrélation utilisée pour convertir une tension (en μV) en une température (en $^\circ\text{C}$) est

- sur la plage $[-215 ; -185^\circ\text{C}]$, la nouvelle corrélation proposée, sous la forme de l'équation 5.16 (V en μV , T en $^\circ\text{C}$).

$$T = \sum_{i=0}^6 c_i * (V - V_{moyen})^i \quad 5.16$$

- sur la plage $[-185 ; 400^\circ\text{C}]$, la corrélation NIST classique sous la forme de l'équation 5.17 (V en mV).

$$T = \sum_{i=0}^7 c_i * V^i \quad 5.17$$

Les coefficients de cette double corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 10.

Coefficient/ Plage de validité	$[-215 ; -185^\circ\text{C}]$	$[-185 ; 0^\circ\text{C}]$	$[0 ; 400^\circ\text{C}]$
C0	-199.643392397108	0	0
C1	6.33300043044962E-02	25.949192	25.928
C2	-1.77396918007814E-05	-0.21316967	-0.7602961
C3	1.14798741277574E-08	0.79018692	0.04637791
C4	-1.13881670289543E-11	0.42527777	-0.002165394
C5	1.69566048841678E-14	0.13304473	0.00006048144
C6	-2.06993905168261E-17	0.020241446	-0.0000007293422
C7	0	0.0012668171	0
Vmoyen	-5597.33858196149	-	-

Tableau (annexes) 10 : Coefficients de la corrélation mesure absolue $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$, thermocouples de type T

III. DIFFERENCE DE TEMPERATURE $\mu\text{V} \rightarrow ^\circ\text{C}$

La différence de température ΔT est déduite de la tension dU , mesurée aux bornes du montage différentiel (équation 5.18), en utilisant les coefficients ci donnés dans le paragraphe précédent (Tableau (annexes) 10). La tension U est la moyenne des tensions des thermocouples 1 et 2 (en mesure absolue). Lors d'un branchement avec compensation de soudure froide, ces tensions sont la somme de la tension réellement mesurée aux bornes du thermocouple et de la tension équivalente à la température de soudure froide (équation 5.19).

$$\Delta T = dU * \sum_{i=1}^n (i * c_i * U^{i-1}) \quad 5.18$$

$$U = \frac{2 * U_{\text{soudure froide}} + U_{\text{thermocouple 1}} + U_{\text{thermocouple 2}}}{2} \quad 5.19$$

Annexe 7 : Conversion pression <-> Température de bulle (Azote)

L'objectif de cette annexe est de donner les valeurs des coefficients utilisés dans les différentes corrélations permettant de convertir une pression de vapeur saturante vers et depuis une température de saturation, pour l'azote (Partie 1) et pour l'argon (Partie 2).

Partie 1. Dans le cas de l'azote

I. CORRELATION DE CONVERSION K -> PA

La corrélation utilisée pour convertir la température de bulle de l'azote (en K) en une pression de vapeur saturante (en Pa) est la corrélation donnée par SIMULIS. Cette corrélation est valable sur la plage [63.15; 126.2K] et s'exprime sous la forme de l'équation 5.20 (P en Pa, T en K).

$$P = e^{A + \frac{B}{T} + C \cdot \log(T) + D \cdot T^E} \quad 5.20$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 11.

Coefficient	[63.15; 126.2K]
A	58.282
B	-1084.1
C	-8.3144
D	0.044127
E	1

Tableau (annexes) 11 : Coefficients de la corrélation de conversion Température de bulle -> Pression de vapeur saturante, Azote

II. CORRELATION DE CONVERSION PA -> K

Cette corrélation permet de convertir une pression de vapeur saturante (en Pa), en température de bulle (en K). La corrélation utilisée pour cette conversion est valable sur la plage [63.15; 126.2K]. Elle est obtenue par curve-fitting en utilisant le logiciel Python (pas d'interpolation

de 0.1K), en cherchant donc la fonction inverse de la corrélation précédente (corrélation K->Pa). Cette corrélation a un premier jeu de coefficients sur la plage [63.15; 85K], et un deuxième sur la plage [85; 126.2K] et s'exprime sous la forme donnée dans l'équation 5.21.

$$T = \sum_{i=0}^{20} c_i * (P - P_{moyen})^i \quad 5.21$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 12.

Coefficient/ Plage de validité	[63.15 ; 85K]	[85 ; 126.2K]
C0	75.8921729047343	108.561666778203
C1	9.5794591250731E-05	1.24613811659406E-05
C2	-4.31967065600386E-10	-3.33097928467675E-12
C3	3.06396251941565E-15	1.41375093427828E-18
C4	-2.55444007338712E-20	-7.25890563767632E-25
C5	1.88251452663853E-25	3.88560682426536E-31
C6	-1.35437623219486E-30	-1.72996954338731E-37
C7	5.1695560316833E-35	1.63647898982502E-43
C8	-9.61845470153632E-40	-2.95187324378687E-49
C9	-8.81531634008974E-45	9.38758071145095E-56
C10	3.55283525025972E-49	3.23779363489878E-61
C11	1.00669525604314E-54	-1.78971871443552E-67
C12	-1.00394088683183E-58	-3.34934836784949E-73
C13	5.76560159615734E-64	3.2783036610973E-79
C14	1.0679316964328E-68	7.77419341934378E-86
C15	-1.42684654987569E-73	-2.06051853870505E-91
C16	1.65672894750927E-80	5.34684973533813E-98
C17	1.041276881374E-83	4.59595761782492E-104

C18	-8.31374914118425E-89	-3.5459573289154E-110
C19	2.79412248434919E-94	9.43700031207632E-117
C20	-3.62638194168698E-100	-9.24659677534354E-124
Pmoyen	85008.7186569301 Pa	1348133.63194454 Pa

Tableau (annexes) 12 : Coefficients de la corrélation de conversion Pression de vapeur saturante -> Température de vapeur saturante, Azote

Partie 2. Dans le cas de l'argon

La corrélation utilisée pour convertir la température de bulle de l'argon (en K) en une pression de vapeur saturante (en Pa) est la corrélation donnée par SIMULIS. Cette corrélation est valable sur la plage [83,8; 87, 3 K] et s'exprime sous la forme de l'équation 5.22 (P en Pa, T en K).

$$P = e^{A + \frac{B}{T} + C \cdot \log(T) + D \cdot T^E} \quad 5.22$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 13 Tableau (annexes) 11.

Coefficient	[63.15; 126.2K]
A	42.127
B	-1093.1
C	-4.1425
D	0.000057254
E	2

Tableau (annexes) 13 : Coefficients de la corrélation de conversion Température de bulle -> Pression de vapeur saturante, Argon

I. CORRELATION DE CONVERSION PA -> K

Cette corrélation permet de convertir une pression de vapeur saturante (en Pa), en température de bulle (en K). La corrélation utilisée pour cette conversion est valable sur la plage [83,8 ; 87,3 K]. Elle est obtenue par curve-fitting en utilisant le logiciel Python (pas

d'interpolation de 0.1 K), en cherchant donc la fonction inverse de la corrélation précédente (corrélation K->Pa).

$$T = \sum_{i=0}^{20} c_i * (P - P_{moyen})^i \quad 5.23$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau (annexes) 14.

Coefficient/ Plage de validité	[83,8; 87, 3 K]
C0	85.6012098815557
C1	1.07072305540271E-04
C2	-4.88475618076853E-10
C3	3.47541977258604E-15
C4	-2.89511464124264E-20
C5	2.61934225964723E-25
C6	-2.49405405564652E-30
C7	2.45828523164421E-35
C8	-2.48097352038551E-40
C9	2.64502316295985E-45
C10	-3.56125984499369E-50
C11	-5.64382090382879E-55
C12	8.43166045032805E-59
C13	5.1980072025786E-63
C14	-5.08303742460864E-67
C15	-1.85182122067999E-71
C16	1.72877236857749E-75
C17	3.6046691548986E-80
C18	-3.19125028609752E-84

C19	-2.93505324153428E-89
C20	2.46892635551327E-93
Pmoyen	84454.9359068065

Tableau (annexes) 14 : Coefficients de la corrélation de conversion Pression de vapeur saturante -> Température de vapeur saturante, Argon.

Annexe 8 : Ancienne version du banc d'étalonnage cryogénique

Cette annexe est un complément de la section 3.2 du chapitre 3. Elle présente la première version (ou ancienne version) du banc d'étalonnage cryogénique (Partie 1), ainsi que la manière dont est faite l'acquisition des mesures (Partie 2). En effet, la mise en place du nouveau banc d'étalonnage ayant été relativement longue, les premiers étalonnages (pour les maquettes de type surface plane) ont donc été réalisés sur l'ancienne version du banc d'étalonnage.

