

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1

Ecole Doctorale Mécanique et Energétique

n° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité : Energétique Physique

présentée et soutenue publiquement

par

Frédéric MICHEL

le 17 octobre 2003 à Grenoble

Optimisation des Échangeurs Compacts à Ailettes :

Etude Numérique et Expérimentale

Thèse dirigée par Philippe MARTY

Jury :

M. Grand D.	CEA Grenoble	Président
M. Bontoux P.	LMSNM-L3M-Marseille	Rapporteur
M. Peerhossaini H.	Ecole Polytechnique de Nantes	Rapporteur
M. Bieder U.	CEA Grenoble	Examineur
M. Marty Ph.	Université Joseph Fourier	Directeur de thèse
M. Tochon P.	GRETh, CEA Grenoble	Encadrant CEA

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité : Energétique Physique

présentée et soutenue publiquement

par

Frédéric MICHEL

le 17 octobre 2003 à Grenoble

Optimisation des Échangeurs Compacts à Ailettes :

Etude Numérique et Expérimentale

Thèse dirigée par Philippe MARTY

Jury :

M. Grand D.	CEA Grenoble	Président
M. Bontoux P.	LMSNM-L3M-Marseille	Rapporteur
M. Peerhossaini H.	Ecole Polytechnique de Nantes	Rapporteur
M. Bieder U.	CEA Grenoble	Examineur
M. Marty Ph.	Université Joseph Fourier	Directeur de thèse
M. Tochon P.	GRETh, CEA Grenoble	Encadrant CEA

Remerciements

Ce travail de thèse réalisé au sein du Groupement pour la Recherche sur les Echangeurs Thermiques (GRETh) a été cofinancé par le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME).

Tout d'abord je tiens à remercier les chefs de service ou de laboratoire (Bruno RAGUE, Pierre MERCIER et Christophe MARVILLET) qui se sont succédés à la direction du GRETh.

Je tiens ensuite à exprimer ma profonde reconnaissance à Patrice TOCHON pour le suivi qu'il a réalisé de ce travail de thèse. Philippe MARTY, en tant que directeur de thèse, m'a aussi apporté beaucoup scientifiquement et matériellement.

Par ailleurs, je remercie Messieurs Patrick BOUTOUX et Hassan PEERHOSSAINI d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse, ainsi que Messieurs Dominique GRAND, président du jury, et Ulrich BIEDER, examinateur.

De nouveau j'adresse des remerciements à M. Ulrich BIEDER et à toute l'équipe avec laquelle il travaille autour du logiciel TRIO_U. En effet, l'équipe TRIO_U du SMTh/LDTA (Frédéric DUCROS, Christophe CALVIN, Gauthier FAUCHER, Pierre LEDAC, ...) a largement contribué à me donner les moyens de réussir la partie numérique de ce travail de thèse.

Lors de mes expériences au fil chaud/fil froid, j'ai eu la chance de pouvoir échanger avec Jean-Paul MORO. Ce dernier a pu alors m'aider pour les mesures pariétales en me fournissant des sondes "maisons", je le remercie donc vivement de ses contributions.

Les mesures par Anémométrie Laser Doppler ont été réalisées avec le laboratoire LARA de Pau, Jean-Batiste LOPEZ-VELASCO (thésard au LARA) a permis de mener à bien cette collaboration entre laboratoires.

Enfin, je tiens à remercier l'ensemble du personnel du GRETh et particulièrement les techniciens (Franck CHIARUCCI, Olivier SORIANO, Franck HALADJIAN) qui ont contribué à la mise en place du dispositif expérimental. Je n'oublie bien évidemment pas le nombreux personnel non permanent que j'ai côtoyé au laboratoire : thésards, stagiaires, DRT, ... Ils ont rendu amicale l'ambiance de travail. Je ne peux tous les citer mais certains sont inoubliables (Laurent, Jérôme, Stéphane (maintenant CEA), Yohann, Sébastien, Mickaël, Christophe, Jean-alain ...). Je m'excuse pour ceux que je n'ai pas cités mais la liste est vraiment trop longue.

Sommaire

NOMENCLATURE	9
INTRODUCTION	11
CHAPITRE 1 : BIBLIOGRAPHIE SUR LES ECHANGEURS COMPACTS	15
1.1 DESCRIPTION DES GEOMETRIES D'ECHANGEURS	15
1.1.1 Les géométries OSF	17
1.1.2 Les ailettes Persiennes	18
1.2 LES PHENOMENES PHYSIQUES DE DECOLLEMENT – RECOLLEMENT	21
1.2.1 Les régimes d'écoulement	21
1.2.2 Le bord d'attaque	23
1.2.3 L'élancement	25
1.3 LES DONNEES LOCALES	25
1.3.1 La poche de recirculation	26
1.3.2 Le nombre de Stouhal	32
1.3.3 Les profils pariétaux	35
1.3.3.1 Le coefficient de pression	35
1.3.3.2 Le coefficient de frottement	37
1.3.3.3 Le coefficient d'échange thermique	39
1.3.4 Les autres profils	42
1.3.5 Les spectres d'énergie	43
1.3.6 Les données locales pour des canaux OSF	45
1.3.7 Conclusion partielle : données locales disponibles dans la littérature	46
1.4 LES DONNEES GLOBALES	48
1.4.1 Les grandeurs utilisées	48
1.4.2 Les corrélations pour les géométries à pas décalé	49
1.4.2.1 Les corrélations de Wieting (1975)	50
1.4.2.2 Les corrélations de Joshi & Webb (1987)	50
1.4.2.3 Les corrélations de Mochizuki <i>et al.</i> (1987)	51
1.4.2.4 Les corrélations de Manglik & Bergles (1995)	52
1.4.3 Conclusion partielle : données globales	52
CHAPITRE 2 : LES TECHNIQUES ET MOYENS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX	59
2.1 SIMULATIONS NUMERIQUES	59
2.1.1 Les travaux numériques antérieurs	59
2.1.2 Les méthodes de simulation numérique des écoulements turbulents	64
2.1.2.1 La Simulation Numérique Directe (SND)	64
2.1.2.2 La Simulation des Grandes Echelles (SGE)	65
2.1.2.3 Les approches moyennées (RANS)	69
2.1.2.4 Modélisation des phénomènes de paroi	73
2.1.3 Présentation des outils numériques utilisés	76
2.1.3.1 La méthode des volumes finis	76
2.1.3.2 La résolution	78

2.2	LES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	80
2.2.1	<i>Les travaux expérimentaux antérieurs</i>	80
2.2.2	<i>Le dispositif de mesure de vitesse par LDA</i>	82
2.2.2.1	Principe de la mesure par Anémométrie Laser Doppler	82
2.2.2.2	Description du banc expérimental LDA	85
2.2.2.3	Mesures réalisées	86
2.2.3	<i>Le dispositif expérimental ANETTE</i>	89
2.2.3.1	Principe de la mesure fil chaud	89
2.2.3.2	Description du dispositif expérimental	90
2.2.3.3	Mesures réalisées	98
2.3	CONCLUSION PARTIELLE	100
CHAPITRE 3 : RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX		105
3.1	ETUDE NUMERIQUE PRELIMINAIRE	105
3.1.1	<i>Géométrie et maillage pour l'étude de référence</i>	105
3.1.1.1	Géométrie de référence	106
3.1.1.2	Description de l'étude de référence	107
3.1.2	<i>Résultats expérimentaux utilisés pour la validation</i>	111
3.1.2.1	Résultats bibliographiques	111
3.1.2.2	Résultats de l'étude expérimentale ANETTE	112
3.1.2.3	Résultats des expériences LDA	113
3.1.2.4	Synthèse des résultats expérimentaux de comparaison	114
3.1.3	<i>Validations des schémas numériques</i>	115
3.1.3.1	Choix du modèle de turbulence et du code de calcul	115
3.1.3.2	Choix des schémas de convection	123
3.1.3.3	Choix de la résolution temporelle	130
3.1.3.4	Etude de l'influence du maillage	134
3.1.4	<i>Comparaison entre les calculs 2D et des simulations 3D</i>	139
3.1.4.1	Comparaison entre calculs 2D et 3D sur une ailette isolée	139
3.1.4.2	Comparaisons avec un motif réel d'ailette OSF	152
3.1.5	<i>Synthèse de l'étude préliminaire</i>	162
3.2	ETUDE DETAILLEE	164
3.2.1	<i>Etude complète sur une ailette isolée</i>	164
3.2.1.1	Description de l'étude	164
3.2.1.2	Les phénomènes physiques observés	165
3.2.1.3	Comparaison des résultats pariétaux	166
3.2.1.4	Etude du sillage	170
3.2.1.5	Autres résultats de comparaisons	175
3.2.1.6	Conclusion pour l'étude sur une ailette isolée	179
3.2.2	<i>Etude sur plusieurs ailettes d'échangeurs</i>	180
3.2.2.1	Description de l'étude	180
3.2.2.2	Résultats qualitatifs	182
3.2.2.3	Résultats quantitatifs	183
3.2.2.4	Conclusion pour l'étude globale sur plusieurs rangées d'ailette	186
3.2.3	<i>Synthèse de l'étude détaillée</i>	187
CHAPITRE 4 : ETUDE PARAMETRIQUE ET OPTIMISATION		189
4.1	DESCRIPTION DE L'ETUDE REALISEE	189
4.1.1	<i>Validation des conditions limites périodiques</i>	190
4.1.2	<i>Analyse des paramètres géométriques à étudier</i>	194
4.1.2.1	L'épaisseur d'ailette	195

4.1.2.2	La longueur d'ailette.....	195
4.1.2.3	Le découpage des ailettes	196
4.1.2.4	Le décentrement	197
4.1.3	<i>Description des simulations</i>	197
4.1.3.1	Détails des conditions de simulations.....	197
4.1.3.2	Géométries d'ailettes étudiées	198
4.2	ETUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES.....	202
4.2.1	<i>Etude de l'effet d'épaisseur d'ailettes</i>	202
4.2.2	<i>Etude de l'effet de longueur d'ailettes</i>	206
4.3	AMELIORATION DES GEOMETRIES D'AILETTES.....	212
4.3.1	<i>Découpage des ailettes</i>	212
4.3.2	<i>Modification du centrage des ailettes</i>	216
4.3.2.1	Décentrage systématique	216
4.3.2.2	Décentrage alternatif.....	218
4.3.3	<i>Etude des effets de la hauteur d'ailette</i>	221
4.4	SYNTHESE DE L'ETUDE PARAMETRIQUE.....	226
CONCLUSION		229
ANNEXE		233
RECAPITULATIF DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		243

Nomenclature

Nombres adimensionnels

C_f	Coefficient de frottement : $C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$
C_p	Coefficient de pression : $C_p = \frac{(P - P_0)}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$
f	Coefficient de frottement (Fanning) $f = \frac{\Delta P D_H}{4L \left(\frac{1}{2} \rho U_0^2 \right)}$
j	Coefficient de Colburn (coefficient d'échange thermique adimensionnel) $j = \frac{Nu_{D_H}}{Re_{D_H} Pr^{1/3}}$
Nu_x	Nombre de Nusselt basé sur la longueur x : $Nu_x = \frac{hx}{\lambda}$
Pr	Nombre adimensionnel de Prandtl : $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$
Re_x	Nombre adimensionnel de Reynolds calculé avec la longueur x $Re_x = \frac{\rho U_0 x}{\mu}$
Sc	Nombre de Schmidt
Sh	Nombre de Sherwood
St	Nombre de Stanton $St = \frac{Nu}{Re Pr}$
St_e	Nombre de Strouhal calculé sur l'épaisseur d'ailette
St_{ls}	Nombre de Strouhal calculé sur la longueur d'ailette

Lettres majuscules

A_c	m^2	Section minimale de passage à travers les persiennes
A_0	m^2	Surfaces totales d'échange
C_p	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur massique
D_H	m	Diamètre hydraulique
Ec	J	Energie cinétique
H	m	Demi-épaisseur d'ailette ($e/2$)
L	m	Longueur du domaine
P	Pa	Pression
S	m^2	Surface d'échange
T	K ou $^{\circ}C$	Température
T_p	K	Température de paroi
T_{rms}	K	Ecart type de température du fluide

U, V, W	m/s	Composantes de la vitesse du fluide suivant x, y, z
$U_{rms} V_{rms} W_{rms}$	m/s	Ecart type de la vitesse du fluide
X	m	Abscisse le long la plaque

Lettres minuscules

a	$m^2.s^{-1}$	Diffusivité thermique du fluide
e	m	Epaisseur de l'ailette
f	s^{-1}	Fréquence de lâchés tourbillonnaires
fpm	m^{-1}	Nombre d'ondes par mètre
h	$W.m^2.K^{-1}$	Coefficient d'échange thermique par convection
h_s	m	Hauteur d'ailette
l_h	m	Hauteur ouverte de persienne
l_l	m	Largeur d'ouverture pour des ailettes persiennes
lr	m	Longueur de recollement
l_s	m	Longueur de serration (longueur de l'ailette)
t	s	Temps
u, v, w	$m.s^{-1}$	Composantes de la vitesses
u^*	m/s	Vitesse de frottement $\sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$
w	m	Pas de serration, largeur d'ailette
y^+		Distance à la paroi adimensionnée $y^+ = \frac{u^* y}{\nu}$
θ		Angle de persiennes
x, y, z	m	Coordonnées de l'espace

lettres grecques et symboles

Δt	s	Pas de temps de calcul
ΔT_{ml}	K	Différence de température moyenne logarithmique
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	m	Dimension du maillage suivant les directions x, y et z
ε		Porosité
λ	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Conductivité thermique
φ	$W.m^{-2}$	Densité de flux thermique
μ	Pa.s	Viscosité dynamique du fluide
ν	$m^2.s^{-1}$	Viscosité cinématique du fluide
ρ	$kg.m^{-3}$	Masse volumique du fluide
τ_p	Pa	Contrainte de cisaillement à la paroi

Indices

0	relatif à l'état initial ou l'état au loin
e	relatif à l'entrée du fluide
p	relatif à la paroi
s	relatif à la sortie du fluide
i, j	indices
moy	relatif à la valeur moyenne
rms	relatif à l'écart type (Root Mean Square)

Introduction

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein du Groupement pour la Recherche sur les Echangeurs Thermiques (GRETh), un laboratoire du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Grenoble, avec un co-financement entre le CEA et l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME). Le GRETh est un Centre de Ressource Technologique qui a pour vocation de permettre aux entreprises industrielles d'accéder aux résultats et aux avancées de la recherche scientifique dans le domaine de la thermique. Cette thèse s'inscrit ainsi dans la thématique des échangeurs de chaleur compacts en restant à la fois indépendante des fabricants mais aussi à l'écoute des problématiques de ces derniers. Ainsi au cours de ce travail, nous avons eu des relations fréquentes avec des industriels, utilisateurs ou fabricants des échangeurs étudiés, pour écouter et comprendre les problématiques qui existent dans ce domaine d'activité. Nous avons toutefois cherché à garder une démarche de recherche, en réalisant une étude bibliographique approfondie, des simulations numériques instationnaires et une validation expérimentale par des mesures locales (fil chaud, fil froid et LDA). Enfin, les simulations numériques ont été utilisées dans le but d'optimiser les géométries actuelles d'échangeurs.

Les échangeurs de chaleur sont des appareils passifs qui permettent le transfert d'énergie entre deux fluides. Ces dispositifs de transfert thermique sont présents dans quasiment tous les domaines industriels (sidérurgie, chimie, pétrochimie, production d'énergie, traitement d'air, aérospatiale, automobile ...) et doivent s'adapter à ces différents environnements. Ainsi de nombreuses technologies d'échangeurs existent (plaques et joints, tubes et calandre, tubes ailetés, plaques et ailettes ...), adaptées aux différentes utilisations. Ces appareils peuvent se trouver sous des formes et des tailles très diverses en fonction des applications. Toutefois, ils utilisent tous les principes de base de transfert d'énergie présentés sur le schéma suivant :

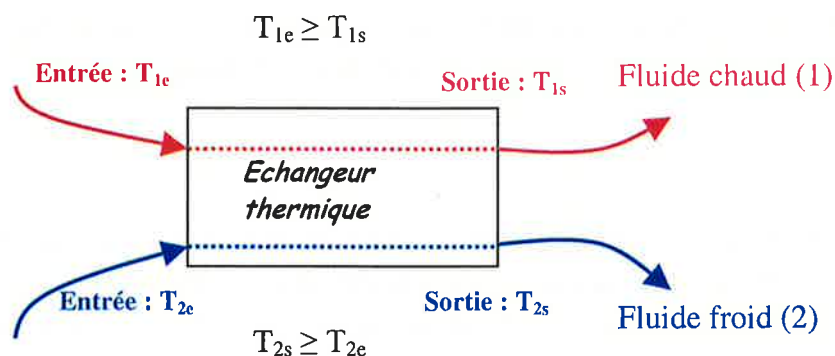


Schéma de principe d'un échangeur

Pour dimensionner ce type d'appareil, il faut résoudre trois équations de bilan d'énergie : une équation de bilan enthalpique pour le fluide chaud, une équation de bilan enthalpique pour le fluide froid et une équation décrivant les transferts thermiques entre les deux fluides en supposant dans la plupart des cas le système échangeur comme adiabatique.

Les fluides circulant dans l'échangeur peuvent être à courant parallèle, à contre-courant ou encore à courant-croisé. Les écoulements fluides peuvent se trouver soit dans un état monophasique (liquide ou gazeux), soit dans un état diphasique.

Dans de nombreuses applications, afin de réduire le poids, le coût ou encore l'encombrement, les fabricants étudient des solutions pour intensifier les échanges thermiques. Ceci entraîne en général une augmentation des pertes de charge. Ainsi il existe toujours un compromis à trouver entre ces deux paramètres en fonction des besoins, des contraintes d'encombrement et des pertes de charge admissibles.

Une technique d'intensification couramment utilisée consiste à augmenter la surface d'échange S (m^2). Quand cette intensification devient importante, c'est à dire que la surface d'échange est supérieure à $700 \text{ m}^2/m^3$ pour les gaz ($400 \text{ m}^2/m^3$ pour les liquides), les échangeurs sont qualifiés de compacts. Notre travail s'intéresse aux échangeurs compacts à plaques et ailettes (Figures 1.1, 1.2 et 1.5 du Chapitre 1) et particulièrement à l'étude des géométries d'ailettes. Dans ces géométries, les ailettes sont utilisées du côté du fluide ayant le coefficient d'échange thermique h ($W.m^{-2}.K^{-1}$) le plus faible (limitant les échanges), c'est-à-dire fréquemment avec des gaz. Initialement, les ailettes permettaient principalement d'augmenter la surface d'échanges. Il s'est ensuite avéré utile d'étudier la forme de cette surface additionnelle afin d'augmenter le coefficient d'échanges h par la génération de structures turbulentes et de brassage, pour accroître ainsi le produit $h*S$ ($W.K^{-1}$), régissant les transferts thermiques. Actuellement il existe de nombreuses géométries d'ailettes qui sont principalement utilisées dans l'automobile, la cryogénie, l'aéronautique et le traitement d'air. Les inconvénients, pour un élargissement des domaines d'applications des échangeurs compacts à plaques et ailettes, restent les pertes de charge importantes avec en plus un encrassement possible dû au faible diamètre hydraulique. De plus, cette technologie d'échangeur thermique est assez onéreuse par rapport à des échangeurs plus classiques notamment tubulaires.

Ces échangeurs sont actuellement dimensionnés à partir de corrélations en général trop empiriques pour être précises et ne permettant pas d'appréhender les phénomènes locaux. Par ailleurs, les dernières années ont connu une forte évolution des techniques et moyens de simulations numériques. L'objectif principal de ce travail consiste ainsi à utiliser des moyens numériques pour améliorer le dimensionnement et l'optimisation des ailettes d'échangeurs compacts. Pour cela une validation préalable des modèles numériques, modèles de turbulence,

schémas numériques et maillages à partir des données de la littérature sur les phénomènes physiques thermohydrauliques autour d'ailettes, a été nécessaire. Des simulations numériques ont alors été réalisées avec les logiciels de simulations numériques TRIO_U (développé au CEA Grenoble), FLUENT et STAR-CD (logiciels commerciaux). Ensuite, des études expérimentales fournissant des données thermo-hydrauliques locales ont permis de finaliser la validation de l'outil numérique. Par ailleurs, l'étude des phénomènes physiques autour d'ailettes a montré la présence d'écoulements décollés-recollés avec de nombreuses recirculations. Enfin, les simulations numériques ont permis de réaliser une étude paramétrique sur les géométries d'ailettes visant à une optimisation. Les études numériques étant moins coûteuses et plus rapides que les campagnes expérimentales, de nombreuses géométries ont ainsi pu être simulées.

Le premier chapitre de ce document présente la synthèse bibliographique des informations disponibles sur les échangeurs compacts à plaques et ailettes. Les phénomènes physiques de décollement et recollement autour des ailettes à pas décalé sont alors présentés, avec une étude particulièrement complète de l'ailette isolée. Ce chapitre comporte en outre un bilan des corrélations principalement utilisées pour le dimensionnement de ces échangeurs. Le second chapitre présente les dispositifs numériques et expérimentaux utilisés durant la thèse. Le troisième chapitre est consacré à la validation de l'outil numérique et à la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. Enfin le quatrième chapitre étudie les possibilités d'optimisation des géométries à partir de simulations. Après avoir présenté les critères de performances utilisés dans le dimensionnement des échangeurs compacts, des simulations sont réalisées afin d'étudier différents paramètres dimensionnels des ailettes. De plus, des simulations sur des nouvelles géométries d'ailettes montrent qu'il existe encore de la place pour l'innovation dans ce domaine.

the 1990s, the number of people in the UK who are employed in the public sector has increased by 1.5 million, from 2.5 million in 1980 to 4 million in 1995. The public sector has also become an important employer of women, with 5.5 million women employed in the public sector in 1995, compared with 4.5 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people with disabilities, with 1.5 million people with disabilities employed in the public sector in 1995, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are over 50 years of age. In 1995, 1.5 million people over 50 years of age were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are under 25 years of age. In 1995, 1.5 million people under 25 years of age were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from ethnic minorities. In 1995, 1.5 million people from ethnic minorities were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Caribbean. In 1995, 1.5 million people from the Caribbean were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the Indian subcontinent. In 1995, 1.5 million people from the Indian subcontinent were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Chinese community. In 1995, 1.5 million people from the Chinese community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the Pakistani community. In 1995, 1.5 million people from the Pakistani community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Bangladeshi community. In 1995, 1.5 million people from the Bangladeshi community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the African community. In 1995, 1.5 million people from the African community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Black British community. In 1995, 1.5 million people from the Black British community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the Black African community. In 1995, 1.5 million people from the Black African community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Black Caribbean community. In 1995, 1.5 million people from the Black Caribbean community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the Black British community. In 1995, 1.5 million people from the Black British community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Black African community. In 1995, 1.5 million people from the Black African community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

The public sector has also become an important employer of people who are from the Black Caribbean community. In 1995, 1.5 million people from the Black Caribbean community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980. The public sector has also become an important employer of people who are from the Black British community. In 1995, 1.5 million people from the Black British community were employed in the public sector, compared with 1 million in 1980.

Chapitre 1 : Bibliographie sur les échangeurs compacts

Les échangeurs de chaleur compacts sont des appareils capables d'échanger une grande quantité de chaleur dans un faible volume. En effet, ces échangeurs grâce à leur grande compacité permettent de réduire l'encombrement, le poids et le coût des dispositifs industriels d'échanges thermiques. Des corrélations permettent un dimensionnement rapide et efficace des appareils avec une précision d'environ 20 %. Des données locales pourraient aider à un meilleur dimensionnement et surtout à l'optimisation de ces dispositifs.

Les données locales et les mesures fines, difficiles à mettre en œuvre, sont assez rares, bien que présentant un grand intérêt pour la compréhension des phénomènes et pour l'optimisation des géométries. Nous allons répertorier dans ce chapitre les données locales et corrélations globales de la littérature sur les échangeurs de chaleur compacts, en s'intéressant plus particulièrement aux ailettes à pas décalé (Figure 1.1).

L'étude bibliographique sur les échangeurs de chaleur compacts va se décomposer en quatre parties. Tout d'abord, nous décrirons les géométries d'ailettes des échangeurs à plaques et ailettes en s'attardant particulièrement sur les géométries à pas décalé (Offset Strip Fin, principalement étudiées durant ce travail) et les ailettes persiennes. Ensuite, nous décrirons l'écoulement et les transferts associés à ce type de géométrie. Ainsi, nous étudierons les décollements et recollements d'écoulements autour de plaques planes épaisses. Puis, nous référencerons les travaux réalisés fournissant des résultats locaux de pression, vitesse et température. Enfin, les corrélations pour des échangeurs compacts, à ailettes à pas décalé, seront présentées.

1.1 Description des géométries d'échangeurs

Nous présentons dans ce paragraphe les géométries d'ailettes utilisées pour les échangeurs à plaques et ailettes. Il existe différentes formes d'ailettes (Figure 1.1) fréquemment utilisées. Elles sont le plus souvent brasées sur des plaques dans lesquelles circule un autre fluide, souvent avec un meilleur coefficient d'échange thermique. Typiquement pour des évaporateurs ou des condenseurs, des ailettes d'échangeurs compacts sont placées du côté du fluide qui ne subit pas le changement de phase. En effet, les coefficients d'échange thermique pour un changement de phase sont très élevés par rapport à des échanges convectifs. En outre,

les ailettes sont souvent utilisées avec des fluides gazeux, mais aussi dans de nombreuses applications avec des liquides et parfois dans des procédés diphasiques.

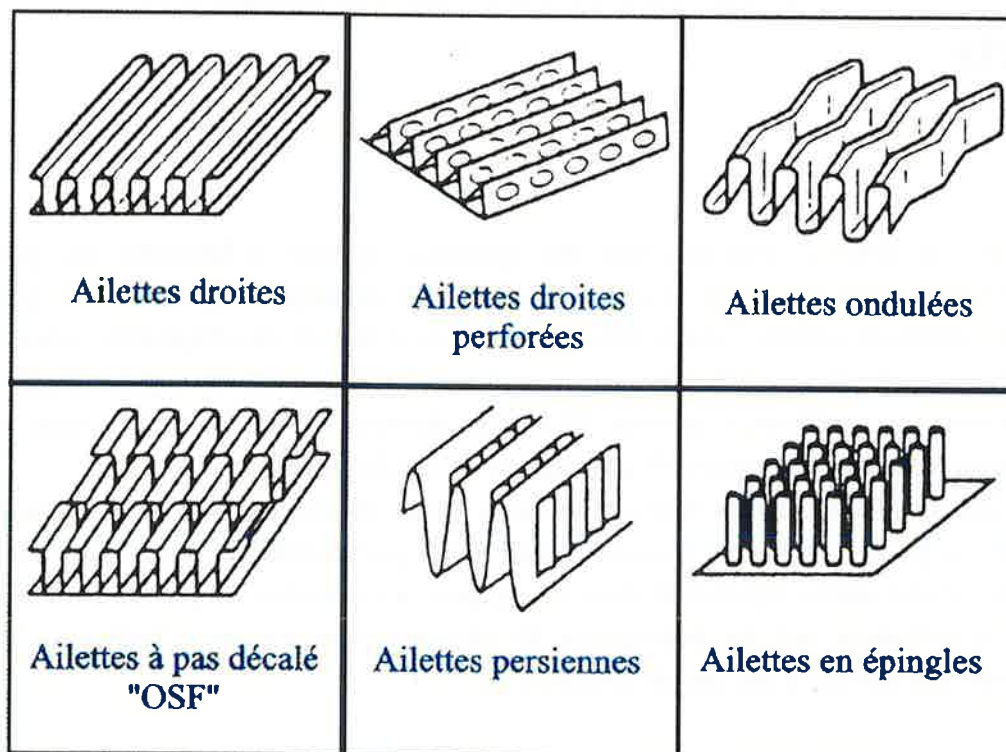


Figure 1.1 : Les géométries d'ailettes pour échangeurs compacts

Les ailettes droites : C'est la géométrie la plus simple qui a essentiellement pour objectif d'augmenter la surface d'échange. Les canaux élémentaires peuvent être rectangulaires ou triangulaires.

Les ailettes ondulées : Elles permettent de « compacifier » un peu la géométrie par rapport à des ailettes droites. L'angle doit rester assez faible pour éviter les décollements qui créent des dégradations d'énergie sans améliorer les performances thermiques.

Les ailettes droites perforées : Les perforations permettant au fluide de communiquer entre les canaux afin d'uniformiser les échanges et d'engendrer de l'agitation turbulente.

Les ailettes en épingles : Les épingles permettent une augmentation de la surface d'échange et créent du mélange et de la turbulence. Ce dispositif est fréquemment utilisé pour le refroidissement de composants électroniques.

Les ailettes à pas décalé : Elles sont couramment appelées Offset Strip Fin (OSF) ou « serrated ». Ces ailettes offrent sensiblement la même surface d'échange que les ailettes droites mais leur disposition décalée permet de générer de la turbulence, et d'augmenter le

nombre de zones de formation de la couche limite, ce qui est bénéfique aux échanges thermiques.

Les ailettes persiennes : Ce sont des canaux qui disposent de volets à travers lesquels peut circuler le fluide. Une partie des volets est disposée dans un sens et un peu plus loin dans l'échangeur, l'inclinaison des volets est inversée. Dans ce cas aussi la surface d'échange est conservée (par rapport aux ailettes droites) et, de la turbulence et du mélange sont alors engendrés par les volets (des persiennes).

D'autres géométries peuvent être parfois utilisées pour générer de la turbulence, telles que les obstacles rectangulaires (marches rectangulaires), se rapprochant par leur forme et leurs fonctions des ailettes en épingles ; et les générateurs de vortex engendrant des tourbillons longitudinaux.

Il faut toutefois garder à l'esprit qu'une amélioration des échanges thermiques est liée à une augmentation des pertes de charge.

Nous allons au cours de cette étude bibliographique s'intéresser essentiellement aux ailettes Offset Strip Fin (OSF) et persiennes qui sont deux géométries actuellement très utilisées pour leurs qualités permettant de compacifier les échangeurs.

1.1.1 Les géométries OSF

La géométrie à pas décalé (Figure 1.2) permet d'une part, de « compacifier » l'échangeur par ses petits canaux augmentant la surface, et d'autre part d'engendrer de la turbulence à partir de décollement et recollement de couches limites.

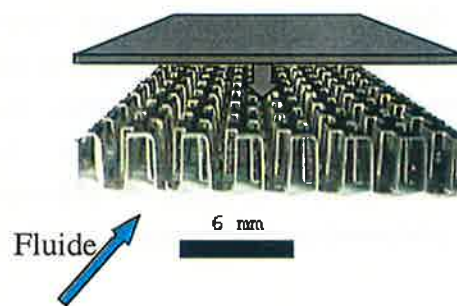


Figure 1.2 : Photo d'ailette OSF avant brasage

La structure des ailettes se présente comme des canaux rectangulaires intercalés, le fluide (un gaz le plus souvent) traverse les canaux de la manière suivante (Figure 1.3).

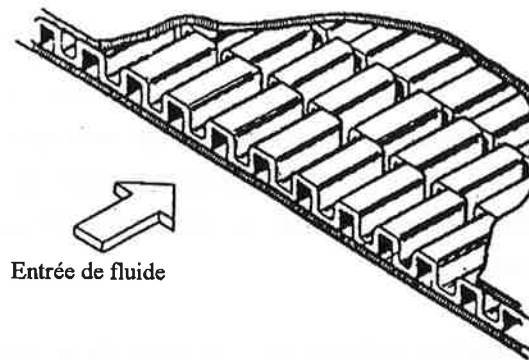


Figure 1.3 : Schéma de canaux rectangulaires à pas décalé

Dans ce type de géométrie, on définit les grandeurs suivantes :

w largeur de l'ailette ou pas de serration

l_s longueur de serration

h_s hauteur de l'ailette

e épaisseur de l'ailette

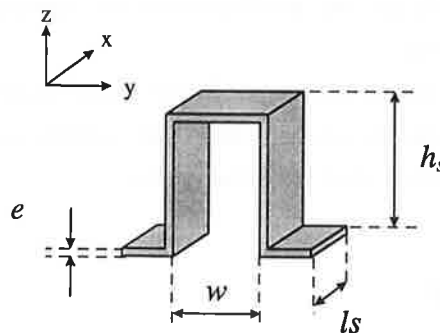


Figure 1.4 : schéma d'un canal « OSF »

Les échangeurs OSF sont conçus pour permettre d'améliorer les transferts thermiques par la création et la destruction des couches limites qui prennent place sur les ailettes. Ces échangeurs utilisent le fait que les échanges sont maxima aux bords d'attaque et que les canaux décalés créent de la turbulence, bénéfique aux mélanges et aux échanges pariétaux. Les phénomènes instationnaires, prenant place autour des ailettes de ce type d'échangeur, seront expliqués dans la seconde partie. Nous verrons alors les différents régimes d'écoulement autour d'une plaque plane épaisse. En effet, les phénomènes physiques autour des ailettes peuvent s'apparenter aux phénomènes étudiés pour des plaques planes épaisses.

1.1.2 Les ailettes Persiennes

Les ailettes persiennes (Figure 1.5 et Figure 1.6) très utilisées dans l'automobile, sont réalisées par pliage et découpage de fines plaques d'aluminium. Les ailettes constituant la partie externe de l'échangeur sont brasées sur les surfaces où l'on désire augmenter les échanges thermiques.

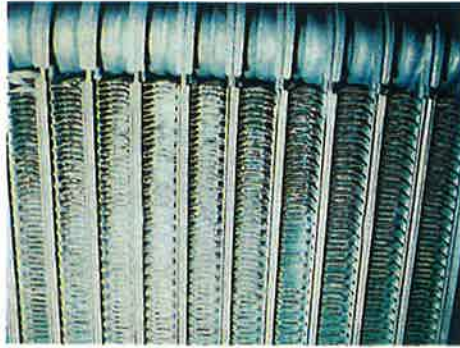


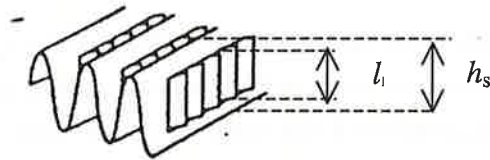
Figure 1.5 : Photo d'un évaporateur de climatisation automobile comportant des ailettes persiennes

Les grandeurs géométriques pour les ailettes persiennes sont décrites sur la Figure 1.6.

Géométrie persienne

hauteur d'ailette h_s

largeur l_i



Ailette

pas de serration w

longueur l_s

épaisseur e

angle θ

hauteur ouverte l_h

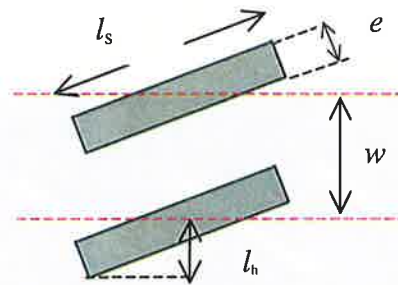


Figure 1.6 : Coupe et caractéristiques d'une ailette persienne

L'écoulement autour des ailettes persiennes est assez similaire à celui des géométries OSF, avec des décollements et recollements de couches limites ainsi que des lâchés tourbillonnaires. Cependant, l'angle formé par les ailettes persiennes et l'écoulement influe sensiblement sur les performances de l'échangeur. De plus, en fonction du régime d'écoulement et de l'angle d'inclinaison des ailettes, le fluide suivra plus ou moins bien la trajectoire imposée par les persiennes. A faible nombre de Reynolds, les lignes de courant de l'écoulement seront parallèles aux ailettes, et pour des nombres de Reynolds plus élevés, nous observerons des lignes de courant moins décalées (voir Figure 1.7 et Figure 1.8). La Figure 1.7 et le schéma du bas de la Figure 1.6 représentent des vues de coupe dans le sens de la hauteur d'une géométrie persienne.

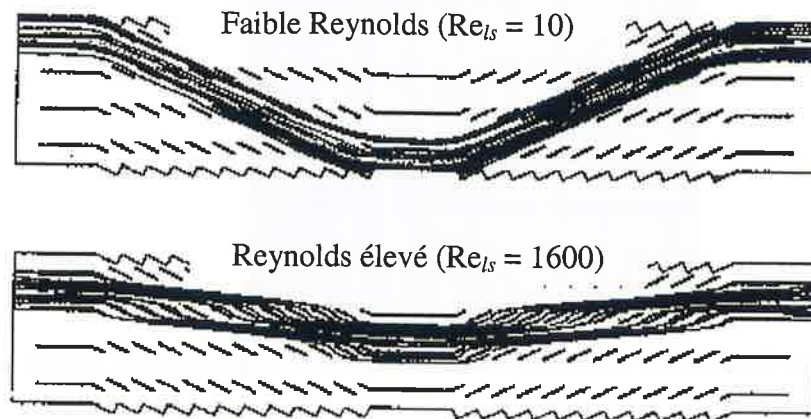


Figure 1.7 : Schéma des lignes de courant de l'écoulement, d'après des résultats de simulation numérique (d'après Shah *et al.*, 2000)

Nous observons ainsi (Figure 1.7) l'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement dans les ailettes persiennes et la turbulence engendrée par la disposition des ailettes (Figure 1.8). Ces vues correspondent à des vues en coupe dans une géométrie persienne, on voit alors les différentes inclinaisons des volets.

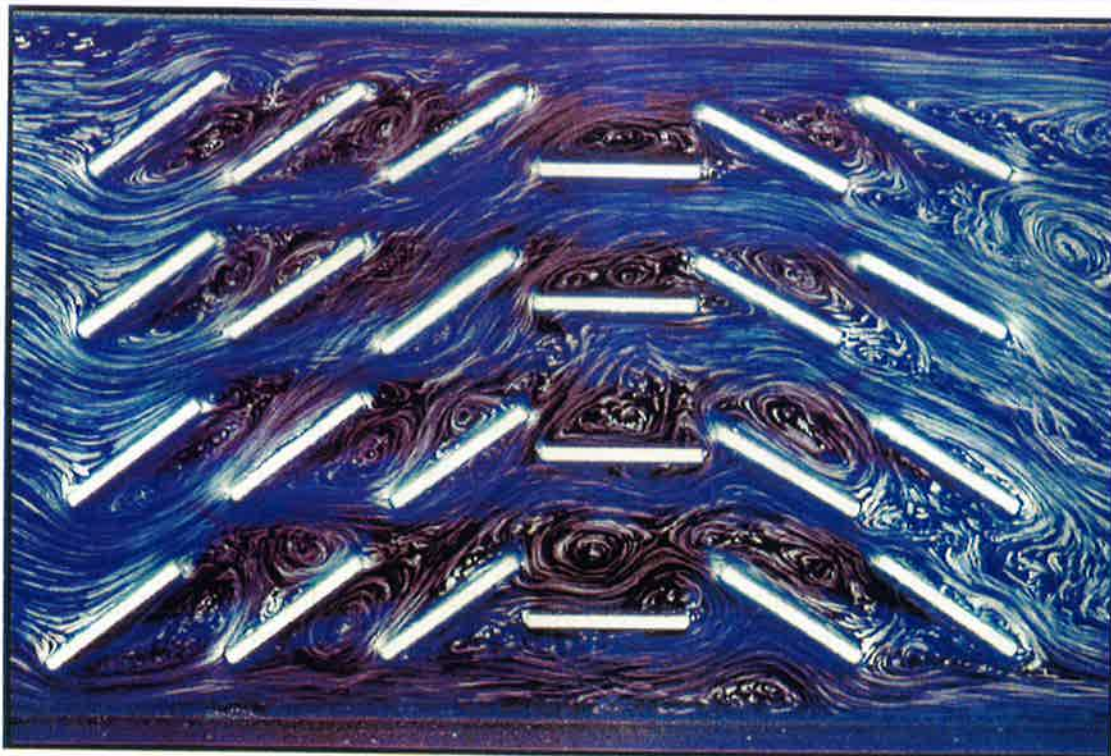


Figure 1.8 : Visualisation de l'écoulement dans une géométrie d'ailerres persiennes (d'après Shah *et al.*, 2000)

1.2 Les phénomènes physiques de décollement – recollement

Nous allons dans cette partie, étudier les phénomènes physiques de décollement et de recollement présents dans ces échangeurs compacts.

Une grandeur fréquemment utilisée dans ce type de géométrie est la demi-épaisseur de plaque : $e/2$ (les auteurs utilisent parfois H pour désigner cette grandeur). Celle-ci est utilisée souvent pour adimensionner les grandeurs géométriques et construire les nombres de Reynolds et de Nusselt.

Comme nous l'avons déjà précisé, les phénomènes rencontrés dans les échangeurs compacts type "OSF" et persiennes sont similaires à ceux observés sur des plaques épaisses. L'ailette de l'échangeur s'apparente à une plaque épaisse de longueur finie générant des perturbations locales dans l'écoulement. Le transport et la diffusion de ces perturbations créent de la turbulence dans l'échangeur. Nous pouvons distinguer trois zones caractéristiques de l'écoulement autour d'une plaque épaisse. Il y a d'abord le bord d'attaque qui engendre une poche de recirculation, ensuite l'ailette sur laquelle peuvent être convectés les tourbillons se décrochant de la poche de recirculation et enfin le sillage où prend place une allée de tourbillons de Von-Karman. Tout d'abord, nous donnerons les régimes d'écoulement présents autour de plaques planes épaisses, ensuite nous décrirons les phénomènes de bord d'attaque et enfin nous verrons l'effet de l'élancement de la plaque.

1.2.1 Les régimes d'écoulement

Les régimes d'écoulement autour des plaques planes épaisses ont été décrits par Ota *et al.*, 1981, Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991 à partir de leurs observations expérimentales. Trois principaux régimes d'écoulement ont été relevés par les auteurs (Figure 1.9).

Pour déterminer le régime d'écoulement, on définit le nombre de Reynolds caractéristique d'un écoulement autour d'une plaque plane, basé sur la demi-épaisseur d'ailette :

$$Re_{e/2} = \frac{U_0 e/2}{\nu} \quad (1.1)$$

U_0 étant la vitesse amont et ν la viscosité cinématique du fluide.

On pourra aussi définir pour les géométries composées de plusieurs ailettes, le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique (les relations pour calculer le diamètre hydraulique dans les ailettes « OSF » sont données au paragraphe 1.4.2).

$$Re_{D_H} = \frac{U_0 D_H}{\nu} \quad (1.2)$$

Les auteurs proposent quasiment tous trois régimes d'écoulement (voir Figure 1.9), mais les nombres de Reynolds de transition de régime ne sont pas clairement définis. En effet, les

régimes d'écoulement sont influencés par la turbulence amont à l'obstacle et par l'état de surface de celui-ci.

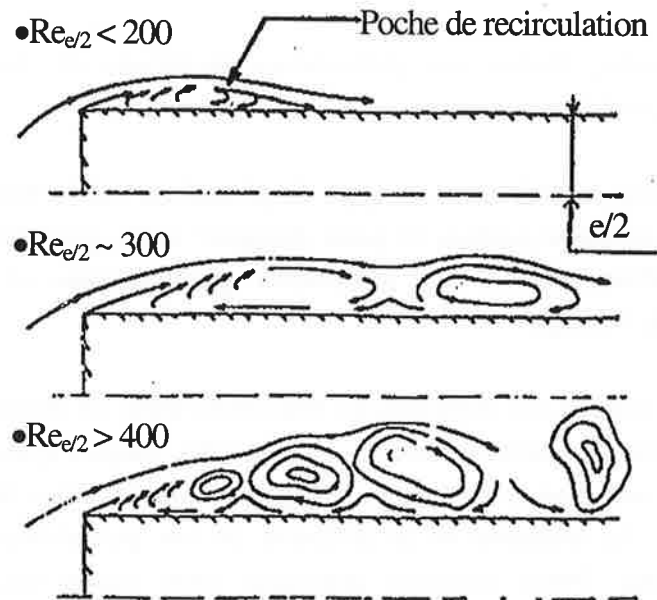


Figure 1.9: les régimes d'écoulement autour d'une plaque plane

- Pour un $Re_{e/2} < 200$, les décollement et recollement sont laminaires. La poche de recirculation est alors assez stable et sa taille varie avec le nombre de Reynolds. Dans le sillage se développe une allée de tourbillons de Karman dans le cas où $Re_{e/2} > 60$.
- Dans une zone de nombre de Reynolds située entre 200 et environ 400, on observe une zone de séparation de l'écoulement. Le décollement reste laminaire alors que le recollement devient turbulent. Le point de recollement est instable, il ondule, entraînant une production de vortex le long de l'ailette. Ces tourbillons sont transportés du point de recollement au sillage où ils rejoignent l'allée tourbillonnaire.
- Pour un $Re_{e/2} > 400$, les décollement et recollement sont turbulents. La longueur de poche de recirculation devient indépendante du nombre de Reynolds.

La Figure 1.10 présente les visualisations de l'écoulement réalisées par Sasaki & Kiya, 1991 correspondant aux différents régimes. Les valeurs de transition proposées par les auteurs sont un peu plus faibles que la majorité de celles présentes dans la littérature, ceci peut être dû à une agitation turbulente plus importante dans leur veine d'essai.

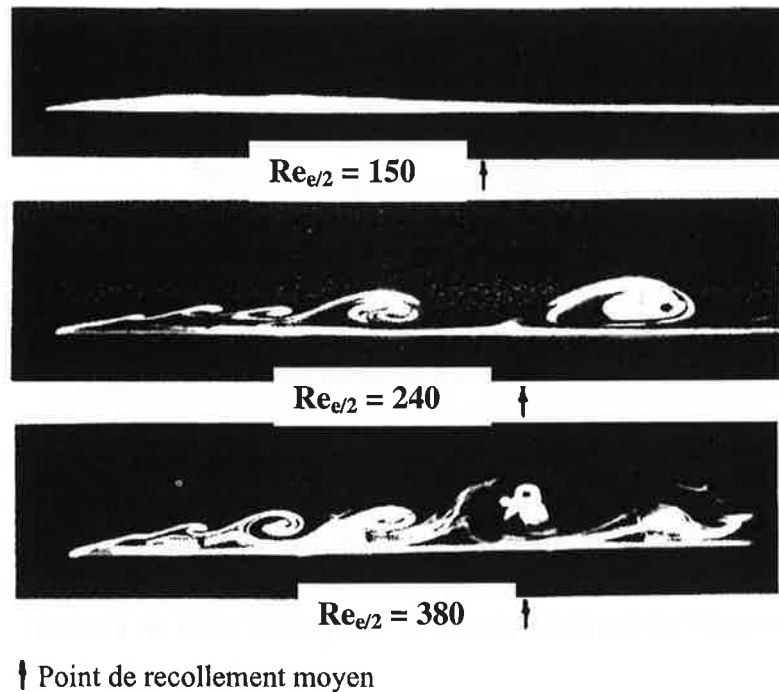


Figure 1.10: Visualisation des différents régimes d'écoulement d'après Sasaki & Kiya, 1991

Les phénomènes présents dans les géométries d'échangeurs OSF sont comparables à ce type d'écoulement autour d'une plaque épaisse. Toutefois, l'effet de confinement et le développement de la turbulence tout au long de l'échangeur modifient les régimes d'écoulements. Ainsi même pour un nombre de Reynolds basé sur la demi-épaisseur de l'ordre de 150, nous pouvons observer au bout de quelques rangées d'ailettes des tourbillons se développant le long de celle-ci. Ce phénomène a été visualisé par plusieurs auteurs à partir d'un écoulement autour de plaques se rapprochant de géométries à pas décalé. Les expériences de Xi *et al.*, 1991, montrent que pour des nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 200$, dans une géométrie à pas décalé, on observe à partir de la troisième rangée d'ailettes des phénomènes équivalents à ceux observés pour un $Re_{e/2} \sim 350$.

1.2.2 Le bord d'attaque

Nous schématisons sur la Figure 1.11 les phénomènes au bord d'attaque, avec le point d'arrêt, la poche de recirculation et le point de recollement. Ce bord d'attaque est le point de départ de la couche limite qui se développe le long du profil.

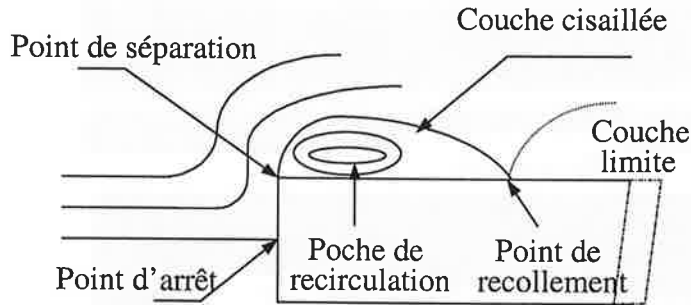


Figure 1.11 : Les phénomènes présents au bord d'attaque

L'obstacle formé par la plaque épaisse engendre un point d'arrêt en amont, une zone de séparation en début de couche limite ainsi qu'une zone de recirculation formant un tourbillon longitudinal. A partir d'un certain nombre de Reynolds (*cf.* paragraphe précédent), la poche de recirculation devient instable et des tourbillons se détachent alors périodiquement de celle-ci. Ils sont ensuite convectés le long de la plaque et rejoignent l'allée de Karman.

La poche de recirculation a été largement étudiée par Ota & Kon, 1979, Lane & Loehrke, 1980, Ota *et al.*, 1980(a) et Ota *et al.*, 1981. Les auteurs ont principalement mesuré la longueur de la poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds. De plus, certains auteurs ont étudié l'influence de la forme du bord d'attaque sur la longueur de cette poche. Ainsi, des études expérimentales existent pour des bords d'attaque ronds et différents angles d'attaques. Ces études ont montré que la poche de recirculation était la plus longue dans le cas d'un bord d'attaque rectangulaire. Dans le cas d'un bord d'attaque profilé, la poche de recirculation peut-être très faible, celle-ci est alors stable et il n'y a alors pas de tourbillons convectés le long de l'ailette, ces points seront détaillés dans le paragraphe 1.3.1.

La Figure 1.12 (d'après Hwang *et al.*, 2000) permet la visualisation des phénomènes de bord d'attaque dans le cas d'un écoulement sur une plaque épaisse, à partir d'une fumée injectée dans l'écoulement et d'un éclairage par laser. Ces visualisations permettent à la fois de voir la poche de recirculation et un lâché tourbillonnaire.

Figure 1.12 : Visualisation de l'écoulement au bord d'attaque d'une plaque plane épaisse à $Re_{c/2} = 560$ (Hwang *et al.*, 2000)

1.2.3 L'élancement

Un paramètre géométrique d'élancement est aussi à prendre en compte pour la compréhension physique de l'écoulement. Ce paramètre est le rapport entre la longueur de la plaque (ls) et son épaisseur (e). Okajima *et al.*, 1992, à partir d'une étude numérique pour différents élancements sur des tubes de section rectangulaire, ont montré l'existence de 2 valeurs critiques pour le rapport (ls/e) : 2,1 et 6. Les simulations numériques (types simulations directes) ont été réalisées pour des nombres de Reynolds $Re_{e/2}$ de 500 à 3500.

- Pour un élancement inférieur à 2,1, il n'y a pas de recollement sur la plaque, l'écoulement est totalement décollé. On observe toutefois dans le sillage une oscillation périodique avec une fréquence caractéristique.
- Pour un élancement compris entre 2,1 et 6, l'écoulement recolte alternativement sur chaque face de la plaque, et s'accompagne de la formation d'une poche de recirculation. Dans ce cas là, le point de recollement est totalement instationnaire. Une allée de Karman est présente dans le sillage de l'obstacle.
- Dans le cas d'un élancement supérieur à 6, tous les phénomènes cités précédemment existent. L'écoulement recolte sur la plaque et des tourbillons peuvent être engendrés à partir de la poche de recirculation.

Nakamura *et al.*, 1991, ont réalisé des observations expérimentales similaires ($Re_{e/2} = 500$) pour les dimensions (ls/e) égales à 3,2 et 7,6, mais proposent un quatrième régime d'écoulement pour des élancements $ls/e > 16$. En effet, les auteurs différencient les régimes pour $7,6 < ls/e < 16$ et $ls/e > 16$. Pour le second élancement, les auteurs ont observé que les tourbillons se détachaient avant le recollement et que la turbulence en aval de l'obstacle était pleinement développée.

Il faut toutefois garder à l'esprit que les expériences ne sont pas toutes réalisées dans les mêmes conditions, et que le régime d'écoulement dépend grandement de la turbulence en amont de la plaque. Cette turbulence amont peut en effet, comme nous le verrons par la suite, modifier la taille de la poche de recirculation et déclencher des instationnarités.

1.3 les données locales

Nous allons dans cette partie répertorier les données locales disponibles dans la littérature sur une géométrie de plaque plane épaisse. Les données principales disponibles sont :

- la longueur de la poche de recirculation
- la fréquence de lâchés tourbillonnaires adimensionnalisée
- les profils pariétaux de pression, de contrainte et de flux, le long de la plaque

- des profils de vitesse et de température moyennes et fluctuantes perpendiculaires à la plaque
- les spectres d'énergie

1.3.1 La poche de recirculation

La longueur de la poche de recirculation peut être déterminée expérimentalement à partir de plusieurs critères :

- Contrainte nulle à la paroi
- Le maximum d'échanges thermiques
- En amont du maximum de pression sur la plaque
- Point où le facteur d'intermittence de l'écoulement est $Ir = 0,5$. Pour une abscisse considérée Ir est le rapport entre le nombre d'échantillons de vitesse négative et le nombre totale de mesures de vitesse. Ce critère signifie que la moyenne temporelle de la vitesse axiale est nulle en ce point.

Le critère sur la pression étant peu précis, celui-ci est rarement utilisé. Toutefois, nous verrons par la suite que les profils pariétaux de pression augmentent fortement autour de la zone de recollement.

De nombreuses études ont été réalisées afin de déterminer la longueur de la poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds (calculé sur la demi-épaisseur). Les premières mesures de longueur de poche de recirculation effectuées par Ota & Kon, 1974 et Ota & Itasaka, 1976 pour des nombres de Reynolds ($10^4 < Re_{e/2} < 10^5$) ont donné des valeurs ($2l_r/e$) comprises entre 8 et 10, l_r étant l'abscisse du recollement de l'écoulement sur la plaque. Pour déterminer ces valeurs, ils utilisaient différents critères qui donnent des valeurs légèrement différentes. Ainsi les résultats trouvés par le critère portant sur le flux échangé (Nusselt) se rapprochent de $2l_r/e = 8$, ceux trouvés avec le critère sur la contrainte pariétale sont légèrement supérieurs et ceux déterminés par le maximum de pression sont proches de $2l_r/e = 10$. Ce point ayant été constaté par de nombreux auteurs, ceci indique que ces critères ne sont pas tout à fait équivalents.

Par la suite les auteurs Ota & Kon, 1979 et Ota *et al.*, 1980(a) ou encore Ota *et al.*, 1981 ont étudié l'effet de la forme du bord d'attaque sur la poche de recirculation (Figure 1.13). Ils ont alors montré que la longueur de la poche de recirculation était maximale dans le cas d'un angle de 180° , c'est à dire pour un bord d'attaque rectangulaire (Figure 1.14). Voici les résultats obtenus par les auteurs.

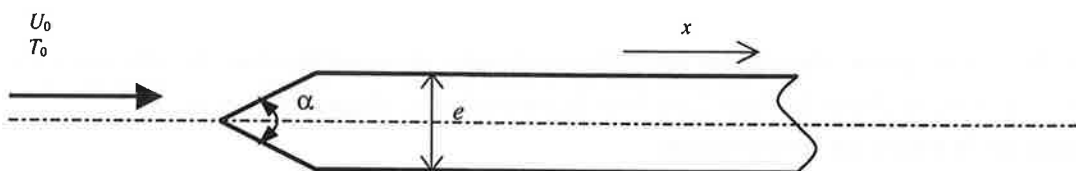


Figure 1.13 : Schéma de la plaque pour les différents angles d'attaques

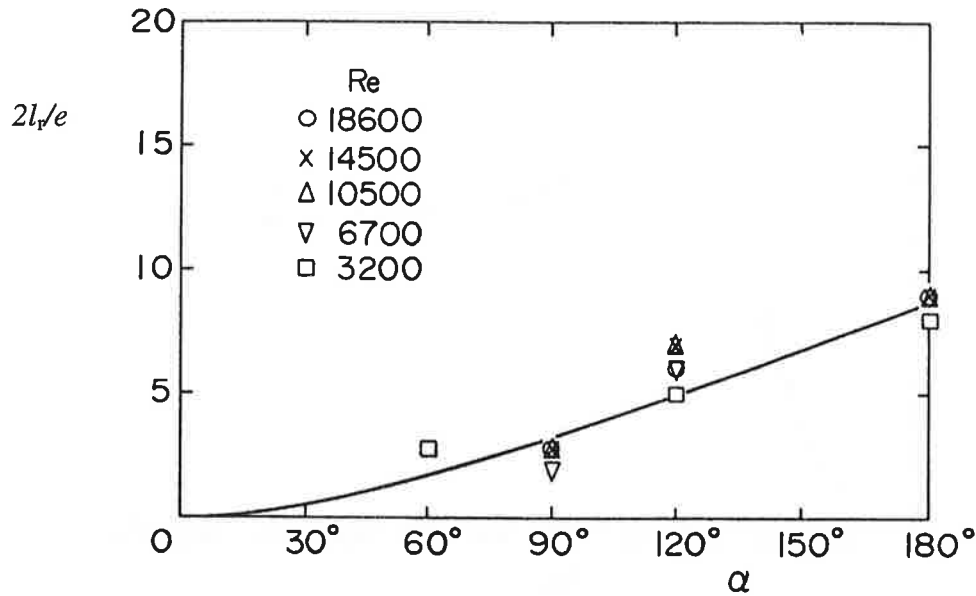


Figure 1.14 : Variation de la longueur de recollement en fonction de l'angle du bord d'attaque (d'après Ota *et al.*, 1980(a))

Des expériences fournissant la longueur de la poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds pour une large gamme d'écoulements sont disponibles Figure 1.15 et Figure 1.16. Ainsi Lane & Loehrke, 1980 et Ota *et al.*, 1981 fournissent des courbes d'évolution de la longueur de poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds pour des bords d'attaque rectangulaire. Leurs résultats, pas tout à fait superposables, présentent la même allure avec une augmentation de la taille de poche jusqu'à $Re_{e/2} \sim 150$, avec un maximum dans cette zone, on observe ensuite une décroissance pour tendre vers une valeur constante de longueur de recollement pour des nombres de Reynolds, basés sur la demi-épaisseur, supérieurs à 1000. Les résultats de Lane & Loehrke, 1980 ont été établis pour des élancements l_s/e variant de 8 à 16. Ils ont montré que la longueur de la poche recirculation est quasiment indépendante de l'élancement dans les cas où le recollement a lieu sur la plaque.

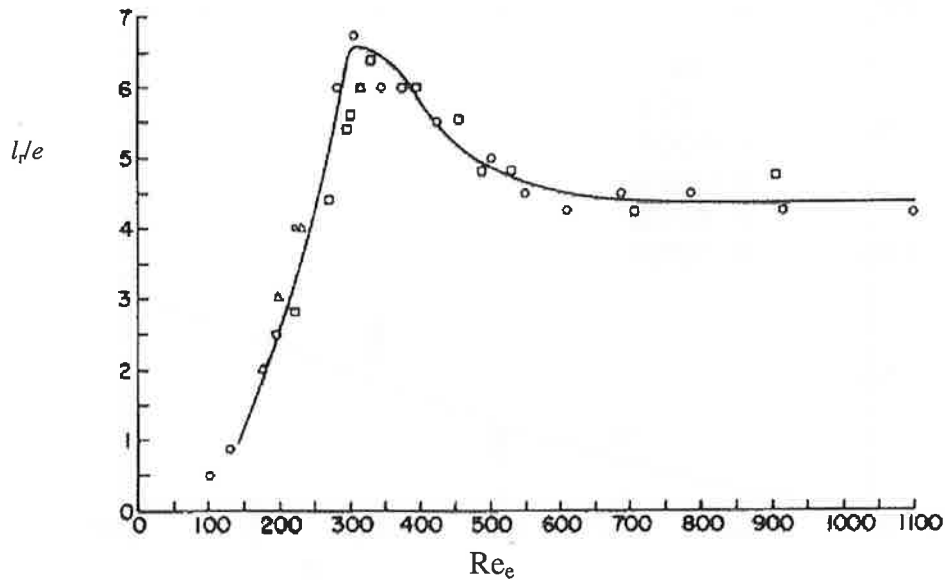


Figure 1.15 : Evolution de la longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds (d'après Lane & Loehrke, 1980)

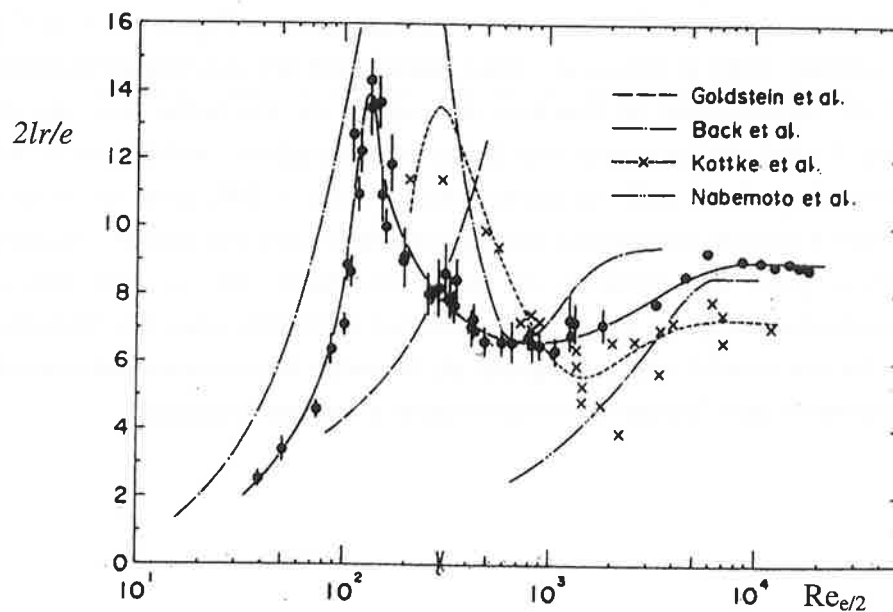


Figure 1.16 : longueur de recollement en fonction du Reynolds (d'après Ota *et al.*, 1981)

Les mesures effectuées par Ota *et al.*, 1981 sont représentées par les points noirs avec leurs incertitudes associées. Leurs résultats sont comparés avec d'autres mesures expérimentales de longueur de la poche de recirculation.

On voit d'après les différents résultats présentés précédemment que les résultats expérimentaux fournis par la littérature sont assez éparés. En effet, l'aspect fluctuant et turbulent du point de recollement pose des difficultés expérimentales importantes pour

déterminer la longueur moyenne de la poche de recirculation. On constate aussi que c'est dans le régime intermédiaire d'écoulement ($150 < Re_{e/2} < 500$) que les résultats sont les plus dispersés. Ce régime est en effet **un régime de transition**, la transition dépend alors fortement des conditions expérimentales (turbulence amont, état de surface, ...) et les mesures sont alors difficiles à réaliser dans un écoulement instationnaire. Par ailleurs, les méthodes de détermination de la longueur de recirculation ne sont pas équivalentes. En effet, certains auteurs (Ota & Kato, 1991,...) ont noté l'existence d'un écart entre le maximum de flux thermique et l'annulation de la contrainte pariétale sur la plaque.

Une étude expérimentale plus récente de Sasaki & Kiya, 1991 propose l'évolution de la longueur de la poche de recirculation sur une plaque épaisse en fonction du nombre de Reynolds (calculé sur l'épaisseur) pour différentes épaisseurs de plaque (Figure 1.17). Les auteurs arrivent à la conclusion que la longueur de recollement dépend uniquement du nombre de Reynolds. De plus, ces résultats sont en accord avec ceux de Lane & Loehrke, 1980 et ne sont pas contradictoires avec les mesures de Ota *et al.*, 1981, avec toutefois des valeurs de transition inférieures. A travers leurs expériences les auteurs peuvent identifier trois zones, correspondant aux trois principaux régimes d'écoulement décrits précédemment :

Régime I : $40 < Re_{e/2} < 160$

La couche limite reste laminaire après le recollement. La longueur de recollement augmente quasiment avec le carré du nombre de Reynolds. Pour $Re_{e/2} = 160$, des instabilités apparaissent dans la couche limite et la longueur de recollement est maximale ($lr = 6,5e$).

Régime II : $160 < Re_{e/2} < 200$

Des gros tourbillons se forment dans la couche limite, engendrés par des instabilités de Kelvin-Helmholtz. La longueur de recollement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Des effets tridimensionnels avec des tourbillons pseudo-périodiques en épingle à cheveux sont observés par les auteurs sur la partie centrale de la plaque.

Régime III : $Re_{e/2} > 200$

La longueur de recollement devient quasiment constante. Un regroupement de deux à trois tourbillons est observé dans la poche de recirculation. Les effets 3D sont plus importants et apparaissent plus tôt sur la plaque. Les tourbillons en épingle à cheveux sont moins réguliers avec l'augmentation du nombre de Reynolds et dans la zone de recollement.

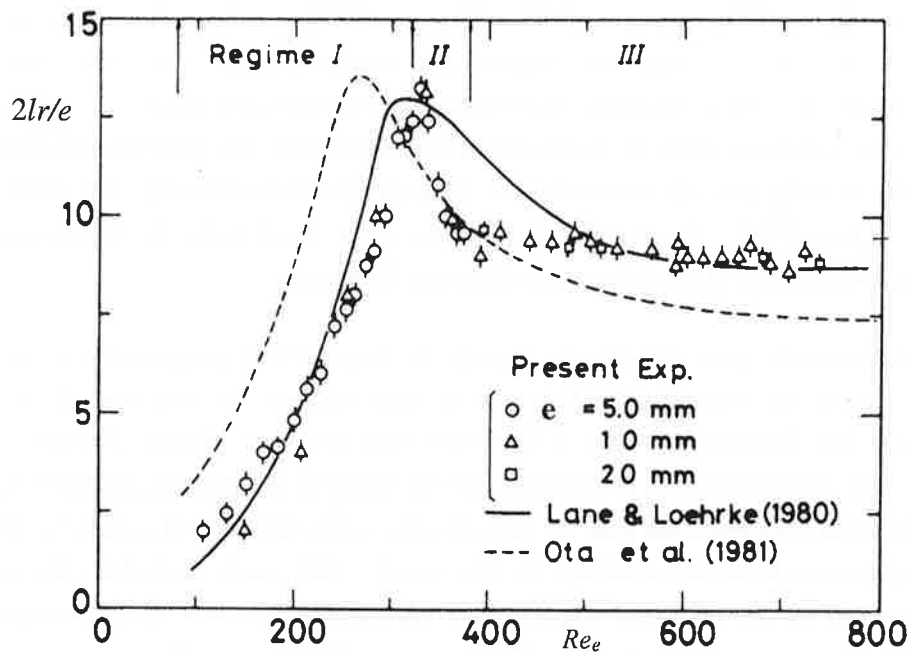


Figure 1.17 : Longueur de recollement, expériences de Sasaki et Kiya, 1991

Les effets tridimensionnels évoqués précédemment ont été visualisés par Sasaki et Kiya, 1991 au cours de leurs travaux expérimentaux (Figure 1.18). Ces effets dépendent du nombre de Reynolds de l'écoulement calculé sur la demi-épaisseur de la plaque plane.

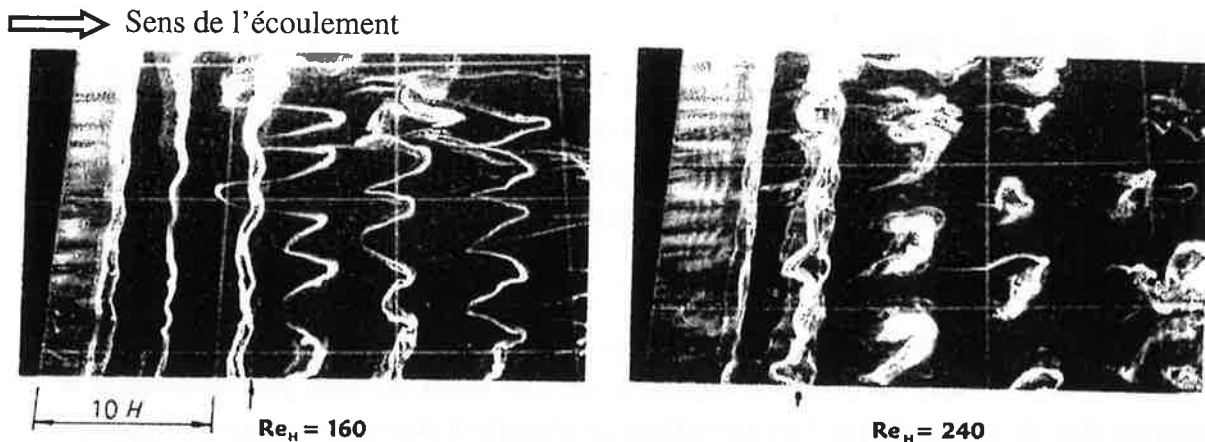


Figure 1.18 : Visualisation des effets pariétaux 3D pour des écoulements sur plaques épaisses d'après Sasaki et Kiya, 1991

Par ailleurs, une étude numérique instationnaire réalisée par Thompson *et al.*, 1986 montre un profil temporel de la longueur de recollement. On voit alors que l'amplitude de variation du point de recollement est grande et que la fréquence n'est pas régulière. Toutefois, la valeur moyenne $2lr/e = 10$ fournie par la simulation est en accord avec la majorité des expériences (voir Figure 1.19).

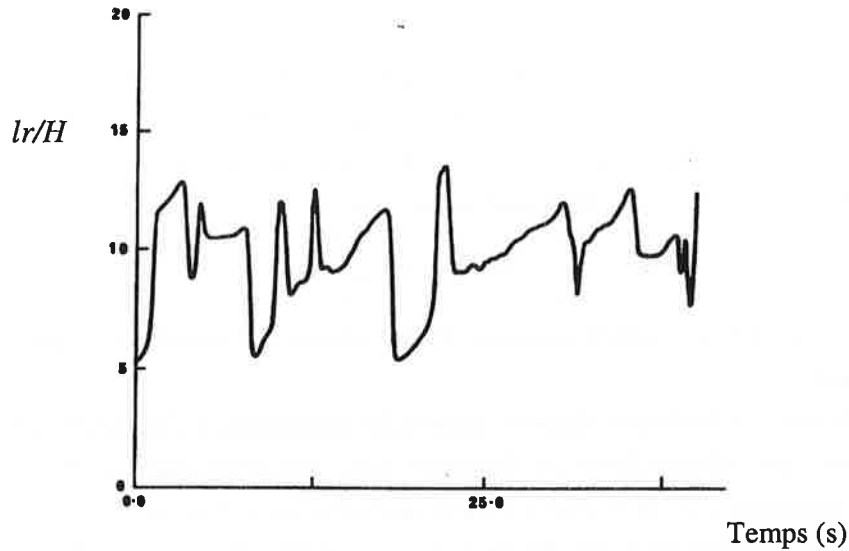


Figure 1.19 : Thompson *et al.*, 1986 ; longueur de recollement en fonction du temps
($Re_{e/2} \cdot Pr = 20$)

Nous répertorions dans le tableau qui suit la plupart des résultats relatifs à la longueur de poche de recirculation référencés lors de l'étude bibliographique.

Récapitulatif des longueurs de recollement dans la bibliographie :

Auteurs	$Re_{e/2}$	$2lr/e$	Méthode de détermination
Lahne & Loehrke, 1980	300	9	Expérimentale (visualisations)
Ota <i>et al.</i> , 1981	300	8,3	Expérimentale : Transfert maximum
Sasaki & Kiya, 1991	300	9,4	Expérimentale (visualisations)
Kazeminejad, Ghamri & Yagoubi, 1993	325	12	Numérique (contrainte pariétale)
Mercier & Tochon, 1997	300	12,3	Numérique
Thompson <i>et al.</i> , 1986	$Pe_e = 40$	10	Numérique
Ota & Kon, 1974	2720-8000	~ 8	Expérimentale : Nusselt max
Ota & Kato, 1991	5800	9,7 7,8	expérience : -Nusselt max - $Ir=0,5$ (coefficient d'intermittence)
Ota & Itasaka, 1976	3000-6000	10	expérimentale : coefficient de pression
Ota <i>et al.</i> , 1980	12500	9	Expérimentale : Nusselt max
Kiya <i>et al.</i> , 1982	13000	9,3	numérique : facteur d'intermittence ; contrainte nulle.
Kiya & Sasaki, 1983	13000	10,1	expérimentale

Globalement, d'après ce tableau la longueur de poche de recirculation dépend faiblement du nombre de Reynolds, ce qui est en accord avec les évolutions vues précédemment dans ces gammes de Reynolds. On peut donc retenir que les résultats expérimentaux proposent un point de recollement ($2lr/e$) situé entre 8 et 10.

1.3.2 Le nombre de Strouhal

On définit tout d'abord le nombre de Strouhal qui permet de caractériser de manière adimensionnelle la fréquence de lâchés tourbillonnaires dans le sillage de l'ailette.

Les nombres de Strouhal sont calculés soit sur l'épaisseur de la plaque plane, soit sur la longueur de l'ailette. Les relations utilisées sont les suivantes :

$$St_e = \frac{f \times e}{U_0} \quad \text{et} \quad St_l = \frac{f \times l_s}{U_0} \quad (1.3)$$

f étant la fréquence des lâchés tourbillonnaires, U_0 la vitesse à l'amont, e l'épaisseur de la plaque et l_s sa longueur.

Dans le cas d'un obstacle cylindrique disposé perpendiculairement à l'écoulement, la valeur du nombre de Strouhal est indépendante du Reynolds dans une large gamme et a pour valeur 0,2. La dimension caractéristique alors utilisée est le diamètre du cylindre.