Le premier banc d'étalonnage utilisé consistait à étalonner les sondes de température en un unique point de référence : la température de saturation de l'azote à pression atmosphérique. Cette température était déduite d'une mesure de pression, au travers du polynôme décrit en Annexe 4 (cf. Kosky & Lyon, 1968 ; Rubio *et al.*, 1982). Ce polynôme est déduit de la corrélation de Simulis pour la pression de vapeur saturante de l'azote. Dans un premier temps, ce dispositif a été considéré acceptable au regard du fait que la plage de température considérée sur le banc d'essai est très faible (< 10 K). Cependant, dans un souci de diminuer les incertitudes liées à l'étalonnage des sondes de température, un nouveau banc d'essai a été mis en place. L'objectif de ce nouveau banc est de pouvoir étalonner les sondes à plusieurs températures différentes, dont les températures de saturation de l'azote et de l'argon, à pression atmosphérique, mais aussi les températures des points triples de l'azote et de l'argon. La nouvelle version du banc d'étalonnage est quant à elle décrite dans le chapitre 3.

Partie 1. Description de la première version du banc d'étalonnage

L'ancien banc d'étalonnage est composé principalement d'une capacité principale, placée dans un Dewar. Contrairement à la nouvelle version décrite dans le chapitre 3, cette capacité principale correspond simplement à un bac en inox. Les sondes de température à étalonner sont placées dans cette capacité principale, qui est ensuite remplie avec un certain niveau d'azote liquide. L'ensemble est ensuite laissé à pression atmosphérique, afin d'obtenir la température de saturation de l'azote à pression atmosphérique. La garde froide située dans l'espace annulaire entre la capacité et le Dewar est également remplie de liquide cryogénique (azote), afin de maintenir une ambiance froide autour de la capacité. Grâce à cette méthode, 1 cm de hauteur d'azote liquide dans la capacité principale représente environ 4h d'autonomie. Les sondes sont immergées à environ 2 cm de la surface. Le bain est continuellement agité, afin de permettre une bonne homogénéisation de la température. Un débullage d'azote est ajouté au fond du récipient pour assurer la saturation.

Partie 2. Les acquisitions de mesure

En ce qui concerne l'acquisition, les expériences sont généralement faites sur au moins une journée et une nuit. Une journée débute par une mise en froid de l'ensemble du banc, avec un remplissage en azote/argon liquide, réalisé en plusieurs étapes afin d'éviter des chocs thermiques trop brusques. Il est nécessaire d'attendre ensuite l'équilibre pour toutes les variables (minimum 2 h, pour une variation des écart-type des mesures de température de l'ordre de $\pm 0,1^\circ\text{C}$). Cet équilibre indique que la mise en froid du banc est terminée. Une fois l'équilibre atteint, une moyenne est faite sur une période de minimum 1 h, avec un pas d'acquisition de l'ordre de 20 s. Cette moyenne est appelée point d'étalonnage par la suite. Des remplissages complémentaires en azote liquide peuvent être réalisés, en respectant également un temps de stabilisation des diverses variables. A la fin de l'essai, l'ensemble du banc est progressivement réchauffé.

Partie 3. Résultats et incertitudes de mesure

Ces résultats sont présentés dans le chapitre 3.

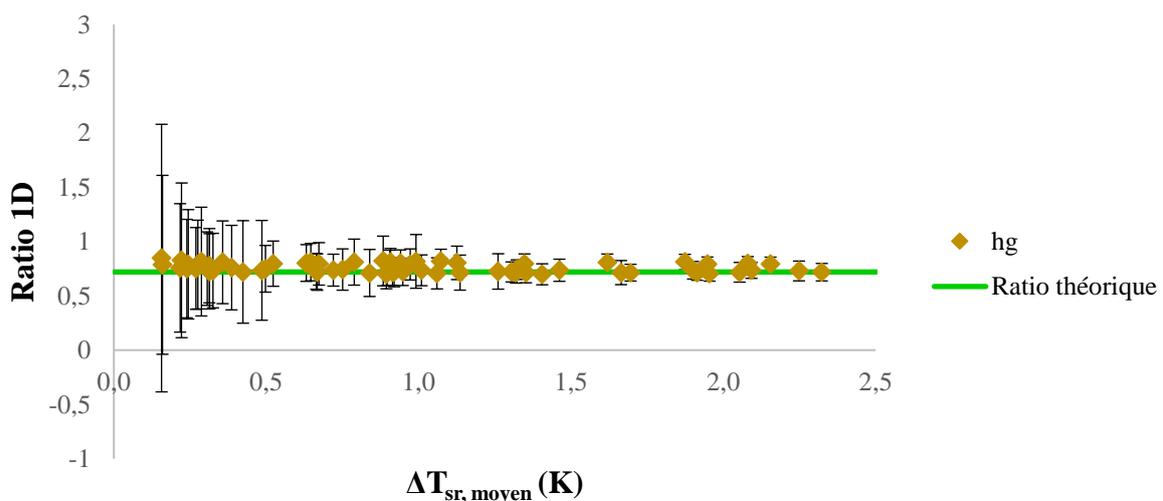
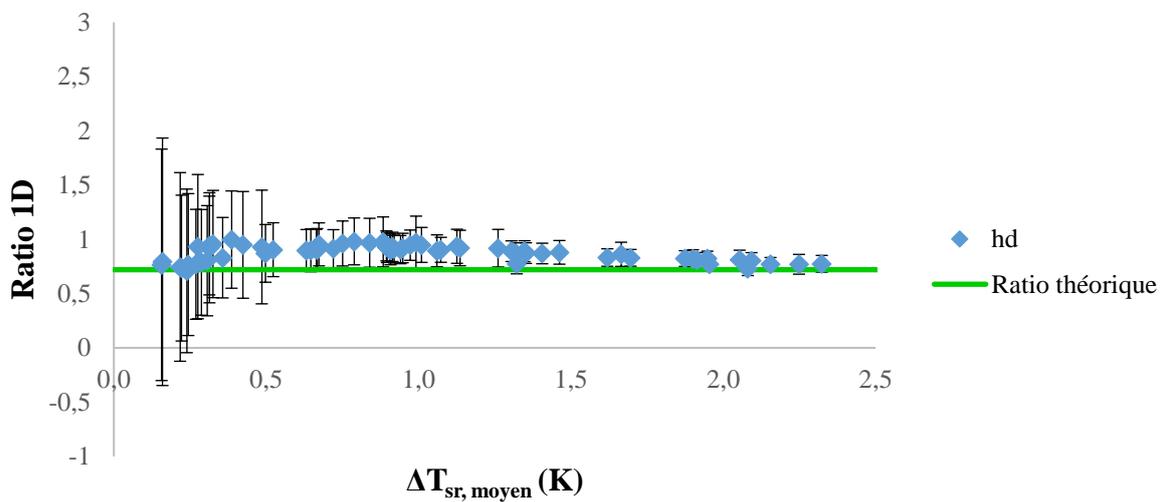
Annexe 9 : Evaluation de la conductivité thermique de l'aluminium 3003 O à température cryogénique [confidentiel]

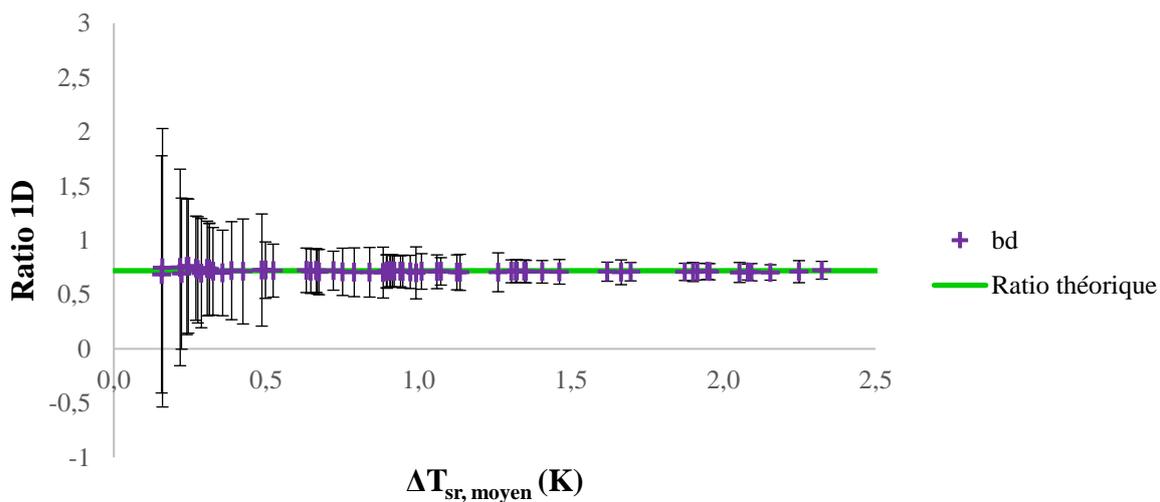
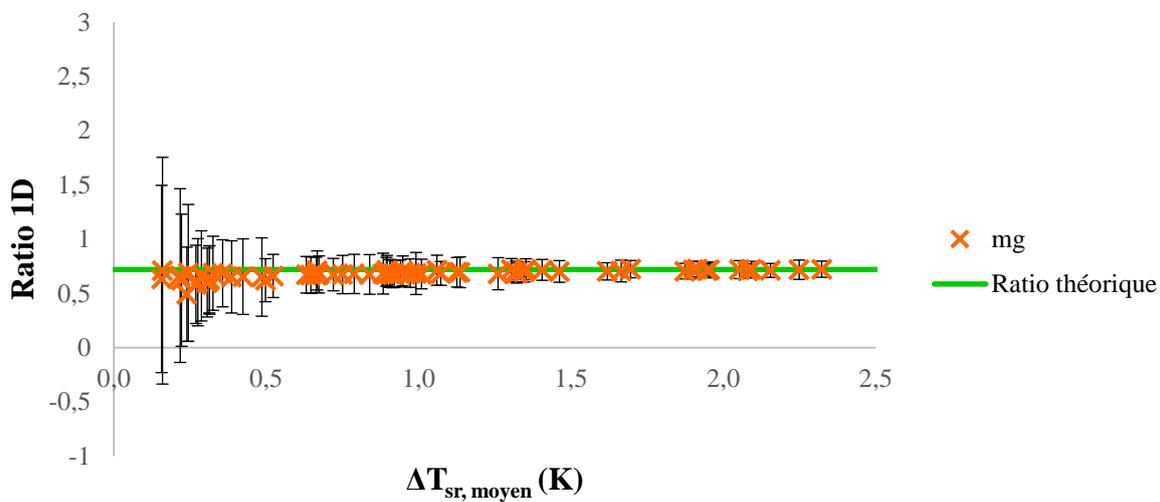
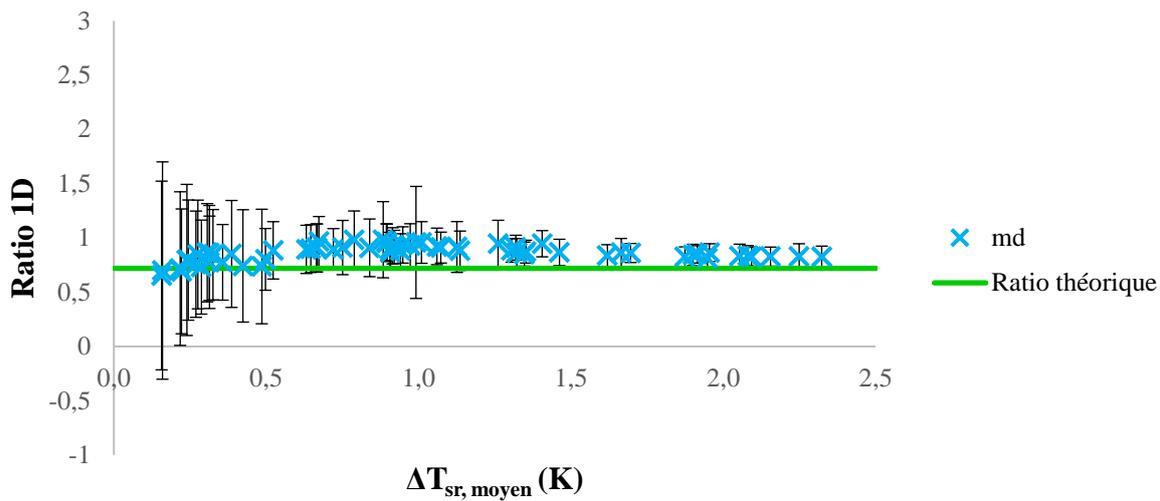
Annexe 10 : Estimation du ratio 1D pour les maquettes de type surface plane

Cette annexe est un complément du chapitre 4 et fournit des éléments plus détaillés sur les ratios 1D de chaque triplet de thermocouples, pour toutes les versions (a à e) de la maquette surface plane. Chaque partie est dédiée à une version de la maquette surface plane.

Partie 1. Ratio 1D : version a de la maquette surface plane

Le ratio de l'équation 4.17 est tracé de manière individuelle pour chaque triplet de thermocouples, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen (Figure (annexes) 7), pour la version a de la maquette surface plane. L'analyse de ces résultats est donnée dans le chapitre 4.





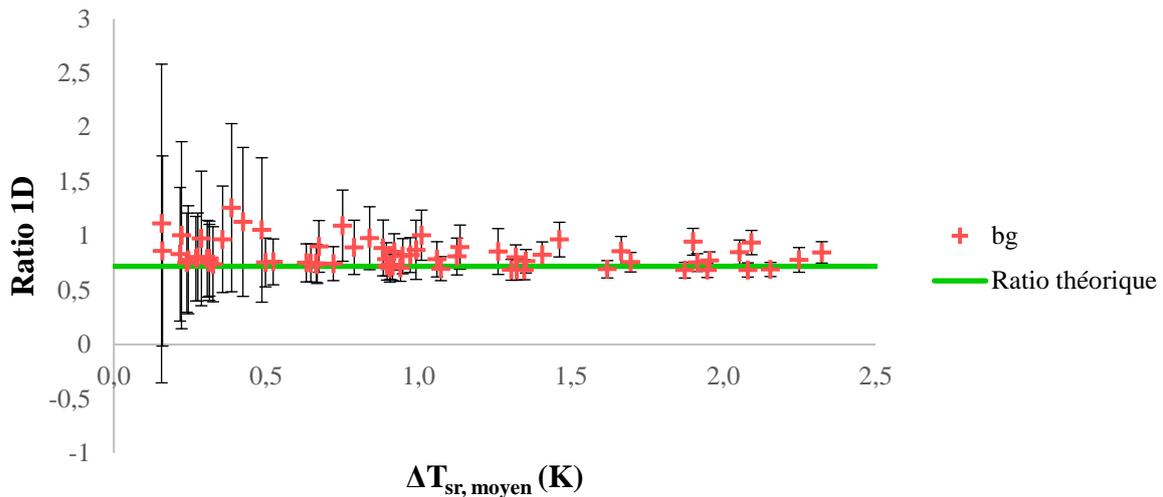
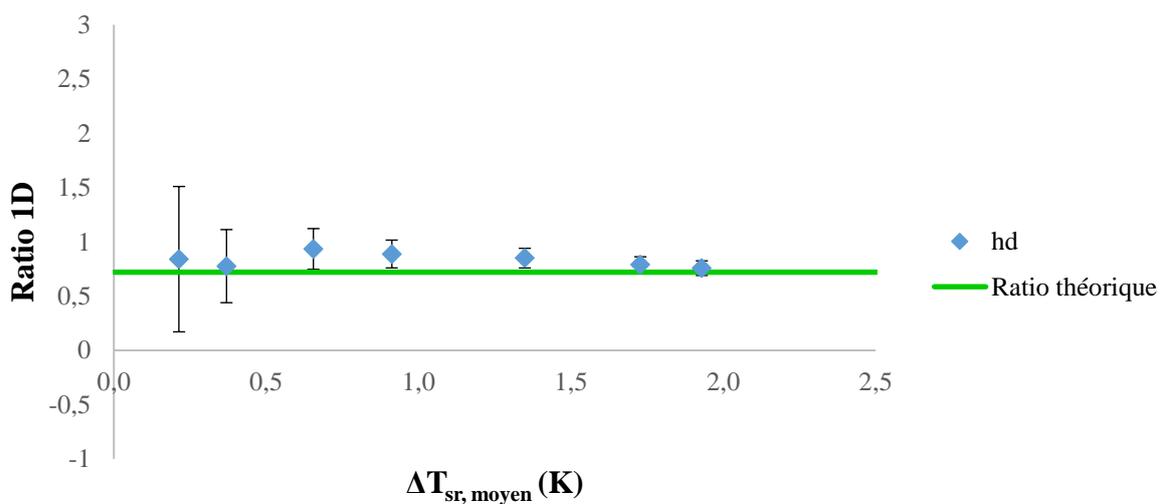