Des mesures de nombre de Strouhal ont été réalisées par différents auteurs (Xi *et al.*, 1991, Ozono *et al.*, 1992) sur une plaque plane et par Okajima, 1991 sur une barre de section rectangulaire. Comme dans le cas d'un cylindre, ils ont montré que le nombre de Strouhal dépendait de l'épaisseur de l'obstacle et du rapport d'aspect mais faiblement du nombre de Reynolds. La Figure 1.20 montre l'évolution du nombre de Strouhal calculé sur la longueur d'ailette en fonction de l'allongement. Les simulations d'Ozono *et al.*, 1992 semblent être en accord avec les résultats expérimentaux de Nakamura *et al.*, 1991. Pour un allongement (l_s/e) supérieur à 12, tous les auteurs trouvent une valeur du nombre de Strouhal $0,15 \leq St_e \leq 0,20$, dans le cas de Reynolds $Re_{e/2} \leq 1000$. Par ailleurs les simulations de Forestier *et al.*, 1996 sur une plaque épaisse pour des élancements plus faibles ($l_s/e \sim 4$) ont montré un accord avec les mesures d'Okajima, 1991 sur un cylindre rectangulaire. Ceci valide les comparaisons qui peuvent être réalisées entre les plaques planes épaisses et les barreaux rectangulaires alignés à l'écoulement.

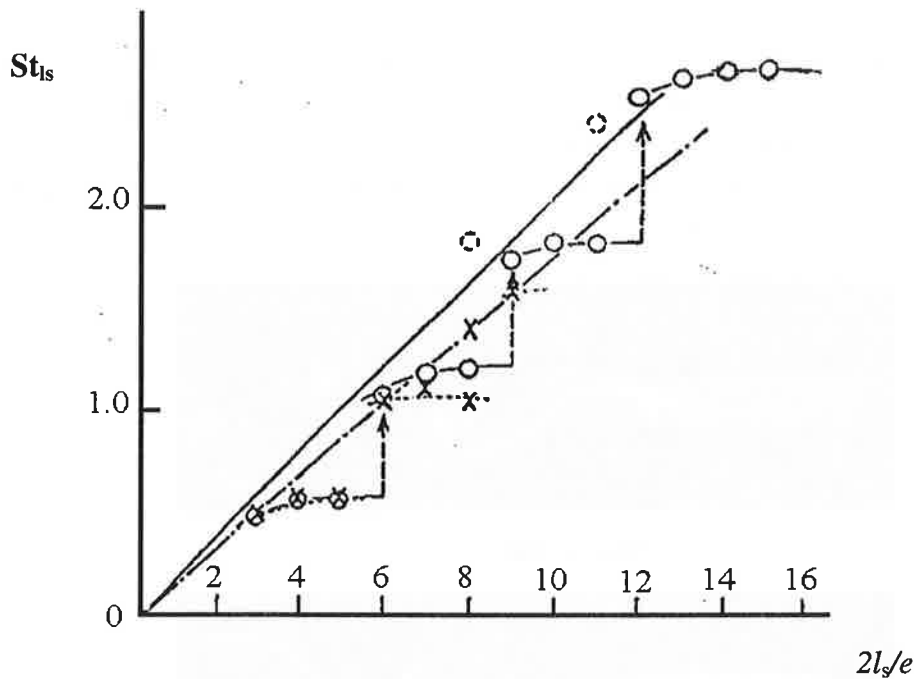


Figure 1.20: Nombre de Strouhal en fonction de l'allongement à $Re_{e/2} = 500$. ○ Résultats expérimentaux (Nakamura *et al.*, 1991), × résultats de simulations directes (Ozono *et al.*, 1992)

Par ailleurs, Ozono *et al.*, 1992 ont constaté à partir de leurs expériences que le nombre de Strouhal calculé sur la longueur du profil correspondait aux nombres de tourbillons moyens présents sur une face du profil. Ceci n'est toutefois qu'une observation faite à partir de mesures à $Re_{e/2} = 500$.

Ainsi les résultats trouvés pour le nombre de Strouhal par Ozono *et al.*, 1992, Okajima, 1991 et Xi *et al.*, 1991, pour des rapports d'aspect de l'ordre de $l/e = 32$ et pour des Reynolds $Re_{e/2} \sim 300$, sont compris entre $St_e = 0,15$ et $0,20$.

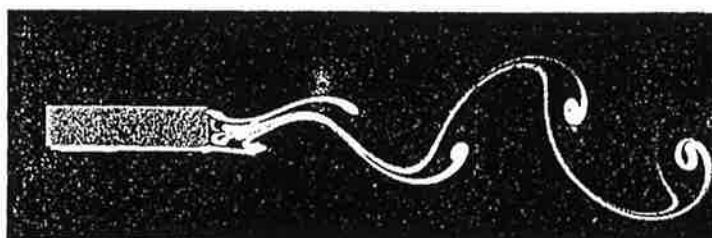
Dejong & Jacobi, 1997 et Xi *et al.*, 1991 ont effectué des mesures de Strouhal (St_e) dans des géométries à pas décalé. Ils ont montré que ce nombre adimensionnel dépendait du rapport d'aspect de l'ailette (l/e) mais aussi de manière importante du pas de serration (w/e). Ainsi les résultats obtenus suivant la serration varient de $0,15$ à $0,33$, la fréquence de lâchés tourbillonnaires augmentant quand le pas de serration diminue.

Dejong *et al.*, 1998 ont observé à partir de leurs simulations numériques instationnaires, un Strouhal compris entre $0,15$ et $0,17$ pour des géométries proches d'une plaque plane isolée. Ceci est en accord avec la plupart des résultats précédemment cités.

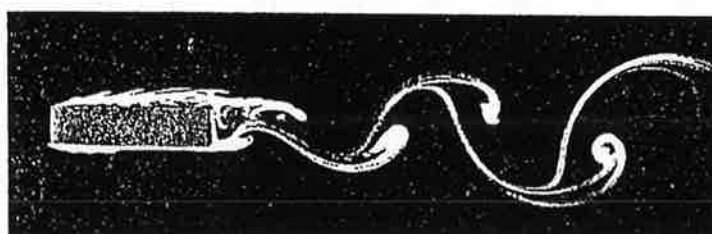
De plus, des simulations bidimensionnelles instationnaires réalisées par Zhang *et al.*, 1997 ont donné des informations sur le nombre de Strouhal compris entre $0,14$ et $0,17$, dans une géométrie équivalente à la plaque plane épaisse. La plage de variation du nombre de Reynolds est de $Re_{e/2} = 50$ où l'écoulement est laminaire, à $Re_{e/2} = 260$ où de nombreuses instabilités prennent places.

On voit alors que dans des géométries type « OSF », le nombre de Strouhal est différent de celui d'une ailette seule et peut tout au long de l'échangeur être perturbé par l'influence des autres ailettes.

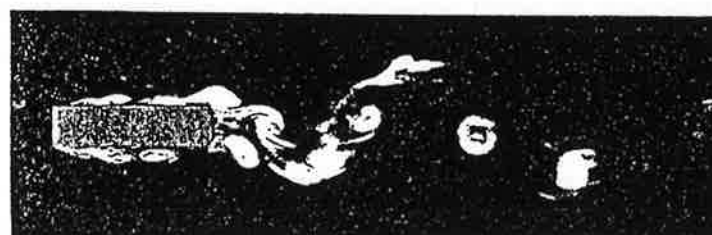
Les visualisations suivantes réalisées par Okajima, 1991, montrent pour différents nombres de Reynolds, l'écoulement autour d'un barreau de section rectangulaire. Les phénomènes en présence sont les mêmes que ceux autour d'une plaque plane (Figure 1.21). Ces visualisations permettent de voir l'allée de Karman dans le sillage de l'obstacle dont la fréquence est caractérisée par le nombre de Strouhal.



$Re_{e/2} = 100$



$Re_{e/2} = 150$



$Re_{e/2} = 250$

Figure 1.21 : Visualisation de l'écoulement sur un barreau de section rectangulaire par Okajima, 1991 ($2l_e/e = 8$).

1.3.3 Les profils pariétaux

Nous allons nous intéresser aux profils pariétaux relevés dans le cas d'écoulements autour de plaques planes épaisses. Nous analyserons les profils de pression (C_p), de coefficient de frottement (C_f) et d'échange de chaleur (Nusselt).

1.3.3.1 Le coefficient de pression

Le coefficient de pression est défini de la manière suivante en fonction de P_0 et U_0 respectivement la pression et la vitesse amont :

$$C_p = \frac{(P - P_0)}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (1.4)$$

Dans le cas d'une plaque plane épaisse, le coefficient de pression pariétal est négatif au niveau de la poche de recirculation, et devient maximum juste après le point de recollement. De nombreux auteurs ont effectué des mesures expérimentales de coefficient de pression sur une plaque, les résultats couvrent une gamme importante de nombres de Reynolds. Les expériences de Hwang *et al.*, 1996 effectuées dans la gamme $1200 < Re_{e/2} < 8000$, montrent que les profils sont peu dépendants du nombre de Reynolds. On vérifie alors ce que l'on a observé précédemment sur le point de recollement : il reste quasiment constant pour des Reynolds supérieurs à 1000 (Figure 1.22). Des études moins récentes de Ota & Itasaka, 1976 et Kiya *et al.*, 1982 avaient mené aux mêmes conclusions.

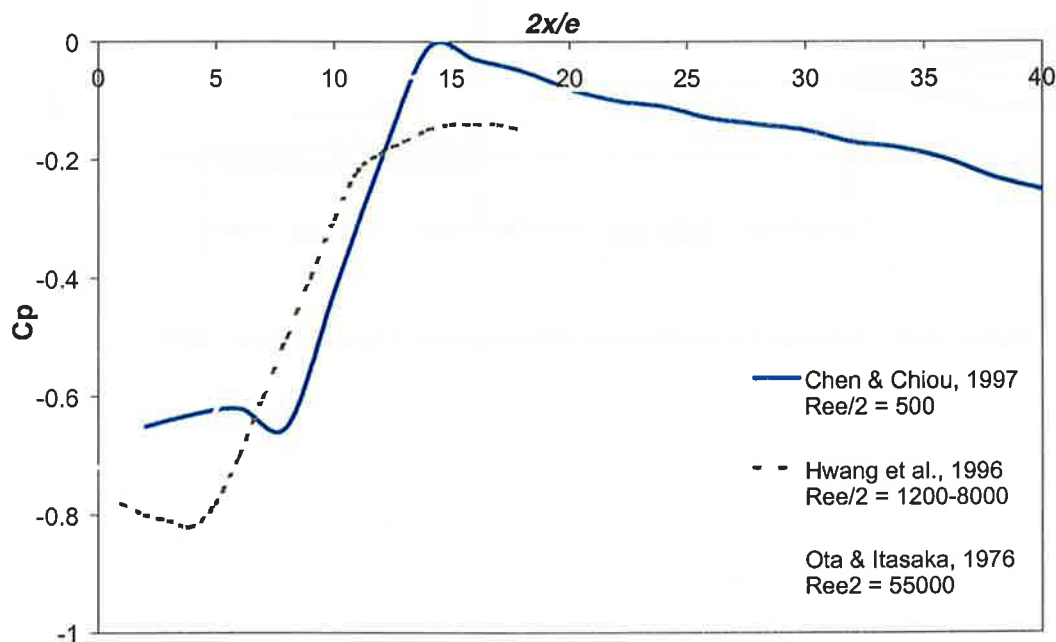


Figure 1.22 : Comparaison des coefficients de pression selon divers auteurs pour un écoulement amont non perturbé

Chen & Chiou, 1997 sont partis d'une constatation réalisée par de nombreux auteurs (Hillier & Cherry, 1981 et Kiya & Sasaki, 1983) montrant que la longueur de recollement diminuait en présence d'instabilités amonts.

Ils ont alors étudié le profil du coefficient pariétal de pression en fonction des perturbations en amont de l'écoulement. Pour cela, ils ont placé un profil d'aile type « NACA 0012 » servant à générer une allée de tourbillons de Karman, et pour différentes positions de l'aile, ils ont relevé le coefficient de pression (Figure 1.23). Les résultats des auteurs sont présentés Figure 1.24. On constate une grande différence entre le profil non perturbé et les profils soumis au sillage de Karman, même quand celui-ci est faible. Les mesures effectuées sur la plaque, en présence des tourbillons générés par l'ailette sont, quant à elles, assez proches. On peut alors conclure de ces expériences que les perturbations amont, même faibles, influent sur la taille de la poche de recirculation.

Les résultats expérimentaux fournis par Chen & Chiou, 1997 et Hwang *et al.*, 1996 sont assez proches au calage de la pression de référence près. Ceux de Ota & Itasaka, 1976 réalisés pour des nombres de Reynolds plus importants possèdent une zone de recirculation beaucoup plus petite. Ceci est sûrement dû à la turbulence de l'écoulement présente à $Re_{c/2} = 5,5.10^4$ qui engendre un recollement prématuré avec des lâchés tourbillonnaires s'échappant de la zone de recirculation.

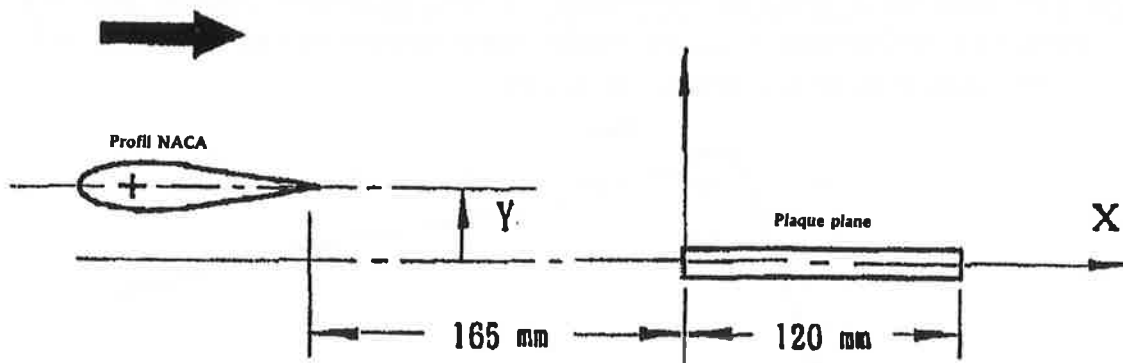


Figure 1.23 : Schéma des expériences effectuées par Chen & Chiou, 1997

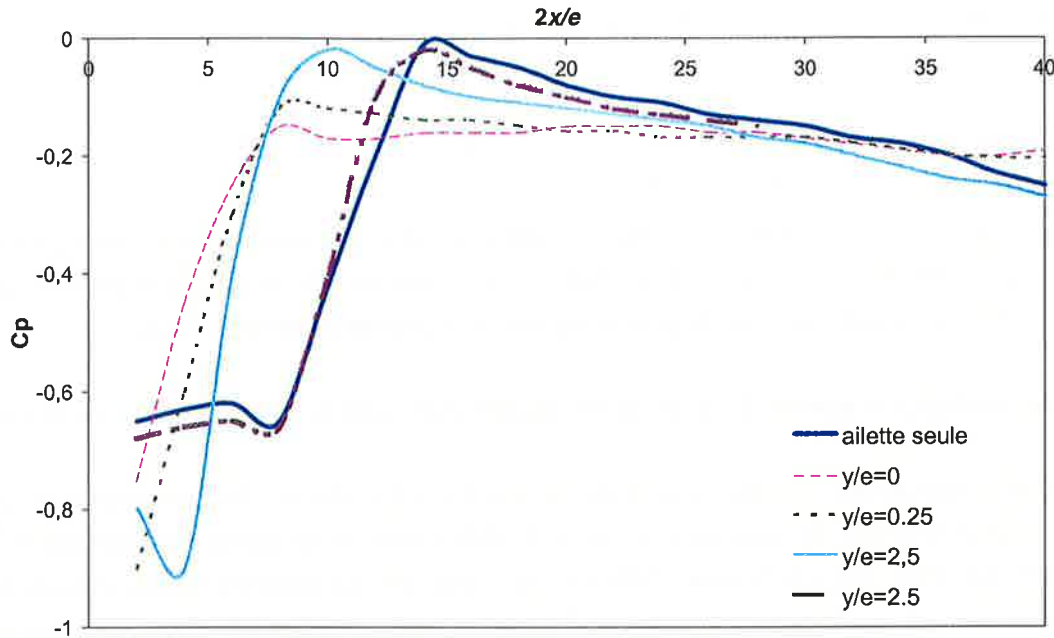


Figure 1.24 : Comparaison des coefficients de pression relevés par Chen & Chiou, 1997 sur une plaque plane pour différentes configurations d'écoulement ($Re_{e/2} = 500$).

Y est la distance verticale entre l'allée de vortex et la plaque plane sur laquelle sont effectuées les mesures (Figure 1.23).

Dans le cas $Y/e = 2,5$, l'allée de Karman générée par le profil NACA est assez loin de la plaque plane, l'écoulement autour de la plaque semble identique au cas de l'aillette seule. La poche de recirculation (zone de dépression) diminue quand on augmente la turbulence en amont de la plaque. Ceci vérifie donc les observations précédentes de Cherry & Hilier, 1981 et Kiya & Sasaki, 1983. Ce phénomène de diminution de poche de recirculation a été aussi relevé dans des configurations d'échangeur OSF par Dejong & Jacobi, 1996 qui ont étudié la transition à la turbulence dans ces géométries.

1.3.3.2 Le coefficient de frottement

Cette partie présente les profils du coefficient de frottement le long de la paroi. Le coefficient de frottement est obtenu en adimensionnalisant la contrainte pariétal :

$$Cf = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} = \frac{\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\text{paroi}}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (1.5)$$

τ_p étant la contrainte tangentielle à la paroi.

Nous rappelons aussi dans cette partie les définitions de la vitesse de frottement et celle de la distance pariétale adimensionnée (y^+).

La vitesse de frottement est notée u^* et se définit de la manière suivante :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (1.6)$$

on définit alors deux grandeurs adimensionnées par u^* :

$$u_i^+ = \frac{\bar{u}_i}{u^*} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (1.7)$$

\bar{u}_i est la vitesse moyenne locale.

Des relations entre u^+ et y^+ peuvent être obtenues dans le cas d'une couche limite en équilibre sur une plaque plane infinie sans bord d'attaque. Les mesures de vitesse à proximité des parois étant difficiles à réaliser nous disposons de peu de résultats expérimentaux.

En revanche, quelques résultats de simulations numériques sont à notre disposition (Figure 1.25).

D'une part, les simulations réalisées par Tafti & Vanka, 1991 (a) et (b) qui proposent des résultats pour le coefficient de frottement à partir de différentes simulations réalisées entre $75 < Re_{e/2} < 500$. En effet, Tafti & Vanka, 1991 (a) ont mené des simulations bidimensionnelles sur une plaque épaisse pour quatre nombres de Reynolds : $Re_{e/2} = 75, 125, 150, 500$. Pour les trois premiers nombres de Reynolds, les auteurs ont effectué des simulations stationnaires, et pour le nombre de Reynolds le plus important une étude instationnaire a été préférée. Ensuite Tafti & Vanka, 1991 (b), ont mis en place une étude instationnaire tridimensionnelle pour ce même nombre de Reynolds. Les auteurs proposent de nombreux résultats intéressants dont les profils du coefficient de frottement sur la plaque pour les études à $Re_{e/2} = 500$ en fonction de l'abscisse adimensionnée par la longueur de recollement.

D'autre part, la simulation bidimensionnelle instationnaire de Dejong *et al.*, 1998 à faible Reynolds $Re_{e/2} = 125$, dans une géométrie type OSF à deux rangées, l'écoulement est alors faiblement perturbé. On observe un petit décollement au niveau du bord d'attaque de l'ailette et une allée de Karman dans le sillage. Les ailettes sont plutôt courtes avec un rapport d'aspect $l_s/e = 8,5$.

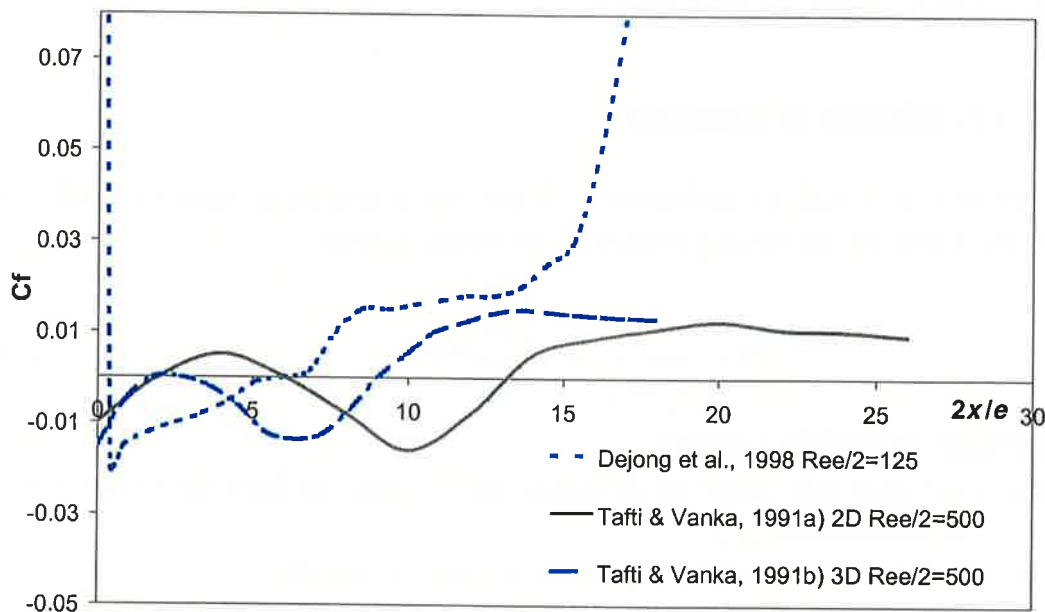


Figure 1.25 : Coefficient de frottement sur une plaque plane épaisse (simulations) : $C_f = f(2x/e)$

D'après la Figure 1.25, on peut noter qu'il y a une différence importante entre les simulations 2D et 3D de Tafti & Vanka, 1991, principalement sur la taille de la poche de recirculation. La longueur de recollement prédite par la simulation tridimensionnelle semble en accord avec les résultats de la littérature. En effet, pour leur simulation 2D les auteurs ont trouvé une longueur de recollement proche de $2lr/e \sim 13$ et pour leur simulation 3D : $2lr/e \sim 9$. Toutefois, malgré ces différences, les coefficients de frottement dans la zone de développement de la couche limite sont assez proches.

Des mesures de vitesse à proximité de la paroi ont été réalisées par Kiya *et al.*, 1982 et Kiya & Sasaki, 1983 dans des conditions comparables. Nous ne disposons toutefois pas de toutes les informations pour en déduire le coefficient de frottement ou la contrainte pariétale. Les résultats obtenus pour $Re_{e/2} = 13000$, à une distance ($y/e = 0,025$), nous serviront de manière indicative afin de voir le comportement obtenu pour cette grandeur (Figure 1.26).

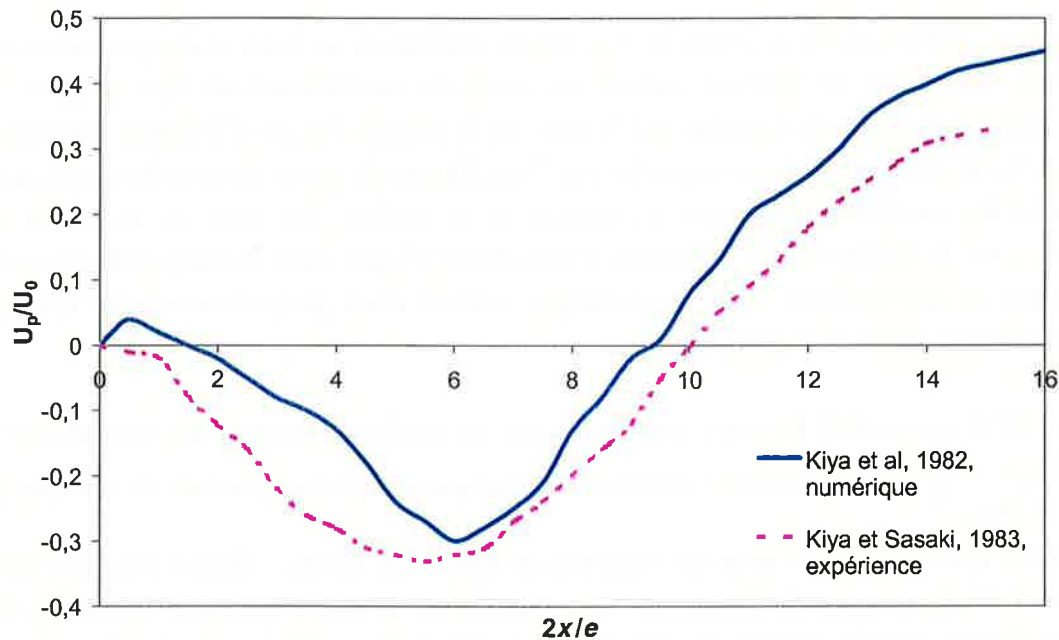


Figure 1.26 : Mesures de vitesse par Kiya *et al.*, 1982 et Kiya et Sasaki, 1983 en $Y/e = 0,025$ ($Re_{e/2} = 13000$)

1.3.3.3 Le coefficient d'échange thermique

Des études expérimentales ont été réalisées par Ota & Kon, 1974 pour déterminer le nombre de Nusselt sur une plaque plane épaisse pour différents régimes. En effet, les expériences couvrent la gamme des nombres de Reynolds de $Re_{e/2} = 2800$ à 10800 . Le profil de Nusselt traduit les échanges pariétaux de transfert thermique. Il est défini par :

$$Nu_{e/2} = \frac{he}{2\lambda} \quad (1.8)$$

e est l'épaisseur d'ailette et λ la conductivité thermique du fluide.

h ($\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$) étant le coefficient de convection local sur la plaque défini par :

$$h(x) = \frac{\varphi(x)}{(T_p(x) - T_0)} \quad (1.9)$$

$T_p(x)$ est alors la température locale de la plaque, qui est constante et égale à T_p dans le cas d'une condition Dirichlet, T_0 la température du fluide à l'infini.

$\varphi(x)$ (W.m^{-2}) représente la densité de flux thermique local échangé, qui est soit la densité de flux imposé à la plaque φ , soit dans le cas d'une condition de température imposée calculé de la manière suivante à partir des mesures de températures effectuées à proximité de la plaque :

$$\varphi(x) = \frac{\lambda(T(x) - T_p)}{\Delta y} \quad (1.10)$$

avec $T(x)$ température mesurée à l'abscisse x et à la distance Δy de la plaque.

Pour une plaque plane épaisse le profil de Nusselt est maximum au bord d'attaque, ensuite il diminue pour augmenter de nouveau autour du point de recollement où l'on observe un maximum local, et diminue de nouveau sur le reste de la plaque. Ce pic d'échange thermique en fin de poche de recirculation est engendré par l'oscillation du point de recollement duquel se décrochent des tourbillons évacuant localement de la chaleur. De plus, au niveau de ce recollement, c'est le fluide froid à température proche de T_0 qui vient échanger directement avec la plaque, ce qui améliore aussi les échanges, ceux-ci étant proportionnels à l'écart de température entre le fluide et la plaque.

Ota & Kon, 1974 ont montré à travers leur étude, sur les profils de nombre de Nusselt que le rapport $\text{Nu}_{e/2} / \text{Re}_{e/2}^{2/3}$ en fonction de l'abscisse x/e était quasiment indépendant du nombre de

Reynolds. Ceci ayant été étudié pour des nombres de Reynolds élevés : $2800 < \text{Re}_{e/2} < 10800$ (voir Figure 1.27, le nombre de Reynolds étant calculé sur la demi-épaisseur d'ailette). En effet, ils ont obtenu pour le nombre de Nusselt défini sur la demi-épaisseur, une dépendance au nombre de Reynolds en puissance 0,7 : $\text{Nu}_{e/2} \propto \text{Re}_{e/2}^{0.7}$. Ceci rejoint les relations théoriques classiques des écoulements turbulents qui prédisent une évolution du type : $\text{Nu}_{e/2} \propto \text{Re}_{e/2}^{0.8}$. Ota & Kon, 1977 ont réalisé la même expérience sur une barre de section rectangulaire, et sont alors arrivés aux mêmes conclusions que celles de la plaque plane. Des conditions de flux imposé étaient prescrites pour ces expériences.

Les mesures réalisées par Ota & Kon, 1974 ont été effectuées à partir de thermocouples positionnés le long de la plaque dont le flux thermique est imposé. Par la suite Ota & Kato, 1991 ont utilisé un fil chaud ($5 \mu\text{m}$) en tungstène pour des mesures moyennes de vitesse et de température. Les résultats des deux expériences précédemment citées sont assez proches. Ils ont été établis pour un nombre Reynolds $\text{Re}_{e/2} = 5800$.

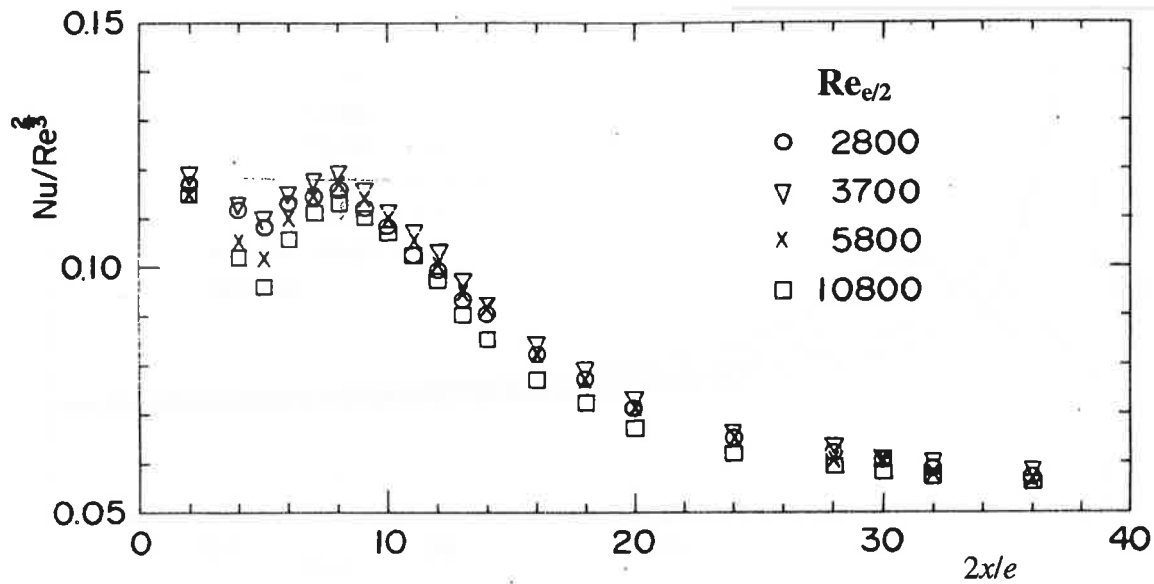


Figure 1.27 : Evolution longitudinale du rapport $(Nu_{e/2}/Re_{e/2}^{2/3})$ selon Ota & Kon, 1974 (mesures en air)

Ota *et al.*, 1980(a) ont étudié l'influence du bord d'attaque (Figure 1.13) sur les échanges thermiques le long de la plaque ($Re_{e/2} = 12500$, Figure 1.28). Les résultats montrent que dans le cas d'un angle d'attaque de 60° et dans le cas du demi-cylindre, nous n'avons pas le phénomène de recollement qui augmente localement les échanges. Il faut donc avoir un angle au bord d'attaque d'au moins 90° pour avoir un recollement augmentant de manière importante les échanges. On voit aussi à partir de ces graphes, l'évolution du point de recollement correspondant au maximum de Nusselt.

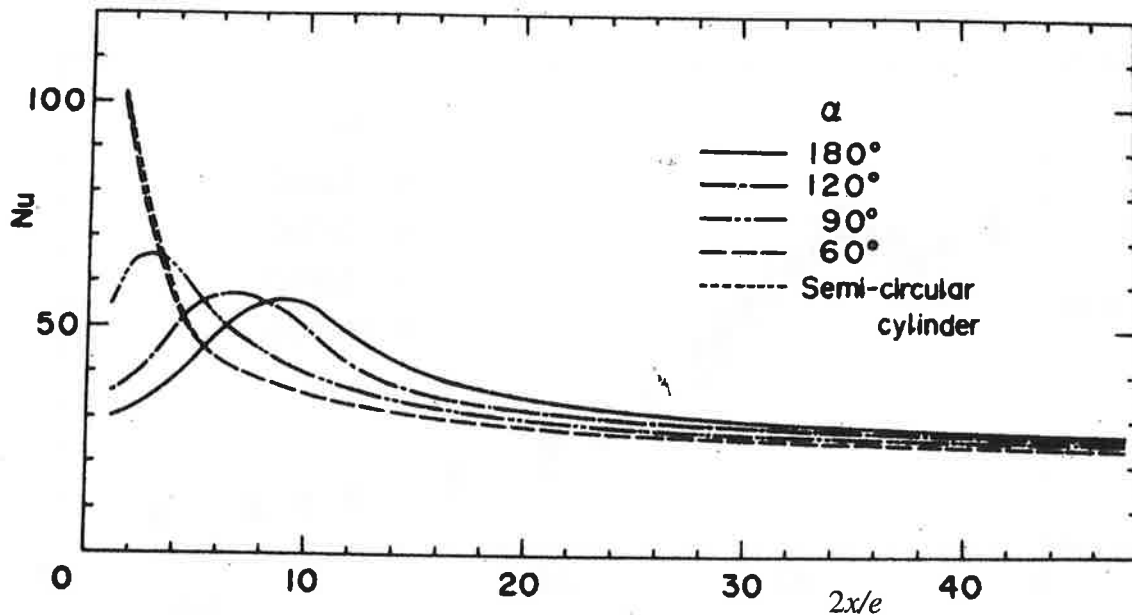


Figure 1.28 : Nusselt pour différents bords d'attaque d'après Ota *et al.*, 1980(a)

On voit, sur les différents résultats présents dans la littérature, que les résultats obtenus avec un bord d'attaque cylindrique sont très proches de ceux pour un angle de 60° . Ensuite, quand l'angle augmente, les zones de recirculation apparaissent et les échanges augmentent alors près du recollement.

1.3.4 Les autres profils

Des nombreux profils de vitesse moyenne et fluctuante dans la couche limite se trouvent dans la littérature. Ils sont tracés pour une abscisse de plaque donnée, le long d'une verticale perpendiculaire à la plaque. Des profils d'intensité turbulente et du tenseur de Reynolds sont aussi rapportés dans certains articles. Ainsi nous disposons de profils relevés par Ota & Kon, 1974 pour $Re_{e/2} = 2700-17900$; Ota & Itasaka, 1976 pour $Re_{e/2} = 2,7 \cdot 10^4$, Ota & Kon, 1979 à $Re_{e/2} = 12500$, Kiya & Sasaki, 1982 à $Re_{e/2} = 13000$.

Ota & Kon, 1974 lors de leurs premiers essais sur les plaques épaisses, proposent des profils transversaux de vitesse et de température à différentes abscisses de la plaque pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 11500$. Les mesures ne sont pas très précises mais cela donne toutefois l'allure générale. Le même genre de mesure a été réalisé par Ota & Itasaka, 1976 pour un $Re_{e/2} = 26400$. Ota & Kon, 1979 et Ota *et al.*, 1980(a) ont ensuite étudié l'influence du bord d'attaque sur ce type de profil avec, en plus, des mesures d'intensité turbulente.

Kiya *et al.*, 1982 et Kiya & Sasaki, 1983 ont réalisé des mesures fines de vitesse sur une plaque épaisse ainsi que des profils sur les grandeurs moyennes et les grandeurs turbulentes. En effet, des profils transversaux d'intensité turbulente, du tenseur de Reynolds et de certaines grandeurs moyennes sont proposés par les auteurs pour différentes abscisses sur la plaque (exemple Figure 1.29).

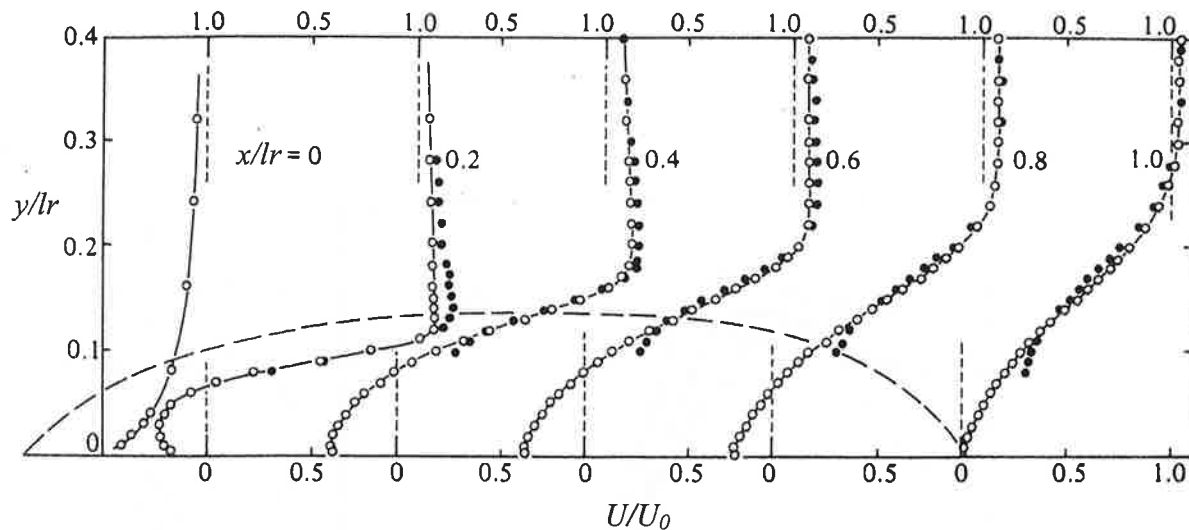


Figure 1.29 : Profils de vitesses transversaux d'après les expériences de Kiya & Sasaki, 1983

De nombreux autres profils de vitesses moyennes peuvent se trouver dans la littérature mais il est souvent difficile de les exploiter à partir des publications.

1.3.5 Les spectres d'énergie

Kiya & Sasaki, 1983 ont tracé à partir de mesures au fil chaud, le spectre d'énergie des fluctuations de vitesse. Ils ont comparé les spectres adimensionnés de vitesse à celui obtenu à partir des fluctuations de pression, les résultats sont quasiment superposables. Afin d'adimensionner les fréquences, les auteurs utilisent le rapport entre la longueur de recollement et la vitesse amont. Ces spectres sont obtenus au niveau du point de recollement pour deux hauteurs au-dessus de la plaque (Figure 1.30). Ici, y_c correspond à la distance de la plaque pour laquelle l'intensité turbulente de la vitesse est maximale. (Cela correspond aussi à la moitié de l'épaisseur de couche limite.) ; et y_δ est l'épaisseur de couche limite.

La pente de décroissance des spectres d'énergie est assez proche de "-5/3" dans la zone dissipative

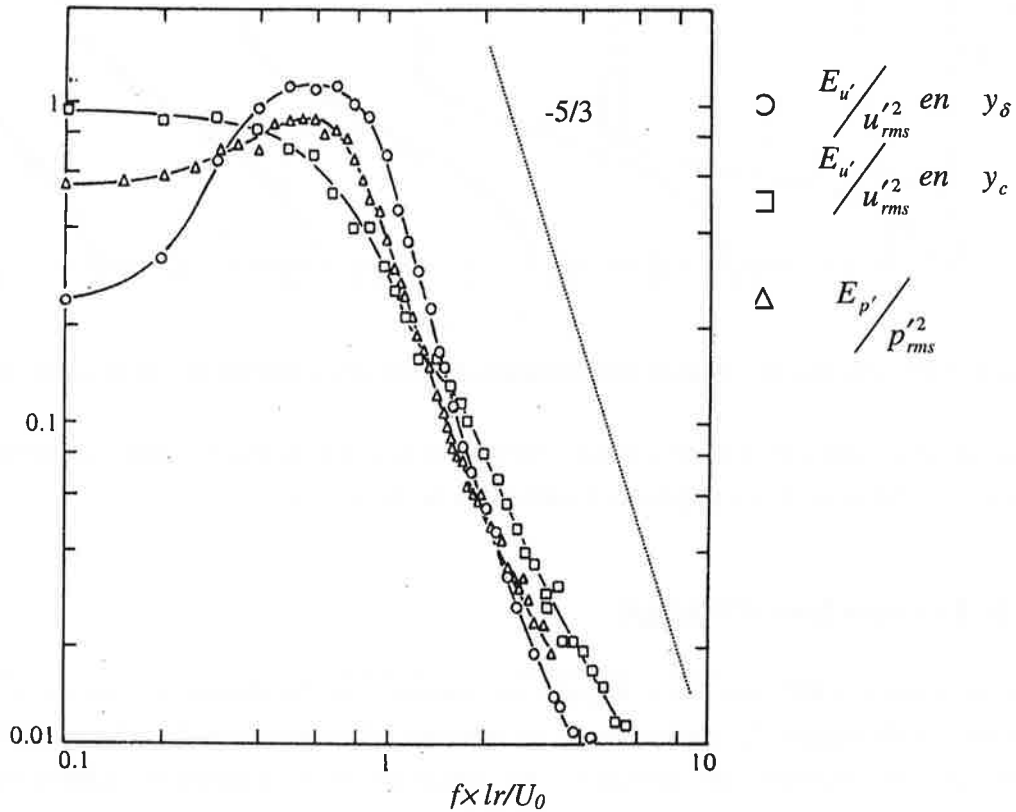


Figure 1.30 : Spectres d'énergie de vitesse et de pression par Kiya & Sasaki, 1983
 ($Re_{\delta/2} = 13000$)

Les auteurs observent un maximum sur les spectres pour la fréquence caractéristique $f \times lr / U_0 \approx 0,5$, qui correspond à la fréquence des gros tourbillons générés par la poche de recirculation. Ceci signifie que les tourbillons les plus énergétiques ont une taille typique de la moitié de la longueur moyenne de recollement.

Ota & Kato, 1991 ont effectué des mesures fines de vitesse et de température le long d'une plaque épaisse. Ils ont calculé les spectres d'énergie pour différentes positions des sondes sur la plaque. Leurs sondes étaient placées à la distance $y/l_r = 0,013$ de la plaque et les mesures ont été effectuées pour $x/l_r = 0,375$, $x/l_r = 1$, $x/l_r = 1,25$. Les spectres obtenus sont assez bruités mais avec une allure de décroissance en accord avec les résultats précédents.

Castro & Epik, 1998, à partir de leurs mesures fines de vitesse autour d'une plaque plane à $Re_{\delta/2} = 3250$ ont pu déterminer les grandeurs turbulentes dans la couche limite de l'écoulement. Les auteurs ont étudié deux configurations amont de la turbulence. Ils

proposent les spectres d'énergie en fonction du nombre d'onde $k \left(\frac{2\pi f}{u} \right)$ (u est la vitesse locale), pour les deux configurations amont différentes. Les spectres trouvés (Figure 1.30) ont une forme habituelle pour une turbulence homogène isotrope avec une décroissance de $-5/3$ dans la zone inertielle.

1.3.6 Les données locales pour des canaux OSF

Comme nous l'avons vu précédemment, les phénomènes présents sur les plaques épaisses dépendent fortement de l'écoulement amont. Dans le cas de géométries OSF, nous avons plusieurs rangées d'ailettes qui génèrent de la turbulence et des allées tourbillonnaires, modifiant les phénomènes sur les ailettes aval. Ainsi, nous avons vu que les fréquences de lâchés tourbillonnaires augmentent et que les longueurs de recollement diminuent (voir paragraphe 1.3.1, 1.3.2 et les expériences de Chen & Chiou, 1997).

Certains auteurs ont étudié et réalisé des expérimentations locales dans des géométries de plusieurs ailettes à pas décalé.

Tout d'abord, Xi *et al.*, 1991 ont visualisé l'écoulement dans une géométrie d'Offset Strip Fin, pour $Re_{e/2} < 150$, à partir de l'injection de colorants dans un canal en eau. Ils ont aussi effectué des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud, dans le sillage de plaque pour différentes configurations géométriques. Des résultats sur le nombre de Strouhal ont alors été établis. Ils ont observé différents régimes d'écoulement pour 5 rangées d'ailettes avec les rapports géométriques ($l_s/w = 1,7$ et $l_s/e = 8$) :

Pour $Re_{e/2} < 50$: le régime est laminaire, il n'y a pas de tourbillons dans le sillage des ailettes.

Pour $50 < Re_{e/2} < 100$: des instationnarités apparaissent dans le sillage des premières rangées qui facilitent la formation de tourbillons et de poches de recirculation sur les rangées suivantes.

Pour $Re_{e/2} > 100$: le mélange des colorants s'intensifie, de nombreux tourbillons sont alors observables dès les premières rangées. Au bout de quelques rangées, un mélange important des colorants prend place.

Xi *et al.*, 1992 et Xi *et al.*, 1995, ont réalisé des simulations thermohydrauliques bidimensionnelles sur plusieurs rangées d'ailettes, afin d'analyser l'effet de l'épaisseur d'ailette sur les transferts thermiques. En effet, les auteurs ont regardé pour différentes épaisseurs d'ailette, l'évolution du nombre de Nusselt moyen à travers les différentes rangées. Les auteurs ont noté une amélioration des échanges thermiques avec l'augmentation de l'épaisseur d'ailette. Ceci s'explique par deux phénomènes. D'une part les auteurs ayant gardé la même serration, le fluide se trouve accéléré entre les ailettes par une diminution du diamètre hydraulique ; d'autre part l'épaisseur d'ailette modifie les phénomènes physiques dans l'écoulement. Toutefois, ces améliorations engendrent des pertes de charges importantes.

Dejong & Jacobi, 1997, ont visualisé dans des géométries type OSF l'écoulement et le transfert de masse, à partir d'ailette en Naphtalène dont la sublimation est considérée

proportionnelle au coefficient d'échange thermique. En effet une analogie entre le nombre de Sherwood déterminé à partir du transfert de masse et le nombre de Nusselt existe :

$$Nu = Sh \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \quad (1.11)$$

$n = 0,4$ est utilisé par les auteurs.

Des résultats sur le nombre de Sherwood, montre que sur chaque ailette, le transfert passe par un maximum près du recollement. Dejong *et al.*, 1998, fournissent pour différents nombres de Reynolds l'évolution du nombre de Sherwood moyen à travers plusieurs rangées. Celui-ci passe alors par un maximum au niveau de la quatrième rangée d'ailette dans le cas où l'écoulement n'est pas laminaire.

1.3.7 Conclusion partielle : données locales disponibles dans la littérature

Tout d'abord, la physique des écoulements décollés - recollés sur des plaques épaisses est explicitée dans de nombreux articles, les auteurs sont d'accord sur **les phénomènes** et leur classification, en **fonction du nombre de Reynolds** calculé sur l'épaisseur (ou demi-épaisseur) et de l'élancement de la plaque. Toutefois, les valeurs de transitions proposées sont plus discutées. En effet, ces valeurs dépendant à la fois de la turbulence amont et certainement de l'état de surface de la plaque, il est alors difficile à partir de bancs expérimentaux différents de trouver les mêmes valeurs de transitions. A partir d'un nombre de Reynolds assez élevé ($Re_{e/2} \sim 500$), tous **les auteurs s'accordent sur la longueur de la poche de recirculation et sur la fréquence de lâchés tourbillonnaires** adimensionnalisées (nombre de Strouhal), bien que **l'aspect fluctuant** de la poche de recirculation rend **les mesures délicates**.

Nous disposons des travaux de Chen & Chiou, 1997 et de Hwang *et al.*, 1996 qui proposent des **profils pariétaux du coefficient de pression** pour des $Re_{e/2} < 1000$, mais la littérature ne nous fournit pas de profils pariétaux expérimentaux de contraintes ou de nombre de Nusselt dans ces mêmes gammes de Reynolds. En effet, les profils pariétaux dont nous disposons sont proposés par Ota & Kon, 1974 et Ota *et al.*, 1980 pour des $Re_{e/2} > 1000$. En ce qui concerne les profils de contrainte pariétale, seules existent les études numériques de Tafti & Vanka, 1991(a) et (b) et celle de Dejong *et al.*, 1998 à $Re_{e/2} = 125$. De même, les profils de vitesse, proches de la paroi, numériques et expérimentaux disponibles respectivement de Kiya *et al.*, 1982 et Kiya & Sasaki, 1983 pour $Re_{e/2} = 13000$, ne permettent pas de disposer de toutes les données pour les adimensionnaliser. Une étude numérique très récente de Yanaoka *et al.*, 2002 sur une plaque épaisse propose des profils pariétaux de nombre de Nusselt et de coefficient de frottement pour des nombres $Re_{e/2} = 50$ et 250. Toutefois, les auteurs ne proposent pas de comparaisons avec des résultats expérimentaux ou de validation de leurs simulations. De plus, les résultats de leurs simulations montrent que la transition de régime d'écoulement avec l'apparition d'une poche de recirculation instationnaire est mal prédite.

Par ailleurs, nous disposons de **profils de vitesse et de température, fluctuante et moyenne le long de la couche limite**, établis pour des nombres de $Re_{e/2} > 1000$.

En conclusion, sur les données locales disponibles pour $Re_{c/2} < 1000$, il **manque des mesures de vitesse et de température en paroi** et le long de la couche limite : celles-ci pourraient aider à la compréhension des phénomènes intervenants dans les géométries d'échangeur OSF et dans l'optimisation.

L'effet des rangées d'ailette a été mis en évidence par Xi *et al.*, 1991, Xi *et al.*, 1992, Xi *et al.*, 1995 et Dejong & Jacobi, 1997.

C'est à partir de ces **constatations bibliographiques** qu'il a été décidé de **réaliser des mesures fines locales de vitesse et température** autour d'ailettes. Les dispositifs expérimentaux utilisés dans le cadre de ce travail sont présentés au chapitre suivant (2). Ces dispositifs permettront d'une part de réaliser des mesures locales de vitesse et température et d'autre part des mesures globales.

1.4 les données globales

Les échangeurs compacts ont été largement étudiés à travers différentes expériences dans de nombreuses géométries et diverses conditions de fonctionnement. Ainsi, la littérature dispose d'un grand nombre de corrélations fournissant les coefficients globaux d'échanges et de pertes de charge. Les géométries les plus courantes d'échangeurs compacts et les phénomènes locaux ont été décrits précédemment. Ce paragraphe contient les principales corrélations et les résultats expérimentaux globaux présents dans la littérature pour des ailettes à pas décalé. Dans une première partie, nous définirons les grandeurs utilisées pour quantifier les performances des échangeurs, ensuite nous ferons le bilan des travaux dans les géométries à pas décalé (OSF), (en *Annexe* : les corrélations pour les géométries d'ailettes persiennes sont présentées) et enfin une conclusion sur les données globales pour ailettes à pas décalé sera réalisée.

1.4.1 Les grandeurs utilisées

Deux grandeurs représentatives de l'écoulement sont utilisées, permettant de comparer les performances des échangeurs. D'une part, les pertes de charge dans l'échangeur, qui doivent être minimales, servent à évaluer les frottements présents dans la géométrie. D'autre part, les échanges thermiques que l'on désire maxima, quantifient le flux thermique échangé. Ainsi nous utiliserons le coefficient de frottement f et le facteur de Colburn j . L'avantage de ces nombres adimensionnels est leur universalité : en effet, les corrélations obtenues peuvent être utilisées quel que soit le fluide et le nombre de Reynolds de l'écoulement en restant bien entendu dans le domaine de validité de celles-ci.

Définition des coefficients f et j :

Le coefficient de frottement f (coefficient de Fanning) est proportionnel à la perte de charge ΔP sur une longueur L (longueur de l'échangeur).

$$f = \frac{\Delta P D_H}{4L \left(\frac{1}{2} \rho U_0^2 \right)} \quad (1.12)$$

Le coefficient d'échange thermique j (facteur de Colburn) peut être relié à la différence de température moyenne logarithmique par :

$$j = \frac{\text{Nu}_{D_H}}{\text{Re}_{D_H} \text{Pr}^{1/3}} \quad (1.13)$$

avec

$$\text{Nu}_{D_H} = \frac{h D_H}{\lambda} \quad (1.14)$$

$$h = \frac{\rho Q_v C_p (\overline{T_s} - \overline{T_e})}{S_{ech} \Delta T_{ML}} \quad (1.15)$$

$$\Delta T_{ML} = \frac{\overline{T_s} - \overline{T_e}}{\ln \left(\frac{T_p - \overline{T_s}}{T_p - \overline{T_e}} \right)} \quad (1.16)$$

où Q_v est le débit volumique, T_p est la température de paroi, $\overline{T_e}$ et $\overline{T_s}$ sont les températures moyennes dans la section d'entrée et de sortie de l'échangeur. Le coefficient de convection h ($W.m^{-2}.K^{-1}$) représente alors le coefficient d'échange moyen dans l'échangeur.

Un des problèmes délicats dans ces géométries complexes est la définition du diamètre hydraulique. Ainsi, plusieurs relations existent pour le diamètre hydraulique selon les auteurs, toutefois ces définitions sont quasiment équivalentes. Les corrélations les plus couramment utilisées sont données dans le paragraphe 1.4.2 avec la définition du diamètre hydraulique qui leur est associé.

De plus, le nombre de Stanton, une grandeur proche du facteur de Colburn, est parfois utilisé pour caractériser les transferts thermiques :

$$St = \frac{Nu_{D_H}}{Re_{D_H} Pr} \quad (1.17)$$

d'où

$$j = St.Pr^{\frac{2}{3}} \quad (1.18)$$

1.4.2 Les corrélations pour les géométries à pas décalé

Manglik & Bergles, 1995 ont référencé dans leur article, une grande partie des corrélations disponibles pour le dimensionnement d'échangeurs OSF en donnant les domaines de validité associés à celles-ci. Ils fournissent aussi leur dernière corrélation valable pour une grande gamme de nombre Reynolds.

Nous allons donner ici quelques corrélations pour le dimensionnement d'ailette OSF. La plupart des corrélations utilisent les données expérimentales assez anciennes de London & Shah, 1968 et Kays & London, 1984 en unités anglo-saxonnes.

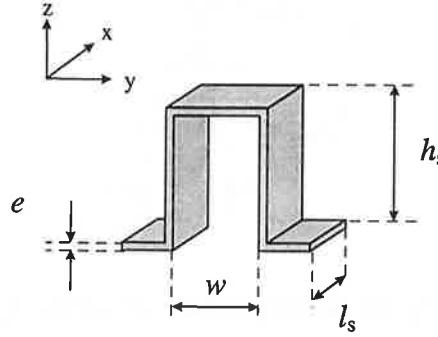
Les grandeurs et définitions géométriques, définies sur la Figure 1.4, sont rappelées ici :

w largeur de l'ailette ou pas de serration

l_s longueur de serration

h_s hauteur de l'ailette

e épaisseur de l'ailette



1.4.2.1 Les corrélations de Wieting (1975)

Le diamètre hydraulique est calculé à partir de la relation suivante

$$D_H = \frac{2wh_s}{w + h_s} \quad (1.19)$$

Pour $Re_{D_H} \leq 1000$, les auteurs proposent :

$$f = 7,661 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,384} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,092} Re_{D_H}^{-0,712} \quad (1.20)$$

$$j = 0,483 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,162} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,184} Re_{D_H}^{-0,536} \quad (1.21)$$

Pour $Re_{D_H} \geq 1000$, les corrélations fournies sont les suivantes :

$$f = 1,136 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,781} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,534} Re_{D_H}^{-0,198} \quad (1.22)$$

$$j = 0,242 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,322} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,089} Re_{D_H}^{-0,368} \quad (1.23)$$

Les corrélations de Wieting, 1975, établies à partir de 22 géométries en régime laminaire et turbulent (issu de London & Shah, 1968 et de Kays & London, 1984) ont été largement utilisées pour le dimensionnement des échangeurs compacts.

1.4.2.2 Les corrélations de Joshi & Webb (1987)

Les auteurs ont proposé à partir des données de Kays & London, 1984 et de leurs propres mesures, des modèles de prédiction des grandeurs j et f en géométries OSF. Des corrélations pour les régimes laminaires et turbulents sont présentées.

Les expériences de Joshi & Webb, 1987, ont été réalisées avec les dimensions suivantes :

$$0,632 \leq D_H \leq 3,124 \text{ (mm)}$$

$$0,134 \leq w/h_s \leq 1$$

$$0,012 \leq e/l_s \leq 0,060$$

$$0,038 \leq e/w \leq 0,202$$

Le diamètre hydraulique est calculé par la relation suivante :

$$D_H = \frac{2h_s(w-e)}{w+h_s+\frac{eh}{l_s}} \quad (1.24)$$

Les auteurs définissent aussi le nombre de Reynolds de transition par la relation suivante :

$$Re^* = 257 \left(\frac{l_s}{w} \right)^{1,23} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{0,58} D_H \left[e + 1,328 \left(\frac{Re_{D_H}}{l_s D_H} \right)^{-0,5} \right]^{-1} \quad (1.25)$$

Pour $Re_{D_H} \leq Re^*$:

$$f = 8,12 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,41} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,02} Re_{D_H}^{-0,74} \quad (1.26)$$

$$j = 0,53 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,15} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,14} Re_{D_H}^{-0,5} \quad (1.27)$$

Pour $Re_{D_H} \geq Re^* + 1000$, on a les corrélations suivantes :

$$f = 1,12 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,65} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,17} Re_{D_H}^{-0,36} \quad (1.28)$$

$$j = 0,21 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,24} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,02} Re_{D_H}^{-0,4} \quad (1.29)$$

1.4.2.3 Les corrélations de Mochizuki *et al.* (1987)

Les corrélations ont été obtenues à partir des mesures expérimentales réalisées sur cinq géométries d'échangeurs OSF.

Le diamètre hydraulique est défini comme celui proposé par Wieting, 1975 (1.19) :

Pour un $Re_{D_H} < 2000$:

$$f = 5,55 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,32} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,092} Re_{D_H}^{-0,67} \quad (1.30)$$

$$j = 1,37 \left(\frac{l_s}{D_H} \right)^{-0,25} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,184} Re_{D_H}^{-0,67} \quad (1.31)$$

Pour un $Re_{D_H} \geq 2000$:

$$f = 0,83 \left(\frac{l_s}{D_H} + 0,33 \right)^{-0,5} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,534} Re_{D_H}^{-0,20} \quad (1.32)$$

$$j = 1,17 \left(\frac{l_s}{D_H} + 3,75 \right)^{-1} \left(\frac{e}{D_H} \right)^{0,089} \text{Re}_{D_H}^{-0,36} \quad (1.33)$$

1.4.2.4 Les corrélations de Manglik & Bergles (1995)

Les corrélations ont été établies à partir essentiellement de données fournies par Kays & London, 1984, dans la gamme des dimensions suivantes :

$$0,646 \leq D_H \leq 3,414 \text{ (mm)}$$

$$0,135 \leq w/h_s \leq 1,034$$

$$0,012 \leq e/l_s \leq 0,060$$

$$0,038 \leq e/w \leq 0,132$$

L'expression proposée pour le diamètre hydraulique est :

$$D_H = \frac{4wh_sl_s}{2(wl_s + h_sl_s + eh) + ew} \quad (1.34)$$

les corrélations suivantes sont valables selon les auteurs quel que soit le régime d'écoulement dans l'échangeur, dans la gamme $300 < \text{Re}_{D_H} < 10000$:

$$f = 9,6243 \text{Re}_{D_H}^{-0,7422} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,1856} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{0,3053} \left(\frac{e}{w} \right)^{-0,2659} \times \left[1 + 7,669 \times 10^{-8} \text{Re}_{D_H}^{4,429} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{0,920} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{3,767} \left(\frac{e}{w} \right)^{+0,236} \right]^{0,1} \quad (1.35)$$

$$j = 0,6522 \text{Re}_{D_H}^{-0,5403} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{-0,1541} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{0,1499} \left(\frac{e}{w} \right)^{-0,0678} \times \left[1 + 5,269 \times 10^{-5} \text{Re}_{D_H}^{1,340} \left(\frac{w}{h_s} \right)^{0,504} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{0,456} \left(\frac{e}{w} \right)^{-1,055} \right]^{0,1} \quad (1.36)$$

Avec ces corrélations, tous les résultats expérimentaux utilisés par les auteurs sont prédits avec une erreur inférieure à 20 %. Ces corrélations ont été établies à partir de 18 géométries d'OSF différentes pour un écoulement d'air ($\text{Pr} = 0,7$) à différents nombres de Reynolds.

1.4.3 Conclusion partielle : données globales

On voit alors qu'à partir **des travaux** de Wieting, 1975, Kays & London, 1984, Mochizuki *et al.*, 1987 et Manglik & Bergles, 1995, on **dispose de corrélations assez précises** (à ± 20 % d'erreur) pour **dimensionner des échangeurs de géométries à pas décalé**. Toutefois, la plupart des mesures ont été réalisées avec de l'air ($\text{Pr} = 0,7$).

Ainsi Toossi *et al.*, 1994 ont étudié l'influence du nombre de Prandtl et des propriétés des fluides sur les échanges thermiques. Ils ont alors effectué des mesures en géométrie OSF pour différents liquides ($\text{Pr} = 4$ à 80) afin de vérifier l'extension des corrélations aux liquides. Ils

proposent une dépendance proportionnelle à la racine du nombre de Prandtl. Les auteurs proposent alors la corrélation suivante sans paramètre géométrique, les auteurs ayant cherché à caractériser l'effet du nombre de Prandtl et non à réaliser une étude paramétrique en fonction du nombre de Reynolds et des géométries :

$$\text{Nu}_{D_H} = 0,287 \text{Re}_{D_H}^{0,58} \text{Pr}^{0,5} \quad (1.37)$$

ce qui peut s'écrire aussi en utilisant le facteur de Colburn :

$$j = 0,287 \text{Re}_{D_H}^{-0,42} \text{Pr}^{0,162} \quad (1.38)$$

Ce résultat montre que pour le dimensionnement d'échangeurs OSF utilisant des fluides à nombre de Prandtl très différent de celui utilisé pour l'établissement des corrélations, il faudra prendre garde et éventuellement ajuster les corrélations en ajoutant une légère dépendance au nombre de Prandtl.

Les **corrélations de Manglik & Bergles, 1995**, largement utilisées pour le **dimensionnement des échangeurs**, établies à partir de nombreux points expérimentaux, sont valables pour une large gamme de nombre de Reynolds avec une précision convenable. Actuellement elles sont sans doute **les plus répandues industriellement**.

Wang *et al.*, 1999, pour le dimensionnement d'un échangeur récupérateur à géométrie OSF, ont testé trois arrangements de compacité différente pour une grande gamme de débits. Ils en ont déduit l'évolution des coefficients f et j en fonction du nombre de Reynolds. Pour comparer leurs arrangements, ils ont tracé le rapport j/f (critère d'optimisation : échanges sur frottements) en fonction du Reynolds et ont pu en déduire que pour **les plus faibles nombres de Reynolds, la géométrie la plus compacte était la plus intéressante**. Ensuite, pour des **Reynolds plus importants**, il devenait intéressant de **diminuer cette compacité**. En effet, le rapport (j/f) est alors plus grand avec une faible compacité. On peut toutefois pondérer ce rapport (j/f) en fonction du coût des échanges thermiques par rapport au coût du pompage. De plus, dans le dimensionnement des échangeurs, des contraintes supplémentaires de poids et d'encombrement peuvent parfois apparaître et modifier les conclusions précédemment trouvées.

Muzychka & Yovanovich, 1999, proposent aussi des **corrélations pour f et j** en géométrie OSF pour les régimes laminaires, turbulents et la transition. Auparavant, seules les corrélations de Manglik & Bergles, 1995 étaient valables dans un régime de transition. Muzychka & Yovanovich, 1999 ont ainsi développé de nouveaux modèles pour les échangeurs OSF à partir de 19 points fournis par la banque de données de Kays & London, 1984. Ils arrivent alors avec leurs modèles établis à partir de considérations physiques, à prédire la plupart des résultats de Kays & London, 1984 avec une erreur inférieure à 20 %. Ces corrélations sont à notre connaissance **peu utilisées actuellement**.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons vu que les phénomènes physiques autour de plaque épaisse dépendaient essentiellement du nombre de Reynolds calculé sur l'épaisseur de plaque. Dans cette partie, nous voyons que toutes les corrélations sont calculées en

fonctions du nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique. Cela peut s'expliquer de la manière suivante : d'une part les épaisseurs d'ailettes utilisées dans les bases de données varient assez peu, et en fait c'est le rapport (w/e) qui est quasiment toujours constant. Ainsi quand l'épaisseur est modifiée, le pas de serration w est aussi modifié par le même facteur. Le nombre de Reynolds calculé sur le diamètre hydraulique dépendant fortement de w dépend alors aussi de l'épaisseur de manière indirecte. D'autre part, les phénomènes instationnaires engendrés à partir d'un certain régime, sont pris en compte par la transition entre les régimes laminaires et turbulents.

Références du chapitre 1

- Castro, I.P. & Epik, E., 1998. Boundary layer development after a separated region. *J. Fluid Mech.*, vol. 374, pp 91-116.
- Chen, J.M. & Chiou, C.C., 1997. Flow past a blunt flat plate subjected to the disturbance of incident vortex street. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol 66, pp 179-196.
- Dejong, N.C. & Jacobi, A.M., 1997. An experimental study of flow and heat transfer in parallel-plate arrays : local, row-by-row and surface average behavior. *Int J. Heat Mass Transfer*, vol. 40, n°6, pp 1365-1378.
- Dejong, N.C., Zhang, L.W., Jacobi, A.M., Balachandar S. & Tafti, D.K., 1998. A complementary experimental and numerical study of the flow and heat transfer in offset strip-fin heat exchangers. *ASME, Journal of Heat Transfer*, vol 120, August 1998, pp 690-698.
- Forestier, B.E., Kattan M.R. & Ouazzani, J., 1996. Numerical simulation of laminar flow around thick flat plates in wall proximity. *FED-vol 237, Fluids engineering Division conference*, vol 2.
- Huilier, R. & Cherry, N.J., 1991. The effects of stream turbulence on separation bubbles. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol 8, pp 49-58.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 1996. Mass transfer measurement from a blunt-faced flat plate in a uniform flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 17, pp 179-186.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 2000. Visualizations of large-scale vortices in flow about a blunt-faced flat plate. *Experiments in Fluids*, vol 29, pp 198-201.
- Jacobi, A.M. & Shah, R.K., 1998. Air-side flow and heat transfer in compact heat exchangers : A discussion of enhancement mechanisms. *Heat transfer engineering*, vol 19, n° 4, pp 29-41.
- Joshi, H.M. & Webb, R.L., 1987. Heat transfer and friction in the offset strip fin heat exchanger. *Int. J. heat Mass Transfer*, vol. 30, n°1, pp 69-84.
- Kays, W.M. & London A.L., 1984. *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, New York.
- Kazeminejad, H., Ghamari, M. & Yaghoubi, M.A., 1993. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number : a numerical study. *Iranian Journal of Science and Technology*, vol. 17, n°2, pp 105-115.
- Kim, S.Y., Kim, J.H. & Byung H.K., 1998. Effect of porous fin a plate- fin heat transfer exchanger. *HTD-Vol 361-3/PID-vol. 3, Proceeding of the ASME*, p 477-482.
- Kiya, M. & Sasaki, K., 1983. Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech*, vol. 137, pp 83-113
- Kiya, M., Sasaki, K. & Arie M., 1982. Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech*, vol. 120, pp 219-244.
- Lane, J.C. & Loehrke, R.I., 1980. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number. *ASME, Journal of Fluids engineering*, vol. 102, pp 494-496.
- London, A.L. & Shah, R.K., 1968. Offset Rectangular Plate Fin Surfaces - Heat Transfer and Flow Friction Characteristics. *Journal of Engineering Power*, vol. 90, pp 218-228.
- Manglik R.M. & Bergles A.E., 1995. Heat transfer and pressure drop correlations for rectangular offset strip fin compact heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 10, pp 171-181.
- Mercier P. & Tochon P., 1997. Analysis of turbulent flow and heat transfer in compact heat exchangers by a pseudo-direct numerical simulation. *Compact Heat Exchanger for the Process Industry*, Editor R.K. Shah, Begell House Inc.

- Mochizuchi, S., Yagi, Y. & Yang, W.-J., 1987. Transport phenomena in stacks of interrupted parallel-plate surfaces. *Exp. Heat transfert*, vol. 1, pp 127-140.
- Muzychka, Y.S. & Yovanovich, M.M., 1999. Modelling the f and j characteristics of the offset strip fin array. *HTD-vol. 364-1, Proceedings of the ASME*, vol. 1, pp 91-100.
- Nakamura, Y., Ohya, Y. & Tsuruta, H., 1991. Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges. *J. Fluid Mech*, vol. 222, pp 437-447.
- Okajima, A., 1991. Change of flow about an elongated rectangular cylinder in a range of Reynolds numbers of 200 to $0.7 \cdot 10^4$. *ASME, FED-vol. 112, Forum on turbulent flows*, pp 107-113.
- Okajima, A., Ueno, H. & Sakai H., 1992. Numerical simulation of laminar and turbulent flows around rectangular cylinders. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 12, pp 999-1012
- Ota, T. & Itasaka, M., 1976. A separated and reattached flow on a blunt flat plate. *ASME, Journal of Fluids Engineering*, n° 75-FE-18, pp 79-86.
- Ota, T. & Kon, N., 1974. Heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. *Journal of Heat transfer* n°75, pp 459-462.
- Ota, T. & Kon, N., 1977. Heat transfer in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. *Transaction of ASME, Journal of heat transfer*. pp 155- 157.
- Ota, T. & Kon, N., 1979. Heat transfer in a separated and reattached flow over blunt flat plate-effects of nose shape. *Int J. Heat Mass Transfer.*, vol. 22, pp 197-206.
- Ota, T. & Narita, M., 1978. Turbulence measurements in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. *ASME, Journal of Fluid Engineering*, vol. 100, June 1978, pp 224-228.
- Ota, T., Kon, N. & Kikuchi, S., 1980(a). Temperature and velocity fields in the separated and reattached flow over blunt flat plates. *Bulletin of the JSME*, vol 23, n°177, March 1980.
- Ota, T., Kon, N., Hatakeyama, S., 1980(b). Measurements of turbulent shear stress and heat flux in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. *Bulletin of the JSME*, vol 23, n°184, October 1980.
- Ota, T., Asano, Y. & Okawa, J.I., 1981. Reattachment length and transition of separated flow over blunt flat plates. *Bulletin of the JSME*, vol 24, n°192, June 1981.
- Ota, T. & Montegi H., 1983. Measurement of spatial correlations and autocorrelation in separated and reattached flow over a blunt flat plate. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, vol. 12, pp 297-312.
- Ota, T. & Kato, H., 1991. Turbulent heat transfer in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. *ASME/JSME Thermal Engineering Proceedings*, vol. 3, pp 191-196.
- Ozono, S., Ohya, Y., Nakamura, Y. & Nakayama, R., 1992. Stepwise increase in the Stouhal number for flows around flat plates. *Int. Journal for Numerical Methods in Fluid*, vol. 15, pp 1025-1036.
- Rodi, W., 2000. Simulation of turbulence in practical flow calculations. *ECCOMAS, Barcelona*, pp 11-14, septembre 2000.
- Sahnoun, A. & Webb, R.L., 1992. Prediction of heat transfer and friction for louver fin geometry. *Journal of Heat Transfer*, vol. 114, pp 893-900.
- Saidi, A. & Sunden, B., 2001. A numerical investigation of heat transfer enhancement in offset strip fin heat exchangers in self-sustained oscillatory flows. *Int. Journal of Numerical Method for heat and fluid flow*, vol. 11, n°7, pp 699-716.

- Sasaki, K. & Kiya, M., 1991. Three-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 113, pp 405-410.
- Shah, R. K., Heikal M. R., Thonon B. & Tochon P., 2001. Progress in the numerical analysis of compact heat exchanger surfaces. *Advances in heat transfer*, vol. 34, pp 323-367.
- Susuki, K., Hirai, E., Sato, T. & Kieda, S., 1982. Numerical study of heat transfer system with stragglered array of vertical flat plates used at low Reynolds number.
- Susuki, K., Xi, G.N., Inaoka, K., Hagiwara, Y., 1994. Mechanism of heat transfer enhancement due to self-sustained oscillation for an in-line fin array. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 37, pp 83-96.
- Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991(a). A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids A* 3, vol. 7, pp 1749-1759.
- Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991 (b). A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids A* 3, vol. 12, pp 2887-2909.
- Thompson M.C., Hourigan, K. & Welsh, M.C., 1986. Numerical simulation of heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 13, pp 665-674.
- Toossi R., Asheghi, M. & Hou, K.S., 1994. Effect of fluid properties on heat transfer in channels with offset strip fin. *Experimental Heat Transfer*, vol. 7, pp 189-202.
- Wang, T. & Zhou, D., 1995. Spectral analysis of boundary-layer transition on a heated flat plate. *Int. J. Heat Fluid Flow*. vol. 17 , pp 12-21.
- Wang, J., Hirs, G.G., Rollmann, P., 1999. The performance of a new gas to gas heat exchanger with strip fin. *Energie Conversion & Management*, vol. 40, pp 1743-1751.
- Wieting, A.R., 1975. Empirical correlations for heat transfer and flow friction characteristics of rectangular offset-fin-plate heat exchangers. *Journal of heat transfer*, vol. 97; pp 488-490.
- Xi, G., Futagami, S., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1991. Flow and heat transfer characteristics of Offset-Fin array in the middle Reynolds number range. *ASME/JSME, Thermal Engineering Proceedings* ,vol. 3, pp 151-156.
- Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1992. Effect of fin thickness on flow and heat transfer characteristics of fin arrays - An offset-fin array in the low Reynolds number range. *HT Japanese Research*, vol 22, p 1-19.
- Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1995. Flow instability and augmented heat transfer of fin arrays. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, vol 2, n°1-2, pp 23-32.
- Yanaoka H., Yoshikawa H. & Ota T., 2002. Numerical simulation of laminar flow and heat transfer over a blunt flate plate un square channel. *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 124, pp. 8-16.
- Zhang, L.W., Balachandar, S. & Tafti, D.K., 1997. Effects of intrinsic three dimensionality on heat transfer and friction loss in a periodic array of parallel plates. *Numerical Heat Tranfer, Part A*, vol. 31, pp 327-353.

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased by 1.5 million (1990–1999) and is projected to increase by a further 1.5 million by 2010 (Office of National Statistics 2000).

There is a growing awareness of the need to develop strategies to meet the needs of the ageing population. The Department of Health (2000) has identified the need to develop a 'new paradigm' of care for the ageing population, one that is based on the concept of 'active ageing'.