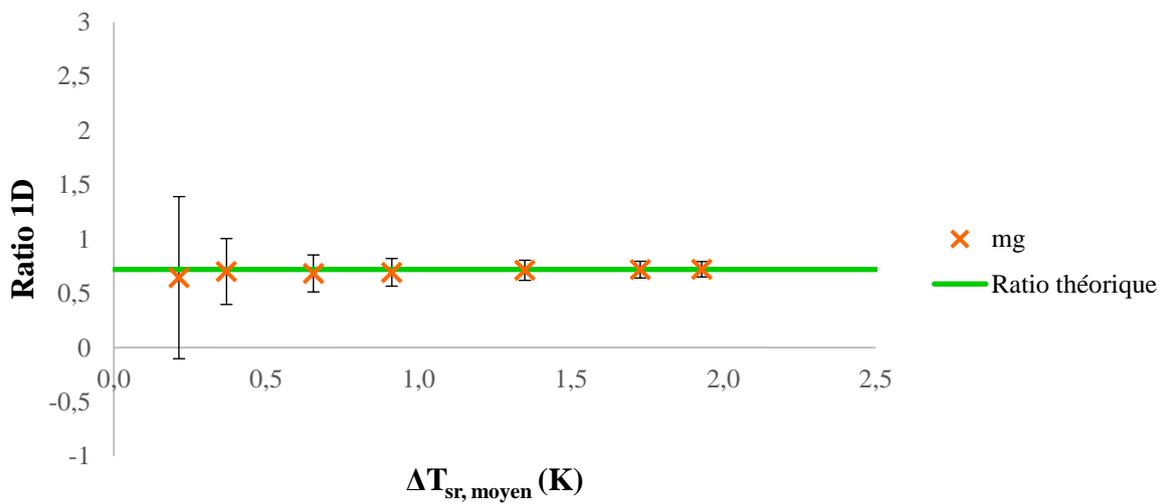
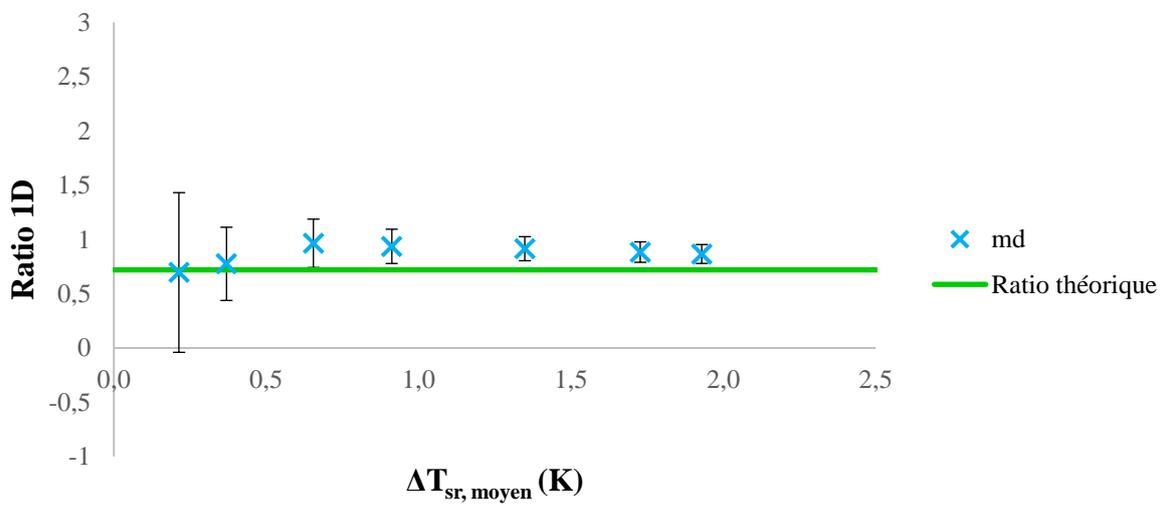
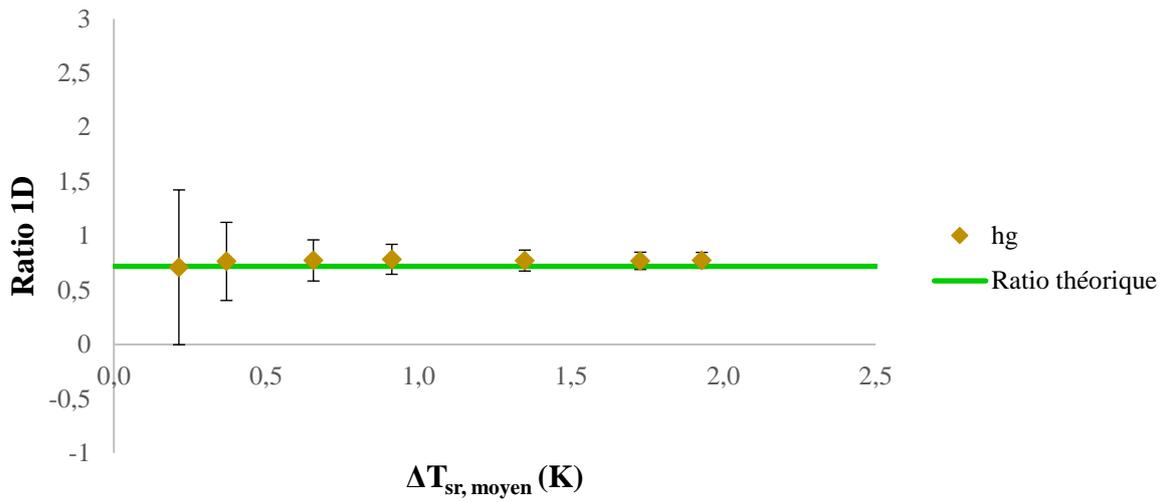
Figure (annexes) 7 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

L'analyse de ces résultats est donnée dans le chapitre 4.

Partie 2. Ratio 1D : version b de la maquette surface plane

Le ratio de l'équation 4.17 est tracé de manière individuelle pour chaque triplet de thermocouples, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen (Figure (annexes) 8), pour la version b de la maquette surface plane.