The concept of 'active ageing' is defined by the World Health Organization (WHO) as:

...the process of developing and maintaining the functional abilities that enable people to participate in society to the greatest extent possible as they age (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the optimization of opportunities for participation in social, economic, cultural and spiritual activities and the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The WHO (1999) also states that 'active ageing' is a process that involves:

...the development of the individual's physical, mental and social capacities (WHO 1999).

The first part of the paper discusses the importance of the environment in the development of the human mind. It argues that the environment plays a crucial role in shaping the child's cognitive and emotional development. The second part of the paper explores the role of the family in the child's development. It discusses how the family environment can either support or hinder the child's growth. The third part of the paper examines the impact of social interactions on the child's development. It highlights the importance of peer relationships and the role of the community in providing a supportive environment for the child. The fourth part of the paper discusses the role of education in the child's development. It argues that education should be designed to foster the child's natural curiosity and creativity. The fifth part of the paper discusses the role of the media in the child's development. It examines how the media can influence the child's values and beliefs. The sixth part of the paper discusses the role of the child's own experiences in the development of the mind. It argues that the child's own experiences are the most powerful influence on their development. The seventh part of the paper discusses the role of the child's own interests in the development of the mind. It argues that the child's own interests are the most powerful influence on their development. The eighth part of the paper discusses the role of the child's own abilities in the development of the mind. It argues that the child's own abilities are the most powerful influence on their development. The ninth part of the paper discusses the role of the child's own personality in the development of the mind. It argues that the child's own personality is the most powerful influence on their development. The tenth part of the paper discusses the role of the child's own environment in the development of the mind. It argues that the child's own environment is the most powerful influence on their development.

The first part of the paper discusses the importance of the environment in the development of the human mind. It argues that the environment plays a crucial role in shaping the child's cognitive and emotional development. The second part of the paper explores the role of the family in the child's development. It discusses how the family environment can either support or hinder the child's growth. The third part of the paper examines the impact of social interactions on the child's development. It highlights the importance of peer relationships and the role of the community in providing a supportive environment for the child. The fourth part of the paper discusses the role of education in the child's development. It argues that education should be designed to foster the child's natural curiosity and creativity. The fifth part of the paper discusses the role of the media in the child's development. It examines how the media can influence the child's values and beliefs. The sixth part of the paper discusses the role of the child's own experiences in the development of the mind. It argues that the child's own experiences are the most powerful influence on their development. The seventh part of the paper discusses the role of the child's own interests in the development of the mind. It argues that the child's own interests are the most powerful influence on their development. The eighth part of the paper discusses the role of the child's own abilities in the development of the mind. It argues that the child's own abilities are the most powerful influence on their development. The ninth part of the paper discusses the role of the child's own personality in the development of the mind. It argues that the child's own personality is the most powerful influence on their development. The tenth part of the paper discusses the role of the child's own environment in the development of the mind. It argues that the child's own environment is the most powerful influence on their development.

The first part of the paper discusses the importance of the environment in the development of the human mind. It argues that the environment plays a crucial role in shaping the child's cognitive and emotional development. The second part of the paper explores the role of the family in the child's development. It discusses how the family environment can either support or hinder the child's growth. The third part of the paper examines the impact of social interactions on the child's development. It highlights the importance of peer relationships and the role of the community in providing a supportive environment for the child. The fourth part of the paper discusses the role of education in the child's development. It argues that education should be designed to foster the child's natural curiosity and creativity. The fifth part of the paper discusses the role of the media in the child's development. It examines how the media can influence the child's values and beliefs. The sixth part of the paper discusses the role of the child's own experiences in the development of the mind. It argues that the child's own experiences are the most powerful influence on their development. The seventh part of the paper discusses the role of the child's own interests in the development of the mind. It argues that the child's own interests are the most powerful influence on their development. The eighth part of the paper discusses the role of the child's own abilities in the development of the mind. It argues that the child's own abilities are the most powerful influence on their development. The ninth part of the paper discusses the role of the child's own personality in the development of the mind. It argues that the child's own personality is the most powerful influence on their development. The tenth part of the paper discusses the role of the child's own environment in the development of the mind. It argues that the child's own environment is the most powerful influence on their development.

Chapitre 2 : Les techniques et moyens numériques et expérimentaux

Ce chapitre concerne les techniques et moyens utilisés durant ce travail de thèse. Dans une première partie, les moyens de simulations numériques sont présentés. La seconde partie propose un descriptif des dispositifs expérimentaux utilisés.

2.1 Simulations numériques

Depuis le début des années 80, la simulation numérique est considérée par de nombreux auteurs comme un moyen efficace et rapide d'étudier les géométries d'échangeurs. En effet, cet outil présente de nombreux avantages par rapport aux mesures expérimentales, tels que le faible coût et la possibilité d'évaluer de nombreuses géométries sans se préoccuper des aspects de conception mécanique, Toutefois, les simulations numériques sont restées assez marginales dans le domaine du dimensionnement et de la conception des ailettes d'échangeurs pour diverses raisons, qui sont en réalité principalement liées aux capacités des calculateurs. En effet, la puissance des calculateurs a limité la taille des géométries simulées (ou le raffinement du maillage) et a contraint les auteurs à réaliser essentiellement des calculs bidimensionnels. Ainsi ces contraintes et d'autres venant des validations nécessaires des modèles et schémas numériques ont fait que les outils numériques sont restés peu utilisés pour le dimensionnement et la conception d'ailettes d'échangeurs, bien que très souvent citées.

Dans un premier temps, nous ferons un bilan des principaux résultats numériques obtenus dans le cadre de l'étude des ailettes à pas décalé. Ensuite, nous expliciterons les différentes méthodes de résolution numérique des problèmes thermohydrauliques en abordant la modélisation de la turbulence. Enfin, nous présenterons brièvement les outils numériques ainsi que les méthodes et schémas utilisés pour la résolution.

2.1.1 Les travaux numériques antérieurs

Les premiers auteurs qui se sont intéressés à la simulation d'une géométrie d'ailettes à pas décalé sont Patankar & Patrash, 1981. Ils avaient déjà pour principal objectif d'optimiser les géométries à partir de leurs simulations fournissant le coefficient d'échange thermique local. Des calculs laminaires stationnaires 2D (60*30 mailles) ont été réalisés pour différentes géométries et différents nombres de Reynolds (entre 100 et 2000 : le nombre de Reynolds

étant calculé avec le pas de serration). Malgré une physique des écoulements moyennement représentée, les résultats numériques globaux sont assez satisfaisants et comparés aux données de Kays & London, 1964. Par la suite, Kelkar & Patankar, 1989 ont étudié les géométries OSF à partir d'un domaine de calcul 3D (30*20*30 mailles) rectangulaire ne prenant pas en compte les effets des bords d'attaque d'ailettes. Les calculs laminaires menés permettent de réaliser une réinjection du fluide et de visualiser le développement de l'écoulement à travers plusieurs rangées. Ainsi les auteurs trouvent un développement assez rapide de l'écoulement en deux ou trois rangées d'ailettes.

Susuki *et al.*, 1982 et Susuki *et al.*, 1985, étudient à partir de simulations numériques laminaires les échanges thermiques dans les ailettes OSF en convection mixte. Susuki *et al.*, 1982 n'avaient pas pris en compte l'épaisseur des ailettes, ce qui a été réalisé par la suite par Susuki *et al.*, 1985. Ces derniers résultats sont comparés avec un bon accord à des mesures expérimentales pour des faibles nombres de Reynolds. Quasiment aucun effet de l'épaisseur n'est visible sur les simulations, ceci est dû principalement au nombre de Reynolds ($Re_{e2} < 50$), pour lequel l'écoulement est laminaire.

Parallèlement à ces différentes études laminaires menées dans des géométries d'ailettes OSF, de nombreux auteurs cités dans le premier chapitre étudient l'écoulement autour de plaques planes épaisses ainsi que les instabilités associées. En numérique, Kiya *et al.*, 1982 et Thompson *et al.*, 1986 réalisent des simulations instationnaires sur des obstacles pouvant s'apparenter à une ailette isolée. En effet, une ailette bien que de dimension assez fine se trouve être à son échelle une plaque épaisse, dont la physique a longuement été étudiée dans le premier chapitre. Kiya *et al.*, 1982 simulent l'écoulement autour d'une marche montante à partir d'une méthode de vortex discrets. Ils font partis des premiers auteurs à proposer une longueur de recollement numérique ($l_r/H \sim 9,3$) en accord avec les expériences (H étant la hauteur de la marche). En outre, ce travail a fourni de nombreuses informations sur les phénomènes de décollement et recollement ainsi que des profils pariétaux de pression et vitesse. La longueur de recollement sur une plaque plane épaisse a été simulée par Thompson *et al.*, 1986 avec la même formulation (méthode des vortex discrets). Les auteurs proposent une longueur moyenne de recollement $l_r/e = 4,7$ à partir du maximum de flux échangé et montrent les importantes fluctuations temporelles de cette grandeur. D'après leur simulation les auteurs montrent que le nombre de Nusselt augmente fortement dans la zone de recollement.

Les travaux de Tafti & Vanka, 1991 a) et b) présentés en partie au chapitre 1, comportent des simulations numériques instationnaires sur une plaque épaisse pour des nombres de Reynolds compris entre $Re_{e2} = 75$ et 500. Les auteurs réalisent leurs résolutions instationnaires avec une discrétisation spatiale du second ordre et une intégration temporelle explicite. Des résultats moyens tels que le coefficient de frottement et de pression sont exploités, mais aussi des résultats instantanés permettant de comprendre les phénomènes.

Xi *et al.*, 1992, étudient numériquement, à partir de simulations bidimensionnelles instationnaires, une géométrie d'aillette OSF sur neuf rangées en profondeur et deux en largeur. Le nombre de Reynolds de l'étude est calculé à partir de 4 fois la section de passage du fluide, celui-ci est alors de 1000, ce qui correspond d'après les données géométriques de l'article à $Re_{e/2} \sim 34$, donc les phénomènes en présence sont laminaires. Ainsi, les auteurs montrent que l'effet d'épaisseur n'influence quasiment pas les échanges thermiques au niveau des ailettes. Les nombres de Nusselt déterminés à partir de leurs simulations sont en accord avec leurs expériences, ces résultats montrent une diminution du nombre de Nusselt le long des différentes ailettes. Susuki *et al.*, 1994 et Xi *et al.*, 1995, s'intéressent aux interactions dues au sillage des ailettes. Ainsi le domaine d'étude thermohydraulique est un canal dans lequel des ailettes alignées sont positionnées. Des simulations instationnaires bidimensionnelles à des nombres de Reynolds variant de $Re_{e/2} = 22$ à 90 permettent de mettre en évidence les décollements et recollements de l'écoulement. Ainsi les auteurs, montrent l'amélioration des transferts thermiques avec l'augmentation des instabilités de l'écoulement.

Zhang *et al.*, 1996 et Zhang *et al.*, 1997 ont réalisé des simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles instationnaires de l'écoulement autour d'une ailette pour différents nombres de Reynolds, avec des maillages assez raffinés variant de 128×32 à $256 \times 64 \times 64$. Les coefficients de frottement et de Colburn f et j , ainsi que des grandeurs locales telles que le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt en paroi ont été calculés à partir des simulations. Les résultats moyennés en temps des simulations 2D et 3D sont très proches, ce qui laisse à penser que les simulations 2D pourraient être suffisantes. Toutefois, les fluctuations prédites par les simulations 2D sont largement supérieures à celles des calculs 3D. Ces simulations ont été réalisées pour des nombres de Reynolds variant de $Re_{e/2} = 8$ à 200. Les auteurs montrent par ailleurs, un accord sur les prédictions de j et f entre les simulations instationnaires et stationnaires jusqu'à $Re_{e/2} \sim 40$, correspondant à l'apparition des instabilités. Ensuite, quand le nombre de Reynolds augmente ($Re_{e/2} > 150$) les simulations instationnaires 3D semblent en meilleur accord avec les expériences que les simulations 2D, qui prédisent toutefois convenablement les grandeurs globales de l'écoulement.

Dejong *et al.*, 1998, comparent des simulations bidimensionnelles sur le motif de base des OSF (2 ailettes décalées) à des mesures réalisées sur 92 ailettes disposées en 8 rangées. Afin de simuler le développement transverse et longitudinal de l'écoulement, des conditions limites périodiques sont placées autour des ailettes et avec une condition de réinjection entre l'entrée et la sortie du fluide. Les résultats globaux (j et f) des expériences et des simulations sont comparés aux corrélations de Joshi & Webb, 1987. Les grandeurs locales du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement sur les ailettes sont en accord avec les expériences pour les nombres de Reynolds de $Re_{e/2} = 40$ et $Re_{e/2} = 120$.

Saidi & Sunden, 2001 ont réalisé le même type de simulations, avec un domaine composé d'une ailette et d'un bout de ses ailettes voisines, avec des conditions limites périodiques et une réinjection de fluide entre l'entrée et la sortie. Un maillage très raffiné est utilisé pour ces

simulations bidimensionnelles réalisées avec l'outil Star-CD. Les résultats globaux pour j et f sont comparés à ceux de Dejong *et al.*, 1998 avec un bon accord.

Une étude très récente menée par Yanaoka *et al.*, 2002, concerne la simulation autour d'une plaque épaisse dans un canal avec des comparaisons entre simulations 2D et 3D. Le nombre de Reynolds des études varie de $Re_{e/2} = 50$ à 225. Les auteurs réalisent des simulations stationnaires et instationnaires thermohydrauliques sur une plaque épaisse chauffée avec un flux uniforme avec les maillages suivants : 168×90 pour les calculs 2D et $168 \times 90 \times 71$ pour les calculs 3D. Les calculs 2D donnent des résultats assez proches des calculs 3D (dans la zone où les conditions aux limites du calcul 3D n'influent pas sur l'écoulement), pour le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt sur la plaque. La Figure 2.1 présente les résultats obtenus par les auteurs pour le nombre de Nusselt à la paroi. On peut noter également que les auteurs ne proposent pas de comparaisons avec des données expérimentales. Par ailleurs, d'après leur conclusion et les résultats, leurs simulations ne semblent pas prédire convenablement la transition du régime laminaire au régime turbulent. En effet, la valeur des nombres de Reynolds de transition semble supérieure aux résultats issus de l'étude bibliographique (Chapitre 1).

Les nombres de Nusselt et Reynolds définis sur la Figure 2.1 sont établis à partir de l'épaisseur de la plaque. Ainsi $Nu = Nu_e = \frac{he}{\lambda}$ et $Re = Re_e = \frac{Ue}{\nu}$.

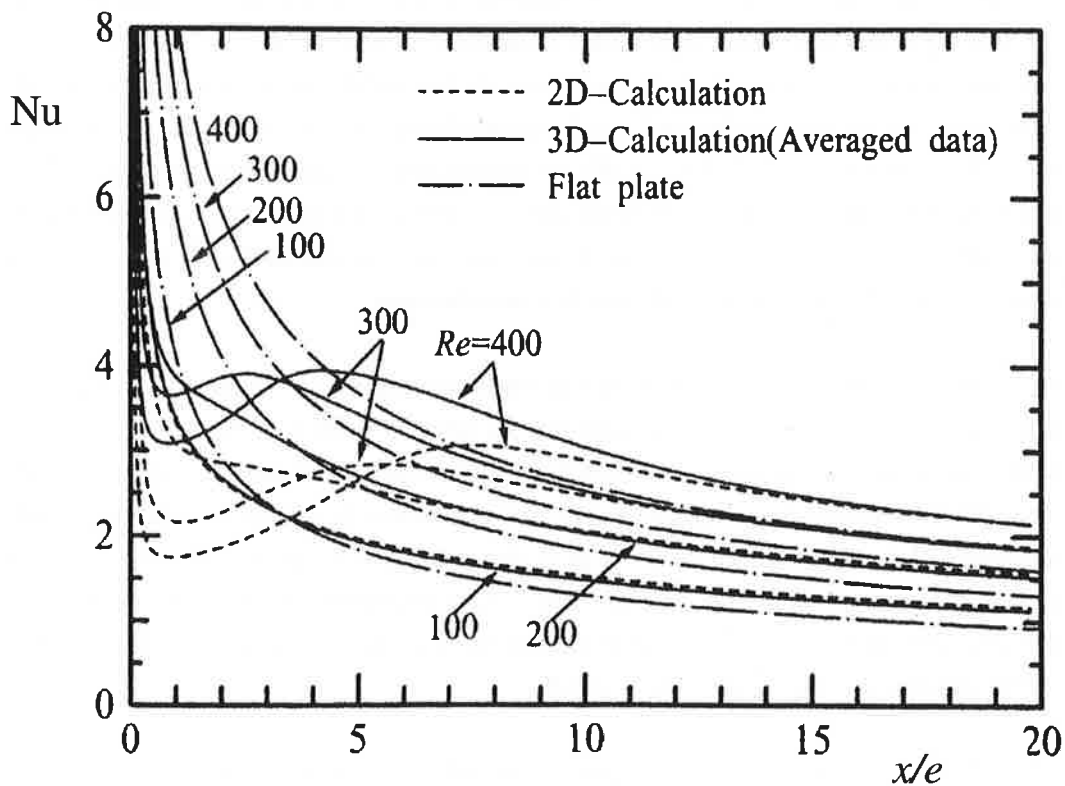


Figure 2.1 : Nombre de Nusselt pour une plaque épaisse d'après Yanaoka *et al.*, 2002

Conclusion sur les études numériques antérieures :

La plupart des simulations réalisées n'utilisent pas de modèles de turbulence. En effet, les équations résolues lors de ce type de simulations sont les équations de continuité, quantité de mouvement et d'énergie laminares. Au début les auteurs cherchaient une solution stationnaire, par la suite les simulations réalisées sont majoritairement instationnaires. Il est aussi à noter que les simulations tridimensionnelles sont rares, ce qui est en grande partie dues aux moyens de calcul limitant rapidement la taille du maillage. De plus, pour améliorer la résolution instationnaire des phénomènes et prédire les échanges thermiques pariétaux, le maillage utilisé doit être assez raffiné, c'est à dire d'après les diverses études environ une dizaine de mailles sur l'épaisseur de l'ailette (Yanaoka *et al.*, 2002). D'après la majorité des travaux numériques antérieurs, les modèles de turbulence de type RANS classiques ne peuvent prédire convenablement l'écoulement, les échanges, Les auteurs utilisent en générale des schémas d'ordre 2 (centré) ou 3 (QUICK) pour la discrétisation des termes de convection. Yanaoka *et al.*, 2002 utilisent quant à eux un schéma du 5^{ème} ordre décentré amont.

Nous pouvons aussi noter qu'il existe très peu d'études qui offrent à la fois des résultats numériques et des validations expérimentales. Ainsi notre travail comporte à la fois un aspect numérique important mais aussi une validation des simulations à partir des dispositifs expérimentaux présentés dans la partie 2.2.

2.1.2 Les méthodes de simulation numérique des écoulements turbulents

Dans cette partie, nous décrirons les différentes méthodes pour la simulation thermo-hydraulique des écoulements turbulents, en donnant leurs avantages et leurs inconvénients. La plupart des écoulements rencontrés dans les systèmes industriels ou même dans la nature ont un caractère turbulent. La turbulence est un phénomène tridimensionnel caractérisé par l'apparition d'instationnarités chaotiques formées de multiples structures tourbillonnaires d'échelles et de vitesses très variées. Les dimensions des structures instationnaires varient des grandes échelles dues aux dimensions de la géométrie en présence, aux petites structures (ou échelles) appelées dissipatives qui se dissipent en chaleur sous l'effet de la viscosité. Les grosses structures énergétiques alimentent les petites échelles dissipatives par un transfert d'énergie (théorie de la cascade de Kolmogorov). Ainsi l'écoulement moyen crée de gros tourbillons à grandes échelles, ces derniers donnent ensuite naissance à de nombreuses structures tourbillonnaires de taille inférieure. Les plus petites structures de l'écoulement, appelées échelle de Kolmogorov, se dissipent sous l'effet de la viscosité du fluide.

La turbulence a pour avantage de permettre un brassage et une dispersion du fluide. Ainsi, elle présente un grand intérêt en améliorant les mélanges et les transferts thermiques entre un fluide et une paroi. Ces propriétés sont fréquemment utilisées industriellement pour augmenter les transferts thermiques, ainsi que pour améliorer le mélange de constituants (par exemple : les réactifs chimiques).

Cependant, la turbulence présente aussi des inconvénients, avec un accroissement des pertes de charge et des échauffements pour des écoulements fortement agités.

Pour la simulation d'écoulements turbulents trois méthodes sont principalement utilisées :

- La Simulation Numérique Directe de la turbulence, consistant en la résolution des équations instantanées de Navier-Stokes. C'est une simulation qui calcule toutes les échelles de la turbulence. (SND ou DNS : Direct Numerical Simulation)
- La Simulation des Grandes Echelles, où seules les grosses structures énergétiques sont calculées, les autres étant modélisées. (SGE ou LES : Large Eddy Simulation)
- La simulation des grandeurs moyennes de l'écoulement, la turbulence et ses effets étant alors totalement modélisés. Ce sont les modèles dits "RANS" (Reynolds Average Navier-Stokes).

2.1.2.1 La Simulation Numérique Directe (SND)

Cette méthode consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes et d'énergie instantanées directement, sans modélisation de la turbulence. Cette dernière est en effet générée par les termes non linéaires des équations de Navier-Stokes. Il est donc impératif d'utiliser un maillage adapté, qui prenne en compte toutes les échelles de la turbulence, et en particulier les plus petites.

L'échelle caractéristique des plus petites structures de la turbulence est donnée par l'échelle de Kolmogorov l_k , définie de la manière suivante :

Soit u_∞ la vitesse moyenne de l'écoulement, u' la vitesse des fluctuations turbulentes, L la taille des plus grosses structures turbulentes de l'écoulement :

$$l_k = \frac{l}{\text{Re}_l^{3/4}} \quad (2.1)$$

avec l telle que :

$$\frac{l}{u'} = \frac{L}{u_\infty} \quad (2.2)$$

Habituellement, u' est prise comme 10% de la vitesse moyenne de l'écoulement (Candel, 1992). La taille des mailles doit donc être de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. Toutefois, Briand, 1999 indique que l'on peut prendre des mailles de l'ordre de 5 fois l'échelle de Kolmogorov. Il précise même qu'au voisinage des parois, il est d'usage de prendre des mailles de taille $6l_k$ dans la direction parallèle et $3l_k$ dans la direction perpendiculaire.

Pour nos simulations nous aurons très souvent recourt à cette méthode directe en choisissant un maillage comme celui défini par Briand, 1999, nous permettant de réduire considérablement le nombre de mailles. En effet, les phénomènes de recirculation présents au niveau du bord d'attaque des ailettes sont, comme nous les verrons par la suite, difficiles à prédire avec les modèles RANS.

Par ailleurs, la Simulation Numérique Directe, qui permet de disposer de nombreuses grandeurs moyennes et fluctuantes, est parfois utilisée au même titre que les expériences de laboratoire, l'avantage étant que les grandeurs instantanées sont connues de façon non intrusive. Cette technique nécessite un maillage très important augmentant avec le nombre de Reynolds. Les calculateurs actuels permettent donc uniquement de réaliser des simulations directes pour de faibles nombres de Reynolds.

2.1.2.2 La Simulation des Grandes Echelles (SGE)

La Simulation des Grandes Echelles permet de simuler les grandes échelles énergétiques, jusqu'à une échelle spatiale dite de "coupure". Les échelles plus petites sont ensuite modélisées par un modèle sous-mailles. La coupure, réalisée la plupart du temps par le maillage, dépendra des ressources de calcul disponibles. L'idée est de traiter par simulation numérique directe le plus grand nombre de structures turbulentes possibles, tout en restant compatible avec les moyens de calcul disponibles. Les autres structures (en particulier les structures dissipatives) sont modélisées. Il est possible de raisonner soit dans un espace physique en considérant la taille des mailles (A), soit dans l'espace des nombres d'onde k (Métais & Lesieur, 1992). (Les échelles spectrales étant prises en compte jusqu'à une fréquence de coupure $k_c = 1/A$).

Dans l'espace des fréquences, cela revient à faire un filtrage passe-bas (Figure 2.2). Le travail de thèse de Ackermann, 2000, constitue une référence complète sur le sujet. Ce type de simulations demande moins de points de discrétisation que la SND et permet par rapport aux simulations RANS (paragraphe 2.1.2.3) de simuler les instationnarités de l'écoulement.

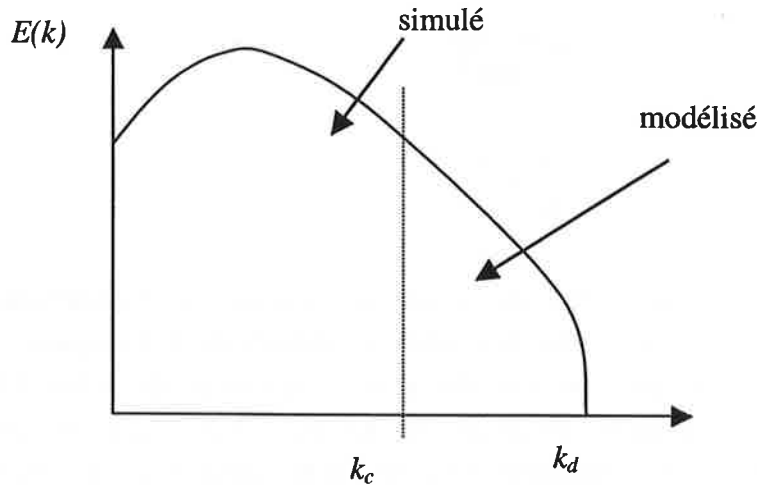


Figure 2.2 : Spectre schématique de l'énergie turbulente

➤ Les équations locales instantanées

Nous faisons l'hypothèse de Boussinesq pour un fluide incompressible. Les équations de continuité, de Navier-Stokes sans forces extérieures, et d'énergie sans terme source sont les suivantes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.5)$$

a étant la diffusivité thermique en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$: $a = \frac{\lambda}{\rho_0 C_p}$ et ν la viscosité cinématique.

La simulation des grandes échelles consiste à découper une grandeur f en une composante de grande échelle \bar{f} et une composante sous-maille f' :

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.6)$$

Le champ à grande échelle est défini par une opération de filtrage :

$$\bar{f}(\vec{x}, t) = \int f(\vec{y}, t) G(\vec{x} - \vec{y}) dy \quad (2.7)$$

La fonction G dépend de la méthode numérique utilisée pour le calcul. Par exemple pour un maillage uniforme en volumes finis :

$$G(\vec{x} - \vec{y}) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta^3} & |x_i - y_i| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & |x_i - y_i| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (2.8)$$

avec Δ_i la taille de maille dans la direction i , Δ est l'échelle de longueur du filtre :

$$\Delta = \left(\prod_{i=1}^3 \Delta_i \right)^{1/3} \quad (2.9)$$

➤ Les équations filtrées

En introduisant les termes filtrés en espace dans les équations de continuité et de Navier-Stokes, nous obtenons :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + T_{ij} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + R_{ij} \right) \quad (2.12)$$

avec T_{ij} et R_{ij} étant les tenseurs sous-mailles suivants :

$$T_{ij} = -(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.13)$$

$$R_{ij} = -(\overline{u_i T} - \bar{u}_i \bar{T}) \quad (2.14)$$

Il est démontré que ces tenseurs sous-mailles se réduisent aux tensions de Reynolds (Fallon, 1994), on a alors :

$$T_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} \quad (2.15)$$

$$R_{ij} = -\overline{u'_j T'} \quad (2.16)$$

avec u'_j représentant les fluctuations de vitesse sous-mailles et T' les fluctuations de températures sous-mailles. Nous remarquons qu'il faut introduire des équations de fermeture pour pouvoir résoudre ce système. Par analogie aux modèles RANS (paragraphe 2.1.2.3),

nous introduisons une viscosité et une diffusivité turbulentes (ν_t et a_t) qui seront déterminées par le modèle sous-maille. Ces valeurs sont telles que :

$$T_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} \quad (2.17)$$

$$R_{ij} = a_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.18)$$

avec T_{kk} l'énergie cinétique turbulente sous-maillages.

On peut donc réécrire les équations filtrées de la façon suivante :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} \right] \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((a + a_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) \quad (2.21)$$

La résolution de ce système sans modèle sous-maillages (c'est à dire en négligeant les fluctuations internes à la maille) s'apparente à de la simulation numérique directe (si le maillage est assez fin). Le dernier terme de l'équation de quantité de mouvement filtrée, la trace du tenseur sous-maille est souvent incorporé dans le terme de pression (Lesieur & Métais, 1996), (Fallon, 1994).

Nous allons maintenant voir les fermetures proposées dans la littérature pour modéliser la viscosité et la diffusion turbulente.

➤ Les modèles sous-maillages

• Le modèle de Smagorinsky

Il s'agit du modèle le plus ancien et le plus couramment utilisé. Il a été élaboré par Smagorinsky en 1963 pour simuler les mouvements à grande échelle de l'atmosphère. Il suppose que la turbulence est isotrope et tridimensionnelle et que la cascade énergétique est de la forme $k^{-5/3}$ dans la zone sous-maille. Il s'agit d'un modèle basé sur une longueur de mélange :

$$\nu_t(x, \Delta x) \approx (C_s \Delta x)^2 |\bar{S}| \quad (2.22)$$

et

$$|\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2.23)$$

avec

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

C_s est une constante du modèle, prise généralement égale à 0,1. L'utilisation de ce modèle est limitée car la viscosité turbulente ne tend pas vers 0 au voisinage des parois où les contraintes visqueuses sont dominantes. Il est souvent nécessaire de lui adjoindre une fonction de paroi du type Van Driest pour forcer un bon comportement. D'autre part ce modèle est trop dissipatif et gêne la transition à la turbulence.

- **Le modèle Smagorinsky dynamique**

Pour palier à la dissipation du modèle original de Smagorinsky, il est nécessaire d'adapter la constante C_s du modèle en fonction de l'écoulement et recalculer cette constante à chaque pas de temps et pour chaque maille. La constante est alors issue du régime d'écoulement et est bornée entre -0,3 et 0,5. La détermination de C_s est détaillée dans la thèse de Ackermann, 2000.

En réalité de nombreux modèles sous-maille existent, tels que le modèle de fonction de structure développé par Métails & Lesieur, 1992. Sagaut, 1998 dans son ouvrage consacré à la simulation des grandes échelles donne de plus larges explications sur de nombreux modèles sous-maille.

La modélisation de la diffusion thermique turbulente sous-maille de l'équation (2.21) est réalisée de façon classique avec l'hypothèse d'un nombre de Prandtl turbulent constant :

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t} \quad (2.25)$$

Le Prandtl turbulent est en pratique pris égal à l'unité.

Pour les simulations des grandes échelles que nous avons réalisées durant ce travail, nous avons opté pour l'utilisation du modèle sous mailles de Smagorinsky dynamique avec un maillage raffiné en paroi, ainsi nous pouvions nous passer de loi de parois.

2.1.2.3 Les approches moyennées (RANS)

➤ *Les équations de Reynolds*

Rappelons dans un premier temps les équations de Navier stokes locales instantanées pour un fluide incompressible (2.3 ; 2.4 ; 2.5) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)$$

On décompose alors vitesses, pression et température en une partie moyenne et une partie fluctuante, ce qui revient à effectuer une moyenne temporelle des équations.

$$u_i = \bar{U}_i + u_i', \quad p = \bar{P} + p', \quad T = \bar{T} + T', \quad (2.26)$$

avec $\overline{u_i'} = 0$; $\overline{p'} = 0$; $\overline{T'} = 0$

On obtient alors après simplifications, les équations bilans statistiques :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u_j' T'} \right) \quad (2.29)$$

Le tenseur de Reynolds $\left(\overline{-u_i' u_j'} \right)$ apparaît alors dans l'équation de quantité de mouvement et le terme $\left(\overline{-u_j' T'} \right)$ dans l'équation d'énergie. Un problème délicat de fermeture des équations se pose alors, avec la nécessité d'exprimer les termes $\left(\overline{-u_i' u_j'} \right)$ et $\left(\overline{-u_j' T'} \right)$ en fonction des grandeurs moyennes de l'écoulement. De nombreux modèles existent dans la littérature qui sont pour la plupart basés sur un concept de viscosité turbulente.

➤ Les modèles s'appuyant sur le concept de viscosité turbulente

Par analogie à la loi Newtonienne de comportement, le tenseur de Reynolds est décomposé de la manière suivante :

$$\overline{-u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \bar{k} \delta_{ij} \quad (2.30)$$

Avec

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad \text{et } \bar{k} \text{ l'énergie cinétique turbulente.}$$

ν_t est la viscosité cinématique turbulente qui doit être déterminée à partir de modèles.

Les spécificités d'une telle décomposition et leurs limites sont données par Chassaing, 2000. On peut également définir de la même manière une diffusivité thermique turbulente, telle que :

$$-\overline{u_j T'} = a_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.31)$$

On peut alors distinguer à ce niveau différentes méthodes de fermeture de la viscosité turbulente et diffusivité thermique turbulente qui peuvent être classées suivant leur complexité de mise en oeuvre.

- **Modèle à zéro équation**

Ces modèles basés sur une longueur de mélange (l_m) permettent de déterminer la viscosité turbulente.

On écrit la viscosité turbulente sous la forme :

$$\nu_t = l_m^2 \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.32)$$

qui s'écrit dans le cas d'un écoulement cisaillé

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right| \quad (2.33)$$

Ensuite, la fermeture du problème est réalisée par des expressions de la longueur de mélange l_m . De très nombreuses relations de fermeture existent dans la littérature, mais ne sont malheureusement pas universelles. Ceci est une limitation importante, car il demande une connaissance préalable des écoulements à étudier.

Par exemple :

conduite circulaire : $l_m = R \left(0,14 - 0,08 \left(1 - \frac{y}{R} \right)^2 - 0,06 \left(1 - \frac{y}{R} \right)^4 \right)$, avec R le rayon

de la conduite et y la distance à la paroi

turbulence de paroi (δ étant l'épaisseur de couche limite turbulente) :

Zone interne : $\frac{y}{\delta} \leq 0,22 \Rightarrow l_m = 0,41y$

Zone externe : $\frac{y}{\delta} > 0,22 \Rightarrow l_m = 0,09y$

Un raisonnement analogue conduit à définir une longueur de mélange thermique. Ce modèle simple fait apparaître le nombre de Prandtl comme un rapport de longueur de mélange :

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t} \quad (2.34)$$

Le nombre de Prandtl turbulent est généralement compris entre 0,9 et 1,2 et pris égal à l'unité dans la majorité des applications.

• Modèle à une équation

Le modèle de Prandtl-Kolmogorov est utilisé pour des écoulements cisailés simples, de type couche limite. Il est basé sur la connaissance d'une grandeur caractéristique l de l'écoulement, et de ce fait manque d'universalité et représente mal les écoulements complexes. Une équation différentielle de transport portant sur l'énergie cinétique de la turbulence \bar{k} est résolue.

$$\nu_t = C_\mu l \sqrt{\bar{k}} \quad (2.35)$$

C_μ est la constante du modèle et l est une longueur de mélange.

Nous résolvons l'équation de transport de \bar{k} :

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_k} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_k} \right) - C_D \frac{\bar{k}^{3/2}}{l} \quad (2.36)$$

avec σ_k et C_D qui sont des constantes à déterminer. Pour la détermination de ces constantes, cf. Ha Minh (1993).

Il est alors possible d'exprimer le taux de dissipation turbulent :

$$\bar{\epsilon} = C_D \frac{\bar{k}^{3/2}}{l} \quad (2.37)$$

Ces modèles qui donnent de bons résultats pour les écoulements cisailés simples ne sont plus très populaires, on leur préfère actuellement les modèles à deux équations de transport.

• Modèle à deux équations

Afin d'améliorer les modèles algébriques et les modèles à une équation, il est apparu naturel de résoudre une équation de transport supplémentaire pour calculer l'échelle de longueur l . Ne pouvant introduire une équation de transport directement pour l , tout d'abord une équation supplémentaire de transport sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente a été ajoutée : c'est le modèle $(k-\epsilon)$. Plus récemment, un modèle, utilisant pour seconde grandeur caractéristique de la turbulence la fréquence ω , est apparu : c'est le modèle $(k-\omega)$.

Pour le modèle $(k-\epsilon)$, deux équations de transport supplémentaires sont résolues. \bar{k} et $\bar{\epsilon}$ sont liés à la viscosité turbulente par la relation (2.38), obtenu en combinant (2.35) et (2.37) :

$$\nu_t = C_v \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \quad (2.38)$$

C_v étant une constante (0,09 est une valeur fréquemment utilisée).

Nous ne rentrerons pas dans le détail du modèle, toutefois l'ouvrage de Chassaing, 2000, constitue une bonne base de référence.

Ce modèle robuste, économique et relativement simple est largement utilisé. Il est toutefois peu adapté à certains types d'écoulements complexes, dont les écoulements comportant des recirculations.

D'autres modèles à deux équations de transport existent tels que le modèle $(k-\omega)$, Par ailleurs, des extensions dites Bas-Reynolds permettent d'améliorer le comportement du modèle $(k-\epsilon)$ au voisinage des parois en ajoutant des fonctions d'amortissement ainsi que des termes supplémentaires.

➤ Les autres modèles

Les modèles basés sur les tensions de Reynolds (**RSM** : Reynolds Stress Models) consistent à résoudre une équation de transport pour chaque composante du tenseur des contraintes de Reynolds, et nécessite toutefois des équations de fermeture.

Les modèles RSM donnent globalement de meilleurs résultats que les modèles utilisant le concept de viscosité turbulente, en particulier quand le tenseur des contraintes de Reynolds est fortement anisotrope (cyclones, fluides en rotation, ...). Il requiert toutefois plus de mémoire et de temps de calcul, et ne donne pas de meilleurs résultats pour les écoulements simples.

Ils sont appelés indifféremment modèles **ASM** (Algebraic Stress Model) ou modèles **NLEVM** (Non-Linear Eddy Viscosity Models). Ils sont intermédiaires entre les modèles basés sur la viscosité turbulente et les modèles basés sur les tensions de Reynolds. Le tenseur des contraintes de Reynolds est exprimé sous forme de polynômes, et relié au tenseur des contraintes moyennes et à celui du taux de rotation. Les coefficients des polynômes sont exprimés en fonction des équations de transport du tenseur des contraintes de Reynolds (Shah *et al.*, 2000).

Ces modèles sont moins sensibles aux rotations que les modèles à viscosité turbulente et nécessitent moins de ressources et de temps de calcul que les modèles RSM. Ils restent cependant difficiles à mettre en oeuvre dans le contexte industriel car ils requièrent de nombreux paramètres empiriques.

2.1.2.4 Modélisation des phénomènes de paroi

Nous rappelons ici les notations de u^* la vitesse de frottement, u^+ et y^+ la distance pariétale adimensionnée définies dans le chapitre 1, équations (1.6) et (1.7).

La vitesse de frottement (u^*) se définit de la manière suivante :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

on définit alors deux grandeurs adimensionnées par u^* :

$$u^+ = \frac{\bar{u}_i}{u^*} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y u^*}{\nu}$$

\bar{u}_i est la vitesse moyenne locale.

Pour évaluer les frottements et les échanges thermiques au sein d'un écoulement, la connaissance des phénomènes pariétaux est essentielle. Ainsi afin d'évaluer convenablement les contraintes pariétales, deux approches existent. La première consiste à mailler très finement les zones proches des parois et à respecter $y^+ < 5$ pour la première maille, il est toutefois souvent conseillé de respecter $y^+ \sim 1$ pour la première maille. La seconde approche est d'utiliser une loi de paroi permettant de calculer le tenseur des contraintes à la paroi à partir des données au loin. Dans ce cas le premier point de maillage peut être placé plus loin de la paroi, dans le cas de l'utilisation d'une loi logarithmique standard, il est conseillé de placer cette première maille $30 < y^+ < 100$.

D'après les commentaires précédents, pour les simulations numériques directes, il faut choisir une première maille proche $y^+ \sim 1$ et mailler ensuite finement le domaine de calcul afin de respecter le critère sur l'échelle de Kolmogorov. Ainsi, même pour une géométrie simple, ceci engendre un maillage important, très rapidement prohibitif pour les calculateurs actuels.

Dans le cas des simulations des grandes échelles, les deux approches sont possibles, mais le maillage raffiné bien que coûteux en temps de calcul est préférable pour appréhender les phénomènes et particulièrement les recirculations. Dans le cas de l'utilisation d'une loi de paroi pour la simulation des grandes échelles la loi logarithmique est parfois utilisée, mais souvent une loi de type Werner & Wengle, 1991 lui est préférée (Ackermann, 2000). Cette dernière ne fait pas l'hypothèse de l'existence d'une loi logarithmique, mais plutôt d'une loi puissance.

Pour les simulations RANS, les transferts pariétaux sont fréquemment modélisés par une loi de paroi, par exemple la loi logarithmique, celle-ci donne de bons résultats pour des géométries simples telles que la plaque plane, Toutefois, pour géométries plus complexes générant des recirculations (écoulements tournants, jets impactants, ...), des modèles RANS "améliorés" (modèles bas Reynolds ou deux-zones) prennent mieux en compte les effets de paroi.

La loi logarithmique :

Comme nous l'avons dit précédemment, cette loi est fréquemment utilisée dans le cas de simulations RANS et parfois pour des simulations des grandes échelles. Elle est établie dans

le cas d'un écoulement cisailé simple dans la zone près de la paroi appelée région interne. La région interne peut se décomposer en trois sous-couches.

- *La sous-couche visqueuse* ($y^+ \leq 5$)

Les effets visqueux sont prépondérants, les contraintes turbulentes sont négligeables devant les contraintes visqueuses. Le profil de vitesse est linéaire, on a alors :

$$u^+ = y^+ \quad (2.39)$$

- *La zone tampon* ($5 < y^+ \leq 30$)

Cette zone est la liaison entre la couche visqueuse et la zone logarithmique, les effets visqueux et turbulents sont tous les deux présents. La viscosité turbulente est déterminée dans cette zone à partir d'une hypothèse de longueur de mélange :

$$\nu_t = l_m^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (2.40)$$

avec

$$l_m = ky \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A}\right) \right] \quad (2.41)$$

où k et A sont des constantes : $k = 0.4$ et $A = 26$.

- *La zone logarithmique* ($30 < y^+ < qq.10^2$)

Cette zone est parfois appelée sous-couche inertielle, les effets turbulents deviennent prépondérants sur les effets visqueux.

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C \quad \text{avec} \quad k = 0,4 \quad \text{et} \quad C = 0,55 \quad (2.42)$$

2.1.3 Présentation des outils numériques utilisés

Plusieurs outils de simulation numérique thermohydraulique ont été mis à notre disposition durant ce travail de thèse, ainsi FLUENT (v 5.6 et v 6.0), STAR-CD (v 3.15) et TRIO_U (v 1.2.1 – v 1.3.2) ont permis de réaliser des simulations. Toutefois, après une étude préliminaire de l'intérêt des outils, TRIO_U développé au CEA Grenoble (SMTH/LDTA) a été principalement utilisé. En effet, ce logiciel de simulation est particulièrement adapté aux calculs instationnaires du type simulations des grandes échelles et simulations directes avec des possibilités de résolution explicite ou semi-explicite. En outre, des nombreux modèles sous-maillages de simulation des grandes échelles sont implémentés dans le code. FLUENT quant à lui propose uniquement une résolution implicite du système, ce qui engendre des temps de calcul excessifs pour une résolution instationnaire. Enfin, STAR-CD nous est apparu comme un complément intéressant entre les deux outils, toutefois assez difficile à utiliser surtout pour le traitement des calculs instationnaires.

Donc le choix de l'outil de calcul numérique s'est porté sur TRIO_U, permettant de réaliser des calculs instationnaires avec ou sans modèle sous-maillages. En effet, d'après l'étude bibliographique sur les divers travaux numériques dans les géométries à ailettes décalées, nous avons vu que pour simuler convenablement les phénomènes (décollement, recirculation, ...), les auteurs utilisent pour la plupart des simulations instationnaires sans modèle de turbulence. Par ailleurs, le fait que TRIO_U soit développé au CEA présente l'avantage d'avoir des développeurs et des utilisateurs à proximité et ce qui facilite la prise en main du logiciel.

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement la méthode de calculs par volumes finis et les méthodes de résolution utilisées par TRIO_U.

2.1.3.1 La méthode des volumes finis

Il existe principalement trois méthodes pour la discrétisation des équations de transport : Méthode des éléments finis ; Méthode des différences finies ; Méthode des volumes finis. La méthode des volumes finis faisant un bilan sur un volume de contrôle défini par le maillage, permet une conservation locale de la masse. Cette méthode est ainsi largement utilisée par les outils de simulations commerciaux ou non : FLUENT, STAR-CD, TRIO_U ou encore PHOENICS,...

➤ Le maillage

Le maillage utilisé par la suite sera structuré, nous utiliserons alors pour la résolution la méthode dite des "Volumes Différences Finies". Ainsi les dérivées rencontrées dans la résolution seront évaluées par différences finies. Dans ce cas, le maillage est constitué de rectangles en 2D (voir Figure 2.3) et de parallélogrammes rectangles en 3D.

Les pressions et les températures sont calculées au centre des mailles tandis que les vitesses sont définies sur les faces des volumes de contrôle (Figure 2.3).

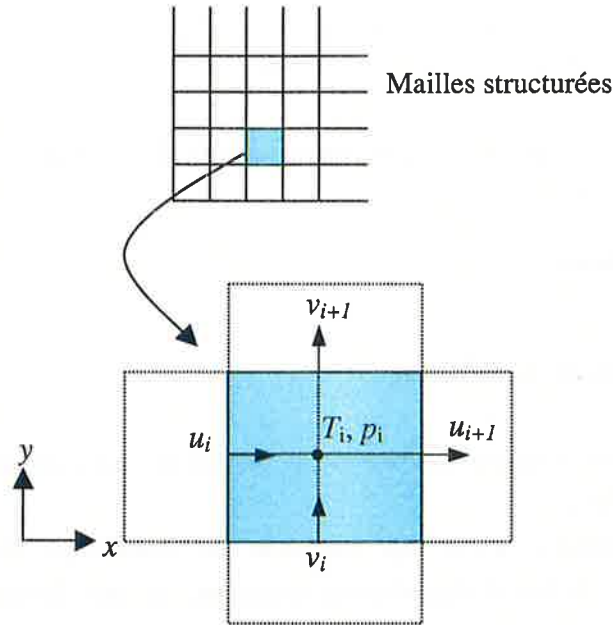


Figure 2.3 : Discretisation Volumes Finis en 2D pour un maillage entrelacé

Ainsi le volume de contrôle pour la discrétisation des scalaires p et T est différent de celui pour la discrétisation de u et de celui de v .

➤ Le principe

Le principe de la méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations de Navier-Stokes sur le volume de contrôle et à faire ainsi le bilan des flux dans ce volume.

Appliquons cette intégration aux équations (2.3 ; 2.4 ; 2.5) locales instantanées de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie, on a alors :

$$\int_V \frac{\partial u_i}{\partial x_i} dV = 0 \quad (2.43)$$

$$\int_V \frac{\partial u_i}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} dV = - \int_V \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] dV \quad (2.44)$$

$$\int_V \frac{\partial T}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial (u_j T)}{\partial x_j} dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) dV \quad (2.45)$$

avec V volume de contrôle et ∂V son contour associé, n_i étant le vecteur normal à ∂V .

En utilisant le théorème d'Ostrogradski, on obtient :

$$\int_{\partial V} u_i n_i ds = 0 \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V u_i dv \right) + \int_{\partial V} u_i u_j n_j ds = - \int_V \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \int_V \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) n_j ds \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V T dV + \int_{\partial V} u_j T n_j ds = \int_V a \frac{\partial T}{\partial x_j} n_j ds \quad (2.48)$$

Ensuite il faut discrétiser les variables sur le maillage et évaluer les dérivées.

2.1.3.2 La résolution

➤ Principe et méthodes de résolution

Pour résoudre le système linéaire obtenu deux méthodes sont disponibles dans le code TRIO_U (Ackermann, 2000) :

- La méthode Cholesky, c'est une méthode de résolution directe, qui a comme inconvénient de stocker d'importantes matrices, ce qui limite son utilisation aux "petits" calculs.
- La méthode du gradient conjugué avec pré-conditionnement SSOR est utilisée pour les maillages plus importants. Cette méthode itérative permet de réduire sensiblement l'encombrement de la mémoire.

Ces deux méthodes de résolution ont été utilisées durant ce travail, la méthode Cholesky pour les maillages inférieurs à 200 000 mailles et la méthode du gradient conjugué pour les maillages plus importants.

➤ Schéma en temps

Pour calculer la dérivée temporelle, de nombreuses méthodes existent dont plusieurs présentes dans le code Trio_U. Ainsi les schémas Euler explicite et Euler implicite ainsi que les méthodes Runge-Kutta d'ordre 2 et 3 sont disponibles. Les méthodes Euler Explicite (du premier ordre) et Runge-Kutta (2^{ème} et 3^{ème} ordre) plus onéreuses en temps de calcul seront comparées par la suite au des validations numériques du chapitre 3.

Le pas de temps est calculé par Trio_U afin d'imposer une condition de stabilité. La condition sur le pas de temps de convection est une condition dite CFL (Courant Friedrich-lewy : CFL = 1) tel que le fluide ne traverse plus d'une maille par pas de temps. La condition sur le pas de temps de convection est :

$$\Delta t_{convection} = \frac{1}{\max \left(\frac{|u|}{\Delta x} + \frac{|v|}{\Delta y} + \frac{|w|}{\Delta z} \right)} \quad (2.49)$$

La condition de stabilité sur le pas de temps de diffusion est alors définie de la manière suivante :

$$\Delta t_{diffusion} = \frac{1}{\max \left[2\nu \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) \right]} \quad (2.50)$$

L'équation (2.49) correspond à une condition sur le nombre de Courant de maille ($C = \frac{u\Delta t}{\Delta x}$) et l'équation (2.50) est équivalente à une condition sur le nombre de Fourier de mailles ($F = \nu \frac{\Delta t}{\Delta x^2}$).

Le pas de temps de stabilité est ensuite calculé par :

$$\Delta t = \frac{1}{\frac{1}{\Delta t_{convection}} + \frac{1}{\Delta t_{diffusion}}} \quad (2.51)$$

➤ Schémas de discrétisation des termes de convection

Pour discrétiser les termes de convection des équations de transport de quantité de mouvement et d'énergie, il existe plusieurs schémas avec des propriétés différentes (Soufiani, 1992). Nous comparerons par la suite les résultats des schémas suivants :

- Schéma Amont (Upwind), c'est un schéma du premier ordre, en général trop diffusif et utilisé pour des écoulements avec une forte vitesse directionnelle
- Schéma Centré (2^{ème} ordre), il est numériquement instable en l'absence de diffusion
- Schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics) (3^{ème} ordre), c'est un schéma décentré amont, numériquement stable mais qui engendre un peu de diffusion numérique, toutefois moins que l'Amont.

2.2 Les dispositifs expérimentaux

Nous avons vu au cours de l'étude bibliographique que nous disposons d'un nombre limité de données locales autour des ailettes isolées (plaques planes épaisses). Dans le cas de plusieurs ailettes alignées, seulement quelques observations des phénomènes locaux par Xi *et al.*, 1992 et Dejong *et al.*, 1998 ont été recensées. De plus, les données thermohydrauliques disponibles dans la littérature autour d'ailettes isolées sont souvent difficiles à exploiter et pour la plupart réalisées pour des nombres de Reynolds largement supérieurs aux régimes d'écoulements étudiés.

Par ailleurs, les mesures fines et locales sont difficiles à réaliser, particulièrement en proche paroi (zone qui nous intéresse pour caractériser les échanges). Ainsi en vue du nombre de données exploitables en notre possession, il a été décidé de réaliser des mesures expérimentales. Nous avons alors pris les moyens de disposer rapidement et efficacement de mesures locales et globales dans des géométries d'ailettes OSF. Un partenaire industriel, nous a permis d'effectuer des mesures locales de vitesse par Anémométrie Laser Doppler, dans une géométrie d'ailettes à pas décalé grossie en conservant une similitude de Reynolds. Un dispositif expérimental a aussi été conçu au sein du GRETh afin de fournir des données thermohydrauliques locales et globales. Un système d'anémométrie fil chaud/fil froid est utilisé pour les mesures locales. Des bilans globaux ont aussi pu être réalisés à partir de ce dispositif.

Dans une première partie, nous ferons un bilan des travaux expérimentaux antérieurs. Ensuite, des informations sur le dispositif d'Anémométrie Laser Doppler seront données, et enfin dans une dernière partie nous détaillerons le banc expérimental "ANETTE" mis en place au GRETh.

2.2.1 Les travaux expérimentaux antérieurs

Nous référençons les principaux articles relatifs aux études expérimentales en s'attardant particulièrement sur les dispositifs de mesures fines. Les résultats ont pour la plupart été présentés dans le chapitre 1.

Tout d'abord, pour les mesures de coefficient de pression pariétale, Hwang *et al.*, 1996 et Chen & Chiou, 1997 utilisent des capteurs de pression statique placés à la surface de l'ailette. Le dispositif de Chen & Chiou, 1997 permet aussi de mesurer les fluctuations de pression à l'aide d'un capteur avec une fréquence de réponse d'environ de 100 kHz.

Ensuite, les mesures de vitesse ont pour la plupart été réalisées à partir de sondes d'anémométrie à fil chaud insérées au sein de veines d'air pour de forts nombres de Reynolds. Ainsi Ota, 1975, Ota & Itasaka, 1976, Ota *et al.*, 1980, ... effectuent dans un premier temps des mesures avec des sondes mono-fils. Ota & Narita, 1978 continuent à utiliser une sonde

mono-fil, mais calculent les vitesses suivant u et v à partir de mesures pour différentes inclinaisons angulaires de la sonde par rapport à l'écoulement. Ensuite, de nombreux auteurs utilisent les sondes à deux fils (positionnés en X), afin de disposer des vitesses selon u et v (Ota & Montegi, 1983, Kiya & Sasaki, 1983 et Ota & Kato, 1991). Ceci permet de fournir des profils de vitesse moyenne et fluctuante autour de plaques épaisses.

Les sondes utilisées possèdent pour la plupart des fils en tungstène de 5 μm de diamètre.

En ce qui concerne les mesures de température, Ota & Kon, 1974 puis 1977 ont déterminé des profils pariétaux de température à partir de thermocouples placés sur la plaque. Nishiyama *et al.*, 1988, ont pu obtenir des profils à partir de mesures au fil froid utilisant le principe de l'anémométrie à courant constant. Toutefois, ces mesures ont été réalisées sur des plaques de dimensions importantes, les nombres de Reynolds sont alors élevés $Re_{x/2} > 2\,000$.

Les techniques, telles que la visualisation et la sublimation de naphtalène, ont permis par des observations d'accéder à certaines données locales et d'approfondir la connaissance des phénomènes. Ainsi, les résultats de Lane & Loehrke, 1980 sont établis par une visualisation suite à une injection de colorant. Ota *et al.*, 1981 et Sasaki & Kiya, 1991 visualisent les phénomènes dans leur canal en eau en injectant un traceur (un colorant pour Sasaki & Kiya et des particules pour Ota *et al.*). Les visualisations de Hwang *et al.*, 2001 sont réalisées dans une veine d'air avec une injection de fumée en mettant en place une tranche lumineuse Laser. Hwang *et al.*, 1996 et Dejong *et al.*, 1998 utilisent l'équivalence entre les transferts de masse et les transferts thermiques, pour déterminer à partir de la sublimation de naphtalène des profils d'échanges pariétaux.

2.2.2 Le dispositif de mesure de vitesse par LDA

Nous allons présenter dans ce paragraphe le dispositif expérimental mis à notre disposition par le laboratoire LARA (Pau). Tout d'abord nous rappellerons brièvement le principe de la mesure LDA (Anémométrie Laser Doppler), ensuite nous réaliserons une description du banc expérimental et enfin, nous effectuerons un bilan des mesures réalisées.

2.2.2.1 Principe de la mesure par Anémométrie Laser Doppler

➤ Les éléments d'un dispositif de mesure LDA

La vélocimétrie Laser permet de mesurer de façon non intrusive les composantes de la vitesse instantanée d'un fluide à partir de la mesure de vitesse de particules entraînées par ce fluide. Ainsi il est nécessaire soit d'ensemencer le fluide dont on désire connaître la vitesse, soit que celui-ci contienne déjà des petites particules. Les particules doivent avoir certaines propriétés particulières :

- Une taille assez faible pour suivre l'écoulement (avec un diamètre inférieur à l'interfrange), de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$.
- Une masse volumique assez proche de celle du fluide pour ne pas perturber l'écoulement et aller à la même vitesse.
- Etre en nombre assez faible pour qu'il n'y ait qu'une particule à la fois dans le domaine de mesure, mais suffisamment élevé pour que la mesure soit significative.

Le principe de la LDA consiste à déterminer la vitesse locale d'un fluide en mesurant l'écart entre la fréquence d'un faisceau lumineux émis sur une particule fluide et la fréquence du rayon lumineux diffusé par cette même particule. En effet, une onde électromagnétique frappant une particule en mouvement sera diffusée par celle-ci avec une fréquence différente de la fréquence incidente. La différence de fréquence est alors appelée **fréquence Doppler**.

Les principaux éléments d'un système d'anémométrie LASER (Figure 2.4) :

- Une source lumineuse LASER.
- Un séparateur de faisceau : pour diviser le faisceau en deux rayons LASER monochromatiques identiques.
- Une cellule de Bragg qui permet de réaliser un décalage de fréquence entre les deux faisceaux. (pas utilisée dans les montages de base)
- Une optique de convergence des faisceaux (par lentille) en un point unique (volume de contrôle).
- Une optique de réception de la lumière diffusée par la particule.

Ensuite, des photomultiplicateurs transforment le signal lumineux en signal électrique, ce dernier est ensuite traité car il contient les informations des fréquences Doppler et permet de déterminer la vitesse instantanée locale à partir d'un logiciel spécifique.

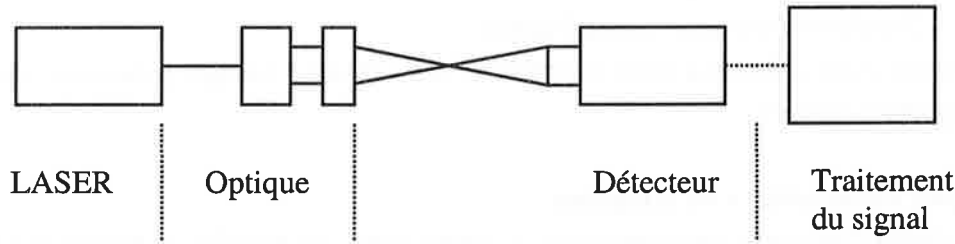
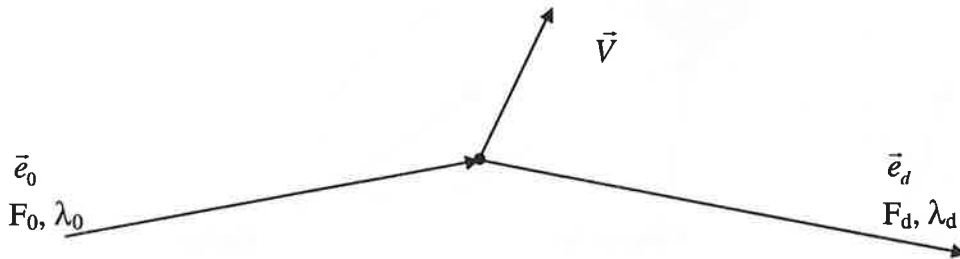


Figure 2.4 : Schéma simplifié d'un dispositif LDA

La vélocimétrie Laser Doppler se base sur les principes de l'effet Doppler-Fizeau et de la détection d'un signal par hétérodynage (battement de deux fréquences).

➤ Effet Doppler-Fizeau

Soit une particule se déplaçant à une vitesse \vec{V} , éclairée par une lumière monochromatique de longueur d'onde λ_0 et de fréquence F_0 , qui diffuse la lumière dans toutes les directions avec une longueur d'onde λ_d et fréquence F_d qui est fonction de l'angle d'observation :



on a alors $F_D = \text{fréquence Doppler} = F_d - F_0$ et

$$F_d = F_0 + \frac{V}{\lambda_0} \times (\vec{e}_d - \vec{e}_0) \quad (2.52)$$

d'où

$$F_D = \frac{V}{\lambda_0} \times (\vec{e}_d - \vec{e}_0) \quad (2.53)$$

La vitesse d'une particule et sa fréquence Doppler sont donc directement liées.

➤ Mesure de la fréquence Doppler

Deux méthodes de détection de fréquence Doppler ont été développées :

- Système à faisceau de référence
- Système « Doppler différentiel » ou à franges

La première méthode étant difficile à mettre en œuvre, la méthode à franges présentée dans ce document est largement utilisée.

Système « Doppler différentiel » ou à franges

Deux rayons incidents illuminent simultanément la même particule, et celle-ci diffuse donc de la lumière provenant de ces deux faisceaux. Un réseau de franges d'interférence est localisé dans l'ellipsoïde de révolution qui constitue le volume de mesure au point de convergence et de focalisation des deux faisceaux. Ce réseau est dans le plan de croisement des deux faisceaux, perpendiculaire à leur bissectrice.

La vitesse mesurée se situe dans le plan des franges d'interférence et dans la direction perpendiculaire aux franges comme le montre la Figure 2.5 :

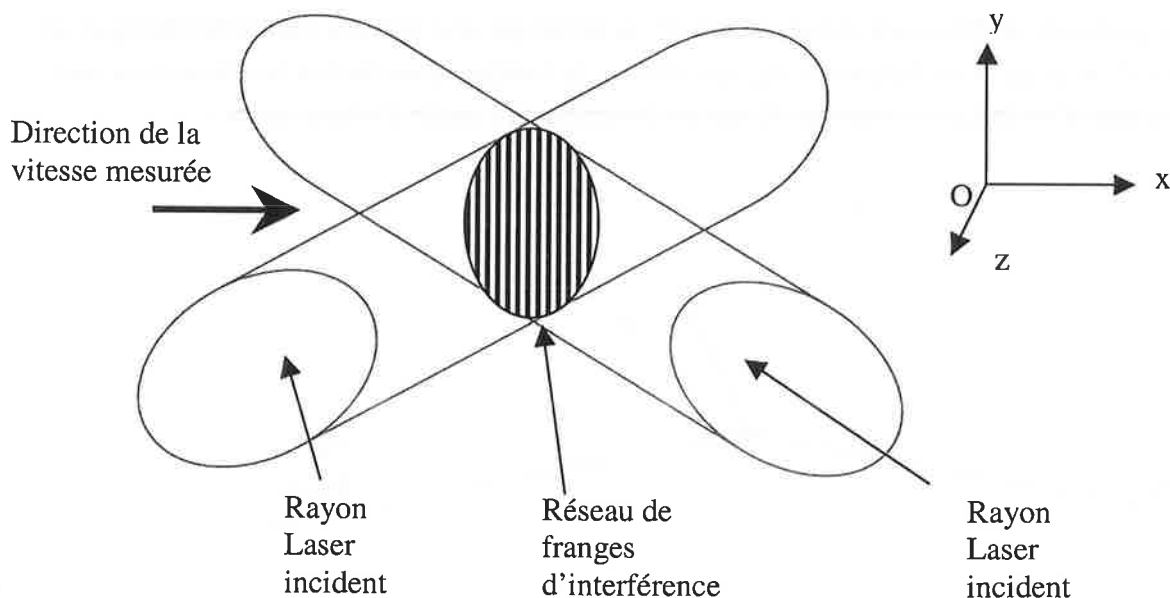


Figure 2.5 : Visualisation des franges d'interférence

Dans ce dispositif, le réseau de franges d'interférence est dans le plan (yOx), la vitesse mesurée est suivant la direction (Ox). Il faut ainsi deux faisceaux pour mesurer la vitesse dans une direction. Dans le cadre de cette étude, deux composantes de la vitesse ont été mesurées, ainsi quatre faisceaux ont été nécessaires.

Chaque particule passant dans ce réseau de franges ne diffuse la lumière que lorsqu'elle traverse une frange brillante : la fréquence de diffusion de la lumière dépend de l'interfrange (i) et de la vitesse u de la particule suivant x .

On a alors :

$$F_D = \frac{u}{i} \quad (2.54)$$

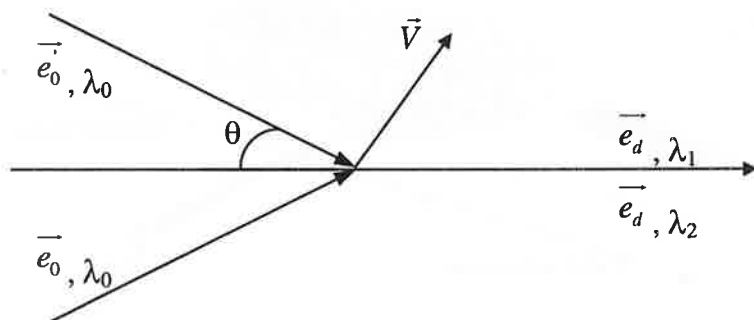


Figure 2.6 : Schéma des faisceaux de lumière

D'après ce que nous avons vu précédemment sur l'effet Doppler, la fréquence diffusée relative au 1^{er} faisceau \vec{e}_0 s'écrit :

$$F_{d1} = F_0 + \frac{\vec{V}}{\lambda_0} (\vec{e}_d - \vec{e}_0) \quad (2.55)$$

Pour le second faisceau, on a :

$$F_{d2} = F_0 + \frac{\vec{V}}{\lambda_0} (\vec{e}_d - \vec{e}_0) \quad (2.56)$$

d'où, la fréquence de battement ou effet Doppler :

$$F_D = F_{d2} - F_{d1} = \frac{\vec{V}}{\lambda_0} (\vec{e}_0 - \vec{e}_0) = \frac{2u \sin \theta}{\lambda_0} \quad (2.57)$$

On mesure alors la vitesse perpendiculaire au réseau de franges, mais il reste une ambiguïté sur le sens de la vitesse. Une vitesse de défilement des franges, réalisée à partir d'une cellule de Bragg permettant de décaler la fréquence d'un faisceau, lève l'ambiguïté sur le signe de la vitesse.

2.2.2.2 Description du banc expérimental LDA

Une veine aéraulique de 120 mm de hauteur et 400 mm de largeur en partie transparente est alimentée en air par un ventilateur à vitesse variable. Les mesures sont réalisées à partir du dispositif LDA donnant la vitesse suivant deux directions, positionné sur un équipement de déplacement motorisé 3D. Un ensemencement au niveau de l'aspiration du ventilateur permet d'injecter dans l'air les particules nécessaires aux mesures de vitesse.

Une section d'essais comprenant des ailettes OSF à l'échelle 40 est disposée dans la veine aéraulique (Figure 2.7). Les dimensions des ailettes utilisées sont indiquées sur la Figure 2.8.

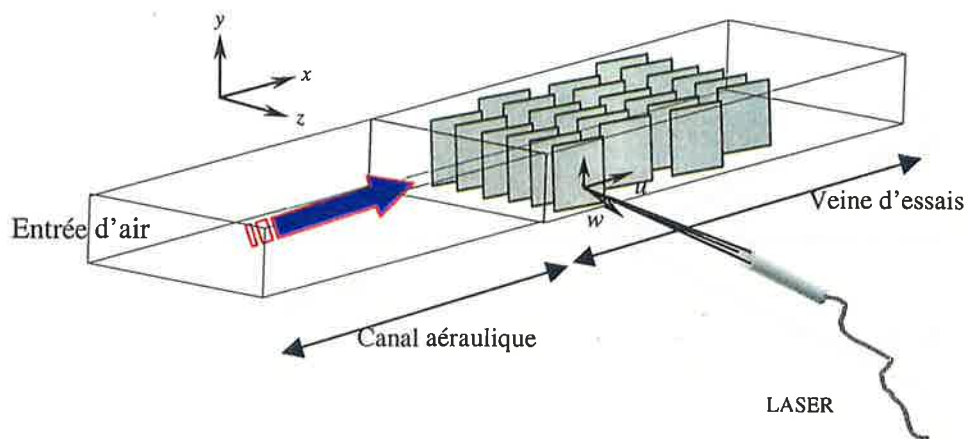


Figure 2.7 : Schéma de la veine d'essais

Les mesures sont réalisées au centre de la veine afin d'éviter les effets de bord (Figure 2.7). La vitesse de l'air dans la section d'entrée peut varier entre 1 à 5 m/s, les mesures ont ainsi été réalisées pour différentes vitesses amonts.

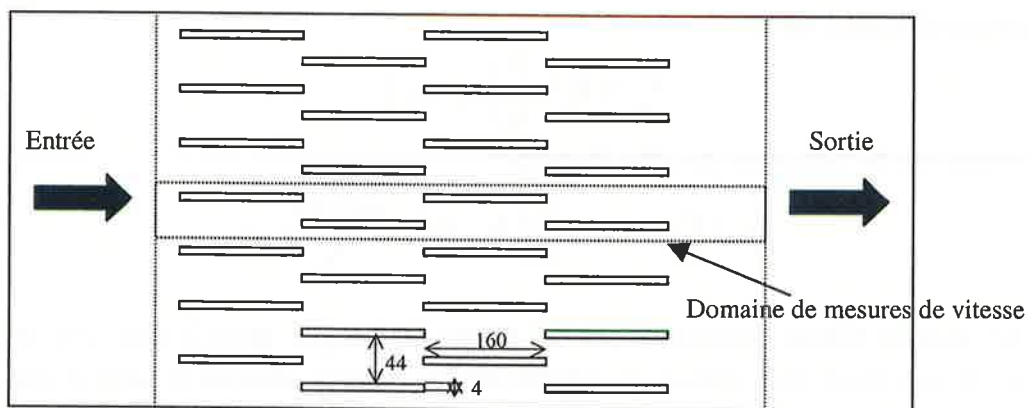


Figure 2.8 : Vue de dessous des ailettes de la veine d'essais

2.2.2.3 Mesures réalisées

Comme nous l'avons dit précédemment des mesures de vitesse suivant deux directions ont été réalisées. En effet, la sonde LDA mesure la vitesse (u, w) locale instantanée suivant les directions Ox et Oz . Un logiciel de traitement de données calcul alors la moyenne et l'écart type des vitesses mesurées pour chaque point d'acquisition. Les mesures ont principalement été effectuées autour de la première et de la troisième ailette. Les vitesses ont été relevées au niveau de trois zones (Figure 2.9) : l'amont de l'ailette (1), le long de l'ailette (2), le sillage de l'ailette (3).

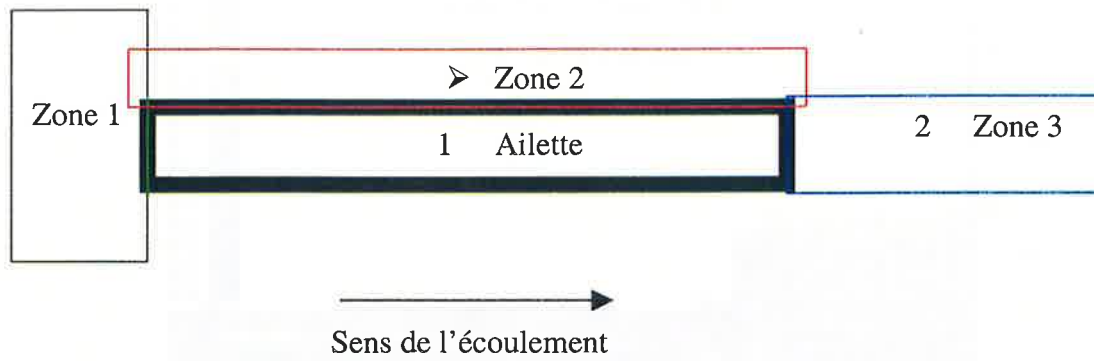


Figure 2.9 : Zones de mesures autour d'une ailette

Les Figure 2.9 et 2.8, montrent des mesures réalisées autour de la première ailette avec une vitesse amont 2,5 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 330$. La vitesse amont est mesurée par un anémomètre à fil chaud.

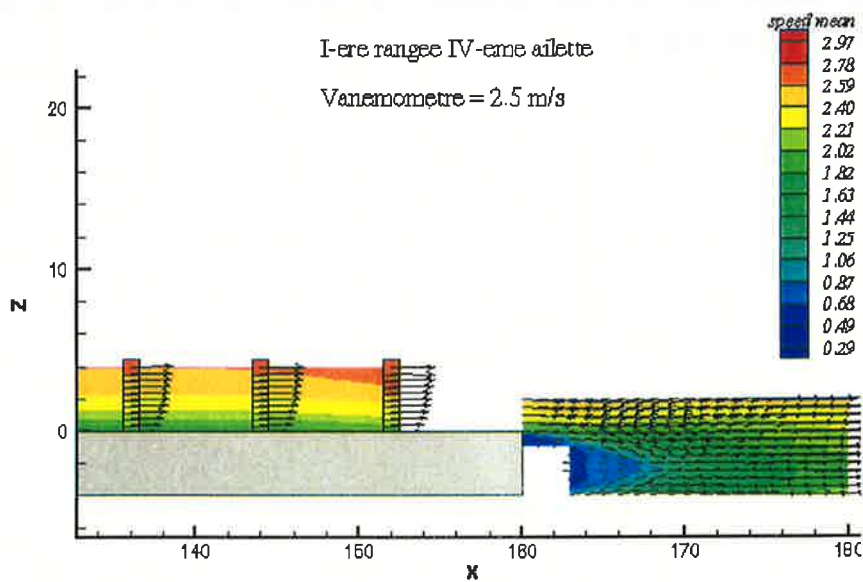


Figure 2.10 : Champ de vitesse moyenne au niveau du bord d'attaque

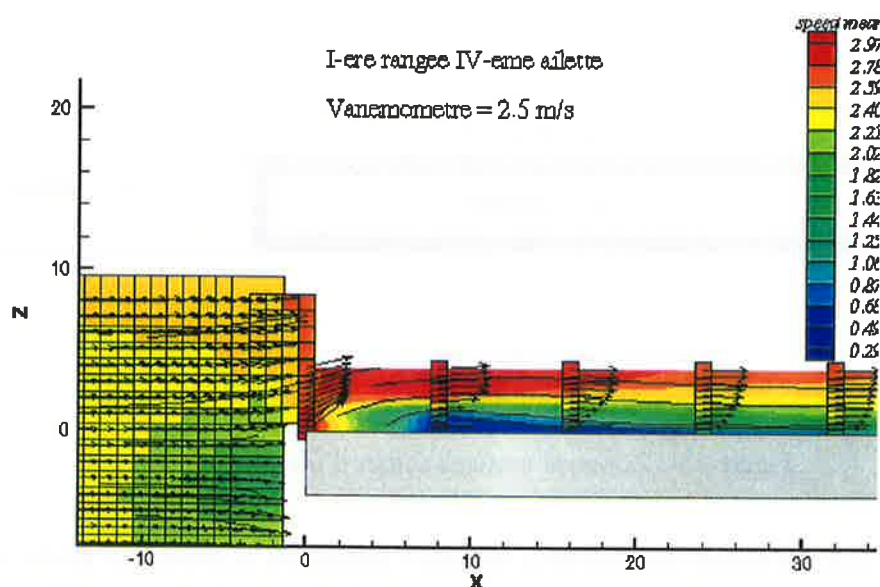


Figure 2.11 : Champ de vitesse moyenne au niveau du sillage

Nous disposons de nombreuses mesures réalisées qui seront par la suite comparées aux résultats des simulations numériques.