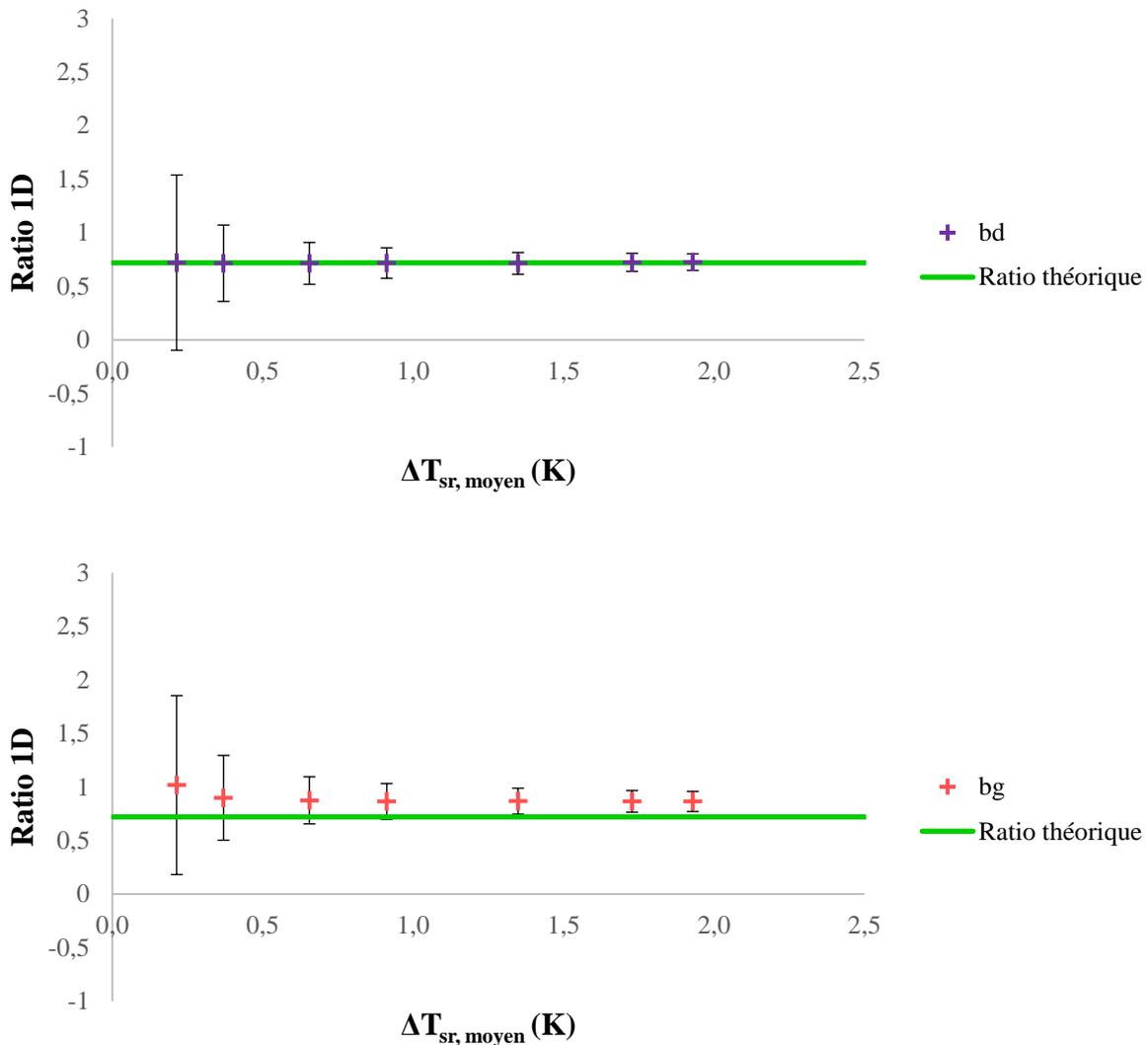
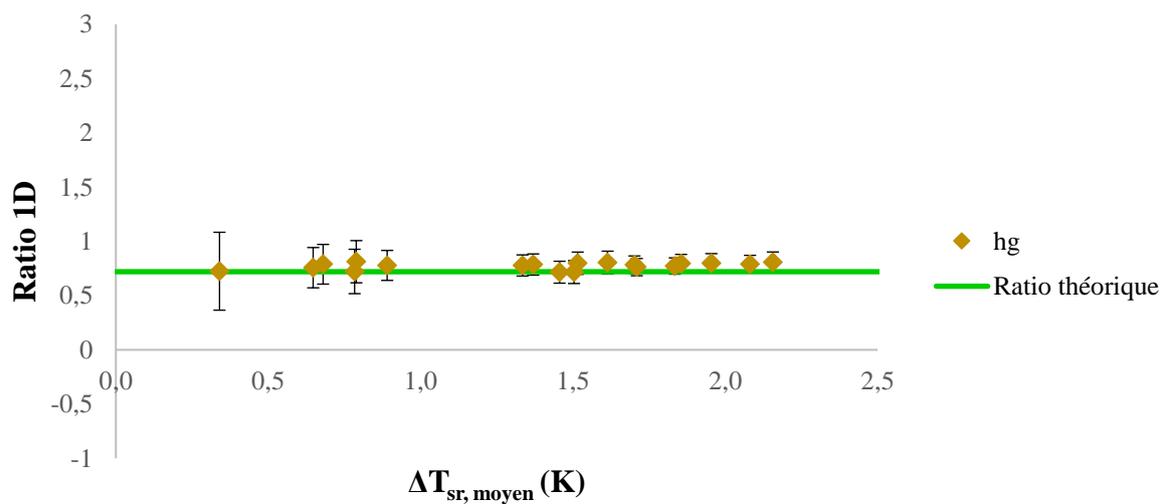
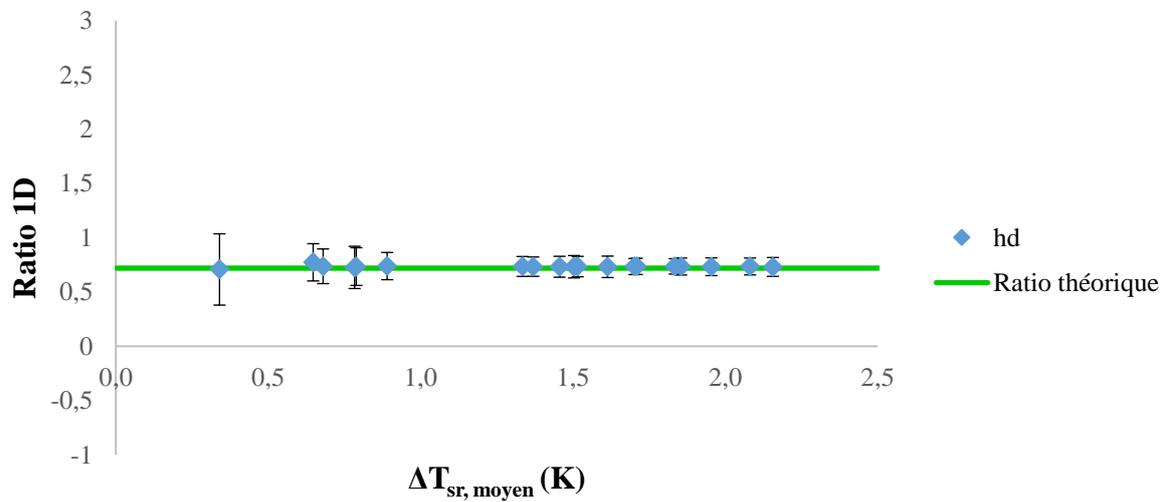


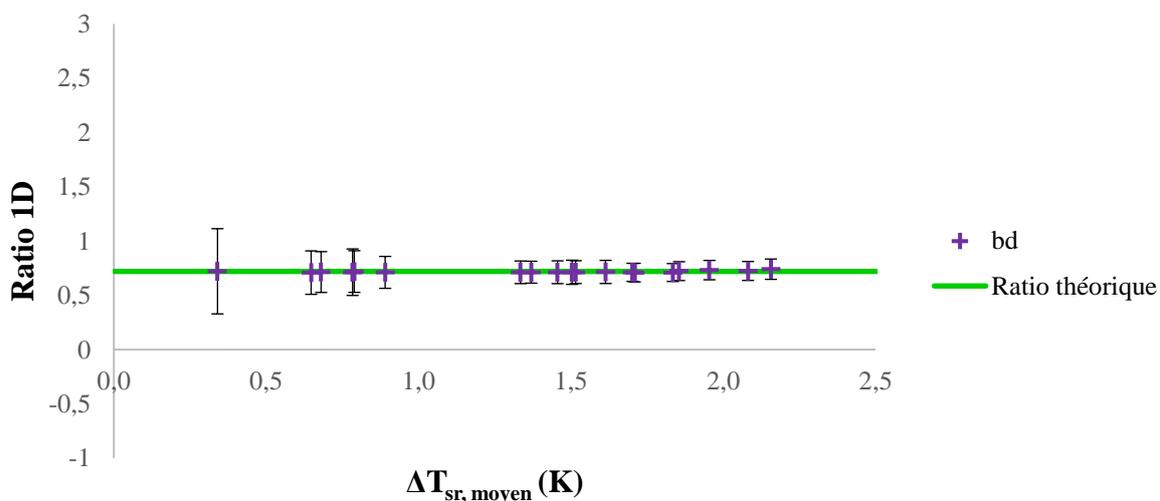
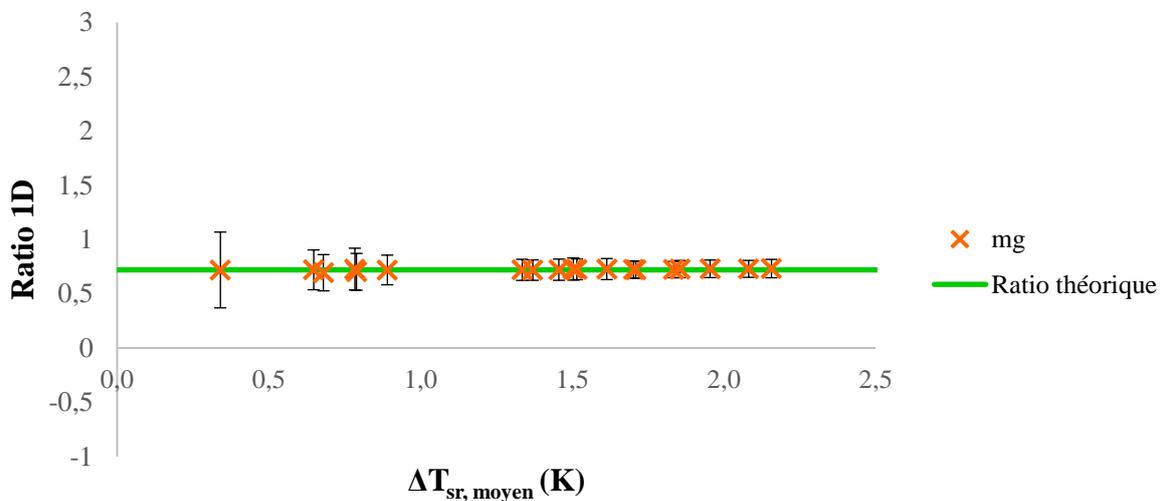
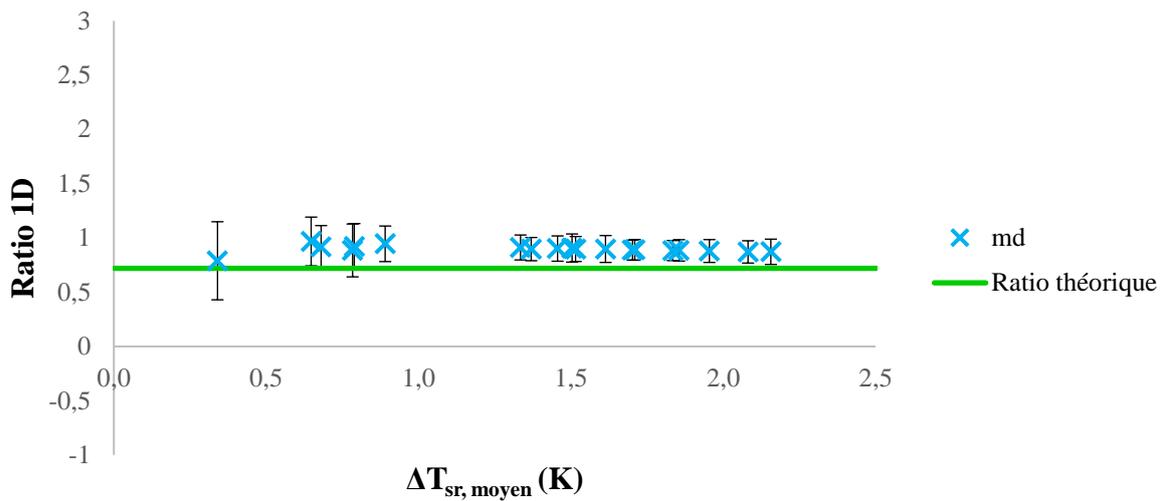
Figure (annexes) 8 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version b de la maquette surface plane.