2.2.3 Le dispositif expérimental ANETTE

Le dispositif mis en place au sein du GRETh nommé "ANETTE" (*ANémométrie pour l'étude de l'Ecoulement et des Transferts Thermiques dans les Echangeurs*), permet de réaliser des mesures globales, ainsi que des mesures locales par anémométrie fil chaud/fil froid dans une veine d'air. Des ailettes à pas décalé à l'échelle 25 ont été placées dans cette veine d'essais en air afin de reproduire les phénomènes présents dans les échangeurs à ailettes OSF.

Dans une première partie, nous rappellerons les principes de la mesure fil chaud, ensuite le dispositif expérimental sera détaillé et enfin une dernière partie sera consacrée aux mesures expérimentales réalisées.

2.2.3.1 Principe de la mesure fil chaud

L'anémométrie fil chaud est une technique de mesure intrusive de vitesse, assez ancienne qui existe depuis les années cinquante, basée sur des principes thermiques simples de transfert convectif autour d'un cylindre chauffé à température constante. Toutefois, les techniques ont largement évoluées et continues de s'améliorer avec des sondes de plus en plus compliquées, par exemple des sondes 3 fils permettant de mesurer toutes les composantes de vitesse ou encore des sondes adaptées aux mesures dans les couches limites par leur caractère faiblement intrusif. L'évolution des équipements électroniques a permis aussi d'améliorer cette méthode de mesures.

L'élément sensible est constitué d'un fil très fin de 5 μm de diamètre (en général) en tungstène plaqué platine pour notre cas (Figure 2.12). D'autres types de fil existent avec des matériaux et des diamètres différents en fonction des applications et des mesures à réaliser (liquide, gaz, subsonique, supersonique,...). Le fil est fixé sur deux broches conductrices qui permettent d'assurer le contact avec le porte sonde. Ce dernier étant relié au dispositif de contrôle et mesure.

Le fil est chauffé électriquement à température constante, la puissance nécessaire pour maintenir le fil à sa température de fonctionnement dépend de la vitesse et de la température du fluide arrivant sur celui-ci.

La puissance nécessaire à l'alimentation du fil est reliée à la vitesse et à la température suivant la loi de King :

$$P = R_f I_f^2 = \frac{E_f^2}{R_f} = (A + BU^n)(T_f - T_a) \quad (2.58)$$

avec R_f , U_f , I_f , T_f étant respectivement la résistance, la tension et l'intensité d'alimentation du fil et la température du fil chaud.

T_a est la température de l'air au niveau du point de mesure.

A et B sont deux constantes d'étalonnage.

n est une constante d'étalonnage, dont la valeur est parfois choisie égale à 0,45.

U est la vitesse du fluide arrivant perpendiculairement au fil chaud.

Dans le cas où la température de l'air est quasiment constante l'équation (2.58) peut s'écrire :

$$E_f^2 = A' + B'U^n \quad (2.59)$$

A' et B' étant deux constantes à déterminer par étalonnage.

Ensuite lors des mesures, la vitesse est calculée par inversion de l'équation (2.59) à partir de la mesure de la tension aux bornes du fil.

En réalité, il existe deux types de montages possibles pour la mesure fil chaud (Bruun, 1995) :

- Le montage à température constante (CTA), consiste à maintenir la température du fil constante par une électronique performante et à mesurer l'intensité nécessaire à cet effet. On utilise pour cela un pont de Wheatstone équilibré par une résistance variable.
- Le montage à courant constant (CCA). Ce montage est rarement utilisé pour déterminer la vitesse du fluide. Toutefois, il est fréquemment utilisé pour déterminer la température à partir de la dépendance en température de la résistance du fil. Cette technique de mesure thermique est appelée fil froid. Dans ce cas, le courant est maintenu constant dans le fil de la sonde et la variation de la résistance électrique du fil est fonction de la température et modifie alors la tension aux bornes de ce dernier.

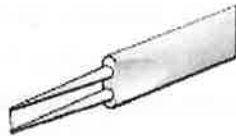


Figure 2.12 : Schéma d'une sonde fil chaud type DANTEC 55P11

Quelles que soient les mesures réalisées, un étalonnage des fils est nécessaire, car chaque fil possède sa propre résistance en fonction de ses dimensions, des soudures, Pour cela un banc d'étalonnage a été mis en place en parallèle du dispositif expérimental.

2.2.3.2 Description du dispositif expérimental

La description du dispositif expérimental sera réalisée en quatre parties. Dans un premier temps, des informations sur le dispositif dans sa globalité seront fournies, ensuite, un descriptif de la veine d'essais sera présenté. Puis, le banc d'étalonnage des sondes fil chaud sera introduit et enfin, l'instrumentation de mesure utilisée sera énoncée.

➤ *Le dispositif global*

Le dispositif expérimental mis en place est composé principalement d'une veine d'essais et d'une section pour l'étalonnage des sondes. Dans la veine d'essai en air des ailettes en cuivre

sont insérées afin de reproduire les obstacles engendrés par une géométrie d'ailettes OSF à l'échelle 25, ceci dans le but de faciliter les mesures locales. La circulation d'air provient du réseau d'air comprimé du CEA à 9 bar, celui-ci est propre, filtré (très peu de particules), déshuilé et asséché, il ne contient quasiment pas d'humidité. Un ballon tampon de 300 litres à 9 bar permet de d'absorber les perturbations éventuelles de débit ou de pression du réseau. Le circuit (Figure 2.13) est constitué de filtres (pré-filtre et filtre submicronique), d'un détendeur et d'un réchauffeur de gaz en circulation de 2 kW. Ce réchauffeur est régulé en température par un PID, afin de contrôler la température de l'air en circulation. Le débit de fluide circulant est mesuré à partir d'un débitmètre massique thermique de type Brooks 5853S qui possède une vanne de régulation (PID) intégrée. Cet air est ensuite injecté soit dans la veine d'essais, soit dans la section d'étalonnage, un jeu de vannes manuelles contrôlant l'alimentation des différentes veines.

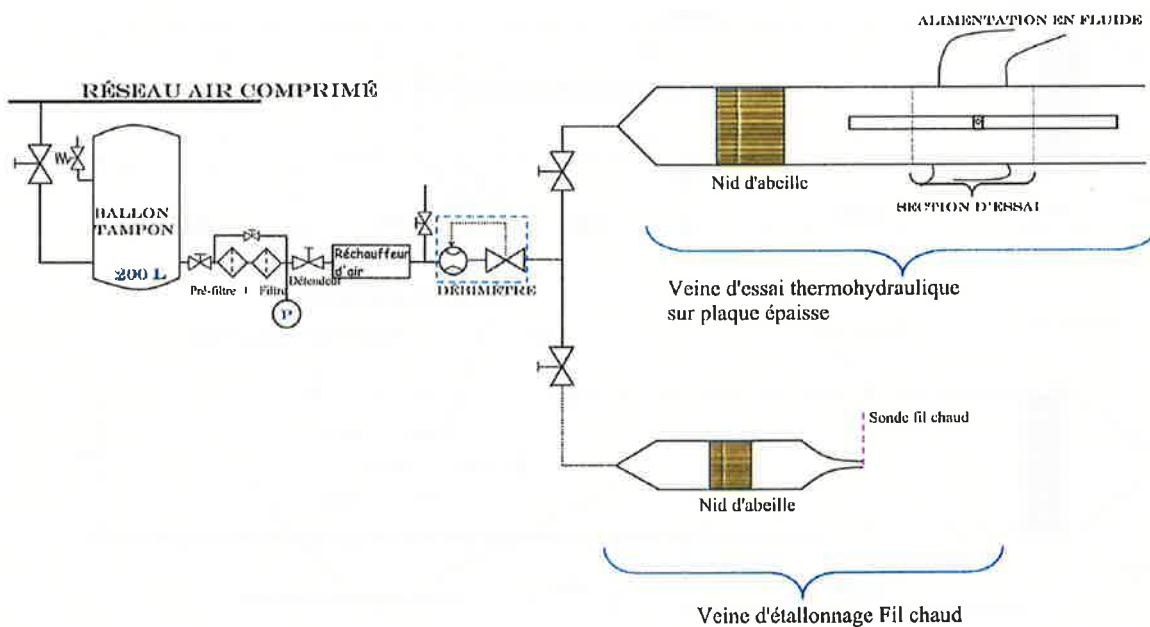


Figure 2.13: Schéma global du dispositif expérimental

➤ La veine d'essais

- Les descriptions de la veine d'essais

La veine d'essais est composée de trois parties d'une longueur totale de 3 m. Deux parties sont en PVC et la zone de mesures est en plexiglas transparent (Figure 2.14). La section de la veine est rectangulaire ($100 \times 105 \text{ mm}^2$) et les ailettes en cuivre sont placées dans une disposition à pas décalé comme des ailettes OSF. Ces ailettes au nombre de 6 disposées en quatre rangées sont refroidies par une circulation d'eau interne (Figure 2.15). En effet, sept

perçages de 2 mm de diamètre ont été réalisés à l'intérieur des ailettes en cuivre par électroérosion, dans le but de les maintenir à température constante et uniforme.

Par ailleurs, des mesures locales de vitesse et de températures de l'air autour des ailettes seront réalisées. Pour cela, une table de déplacement 2D motorisée permet de positionner la sonde aux endroits désirés. Ainsi la veine de mesure est équipée d'un dispositif de glissière étanche permettant le déplacement transversal de la sonde de l'anémomètre (Figure 2.16).

Une isolation en mousse type « Armaflex » d'une épaisseur de 19 mm, autour de la section d'essais a été ajoutée afin de minimiser les échanges thermiques entre l'air de la veine et la salle d'expérimentation. Toutefois, lors des mesures locales, la partie d'isolation présente au niveau de la zone en plexiglas est enlevée, ce qui permet de visualiser la position de la sonde de l'anémomètre à fil chaud.

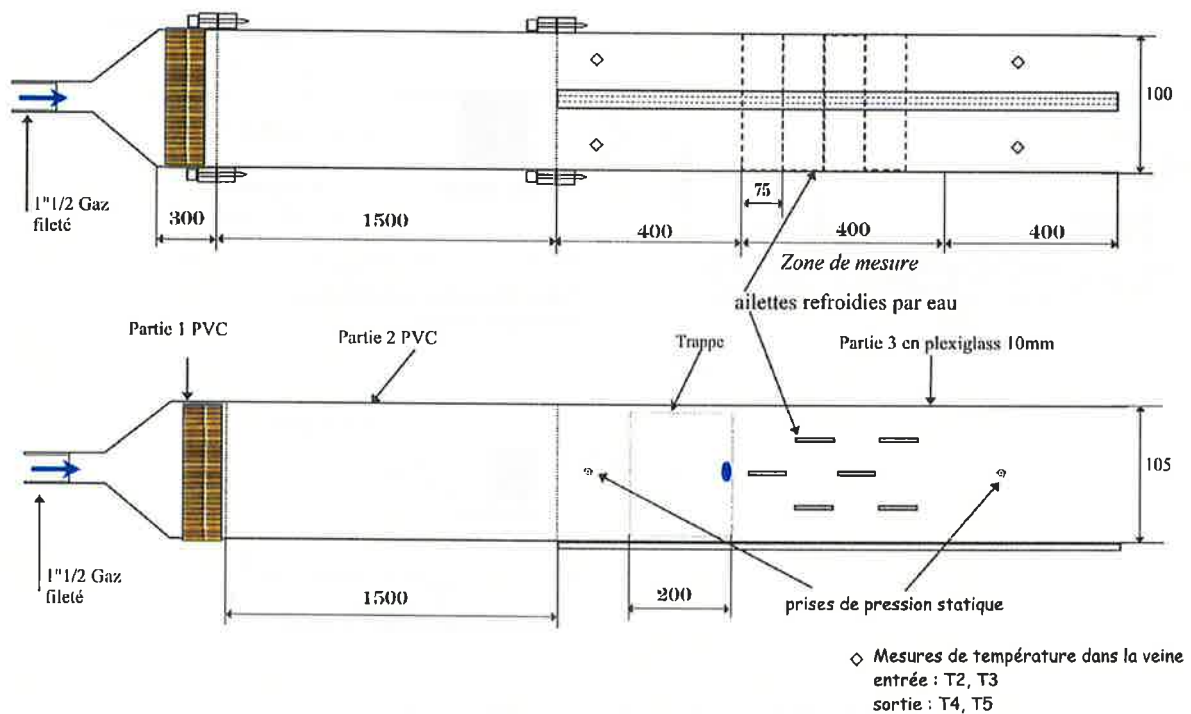


Figure 2.14 : Schémas de la veine d'essais

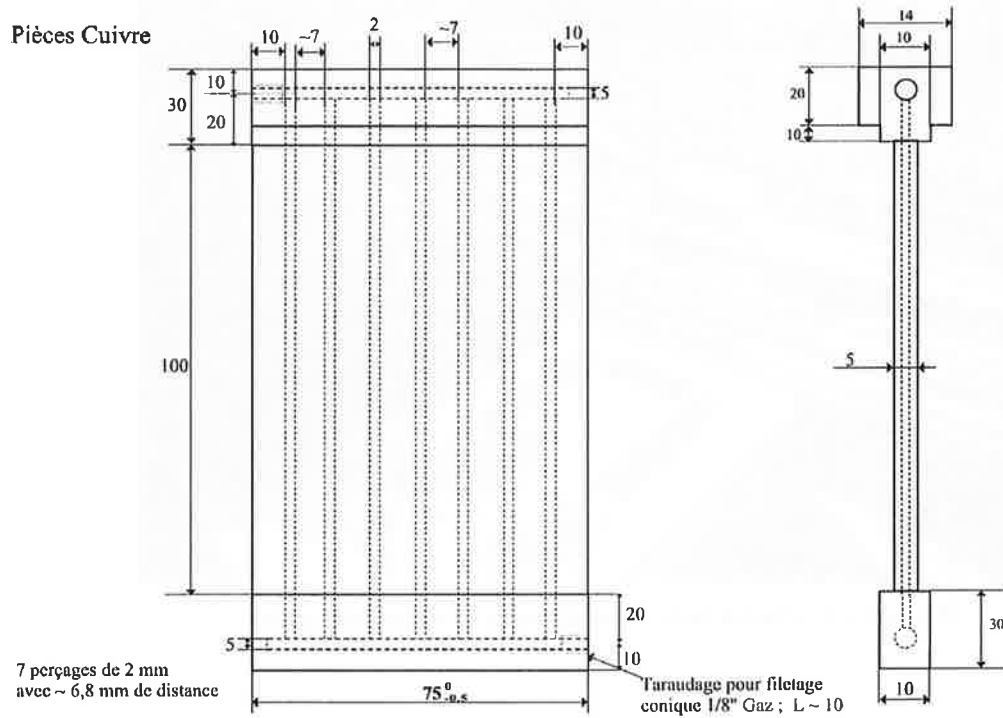


Figure 2.15 : Plans des ailettes insérées dans la veine d'essais

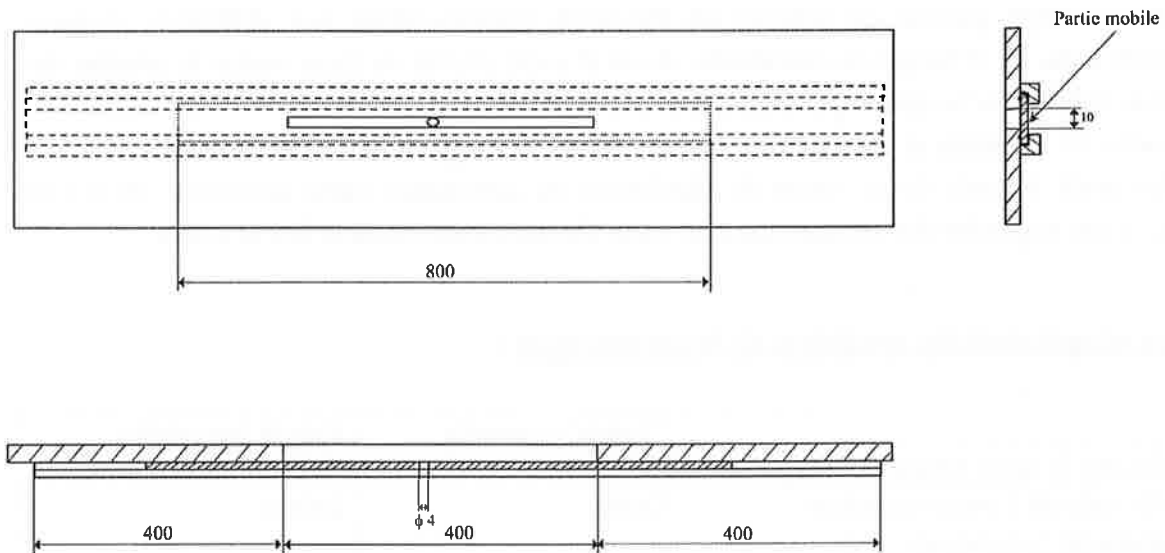


Figure 2.16 : Schéma de la glissière placée sur le côté de la veine d'essais

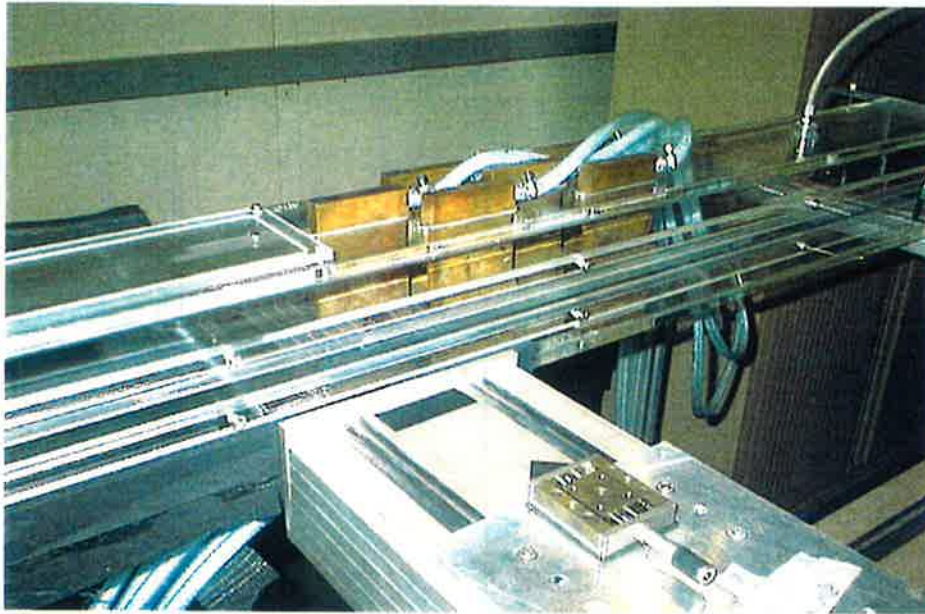


Figure 2.17 : Photos de la veine d'essais (zone en plexiglas)

- *Les conditions de fonctionnement*

Il est intéressant d'avoir la possibilité de modifier le débit d'air dans la section d'essai afin de balayer une large gamme de nombre de Reynolds correspondant aux différents régimes rencontrés dans les échangeurs industriels. Ainsi il a été décidé de faire varier le nombre de Reynolds, calculé sur la demi-épaisseur d'environ 50 à 600.

Les conditions de débits et de vitesses correspondant à ces régimes sont les suivantes :

Le débit réglé à partir de la vanne de régulation du débitmètre varie d'environ 10 à 150 Nm³/h, ce qui engendre des vitesses dans la veine d'essais entre environ 0,3 et 4 m/s.

Tableau récapitulatif des conditions de fonctionnement :

	Valeur minimale	Valeur maximale
Reynolds sur la demi-épaisseur $Re_{e/2}$	50	600
Reynolds calculé à partir diamètre hydraulique de la conduite	2000	24000
Reynolds d'après diamètre hydraulique de Manglik & Bergles, 1995 (OSF)	1300	16000
Vitesses dans la section d'essai (m/s)	0,3	4
Débit massique (g/s)	4	50
Débit volumique (Nm ³ /h)	10	150
Température d'entrée d'air	20°C	50°C

- *Le refroidissement des ailettes*

Le réseau d'eau de ville à environ 14°C (variable en fonction des saisons) est utilisé pour maintenir à température constante les ailettes. Ainsi, avec un débit d'eau suffisamment « important », nous supposons que la température est constante et uniforme. Ceci étant bien évidemment vérifié au moyen de deux thermocouples placés en entrée et en sortie de cette circulation d'eau. De plus, les ailettes sont en cuivre (excellent conducteur thermique) et le coefficient d'échange thermique entre l'eau et les ailettes étant nettement supérieur à celui entre l'air de la veine et les ailettes, nous pouvons ainsi supposer une condition du type Dirichlet (température imposée). En outre, la température de surface des ailettes a été vérifiée au moyen de thermocouples positionnés en surface des ailettes. Les relevés réalisés ont montré que même avec un débit d'air important (100 m³/h) à une température de 45°C et avec une température d'eau de 12°C, la température de paroi mesurée en surface d'ailette reste inférieure à 13°C.

➤ *La veine d'étalonnage*

Cette section (Figure 2.18) montée en parallèle de la veine d'essais, sert à l'étalonnage des sondes de l'anémomètre fil chaud. Elle est composée d'un convergent profilé (Figure 2.19) qui génère un profil de vitesse quasiment uniforme en sortie. Ainsi la vitesse du fluide sortant du convergent est estimée à partir de la mesure de débit. Une mesure de pression dans la veine d'étalonnage permet aussi de valider la vitesse en appliquant le théorème de Bernoulli au niveau du convergent. La structure en nid d'abeille permet de casser les grosses structures tourbillonnaires et d'uniformiser l'écoulement.

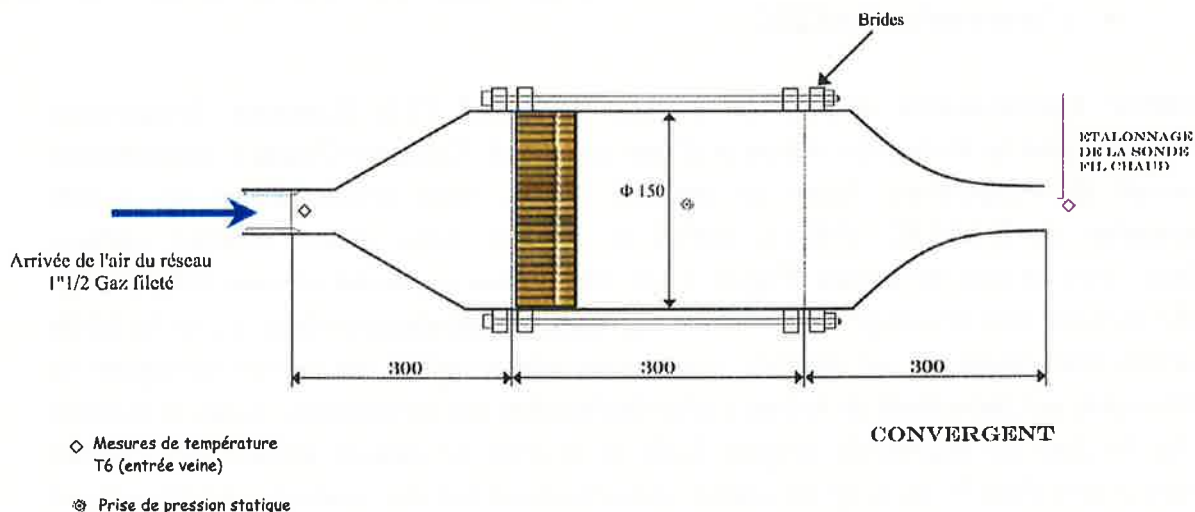


Figure 2.18 : Schéma de la veine d'étalonnage

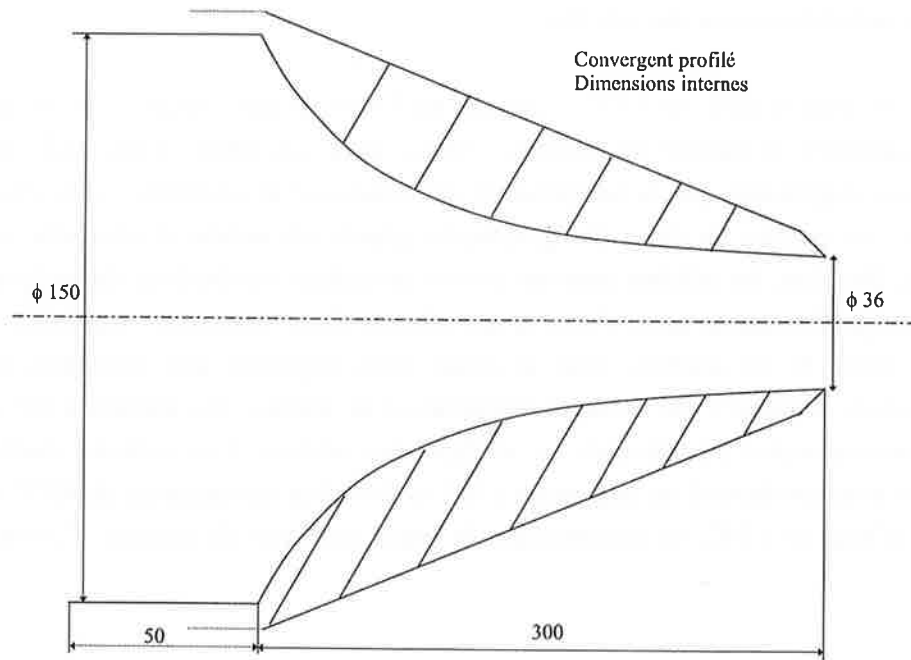


Figure 2.19 : Profil interne du convergent de la section d'étalonnage

➤ *L'instrumentation de mesure*

Afin de réaliser les mesures globales et locales avec le dispositif ANETTE, l'instrumentation de mesure suivante a été utilisée.

- *L'anémomètre DANTEC*

Le système d'anémométrie dispose de 2 voies fil chaud CTA (Constant Temperature Anemometer) pour la mesure de vitesse et d'une voie CCA (Constant Courant Anemometer) de mesure de température. Dans un premier temps, nous avons utilisé les sondes commerciales de DANTEC (55P11, 55P14 et 55P15). Nous avons constaté certains problèmes avec ce type de sondes (Figure 2.12), tels qu'une mauvaise réponse fréquentielle pour des mesures dans le sillage ou encore des résultats peu satisfaisants dans la couche limite des ailettes. Pour améliorer ces résultats, nous avons ensuite utilisé des sondes fabriquées au CEA Grenoble qui permettent de limiter l'effet des broches sur les mesures. Ainsi, la distance entre les broches est augmentée (Figure 2.20) et la zone de mesure décalée des broches d'environ 1 mm. Pour les mesures de vitesse, nous avons utilisé une sonde de ce type avec un fil de mesure de 2,5 μm et pour les mesures de température le fil choisi est alors de 1 μm . La zone de mesure du fil a une dimension d'environ 1 mm. Ces sondes ont permis de déterminer convenablement des fréquences caractéristiques dans le sillage des ailettes et ont amélioré la détermination des températures et vitesses en proche paroi. L'étalonnage est réalisé à partir du convergent de la veine d'étalonnage, dont le profil a été étudié pour obtenir en sortie un profil de vitesse plat. A partir de la pression amont donnée par le capteur différentiel basse pression et du débit, on effectue les étalonnages des sondes de l'anémomètre. Les étalonnages sont

réalisés avant chaque série de mesures. Le logiciel fourni par DANTEC est utilisé pour les étalonnages et les mesures avec l'anémomètre.

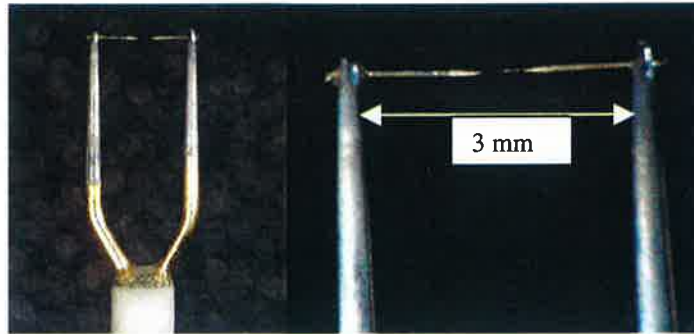


Figure 2.20 : Sonde de mesure fil chaud/ fil froid améliorée

Il faut noter toutefois que pour la mesure de vitesse, ce type de sondes fil chaud ne permettent pas de connaître le sens de l'écoulement et les résultats donnent alors une vitesse exclusivement positive. Ceci peut poser de nombreux problèmes, lors d'écoulements recirculants ou intermittents, comme ceux présents à la suite du bord d'attaque des ailettes. Ne pouvant distinguer les vitesses positives et négatives, les mesures engendrent alors un biais important à proximité du recollement. Nous ne pourrions alors pas déterminer le point de recollement à partir des mesures pariétales de vitesse. Ces dernières nous serviront principalement dans la zone d'écoulement développé.

- *Le débitmètre Brooks 5853S*

Ce débitmètre massique thermique permet des mesures de débit d'air entre 0 et 150 Nm³/h. Il dispose, en plus de ses fonctions de mesures, d'une vanne intégrée régulée par un PID (régulateur Proportionnel Intégral Dérivé). Ainsi à partir d'un afficheur de commande BROOKS 0151, nous pouvons imposer le débit désiré et le système de vanne de régulation agit afin d'avoir un débit proche de la consigne. Le système est assez précis (incertitude maximale $\pm 1\%$ de la mesure) et permet une régulation de débit avec des fluctuations au cours du temps inférieure à 0,5 m³/h, quel que soit le débit.

- *Les mesures de température*

Des thermocouples de type K de 0,5 mm étalonnés à partir d'une sonde platine sont disposés à différents endroits de la section d'essai afin de connaître les températures.

- 2 en entrée de la section d'essai T2, T3
- 2 en sortie de cette section d'essais T4, T5
- 2 sur le circuit d'eau des ailettes (entrée/sortie) T13, T14
- 1 en entrée de la veine d'étalonnage T6

Remarques :

- Pour les faibles débits ($< 30 \text{ m}^3/\text{h}$), nous constatons un effet de stratification des températures dans la veine d'essais. Ceci est dû à un effet de convection naturelle, ce qui engendre des températures plus élevées au niveau des thermocouples placés dans la partie supérieure de la veine. Ainsi pour ces faibles débits, nous avons effectué une moyenne des températures dans les sections d'entrée et de sortie. Pour les autres débits, les mesures des deux thermocouples de chaque section sont suffisantes pour déterminer les températures d'entrée et de sortie.
- La température de l'eau circulant à l'intérieur des plaques, mesurée par les thermocouples T13 et T14, reste quasiment inchangée lors des mesures, ce qui montre que le débit d'eau est suffisamment important pour maintenir les ailettes à température constante et uniforme

- *Un capteur différentiel basse pression (0-100 Pa)*

C'est un capteur de basse pression avec une précision ($\pm 0,5\%$ de la mesure avec un minimum de 1Pa) fabriqué par KIMO. Ce capteur dispose d'une sortie 4-20 mA et d'une possibilité de lecture graphique sur un écran à LED. Il est utilisé dans la veine d'essais afin de déterminer les pertes de charge engendrées par les ailettes, ainsi que dans la section d'étalonnage pour déterminer la vitesse du fluide en sortie du convergent.

Une centrale d'acquisition HP 34970A connectée à un PC est utilisée pour le traitement des données globales issues du débitmètre, du capteur de pression et des différents thermocouples.

2.2.3.3 Mesures réalisées

➤ *Les mesures globales*

Les températures d'entrée et de sortie de l'air de la veine d'essais sont mesurées à l'aide de plusieurs thermocouples placés dans la veine. Une température moyenne dans les sections d'entrée et de sortie sera calculée, ce qui permettra d'estimer le flux globalement échangé dans la zone de mesures.

Le capteur différentiel basse pression fournit la variation de pression entre l'entrée et la sortie de la veine d'essais. Toutefois, pour les faibles débits, les mesures sont proches de l'incertitude de mesure, dans ce cas nous utiliserons cette mesure uniquement pour avoir une tendance du comportement des pertes de charge. Pour les débits plus importants, la perte de charge pourra être utilisée et comparée aux données de la littérature et aux simulations.

Pour la veine d'étalonnage, le thermocouple placé en entrée fournit une information sur la température de l'air, l'utilisation de la sonde platine de l'anémomètre fil chaud permet d'affiner cette mesure.

Le débitmètre Books décrit précédemment permet quant à lui de contrôler la vitesse de l'air en sortie du convergent d'étalonnage. La prise de pression statique à laquelle nous raccordons le capteur de pression permet de vérifier cette vitesse en appliquant le théorème de Bernoulli entre l'entrée et la sortie du convergent. Le débitmètre sert aussi à réguler l'air dans la veine d'essais. Le débit est visualisé sur le PC à partir de la sortie analogique 4-20mA de l'afficheur reliée à la centrale d'acquisition HP.

Les mesures globales avec 6 ailettes dans la veine d'essais seront comparées aux corrélations pour des échangeurs OSF. Même si la configuration n'est pas géométriquement comparable à une configuration OSF, avec un nombre réduit d'ailettes et des surfaces d'échanges uniquement présentes au niveau des ailettes, les tendances des résultats pourront être observées.

Les résultats des mesures globales avec une seule ailette dans la veine d'essais ne pourront être exploités. En effet, les pertes de charge (~ 1 Pa) et l'élévation de température sont très faibles, ce qui rend les données inexploitable.

➤ *Les mesures locales*

Des mesures de vitesse et de température dans la veine d'essais ont été réalisées. Le banc de déplacement motorisé permet de contrôler le positionnement de la sonde. De plus, une platine de déplacement micrométrique fixée sur le banc (Figure 2.17) est utilisée pour les mouvements en proche paroi. Des mesures autour des ailettes, en proche paroi et dans le sillage ont fourni des données thermohydrauliques locales. Ces mesures permettront de déterminer des profils dans la couche limite, en paroi et dans le sillage. Nous pourrions ensuite déterminer les fréquences de lâchers tourbillonnaires avec ces mesures instantanées.

- *Le banc de déplacement*

C'est un banc de déplacement motorisé ISEL 2D, qui balaye un plan horizontal. Il est commandé à partir du logiciel de l'anémomètre DANTEC, à travers le port série du PC d'acquisition. Il permet de réaliser des séries de mesures rapides et de manière automatisée. Pour réaliser les mesures à proximité des parois de l'ailette une platine micrométrique de déplacement permet de positionner la sonde à une distance de quelques dixièmes de millimètre, ceci avec une précision de quelques centièmes de millimètre.

- *Les mesures de vitesse*

Elles sont réalisées sans chauffage de l'air, ainsi la section d'essai est à température constante. Ceci évite l'influence de la température sur les mesures locales de vitesse par anémométrie fil chaud. Six débits d'expérimentation sont choisis entre 20 et 100 Nm³/h. Les sondes utilisées

sont celles décrites précédemment (Figure 2.20) avec un diamètre de $2,5\ \mu\text{m}$ pour les mesures de vitesse.

- *Les mesures de température*

Elles sont localisées aux même lieux et avec les mêmes débits que les mesures de vitesse. Dans ce cas, l'air entrant de la veine d'essais est chauffée, sa température avant les ailettes est contrôlée par les thermocouples et les ailettes sont alors refroidies par la circulation interne d'eau. Nous utilisons les sondes à fil froid de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre réalisées au CEA (Figure 2.20).

Par ailleurs, des mesures de profils de température et vitesse en entrée et sortie de veine d'essais ont aussi été réalisées. Les écarts-types de vitesse ont permis de calculer la turbulence de la veine juste en amont des ailettes. Celle-ci d'environ 7% est quasiment constante en fonction du débit.

2.3 Conclusion partielle

Les dispositifs numériques et expérimentaux à disposition durant ce travail ont été présentés. Ainsi, ce travail a permis de mener en parallèle de nombreuses simulations numériques et deux études expérimentales. Ces dispositifs expérimentaux ont été nécessaires pour palier aux manques de données de littérature.

Durant cette étude, nous avons utilisé les moyens numériques à notre disposition de manière très avertie. Cela nous a permis de comprendre et d'expliquer certains résultats numériques et de faire des choix judicieux pour réaliser des simulations pouvant être représentatives des phénomènes physiques. En effet, savoir-faire et expertise sont nécessaires pour utiliser correctement et justement les outils de simulation. Toutefois, nous n'avons pas cherché à apporter de nouvelles solutions en rentrant dans l'analyse numérique des modèles, schémas et équations. C'est pour cette raison que la partie consacrée aux outils numériques fournit uniquement des notions de base qui permettront d'appréhender la suite de ce travail. Nous sommes ainsi restés superficiels sur de certains points. Néanmoins, la littérature est fournie en ouvrage et travaux consacrés à ces sujets. (Chassaing, 2000 ; Sagaut, 1998 ; Schiestel, 1998, ...).

La seconde partie présente les dispositifs expérimentaux que nous avons eus à disposition durant ce travail, toutefois l'étude LDA réalisée avec un partenaire industriel était située hors des locaux du GRETh. Ceci a limité le nombre de mesures réalisées et le choix des cas d'études. Le dispositif expérimental de mesures au fil chaud a quant à lui été mis en place spécifiquement durant la thèse, il a fallu alors acquérir l'expérience sur la réalisation de

mesures fines. Ainsi, il s'est rapidement avéré utile de remplacer les sondes initialement utilisées par de nouvelles plus adaptées aux mesures réalisées. Par ailleurs, il aurait été intéressant de déterminer le sens de l'écoulement en utilisant alors des sondes spécifiques.

Références du chapitre 2

- Ackermann, C., 2000. Développement et validation de Simulations des Grandes Echelles d'écoulements turbulents dans un code industriel. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Briand, E., 1999. Dynamique des structures cohérentes en couche limite transitionnelle et turbulente étudiée par Simulation des Grandes Echelles. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Bruun, H. H., 1995. Hot-wire anemometry : Principles and signal analysis. Oxford University Press.
- Candel, S., 1992. Mécanique des fluides. Dunod Université.
- Chassaing, P., 2000. Turbulence en mécanique des fluides. Cépaduès-éditions.
- Chen, J.M. & Chiou, C.C., 1997. Flow past a blunt flat plate subjected to the disturbance of incident vortex street. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol 66, pp 179-196.
- Dejong, N.C., Zhang, L.W., Jacobi, A.M., Balachandar & Tafti, D.K., 1998. A complementary experimental and numerical study of the flow and heat transfer in offset strip-fin heat exchangers. ASME, Journal of Heat Transfer, vol 120, pp 690-698.
- Fallon, B., 1994. Simulation des grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Ha Minh, H., 1993. Physique et modélisation de la turbulence. Ecole de printemps de Mécanique des Fluides Numériques.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 1996. Mass transfer measurement from a blunt-faced flat plate in a uniform flow. Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 17, pp179-186.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 2001. An experimental study of large-scale vortices over a blunt-faced flat plate in pulsating flow. Experiments in Fluid, vol 30, pp 202-213.
- Joshi, H.M. & Webb, R.L., 1987. Heat transfer and friction in the offset strip fin heat exchanger. Int. J. heat Mass Transfer, vol. 30, n°1, pp 69-84.
- Kays, W.M. & London A.L., 1964. Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill, New York.
- Kelkar, K.M., & Patankar, S. V., 1989. Numerical prediction of heat transfer and fluid flow in rectangular Offset-fin array. Numerical heat transfer : Part A, vol. 15, pp 149-164.
- Kiya, M., Sasaki, K. & Arie M., 1982. Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble. J. Fluid Mech, vol. 120, pp 219-244.
- Kiya, M. & Sasaki, K., 1983. Structure of a turbulent separation bubble. J. Fluid Mech, vol. 137, pp 83-113
- Lane, J.C. & Loehrke, R.I., 1980. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number. ASME, Journal of Fluids engineering, vol. 102, pp 494-496.
- Lesieur, M. & Métais, O., 1996. New Trends in Large-Eddy Simulations of turbulence. Annu. Rev. Fluid. Mech. vol 28, pp 45-82.
- Manglik R.M. & Bergles A.E., 1995. Heat transfer and pressure drop correlations for rectangular offset strip fin compact heat exchanger. Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 10, pp 171-181.
- Métais, O. & Lesieur, M., 1992. Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence. Journal of Fluid Mech., vol 239, pp 157-194.

- Nishiyama, H., Ota, T., & Sato, K., 1988. Temperature fluctuations in a separated and reattached turbulent flow over a blunt flat plate. *Wärme- und Stoffübertragung*, vol 23, pp 275-281.
- Ota, T., 1975. An axisymmetric separated and reattached flow on a longitudinal blunt circular cylinder. *Journal of Applied Mechanics*, pp 311-315.
- Ota, T. & Itasaka, M., 1976. A separated and reattached flow on a blunt flat plate. *ASME, Journal of Fluids Engineering*, n° 75-FE-18, pp 79-86.
- Ota, T. & Kon, N., 1974. Heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. *Journal of Heat transfer* n°75, pp 459-462.
- Ota, T. & Kon, N., 1977. Heat transfer in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. *Transaction of ASME, Journal of heat transfer*, pp 155- 157.
- Ota, T. & Narita, M., 1978. Turbulence measurements in separated reattached flow over a blunt flat Plate. *Journal of Fluids Engineering, Transaction of ASME*, vol. 100, pp 224-228.
- Ota, T., Kon, N. & Kikuchi, S., 1980. Temperature and velocity fields in the separated and reattached flow over blunt flat plates. *Bulletin of the JSME*, vol 23, n°177, March 1980.
- Ota, T., Asano, Y. & Okawa, J.I., 1981. Reattachment length and transition of separated flow over blunt flat plates. *Bulletin of the JSME*, vol 24, n°192, June 1981.
- Ota, T. & Montegi, H., 1983. Measurements of spatial correlations and autocorrelations in separated and reattached flow over a blunt flat plate. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 12, pp 297-312.
- Ota, T. & Kato, H., 1991. Turbulent heat transfer in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. *ASME/JSME Thermal Engineering Proceedings*, vol. 3, pp 191-196.
- Patankar, S. V. & Prakash, C., 1981. An analysis of effect of plate thickness on laminar flow and heat transfer in interrupted-plate passages. *Int. J. Heat Mass Transfer*. vol. 24, n°11, pp 1801-1810.
- Sagaut, P., 1998. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressibles*. Springer.
- Saidi, A. & Sunden, B., 2001. A numerical investigation of heat transfer enhancement in offset strip fin heat exchangers in self-sustained oscillatory flows. *Int. Journal of Numerical Method for heat and fluid flow*, vol. 11, n°7, pp 699-716.
- Sasaki, K. & Kiya, M., 1991. Three-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 113, pp 405-410.
- Schiestel, R., 1998. *Les écoulements turbulents : modélisation et simulation (2^{ème} ed.)*. Ed. HERMES.
- Shah, R.K., Heikal, M.R., Thonon, B., Tochon, P., 2000. Progress in numerical analysis of compact heat exchanger surfaces. *Advances in heat transfer*, vol.34, pp 363-443.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Weather*, vol. 91, pp 99-164.
- Soufiani, A., 1992-1993. *Méthodes numériques. Cours de l'école Centrale Paris (3^{ème} Année)*.
- Susuki, K., Hirai, E., Sato, T. & Kieda, S., 1982. Numerical study of heat transfer system with staggered array of vertical flat plates used at low Reynolds number.
- Susuki, K., Hirai, E., & Miyake, T., 1985. Numerical and experimental studies on a two-dimensional model of an offset strip fin type compact heat exchanger used low Reynolds number. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 28, n°4, pp 823-836.

Susuki, K., Xi, G.N., Inaoka, K., Hagiwara, Y., 1994. Mechanism of heat transfer enhancement due to self-sustained oscillation for an in-line fin array. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 37, pp 83-96.

Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991 a). A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids A* 3, vol. 7, pp 1749-1759.

Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991 b). A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids A* 3, vol. 12, pp 2887-2909.

Taine, J. & Petit, J.P., 1989. *Transferts Thermiques: Mécanique des fluides anisothermes.. Editions DUNOD Université. (cours ECP).*

Thompson M.C., Hourigan, K. & Welsh, M.C., 1986. Numerical simulation of heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 13, pp 665-674.

Werner, H., & Wengle, H., 1991. Large eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. *Eight symposium on turbulent shear flows. Technical University of Munich.*

Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1992. Effect of fin thickness on flow and heat transfer characteristics of fin arrays - An offset-fin array in the low Reynolds number range. *HT Japanese Research*, vol 22, p 1-19.

Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1995. Flow instability and augmented heat transfer of fin arrays. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, vol 2, n°1-2, pp 23-32.

Yanaoka H., Yoshikawa H. & Ota T., 2002. Numerical simulation of laminar flow and heat transfer over a blunt flate plate in square channel. *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 124, pp. 8-16.

Zhang, L.W., Tafti, D.K., Najjar, F.M. & Balachandar, S., 1996. Computation of flow and heat transfer in parallel-plate fin heat exchangers on the CM-5 : effects of flow unsteadiness and three-dimensionality. *Int J. Heat Mass Transfer*, vol 40, n°6, pp 1325-1341.

Zhang, L.W., Balachandar, S. & Tafti, D.K., 1997. Effects of intrinsic three dimensionality on heat transfer and friction loss in a periodic array of parallel plates. *Numerical Heat Tranfer, Part A*, vol. 31, pp 327-353.

Chapitre 3 : Résultats numériques et expérimentaux

De nombreuses simulations ont été réalisées dans le cadre de ce travail et ce chapitre présente les principaux résultats obtenus. La première partie concerne l'étude numérique préliminaire avec la validation des outils numériques. La seconde partie compare de manière détaillée les résultats de l'étude numérique aux mesures réalisées à partir des dispositifs expérimentaux présentés précédemment. L'ailette isolée, autour de laquelle prennent place les différents phénomènes physiques présents dans les échangeurs à ailettes OSF, constitue notre géométrie de référence pour l'étude préliminaire. Des résultats sur une et plusieurs ailettes seront présentés par la suite dans l'étude détaillée.

3.1 Etude numérique préliminaire

Dans cette partie, nous présentons les études numériques préliminaires ayant servi à déterminer le code utilisé, le modèle de turbulence et les schémas numériques. En effet, nous montrerons l'intérêt pour notre étude de réaliser des simulations instationnaires. Par ailleurs, les moyens de calculs limitent les maillages pour des simulations tridimensionnelles, ainsi la plupart des calculs réalisés sont bidimensionnels. Toutefois, nous avons pu réaliser quelques calculs tridimensionnels que nous comparerons à la fin de l'étude préliminaire aux simulations 2D. Tout d'abord, nous détaillerons la simulation de référence, ensuite nous présenterons les données expérimentales dont nous disposons pour les validations, nous validerons alors nos simulations à partir des résultats expérimentaux. Par la suite, nous comparerons les simulations 2D aux simulations 3D et enfin nous réaliserons une synthèse de cette étude préliminaire.

3.1.1 Géométrie et maillage pour l'étude de référence

Dans un premier temps, nous définissons la géométrie de référence qui permet de modéliser les ailettes à pas décalé. Puis, une description de l'étude de référence est présentée en précisant alors le domaine de simulation, le maillage, les conditions aux limites et les schémas numériques utilisés.

3.1.1.1 Géométrie de référence

Il est acquis que la turbulence est un phénomène tridimensionnel par nature. Ainsi, si l'on génère un tourbillon bidimensionnel à grande échelle, celui-ci va transférer son énergie et générer des tourbillons d'échelles inférieures, en tendant vers une turbulence tridimensionnelle aux petites échelles (cascade de Kolmogorov).

Toutefois, bien que les moyens de calcul s'améliorent rapidement, les simulations fines tridimensionnelles des phénomènes turbulents sont très rarement réalisées dans le cadre industriel. En effet, les nombres de Reynolds sont souvent élevés, les géométries compliquées, ce qui engendre des maillages pouvant dépasser rapidement le million de mailles (par exemple : maillage de 100^3). Ainsi les capacités actuelles des calculateurs ne permettent pas ce type de calcul et des simplifications sont alors nécessaires. La modélisation de phénomènes turbulents par les modèles moyennés RANS permet de relâcher le maillage et de chercher une solution stationnaire du problème. Les modèles de simulations des grandes échelles permettent aussi de diminuer le nombre de maille en modélisant l'effet de la turbulence sous-mailles non simulée, en nécessitant toutefois un maillage assez raffiné à proximité des parois. Une autre manière de diminuer le nombre de mailles est de réaliser des simulations bidimensionnelles en choisissant un plan de coupe représentatif dans le domaine tridimensionnel. Ce découpage nécessite une réflexion préalable sur la géométrie et les phénomènes physiques en présence.

Pour notre étude comme nous le verrons par la suite, l'approche moyennée RANS n'est pas envisageable car elle ne prend pas en compte convenablement les recirculations. De même, l'approche par simulation des grandes échelles tridimensionnelles engendre aussi rapidement des maillages prohibitifs dans le cas où l'on cherche une prédiction fine des phénomènes pariétaux. Des simulations bidimensionnelles seront alors principalement réalisées.

En effet, pour bien simuler les phénomènes physiques autour des ailettes, un maillage assez raffiné est nécessaire. Ainsi, pour l'étude des schémas et modèles numériques, il n'est pas envisageable de réaliser ce type de validation en 3D. Nous allons alors découper le domaine afin d'obtenir une coupe bidimensionnelle représentative d'une géométrie d'ailette OSF. La Figure 3.1 représente un schéma du motif élémentaire d'une ailette isolée, si l'on effectue une coupe suivant le plan AA, on obtient par une visualisation de dessus, la plaque épaisse représentant une ailette isolée (Figure 3.1). Cette ailette isolée ainsi obtenue va constituer notre géométrie de référence.

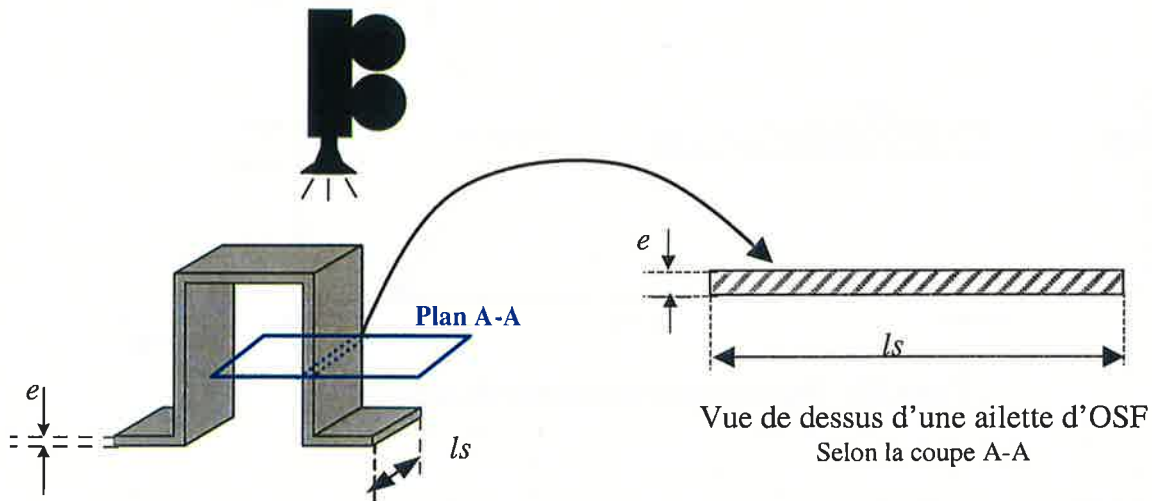


Figure 3.1 : Schématisation 2D d'une géométrie élémentaire d'aillette OSF, avec $e = 0,2 \text{ mm}$ et $ls = 3 \text{ mm}$

3.1.1.2 Description de l'étude de référence

Nous allons étudier numériquement l'écoulement et les transferts thermiques autour d'une ailette isolée, les phénomènes physiques ayant été répertoriés au Chapitre 1. Il faut alors définir le domaine de calcul et le maillage qui seront utilisés pour réaliser les différentes simulations de validation.

➤ *Le domaine de calcul*

Nous simulons dans un domaine bidimensionnel un écoulement d'air autour d'une ailette isolée à un nombre de Reynolds de $Re_{e/2} = 360$ (ce qui correspond à une vitesse d'air de 60 m/s). Ce nombre de Reynolds correspond à un régime pour lequel tous les phénomènes instationnaires difficiles à prédire par simulation sont présents. Nous avons choisi le domaine représenté sur la Figure 3.2, qui est suffisamment grand ($7,5 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$) pour que les conditions aux limites ne modifient pas les phénomènes autour de l'aillette, tout en restant compatible avec les moyens de calcul.

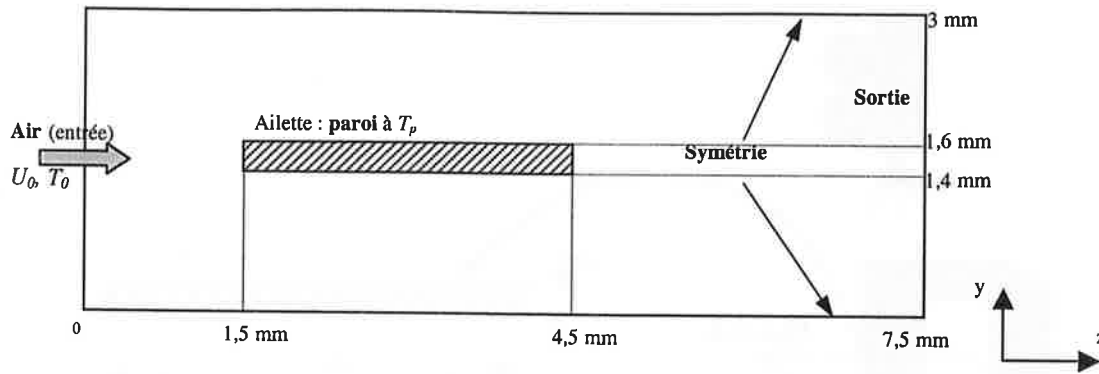


Figure 3.2 : Représentation du domaine de calcul 2D

➤ Les conditions aux limites

- Des conditions de **symétrie** sur les frontières haute et basse du domaine ;
- Une condition de **paroi fixe** à température imposée ($T_p = 100^\circ\text{C}$) permet de représenter l'ailette ;
- Une **condition d'entrée** avec une température ($T_0 = 0^\circ\text{C}$) et une vitesse imposée (U_0) est appliquée sur la frontière amont ;
- Une **condition de sortie** avec pression imposée ($P = 0$) est utilisée pour évacuer l'air du domaine. Toutefois, pour les calculs instationnaires réalisés avec TRIO_U, une condition de type pression libre "Orlansky" a été préférée, cette dernière permet aux tourbillons de sortir du domaine sans être perturbés (Barré *et al.*, 2000). Notons qu'il est cependant nécessaire dans ce cas d'imposer la pression localement au niveau des coins de la section de sortie.

Le fluide utilisé est de l'air dont les propriétés physiques ont été prises constantes :

$\rho = 1,15 \text{ kg.m}^{-3}$	$\lambda = 0,0263 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mu = 19.10^{-6} \text{ Pa.s}$	$C_p = 1006 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Tableau 3.1 : Propriétés physiques de l'air

➤ Le maillage

L'étude de référence concerne l'écoulement autour d'une ailette maintenue à température constante. La convection naturelle est négligée par rapport aux forces en présence dans ces géométries de petites tailles, en effet les forces d'inertie (convection forcée) sont largement supérieures aux forces de flottabilité (convection naturelle).

La plupart des calculs que nous comparerons sont réalisés à partir TRIO_U avec une résolution instationnaire, sans modèle de turbulence. En effet, au cours de la validation nous montrerons que c'est le meilleur compromis pour obtenir des résultats en accord avec les

données de la littérature. Ces simulations peuvent alors s'apparenter à des simulations numériques directes (DNS). La simplification bidimensionnelle du système fait que l'on ne peut considérer ceci comme de la DNS, nous pourrions appeler ces simulations Pseudo-DNS.

Le maillage utilisé pour mener à bien ces simulations est de 300×120 éléments composés de mailles uniformes régulières dont les dimensions sont : $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm (Figure 3.3). D'après ce que nous avons indiqué au Chapitre 2 sur les simulations directes, nos mailles ont une dimension d'environ trois fois l'échelle de Kolmogorov, correspondant à $e/8$.

En effet :

Pour un nombre de Reynolds : $Re_{e/2} = 360$, nous avons alors la vitesse débitante : $U_0 = 60$ m/s. D'après Candel, 1992, les fluctuations turbulentes de vitesse sont de l'ordre de 10% de la vitesse débitante, d'où : $u' \sim 6$ m/s.

L'écoulement moyen est caractérisé par la vitesse U_0 du fluide en écoulement et par la dimension caractéristique de taille de l'ordre de la moitié de la distance entre ailettes, c'est à dire $L \sim 1,4$ mm.

L'échelle (macro-échelle) des plus grandes fluctuations turbulentes (l) est alors déterminée en considérant l'égalité des temps caractéristiques entre l'écoulement moyen et ces fluctuations turbulentes, ainsi :

$$l = L \frac{u'}{U_0} = 0,14 \text{ mm} \quad (3.1)$$

$$Re_l = \frac{u' l}{\nu_{air}} \approx 56 \quad (3.2)$$

d'où l'échelle de Kolmogorov :

$$l_k = \frac{l}{Re_l^{3/4}} \approx 0,007 \text{ mm} \quad (3.3)$$

Nous choisissons une taille de maille $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm, ce qui fait environ 3,5 fois la dimension des plus petites structures données par l'échelle de Kolmogorov. Ainsi seules les plus grosses structures dites cohérentes de l'écoulement seront simulées. En ce qui concerne la paroi, ces dimensions de mailles donnent pour la plupart des calculs une distance pariétale adimensionnelle de l'ordre de $y^+ = 3$, dans la zone de développement de la couche limite, ce qui correspond à un premier point dans la sous-couche visqueuse. Nous n'utiliserons donc pas de loi de paroi.

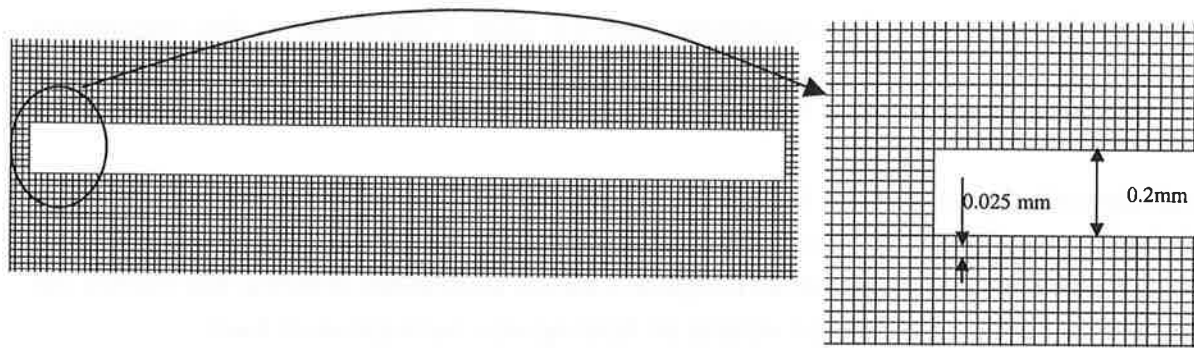


Figure 3.3 : Maillage autour de l'ailette

➤ Les schémas numériques

Le calcul de référence est réalisé avec le logiciel de simulation numérique TRIO_U. C'est un calcul instationnaire bidimensionnel de type Pseudo-DNS utilisant les domaine et maillage définis précédemment. D'après les études numériques précédentes recensées au Chapitre 2, les auteurs sont d'accord pour préconiser les calculs instationnaires avec des maillages du même type que celui utilisé et des schémas de convection du deuxième ou du troisième ordre. De plus, d'après les études réalisées précédemment avec TRIO_U (Ackermann, 2000 et Bieder & Garré, 2001), il est conseillé d'utiliser pour les résolutions instationnaires un schéma de convection "Centré" pour l'équation de quantité de mouvement. En ce qui concerne le schéma de convection de l'équation d'énergie, d'après nos expériences en thermohydraulique, un schéma du troisième ordre (QUICK) paraît intéressant. Ainsi, nous choisissons comme cas de référence un schéma Centré d'ordre 2 pour la convection de quantité de mouvement et QUICK pour l'équation d'énergie. Nous choisissons également une méthode de résolution temporelle du type Runge-Kutta d'ordre 2. Ensuite, nous déclinerons différents modèles et schémas numériques de manière objective, afin d'établir la meilleure stratégie de simulation. Enfin, nous validerons par la suite ces schémas numériques et montrerons qu'ils permettent de représenter au mieux l'écoulement autour d'une ailette isolée.

➤ Exploitation des résultats

Afin d'exploiter les résultats de ces calculs instationnaires, après le temps transitoire de mise en régime de l'écoulement autour de l'ailette, nous procédons à une moyenne temporelle des résultats sur un temps correspondant à plusieurs renouvellements de fluide au sein de la "boîte" de calcul. La durée du régime transitoire correspond à environ une dizaine de renouvellements de fluide au sein du domaine de calcul. Puis, nos résultats sont exploités sur le temps d'environ huit passages de l'écoulement.

Les données qui nous intéressent pour le posttraitement des calculs sont de deux niveaux. D'une part, les **résultats globaux** de perte de pression et d'échange thermique, nous permettent de comparer les simulations et de caractériser un échangeur, mais ceux-ci seront particulièrement utilisés au cours de l'étude paramétrique (Chapitre 4). Ces données globales

du calcul seront alors adimensionnalisées et mises sous la forme de coefficient de Fanning et de coefficient de Colburn (f et j définis par les relations 1.12 à 1.16). D'autre part, **les données locales** seront importantes pour juger les simulations et comparer les résultats aux expériences. En effet, les phénomènes physiques présents engendrent des résultats caractéristiques. Ainsi, la longueur de recollement, le nombre de Stouhal dans le sillage et les coefficients de pression, frottement et de Nusselt sur la plaque seront les principales données locales utilisées pour l'exploitation des calculs.

3.1.2 Résultats expérimentaux utilisés pour la validation

Afin de valider correctement nos modèles et schémas numériques, nous avons besoin de références expérimentales. Pour cela nous utiliserons certains résultats de la littérature ainsi que nos résultats expérimentaux issus des deux dispositifs décrits au Chapitre 2. Les points de comparaisons utilisés seront les coefficients pariétaux de pression, frottement et du nombre de Nusselt, ainsi que la longueur de recollement et le nombre de Strouhal.

3.1.2.1 Résultats bibliographiques

Nous n'avons pas pu réaliser de mesures expérimentales de coefficient pariétal de pression, ainsi les données expérimentales de Hwang *et al.*, 1996 serviront de point de comparaison pour cette donnée. Ces expériences ont été obtenues pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 1200$. Les résultats de Chen & Chiou, 1997 pour un $Re_{e/2} = 500$, dont le calage de la pression est différent, proposent moins de points de mesures sur l'ailette. Ainsi l'augmentation de pression, due au recollement, est décrite par seulement un point de mesure.

De plus, d'autres résultats issus de l'étude bibliographique seront utilisés pour des comparaisons. Ainsi nous avons répertorié de nombreuses études proposant des mesures de longueur de recollement. La plupart des auteurs trouvent alors des résultats entre environ $8 < 2lr/e < 10$ pour $Re_{e/2} = 360$. Lane & Loehrke, 1980, Ota *et al.*, 1981 et Sasaki & Kiya, 1991 proposent des courbes représentant la longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds (Figure 1.17). Les résultats de ces trois auteurs sont en accord sur l'évolution de la poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds et sur les valeurs proposées. Il faut noter toutefois que pour le nombre de Reynolds considéré ($Re_{e/2} = 360$) dans l'étude de référence, Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991 proposent $2lr/e = 9$ comme longueur de poche de recirculation. La valeur proposée par Ota *et al.*, 1981 est légèrement inférieure et de l'ordre de $2lr/e = 8$.

Comme ces résultats sont assez proches, nous conserverons comme longueur de recollement issue des données bibliographiques $2lr/e \sim 8-10$.

En ce qui concerne le nombre de Strouhal dans le sillage de l'ailette, d'après les résultats de la littérature présentés au Chapitre 1, nous pouvons considérer une valeur comprise entre **0,15** et **0,18** pour un nombre de Reynolds $Re_{c/2} = 360$.

3.1.2.2 Résultats de l'étude expérimentale ANETTE

Les mesures réalisées par anémométrie à fil chaud et fil froid avec le dispositif ANETTE, ont permis de déterminer les profils pariétaux de coefficient de frottement et de nombre de Nusselt. Cette technique permet de réaliser des mesures locales instantanées de vitesse et température. La fréquence d'acquisition choisie est d'environ 1 kHz et un temps d'acquisition de 5 à 8 secondes est respecté pour chaque point de mesure. A partir de ces données locales instantanées, il est possible de calculer des grandeurs moyennes (u_{moy} ; T_{moy}) et des grandeurs fluctuantes (u_{rms} ; T_{rms}).

Les points expérimentaux de coefficient de frottement correspondent à l'adimensionnalisation des mesures au fil chaud près de la paroi de l'ailette. Ces mesures sont effectuées avec une sonde mono-fil de $2,5 \mu\text{m}$ de diamètre (Figure 2.20) qui ne permet malheureusement pas de connaître le sens de l'écoulement. En effet, comme nous l'avons déjà dit, ce type de sondes, en présence d'un écoulement intermittent, engendre un biais sur les valeurs moyennes de vitesse en raison de la non prise en compte du sens du fluide. Ainsi la Figure 3.4 pour un signal de vitesse avec une moyenne temporelle nulle, explique les raisons de ce biais. Il nous sera alors impossible de déterminer la position d'un point de recollement à partir du critère sur la contrainte pariétale.

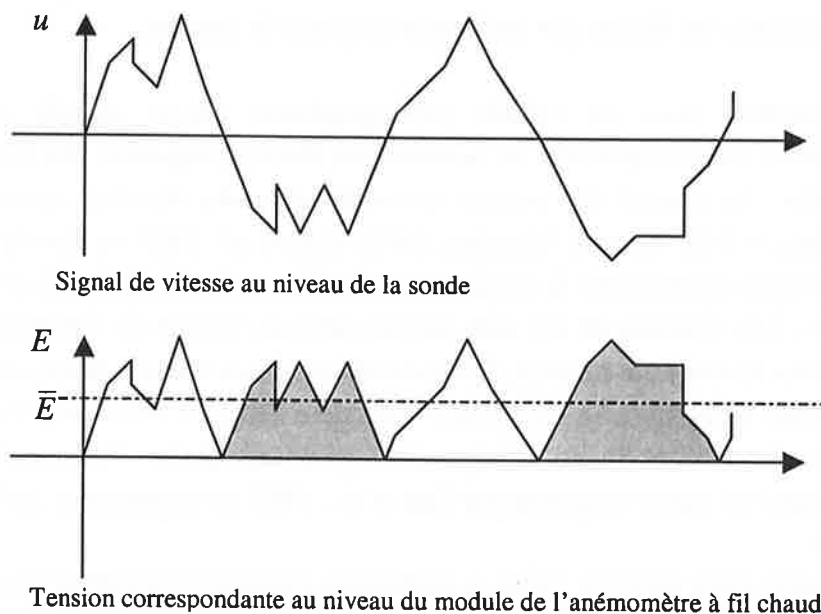


Figure 3.4 : Schéma du biais engendré par une sonde fil chaud en présence d'un écoulement intermittent

Ainsi à partir des mesures de vitesse le long de la paroi de l'ailette, nous ne pouvons pas calculer la longueur de poche de recirculation car la contrainte ne change pas de signe. Toutefois les mesures thermiques pariétales peuvent nous permettre de déterminer une taille de poche de recirculation par le critère sur le flux maximal.

Les profils expérimentaux du nombre de Nusselt en paroi sont eux aussi issus de l'expérience ANETTE mise en place au GRETh (Figure 3.5). Les mesures avec la sonde à fil froid à proximité de la paroi ont permis de calculer le nombre de Nusselt, en supposant la température de l'ailette constante (ceci a été vérifié au Chapitre 2). A partir de la Figure 3.5, en utilisant le critère thermique de recollement, nous estimons une poche de recirculation d'environ $2lr/e \sim 6,5$ pour un régime à $Re_{e/2} = 360$.

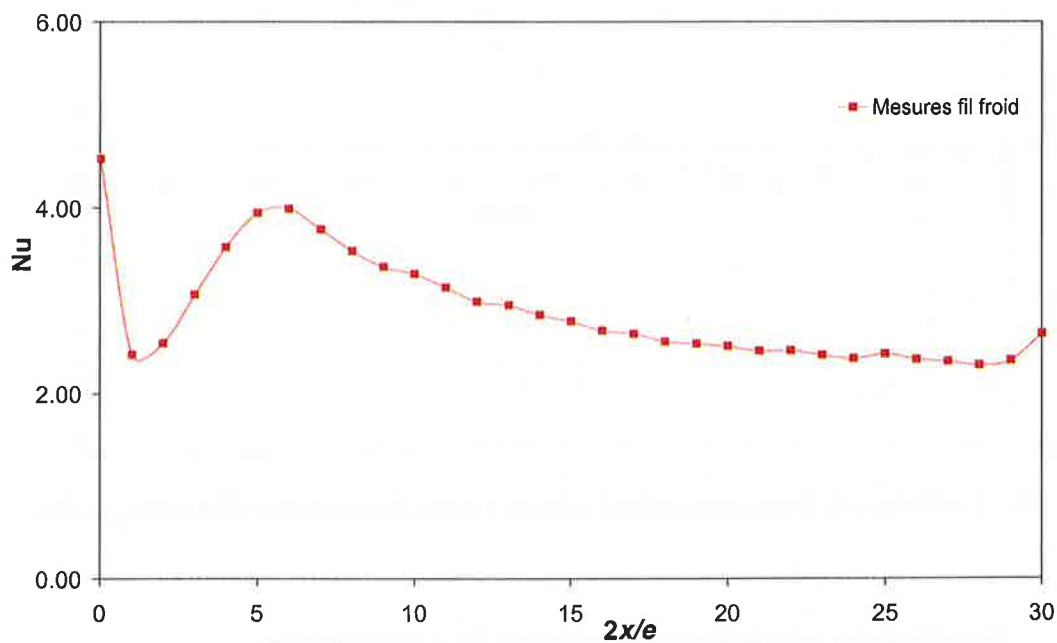


Figure 3.5 : Nombre de Nusselt pariétal calculé à partir des mesures fil froid à $Re_{e/2} = 360$

Des mesures dans le sillage des ailettes ont permis de calculer le nombre de Strouhal, à partir de la fréquence caractéristique des lâchers tourbillonnaires. La valeur alors mesurée par anémométrie à fil chaud et fil froid est $St_e = 0,17$ pour $Re_{e/2} = 360$, ce qui est en accord avec les données de la littérature.

3.1.2.3 Résultats des expériences LDA

Ce dispositif permet de réaliser des mesures locales instantanées de vitesse suivant deux directions, il est ensuite possible de déterminer les vitesses moyennes et fluctuantes.

Nous disposons de mesures de vitesse, par Anémométrie Laser Doppler réalisées autour d'ailettes, qui nous permettent de déterminer la longueur de recollement à partir de l'annulation de la contrainte pariétale. Ainsi la valeur déterminée par ces mesures est $2lr/e = 8$

pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 375$ (Figure 3.6). Ce résultat servira de données expérimentales pour la longueur de recollement lors les simulations à $Re_{e/2} = 360$. Ne connaissant pas la position exacte de la zone de mesure Laser par rapport à la paroi, nous avons calculé cette distance à partir du frottement obtenu dans la zone développée. Nous estimons alors la distance entre le volume de mesure et la paroi à 0,4 mm. Ceci nous permet alors de présenter des résultats pour le coefficient de frottement (Figure 3.6).

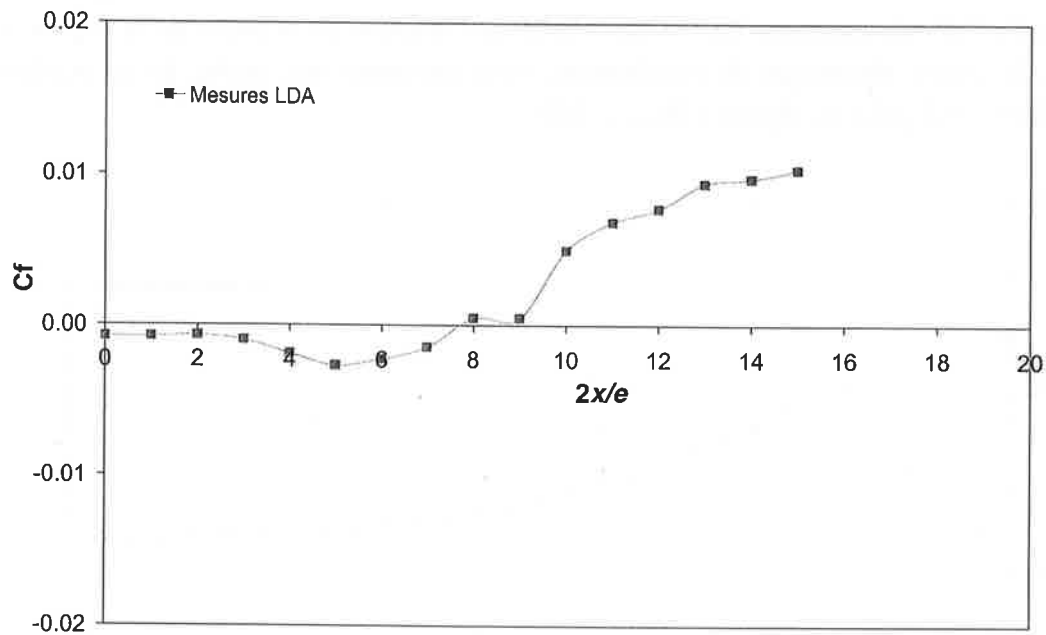


Figure 3.6 : Coefficient de frottement pariétal calculé à partir des mesures LDA à $Re_{e/2} = 360$

3.1.2.4 Synthèse des résultats expérimentaux de comparaison

Après avoir fait le bilan des données expérimentales disponibles pour cette étude numérique préliminaire, nous pouvons noter que nous avons enrichi la littérature de nouvelles données expérimentales.

Nous disposons pour le coefficient de pression pariétal des mesures Hwang *et al.*, 1996. Pour le coefficient de frottement pariétal, nous utiliserons les mesures réalisées sur les dispositifs LDA et ANETTE. Nous avons cependant noté que le dispositif ANETTE ne permet de déterminer le frottement dans la zone de recirculation et que pour le dispositif LDA, la distance pariétale a été déterminée à posteriori. En ce qui concerne les échanges thermiques pariétaux, nous avons calculé le nombre de Nusselt à partir des mesures de températures au fil froid le long de l'ailette.

Les profils pariétaux de frottement et d'échanges thermiques, nous ont permis de déterminer des longueurs de recollement (LDA : $2lr/e = 8$; ANETTE : $2lr/e = 6,5$). Les différences entre les longueurs de recollement mesurées à partir de nos dispositifs expérimentaux ont deux origines. D'une part, comme nous l'avons déjà dit, ces deux critères ne sont pas équivalents, il peut alors exister une légère différence entre les longueurs de recollement déterminées.

D'autre part, la principale raison de cet écart entre ces deux dispositifs expérimentaux est sans doute le taux turbulence des veines d'essais. En effet, la veine de mesure LDA possède un taux de turbulence d'entrée d'environ 3-4 % tandis que celui de la veine ANETTE est de 7%. L'agitation turbulente a alors tendance à favoriser le recollement du fluide sur l'ailette en rendant la poche de recirculation instable, l'empêchant ainsi de grossir.

Le dispositif d'anémométrie fil chaud/fil froid, nous a par ailleurs permis de réaliser des mesures de la fréquence de lâchers tourbillonnaires dans le sillage des ailettes. Nous disposons alors du nombre de Strouhal qui est de 0,17 pour le nombre de Reynolds de référence $Re_{e/2} = 360$.

3.1.3 Validations des schémas numériques

Dans cette partie, nous allons déterminer et valider les outils et méthodes numériques pour prédire de manière précise la thermohydraulique autour d'une ailette isolée. Dans un premier paragraphe, nous choisissons le code de calcul et le modèle de turbulence, ensuite nous déterminons le schéma de discrétisation spatiale, puis nous validons la méthode de résolution temporelle et enfin une étude de sensibilité au maillage sera mise en œuvre. Le domaine et les conditions aux limites définis dans l'étude de référence sont utilisés pour toutes les simulations. Le maillage et les schémas numériques utilisés seront précisés dans les cas où ils sont différents de l'étude de référence.

3.1.3.1 Choix du modèle de turbulence et du code de calcul

Comme nous l'avons précisé au Chapitre 2, trois codes de simulations numériques ont été utilisés durant ce travail de thèse. Toutefois, nous avons disposé de STAR-CD durant une période très limitée. Les logiciels FLUENT et TRIO_U ont été quant à eux disponibles durant toute la durée de l'étude, avec un avantage pour le code du CEA par sa "gratuité" et sa disponibilité permanente au sein du laboratoire. D'après les études bibliographiques sur les simulations numériques, il est apparu que les simulations instationnaires permettaient de mieux prédire les écoulements avec recirculations. Ainsi dans un premier temps nous comparerons les résultats de simulations RANS à une simulation instationnaire. Ensuite, nous présenterons les résultats de simulations instationnaires obtenus avec TRIO_U et FLUENT.

➤ *Choix du modèle de turbulence*

Nous allons comparer dans ce paragraphe, les résultats de simulations RANS réalisées avec FLUENT et STAR-CD avec la simulation instationnaire TRIO_U de référence. Toutes les simulations sont réalisées pour un nombre de Reynolds de $Re_{e/2} = 360$ dans le domaine de calcul bidimensionnel de référence. Les simulations des grandes échelles, dont les modèles sous-maillages ne sont pas adaptés aux calculs bidimensionnels, ne seront pas utilisées.

Etude réalisée

Nous comparons ici quatre calculs dont trois utilisant des modèles de turbulence du type RANS. Voici un descriptif des calculs réalisés :

- Simulation FLUENT avec modèle $k-\varepsilon$ standard, stationnaire, maillage 2D régulier 150×60 d'où $\Delta x = \Delta y = 0,05$ mm, $y^+ \sim 7$, avec une loi de paroi standard et des schémas QUICK pour la discrétisation des termes de convection.
- Simulation STAR-CD avec modèle $k-\varepsilon$ standard, avec les mêmes conditions de calcul que celui réalisé avec FLUENT.
- Simulation FLUENT avec modèle RSM, stationnaire, maillage 2D 400×100 raffiné au niveau des parois : $y^+ \sim 1$, avec une loi de paroi à deux zones et un schéma QUICK pour la discrétisation des termes de convection.
- Simulation TRIO_U, étude de référence : laminaire instationnaire (sans modèle de turbulence), maillage 2D régulier 300×120 d'où $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm, $y^+ \sim 3$, sans loi de paroi, avec un schéma de convection "Centré" pour l'équation de quantité de mouvement et QUICK pour l'équation d'énergie et une progression temporelle de type Runge-Kutta d'ordre 2.

Des simulations FLUENT avec des modèles $k-\varepsilon$ "RNG" et "Realisable" ont aussi été réalisées, celles-ci donnent des résultats très proches du modèle $k-\varepsilon$ standard. Par ailleurs, le maillage choisi pour les simulations avec modèles $k-\varepsilon$, place la première maille de paroi à une distance assez importante ($y^+ \sim 7$), une loi de paroi standard est alors utilisée pour modéliser les phénomènes pariétaux, bien que cette dernière ne soit pas utilisée dans sa zone de prédilection ($30 < y^+ \sim 100$). Mais un maillage plus relâché donnerait des mailles de taille proche de l'épaisseur d'aillette, et un maillage plus raffiné nécessiterait l'utilisation de modèles pariétaux spécifiques (Bas-Reynolds, deux zones, ...). Ce type de simulations a aussi été mené mais celles-ci n'améliorent que faiblement la prédiction des phénomènes physiques moyens autour de l'obstacle. En effet, comme le montrent les résultats, les simulations type $k-\varepsilon$ ne permettent pas de prendre en compte la recirculation présente au niveau du bord d'attaque de l'aillette et prédisent alors une longueur de recollement quasiment nulle, quel que soit le maillage utilisé (Michel *et al.*, 2002).

Résultats qualitatifs

Les visualisations de température pour les simulations FLUENT et STAR-CD avec les modèles $k-\varepsilon$ (Figure 3.7 et Figure 3.8) montrent que ces simulations stationnaires ne prédisent pas convenablement la poche de recirculation. En effet, il apparaît un simple développement de couche limite sans recirculation. La Figure 3.9 présente une visualisation de la température lors de la simulation avec modèle RSM, nous observons alors au niveau du bord d'attaque une poche de recirculation avec un recollement en accord avec la physique de l'écoulement. Les résultats de la simulation instationnaire de référence réalisée avec TRIO_U sont présentés sur

la Figure 3.10, cette visualisation des températures se montre en accord avec la physique de l'écoulement décrite au Chapitre 1.

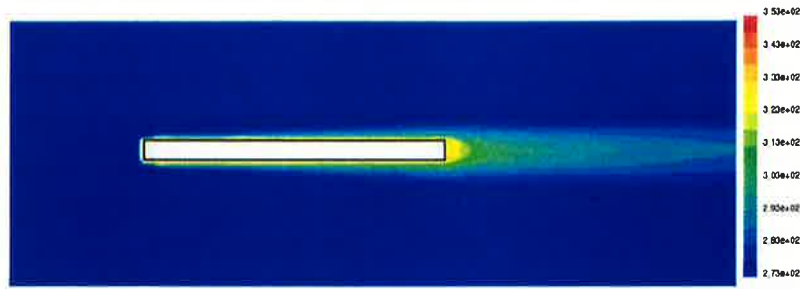


Figure 3.7 : Visualisation de la température pour la simulation FLUENT avec modèle $k-\varepsilon$ ($Re_{c/2} = 360$)

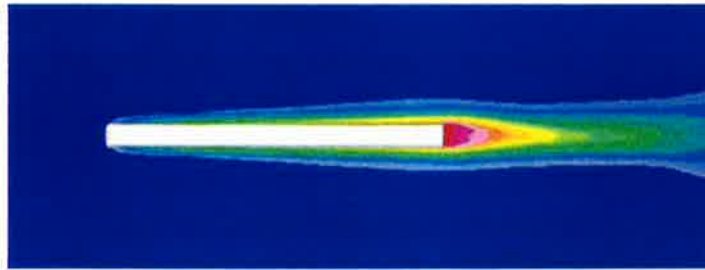


Figure 3.8 : Visualisation de la température pour la simulation STAR-CD avec modèle $k-\varepsilon$ ($Re_{c/2} = 360$)

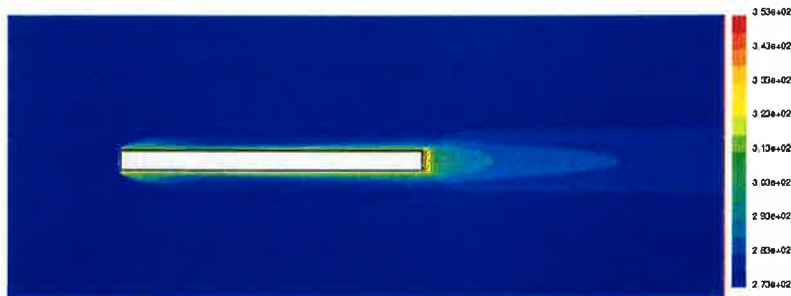


Figure 3.9 : Visualisation de la température pour la simulation FLUENT avec modèle RSM ($Re_{c/2} = 360$)

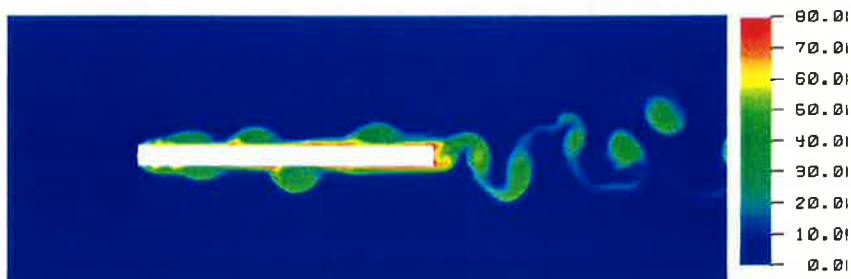


Figure 3.10 : Visualisation de la température pour la simulation instationnaire TRIO_U ($Re_{c/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Le Tableau 3.2 fournit les longueurs de recollement pour les différentes simulations décrites précédemment, à partir de la valeur moyenne des résultats provenant des différents critères utilisés thermique et hydraulique. En effet, au vu des résultats et d'après certains auteurs ces deux critères ne sont pas tout à fait équivalents. Nous pouvons noter clairement, l'impossibilité de prendre en compte les recirculations avec les modèles $k-\epsilon$ qui donnent des longueurs de recollement très faibles. Selon le critère de longueur de recollement, le calcul stationnaire avec modèle RSM et le calcul instationnaire Pseudo-DNS donnent des résultats proches des valeurs attendues.

	Longueur de recollement ($2l_r/e$)
	Valeur moyenne
FLUENT $k-\epsilon$	2
STAR-CD $k-\epsilon$	1
FLUENT RSM	8
TRIO_U instationnaire	9,3
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5

Tableau 3.2 : Comparaison des longueurs de recollement pour différents modèles de turbulence

Afin d'affiner les comparaisons entre ces simulations, nous présentons sur les Figures 3.11, 3.12 et 3.13, C_p , C_f et Nu , respectivement les coefficients de pression, de frottement et du nombre de Nusselt sur la paroi définis (par les relations 1.4, 1.5 et 1.8), en fonction de l'abscisse de l'aillette. L'écoulement étant symétrique les résultats sont équivalents pour la partie inférieure et la partie supérieure de l'aillette. Ces résultats sont obtenus par le traitement de la pression, la vitesse u suivant x et la température au niveau de la première maille de paroi. Pour les simulations instationnaires un profil moyenné en temps est calculé pour les mailles considérées.

D'après les Figures (3.11, 3.12, 3.13), nous pouvons noter que les résultats obtenus avec les modèles $k-\epsilon$ (FLUENT et STAR-CD) sont assez proches mais très différents des autres simulations et des résultats expérimentaux. En effet, comme nous l'avons précisé pour ces simulations, nous n'avons quasiment pas de poche de recirculation, ainsi le recollement se situe juste à la suite du décollement engendré par le bord d'attaque. L'utilisation d'un modèle RSM basé sur les tensions de Reynolds avec un maillage raffiné et un modèle de paroi adapté permet à partir de simulations RANS d'approcher une prédiction convenable de l'écoulement. Nous observons quelques différences entre les résultats obtenus avec le modèle RSM et les points expérimentaux de coefficient de pression au niveau du bord d'attaque de l'aillette ainsi que dans la poche de recirculation. Par ailleurs, Ce modèle RSM pose parfois des problèmes de convergence et demande un temps de calcul largement supérieur à celui des modèles $k-\epsilon$ standard. De plus, le coefficient de frottement sur l'aillette calculé par le modèle RSM est largement supérieur aux mesures expérimentales ainsi qu'à celui prédit par la simulation

instationnaire. D'après l'étude bibliographique et les résultats numériques de Tafti & Vanka, 1991 a) et b), les résultats de la simulation instationnaire TRIO_U pour ce coefficient semblent plutôt cohérent avec une valeur proche de 0,01 dans la zone de développement de la couche limite.

La simulation instationnaire réalisée avec TRIO_U semble en accord avec tous les points de comparaison dont nous disposons et paraît simuler une physique d'écoulement proche de celle décrite au cours du premier chapitre. Cette dernière se distingue des autres modélisations.

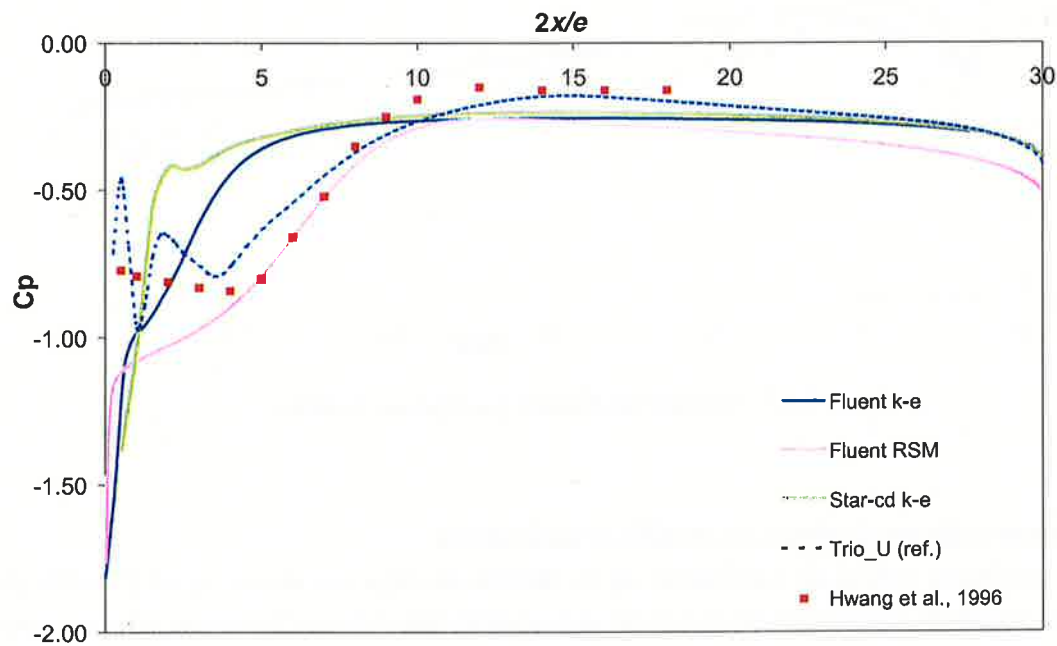


Figure 3.11 : Coefficient de pression sur l'ailette

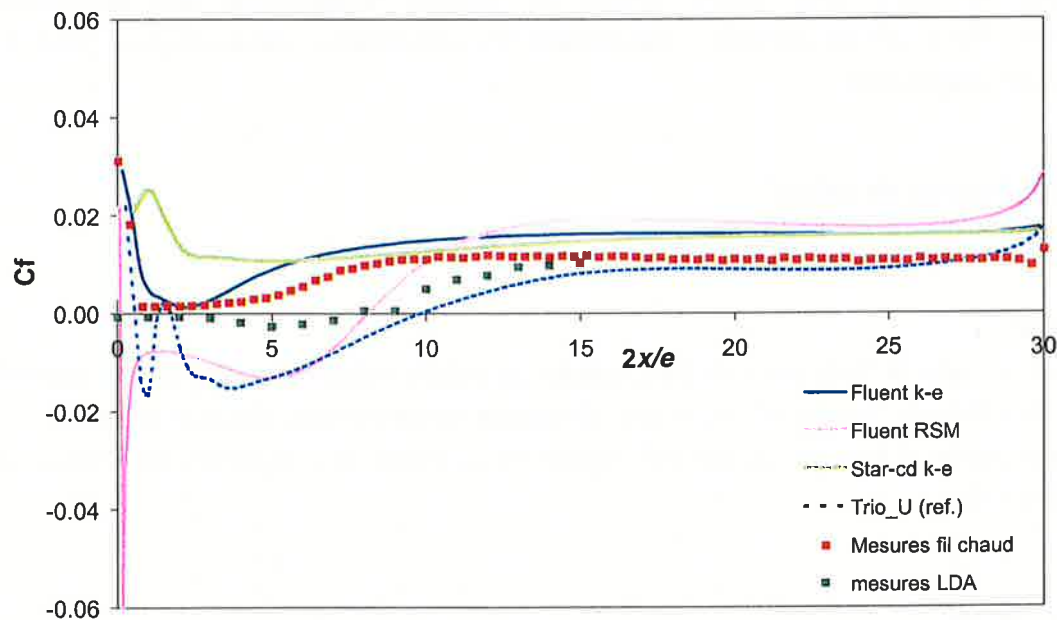


Figure 3.12 : Coefficient de frottement sur l'ailette

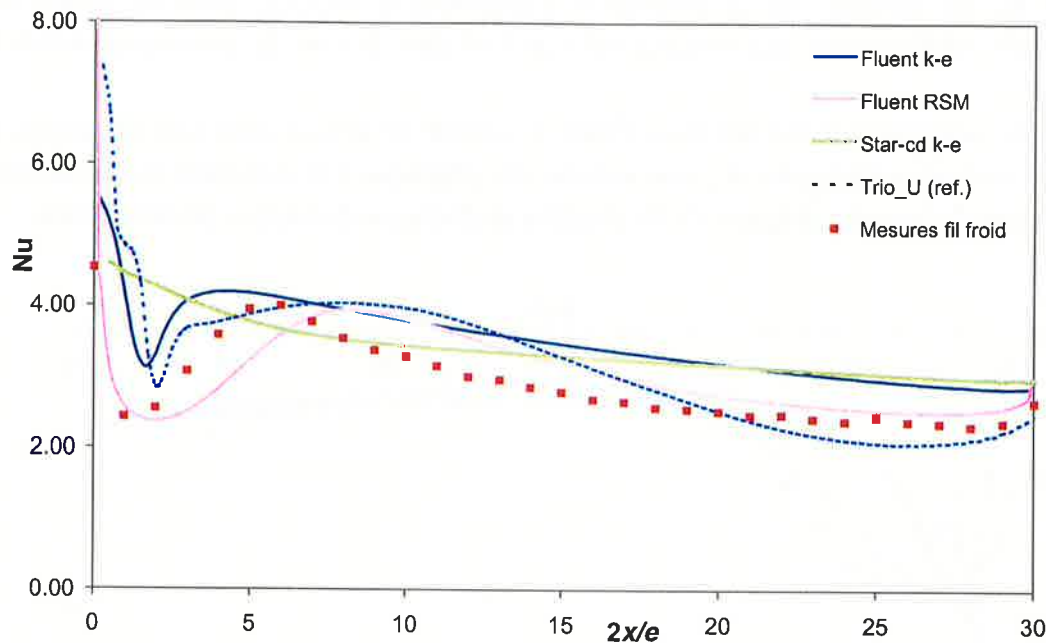


Figure 3.13 : Nombre de Nusselt pariétal sur l'ailette

Conclusion partielle sur le choix du modèle de turbulence

Au vu des différents points de validation, de la facilité de mise en œuvre et de l'intérêt des informations fournies, la simulation instationnaire semble être très intéressante. Ainsi, à partir de ce type de simulations, nous avons des données locales instationnaires sur les phénomènes physiques de l'écoulement avec des résultats tout à fait en accord avec la bibliographie. C'est pourquoi par la suite, nous avons choisi de réaliser uniquement des simulations instationnaires. Nous allons comparer maintenant les simulations instationnaires pour les différents codes disponibles.

➤ Choix du logiciel de calcul

Etude réalisée

FLUENT est un outil performant, complet, adapté au milieu industriel, mais qui ne possède pas encore de méthode "explicite" pour une résolution instationnaire efficace et rapide. Un calcul instationnaire a tout de même été réalisé et comparé aux résultats de l'étude de référence TRIO_U.

Résultats qualitatifs

Les résultats de ce calcul instationnaire FLUENT sont présentés dans cette partie avec une visualisation de la température sur la Figure 3.14. Cette dernière semble représenter convenablement la physique de l'écoulement avec une poche de recirculation, des tourbillons

convectés sur les flancs de l'ailette et une allée de Von-Karman dans le sillage. Toutefois, d'après cette visualisation, la poche de recirculation semble plus longue que celle observée sur la Figure 3.10.

La simulation TRIO_U instationnaire présentée correspond à la simulation 2D de référence utilisée durant toute l'étude. Le calcul FLUENT instationnaire laminaire bidimensionnel est réalisé avec le même domaine de calcul et le même maillage. Les conditions aux limites sont conservées sauf pour la pression de sortie qui est alors imposée. Des schémas de discrétisation du troisième ordre du type QUICK sont appliqués pour les termes de convection. En effet, le schéma "Centré" n'étant pas disponible pour ce type de calcul dans FLUENT. L'avance temporelle se fait avec la résolution implicite en fixant le pas de temps à partir des données de la condition CFL fournies par le calcul TRIO_U.

Nous avons par ailleurs réalisé une simulation avec STAR-CD, qui semblait donner des résultats proches de TRIO_U, mais nous ne présentons pas ces résultats car comme nous l'avons déjà dit nous avons disposé d'une licence pour un temps limité et rencontré de nombreuses difficultés pour exploiter les résultats du calcul instationnaire. Les résultats sont en partie présentés dans la note Michel *et al.*, 2002.

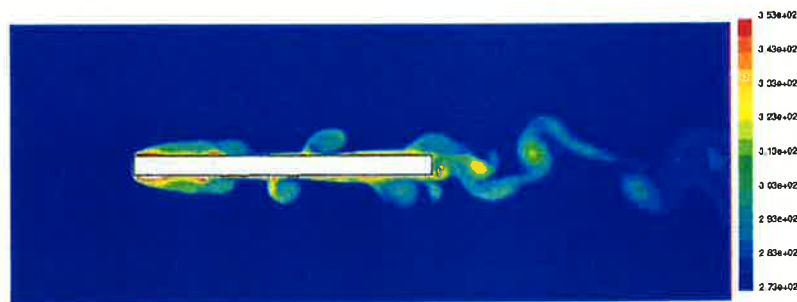


Figure 3.14 : Visualisation de la température de l'écoulement pour la simulation FLUENT instationnaire ($Re_{e/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Le Tableau 3.3 présente les résultats des calculs instationnaires TRIO_U et FLUENT comparés aux résultats de la littérature et à nos mesures expérimentales.

Calcul	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e
FLUENT instationnaire	12,3	0,11
TRIO_U instationnaire	9,3	0,17
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10	0,15-0,18
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5	0,17

Tableau 3.3 : Comparaisons entre les calculs instationnaires TRIO_U et FLUENT

D'après les graphiques (Figure 3.15, Figure 3.16 et Figure 3.17), nous pouvons noter que dans la zone de développement de la couche limite, les résultats sur les échanges thermiques et sur

les frottements sont assez proches entre TRIO_U et FLUENT. Toutefois, au niveau de la poche de recirculation nous constatons une différence importante entre les deux codes avec une longueur de recirculation largement plus importante avec FLUENT ($2l/r_e \sim 12,5$). Ceci est principalement dû au schéma de convection (QUICK) utilisé pour la discrétisation du terme de convection de l'équation de quantité de mouvement. Ainsi comme nous le verrons aussi par la suite, la diffusion numérique engendrée par ce schéma a tendance à surestimer la taille de la poche de recirculation. Les résultats de Mercier & Tochon, 1997 avaient déjà montré ce phénomène.

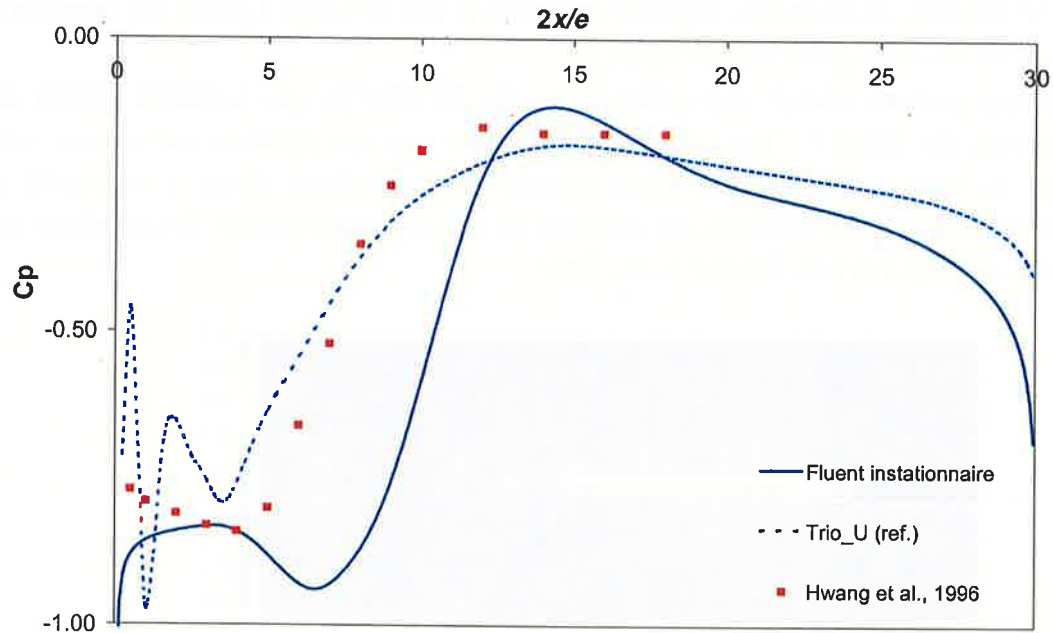


Figure 3.15 : Coefficient de pression pour les deux simulations instationnaires

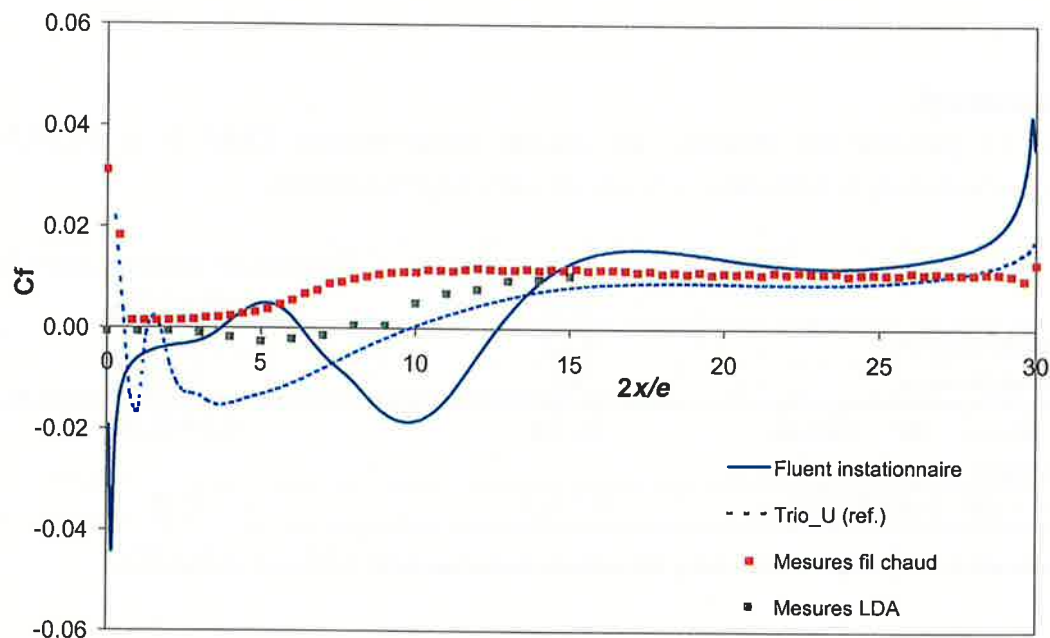


Figure 3.16 : Coefficient de frottement pour les deux simulations instationnaires

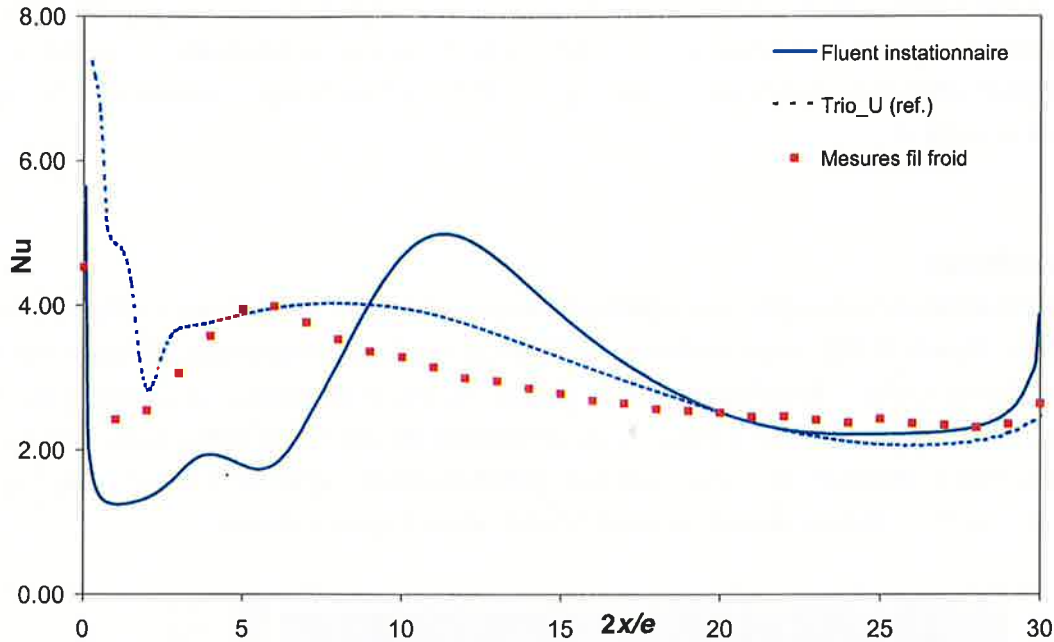


Figure 3.17 : Nombre de Nusselt pour les deux simulations instationnaires

Conclusion partielle sur le choix du logiciel

Les simulations TRIO_U présentées sont en accord avec les différents résultats expérimentaux. Ainsi au vu de ces résultats et de la disponibilité des outils numériques, nous avons choisi d'utiliser TRIO_U avec des simulations instationnaires sans modèle de turbulence en préconisant les modèles et schémas numériques, de l'étude de référence, validés dans les paragraphes suivants.

3.1.3.2 Choix des schémas de convection

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence de la discrétisation du terme de convection sur les résultats. Les schémas de convection utilisés ont été présentés rapidement au paragraphe 2.1.3.2. Pour des informations plus précises sur leur implémentation dans TRIO_U, on peut se référer à Barré *et al.*, 2000. Nous effectuerons d'abord une étude du schéma numérique pour l'équation de quantité de mouvement et ensuite pour l'équation d'énergie.

➤ Etude du schéma numérique pour l'équation de quantité de mouvement

Etude réalisée

Le schéma numérique de l'équation de quantité de mouvement doit permettre de discrétiser le terme de convection sans introduire d'erreur numérique. Mais il y a souvent un compromis à trouver entre l'exactitude d'un schéma et sa stabilité. Trois schémas numériques d'ordre différent sont comparés sur le domaine de calcul de l'étude de référence. Ainsi, le schéma

Amont (1^{er} ordre), le schéma Centré (2^{ème} ordre) et le schéma QUICK (3^{ème} ordre) ont mené à trois simulations donnant des résultats très différents. Pour ces simulations, le schéma de convection pour l'équation d'énergie est du type QUICK et l'intégration temporelle du type Runge-Kutta d'ordre 2.

Résultats qualitatifs

Sur les visualisations de la température représentant la structure de l'écoulement (Figure 3.10, Figure 3.18 et Figure 3.19), nous notons la différence entre les simulations. Ainsi avec un schéma du premier ordre, l'écoulement sur la plaque est assez laminaire, seule une allée de Von-Karman est présente dans le sillage. Avec le schéma du troisième ordre, nous obtenons des résultats assez proches de ceux obtenus précédemment avec FLUENT, pour une simulation similaire. La poche de recirculation semble alors être surestimée.

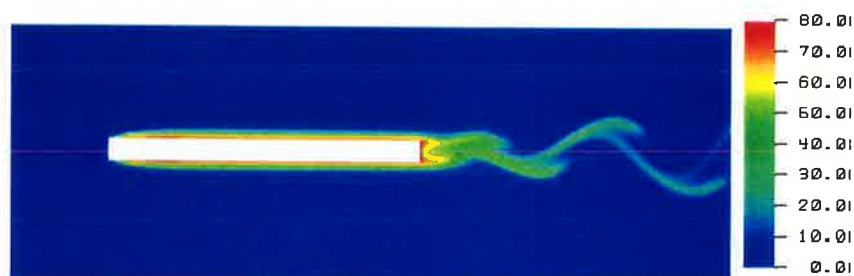


Figure 3.18 : Visualisation de la température pour une simulation avec schéma Amont
(TRIO_U $Re_{c/2} = 360$)

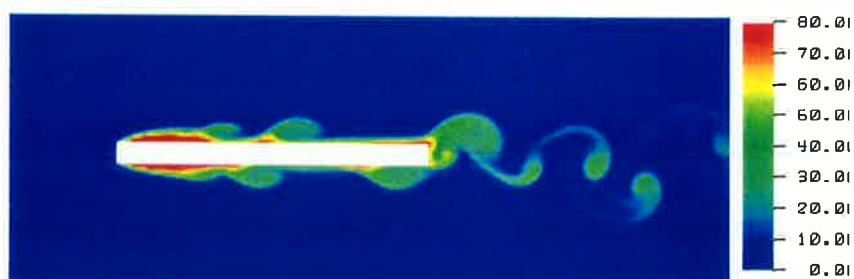


Figure 3.19 : Visualisation de la température pour une simulation avec schéma QUICK
(TRIO_U $Re_{c/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Le Tableau 3.4 et les Figures 3.20, 3.21, 3.22 présentent les résultats obtenus à partir des simulations. La durée du calcul dans le Tableau 3.4 est donnée de manière informative, juste pour apprécier l'effet que peut avoir le schéma sur le temps global de calcul. Le temps d'un calcul dépend de la charge de la machine au moment du calcul et ce dernier a pu varier selon les études. Le nombre de Strouhal représente la fréquence moyenne des tourbillons de l'allée de Von-Karman présente dans le sillage de l'ailette.

Calcul Schéma de convection	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e	Durée du calcul
Amont	11,3	0,11	4,8 h
Centré	9,3	0,17	7,8 h
QUICK	17	0,15	9,7 h
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10	0,15-0,18	
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5	0,17	

Tableau 3.4 : Résultats des comparaisons entre différents schémas de convection pour l'équation de QdM

Le calcul avec le schéma Amont, comme on pouvait si attendre, représente mal la physique de l'écoulement. En effet, nous avons une poche de recirculation plutôt longue, mais sans épaisseur, celle-ci est quasiment stable. De plus, dans le sillage la fréquence de lâchers tourbillonnaires est faible par rapport aux données de la littérature ($St_e \sim 0,15-0,18$) et aux mesures. Ainsi le calcul Centré semble quant à lui être en accord sur tous les points de validation avec les résultats de la littérature. En effet, le nombre de Strouhal, la longueur de recollement et les profils pariétaux montrent que cette simulation semble prédire convenablement l'écoulement.

Le calcul avec un schéma QUICK réagit comme celui réalisé précédemment avec le code FLUENT. C'est à dire que nous avons une poche de recirculation surestimée par rapport à la physique décrite dans la littérature. Ceci est dû à la diffusion numérique engendrée par ce schéma. Nous avons aussi constaté qu'en affinant fortement le maillage, les résultats avec schéma QUICK s'amélioreraient et s'approchaient des données de la littérature. La longueur de recollement demeure toutefois un peu trop longue.

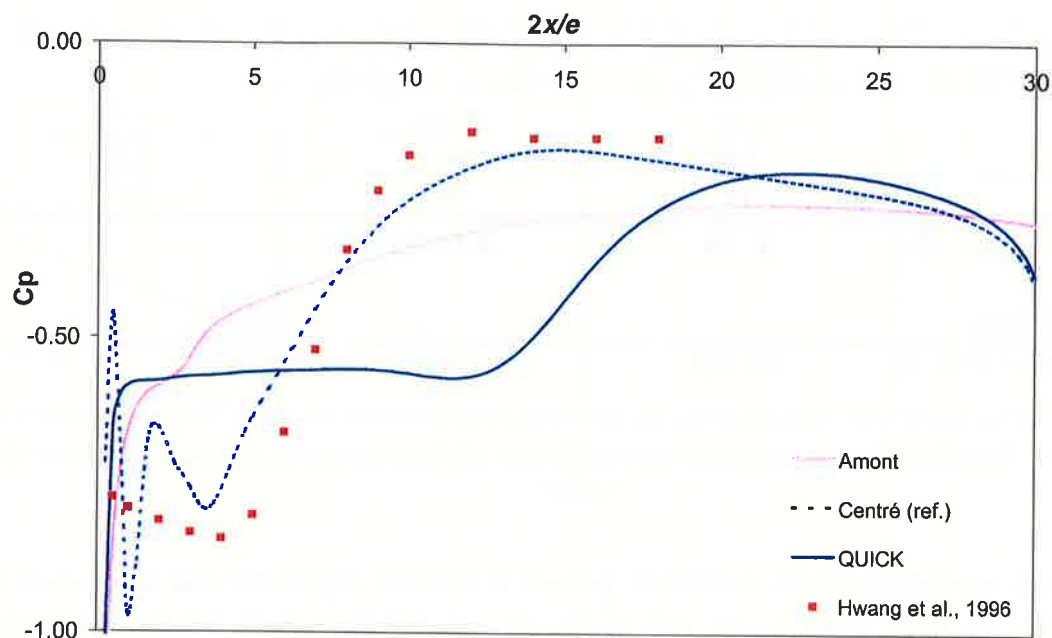


Figure 3.20 : Coefficient de pression sur l'ailette pour différents schémas de convection

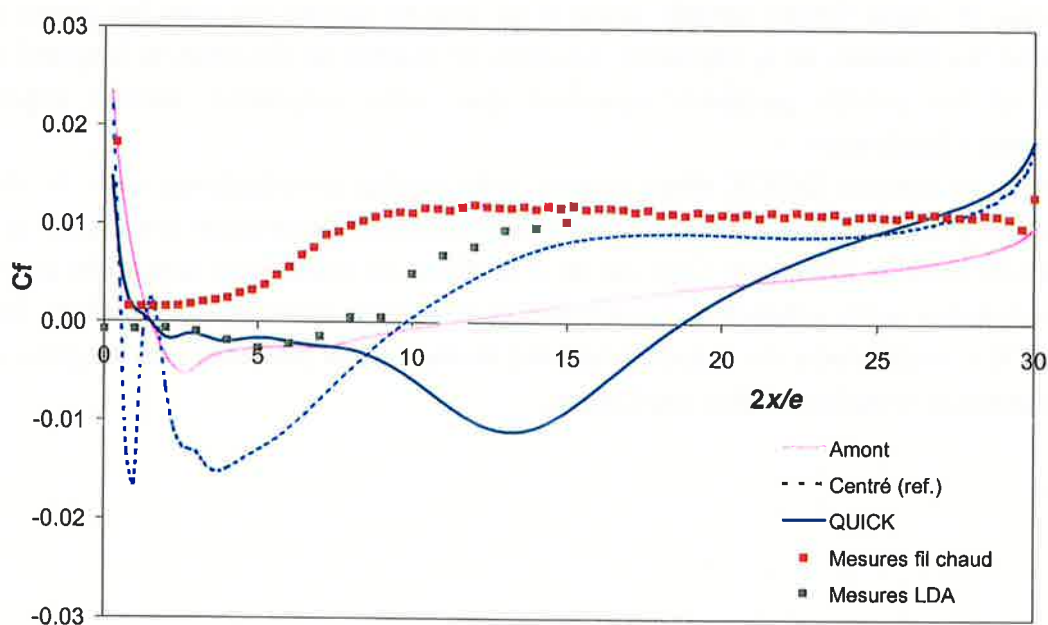


Figure 3.21 : Coefficient de frottement sur l'ailette pour différents schémas de convection

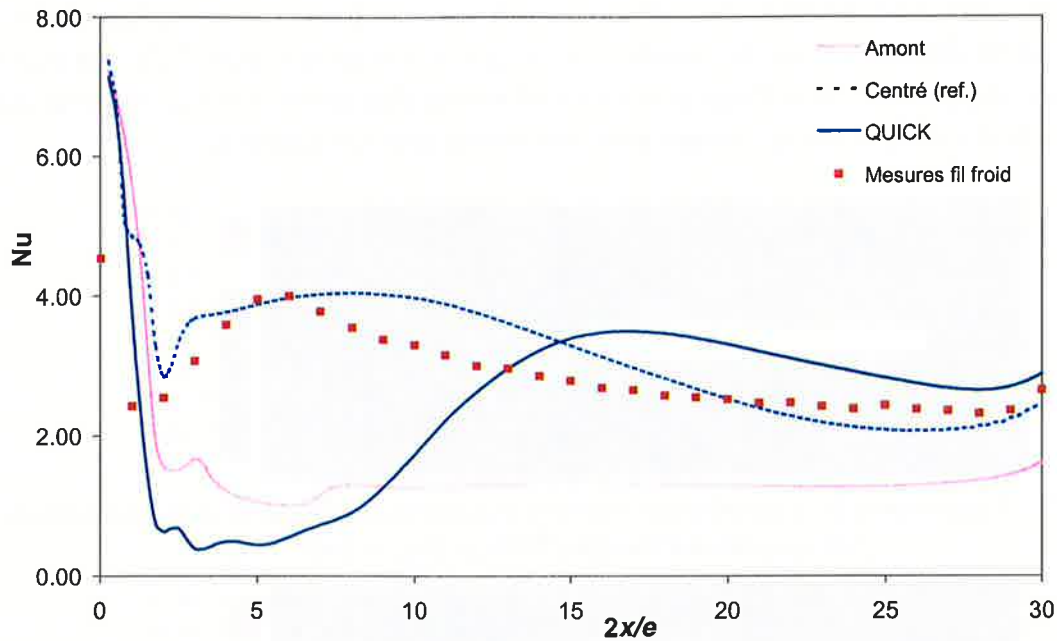


Figure 3.22 : Nombre de Nusselt sur l'ailette pour différents schémas de convection

Conclusion partielle sur le schéma de convection de l'équation de QdM

Le schéma de convection Amont n'est pas adapté à ce type d'écoulement. Le schéma QUICK apparaît comme un peu trop diffusif en surestimant la poche de recirculation. Ainsi, le schéma de convection Centré semble le mieux apte à d'écrire l'hydraulique de l'écoulement. Il sera conservé comme référence dans la suite de ce document.

➤ *Etude du schéma numérique pour l'équation d'énergie*

Etude réalisée

Nous conservons pour la discrétisation des termes de convection de l'équation de quantité de mouvement le schéma Centré et pour l'avancement temporel la méthode Runge-Kutta d'ordre 2. L'étude du schéma numérique pour l'équation d'énergie est réalisée avec des comparaisons entre les schémas Amont, Centré et Quick.

Résultats qualitatifs

Nous verrons alors que les schémas pour l'équation thermique n'ont aucun effet sur l'écoulement, ce qui est logique car l'équation de quantité de mouvement n'est pas couplée à l'équation d'énergie. En effet, le couplage intervient par les termes de convection naturelle de Boussinesq que nous avons négligé. Les visualisations de la température sont présentées (Figure 3.23 et Figure 3.24) pour les schémas Centré et Amont. La visualisation (Figure 3.24), issues du calcul avec le schéma Centré, montre des phénomènes très proches de celle avec le schéma QUICK (Figure 3.10). On observe alors au niveau du bord d'attaque une poche de

recirculation, ensuite des tourbillons se décrochent de cette recirculation et rejoignent l'allée de Von-Karman dans le sillage de l'ailette. En ce qui concerne la Figure 3.23, les mêmes phénomènes sont présents, mais l'aspect des tourbillons est plus diffus. Ceci se visualise aussi dans l'allée de Karman, avec une couleur assez homogène due à la diffusion.

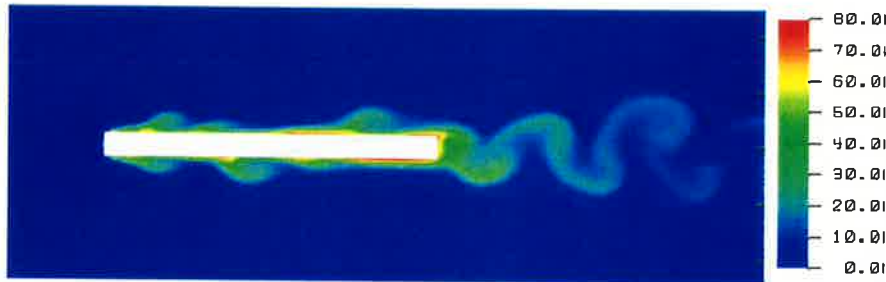


Figure 3.23 : Visualisation de la température pour la simulation avec schéma de convection Amont pour l'équation d'énergie (TRIO_U $Re_{e/2} = 360$)

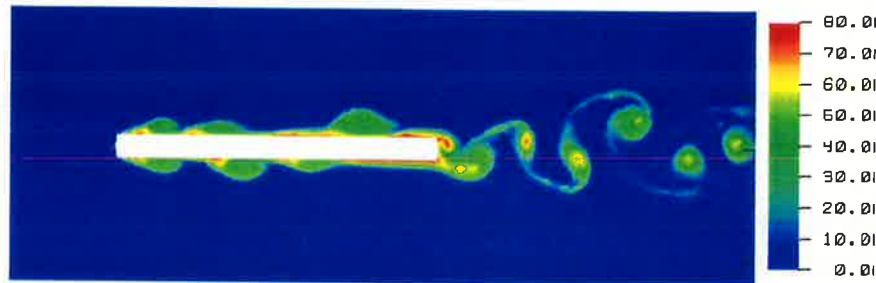


Figure 3.24 : Visualisation de la température pour la simulation avec schéma de convection Centré pour l'équation d'énergie (TRIO_U $Re_{e/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Les résultats sur les grandeurs hydrauliques (Figure 3.25, Figure 3.26 et Tableau 3.5) sont équivalents avec des écarts dus aux moyennes temporelles des calculs instationnaires. Pour les échanges thermiques pariétaux (Figure 3.27), les résultats du calcul Amont diffèrent légèrement des deux autres simulations. Au niveau des flux globaux échangés, nous notons aussi que le schéma Amont prédit des échanges thermiques supérieurs de 10% environ. Les résultats des schémas QUICK et Centré semblent plus proches des mesures thermiques expérimentales.

Calcul Schéma de convection	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e	Durée du calcul
Amont	9,3	0,17	7,1h
Centré	9,3	0,17	7,6 h
QUICK	9,3	0,17	7,8 h
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10	0,15-0,18	
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5	0,17	

Tableau 3.5 : Résultats pour différents schémas de convection pour l'équation d'énergie

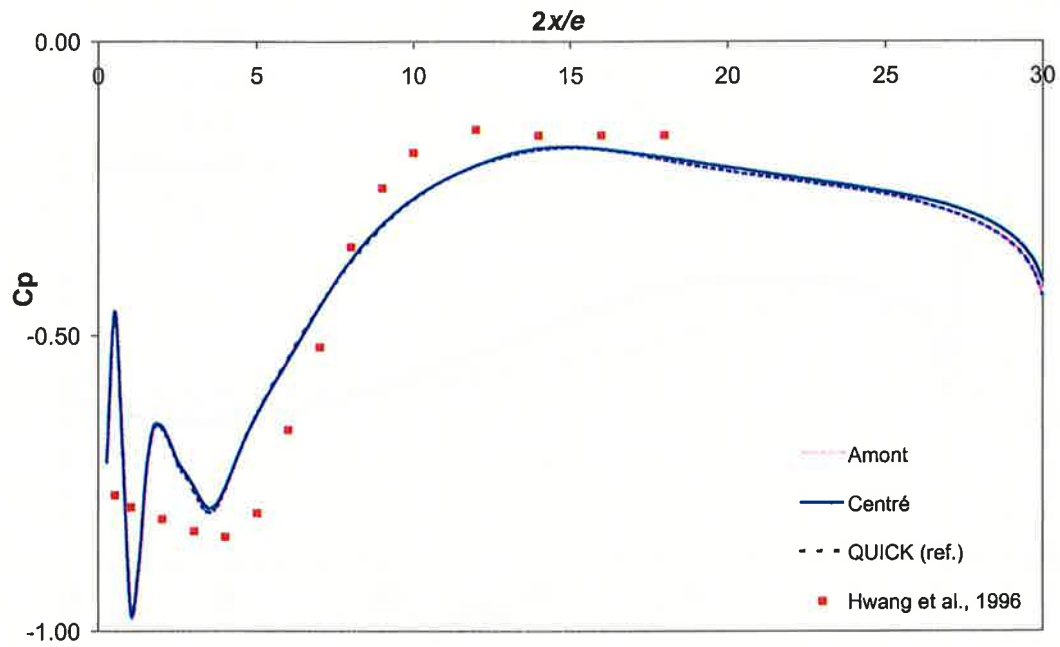


Figure 3.25 : Coefficient de pression sur l'ailette pour différents schémas de l'équation d'énergie

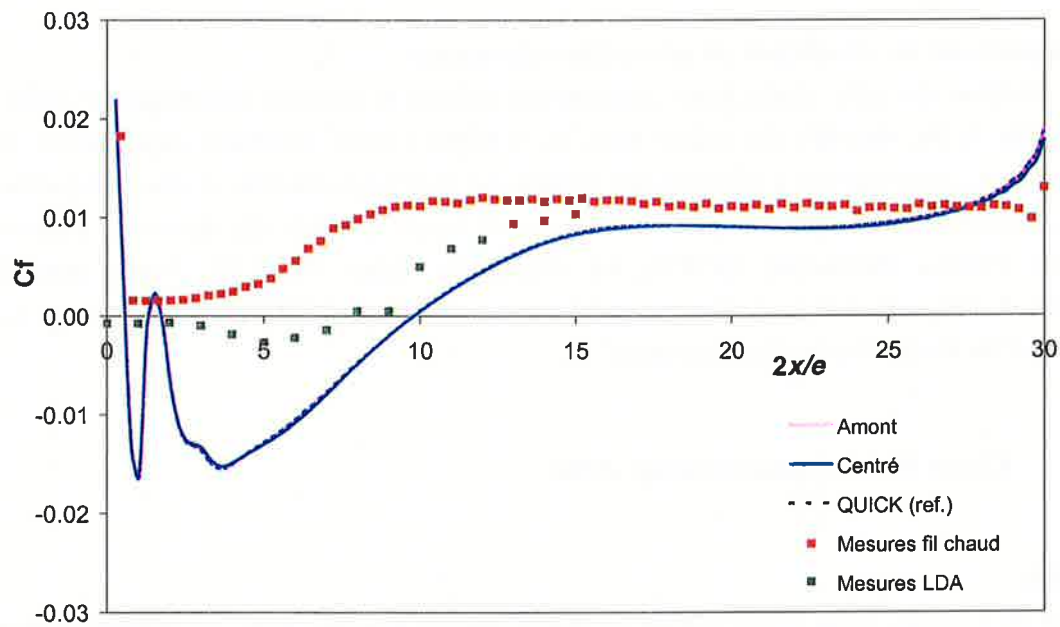


Figure 3.26 : Coefficient de frottement sur l'ailette pour différents schémas de l'équation d'énergie

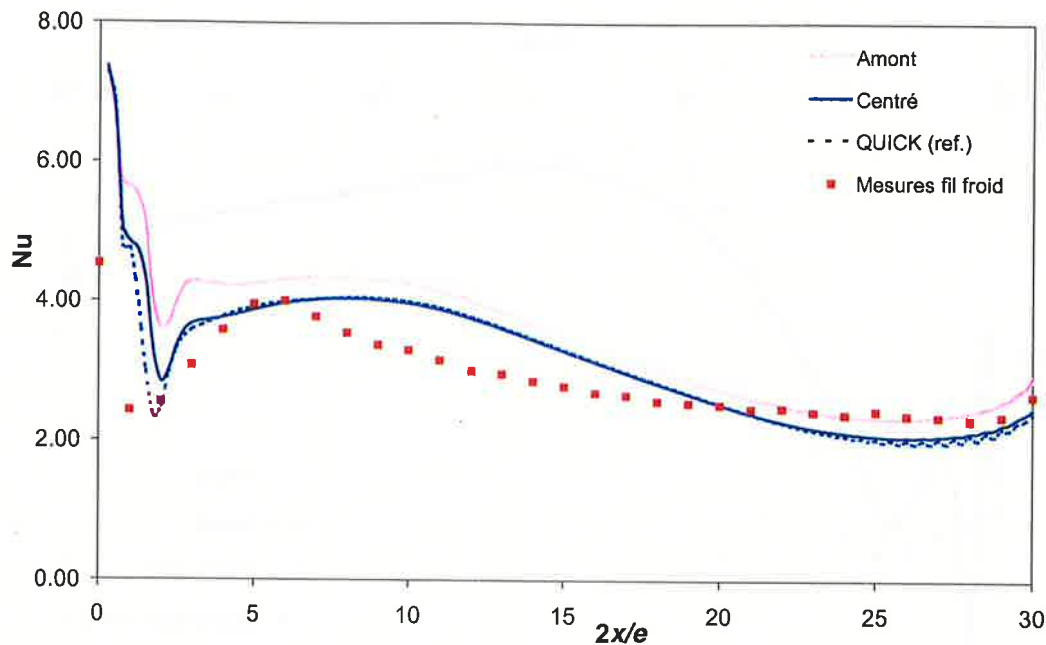


Figure 3.27 : Nombre de Nusselt sur l'ailette pour différents schémas de l'équation d'énergie

Conclusion partielle sur le schéma de convection thermique

Au vu des résultats de cette étude, nous préférons utiliser le schéma numérique d'ordre 3 QUICK, même si les résultats du calcul avec un schéma Centré semblent équivalents. En effet, par la suite, nous aurons à réaliser des études sur plusieurs ailettes et nous utiliserons alors des conditions limites périodiques au niveau des bords latéraux du domaine. Dans ce cas, seul le schéma thermique QUICK est disponible dans TRIO_U. Ainsi, pour la discrétisation de l'équation d'énergie nous utiliserons un schéma QUICK, ce qui est souvent préconisé pour les études thermohydrauliques.

3.1.3.3 Choix de la résolution temporelle

Etude réalisée

A ce niveau de l'étude, nous avons choisi la discrétisation spatiale avec un schéma Centré pour l'équation de quantité de mouvement et schéma QUICK pour l'équation d'énergie. La méthode de résolution, le code et le maillage sont aussi définis, bien que par la suite une étude de sensibilité du maillage sera réalisée (paragraphe 3.1.3.4). Il reste à étudier alors la résolution temporelle des simulations.

Les schémas temporels suivants seront testés :

- Euler Explicite : C'est un schéma du premier ordre. Il a pour avantage d'être rapide, mais peut diverger rapidement si les conditions CFL ne sont pas respectées.

- Runge-Kutta ordre 2 (RK 2): C'est un schéma très précis et robuste du second ordre, estimant la valeur de la dérivée en temps avec la méthode Runge-Kutta.
- Runge-Kutta ordre 3 (RK 3): C'est un schéma du même type que le précédent, mais du troisième ordre.
- Méthode de Mac Cormack : C'est une méthode de résolution temporelle du second ordre particulièrement adaptée aux fluides compressibles.

Ces trois dernières méthodes plus onéreuses en temps de calculs sont décrites la note technique sur les modèles de TRIO_U (Barré *et al.*, 2000). La méthode Mac Cormack particulièrement adaptée aux fluides compressibles est aussi présentée dans ce document.

Résultats qualitatifs

Tout d'abord, le schéma Euler Explicite, qui n'est pas représenté sur les Figures, a divergé lors d'un calcul imposant une condition CFL. Il aurait fallu sûrement diminuer le pas de temps et utiliser alors le facteur de sécurité de TRIO_U "*facsec*" (cf. paragraphe 2.1.3.2) avec une valeur proche de 0,1. Ensuite, les visualisations obtenues à partir des trois méthodes de résolution temporelle (Figure 3.10, Figure 3.28 et Figure 3.29) sont quasiment équivalentes et prédisent alors convenablement les phénomènes présents. Nous devons alors analyser les résultats quantitatifs afin de comparer les simulations.

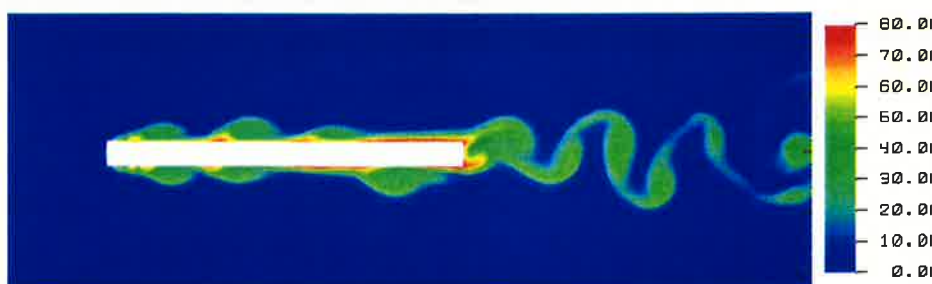


Figure 3.28 : Visualisation de la température pour la simulation avec une intégration temporelle Runge-Kutta 3 (TRIO_U $Re_{c/2} = 360$)



Figure 3.29 : Visualisation de la température pour la simulation avec une intégration temporelle Mac Cormack (TRIO_U $Re_{c/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Le Tableau 3.6 montre que les deux simulations avec les méthodes Runge-Kutta donnent des résultats très proches. La résolution par la méthode Mac Cormack prédit une recirculation plus petite et une fréquence de lâchers tourbillonnaires légèrement plus élevée. Les simulations du deuxième et du troisième ordre Runge-Kutta donnent des profils pariétaux quasiment confondus (Figure 3.30, Figure 3.31 et Figure 3.32) en accord avec les données de la littérature et les résultats expérimentaux. La simulation avec la méthode Mac Cormack prédit tout de même convenablement l'écoulement, même si la longueur de recollement semble légèrement inférieure aux données de la littérature. Dans ce cas, le coefficient de frottement pariétal n'est pas en accord avec les mesures de Hwang *et al.*, 1996 (Figure 3.30).

Calcul Schéma temporel	Longueur de recollement $2l_r/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e	Durée du calcul
RK 2	9,3	0,170	7,8 h
RK 3	9,3	0,167	10,6 h
Mac Cormack	7	0,203	7,8 h
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10	0,15-0,18	
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5	0,17	

Tableau 3.6 : Résultats pour différents schémas d'intégration temporelle

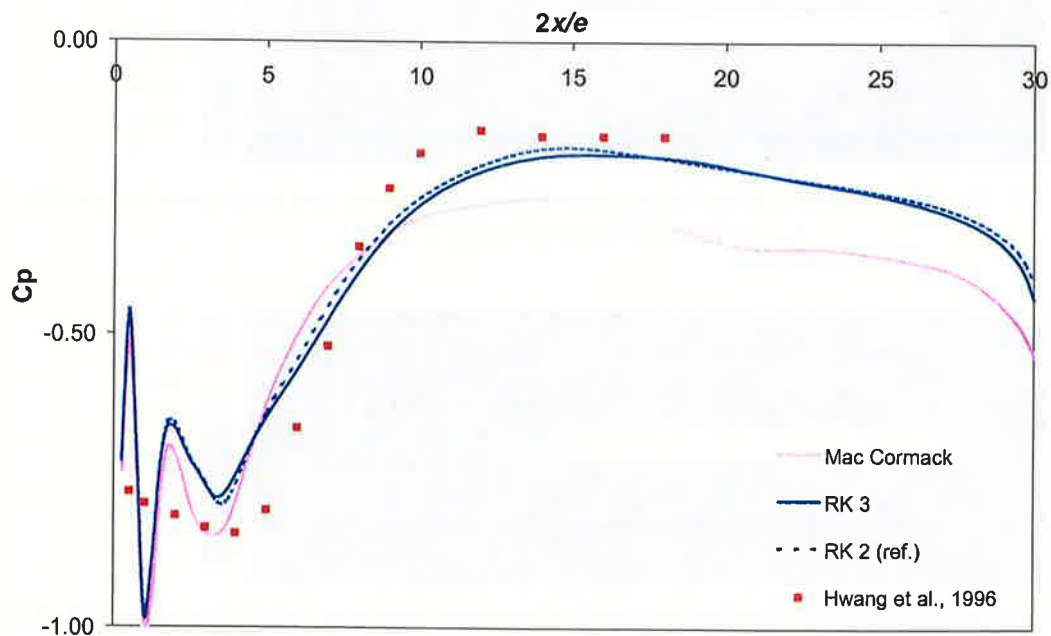


Figure 3.30 : Coefficient de pression sur l'ailette pour différents schémas temporels

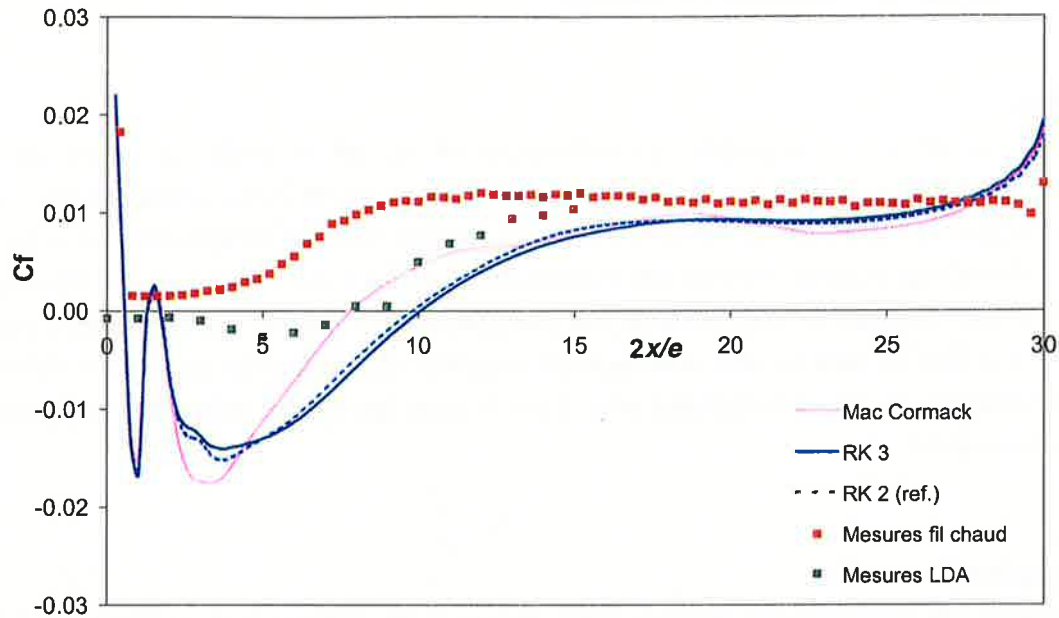


Figure 3.31 : Coefficient de frottement sur l'ailette pour différents schémas temporels

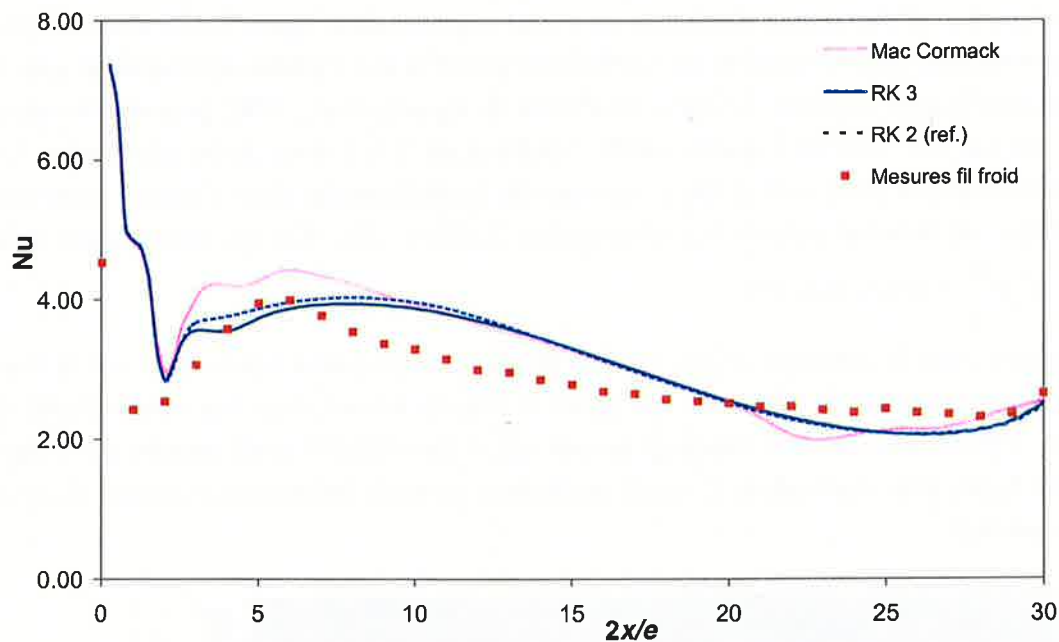


Figure 3.32 : Nombre de Nusselt sur l'ailette pour différents schémas temporels

Conclusion partielle sur la résolution temporelle

Les meilleurs résultats sont fournis par les méthodes Runge-Kutta d'ordre 2 et d'ordre 3 avec un bon accord entre les simulations et nos résultats expérimentaux de comparaison. Ces dernières simulations paraissent équivalentes, nous avons choisi la résolution du second ordre pour des raisons de temps de calcul. En effet, la méthode du troisième ordre n'apporte pas d'amélioration et augmente le temps de calcul de plus de 30% (Tableau 3.6).

3.1.3.4 Etude de l'influence du maillage

Etude réalisée

Nous allons voir dans ce paragraphe les conséquences sur les résultats de calcul de la modification du maillage. Un agrandissement et deux diminutions de la taille des mailles sont réalisés par rapport au maillage de référence dont les mailles sont de dimension : $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm. Le maillage relâché possède des mailles de tailles $\Delta x = \Delta y = 0,05$ mm. Le maillage le plus raffiné est composé de mailles deux fois plus petites que l'étude de référence, c'est à dire : $\Delta x = \Delta y = 0,0125$ mm. L'autre maillage est constitué de mailles de $\Delta x = \Delta y = 0,0167$ mm. Les simulations sont toutes réalisées avec Trio_U avec les mêmes schémas numériques choisis précédemment.

Résultats qualitatifs

La visualisation des températures (Figure 3.33, Figure 3.10, Figure 3.34 et Figure 3.35), montre l'effet important du raffinement du maillage sur les simulations. Quand les mailles sont trop larges, les phénomènes physiques sont mal représentés (Figure 3.33). Ensuite, plus on affine le maillage, plus le nombre de tourbillons présents sur l'ailette augmente et plus la longueur de recollement diminue. D'après les études de Ozono *et al.*, 1992, le nombre moyen de tourbillons sur une face de l'ailette est de l'ordre de 2 à 3 avec notre géométrie. Les auteurs ont montré que pour leur étude le nombre de tourbillons par face d'ailette coïncidait avec le nombre de Strouhal calculé sur la longueur d'ailette : St_{ls} . Ce qui donne dans notre cas : $St_{ls} = St_e \times \frac{ls}{e} = 0,17 \times 15 \approx 2,5$.

Or la simulation avec le maillage le plus raffiné prédit plus de quatre tourbillons sur le flanc de l'ailette. La simulation de référence est quant à elle en accord avec les observations de Ozono *et al.*, 1992 et celle avec le maillage moyen ($\Delta x = \Delta y = 0,0167$ mm) montre un nombre de tourbillon à peu près équivalent. L'étude qualitative va nous permettre d'utiliser d'autres critères comparatifs.

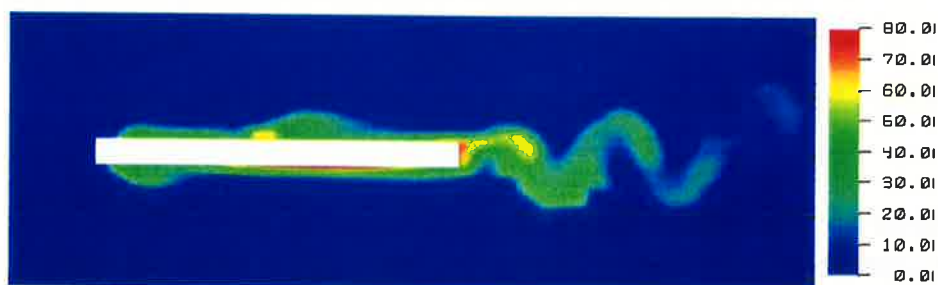


Figure 3.33 : Visualisation des températures pour la simulation avec des mailles $\Delta x = \Delta y = 0,05$ mm (TRIO_U $Re_{e/2} = 360$)

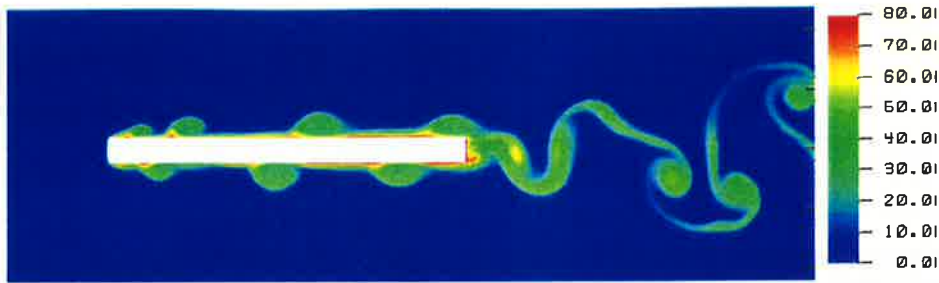


Figure 3.34 : Visualisation des températures pour la simulation avec des mailles $\Delta x = \Delta y = 0,0167$ mm
(TRIO_U $Re_{e/2} = 360$)

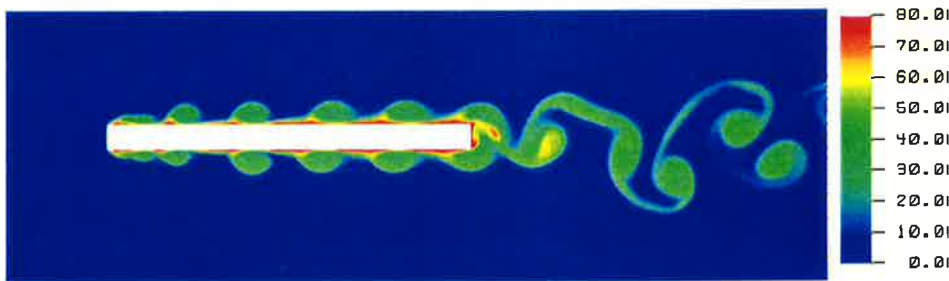


Figure 3.35 : Visualisation des températures pour la simulation avec des mailles $\Delta x = \Delta y = 0,0125$ mm
(TRIO_U $Re_{e/2} = 360$)

Résultats quantitatifs

Nous nous apercevons (Tableau 3.7) que la longueur de recirculation, difficile à mesurer expérimentalement, est aussi très délicate à prédire numériquement. En effet, pour des expérimentations, cette dimension dépend fortement du taux de turbulence de l'écoulement. Pour les simulations, on s'aperçoit qu'elle est sensible à de nombreux paramètres tels que le maillage et les schémas numériques. Nous notons aussi une différence importante entre les simulations (Tableau 3.7, Figure 3.36, Figure 3.37 et Figure 3.38). Ainsi d'après les résultats, le raffinement du maillage ne fait pas tendre vers une solution proche des résultats expérimentaux. En effet, on constate qu'en raffinant le maillage, la taille de la poche de recirculation diminue. Ceci peut être en partie dû aux instabilités engendrées par le raffinement du maillage avec l'utilisation d'un schéma Centré, pour la discrétisation du terme de convection de l'équation de quantité de mouvement. Par ailleurs, avec un maillage raffiné, les flux échangés augmentent fortement dans la zone de recirculation et les lâchers tourbillonnaires deviennent plus fréquents. En effet, la différence se fait essentiellement au niveau de la poche de recirculation qui se déstabilise plus facilement dans le cas d'un maillage raffiné, engendrant alors des tourbillons plus fréquents limitant ainsi la taille de cette recirculation. Enfin, nous pouvons noter l'évolution rapide des temps des calculs en fonction du raffinement du maillage. Le temps de calcul pour le maillage le plus raffiné est d'environ une semaine alors que notre étude de référence ne nécessite que quelques heures, soit de l'ordre de 24 fois moins de temps.