De la même manière que pour la version a de la maquette surface plane, si l'on prend en considération les incertitudes de mesures calculées pour chaque valeur, cela signifie donc que l'hypothèse 1D est respectée pour quasiment tous les points de mesure réalisés par les triplets *hg*, *mg*, *bd*. En revanche, pour les triplets *hd*, *md* et *bg*, l'hypothèse 1D n'est pas strictement respectée : pour environ 50% des mesures, l'écart entre le ratio calculé et le ratio théorique de 0,72 est supérieur à l'incertitude de mesure. Cet écart (dans le cas où il est inférieur à l'incertitude de mesure) est au maximum de 30% du ratio théorique et diminue lorsque le sous-refroidissement moyen augmente. Cela semble donc indiquer que, pour les essais sur la version b de la maquette surface plane, il y a une légère déviation du flux thermique au niveau des triplets de thermocouples *hd*, *md* et *bg*. Cela devra être pris en compte dans l'analyse des résultats.

Partie 3. Ratio 1D : version c de la maquette surface plane

Le ratio de l'équation 4.17 est tracé de manière individuelle pour chaque triplet de thermocouples, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen (Figure (annexes) 9), pour la version c de la maquette surface plane.





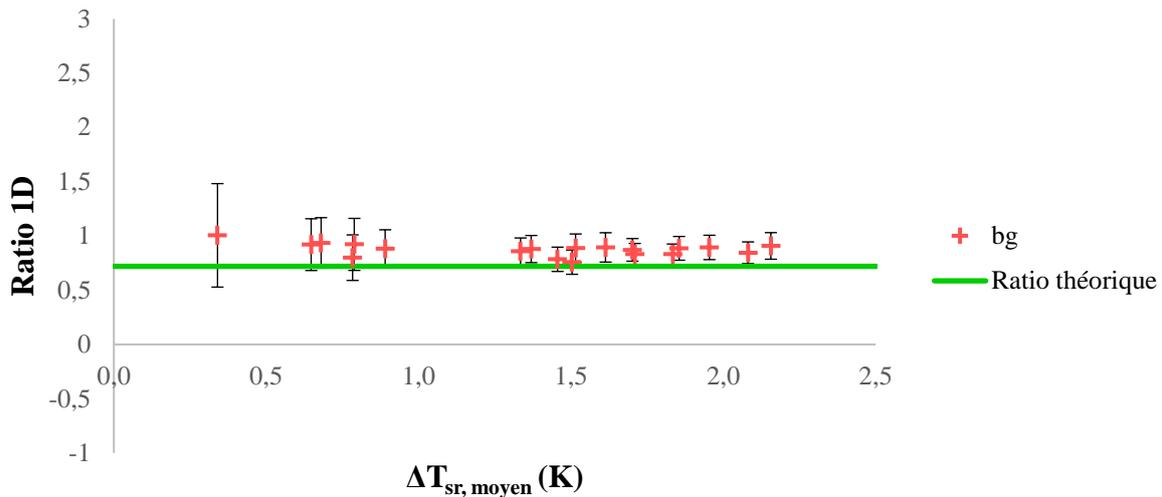
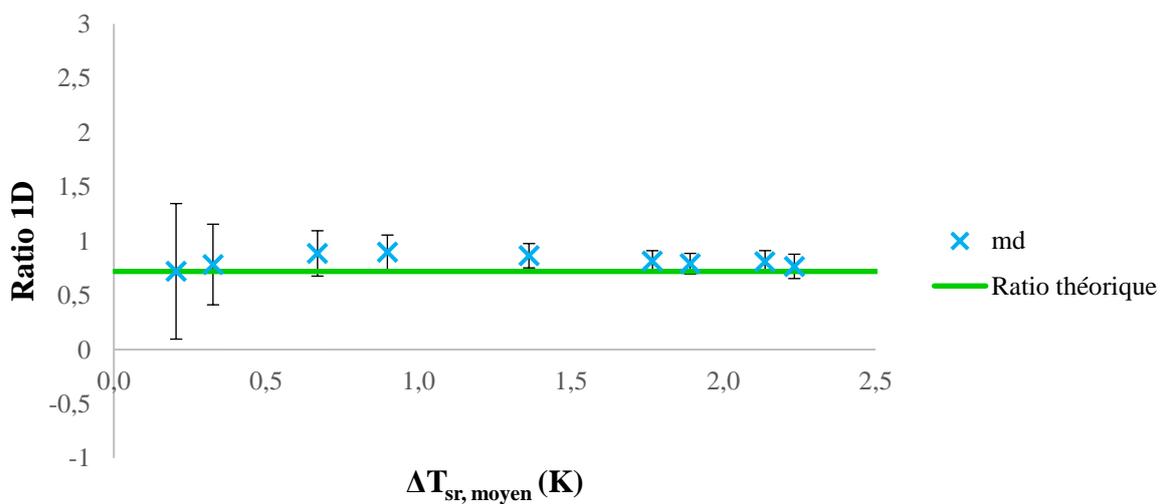
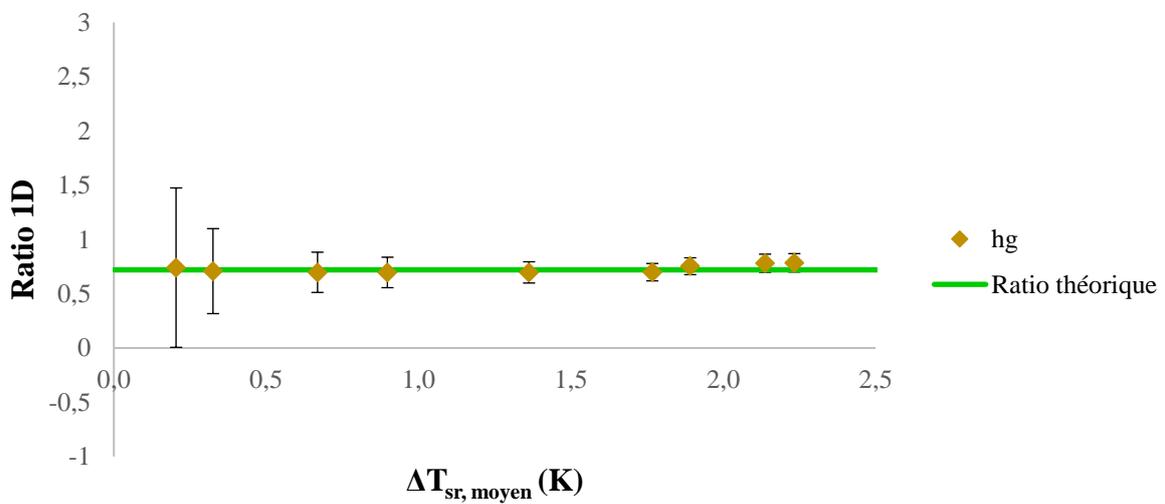
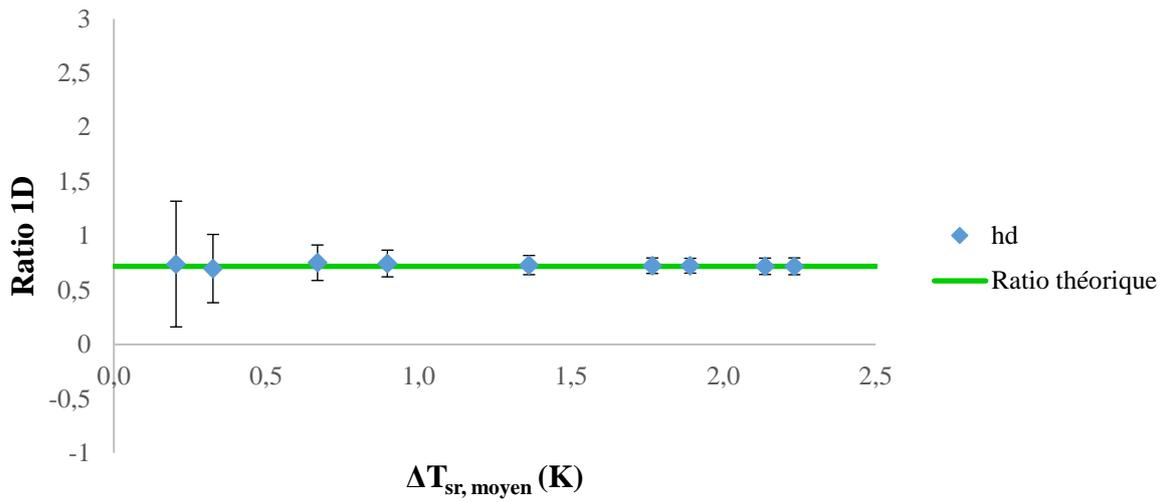


Figure (annexes) 9 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version c de la maquette surface plane.

De la même manière que pour les versions a et b de la maquette surface plane, si l'on prend en considération les incertitudes de mesures calculées pour chaque valeur, cela signifie donc que l'hypothèse 1D est respectée pour quasiment tous les points de mesure réalisés par les triplets *hd*, *hg*, *mg*, *bd*. En revanche, pour les triplets *md* et *bg*, l'hypothèse 1D n'est pas strictement respectée : pour respectivement plus de 75% et 50% des mesures, l'écart entre le ratio calculé et le ratio théorique de 0,72 est supérieur à l'incertitude de mesure. Cet écart (dans le cas où il est inférieur à l'incertitude de mesure) est au maximum de 35% du ratio théorique. Cela semble donc indiquer que, pour les essais sur la version b de la maquette surface plane, il y a une légère déviation du flux thermique au niveau des triplets de thermocouples *md* et *bg*. Cela devra être pris en compte dans l'analyse des résultats.

Partie 4. Ratio 1D : version d de la maquette surface plane

Le ratio de l'équation 4.17 est tracé de manière individuelle pour chaque triplet de thermocouples, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen (Figure (annexes) 10), pour la version d de la maquette surface plane.



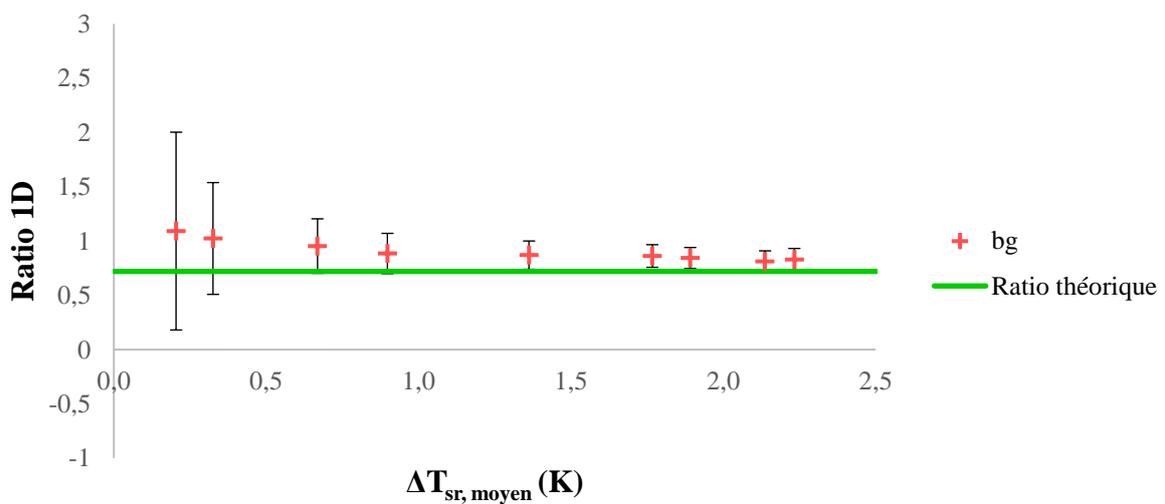
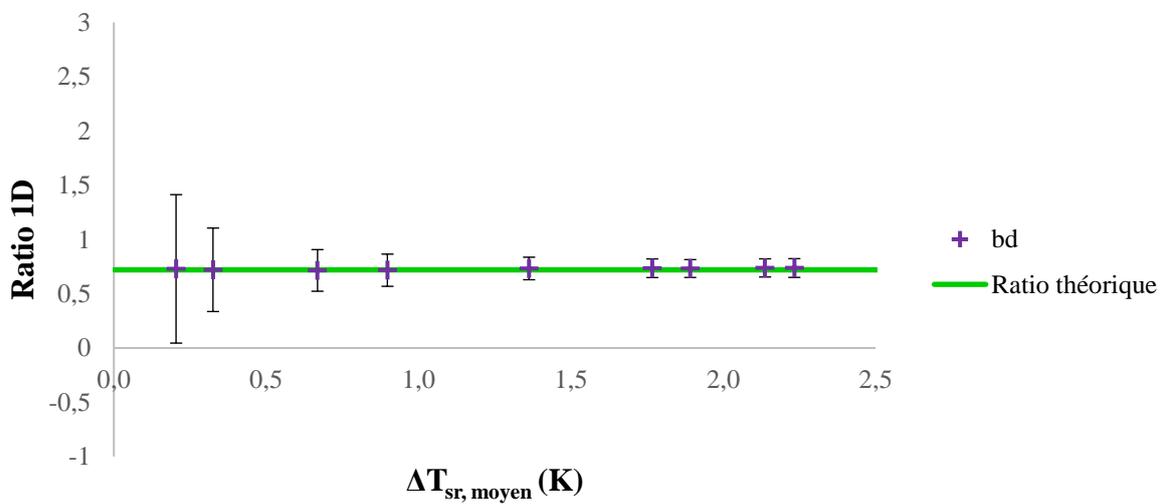
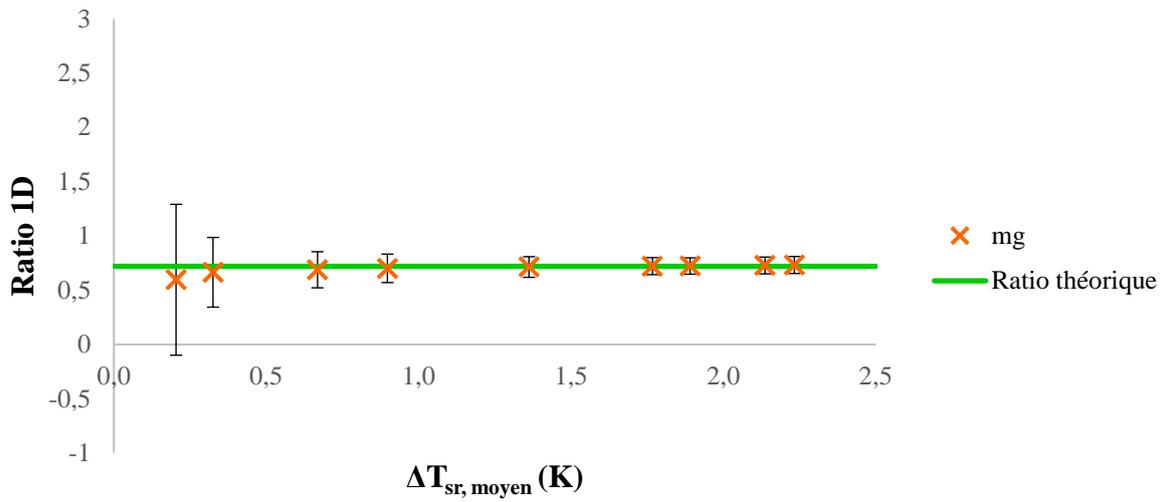


Figure (annexes) 10 : Ratio de l'équation 4.17. Si ce ratio est égal à 0,72 (i.e. se positionne sur la ligne verte), cela signifie que la température a bien un comportement linéaire dans la

séparatrice (i.e. que l'hypothèse de conduction unidirectionnelle est bien respectée). Résultats obtenus pour la version d de la maquette surface plane.

De la même manière que pour les versions a, b et c de la maquette surface plane, si l'on prend en considération les incertitudes de mesures calculées pour chaque valeur, cela signifie donc que l'hypothèse 1D est respectée pour quasiment tous les points de mesure réalisés par les triplets *hd*, *hg*, *mg*, *md*, *bd*. En revanche, pour le triplet *bg*, l'hypothèse 1D n'est pas strictement respectée : pour environ 30% des mesures, l'écart entre le ratio calculé et le ratio théorique de 0,72 est supérieur à l'incertitude de mesure. Cet écart (dans le cas où il est inférieur à l'incertitude de mesure) est au maximum de 20% du ratio théorique. Cela semble donc indiquer que, pour les essais sur la version b de la maquette surface plane, il y a une légère déviation du flux thermique au niveau du triplet de thermocouples *bg*. Cela devra être pris en compte dans l'analyse des résultats.