Calcul Maillage	Longueur de recollement $2l_r/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e	Durée du calcul
Mailles : 0,05	9,8	0,17	1 h
Mailles : 0,025 (ref.)	9,3	0,17	7,8 h
Mailles : 0,0167	7,3	0,17	38,2
Mailles : 0,0125	5	0,18	168,0 h
Données issues de l'étude bibliographique	8 - 10	0,15-0,18	
Expériences LDA // ANETTE	8 // 6,5	0,17	

Tableau 3.7 : Résultats pour différents maillages

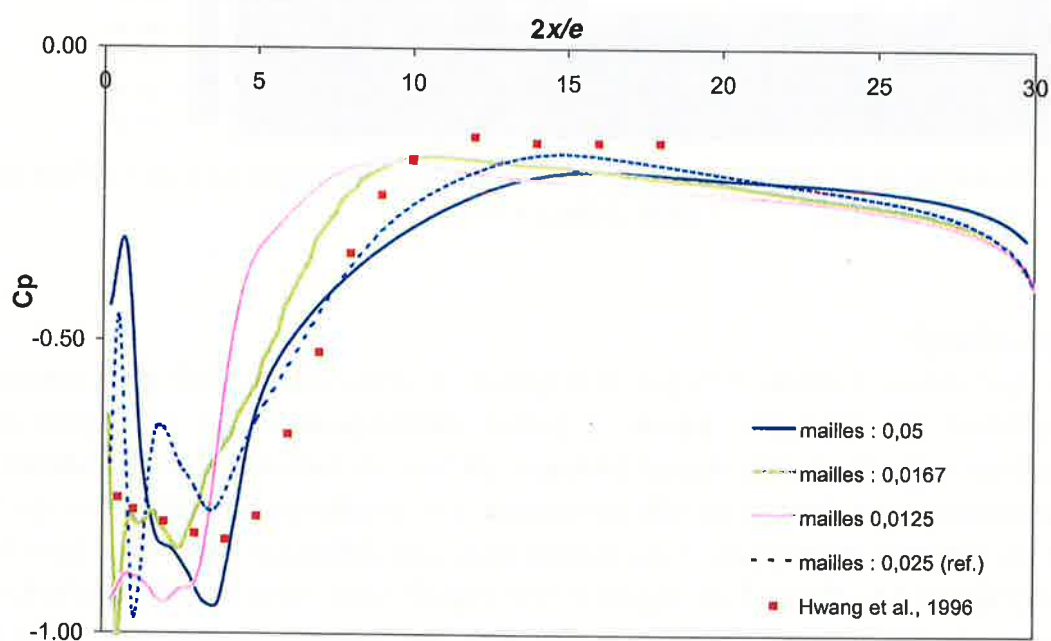


Figure 3.36 : Coefficient de pression en paroi pour différents maillages

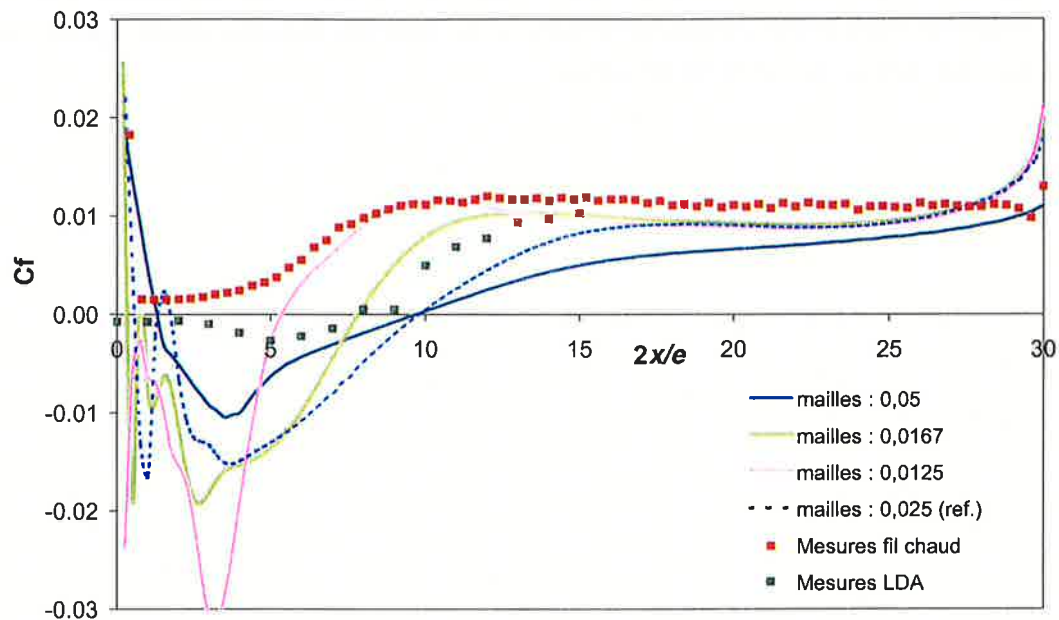


Figure 3.37 : Coefficient de frottement en paroi pour différents maillages

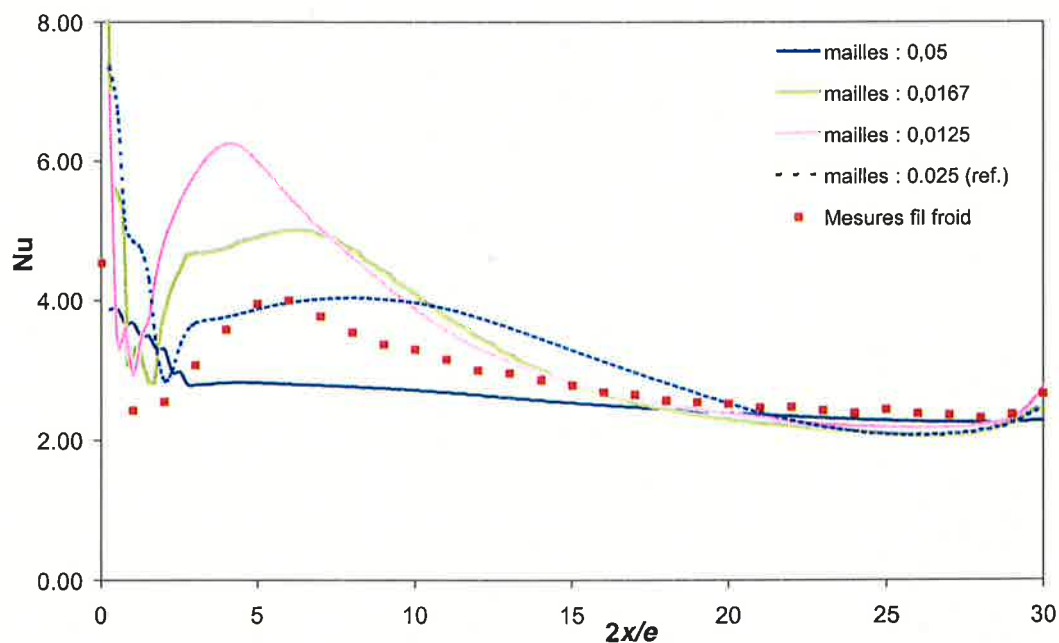


Figure 3.38 : Nombre de Nusselt en paroi pour différents maillages

Conclusion partielle sur le maillage

Notre maillage de référence avec des dimensions de mailles d'environ 3 fois l'échelle de Komogorov donne des résultats en accord avec la littérature et compatible avec nos mesures expérimentales. Ces quatre simulations ne nous permettent pas d'arriver à une conclusion convaincante sur le raffinement nécessaire, mais nous font percevoir que pour ce type d'écoulement, les erreurs numériques ou instabilités peuvent modifier de manière très

importante les résultats. Nous remarquons aussi qu'il est nécessaire de raffiner convenablement près de la paroi, pour prendre en compte les phénomènes physiques, mais un raffinement trop important engendre des phénomènes numériques non physiques, qui dans ce cas rendent plus instable la poche de recirculation.

3.1.4 Comparaison entre les calculs 2D et des simulations 3D

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit et validé les méthodes et schémas numériques afin de réaliser des simulations bidimensionnelles prédisant convenablement l'écoulement autour d'une ailette isolée. Dans ce paragraphe, nous comparerons nos simulations bidimensionnelles à des simulations tridimensionnelles pour différents nombres de Reynolds permettant ainsi de balayer les différents régimes d'écoulements. Une première partie proposera des comparaisons entre les simulations 2D et 3D sur une ailette isolée et dans une seconde partie nous regarderons l'écoulement tridimensionnel autour d'une ailette OSF 3D réelle.

3.1.4.1 Comparaison entre calculs 2D et 3D sur une ailette isolée

Les résultats de comparaison entre calculs tridimensionnels et bidimensionnels sur une plaque épaisse, correspondant à une ailette isolée, sont présentés ici. Les simulations sont réalisées avec TRIO_U en résolvant les équations instationnaires laminares de Navier-Stokes avec un maillage uniforme régulier de 300×120 en 2D et $280 \times 88 \times 80$ en 3D avec les schémas numériques validés précédemment. Ainsi pour la discrétisation des termes de convection, un schéma Centré est utilisé pour l'équation de quantité de mouvement et un schéma QUICK pour l'équation d'énergie. Pour l'avancement temporel, la méthode Runge-Kutta d'ordre 2 est conservée. Les dimensions des mailles étant celles de l'étude de référence ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,025$), le domaine de l'étude tridimensionnelle (Figure 3.39) est alors réduit et une condition limite de symétrie est mise en place sur les bords latéraux du domaine 3D dont la distance est de 2 mm. Les simulations sont réalisées pour trois nombres de Reynolds différents afin de balayer la gamme des régimes d'écoulement ($Re_{e/2} = 120 ; 240 ; 360$). Les calculs 2D sont réalisés sur un PC Linux (Bi-Processeur Pentium III, 1 GHz avec 1 GoRAM), celui-ci a été utilisé pour toutes les simulations durant le travail de thèse sauf pour les simulations 3D présentées ici. Ces dernières, avec un nombre de mailles proche de 2 Millions, ont été spécifiquement effectuées sur un ordinateur multiprocesseur (type COMPAQ SC 256 processeurs, 1 GoRAM/Processeur), l'utilisation de huit processeurs a permis de rendre les calculs réalisables en quelques dizaines d'heures.

Les profils pariétaux de pression, frottement et du nombre de Nusselt seront comparés entre les simulations 2D et 3D. Nous utiliserons aussi comme points de validation les longueurs de recollement et le nombre de Strouhal dans le sillage.

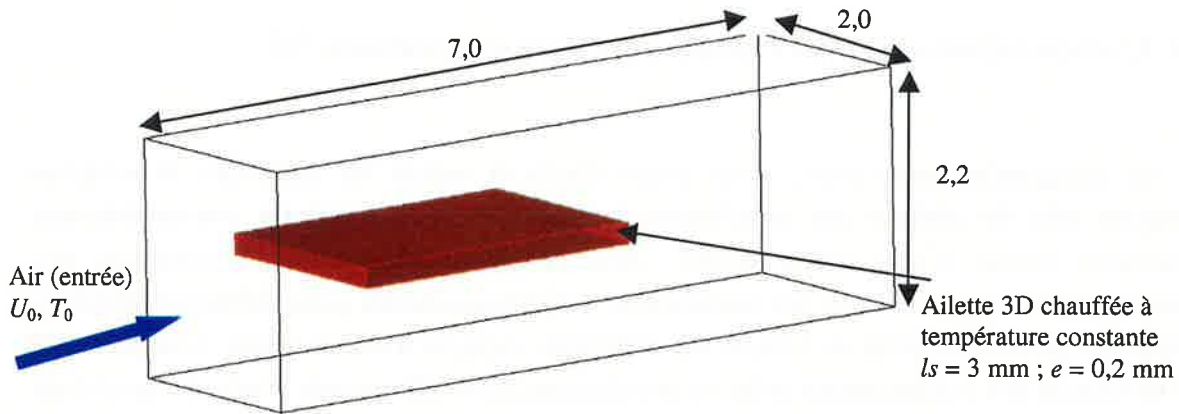


Figure 3.39 : Schéma du domaine de calcul 3D pour une ailette isolée

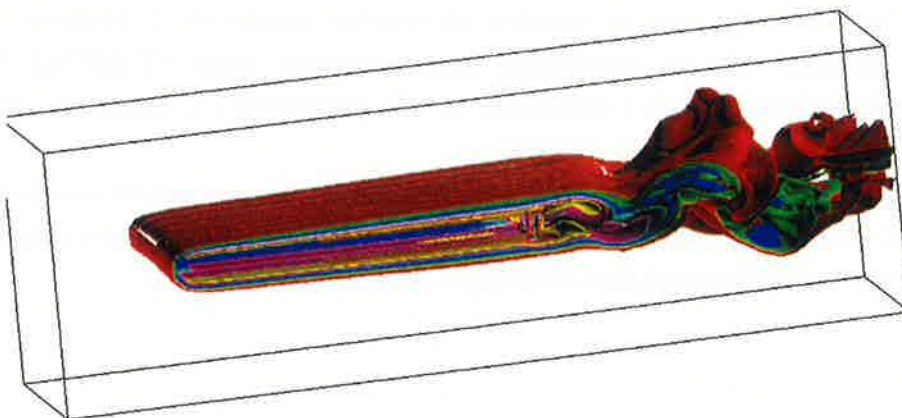
➤ Simulations à $Re_{e/2} = 120$

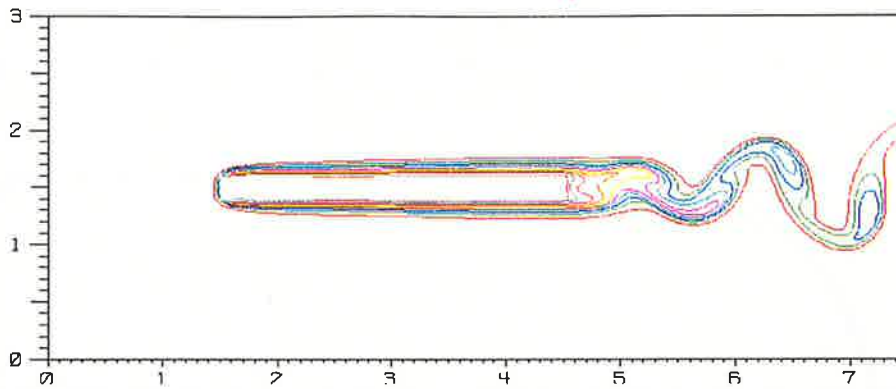
Etude Réalisée

Nous simulons en 2D et en 3D pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$, la thermo-hydraulique autour d'une ailette isolée. D'après l'étude sur les régimes d'écoulement du Chapitre 1, la couche limite reste laminaire après le recollement.

Résultats qualitatifs

Les Figures 3.40 et 3.41 représentant les iso-contours de températures permettent de vérifier les régimes d'écoulement prédits par nos simulations. Nous visualisons un écoulement avec un décollement et un recollement laminaire autour de l'ailette et une allée de tourbillons de Von-Karman dans le sillage. Le sillage de la simulation 3D présente une vague longitudinale. La physique de l'écoulement semble donc bien décrite par les simulations 2D et 3D.

Figure 3.40 : Visualisation des contours de température pour une simulation 3D à $Re_{e/2} = 120$

Figure 3.41 : Visualisation des contours de température pour une simulation 2D à $Re_{e/2} = 120$

Résultats qualitatifs

Les résultats des simulations 2D et 3D sont alors présentés (Tableau 3.8, Figure 3.42, Figure 3.43 et Figure 3.44). Les profils des simulations 3D sont calculés au milieu du domaine de simulation pour limiter les éventuels effets de bord. Pour cette valeur du nombre de Reynolds où le décollement et le recollement sont laminaires, les simulations sont très proches et en accord avec les résultats dont nous disposons. En effet, les résultats pariétaux entre les deux simulations sont quasiment confondus. En ce qui concerne les mesures expérimentales, les résultats thermiques sont aussi très proches des simulations. Toutefois, nous ne pouvons pas déterminer de taille de poche de recirculation avec le dispositif ANETTE, il est impossible de déterminer un point pour lequel le flux échangé est maximal. Les mesures pariétales de vitesse réalisées sur le dispositif LDA, confirment l'excellente prédiction de la physique de l'écoulement par les simulations.

Calcul	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e
2 D	5	0,13
3 D	5	0,14
Résultats bibliographiques	~ 6	0,12 - 0,15
Expériences LDA // ANETTE	5	0,13

Tableau 3.8 : Comparaison des simulations 2D / 3D à $Re_{e/2} = 120$

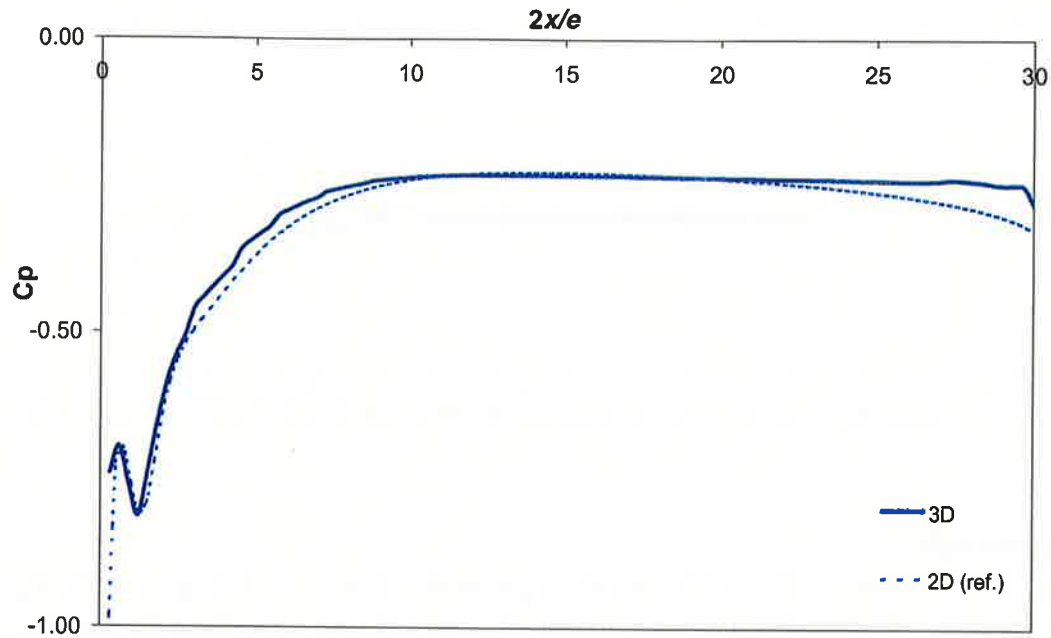


Figure 3.42 : Coefficient de pression le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 120$

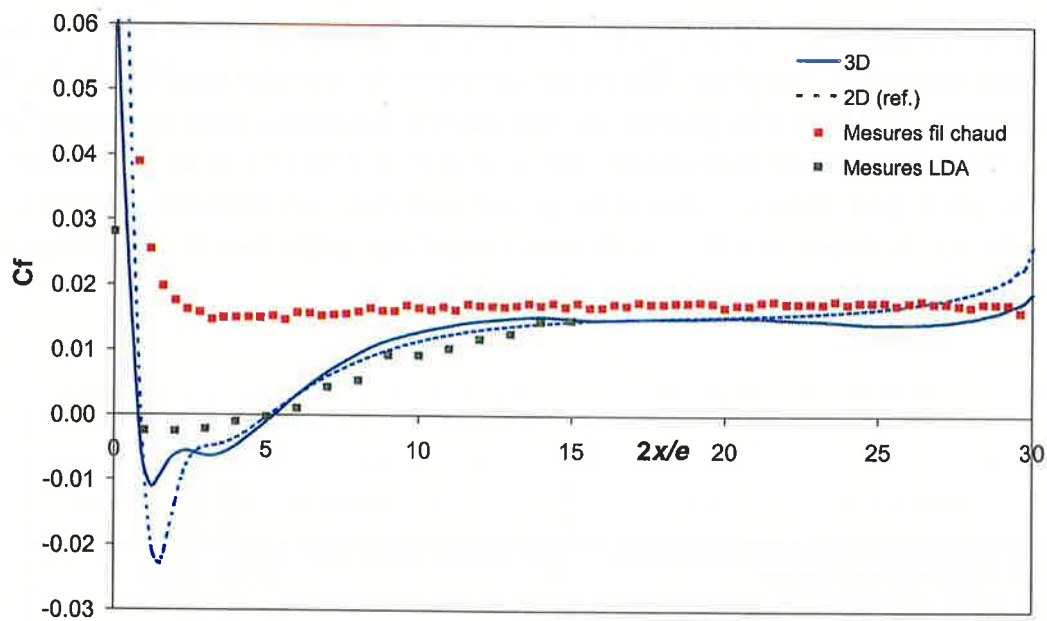


Figure 3.43 : Coefficient de frottement le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 120$

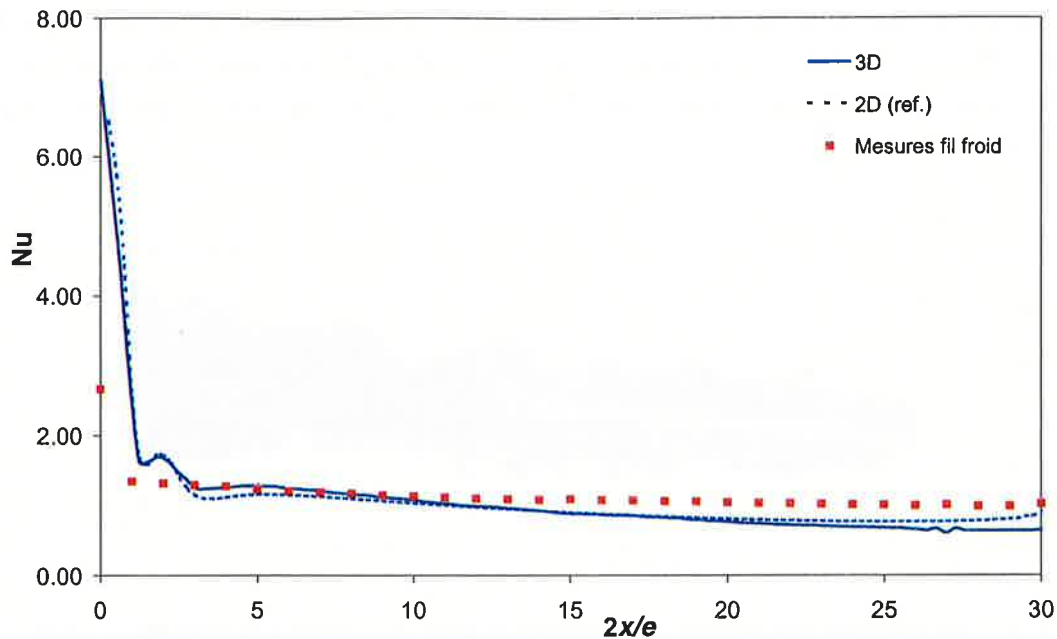


Figure 3.44 : Nombre de Nusselt le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 120$

Conclusion partielle pour $Re_{e/2} = 120$

Pour ce faible nombre de Reynolds où les phénomènes au niveau du bord d'attaque de l'ailette sont laminaires, les simulations 2D et 3D sont capables de prédire de manière assez précise les phénomènes physiques. L'allée de Von-Karman instationnaire est elle aussi bien simulée avec une fréquence de lâchers tourbillonnaires en total accord avec nos expériences et la littérature. Dans ce cas les deux simulations donnent des résultats équivalents. Une remarque peut être faite pour les simulations 3D réalisées avec plusieurs processeurs : les petits traits visibles sur ces visualisations correspondent aux zones de raccordement entre les domaines (Figure 3.40).

➤ Simulations à $Re_{e/2} = 240$

Etude Réalisée

Nous simulons maintenant en 2D et en 3D, l'écoulement autour d'une ailette isolée pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 240$. Ce régime correspond à la transition vers un écoulement comportant un décollement et un recollement turbulents. Toutefois, pendant la transition, le décollement demeure laminaire et seul le recollement est turbulent.

Résultats qualitatifs

Les phénomènes peuvent être visualisés à partir des iso-contours de température (Figure 3.45, Figure 3.46 et Figure 3.47). Le recollement est turbulent, des tourbillons issus de la poche de recirculation sont alors convectés le long de l'ailette. L'allée de Von-Karman dans le sillage ressemble pour la simulation 3D à une vague longitudinale assez bidimensionnelle. Les

visualisations 2D et 3D sont en accord : ceci est principalement visible sur la coupe 2D (Figure 3.46), même s'il apparaît aussi que la simulation 3D prédit une poche de recirculation plus petite. Par ailleurs, la simulation 3D montre principalement des structures bidimensionnelles cohérentes.

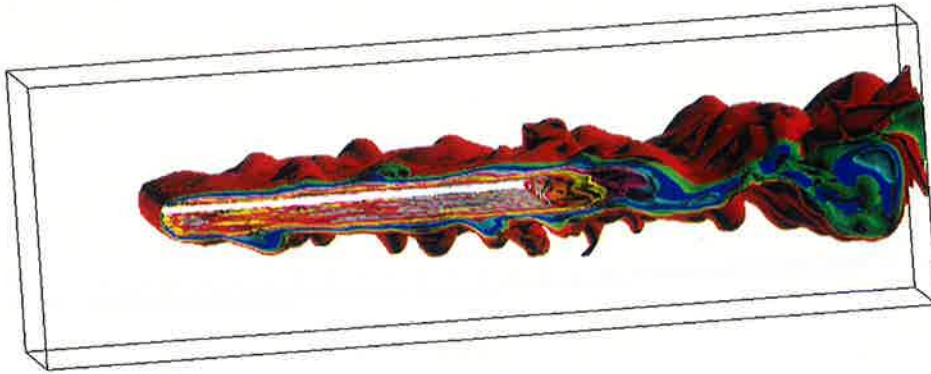


Figure 3.45 : Visualisation des contours de température pour une simulation 3D à $Re_{e/2} = 240$

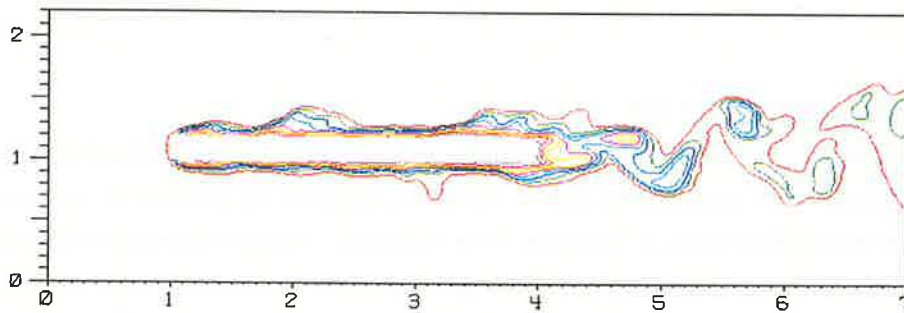


Figure 3.46 : Coupe 2D de la visualisation de température 3D à $Re_{e/2} = 240$

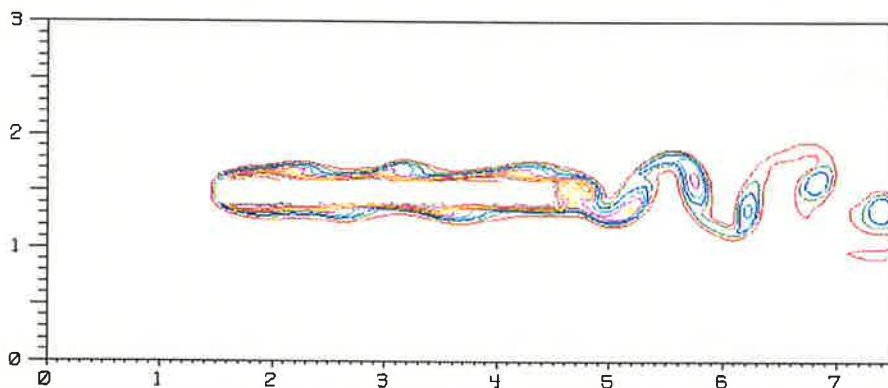


Figure 3.47 : Visualisation des contours de température pour une simulation 2D à $Re_{e/2} = 240$

Résultats quantitatifs

Tout d'abord, il faut noter que les résultats expérimentaux de comparaisons sont établis à environ $Re_{e/2} = 280$. Dans la zone de développement de l'écoulement les résultats des simulations sont assez proches (Figure 3.48, Figure 3.49, et Figure 3.50). De plus, le nombre de Strouhal des simulations est en accord avec nos mesures expérimentales réalisées à partir des essais ANETTE (Tableau 3.9). Toutefois, nous pouvons noter une certaine disparité en ce

qui concerne la longueur de recollement du fluide sur l'ailette. Ceci se traduit aussi par les écarts au niveau des profils pariétaux (Figure 3.48, Figure 3.49, et Figure 3.50). La simulation 2D semble être la plus en accord avec les données bibliographiques qui prévoient un allongement de la poche de recirculation dans ce régime de transition. Nos expériences de comparaison sont réalisées à $Re_{e/2} = 280$ dans des veines de mesures en air assez turbulentes facilitant ainsi un recollement prématuré sur l'ailette en limitant la zone de transition. Pour cette raison la longueur de recirculation mesurée à partir de nos dispositifs expérimentaux est d'environ $2lr/e = 7,7$ pour l'étude LDA et de $2lr/e = 7$ pour l'étude ANETTE.

La simulation tridimensionnelle semble quant à elle générer des instabilités qui pourraient favoriser le recollement. Les instabilités générées numériquement engendrent sûrement alors une transition prématurée vers un régime turbulent. Notre simulation 3D représente alors mal la physique de l'écoulement décrite par de nombreux auteurs qui prévoient un allongement important de la zone de recirculation. Toutefois, nous avons un bon accord entre ces simulations 3D et nos résultats expérimentaux.

Calcul	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e
2 D	12	0,17
3 D	6	0,16
Résultats bibliographiques	~ 11	0,14 - 0,17
Expériences LDA // ANETTE à $Re_{e/2} = 280$	7,7 // 7	0,16

Tableau 3.9 : Comparaisons des simulations 2D /3D à $Re_{e/2} = 240$

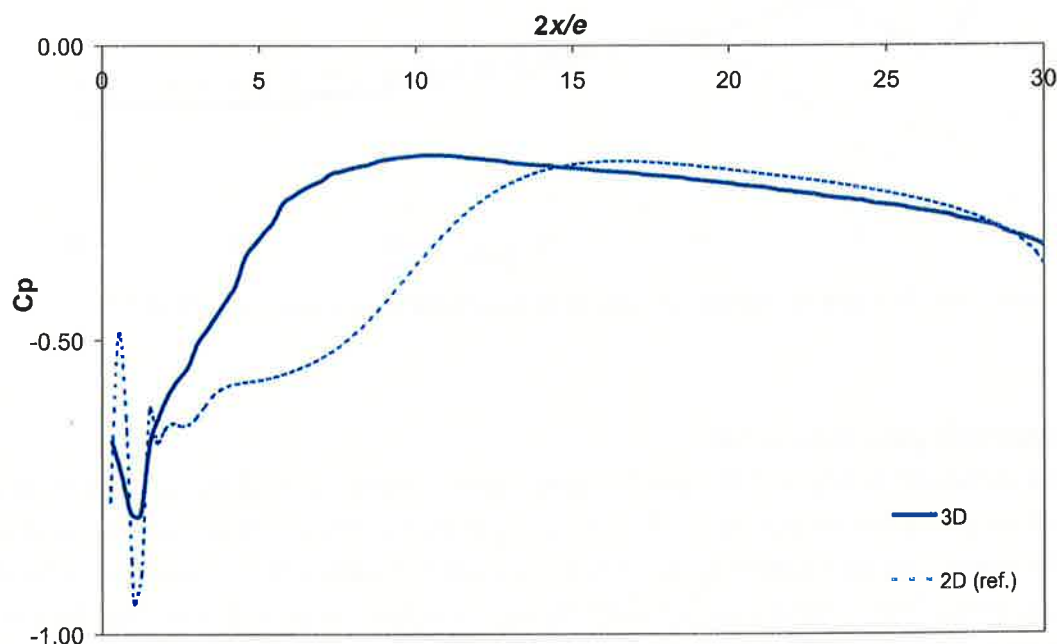


Figure 3.48 : Coefficient de pression le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D

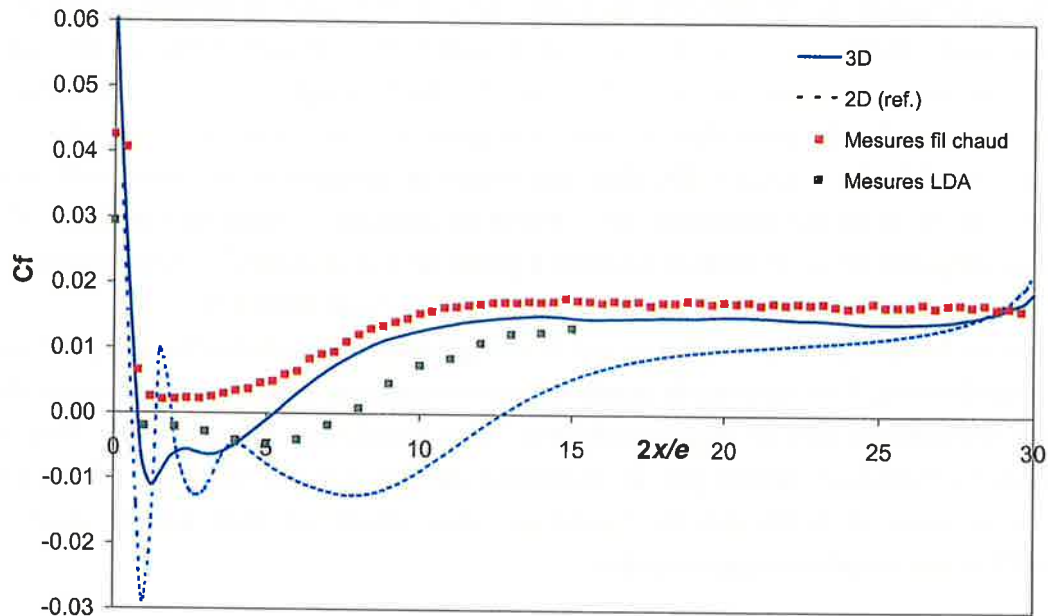


Figure 3.49 : Coefficient de frottement le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D

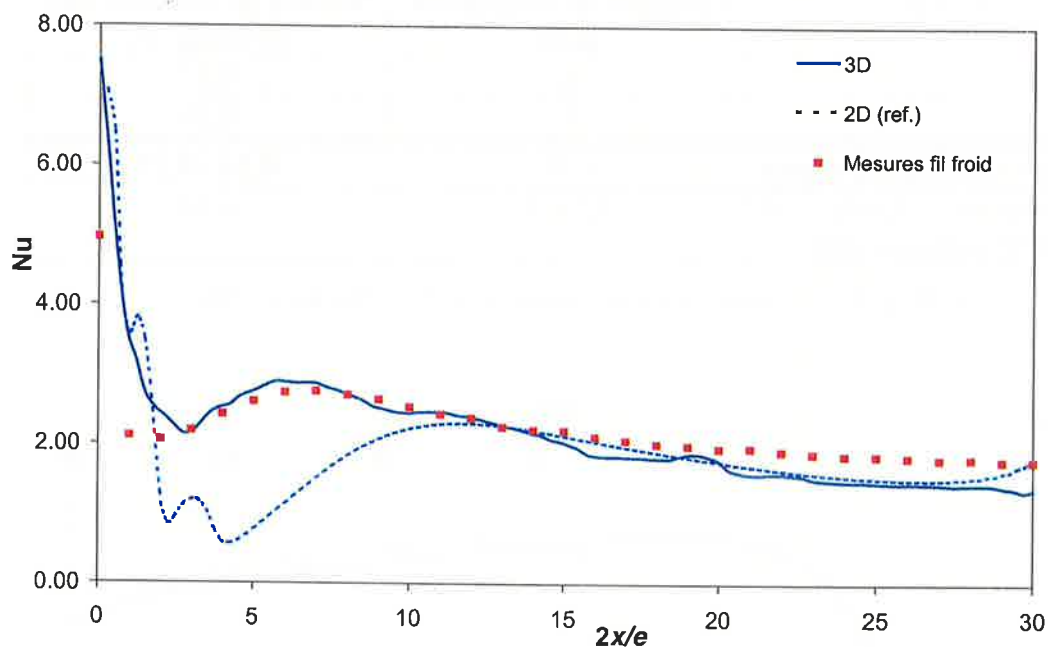


Figure 3.50 : Nombre de Nusselt le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D

Conclusion partielle pour $Re_{e/2} = 240$

D'après ces simulations à $Re_{e/2} = 240$ dans le régime de transition, il est difficile de prévoir la dimension de la poche de recirculation. En effet, expérimentalement, cette dernière dépend beaucoup des conditions de turbulence de la veine d'essais et sûrement en partie de l'état de surface des ailettes. Nos simulations 2D donnent des résultats en accord avec les données bibliographiques. Nous pouvons supposer que ces dernières correspondent à des écoulements assez stables avec un faible taux de turbulence. Nous avons alors une poche de recirculation de taille importante. Les simulations 3D quant à elles, avec le même maillage, semblent être

soumises à des instationnarités modifiant la poche de recirculation et fournissant des résultats assez proches de nos expériences. Comme nous l'avons déjà dit, lors de nos expériences, le taux de turbulence en amont des ailettes est assez forte et ceci explique la dimension de la poche de recirculation. De plus, les mesures expérimentales de comparaison sont réalisées à $Re_{e/2} = 280$, un régime correspondant à la fin de la transition. On peut supposer alors que les instabilités générées par les simulations 3D agissent sur l'écoulement comme une turbulence amont.

➤ *Simulations à $Re_{e/2} = 360$*

Etude Réalisée

Nous comparons maintenant les simulations 2D et 3D pour ce régime ($Re_{e/2} = 360$) où le décollement et le recollement sont turbulents. Pour ce régime d'écoulement, nous disposons d'un résultat obtenu par Simulations des Grandes Echelles dans le même domaine que le domaine de l'étude DNS 3D avec toutefois un maillage moins raffiné. Ainsi les dimensions de mailles sont ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,04$ mm), ce qui donne un maillage uniforme régulier de (175*55*50) qui peut être résolu à partir du PC Linux. Nous respectons les mêmes conditions limites que pour les simulations précédentes et choisissons l'utilisation du modèle sous-mailles de Smagorinsky dynamique.

D'après l'étude bibliographique, pour ce régime, la longueur de recollement tend alors vers une valeur constante comprise selon les différents auteurs entre 8 et 10, nous avons alors un décollement et un recollement turbulents.

Résultats qualitatifs

La Figure 3.51 de visualisation des contours de température pour la simulation DNS 3D montre que l'écoulement devient plus chaotique et instationnaire. Il y a alors une poche de recirculation au niveau du bord d'attaque de laquelle s'échappe des tourbillons formant ensuite des structures en épingle à cheveux, ces derniers rejoignant dans le sillage l'allée de Von-Karman qui reste une structure instationnaire assez bidimensionnelle. Ceci peut être visualisé sur les Figures 3.53 et 3.54 par les iso-contours de pression. En ce concerne la Simulation des Grandes Echelles (Figure 3.55 et Figure 3.56), nous observons des phénomènes assez semblables à ceux de la simulation DNS, toutefois dans le sillage, l'allée de Von-Karman est moins prononcée. Malgré les instabilités que l'on voit prendre place juste en aval du bord de fuite, celles-ci semblent se dissiper au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'ailette. Ceci peut être engendré par les tailles de mailles et par l'effet sous-mailles qui réduit l'amplitude des instabilités en dissipant l'énergie turbulente. La simulation 2D (Figure 3.57) semble quant à elle lisser les phénomènes de l'étude DNS 3D, on observe ainsi un écoulement plus régulier.

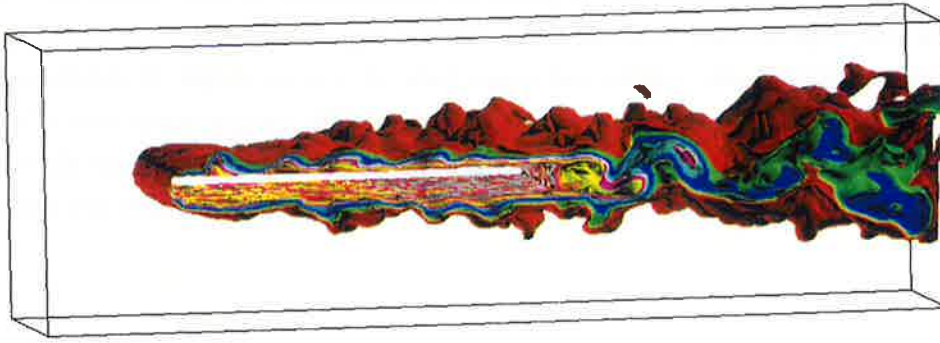


Figure 3.51 : Visualisation des contours de température pour une simulation 3D DNS à $Re_{\tau/2} = 360$

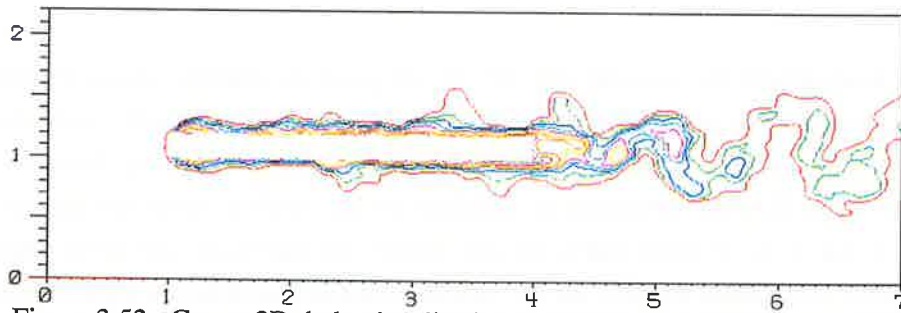


Figure 3.52 : Coupe 2D de la visualisation de température 3D à $Re_{\tau/2} = 360$

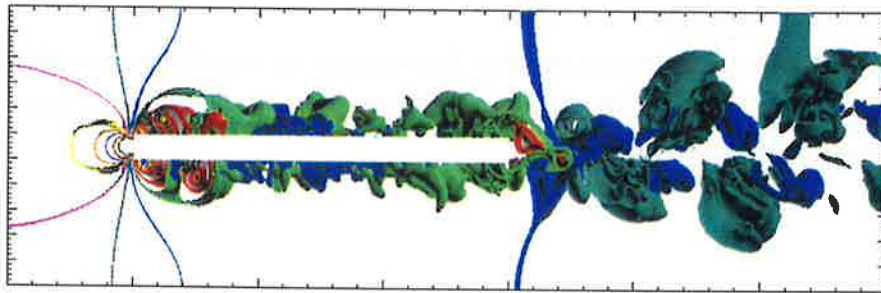


Figure 3.53 : Visualisation des iso-contours de pression pour une simulation 3D DNS à $Re_{\tau/2} = 360$

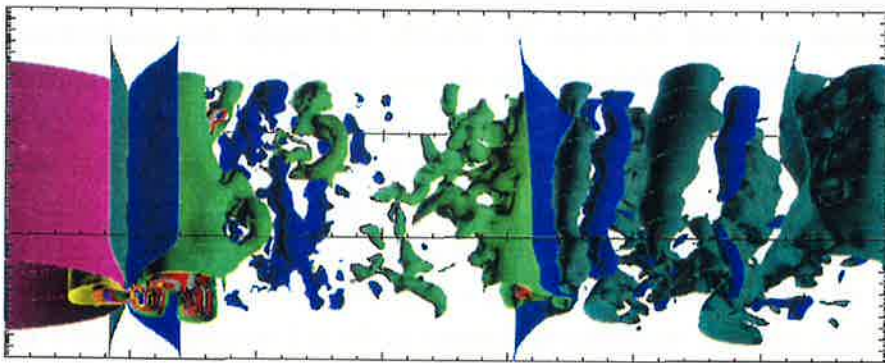
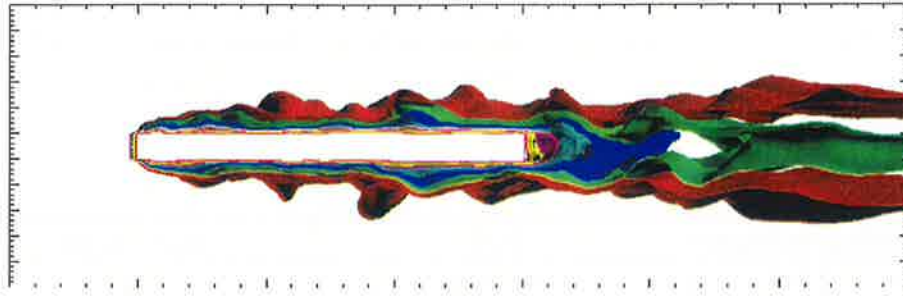
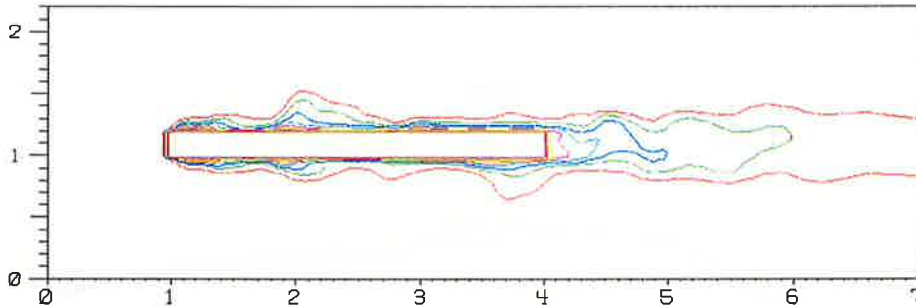
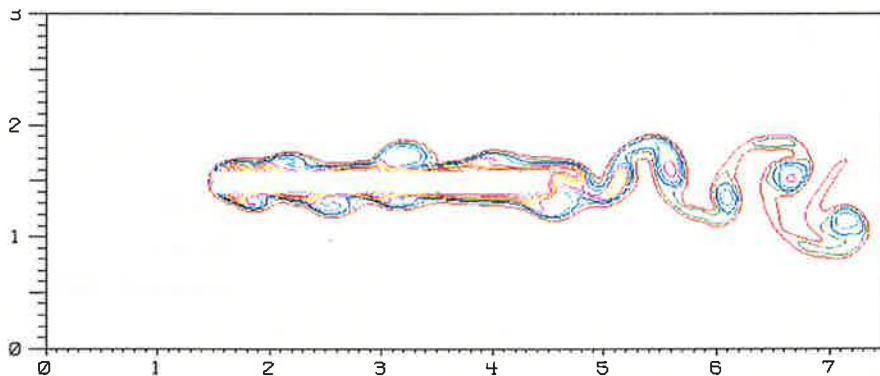


Figure 3.54 : Vue de dessus des iso-contours de pression pour une simulation 3D DNS à $Re_{\tau/2} = 360$

Figure 3.55 : Visualisation de la température pour la simulation LES à $Re_{e/2} = 360$ Figure 3.56 : Coupe 2D de la visualisation de température pour la simulation LES 3D à $Re_{e/2} = 360$ Figure 3.57 : Visualisation des contours de température pour une simulation 2D à $Re_{e/2} = 360$

Résultats quantitatifs

Les Figures 3.58, 3.59, 3.60 et le Tableau 3.10 fournissent les résultats des ces simulations. On s'aperçoit de nouveau que les simulations 3D sous-estiment la longueur de poche de recirculation et prédisent un recollement d'environ $2lr/e \sim 5$. Les simulations DNS et LES 3D sont assez proches, même si le calcul LES prédit des frottements légèrement plus importants, ceci est sans doute un effet du modèle sous-maillages. Malgré cela les résultats entre les simulations DNS 3D et 2D sur le nombre de Nusselt sont très proches (Figure 3.60) et les autres résultats pariétaux sont en accord après le recollement. Les valeurs calculées pour le nombre de Strouhal sont aussi compatibles avec nos données de comparaisons expérimentales et bibliographiques.

Calcul	Longueur de recollement $2l_r/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e
2 D	9,3	0,17
3 D DNS	5	0,19
3D LES	6	0,19
Résultats bibliographiques	8-10	0,15 - 0,18
Expériences LDA + ANETTE à $Re_{e/2} = 360$	8 // 6,5	0,17

Tableau 3.10 : Comparaisons des simulations 2D /3D à $Re_{e/2} = 360$

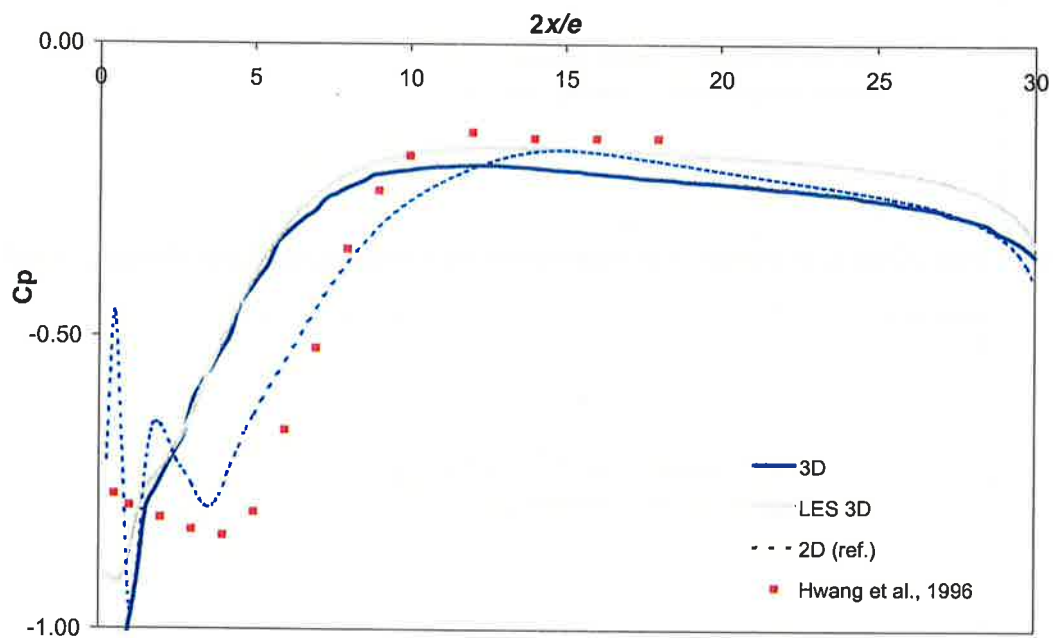


Figure 3.58 : Coefficient de pression le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 360$

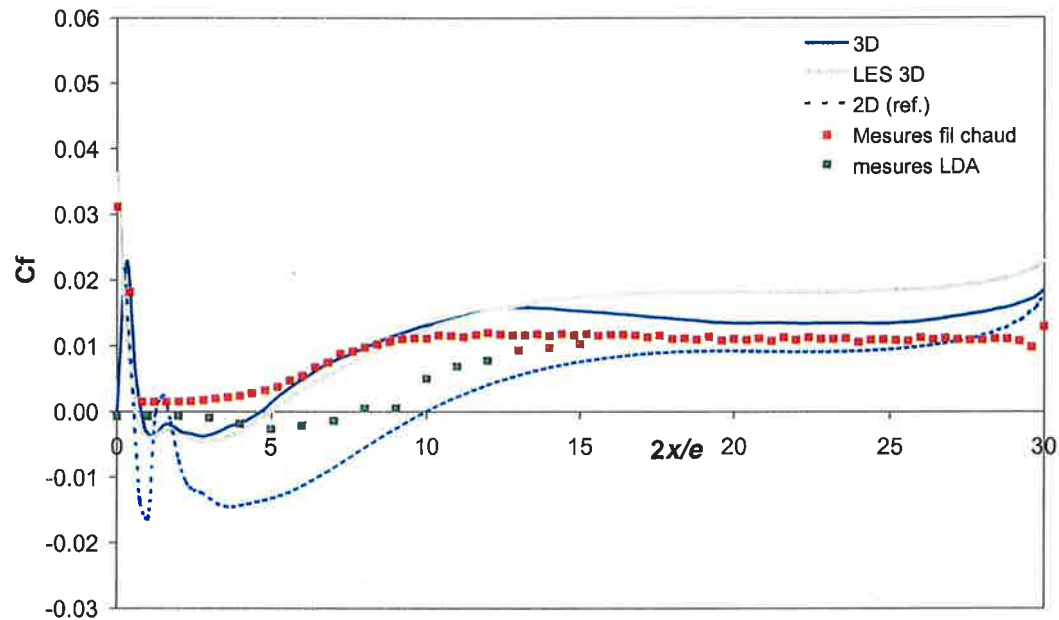


Figure 3.59 : Coefficient de frottement le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 360$

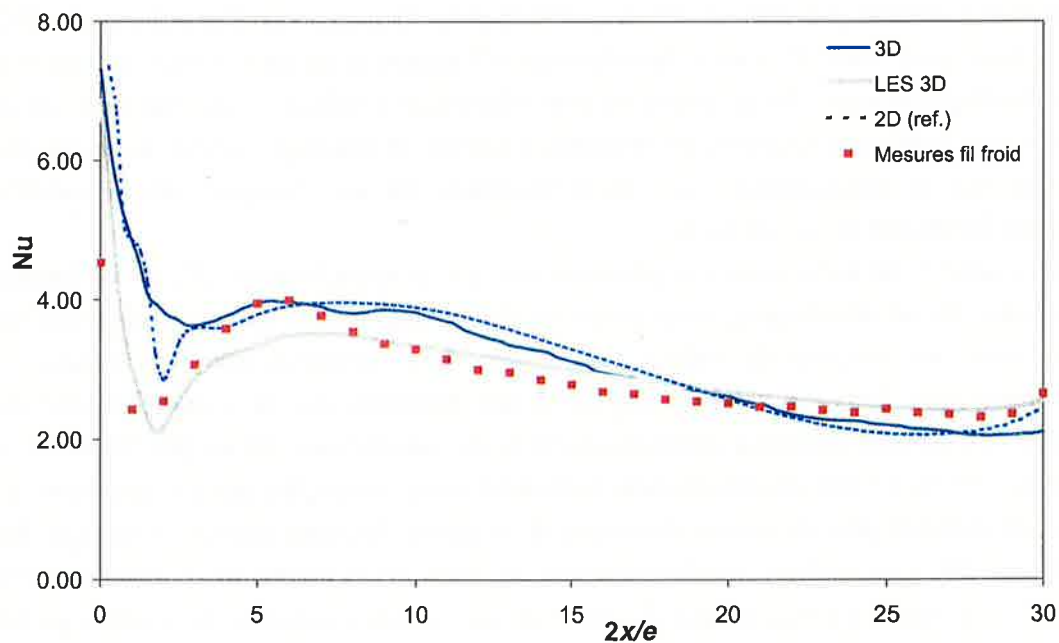


Figure 3.60 : Nombre de Nusselt le long de la paroi pour les simulations 2D et 3D à $Re_{e/2} = 360$

Conclusion partielle pour $Re_{e/2} = 360$

Nous obtenons de nouveau un accord satisfaisant entre les simulations et les résultats expérimentaux, avec même d'excellents résultats pour les échanges thermiques pariétaux. La longueur de recollement montre encore sa difficulté à être prédite, ainsi les simulations 3D proposent une longueur de recirculation inférieure aux données bibliographiques et aux résultats expérimentaux obtenus à partir du banc de mesures LDA. Malgré tout, les résultats des simulations 2D et 3D sont assez proches. Ce paragraphe a aussi permis de montrer qu'il

était possible d'utiliser une modélisation LES pour des simulations 3D, ce qui permet alors de diminuer le maillage, tout en obtenant des résultats convenables.

➤ ***Conclusion sur les comparaisons entre simulations 2D et 3D sur une ailette isolée***

A partir des résultats précédemment présentés, nous pouvons constater que sur une ailette isolée, les simulations 2D sont dans la plupart des cas proches des simulations 3D. Pour les faibles nombres de Reynolds, nous pouvons noter un excellent accord, mais quand celui-ci augmente un écart apparaît pour la prédiction de la poche de recirculation. On remarque alors à partir du moment où le recollement devient turbulent, une différence entre les 2 simulations sur la longueur de la poche de recirculation. Ensuite, le long de l'ailette nous avons un bon accord entre les grandeurs calculées. L'écart sur la longueur de recollement est particulièrement visible pour le régime de transition. Les résultats sur le nombre de Strouhal sont quant à eux cohérents, les fréquences de lâchers tourbillonnaires sont alors bien simulées. D'après les comparaisons avec les données bibliographiques, les calculs 3D semblent prédire un recollement prématuré du fluide sur l'ailette. Ce même type de différence entre les calculs 2D et 3D avait été observé par Tafti & Vanka, 1991a) et b) ainsi que par Yanaoka *et al.*, 2002 (Figure 2.1), mais pour Tafti & Vanka, les résultats 3D étaient alors en meilleur accord avec les données bibliographiques. Nous avons vu précédemment l'influence du maillage sur les résultats, ceci peut expliquer en partie les résultats. En effet, le maillage semble avoir un effet très important sur le recollement, ceci étant sûrement dû au transport des instabilités numériques qui favorisent le recollement.

Même si nous faisons de nombreuses approximations par la modélisation 2D, en ne laissant pas les structures 3D se développer, nous essayons de représenter au mieux la physique des phénomènes avec les moyens de calcul disponibles. Les visualisations des simulations numériques proposées dans cette partie apportent des éléments sur la compréhension des phénomènes et expliquent certaines différences entre les simulations 2D et 3D. Dans le cas des simulations 3D au niveau du recollement turbulent, nous avons des petites structures qui se détachent de manière plus ou moins chaotique de la poche de recirculation. Alors que lors des simulations 2D, ces lâchers tourbillonnaires se font de manière plus ordonnée. Par ailleurs, nous avons aussi pu réaliser une Simulation des Grandes Echelles et montrer qu'elle donnait des résultats proches d'un calcul DNS 3D. Ceci permet de diminuer fortement le maillage et de rendre la simulation réalisable avec des moyens de calcul plus abordables (PC Linux).

3.1.4.2 Comparaisons avec un motif réel d'ailette OSF

Dans ce paragraphe, nous simulons l'écoulement autour d'une géométrie élémentaire d'ailette à pas décalé afin de voir si l'approximation de la géométrie réelle tridimensionnelle par une plaque épaisse bidimensionnelle est en partie justifiée. Etant limité par les moyens de calcul nous utilisons une simulation LES du même type que celle décrite précédemment. D'abord,

nous décrivons la simulation réalisée, ensuite nous comparons les résultats obtenus aux simulations 2D et enfin nous concluons sur cette étude.

Etude réalisée

La simulation est réalisée autour de la moitié d'un motif élémentaire d'ailette OSF (Figure 1.4), nous simulons alors l'élément avec une condition de symétrie sur les bords latéraux (Figure 3.61). Les différentes parties de l'ailette sont maintenues à température constante ainsi que les parois hautes et basses. Nous utilisons une Simulation des Grandes Echelles avec le modèle sous-maillages de Smagorinsky dynamique et le même maillage que dans le paragraphe précédent, nous avons alors des mailles parallélépipédiques de dimension ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,04$ mm), ce qui donne un maillage de $175 \times 75 \times 75$. Les schémas numériques utilisés sont ceux décrits et validés au cours de cette étude préliminaire. Le motif de l'ailette possède des dimensions telles que $h_s = l_s = w = 3$ mm, ce qui correspond à une section de passage carrée pour le fluide. Ces dimensions choisies, pour limiter le domaine de calcul, sont les plus pénalisantes des géométries en ce qui concerne les effets tridimensionnels. En effet, dans la plupart des cas industriels $h_s > l_s$, les effets de parois engendrés sont alors beaucoup plus faibles. Cette simulation est réalisée pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 360$. Nous comparerons alors les résultats de cette simulation aux simulations 2D et 3D LES réalisées au même régime dans le cas d'une ailette "infinie" (sans pieds d'ailette).

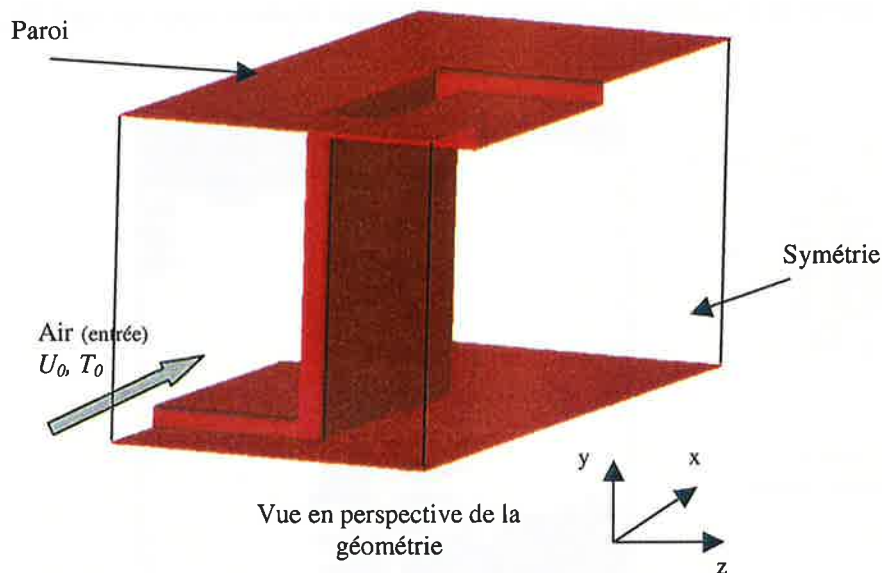


Figure 3.61 : Géométrie élémentaire simulée par LES d'une ailette à pas décalé

Résultats qualitatifs

L'écoulement en entrée de l'obstacle OSF peut être visualisé à partir des images (Figure 3.62, Figure 3.63, Figure 3.64) qui laissent penser que chaque partie de l'ailette se comporte comme une plaque épaisse autour de laquelle nous pourrions observer les phénomènes physiques

étudiés au Chapitre 1. Toutefois, il existe des zones d'interactions fortes entre les phénomènes autour de l'ailette et ceux autour du "pied" d'ailette. Mis à part ces zones d'interactions localisées, l'écoulement arrivant sur la partie centrale de l'ailette rencontre une géométrie équivalente à une plaque plane épaisse. Sur la Figure 3.62, à partir des iso-contours de pression autour de l'ailette, nous pouvons remarquer que le long de l'ailette centrale, la pression d'entrée est assez uniforme.

Contour plot
Var: pression_3om_dom
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 19
Time: 950.1
6.6050e-04
-1.2025e-04
-9.0099e-04
-1.6817e-03
-2.4625e-03
-3.2432e-03
Max: 0.001441
Min: -0.004024

Iso-contours de
Pression

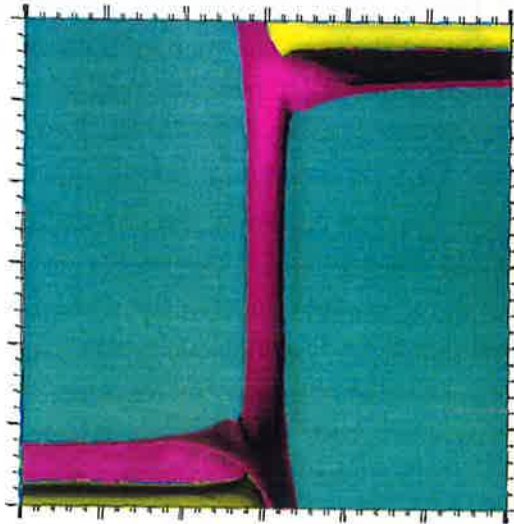


Figure 3.62 : Visualisation de l'écoulement arrivant sur un élément d'ailette à pas décalé à $Re_{e/2} = 360$

Contour plot
Var: vort_cite_3om_dom
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 19
Time: 950.1
1.5000e+00
9.0000e-01
3.0000e-01
-3.0000e-01
-9.0000e-01
-1.5000e+00
Max: 2.374
Min: -2.284

Iso-contours de
vorticité suivant z

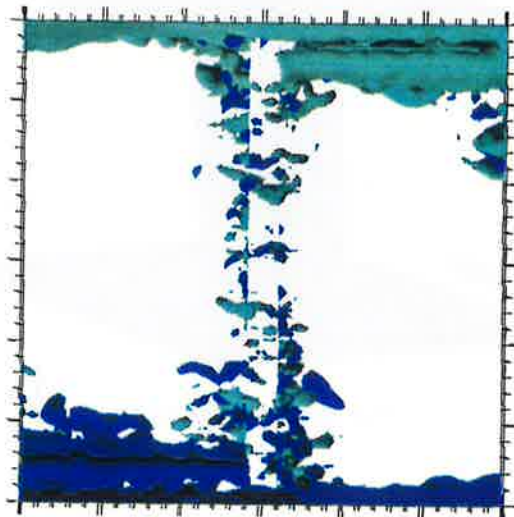


Figure 3.63 : Visualisation des contours de vorticité suivant z sur l'élément d'ailette OSF (vue de face) à $Re_{e/2} = 360$

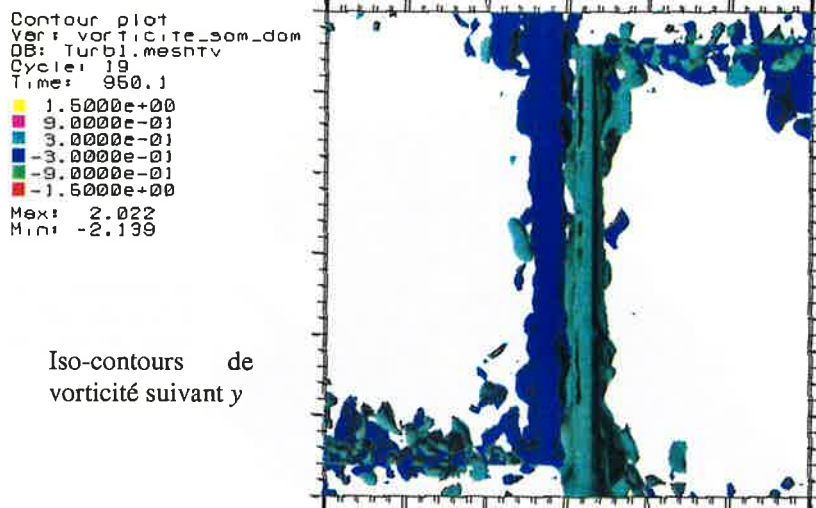


Figure 3.64 : Visualisation des contours de vorticité suivant y sur l'élément d'aillette OSF (vue de face) à $Re_{c/2} = 360$

Ainsi dans ce cas d'aillette OSF, nous sommes en présence d'un écoulement rencontrant plusieurs plaques épaisses (aillette centrale et "pieds" d'aillette). La plupart des ailettes rencontrées dans le milieu industriel possèdent une hauteur pour l'aillette centrale plus importante que le domaine simulé et ainsi une zone importante de l'aillette centrale peut être considérée comme une plaque plane "infinie". Sur les Figures 3.67 et 3.68, nous pouvons observer à partir des visualisations de contours de vitesse suivant y , les effets des pieds d'ailerres sur l'écoulement. Au niveau du bord d'attaque, nous avons une poche de recirculation, ensuite des tourbillons longitudinaux sont convectés sur l'aillette et dans le sillage, nous pouvons visualiser de nombreuses structures tourbillonnaires. Ces dernières ne peuvent être considérées comme une allée de Von-Karman car la paroi, sur laquelle est brasée l'aillette, casse les oscillations. Les visualisations (Figure 3.67, Figure 3.68, Figure 3.69 et Figure 3.70) permettent d'identifier l'écoulement présent au niveau de l'aillette centrale, les parois (haute et basse) perturbant la visualisation des structures à partir des iso-vitesses z). Nous présentons les iso-contours de vorticité suivant y (Figure 3.67) permettant d'appréhender les structures autour de l'aillette centrale. Ensuite les visualisations de température (Figure 3.69 et Figure 3.70) permettent de comparer ces structures à des images vues précédemment. A partir de la coupe de température, nous pouvons remarquer que l'écoulement prédit est assez stable au niveau de la recirculation avec quelques lâchers tourbillonnaires et une allée de Von-Karman dans le sillage particulièrement visible sur les Figures 3.67 et 3.70.

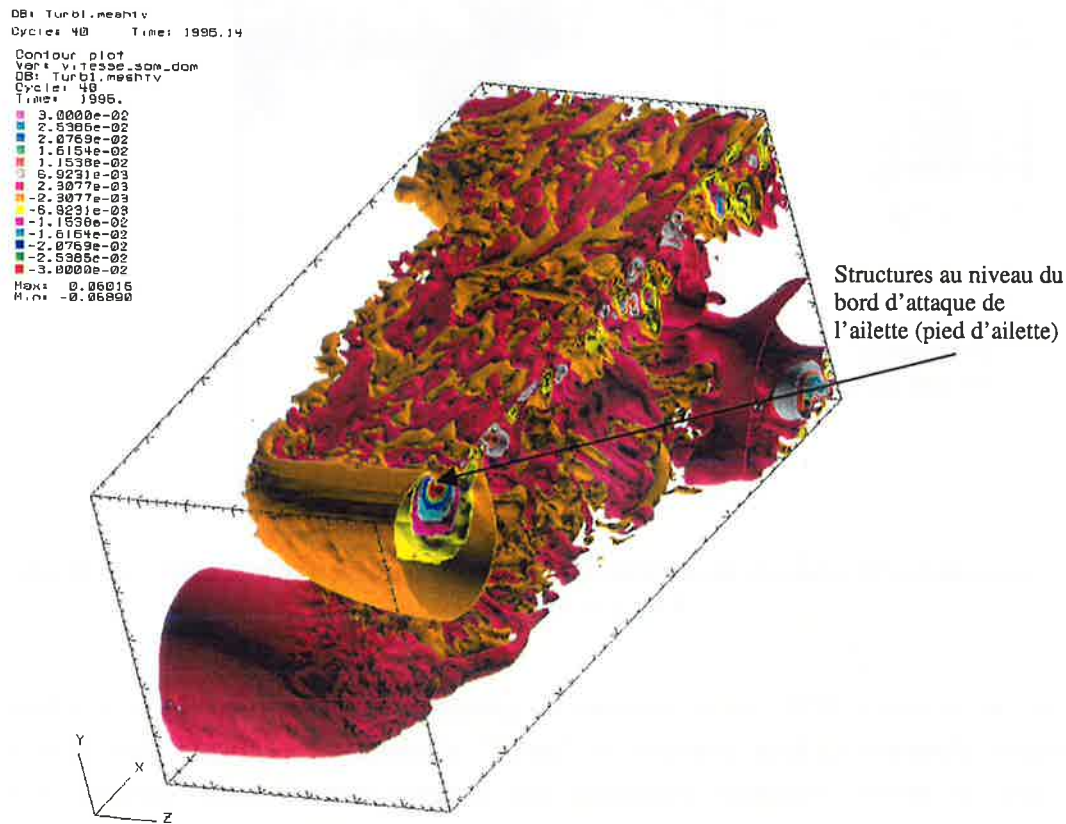


Figure 3.65 : Visualisation des iso-contours de vitesses suivant y autour d'un OSF à $Re_{c/2} = 360$

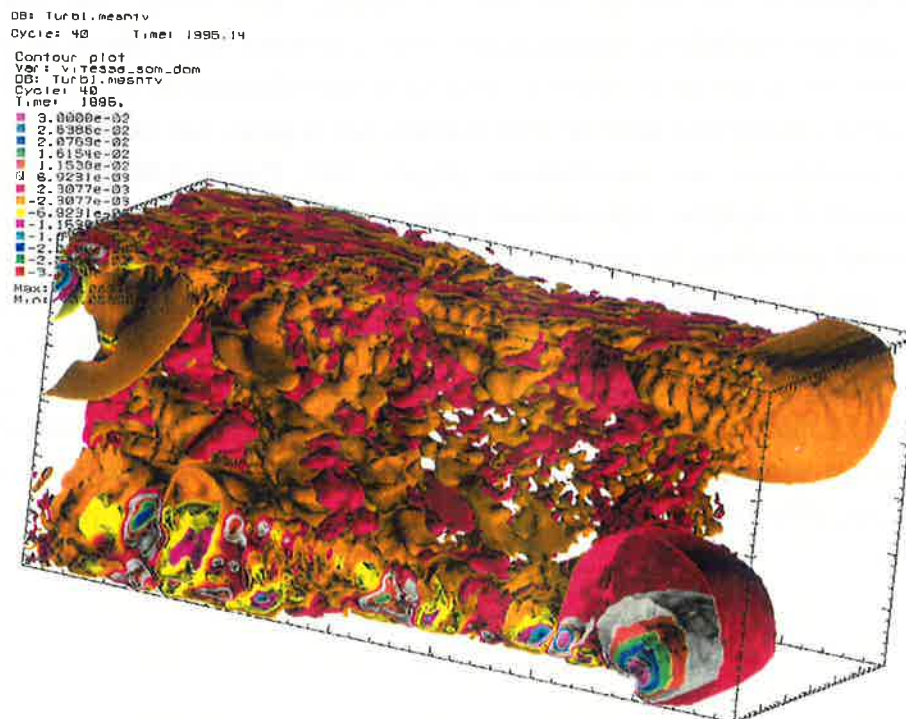


Figure 3.66 : Visualisation des iso-contours de vitesse suivant y autour d'un OSF (vue opposée) à $Re_{c/2} = 360$


```
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 40 Time: 1995.14
Contour plot
Var: vorticity_som_dom
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 40
Time: 1995.
4.6161e-02
3.5724e-02
2.5207e-02
1.4849e-02
4.4122e-03
-6.0260e-03
-1.6462e-02
-2.6699e-02
-3.7397e-02
-4.7774e-02
Max: 0.06660
Min: -0.05821
```

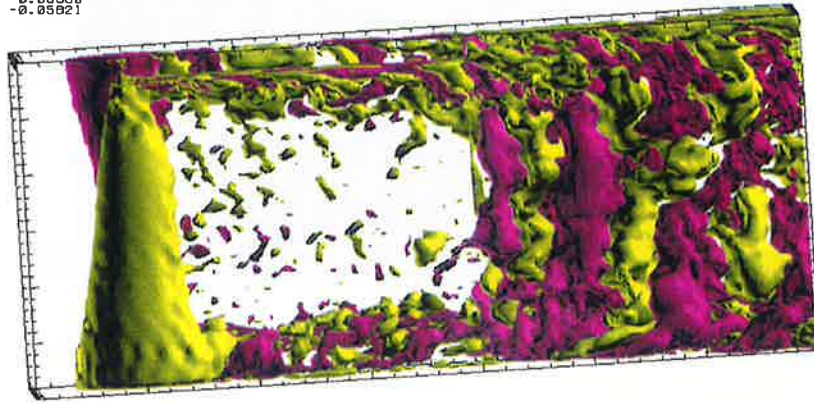


Figure 3.67 : Visualisation des iso-contours de vitesse suivant z autour d'un OSF à $Re_{\tau/2} = 360$

```
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 40 Time: 1995.14
Contour plot
Var: vorticity_som_dom
DB: Turb1.meshtv
Cycle: 40
Time: 1995.
2.5000e+00
1.9444e+00
1.3889e+00
8.3333e-01
2.7778e-01
-2.7778e-01
-8.3333e-01
-1.3889e+00
-1.9444e+00
-2.5000e+00
Max: 2.149
Min: -2.210
```

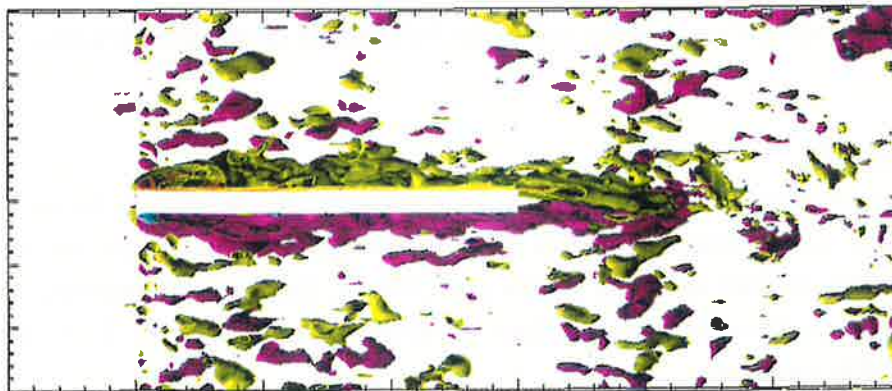


Figure 3.68 : Visualisation des iso-vorticité suivant y autour d'un OSF à $Re_{\tau/2} = 360$

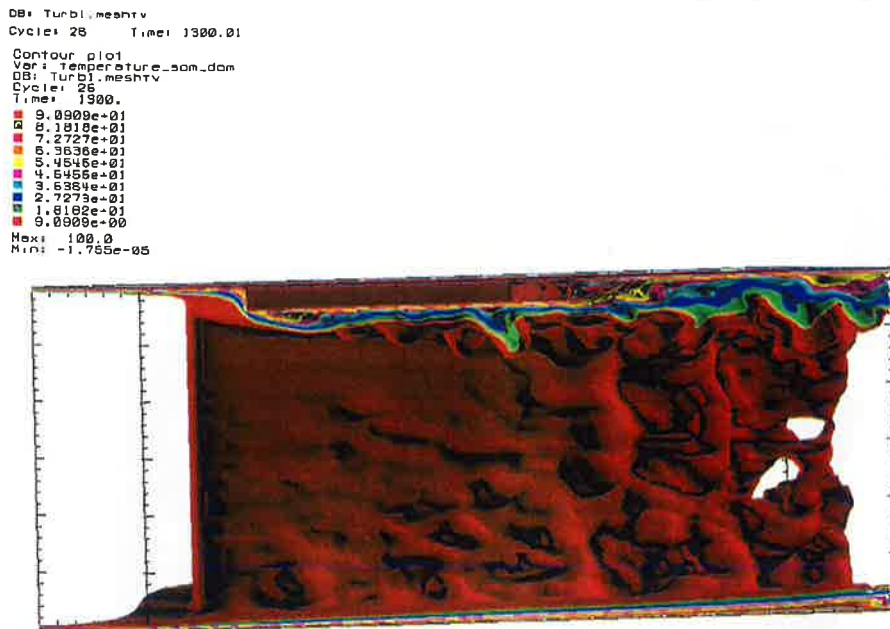


Figure 3.69 : Visualisation des iso-contours de température autour d'un OSF à $Re_{c/2} = 360$

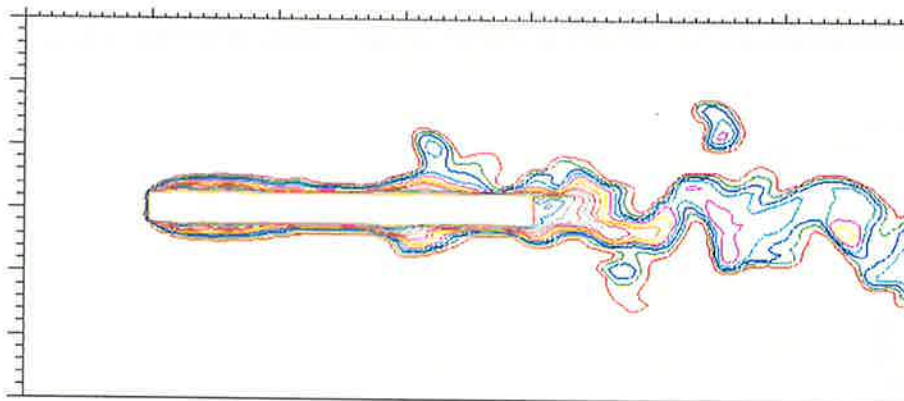


Figure 3.70 : Coupe 2D sur l'ailette centrale des iso-contours de température à $Re_{c/2} = 360$

Résultats quantitatifs

Nous allons comparer maintenant les résultats quantitatifs des profils de la simulation sur l'élément OSF aux simulations LES 3D et 2D. Pour les profils, nous exploitons les résultats au milieu de l'ailette centrale de l'OSF simulé par LES. Le Tableau 3.11 présente les résultats sur la longueur de recollement et le nombre de Strouhal et les Figures 3.71, 3.72 et 3.73 proposent les profils pariétaux.

Calcul	Longueur de recollement $2lr/e$	Nombre de Strouhal dans le sillage St_e
2 D	9,3	0,17
3 D LES	6	0,19
3D LES ailette OSF	6	0,19
Résultats bibliographiques	8-10	0,15 - 0,18
Expériences LDA // ANETTE à $Re_{e/2} = 360$	8 // 6,5	0,17

Tableau 3.11 : Comparaisons des simulations sur un élément OSF à $Re_{e/2} = 360$

De nouveau, nous constatons que les résultats des simulations tridimensionnelles sont assez proches. La simulation LES sur un élément OSF semble se comporter comme la simulation LES sur une ailette isolée avec un frottement plus élevé que la simulation 2D et une courbe pour le nombre de Nusselt un peu plus lisse. Nous avons des résultats satisfaisants pour l'ailette centrale qui montrent un comportement proche de l'ailette isolée. Nous pouvons en déduire que les effets des "pieds" d'ailette sont négligeables au moins dans la zone du milieu de l'ailette. Comme nous l'avons vu dans l'étude précédente, les simulations 3D LES semblent atténuer les fluctuations et les instabilités par rapport à la simulation 3D DNS (Figure 3.52). Ceci est sûrement engendré d'une part par le modèle sous-mailles et d'autre part par le maillage qui est alors plus relâché.

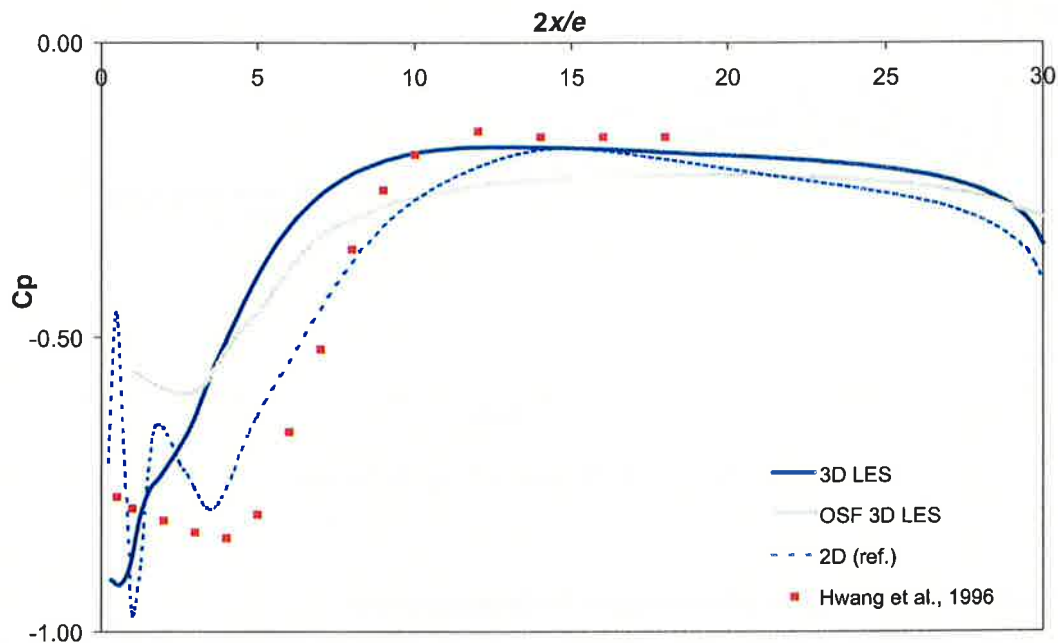


Figure 3.71 : Coefficient de pression le long de l'ailette

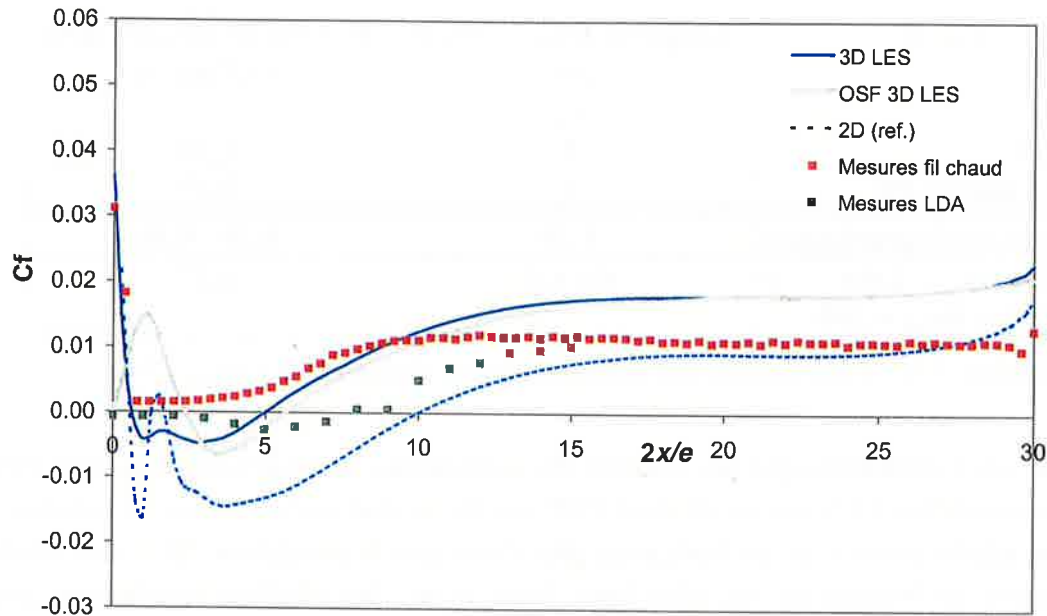


Figure 3.72 : Coefficient de frottement le long de l'ailette

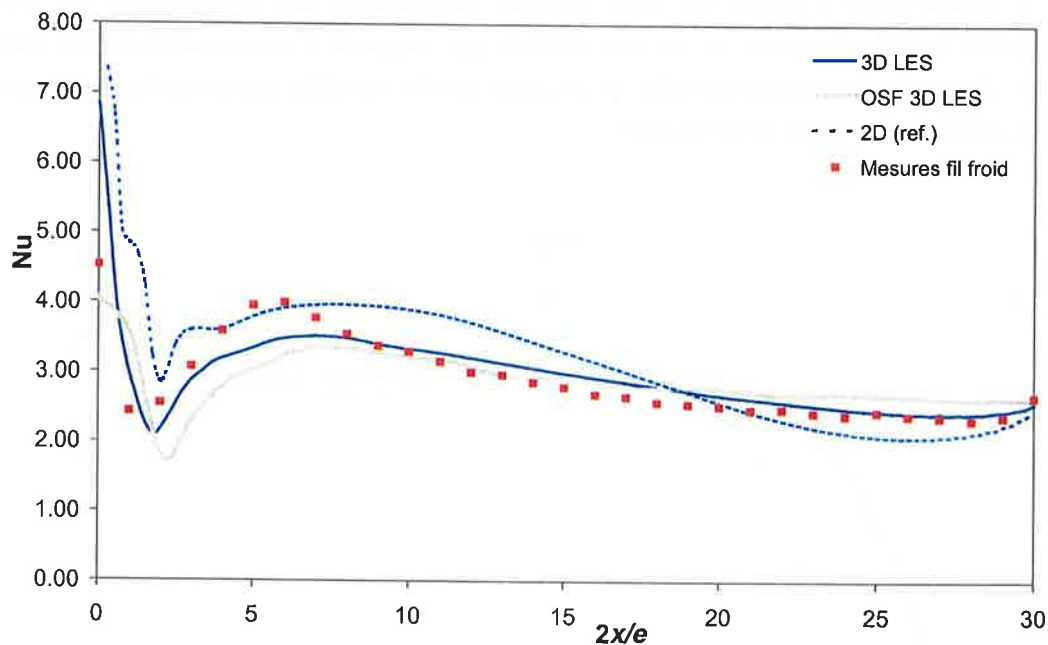


Figure 3.73 : Nombre de Nusselt le long de l'ailette

Conclusion partielle sur les effets géométriques tridimensionnels

Cette étude sur un élément OSF est assez originale car ce genre de simulations est très rare dans la littérature. Cela permet de visualiser le développement tridimensionnel de l'écoulement en prenant en compte les effets de pieds d'ailette. En effet, dans la plupart des cas, l'ailette est considérée de dimension suffisamment grande pour négliger ces effets. En réalité, nous faisons nous aussi cette approximation lors de nos simulations bidimensionnelles. Les résultats obtenus, très proches de ceux pour l'ailette infinie, montrent que cette

approximation est valable dans le cas d'une seule ailette. Toutefois, dans le cas d'un échangeur complet ceci ne sera pas toujours le cas, avec un développement de nombreuses structures turbulentes. Cependant, il est à l'heure actuelle impossible d'envisager un maillage fin tridimensionnel sur plusieurs rangées d'éléments OSF. Ainsi l'approximation bidimensionnelle est la meilleure manière de représenter convenablement l'écoulement surtout sur les premières rangées d'ailettes tout est restant compatible avec les moyens de calculs actuels.

3.1.5 Synthèse de l'étude préliminaire

Dans cette étude préliminaire de nombreuses simulations ont été réalisées et ont permis de mieux comprendre les capacités des calculs numériques, mais aussi d'appréhender leurs limites. Nous avons ainsi pu voir que des mesures expérimentales de validation étaient indispensables et que les simulations devaient être réalisées sur des domaines de calcul limités. Toutefois, nous avons vu la capacité des simulations, notamment instationnaires, à représenter correctement la physique des écoulements décollés/recollés et en donnant de très bons résultats pour les profils pariétaux.

L'étude préliminaire aura permis de mettre au point une méthodologie de simulation à partir de la validation de modèles et schémas numériques. Ainsi il est apparu que le meilleur compromis pour la simulation 2D de ce type d'écoulement, avec un maillage raffiné d'environ trois fois l'échelle de Kolmogorov, peut être défini ainsi :

- **La simulation instationnaire directe (Pseudo-DNS)**
- **Un schéma de convection Centré pour l'équation de quantité de mouvement et QUICK pour l'équation d'énergie**
- **Une résolution temporelle du type Runge-Kutta d'ordre 2**

Par ailleurs, les résultats locaux des mesures réalisées avec les dispositifs expérimentaux LDA et ANETTE ont été en partie utilisés comme points de validation pour les calculs, nous avons ainsi palier à un manque de résultats de la littérature.

Nous avons aussi pu réaliser des comparaisons avec des simulations 3D autour d'une ailette isolée pour différents nombres de Reynolds, balayant ainsi tous les régimes d'écoulements. Les simulations 3D, bien que donnant des résultats assez proches de celles réalisées en 2D, prédisent en général une poche de recirculation moins importante. Ceci est dû d'après les visualisations de l'écoulement aux instabilités nombreuses présentes lors de ces simulations qui facilitent le recollement sur la plaque. Ces instabilités agissent comme la turbulence lors des expériences, qui d'après toutes les études expérimentales, est un facteur modifiant fortement la poche de recirculation. D'après les résultats dont nous disposons à partir de nos bancs expérimentaux, nous pouvons supposer l'effet des fluctuations turbulentes sur le recollement. Ainsi le banc LDA dont le taux de turbulence d'entrée est de l'ordre 3-4 %, propose une longueur de recollement $2lr/e = 8$ pour $Re_{e/2} = 360$. Notre veine de mesure ANETTE dont le taux de turbulence est proche de 7%, engendre une recirculation plus courte. Même si nous ne pouvons pas tout à fait la mesurer par l'anémométrie fil chaud, nous pouvons supposer d'après les mesures thermiques que celle-ci serait assez proche de $2lr/e = 6,5$. Quoi que l'on puisse dire sur cette poche de recirculation, nous avons montré que cet élément essentiel paraît en fait très difficile à contrôler exactement. Nous verrons par la suite (dans l'étude détaillée) que nos simulations 2D permettent de décrire les évolutions de longueurs de la poche de recirculation mesurées par Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991 en fonction du nombre de Reynolds.

Enfin, nous avons effectué une simulation tridimensionnelle autour d'un élément d'ailette OSF, ce qui a permis de voir l'effet des "pieds" d'ailette. Nous avons ainsi pu nous rendre compte que les effets tridimensionnels géométriques étaient assez localisés, même si dans le cas de plusieurs rangées d'ailettes cela peut être différent. De plus, la majorité des géométries industrielles ont une hauteur supérieure à celle de notre simulation.

La suite de ce chapitre va permettre de détailler les comparaisons entre simulations numériques bidimensionnelles et nos résultats expérimentaux. Dans un premier temps, nous réaliserons des comparaisons avec nos résultats locaux autour d'une ailette isolée. Ensuite, nous comparerons les résultats de simulations sur plusieurs ailettes aux résultats globaux d'ANETTE.

3.2 Etude détaillée

Après avoir établi une méthodologie pour simuler convenablement les phénomènes physiques autour des ailettes d'échangeur OSF, nous allons dans cette partie réaliser une étude détaillée, en comparant nos résultats de simulations aux mesures réalisées. Dans un premier temps, les résultats locaux autour d'une ailette isolée seront comparés pour différents régimes d'écoulement avec les mesures expérimentales issues des deux dispositifs d'essais. Par la suite, les résultats globaux de perte de charge et d'échanges thermiques seront analysés en utilisant les mesures expérimentales réalisées sur le dispositif ANETTE mis en place au GRETh

3.2.1 Etude complète sur une ailette isolée

Au cours de l'étude préliminaire, nous avons déterminé et validé la simulation numérique de référence. Dans cette partie, nous comparerons pour quatre nombres de Reynolds ($Re_{e/2} = 120, 240, 360$ et 500), les résultats des simulations aux résultats expérimentaux. D'abord, une description de l'étude sera présentée. Ensuite, nous observerons pour ces différents nombres de Reynolds les phénomènes présents autour des ailettes. Puis, nous comparerons les résultats pariétaux. Par la suite, une étude des phénomènes dans le sillage de l'ailette sera effectuée. Enfin, nous observerons les profils de vitesse et température perpendiculaires à l'ailette.

3.2.1.1 Description de l'étude

Nous conservons tous les paramètres définis dans l'étude de référence décrite au paragraphe 3.1.1. Nous modifions seulement la valeur de la condition limite d'entrée de vitesse afin de balayer différents nombres de Reynolds ($Re_{e/2} = 120, 240, 360$ et 500). Ainsi, les simulations réalisées avec TRIO_U sont des simulations bidimensionnelles instationnaires sur une grille régulière composée de mailles : $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm. Nous utilisons de nouveau les schémas de convection Centré pour l'équation de quantité de mouvement et QUICK pour l'équation d'énergie. La méthode Runge-Kutta d'ordre 2 permet de réaliser l'avancement temporel. Pour l'exploitation des calculs, les résultats des simulations instationnaires sont moyennés en temps, après le régime transitoire.

En ce qui concerne les résultats expérimentaux de comparaison, nous utilisons dans cette partie des résultats issus du dispositif d'anémométrie Laser mais surtout, ceux de l'expérience ANETTE. Nous comparerons alors les données moyennes et fluctuantes pour les composantes de vitesse et de température.

3.2.1.2 Les phénomènes physiques observés

Nous présentons sur les Figures 3.74 à 3.77, la visualisation des températures, autour d'une ailette isolée pour les différents régimes, obtenue à partir des simulations numériques instationnaires. Ainsi pour le nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ (Figure 3.74), nous avons un décollement et un recollement laminaire, ensuite dans le sillage nous pouvons observer une allée tourbillonnaire de Von-Karman. Quand le nombre de Reynolds augmente (Figure 3.75 : $Re_{e/2} = 240$), le recollement après la poche de recirculation devient turbulent et nous observons alors des tourbillons convectés sur les flancs de l'ailette. Pour un régime plus important (Figure 3.76 : $Re_{e/2} = 360$), nous sommes alors en présence d'un décollement turbulent et d'un recollement turbulent. Dans le sillage demeure l'allée tourbillonnaire. Enfin, pour un nombre de Reynolds plus important (Figure 3.77), nous sommes dans le même régime turbulent que précédemment, toutefois, la poche de recirculation semble plus courte et l'écoulement moins régulier. A partir de l'observation des sillages des simulations, nous pouvons constater que la distance entre les oscillations est quasiment constante pour toutes les simulations. Ceci permet déjà de prédire que les nombres de Strouhal calculés seront assez constants.

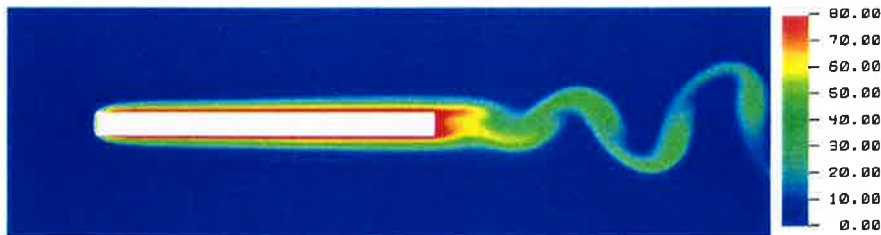


Figure 3.74 : Visualisation des températures autour d'une ailette isolée à $Re_{e/2} = 120$

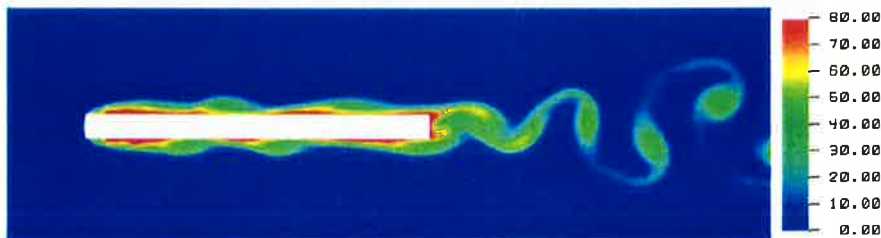


Figure 3.75 : Visualisation des températures autour d'une ailette isolée à $Re_{e/2} = 240$

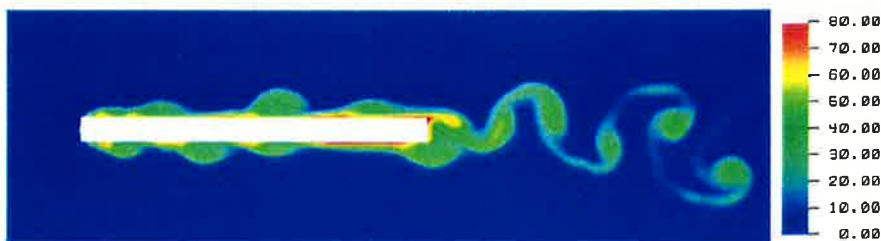


Figure 3.76 : Visualisation des températures autour d'une ailette isolée à $Re_{e/2} = 360$

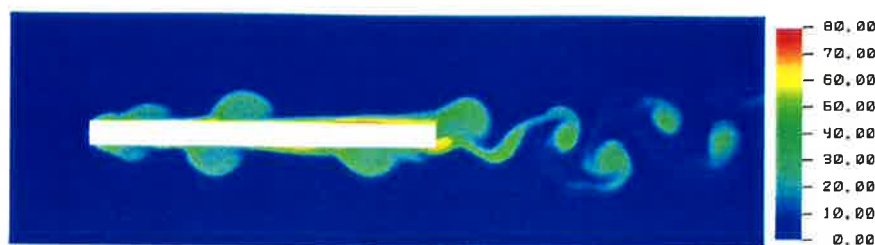


Figure 3.77 : Visualisation des températures autour d'une ailette isolée à $Re_{e/2} = 500$

3.2.1.3 Comparaison des résultats pariétaux

➤ *Profils pariétaux*

Nous allons comparer les profils expérimentaux et numériques du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt pour quatre nombres de Reynolds : $Re_{e/2} = 120$; 240 ; 360 ; 500 . Nous utilisons les résultats pariétaux réalisés par anémométrie laser doppler et ceux réalisés à partir du dispositif fil chaud. La Figure 3.78 présente les vitesses pariétales adimensionnées issues des simulations et des dispositifs expérimentaux. Comme nous l'avons déjà dit, la technique fil chaud ne nous a pas permis de déterminer le signe de la vitesse. Ainsi il est difficile de comparer ces derniers résultats dans la zone de recirculation. Toutefois, nous pouvons constater qu'après le recollement les frottements calculés numériquement sont assez proches des mesures expérimentales. Une amélioration de la technique expérimentale, avec des sondes plus adaptées aux recirculations et à la détermination des vitesses négatives avec un étalonnage plus précis dans la gamme des très faibles vitesses, aurait sans doute permis d'affiner la qualité de mesures expérimentales de vitesse. En effet, pour de nombreux essais très proches de la paroi ($0,2$ mm), nous sommes à la limite de détection de la vitesse par la sonde dans la zone de recirculation. Ceci explique en partie le plateau obtenu entre $2x/e = 2$ et 5 sur les courbes à $Re_{e/2} = 240$ et 360 . Pour les mesures à $Re_{e/2} = 120$, notre sonde de mesure a été placée plus loin de la paroi ($0,4$ mm). Pour vérifier la cohérence des résultats pariétaux, les mesures sont réalisées à plusieurs distances de la paroi, tout en essayant de rester dans la sous couche visqueuse ($y^+ < 5$). Les coefficients de frottement, pour les différentes positions pariétales de la sonde, sont alors superposés.

Nous constatons un bon accord entre les mesures LDA et les simulations, même si nous ne disposons de mesures LDA seulement jusqu'à l'abscisse $2x/e = 15$. Les mesures fil chaud montrent quant à elles seulement la bonne tendance obtenue après la zone de recollement.

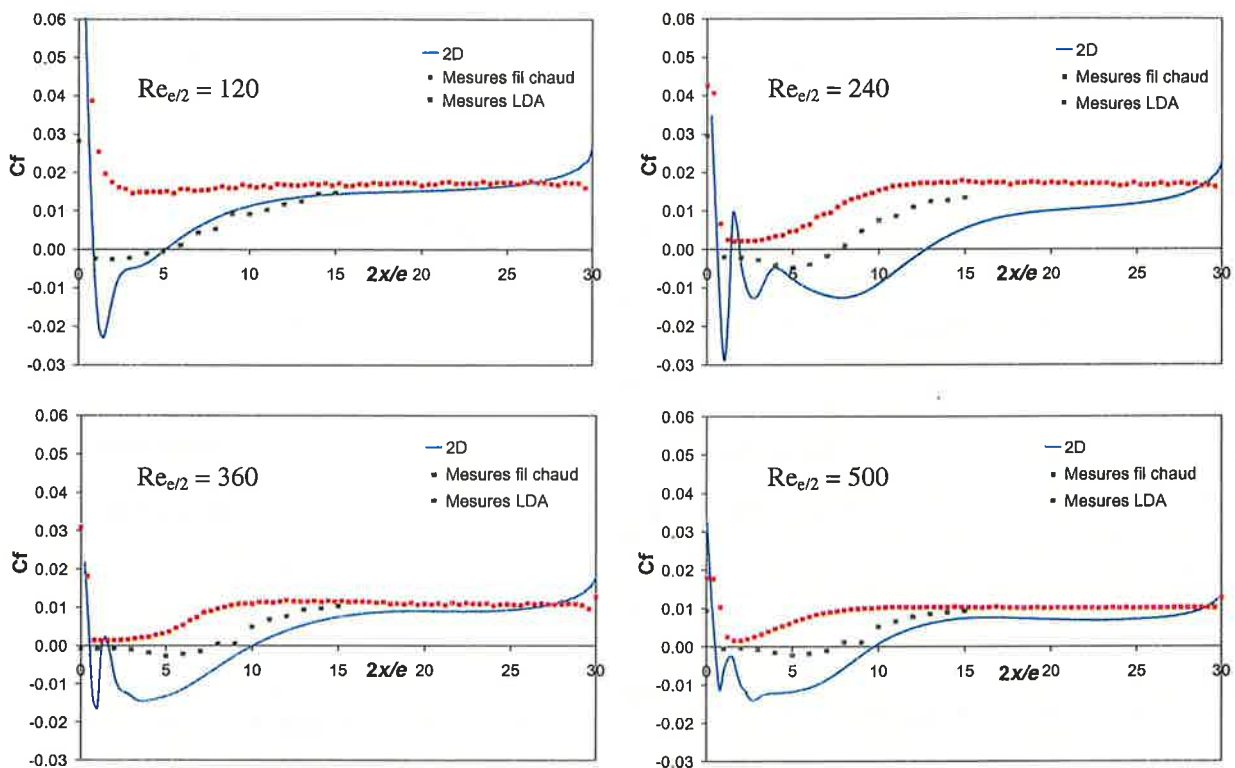


Figure 3.78 : Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds

En ce qui concerne les mesures thermiques pariétales, notre sonde d'anémométrie fil froid a été placée dans la sous-couche visqueuse aux mêmes distances que pour les mesures fil chaud. Nous avons aussi réalisé plusieurs séries de mesures à différentes distances de la paroi afin de vérifier les mesures et leur cohérence sur le nombre de Nusselt. La Figure 3.79 présente les courbes de comparaisons entre les résultats pariétaux expérimentaux et les simulations réalisées avec TRIO_U. Ce que l'on observe en premier lieu, c'est un bon accord entre les résultats et particulièrement pour les nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ et 360 . Pour les autres nombres de Reynolds, les résultats sont tout de même assez proches. Pour le régime à $Re_{e/2} = 240$, on peut faire les mêmes remarques que celles que l'on avait réalisées au paragraphe 3.1.4.1. Ainsi, il y a une différence importante sur la détermination de la poche de recirculation, avec un très bon accord ensuite. Les mesures expérimentales au fil froid ont été réalisées pour le nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 280$.

Enfin, nous pouvons constater que les résultats expérimentaux semblent diffuser moins et prédire ainsi une zone de recollement plus restreinte. En effet, la largeur du pic pour le nombre de Nusselt est plus étroite.

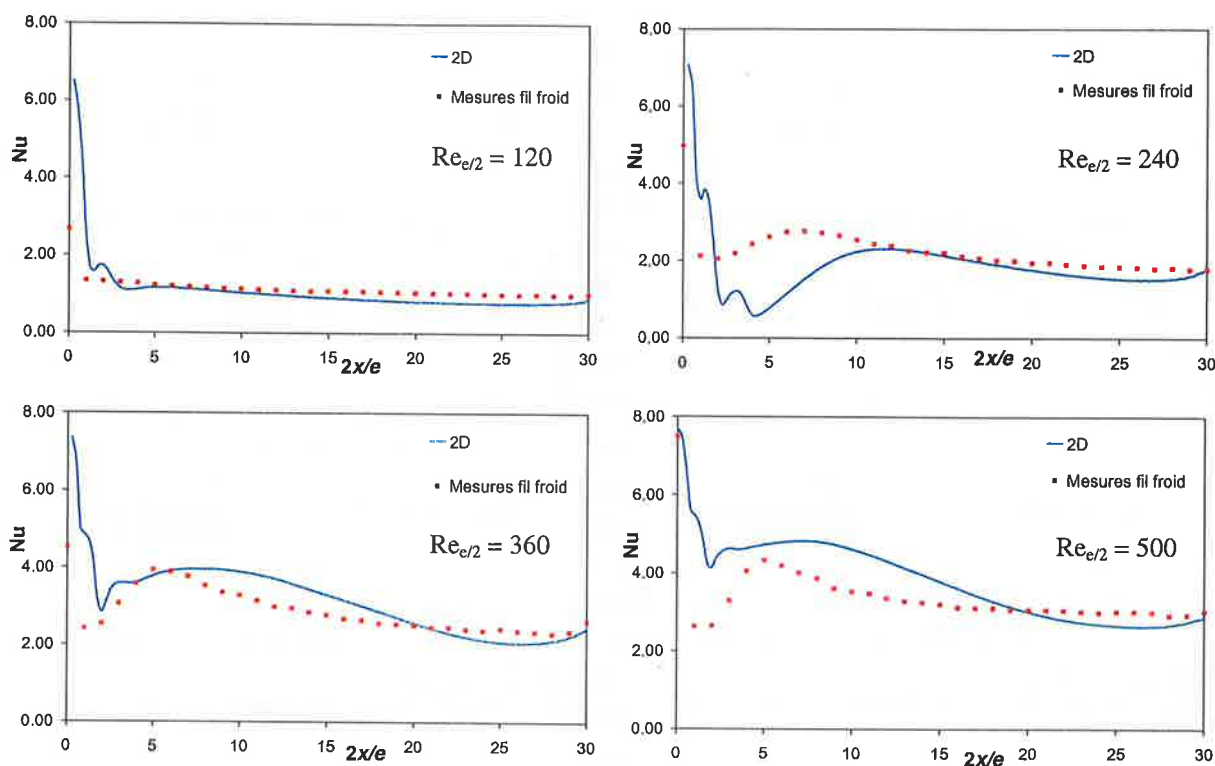


Figure 3.79 : Profils du nombre de Nusselt pour plusieurs nombres de Reynolds

Nos résultats pariétaux montrent un bon accord entre les simulations et les expériences, malgré les difficultés de réaliser des mesures convenables de température et de vitesse dans la sous-couche visqueuse. Les sondes présentées au Chapitre 2 (Figure 2.20) paraissent indispensables pour obtenir ce type de résultats. Des sondes un peu plus sophistiquées avec un étalonnage plus précis pour les faibles vitesses auraient sans doute permis d'affiner les mesures fil chaud et éventuellement de déterminer le sens de l'écoulement. Nous allons maintenant déterminer pour les simulations la longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds. Nous comparerons alors nos résultats aux données de la littérature et à nos expériences.

➤ La longueur de recollement

Dans cette partie, nous étudions la longueur de la poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds. Nous comparerons alors nos résultats de simulation aux courbes fournies par Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991 ainsi qu'aux mesures réalisées à partir du banc d'anémométrie Laser. Nous présentons, tout d'abord, le Tableau 3.12 fournissant la longueur de recollement pour les quatre nombres de Reynolds étudiés. Pour bien identifier les principales différences entre ces résultats il faut comparer les résultats du tableau par colonnes. Tout d'abord, à faible nombre de Reynolds, les résultats sont tous assez proches, nous sommes dans un régime avec décollement et recollement laminaires. Ensuite,

c'est un régime de transition, nous pouvons constater une grande disparité entre les mesures LDA et le reste des résultats qui sont assez en accord. Nous verrons toutefois sur la Figure 3.80 que nous ne sommes pas tout à fait dans la même phase entre nos simulations 2D et les expériences de Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991. En ce qui concerne la veine de mesure LDA, la poche de recirculation mesurée varie faiblement avec le nombre de Reynolds, nous ne constatons pas alors de différences notables entre les régimes d'écoulement. Puis, pour le nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 360$, les résultats présentent un bon accord avec une longueur de recollement d'environ $2lr/e \sim 9$. Pour le plus important nombre de Reynolds, les longueurs de recollement des simulations et des expériences sont de nouveau assez constantes. Ceci est cohérent, car comme nous l'avons dit dans l'étude bibliographique, la longueur de recollement tend vers une valeur constante une fois que l'on est passé dans un régime turbulent. Nous verrons néanmoins que sur la Figure 3.80 ceci est moins évident, et les simulations semblent alors prédire une longueur de recollement diminuant un peu.

Auteurs	$2lr/e$ à $Re_{e/2}=120$	$2lr/e$ à $Re_{e/2}=240$	$2lr/e$ à $Re_{e/2}=360$	$2lr/e$ à $Re_{e/2}=500$
Simulations TRIO_U 2D	5	12	9,3	9,5
Sasaki & Kiya, 1991	6	10	9,2	9
Lane & Loehrke, 1980	6	11	9	9
Expériences LDA	5	7,7	8	7,8

Tableau 3.12 : Longueurs de recollement en fonction du nombre de Reynolds pour différents auteurs.

Ainsi la Figure 3.80 présente les résultats les plus complets de cette étude visant à déterminer la longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds. Tout d'abord, nous pouvons noter que les résultats de Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991 sont très proches et prédisent quasiment les mêmes valeurs de transition. On observe aussi que la zone, où les auteurs constatent une augmentation de longueur de recollement, est assez réduite. Ensuite, les expériences LDA ainsi que les expériences ANETTE (non représentés) donnent des longueurs de recirculation assez faibles et variant peu. Nous ne captions pas alors les phénomènes dus à la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. C'est sûrement, comme nous l'avons souvent dit, en partie explicable par le taux de turbulence des veines expérimentales qui engendre une transition prématurée vers un régime turbulent. Enfin, nos résultats de simulation présentent un aspect comparable aux études de la littérature. Cependant, la zone de transition est un peu plus grande, le calcul 2D semble laminariser l'écoulement et retarde la transition. Pour les nombres de Reynolds plus importants, la longueur de recirculation varie faiblement et semble diminuer un peu. Les résultats restent toutefois convenables avec une longueur de recollement $2lr/e \sim 8$. Très peu de simulations de la littérature ont permis de prédire les trois régimes d'écoulement avec une transition correctement décrite. Ainsi ce résultat est tout de même très intéressant et conforte le travail de l'étude préliminaire sur la détermination d'une méthodologie de simulation. Nous effectuons ainsi des simulations avec un outil permettant de décrire de manière assez précise la physique des écoulements autour d'ailettes.

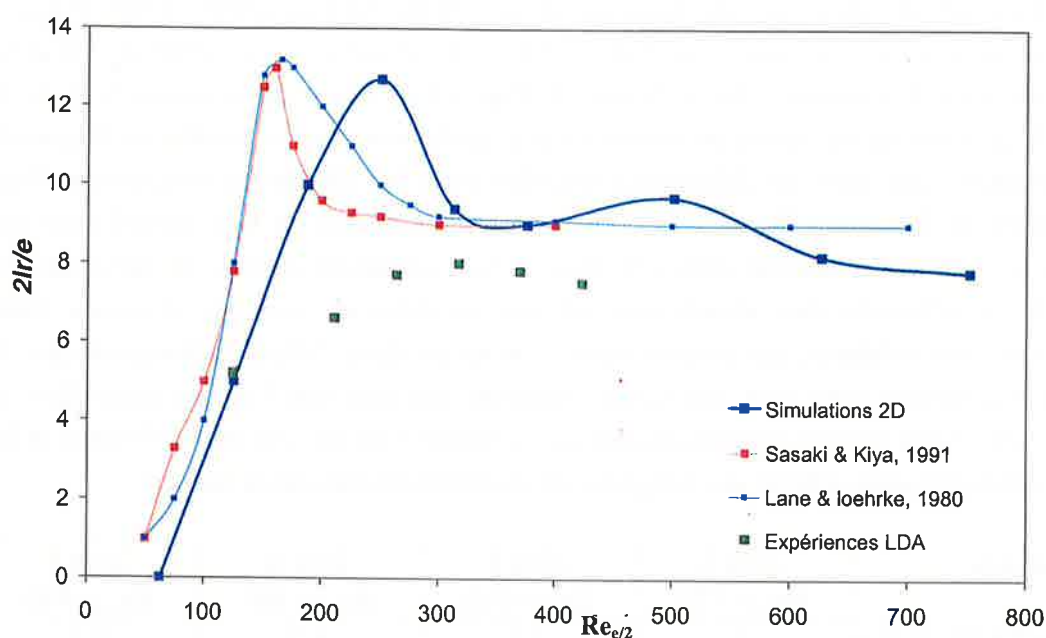


Figure 3.80 : Longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds

3.2.1.4 Etude du sillage

Nous observons maintenant les phénomènes présents dans le sillage d'une ailette isolée. D'abord, nous présentons les profils de vitesse et de température obtenus expérimentalement et numériquement dans le sillage à la mi-épaisseur de l'ailette et ensuite, nous comparons les nombres de Strouhal caractéristiques aux résultats de la littérature.

➤ Les profils

Les profils de vitesse moyenne et fluctuante, suivant la direction de l'écoulement, dans le sillage d'une ailette isolée, sont proposés pour différents nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$; 240 ; 360 ; 500 (Figure 3.81, Figure 3.82). Les grandeurs utilisées sont adimensionnées à partir de la vitesse amont et tracées en fonction de l'abscisse dans le sillage. Les courbes présentent alors les résultats comparatifs obtenus à partir des simulations TRIO_U et des expériences réalisées par anémométrie fil chaud. Pour les faibles abscisses, nous remarquons juste à l'arrière de l'ailette dans la zone de recirculation de sillage, une région dans laquelle les vitesses issues de la simulation sont négatives. Dans cette zone, les mesures fil chaud fournissent une vitesse moyenne quasiment nulle. Ensuite, à la fin de cette zone de recirculation, les vitesses augmentent fortement pour atteindre une vitesse proche de la vitesse débitante en fin de sillage. La Figure 3.81 montre un bon accord entre les vitesses moyennes dans le sillage. On note toutefois, que pour les nombres de Reynolds les plus importants, les résultats de simulation sont plus proches des expériences. Par ailleurs, une constatation peut

être réalisée sur la taille de la zone de recirculation dans le sillage de l'ailette qui semble diminuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds. En ce qui concerne les mesures de fluctuations de vitesse (Figure 3.82), les écarts entre expériences et simulations sont plus importants mais l'allure générale est respectée. Les simulations 2D semblent surestimer les fluctuations dans le sillage de l'ailette par rapport aux expériences. Malgré cela les résultats sont convenables et montrent que les fluctuations sont maximales, juste en aval de la zone de recirculation.

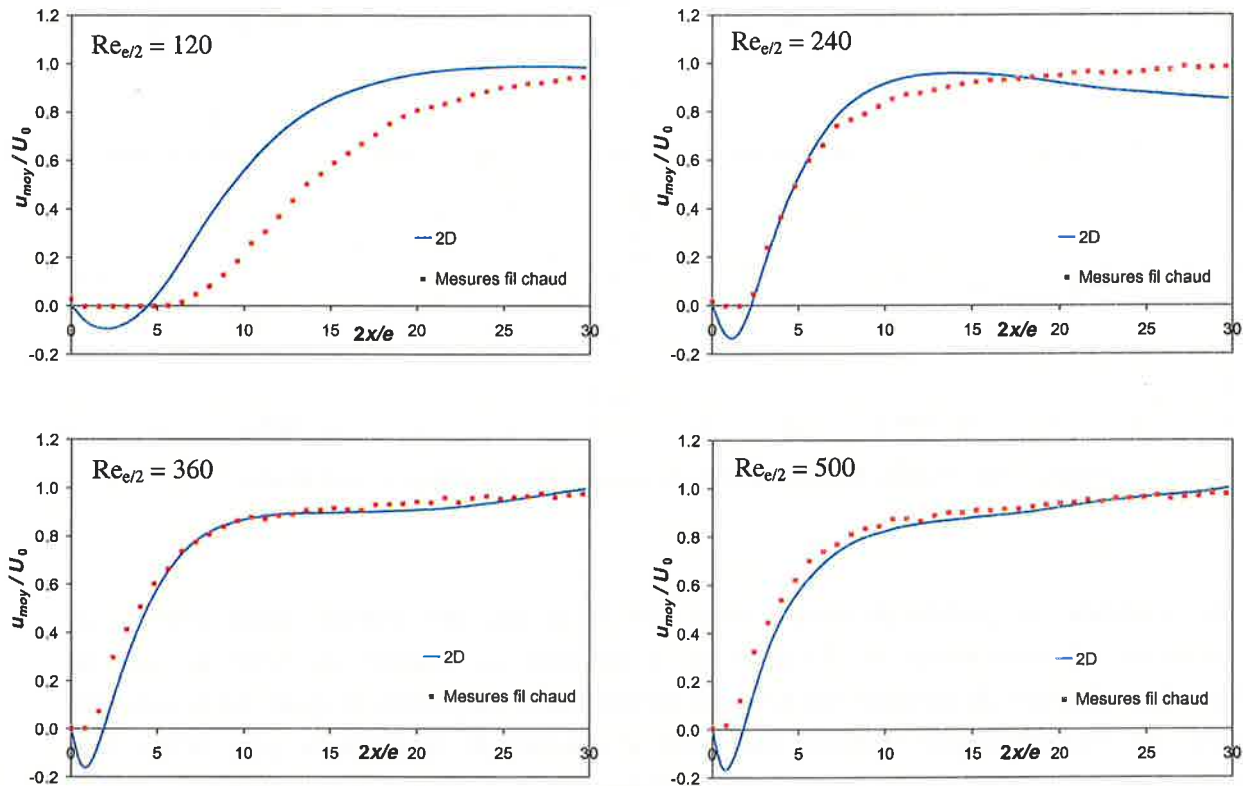


Figure 3.81 : Profils de vitesse dans le sillage d'une ailette pour différents nombres de Reynolds ($x = 0$ désigne ici le bord de fuite de l'ailette)

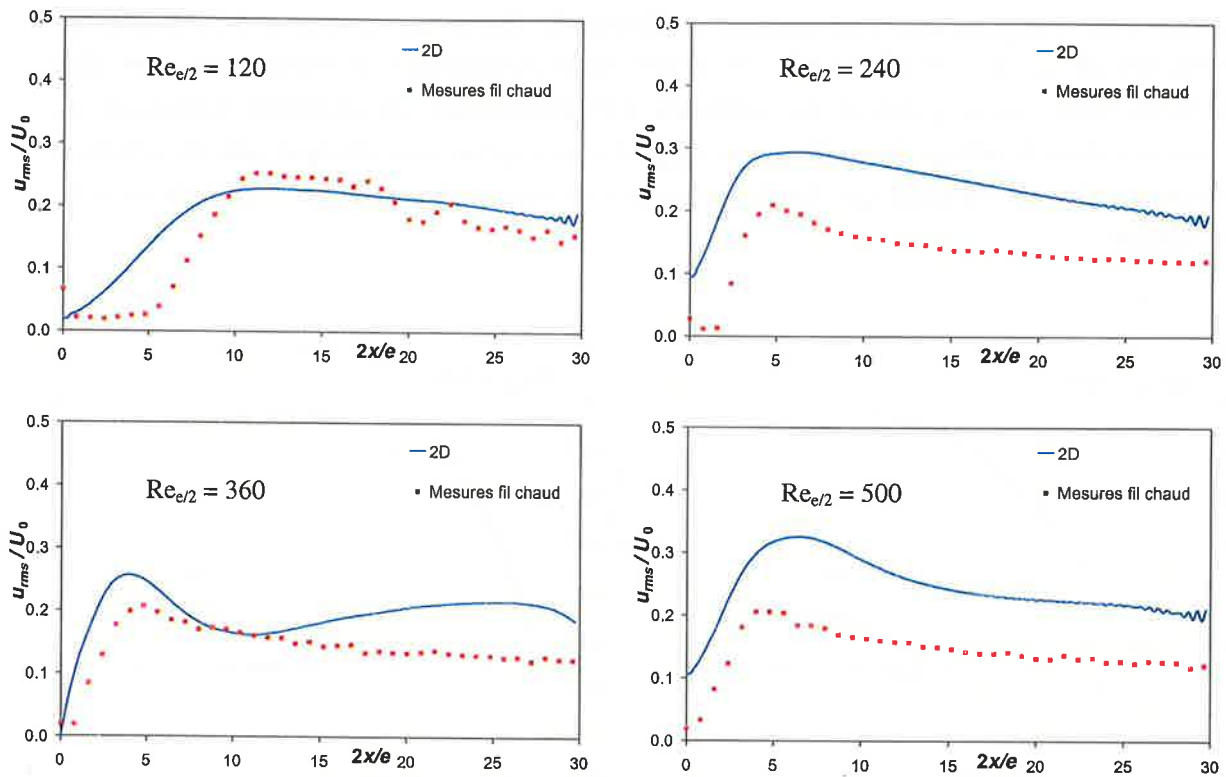


Figure 3.82 : Profils de fluctuations de vitesse dans le sillage d'une ailette

En ce qui concerne les profils de température dans le sillage des ailettes, nous traçons les températures adimensionnées en fonction de la distance par rapport au bord de fuite de l'ailette. Les résultats de simulations pour les températures moyennes (Figure 3.83) sont très proches des données expérimentales sauf pour le nombre de Reynolds le plus faible. Les profils numériques de température paraissent diffuser plus par rapport aux expériences. Ainsi, leur évolution est plus régulière et marque moins la zone de recirculation de sillage. Les fluctuations numériques (Figure 3.84) sont quant à elles supérieures à celles relevées expérimentalement, comme nous l'avons déjà observé pour les fluctuations de vitesse. La modélisation 2D est sans doute la raison principale de cette différence, en forçant la turbulence dans le plan de simulation. Toutefois, nous pouvons noter que les allures sont assez semblables avec un maximum proche de $2x/e \sim 10$. Le maximum des fluctuations thermiques est un peu décalé et plus éloigné de l'ailette par rapport au maximum des fluctuations de vitesse.

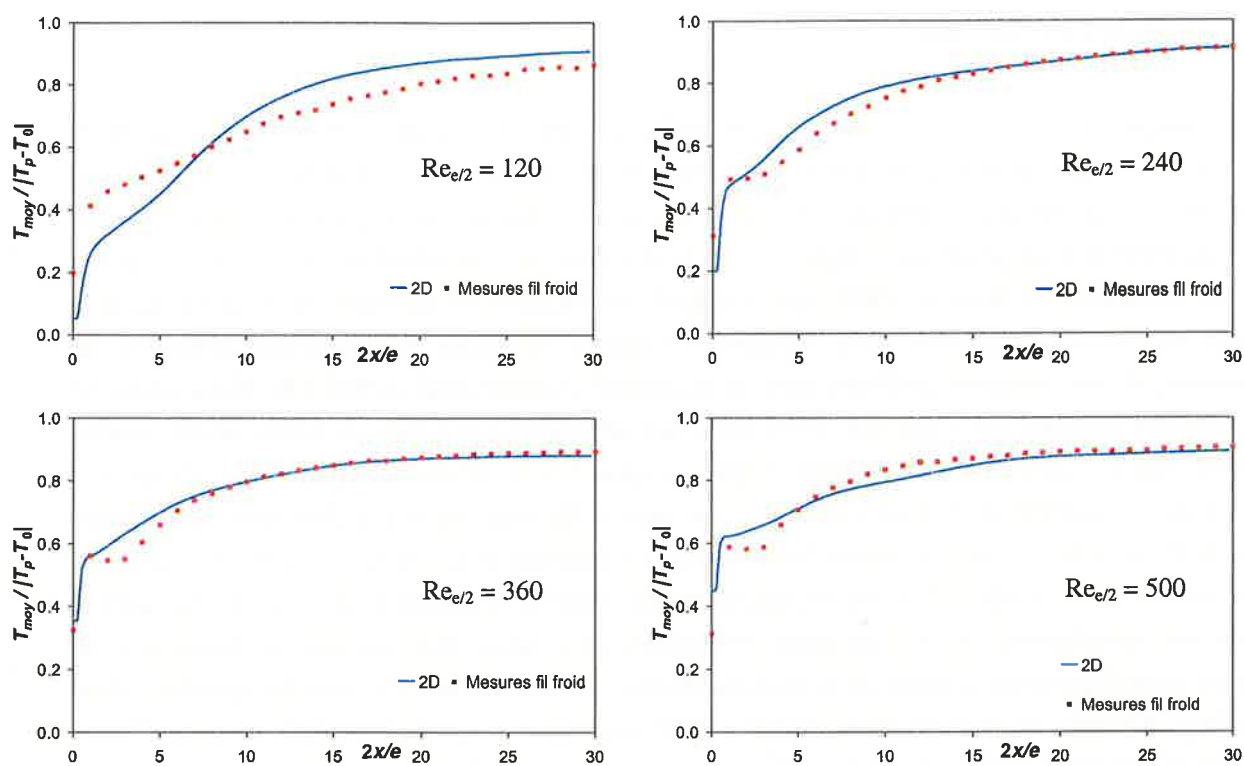


Figure 3.83 : Profils de température dans le sillage d'une ailette

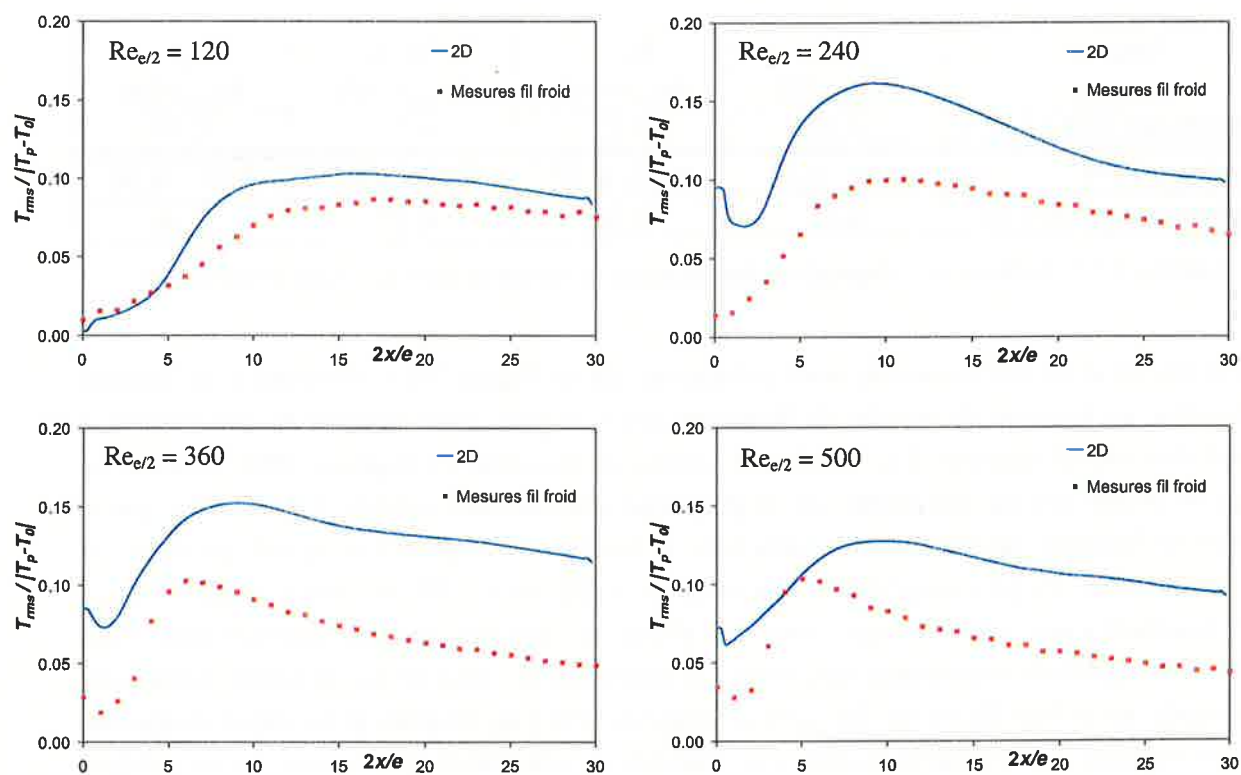


Figure 3.84 : Profils de fluctuation de température dans le sillage d'une ailette

➤ Le nombre de Strouhal

Nous comparons maintenant les fréquences de lâchers tourbillonnaires adimensionnées mises sous la forme du nombre de Strouhal. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats sous forme d'un tableau (Tableau 3.13) pour les quatre régimes de Reynolds étudiés, ensuite nous proposerons un graphique (Figure 3.85) fournissant plus de résultats. Les résultats seront ensuite comparés à Okajima, 1991, qui a réalisé des mesures de nombre de Strouhal dans le sillage de plaques épaisses pour différents rapports d'aspect et différents nombres de Reynolds, et aux mesures réalisées avec le dispositif expérimental ANETTE. Nous utilisons les résultats obtenus par Okajima, 1991 avec des géométries proches de notre ailette isolée. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1 (paragraphe 1.3.2), d'autres auteurs ont réalisé des études sur le nombre de Strouhal derrière une plaque épaisse, mais ces dernières sont moins complètes et donnent pour la plupart des résultats en accord avec Okajima, 1991. Cette étude nous servira donc ici de référence bibliographique. Afin de calculer le nombre de Strouhal à partir des simulations et des mesures expérimentales, nous déterminons la fréquence de lâchers tourbillonnaires à partir de la transformation de Fourier des vitesses instantanées dans le sillage. Ensuite, nous utilisons la relation (1.3) pour déterminer le Strouhal. Pour vérifier la fréquence caractéristique des phénomènes, nous comparons les résultats fréquentiels de la transformation de Fourier des vitesses à celle des températures. Dans tous les cas de cette étude, nous avons obtenu un très bon accord entre simulations, expériences et données de la littérature.

Auteurs	St_e à $Re_{e/2}=120$	St_e à $Re_{e/2}=240$	St_e à $Re_{e/2}=360$	St_e à $Re_{e/2}=500$
Simulations TRIO_U 2D	0,13	0,17	0,17	0,19
Okajima, 1991	0,12 - 0,15	0,14 - 0,17	0,15 - 0,18	0,17 - 0,20
Expériences ANETTE	0,13	0,16	0,17	0,18

Tableau 3.13 : Tableau de comparaison des nombres de Strouhal dans le sillage d'une ailette

Afin d'affiner cette comparaison, nous présentons sur la Figure 3.85, l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour un plus grand nombre de simulations et de résultats expérimentaux. Les nombreux points de mesures d'Okajima, 1991 forment un nuage de points qui est représenté sur le graphique par une aire colorée. On observe que le nombre de Strouhal augmente faiblement avec le nombre de Reynolds et semble se stabiliser pour les régimes les plus importants. Les mesures d'Okajima, 1991 réalisées jusqu'à $Re_{e/2} \sim 2000$ montrent aussi cette tendance, avec une dispersion des résultats qui diminue après $Re_{e/2} \sim 500$. Nos résultats expérimentaux, issus du dispositif de mesure fil chaud/fil froid, sont positionnés au milieu du nuage du point d'Okajima, 1991 et, respectent la même évolution, nous avons alors un excellent accord. Les résultats de simulation sont quant à eux compris dans les nuages de point d'Okajima, 1991, mais se montrent un peu moins monotones. Ceci est en partie dû à la détermination de la fréquence caractéristique à partir des résultats temporels. Toutefois, ces résultats sont totalement satisfaisants et montrent une bonne description des phénomènes instationnaires à partir des calculs 2D.

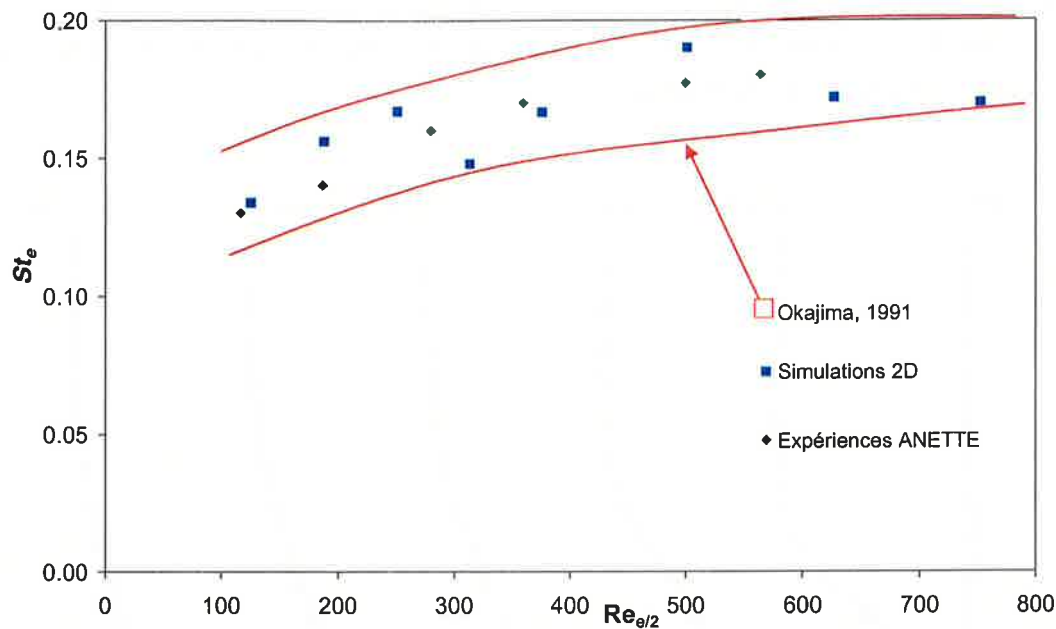


Figure 3.85 : Nombres de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds

3.2.1.5 Autres résultats de comparaisons

Dans cette partie, nous allons comparer les profils de vitesse et de température perpendiculaires à l'ailette pour différentes positions le long de l'ailette. Nous pourrions alors observer le développement de la couche limite autour de l'ailette. Les grandeurs moyennes et fluctuantes issues des simulations numériques et des dispositifs expérimentaux seront aussi examinées. Le dispositif ANETTE de mesure fil chaud/fil froid fournira les points thermiques. L'étude LDA permettra quant à elle de réaliser des comparaisons sur les vitesses. Les profils perpendiculaires sont proposés sur les Figures 3.86 à 3.89 pour les abscisses de l'ailette : $2x/e = 2 ; 4 ; 8 ; 10 ; 16$. L'étude comparative est présentée uniquement pour le régime turbulent à $Re_{e/2} = 360$ où tous les phénomènes sont présents.

➤ Les profils de vitesse

Pour les profils de vitesse, nous utilisons les mesures réalisées à partir du dispositif LDA sur une ailette de la première rangée. Nous comparons ce résultat aux profils de vitesse obtenus à partir des simulations numériques 2D. La Figure 3.86 montre un accord excellent entre les résultats de simulations et les mesures expérimentales d'anémométrie Laser. Jusqu'à $2x/e = 10$, il semble exister une inversion des vitesses montrant l'existence d'une poche de recirculation. Toutefois, à partir de $2x/e = 8$, cette dernière diminue fortement, on retrouve alors nos résultats sur le point de recollement qui est situé à $2lr/e \sim 8$ pour les mesures LDA et $2lr/e \sim 9$ pour les simulations. Ensuite, nous sommes en présence de profils habituels de développement de couche limite. En ce qui concerne la composante de vitesse perpendiculaire à la vitesse débitante (

Figure 3.88), les résultats de simulations montrent de nouveau un très bon accord avec les expériences. Les fluctuations de vitesse sont elles aussi plutôt bien prédites (Figure 3.87 et Figure 3.89). Toutefois, il existe un écart au niveau de la frontière de la couche limite pour les fluctuations dans la direction de l'écoulement.

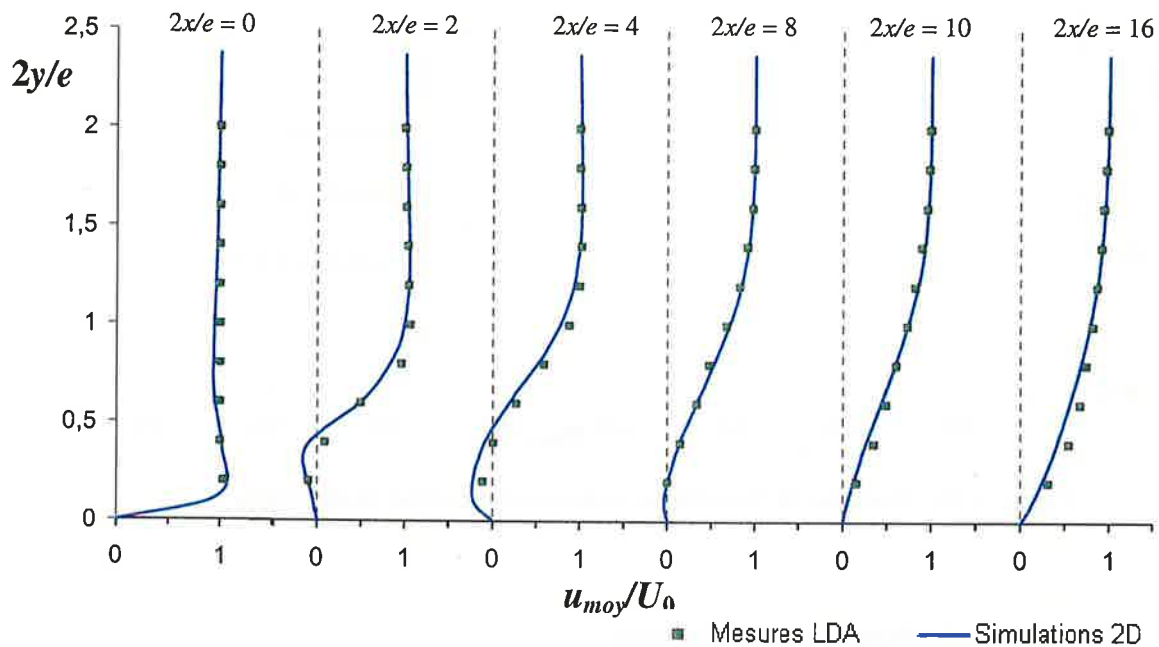


Figure 3.86 : Vitesses suivant l'axe x le long de l'ailette

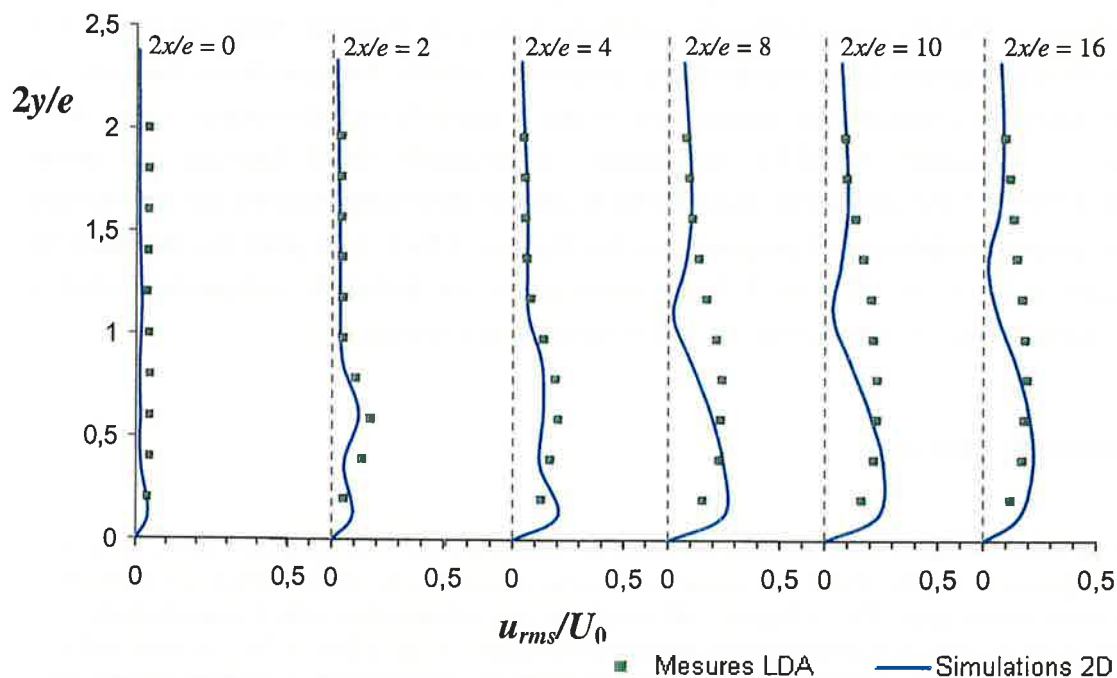


Figure 3.87 : Fluctuations de vitesse suivant l'axe x le long de l'ailette

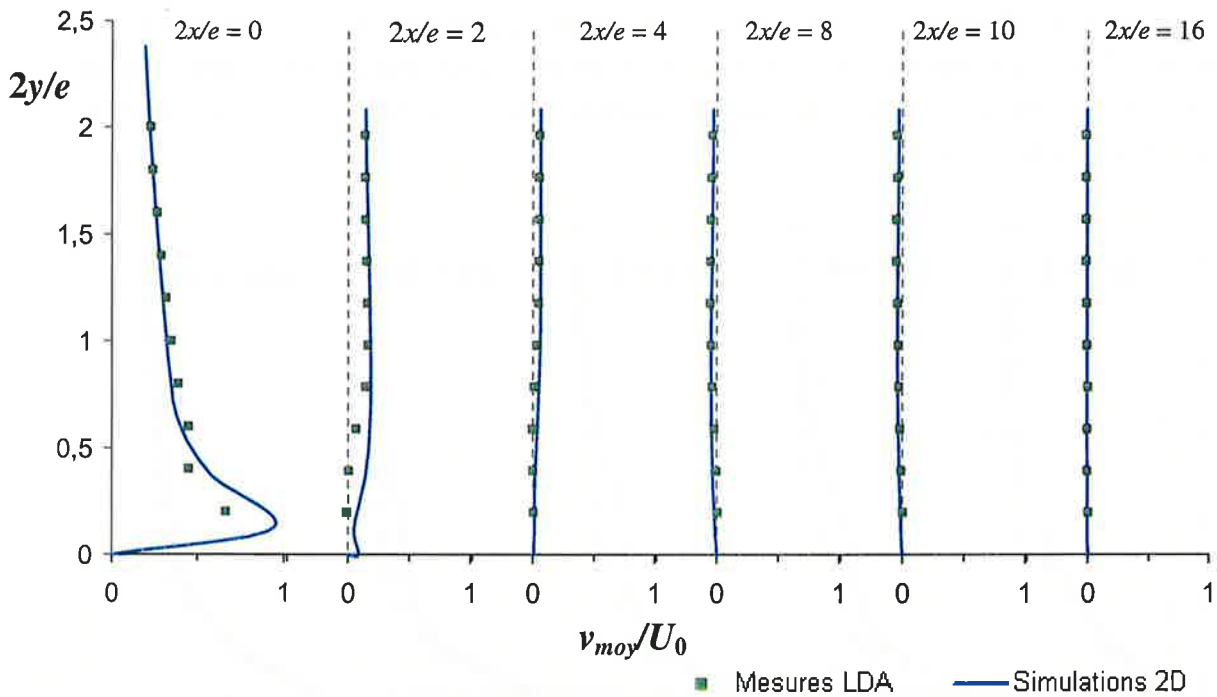


Figure 3.88 : Vitesses suivant l'axe y le long de l'ailette

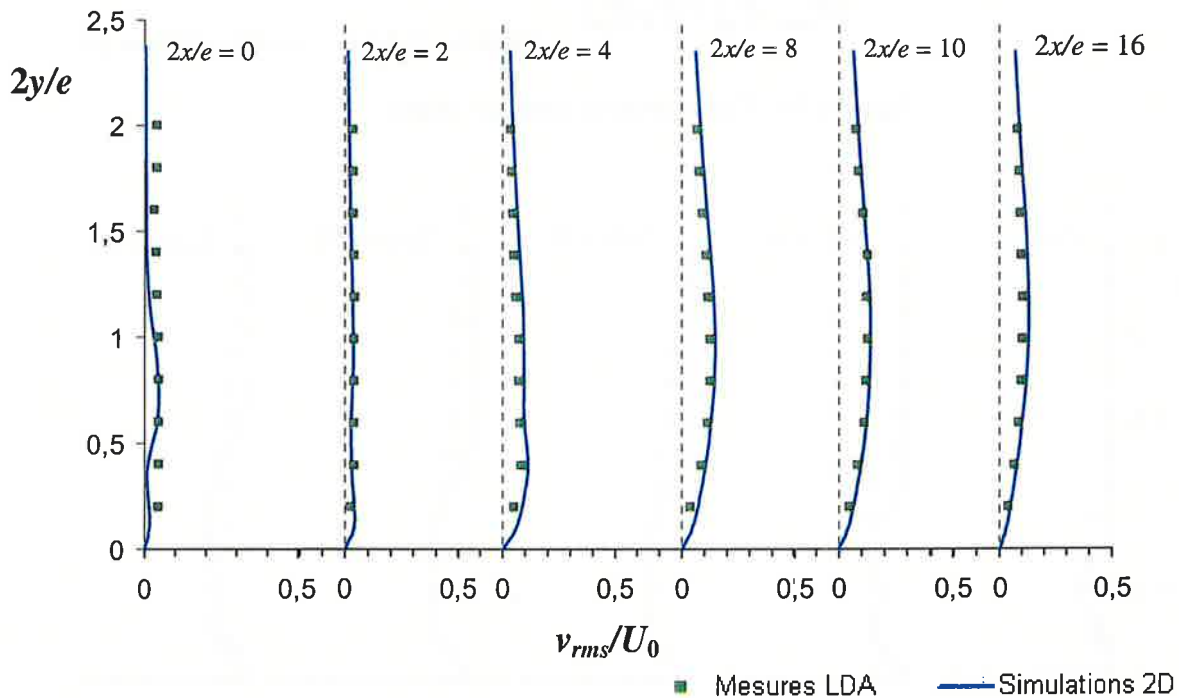


Figure 3.89 : Fluctuations de vitesse suivant y le long de l'ailette

➤ Les profils de température

Nous présentons alors les profils de température perpendiculaires à l'ailette pour différentes abscisses le long de cette dernière. Les mesures fil froid de température sont réalisées sur le

dispositif ANETTE à $Re_{e/2} = 360$. Pour les valeurs moyennes de température (Figure 3.90), les comportements entre la simulation et les expériences sont assez semblables, même si nous avons quelques différences sur les valeurs de températures au sein de la poche de recirculation. En ce qui concerne les fluctuations de températures (Figure 3.91), nos résultats sont assez proches mais l'on peut noter comme précédemment une différence au niveau de la frontière de la couche limite.