Partie 5. Ratio 1D : version e de la maquette surface plane [confidentiel]

Annexe 11 : Cohérence des valeurs des coefficients d'échange thermique moyen obtenus via la mesure de débit de condensat en sortie du passage condensation et les mesures de différences de températures dans la paroi.

Cette annexe est un complément du chapitre 4 et explique la raison pour laquelle seuls les coefficients d'échange thermique estimés d'après les mesures de débit sont représentés sur les graphes du chapitre 4.

Sur la Figure (annexes) 11, sont représentés à la fois les coefficients d'échange thermique moyens obtenus via la mesure de débit en sortie du passage condensation et ceux obtenus via les mesures de différences de températures dans la séparatrice, dans les cas avec arrosage en entrée du passage condensation. Il s'agit ici des résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

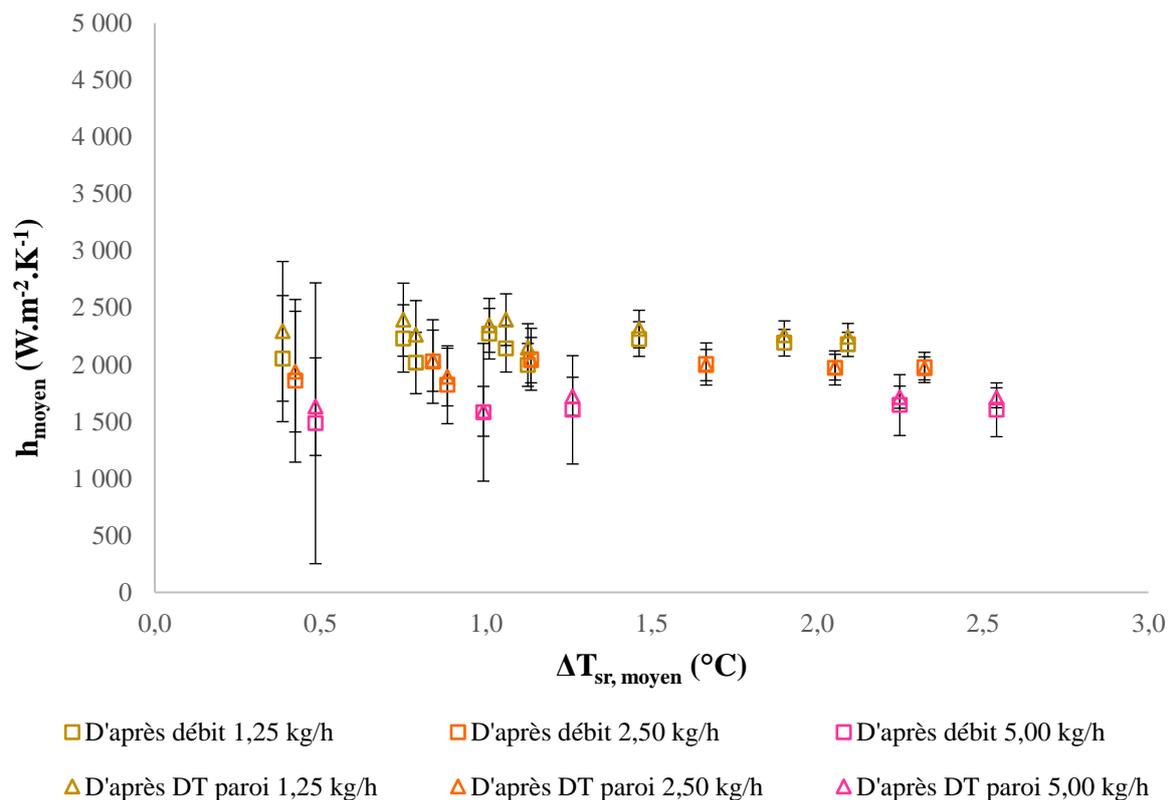


Figure (annexes) 11 : Coefficients d'échanges moyens obtenus via la mesure de débit et via les mesures de différences de températures dans la séparatrice, en fonction du sous-refroidissement pariétal moyen. Résultats obtenus pour la version a de la maquette surface plane.

Dans la section 4.2.3 du chapitre 4, une grande cohérence a été constatée entre les valeurs de différence de température dans la séparatrice obtenues par les deux types de mesures présentes sur ce banc d'essai : mesure de débit de condensat en bas du passage condensation d'une part, et mesures locales de différences de températures dans la séparatrice d'autre part. Cette très grande cohérence est également notable concernant les coefficients d'échange moyen, comme cela est visible sur la Figure (annexes) 11. En effet, à débit d'arrosage fixé, l'écart entre les deux courbes (mesure de débit/différences de températures) est toujours très largement inférieur à l'incertitude de mesure. Pour cette raison, afin de ne pas surcharger les graphiques, les coefficients d'échange moyens représentés dans le chapitre 4 seront uniquement ceux déduits de la mesure de débit de condensat. De manière équivalente, le choix aurait pu être fait de ne représenter que les coefficients d'échange moyens issus des mesures de différences de températures.

Annexe 12 : Description du modèle avec coefficient d'ailette
[confidentiel]

Annexe 13 : Estimation du ratio 1D pour la maquette industrielle [confidentiel]

Marie-Adélaïde CREMIEUX



Air Liquide

**Etude de l'impact de la rugosité et
de différentes structurations de
surface sur le transfert de chaleur
dans les passages condensation
des vaporiseurs-condenseurs
cryogéniques**

**HESAM
UNIVERSITÉ**

Résumé

Les vaporiseurs-condenseurs cryogéniques sont des échangeurs de chaleur à plaques et ailettes brasées utilisés dans les Unités de Séparation d'Air (ASU) d'Air Liquide dans lesquels, d'un côté, du diazote se condense tandis que, de l'autre, du dioxygène se vaporise. De nombreuses années de recherche académique et industrielle ont permis d'améliorer considérablement le transfert de chaleur côté vaporisation, rendant les performances thermiques actuellement comparables côté vaporisation et côté condensation. L'objectif de cette thèse est donc d'étudier les phénomènes physiques survenant dans les passages condensation de ces échangeurs, et plus particulièrement de tester de nouvelles structurations de surfaces afin d'améliorer de manière passive le transfert thermique.

Dans le cadre de cette thèse, principalement expérimentale, un banc d'essai cryogénique ayant une température de fonctionnement comprise autour de 77 K, permettant de tester des maquettes réduites de vaporiseurs-condenseurs (100*200 mm, un passage condensation, un passage vaporisation), a été conçu, développé, instrumenté et mis en route. Deux maquettes fabriquées et instrumentées selon un protocole déterminé dans le cadre de la thèse sont étudiées. La première maquette est dotée d'une surface plane côté condensation. Plusieurs structurations de surface sont successivement réalisées : 4 surfaces rugueuses de rugosité Ra comprise entre 0,07 μm à 7,62 μm , et 1 surface cannelée. La deuxième maquette présente des ailettes similaires à celles utilisées dans les vaporiseurs-condenseurs industriels.

Les performances thermiques obtenues (flux et coefficients d'échanges locaux et globaux) sont présentées pour différentes conditions de sous-refroidissement pariétal et d'arrosage. Les phénomènes entrant en jeu lors de la condensation sur une surface développée 2D sont expliqués physiquement, au regard de la littérature et les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs prédites par les corrélations présentes dans la littérature. Une nouvelle corrélation pour les surfaces cannelées est développée à l'aide des résultats expérimentaux obtenus lors de cette étude.

Mots-Clefs : vaporiseur-condenseur cryogénique, condensation, structuration de surface, rugosité, coefficient d'échange.

Résumé en anglais

In order to liquefy the air and especially the nitrogen contained in the air, Air Liquide uses brazed plates heat exchangers inside which, on one side, nitrogen is condensed and on the other side, oxygen is vaporized. After many years of academic and industrial research, thermal performances obtained while vaporizing oxygen are nowadays comparable to the thermal performances obtained while condensing nitrogen in these units. The aim of this present work is thus to improve the thermal performance while condensing nitrogen by enhancing the heat transfer through surface structuration.

During this PhD thesis, a cryogenic test bench designed to allow a working temperature below 77 K was designed, mounted, and started. This test bench allows the testing of various mock-ups of 100 x 200 mm composed of one pass of nitrogen and one pass of oxygen. Two mock-ups are studied. The first one is constituted of a flat plate on the condensation side. The roughness of this plate is first set at 4 different values ranging from $Ra = 0,07 \mu\text{m}$ to $Ra = 7,62 \mu\text{m}$, and the plate is then enhanced with flutes. The plate of the second test section is constituted of fins comparable to the fins used in the industrial process.

Thermal performances obtained (heat fluxes and heat transfer coefficient) for different wall subcooling and wetting values are introduced and compared to values and trend predicted by correlations obtained in the literature. Physical phenomena observed are discussed. A new correlation based on the experimental data obtained is developed for the fluted surface.

Key-words: cryogenic heat exchanger, condensation, surface structuration, roughness, heat transfer coefficient.