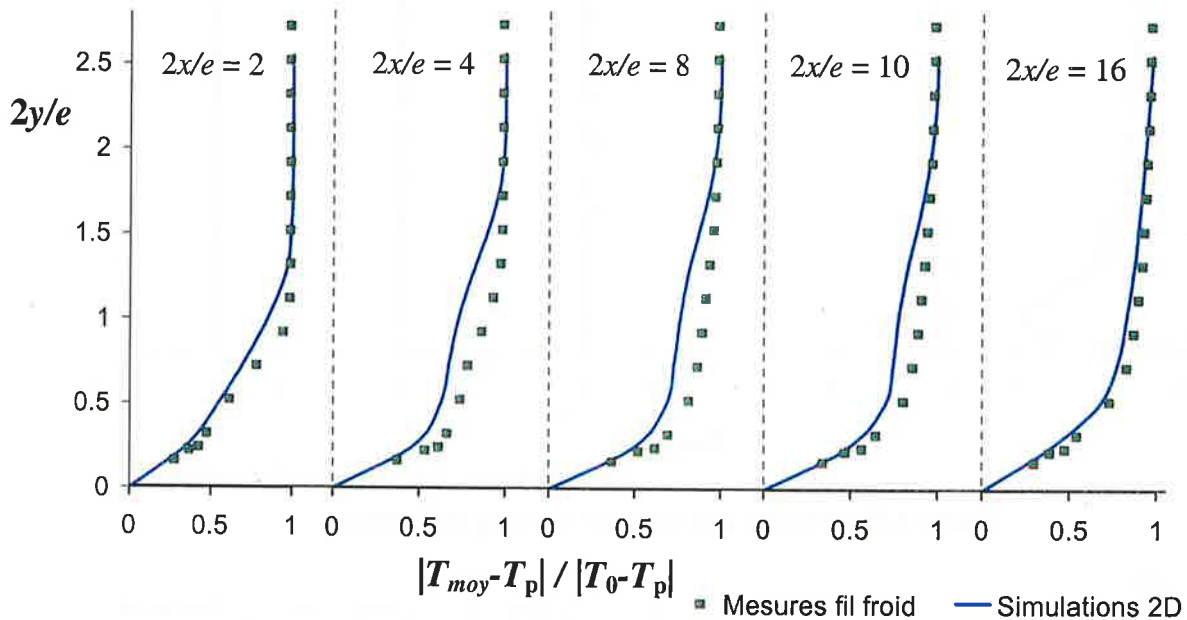


Figure 3.90 : Température le long de l'ailette

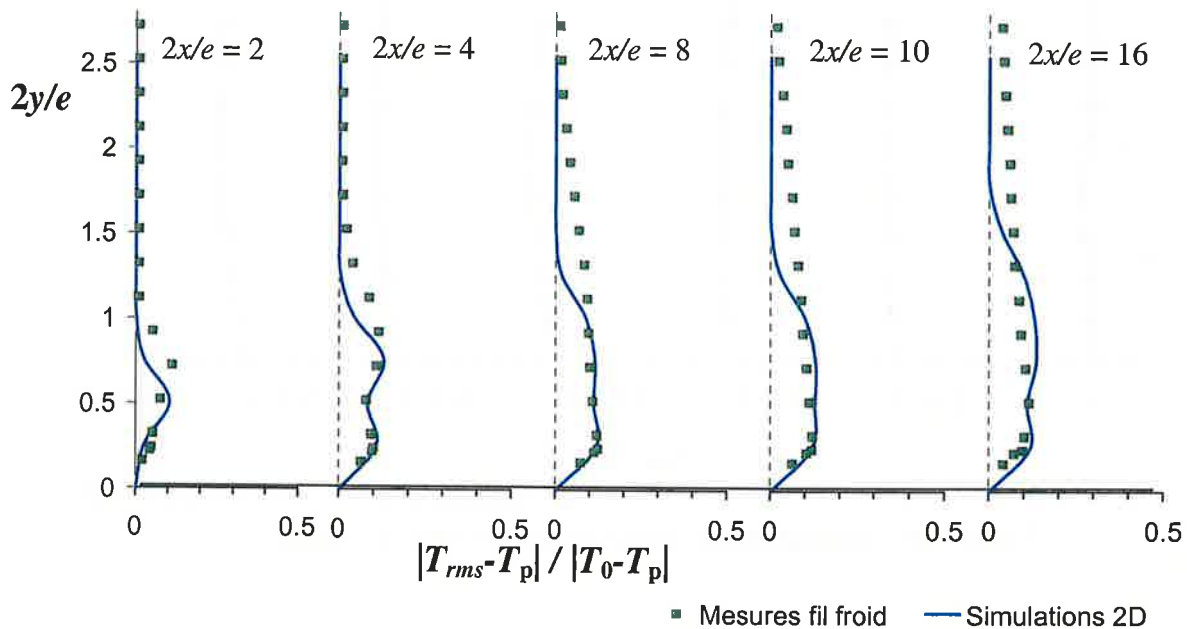


Figure 3.91 : Fluctuations de température le long de l'ailette

3.2.1.6 Conclusion pour l'étude sur une ailette isolée

Nous avons comparé ici plus finement les résultats des simulations instationnaires TRIO_U validées dans l'étude préliminaire, aux résultats locaux disponibles à partir de nos deux bancs expérimentaux. Ce travail réalisé pour quatre nombres de Reynolds ($Re_{e/2} = 120 ; 240 ; 360 ; 500$) montre globalement un excellent accord en expériences et simulations.

Ainsi, les profils pariétaux de frottement et de nombre de Nusselt ont été comparés aux profils mesurés par LDA, fil chaud et fil froid. Même si nous pouvons noter quelques dispersions sur la dimension de la poche de recirculation, l'écoulement et les échanges thermiques sont convenablement prédits par les simulations. Nous avons aussi constaté que le régime de transition paraît être le plus difficile à prédire avec une augmentation durant cette phase de la poche de recirculation. Nos profils sur la longueur de poche de recirculation en fonction du nombre de Reynolds sont en accord avec les résultats de la littérature (Lane & Loehrke, 1980 et Sasaki & Kiya, 1991).

Ensuite, une étude des phénomènes présents dans le sillage a été réalisée. Nous avons ainsi dans un premier temps présenté les profils comparatifs de vitesse et température moyenne et fluctuante. Puis, nous avons montré l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du régime d'écoulement. En ce qui concerne les grandeurs fluctuantes, les simulations prédisent des fluctuations plus importantes que les relevés expérimentaux. Ceci, est alors principalement dû à la modélisation bidimensionnelle de l'écoulement qui contraint la turbulence dans un plan. Les résultats pour le nombre de Strouhal obtenus à partir des simulations sont en accord avec nos résultats expérimentaux et les données de la littérature.

Enfin, les profils de vitesse et température le long de l'ailette montrent le développement de la couche limite sur une plaque épaisse. On a alors la poche de recirculation avec des vitesses négatives, puis un développement habituel de couche limite. Les résultats montrent de nouveau un bon accord entre expériences et simulations. Nous pouvons noter qu'au loin de l'ailette, les fluctuations expérimentales sont plus importantes que celles des simulations. Nous observons alors l'effet du taux de turbulence des veines d'essais.

3.2.2 Etude sur plusieurs ailettes d'échangeurs

Nous avons simulé le dispositif expérimental ANETTE, avec TRIO_U en utilisant une coupe 2D de la section d'essais et en conservant les schémas numériques validés précédemment. Les mesures expérimentales globales sont réalisées à partir des thermocouples et du capteur différentiel de pression. Six 6 ailettes, refroidies par la circulation d'eau, sont placées dans la section d'essais. En effet, pour avoir des écarts de température et de pression significatifs entre l'entrée et la sortie de la section d'essais, il est nécessaire de positionner dans la veine le maximum d'ailette (c'est à dire 6). Après avoir montré la cohérence entre les résultats locaux des simulations et des expériences, cette étude a pour objectif de juger l'aptitude des simulations à estimer les performances thermohydrauliques globales.

3.2.2.1 Description de l'étude

➤ La simulation

La simulation représente une coupe bidimensionnelle du dispositif expérimental (Figure 3.92) avec 6 ailettes modélisées par des parois à température imposée. La conduite en plexiglas de la veine d'essais étant modélisée par une condition limite de paroi fixe adiabatique. Nous considérons alors qu'il n'y a aucun échange entre la veine d'essais et l'extérieur.

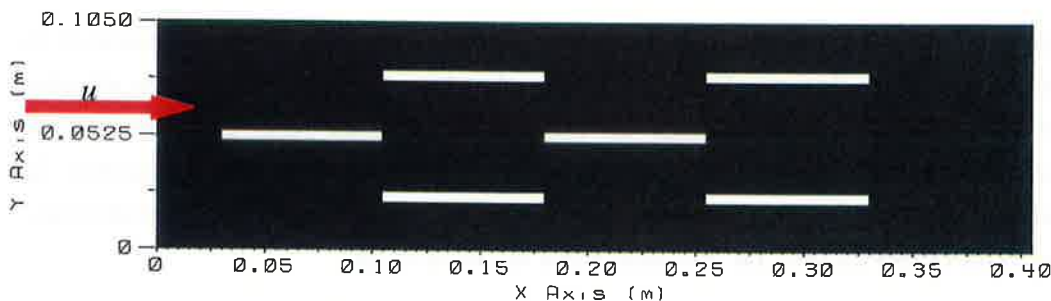


Figure 3.92 : Domaine de calcul 2D pour représenter le dispositif expérimental ANETTE

Le fluide circulant autour des ailettes est de l'air dont la température et la vitesse d'entrée sont imposées. Les propriétés physiques utilisées sont présentées dans le Tableau 3.1.

Ainsi les conditions limites mises en places pour cette étude sont les suivantes :

- Entrée : Condition de vitesse (U_0) et température ($T_0 = 40^\circ\text{C}$) imposées
- Sortie : Condition de pression libre de type "Orlansky", avec des points à pression imposée à 0 au niveau des coins.
- Ailettes : Parois fixes à température imposée ($T_p = 15^\circ\text{C}$)
- Bords latéraux : Parois adiabatiques

Plusieurs simulations ont été réalisées pour différentes vitesses d'entrée du fluide dans le domaine de calcul (1 ; 2 ; 3 et 4 m/s, ce qui correspond à des nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 150 ; 300 ; 450$ et 600). Le maillage uniforme régulier utilisé (Figure 3.93) est le même pour toutes les simulations. Nous avons conservé un maillage équivalent à celui utilisé durant l'étude préliminaire.

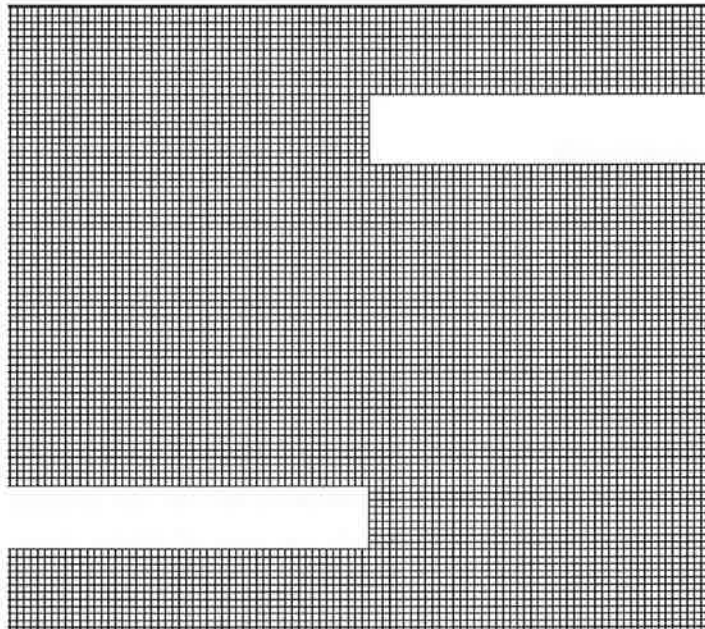


Figure 3.93 : Représentation du maillage autour des ailettes

Les schémas et modèles numériques validés dans la partie précédente sont de nouveau utilisés. Nous comparons ici les résultats globaux de perte de charge et d'échange thermique entre les simulations et les mesures expérimentales.

Pour exploiter les résultats globaux de simulations, il est possible grâce à TRIO_U de calculer le flux thermique à chaque pas de temps pour toutes les conditions aux limites. Pour déterminer les pertes de charge, nous réalisons une moyenne temporelle des pressions moyennes sur les sections d'entrée et de sortie du domaine de simulation.

➤ *Les mesures expérimentales*

Nous utilisons les mesures fournies par les thermocouples et le capteur de pression. Afin de limiter les échanges thermiques entre la veine d'air et l'extérieur et pour se rapprocher des conditions de la simulation, une épaisseur d'isolant (22 mm d'Armaflex) a été placée autour de la veine d'essais en plexiglas.

En ce qui concerne l'exploitation des résultats expérimentaux, nous utilisons le capteur différentiel basse pression pour mesurer les pertes de charge. Les thermocouples placés en entrée et sortie de la section d'essais nous permettent de déterminer les températures moyennes dans les sections d'entrée et sortie. Les mesures ont été effectuées pour environ 9

débits entre 20 et 150 Nm³/h, ce qui donne pour le nombre de Reynolds calculé sur la demi-épaisseur : $Re_{e/2} = 100$ à 650.

Nous utilisons les grandeurs f et j , définies au cours du premier chapitre (eq. 1.12 et 1.13), pour comparer les résultats globaux thermohydrauliques. Les résultats de comparaison entre simulations et expériences sont présentés pour des nombres de Reynolds variant de $Re_{e/2} = 100$ à 650.

3.2.2.2 Résultats qualitatifs

Afin de se représenter l'image de l'écoulement et les phénomènes physiques associés, les visualisations de températures des Figures 3.94 à 3.97 sont issues des simulations du dispositif expérimental ANETTE. Dans un premier temps, nous pouvons constater que les phénomènes autour de la première ailette de l'échangeur sont équivalents à ceux simulés autour d'une ailette isolée. Par ailleurs, la Figure 3.94 montre que dans le cas où le décollement et le recollement sont laminaires sur la première ailette, l'allée de Von-Karman du sillage engendre des phénomènes turbulents instationnaires sur les ailettes suivantes. Ceci montre en fait l'intérêt principal de l'utilisation de ce type d'ailette dans les échangeurs thermiques par la génération de phénomènes turbulents bénéfiques aux échanges. Ces instabilités engendrent alors sur les ailettes avalées une transition vers un écoulement turbulent. Quand le nombre de Reynolds devient plus important (Figure 3.96 et Figure 3.97), le décollement et le recollement sont turbulents, les instationnarités apparaissent dès la première ailette et au bout de quelques rangées les sillages interfèrent fortement. Enfin, l'évolution des phénomènes au bout de quatre rangées d'ailettes laisse percevoir l'agitation qui pourra alors être présente pour de plus nombreuses rangées d'ailettes. On voit qu'au bout de plusieurs rangées d'ailettes quelque que soit le nombre de Reynolds ($Re_{e/2} \gtrsim 80$), nous allons tendre vers une turbulence développée.

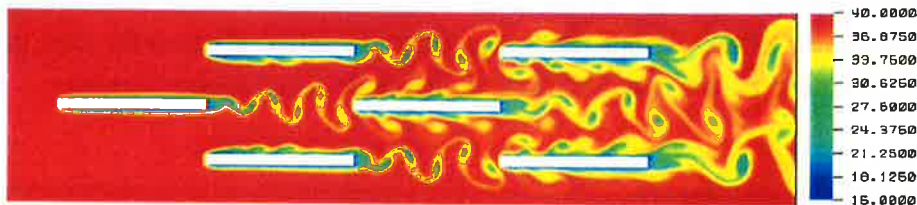


Figure 3.94 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 150$ ($U = 1$ m/s)

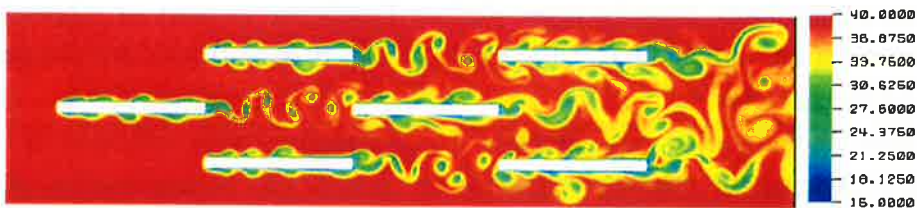
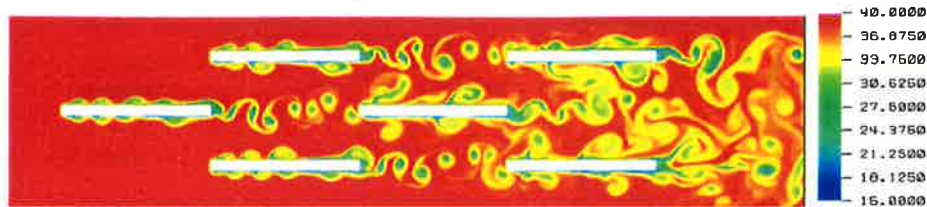
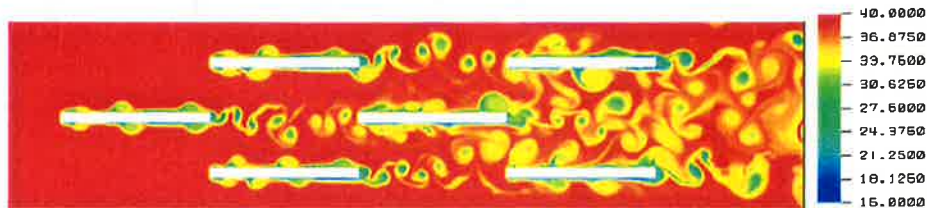


Figure 3.95 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 300$ ($U = 2$ m/s)

Figure 3.96 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 450$ ($U = 3$ m/s)Figure 3.97 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 600$ ($U = 4$ m/s)

3.2.2.3 Résultats quantitatifs

Nous allons comparer maintenant les résultats globaux calculés à partir de ces simulations à ceux issus des expériences sur le dispositif ANETTE.

Tout d'abord, pour vérifier la reproductibilité des mesures expérimentales, nous utilisons plusieurs séries de résultats. En effet, dix expérimentations ont permis d'établir les résultats présentés sur les Figures 3.98 et 3.99, certaines étant aussi établies pour différents écarts de température entre les ailettes (refroidies par la circulation d'eau) et l'air (chauffé par un réchauffeur équipé d'une régulation). Ensuite, La Figure 3.98 présente le coefficient de frottement dans la section d'essais calculé à partir de la moyenne d'une valeur moyenne des résultats d'expériences, la barre d'erreur représente l'amplitude de dispersion rencontrée au cours des essais. Les simulations effectuées pour quatre nombres de Reynolds différents sont présentées sur ce même graphique. Enfin, pour le coefficient de Colburn, les résultats expérimentaux et numériques sont comparés sur la Figure 3.99.

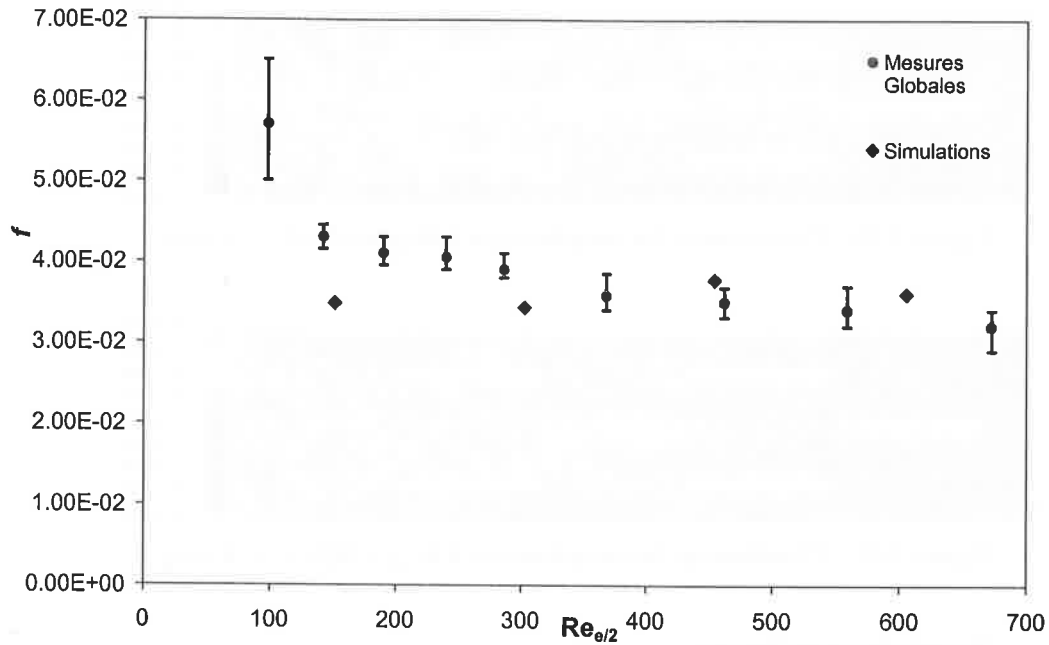


Figure 3.98 : Comparaisons entre le facteur de frottement expérimental et numérique

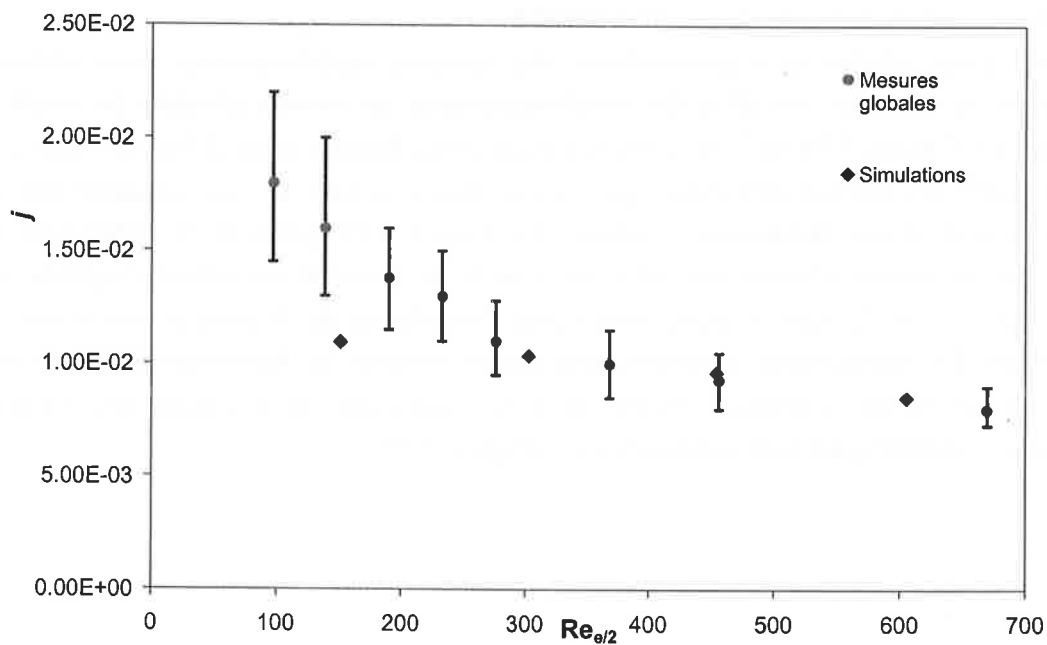


Figure 3.99 : Comparaisons entre le coefficient de Colburn expérimental et numérique

Dans un premier temps, nous pouvons signaler que les incertitudes sur la mesure de pression différentielle (Figure 3.98) sont assez faibles, nous avons obtenu pour la plupart des points une très bonne reproductibilité des résultats, sauf pour la mesure au plus faible débit. A ce faible débit, les pertes de charge mesurées sont données de manière indicative, car la mesure n'est pas représentative devant la résolution et l'incertitude du capteur différentiel basse

pression. Le graphique montre que le facteur de frottement f diminue très faiblement en fonction du nombre de Reynolds.

Ensuite, en ce qui concerne les mesures thermiques et leur exploitation (Figure 3.99), nous notons que les valeurs ont une décroissance exponentielle en fonction du nombre de Reynolds, les barres d'incertitudes sont plus importantes que précédemment et diminuent quand le débit augmente. Les incertitudes principales viennent de la détermination des températures moyennes dans les sections d'entrée et de sortie, sachant que les écarts de températures entre les deux sections sont de quelques degrés (environ 3 à 4°C). Ainsi une petite incertitude de mesure a une influence directe sur les résultats. De plus, malgré la présence de deux thermocouples dans chaque section de mesure, il est difficile de déterminer une température moyenne de la section, car il y a une légère stratification de l'écoulement présente pour les faibles débits ($Re_{e/2} < 200$). Ainsi, la position du thermocouple dans la section est très importante. Pour ces mesures à faibles débits nous avons essayé de réaliser une moyenne spatiale de la température.

Enfin, les quatre résultats numériques sont assez proches des résultats expérimentaux sauf pour le point à plus faible débit. D'une part, il se trouve dans la zone où les incertitudes de mesures sont les plus importantes. D'autre part, la raison principale de cette différence est l'intensité turbulente de la veine d'essais qui est d'environ 7 % avec une vitesse de 1 m/s ($Re_{e/2} = 150$). Ainsi le fluide arrivant avec une agitation turbulente non présente dans la simulation, l'expérience favorise alors les phénomènes turbulents dès la première rangée d'ailettes. Les pertes de charge et les échanges thermiques augmentent alors en présence des recollements turbulents. Ce phénomène ne se produit quasiment pas pour les autres débits car comme on peut le voir sur les visualisations des simulations, la poche de recirculation est alors instable dès la première rangée d'ailettes.

Pour conclure sur ces mesures globales, nous allons comparer nos résultats et nos simulations aux corrélations de Manglik & Bergles, 1995 établies pour des géométries d'ailette à pas décalés (Figure 3.100). Cette corrélation empirique présentée au paragraphe 1.4.2.4 a été établie pour des géométries comportant de nombreuses rangées d'ailettes OSF.

Pour représenter les résultats, nous utilisons alors un graphique logarithmique en fonction du nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique, comme cela se fait d'usage pour les corrélations concernant le dimensionnement d'échangeurs. Il apparaît que la corrélation pour les frottements est très proche de nos résultats expérimentaux. Ainsi nos simulations, sont aussi en accord avec les frottements issus de la corrélation. En ce qui concerne les échanges thermiques, nos résultats présentent la même décroissance que la corrélation mais avec des valeurs supérieures. Ceci est logique au vu de la géométrie étudiée qui ne correspond pas exactement aux géométries d'ailettes à pas décalé. En effet, seule la partie verticale des ailettes est chauffée alors que pour des ailettes OSF toutes les surfaces sont chauffées est particulièrement la zone où les ailettes sont brasées. Ainsi cet écart entre la corrélation et nos résultats est lié à deux paramètres. D'une part, nous ne prenons en compte que quatre rangées d'ailettes en profondeur, nous sommes alors dans une zone d'entrée où les échanges sont plus élevés. D'autre part, les surfaces étudiées sont différentes de celle d'une géométrie 3D d'OSF,

et nous ne prenons alors pas en compte les surfaces hautes et basses où la densité d'échange est plus faible car les instationnarités moins nombreuses.

Ces résultats sont assez satisfaisants et la représentation logarithmique fréquemment utilisée met en évidence la cohérence de nos résultats bien que réalisés dans une géométrie pas tout à fait équivalente aux ailettes OSF d'un échangeur.

Cette étude met en évidence la possibilité à partir de simulations fines, même sur un domaine réduit, en utilisant une modélisation 2D, de donner des résultats globaux pour les échanges thermiques et les frottements en accord avec les résultats expérimentaux et les corrélations empiriques. Par la suite, nous réaliserons alors une étude paramétrique sur les géométries à pas décalé, à partir de simulations sur quatre rangées d'ailettes. Nous utiliserons alors ces dernières pour comparer les géométries à partir des résultats globaux de frottement et d'échanges.

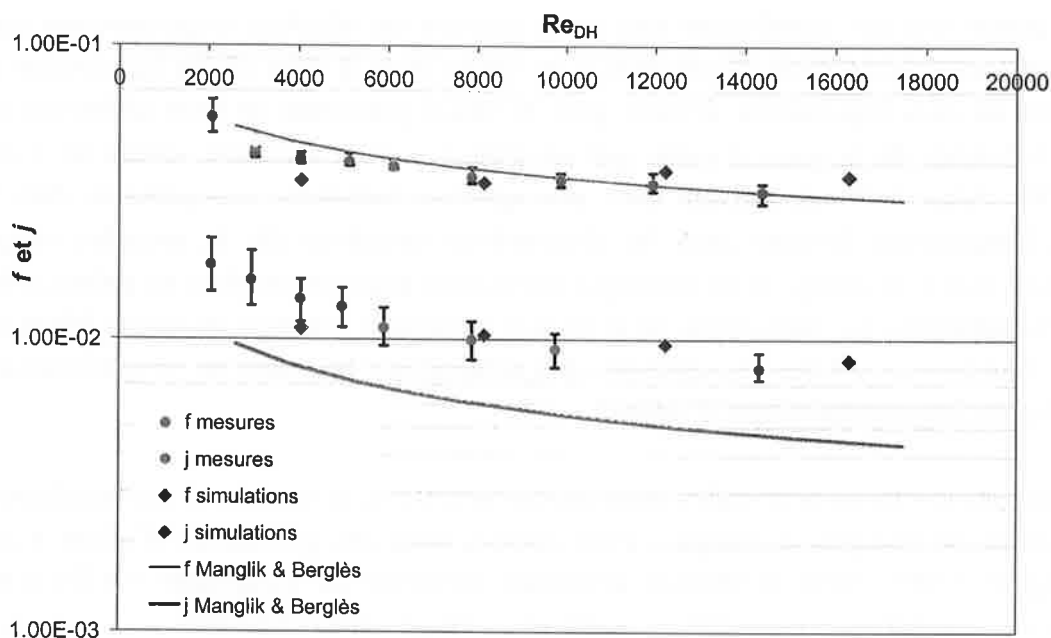


Figure 3.100 : Résultats comparatifs avec les corrélations de Manglik & Bergles, 1995 en représentation logarithmique

3.2.2.4 Conclusion pour l'étude globale sur plusieurs rangées d'ailette

Nous avons mené dans cette partie, une étude comparative entre les mesures globales réalisées avec le dispositif ANETTE et les simulations numériques TRIO_U 2D. Les résultats ont montré un très bon accord au niveau des frottements et des échanges thermiques. Nous avons toutefois constaté, un écart un peu plus important pour les simulations réalisées avec le plus petit nombre de Reynolds. Les échanges et les pertes de charge étant inférieures à celles déterminées expérimentalement, nous avons supposé que la turbulence de la veine expérimentale explique en partie cet écart.

Les résultats obtenus numériquement et expérimentalement ont aussi été comparés aux corrélations industrielles de Manglik & Bergles, 1995, utilisées pour le dimensionnement d'échangeurs à ailettes OSF. Bien que nos travaux sur six ailettes ne soient que faiblement représentatifs d'une géométrie d'échangeur OSF, nous obtenons globalement de bonnes tendances avec les corrélations. Ainsi, nous avons un excellent accord au niveau des pertes de charge entre nos résultats expérimentaux et la corrélation. Nous constatons par ailleurs l'effet d'un tracé logarithmique, sur ces résultats, qui diminue visuellement les écarts précédemment constatés entre simulations et expériences. En ce qui concerne les échanges thermiques, nos résultats ont le même comportement que la corrélation avec une faible décroissance en fonction du nombre de Reynolds. Les écarts entre nos résultats et les corrélations sont principalement dus au nombre d'ailette utilisée pour la simulation qui nous place dans une région d'entrée de l'échangeur où les échanges sont meilleurs.

3.2.3 Synthèse de l'étude détaillée

Après avoir validé précédemment une méthodologie pour simuler les écoulements au sein d'ailettes d'échangeurs OSF, nous avons, dans cette partie, réalisé des comparaisons locales et globales entre les simulations et les expériences. Tout d'abord, l'étude locale sur une ailette isolée, pour différents nombres de Reynolds, a montré que les simulations prédisaient convenablement les profils pariétaux et le sillage. Nous avons aussi présenté des résultats, sur la longueur de recollement et le nombre de Strouhal obtenus numériquement, en bon accord avec les données expérimentales bibliographiques. Ensuite, nous avons simulé une géométrie se rapprochant d'un échangeur avec six ailettes, les résultats globaux des simulations sont alors très proches des résultats expérimentaux. Nous avons alors pu noter l'effet de l'agitation turbulente sur ces résultats globaux, car pour le plus faible nombre de Reynolds, les expériences ont donné des échanges et des frottements supérieurs à la simulation. Ces résultats globaux ont aussi été comparés avec succès aux corrélations de Manglik & Bergles, 1995. Ainsi, notre outil de simulation semble fiable pour prédire les phénomènes physiques locaux et les échanges globaux dans les géométries d'ailettes à pas décalé. Dans le chapitre suivant, nous chercherons à améliorer les géométries actuelles d'ailettes à partir de simulations numériques.

D'après ce que nous avons vu, les échanges et les frottements sont sensibles au nombre de Reynolds ($Re_{e/2}$) mais aussi aux paramètres géométriques. Nous effectuerons alors une étude paramétrique afin de déterminer les paramètres pertinents permettant d'améliorer les performances de ces échangeurs. Différentes dimensions géométriques seront étudiées, telles que l'épaisseur et la longueur des ailettes. De plus, des simulations seront aussi réalisées sur des géométries un peu "innovantes".

Références du Chapitre 3

- Ackermann, C., 2000. Développement et validation de Simulations des Grandes Echelles d'écoulements turbulents dans un code industriel. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Barré, F., Bieder, U., Calvin, C., 2000. Description of the module for single phas Newtonian fluids under Boussinesq approximation. Note SMTH/LDTA/2000-xxx.
- Bieder, U. & Garré, E., 2001. Simulation des Grandes Echelles avec TRIO_U/PRICELES : Manuel utilisateurs. Note SMTH/LDTA/2001-007.
- Candel, S., 1992. Mécanique des fluides. Dunod Université.
- Chen, J.M. & Chiou, C.C., 1997. Flow past a blunt flat plate subjected to the disturbance of incident vortex street. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol 66, pp 179-196.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 1996. Mass transfer measurement from a blunt-faced flat plate in a uniform flow. Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 17, pp179-186.
- Lane, J.C. & Loehrke, R.I., 1980. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number. ASME, Journal of Fluids engineering, vol. 102, pp 494-496.
- Manglik, R.M. & Bergles, A.E., 1995. Heat transfer and pressure drop correlations for rectangular offset strip fin compact heat exchanger. Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 10, pp 171-181.
- Mercier, P. & Tochon, P., 1997. Analysis of turbulent flow and heat transfer in compact heat exchangers by a pseudo-direct numerical simulation. *Compact Heat Exchanger for the Process Industry*, Editor R.K. Shah, Begell House Inc.
- Michel, F., Tochon, P. & Marty P., 2002. Evaluation du logiciel de simulation STAR-CD. Note technique GRETh 02/857.
- Okajima, A., 1991. Change of flow about an elongated rectangular cylinder in a range of Reynolds numbers of 200 to $0.7 \cdot 10^4$. ASME, FED-vol. 112, Forum on turbulent flows, pp 107-113.
- Ota, T., Asano, Y. & Okawa, J.I., 1981. Reattachment length and transition of separated flow over blunt flat plates. Bulletin of the JSME, vol 24, n°192, June 1981.
- Ozono, S., Ohya, Y., Nakamura, Y. & Nakayama, R., 1992. Stepwise increase in the Stouhal number for flows around flat plates. Int. Journal for Numerical Methods in Fluid, vol. 15, pp 1025-1036.
- Sasaki, K. & Kiya, M., 1991. Three-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds numbers. Journal of Fluids Engineering, vol. 113, pp 405-410.
- Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991(a). A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. Physics of Fluids A 3, vol. 7, pp 1749-1759.
- Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991 (b). A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. Physics of Fluids A 3, vol. 12, pp 2887-2909.
- Yanaoka H., Yoshikawa H. & Ota T., 2002. Numerical simulation of laminar flow and heat transfer over a blunt flate plate in square channel. Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer, vol. 124, pp. 8-16.

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased by 1.5 million, and the number of people aged 75 and over has increased by 1.2 million (Office for National Statistics 1999). The number of people aged 85 and over has increased by 0.5 million. The number of people aged 95 and over has increased by 0.1 million.

There is a growing awareness of the need to address the needs of the elderly population. The Department of Health (1999) has published a strategy for the elderly, which sets out the government's commitment to the elderly and the actions that will be taken to improve their lives. The strategy is based on the following principles:

- The elderly should be able to live independently and actively.
- The elderly should be able to access the services and support they need.
- The elderly should be able to participate in the decisions that affect their lives.
- The elderly should be able to live in a safe and secure environment.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

The strategy is based on the following actions:

- Improving the quality of life of the elderly.
- Improving the access to services and support.
- Improving the participation of the elderly in decisions.
- Improving the safety and security of the elderly.

Chapitre 4 : Etude paramétrique et optimisation

Dans ce chapitre, nous cherchons à optimiser les géométries d'ailettes à pas décalé afin de trouver les meilleurs compromis entre les échanges thermiques et les pertes de charge. Il est bien évident que dans la plupart des cas l'augmentation des échanges thermiques est liée à un accroissement des frottements. Afin d'étudier le comportement de ces grandeurs en fonction de la géométrie des ailettes, nous réalisons une étude paramétrique à partir de simulations numériques. Nous nous servons alors des validations faites précédemment en conservant les modèles et schémas numériques ainsi que le maillage. En effet, nous avons montré au cours du Chapitre 3, d'une part que nos simulations numériques permettaient de prédire les différents régimes d'écoulement autour d'ailettes isolées, et d'autre part que dans le cas de plusieurs rangées d'ailettes, notre modélisation donnait des résultats globaux très proches des expériences.

Dans un premier temps, une description de l'étude est réalisée, nous présentons alors le domaine et le maillage des simulations 2D. Nous validons alors les conditions aux limites périodiques latérales ayant permis de limiter le domaine de simulation. Ensuite, nous effectuons l'étude paramétrique au cours de laquelle nous avons étudié l'influence des dimensions géométriques sur les résultats thermohydrauliques globaux. La longueur, l'épaisseur et le pas de serration sont les paramètres étudiés. Par la suite, nous avons essayé d'améliorer les géométries existantes en étudiant les performances d'ailettes innovantes sans forcément se soucier de leur conception mécanique. Nous observerons ensuite de manière analytique les effets de la hauteur des ailettes qui n'est pas prise en considération lors des simulations 2D. Enfin, nous pourrons alors conclure sur cette étude paramétrique et les solutions envisageables pour améliorer les ailettes à pas décalé.

4.1 Description de l'étude réalisée

Dans cette partie, nous présentons le domaine et le maillage utilisés pour les simulations, définis à partir de la validation des conditions limites périodiques. Ensuite, nous donnons des informations sur les simulations réalisées. Cette étude paramétrique va être effectuée avec plusieurs ailettes disposées en géométrie à pas décalé.

4.1.1 Validation des conditions limites périodiques

Etude réalisée

L'étude sur une ailette isolée, puis sur plusieurs ailettes, a permis de tester et valider le code de calcul, mais ces géométries ne sont pas représentatives d'un échangeur. Pour mieux appréhender les géométries d'échangeurs OSF, il faut ajouter des rangées d'ailettes dans la profondeur de l'échangeur mais aussi dans la largeur. Pour limiter les dimensions du domaine, nous avons mis en place une condition limite périodique permettant de prendre en compte la périodicité latérale de la géométrie. Nous validons ici cette condition aux limites à partir de deux simulations. La première simulation (Figure 4.1) est composée de 2 rangées de 2 ailettes et la seconde (Figure 4.2) de 6 rangées de 2 ailettes. Une condition limite périodique est placée sur les 2 frontières latérales des domaines de calcul, ceci est justifié par le fait qu'un échangeur OSF est constitué d'un grand nombre d'ailettes dans la largeur. En ce qui concerne la profondeur de l'échangeur, nous utilisons pour l'étude paramétrique seulement 4 rangées d'ailettes. Bien que cela soit seulement représentatif de l'entrée de l'échangeur, nous supposons les résultats valables extrapolable pour de plus nombreuses rangées.

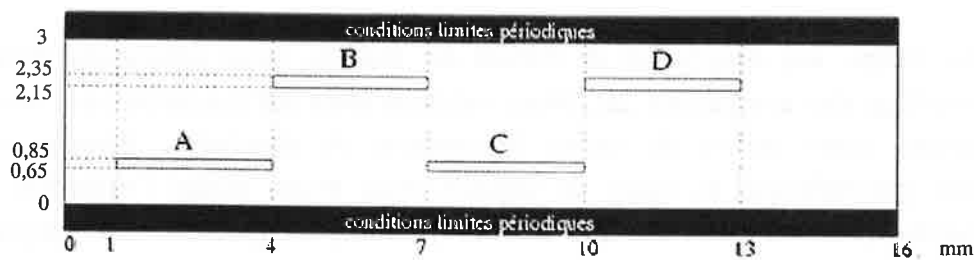


Figure 4.1: Domaine de calcul pour 4 ailettes dans un canal périodique (~80 000 mailles)

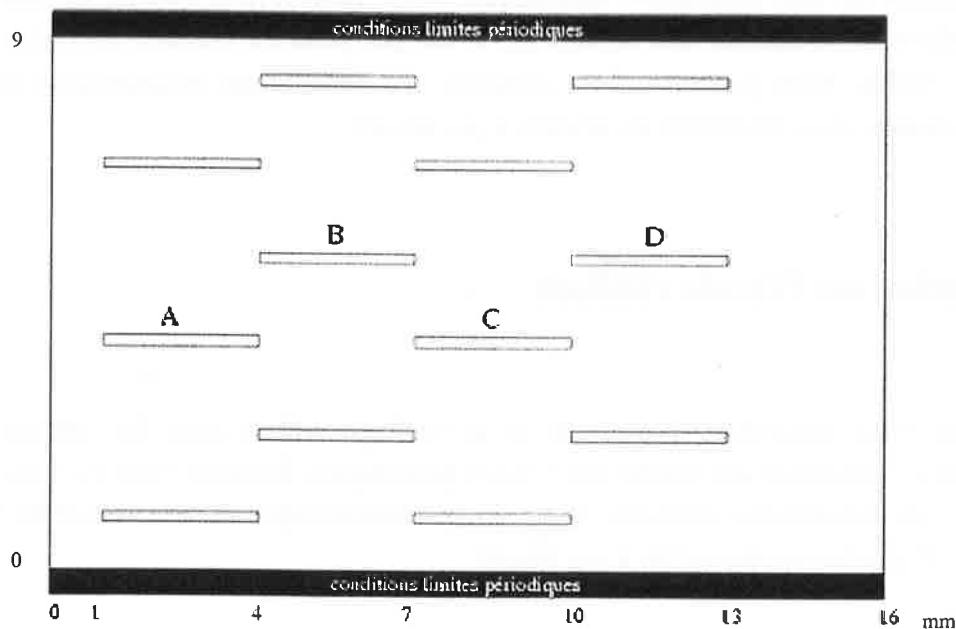


Figure 4.2 : Domaine de calcul pour 12 ailettes dans un canal périodique (~200 000 mailles)

Le maillage et les schémas numériques définis précédemment au Chapitre 3 sont conservés, ainsi que les conditions limites d'entrée et de sortie. Nous avons alors des mailles régulières de dimension $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm. Le nombre de Reynolds calculé sur la demi-épaisseur d'ailette est choisi à $Re_{e/2} = 360$ pour cette étude sur les conditions limites.

Afin de valider ces conditions limites périodiques et proposer une réduction du domaine de calcul, nous utilisons des points de comparaisons globaux et locaux. Nous exploitons alors les pertes de charge et flux total échangé, ainsi que les profils pariétaux sur les ailettes A, B, C et D. Une visualisation de la température, proposée sur la Figure 4.3, montre le développement de l'écoulement au sein des premières ailettes de l'échangeur.

Résultats qualitatifs

La Figure 4.3 présente la visualisation des températures pour les deux simulations décrites précédemment. Tout d'abord au niveau de la physique de l'écoulement, on retrouve sur les premières ailettes, les phénomènes instationnaires simulés avec une ailette isolée. On s'aperçoit ensuite sur les ailettes suivantes que l'écoulement devient plus chaotique avec des tourbillons moins réguliers sur les flancs de l'ailette. La poche de recirculation paraît aussi plus courte. L'allée de Karman dans le sillage de ces ailettes est moins régulière et des grosses structures interagissent dans le sillage des dernières ailettes. D'après les visualisations, il semblerait que l'écoulement se comporte de la même manière pour les deux simulations.

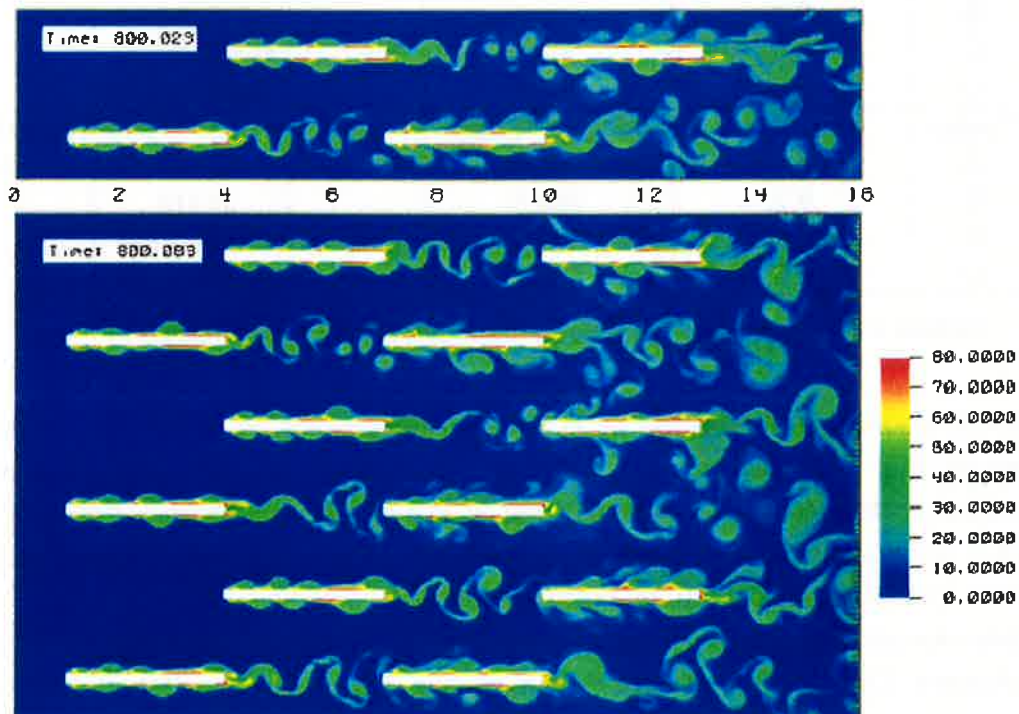


Figure 4.3 : Visualisation des températures

Nous allons maintenant comparer les données quantitatives des simulations afin de vérifier que ces dernières donnent effectivement des résultats proches. Nous pourrions alors réduire le domaine de simulation pour l'étude paramétrique.

Résultats quantitatifs

Les différents résultats obtenus à partir de ces simulations avec les conditions aux limites périodiques sont présentés sur les Figures 4.4, 4.5, 4.6 et le Tableau 4.1. Tout d'abord, on peut noter la différence de temps de calcul entre les deux simulations. Dans un cas le calcul est réalisable en quelques jours, dans l'autre il nécessite près d'un mois. Ensuite, on s'aperçoit que les données globales calculées à partir de ces simulations ne sont pas très différentes. Ainsi le flux total échangé et les pertes de charge sont comparables. De plus, les résultats concernant la longueur de recollement, le flux échangé et le nombre de Strouhal traités individuellement pour chaque ailette A, B, C, D, sont très proches pour les deux simulations. Les profils pariétaux (Figure 4.4, Figure 4.5 et Figure 4.6) confirment aussi ces résultats. Les conditions aux limites périodiques semblent donc vraiment intéressantes pour réduire le domaine et le temps de calcul.

Calcul	Ailette	Longueur de recollement $2lr/e$	Puissance échangée (W/m)	ΔP (Pa)	Nombre de Strouhal St_e	Durée du calcul
4 ailettes	Toutes		2184	807		209 h (~ 7 j)
	A	9,5	579,6		0,149	
	B	9,2	600,3		0,252	
	C	8,8	509,2		0,163-0,277	
	D	8,0	497,7		0,049-0,210	
12 ailettes	Toutes		6555 (3*2185)	824		720 h (~ 30 j)
	A	9,5	570,5		0,124	
	B	9,2	594,5		0,216	
	C	8,8	517,5		0,099-0,193	
	D	8,5	508,9		0,070-0,187	

Tableau 4.1 : Résultats comparatifs entre simulations à 4 et 12 ailettes

Sur la Figure 4.4, l'adimensionnalisation de la pression est réalisée en utilisant la pression moyenne d'entrée dans le domaine, pour cette raison, on observe une diminution du niveau moyen du coefficient de pression. D'autre part sur la Figure 4.6, nous avons rencontré un problème dans le positionnement de la sonde de post-traitement pour l'ailette C. Toutefois, les résultats pour les 2 simulations sont tout de même en accord.

Enfin, nous pouvons remarquer que sur les ailettes C et D, les valeurs pariétales moyennes sont plus fluctuantes. Ceci est dû au temps de moyennage des résultats qui est sûrement un peu trop court pour une zone où les phénomènes deviennent très instationnaires. Ceci peut se voir aussi par les nombres de Strouhal dans le sillage de ces ailettes qui sont alors multi-fréquentiels et moins réguliers.

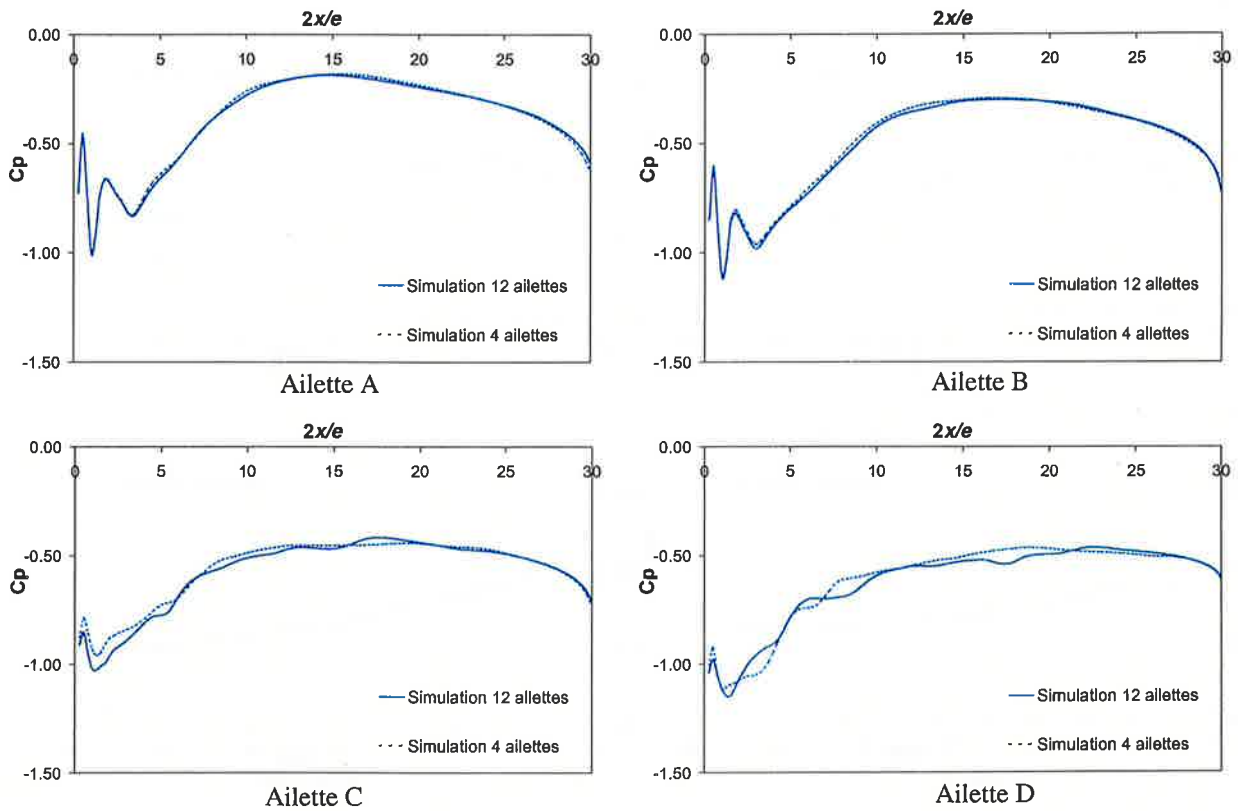


Figure 4.4 : Coefficient de pression le long des ailettes A, B, C, D

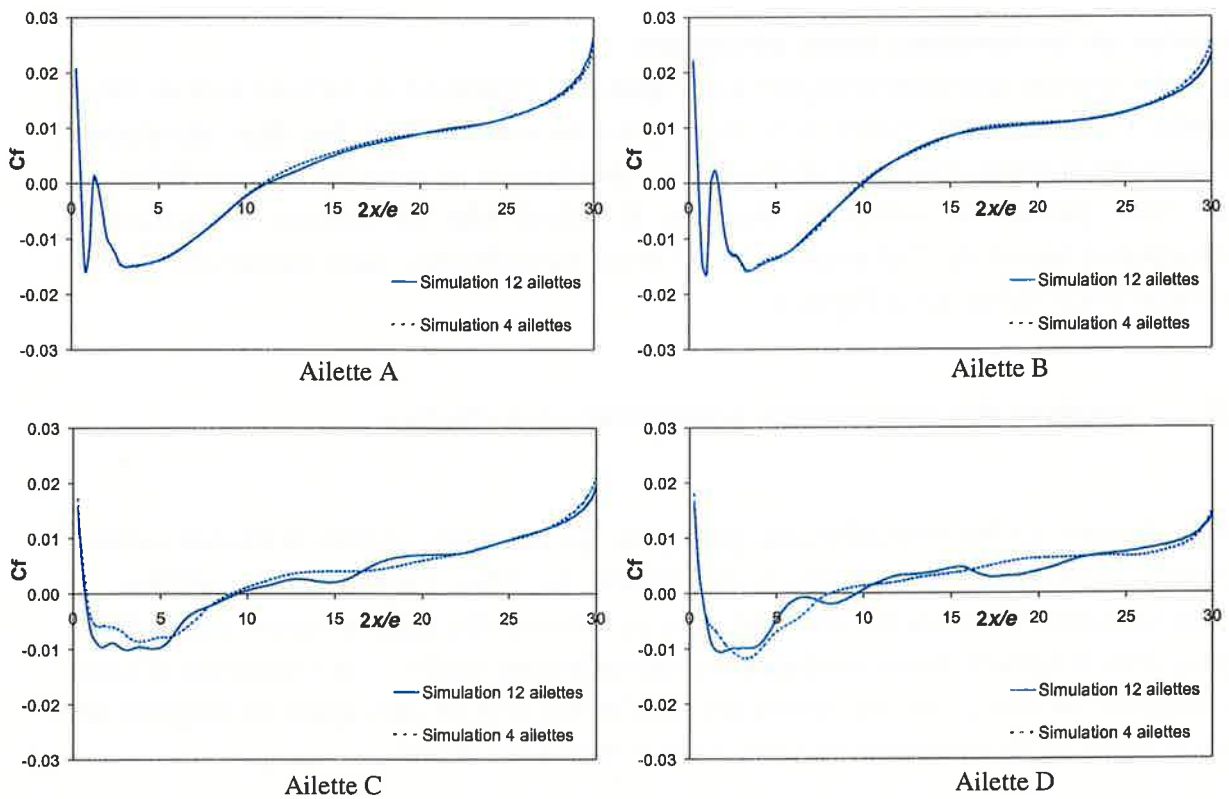


Figure 4.5 : Coefficient de frottement le long des ailettes A, B, C, D

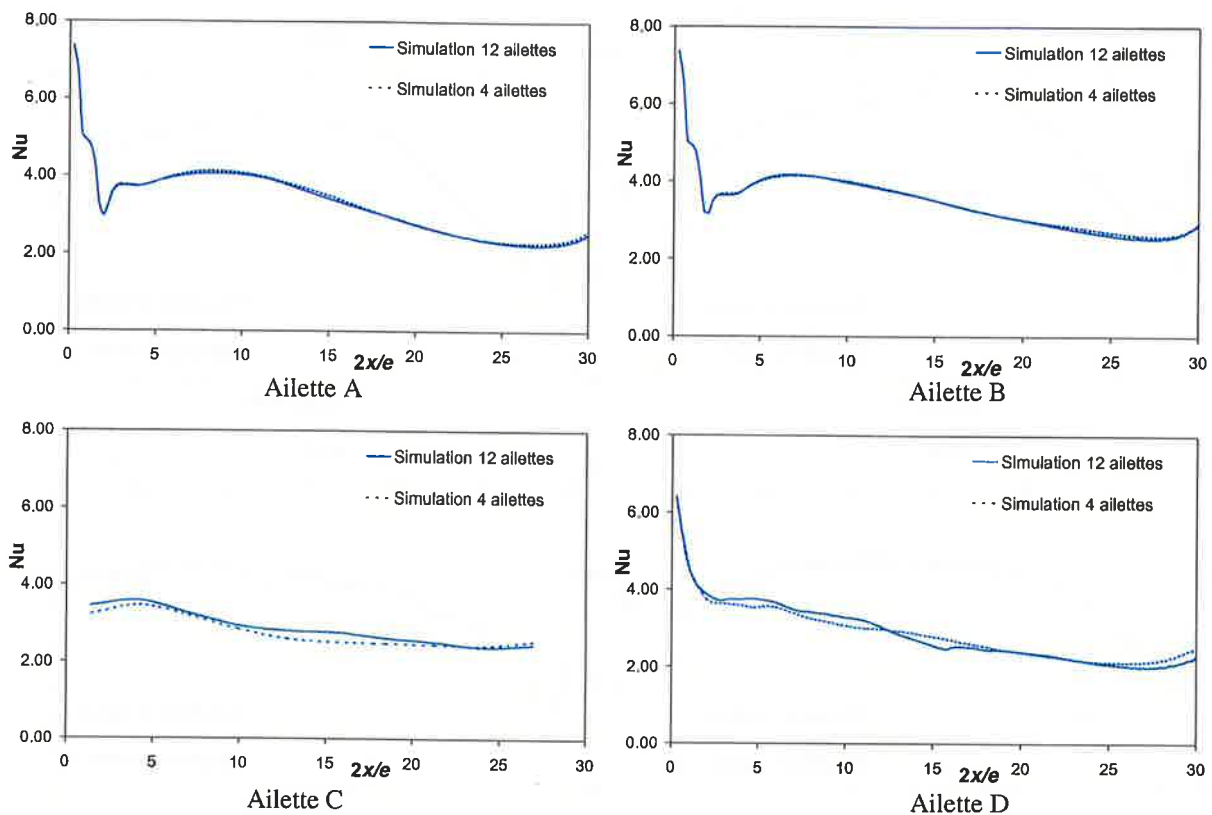


Figure 4.6 : Nombre de Nusselt le long des ailettes A, B, C, D

Conclusion sur les conditions limites périodiques

D'après les résultats quantitatifs (Figure 4.4, Figure 4.5, Figure 4.6 et Tableau 4.1) ou même qualitatifs (visualisations : Figure 4.3), nous pouvons conclure que les deux simulations fournissent des données quasiment équivalentes. Ainsi la mise en place de cette condition aux limites nous permet de réduire le domaine de calcul tout en prenant en compte le développement latéral de l'échangeur. Pour l'étude paramétrique, nous utiliserons alors le domaine de calcul défini sur la Figure 4.1.

4.1.2 Analyse des paramètres géométriques à étudier

Nous explicitons ici les considérations physiques qui nous ont amenés à étudier certains paramètres géométriques des ailettes à pas décalé. En effet, l'étude bibliographique, les résultats précédents ainsi que nos connaissances en thermohydraulique nous ont aidé à définir les paramètres à évaluer. Ainsi, les paramètres géométriques étudiés sont l'épaisseur d'ailette et sa longueur. De plus, nous réaliserons des simulations avec un découpage en longueur des ailettes ainsi qu'un décentrement des canaux des ailettes à pas décalé.

4.1.2.1 L'épaisseur d'ailette

Nous avons vu au cours de l'étude bibliographique que les phénomènes physiques autour d'une ailette isolée étaient reliés au nombre de Reynolds basé sur la demi-épaisseur d'ailette. Ainsi, les régimes d'écoulements sont classés en fonction de ce nombre adimensionnel (Ota *et al.*, 1981 ; Lane & Loehrke, 1980 ; Kiya & Sasaki, 1991). L'épaisseur agit alors directement sur les régimes d'écoulements au sein d'un échangeur. D'après les résultats du Chapitre 3, les échanges thermiques sont plus importants dans le cas d'un écoulement avec recollement turbulent. Par ailleurs, nous respectons une dépendance donnée par le milieu industriel qui permet de conserver un rapport constant entre la section de passage fluide et la section des ailettes. Ainsi le rapport ($w_e = \text{Constante}$) est utilisé, ce dernier permet de respecter les contraintes mécaniques. Dans ce cas, quand l'épaisseur d'ailette est multipliée par deux, le pas de serration suit la même évolution. Ainsi il paraît indispensable d'étudier l'influence de cette grandeur, très importante pour la physique de l'écoulement, sur les performances thermohydrauliques d'un échangeur.

4.1.2.2 La longueur d'ailette

Les profils de nombre de Nusselt ont montré que les échanges thermiques n'étaient pas constants le long de l'ailette. En effet, les échanges sont maxima au niveau du bord d'attaque et ensuite en fonction du nombre de Reynolds on peut observer différents scénarios (Figure 4.7). Dans le cas d'un régime laminaire, le profil du nombre de Nusselt est assez plat avec une légère décroissance le long de l'ailette. Pour un régime de transition, les phénomènes de décollement et recollement engendrent une augmentation du nombre de Nusselt dans la région du ré-attachement du fluide sur l'ailette. Pour le régime turbulent, nous observons ce même phénomène avec un pic important du nombre de Nusselt au niveau du recollement. Pour ces deux derniers régimes, nous constatons ensuite que les échanges diminuent le long de l'ailette. Il paraît alors intéressant sur le plan des échanges thermiques d'utiliser au mieux la zone de recollement. Toutefois, la longueur des ailettes a aussi un effet important sur les frottements, les ailettes courtes engendrant des pertes de charge singulières plus nombreuses, par unité de longueur, au niveau des bords d'attaques. Pour cela nous chercherons à déterminer un optimum permettant d'augmenter les échanges sans engendrer de frottements trop importants.

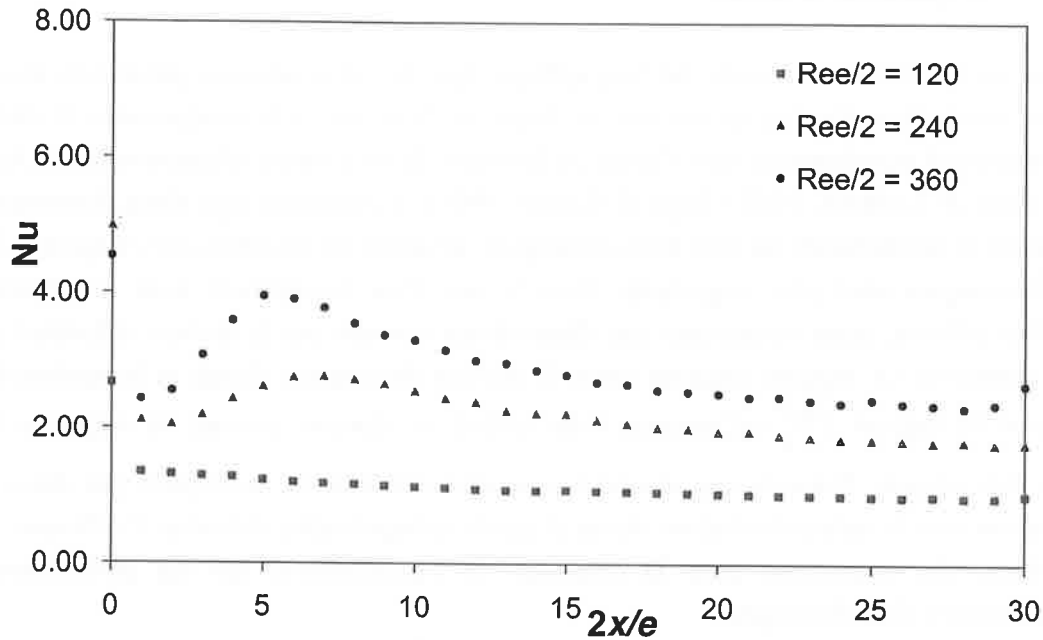


Figure 4.7 : Nombre de Nusselt à la paroi à Reynolds pour trois nombres de Reynolds

4.1.2.3 Le découpage des ailettes

Nous avons constaté qu'une grande partie des pertes de charge prenaient place au niveau des singularités présentes entre chaque rangée d'ailettes. Ainsi, nous avons décidé de déterminer l'effet d'un découpage des ailettes sur les pertes de charge. Nous augmentons alors la section de passage entre les rangées d'ailettes afin de diminuer l'effet de striction du fluide. La Figure 4.8 présente la distance d permettant d'identifier ce découpage. Ainsi, avec ce découpage, nous espérons maintenir les échanges thermiques et diminuer les pertes de charge. Toutefois, ceci se fera au prix d'un accroissement du volume de l'échangeur et donc d'une baisse de la compacité.

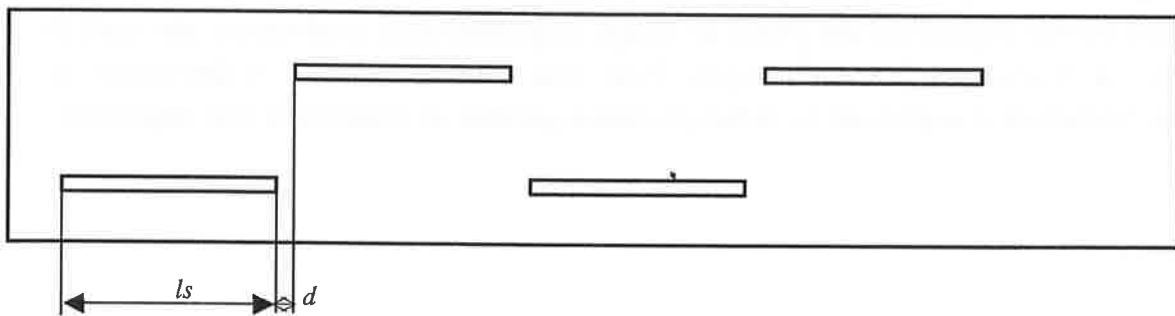


Figure 4.8 : Domaine de simulations dans le cas d'un découpage des ailettes

4.1.2.4 Le décentrement

Cette modification géométrique a pour objectif de dissymétriser l'écoulement au sein de l'échangeur en créant un canal préférentiel avec une légère survitesse et un canal avec un débit et une vitesse inférieurs. Ceci pourrait alors abaisser les pertes de charge avec les augmentations de section de passage du fluide ainsi que faciliter les instationnarités dans le canal en survitesse. Un décentrement systématique de toutes les rangées d'ailette et un décentrement alternatif des ailettes sont étudiés dans la suite de ce document. Les géométries utilisées pour les simulations sont présentées au paragraphe 4.1.3.2 sur les Figures 4.9 et 4.10.

4.1.3 Description des simulations

4.1.3.1 Détails des conditions de simulations

Nous utilisons la condition limite périodique sur les bords latéraux du domaine de calcul afin de limiter le domaine. Le maillage régulier de mailles $\Delta x = \Delta y = 0,025$ mm comporte environ 80 000 mailles dans le cas de l'étude d'ailette de dimension : $e = 0,2$ mm (épaisseur d'ailette), $l_s = 3$ mm (longueur d'ailette) et $w = 3$ mm (espacement entre ailettes : serration). Au cours de l'étude paramétrique, nous faisons varier ces paramètres, ainsi le domaine et le maillage sont modifiés. Nous conservons alors la taille des mailles et nous respectons une dimension fixe de 1 mm entre l'entrée et la première ailette, et une dimension équivalente à une ailette entre la sortie et la dernière ailette. Au niveau de bords latéraux, les conditions aux limites périodiques sont placées afin de reproduire le motif géométrique. Pour les schémas et modèles numériques, nous conservons ceux qui ont été validés au cours du Chapitre 3.

Les études sont réalisées pour deux nombres de Reynolds ($Re_{e/2} = 120$ et $Re_{e/2} = 360$), ceci permettant de balayer plusieurs régimes d'écoulement. Pour le premier nombre de Reynolds étudié, sur la première ailette, l'écoulement est laminaire. Comme on le verra par la suite, l'allée de Von-Karman dans le sillage de la première ailette générera une transition au niveau des ailettes suivantes. Pour le nombre de Reynolds le plus important, l'écoulement est turbulent dès la première ailette.

Afin d'exploiter les résultats des nombreuses simulations que nous réalisons au cours de cette étude paramétrique, nous utilisons les données globales d'échanges et de pertes de charge dans le domaine de calcul. Nous calculons alors les coefficients de frottement et de Colburn f et j (définis au Chapitre 1 : eq. 1.12 – 1.18). A partir de ces coefficients, nous définissons les critères de comparaisons nécessaires pour qualifier les performances des géométries simulées.

Deux principaux critères de comparaison ont été choisis :

- Le premier est lié au rapport j/f , il existe alors plusieurs critères de ce type utilisés, qui modulent le poids des échanges thermiques par rapport aux pertes de charge engendrées (j/f ; j^2/f ; j^3/f). En fonction de la pondération considérée entre les échanges thermiques et les pertes de charge, ces différents critères peuvent être utilisés. Le

critère le plus couramment utilisé, pour le dimensionnement des échangeurs compacts, (j^3/f) privilégie l'importance des échanges thermiques par rapport aux pertes de charge.

- Le second prend en compte un aspect géométrique : C'est le rapport entre les échanges thermiques et les pertes de charge et prenant aussi en considération la compacité en faisant intervenir le rapport entre surface d'échange et volume.

$$Crit_{perf} = \frac{\left(\frac{h_{ech} S_{ech}}{V} \right)}{\left(\frac{\Delta P}{L} \right)} \quad (4.1)$$

Ce qui donne dans le cas de nos simulations 2D :

$$Crit_{perf} = \frac{\left(\frac{h_{ech} S_{ech}}{S_{pass}} \right)}{\Delta P} \quad (4.2)$$

avec S_{ech} : surface d'échange (m^2)

et S_{pass} : section de passage du fluide dans le domaine de calcul (m^2)

Pour nos simulations 2D dans le domaine défini sur la Figure 4.1, ce critère peut alors s'écrire :

$$Crit_{perf} = \frac{h_{ech} \frac{8(ls+e)}{w}}{\Delta P} \quad (4.3)$$

4.1.3.2 Géométries d'ailettes étudiées

Dans un premier temps, nous avons modifié les dimensions des ailettes à pas décalé. Ainsi, l'effet de la longueur et de l'épaisseur des ailettes a été étudié. Dans un second temps, nous avons essayé de modifier le motif des ailettes à pas décalé afin de proposer des solutions un peu innovantes. Nous avons alors étudié l'effet d'un découpage longitudinal des ailettes en ajoutant un espace entre chaque rangée d'ailettes dans le but d'augmenter la section de passage entre les ailettes et diminuant ainsi les pertes de charge singulières. Une autre géométrie étudiée consiste à réaliser un décentrement au niveau des rangées d'ailettes. Ainsi la section de passage du fluide n'est alors plus symétrique. Deux types de décentrement ont alors été étudiés, un décentrement systématique et un décentrement alternatif.

➤ *Modification des paramètres géométriques*

Les paramètres géométriques étudiés sont la longueur des ailettes, leur épaisseur et leur pas de serration (Tableau 4.2). Comme nous l'avons déjà précisé, industriellement pour des

questions de tenu en pression mécanique, les paramètres e et w sont corrélés. En pratique, la dépendance est alors linéaire : ($w/e = \text{Constante}$).

Trois épaisseurs sont utilisées pour les simulations paramétriques : $e = 0,1 ; 0,2$ et $0,4$ mm. Le pas de serration (w) calculé respecte les proportions définies précédemment. Par ailleurs, différentes longueurs d'ailettes ont permis de faire varier de manière importante le rapport d'aspect des ailettes. Nous avons alors étudié les longueurs : $ls = 1 ; 2 ; 3 ; 5$ et 10 mm. Pour cette étude sur la longueur d'ailettes, nous avons fixé l'épaisseur d'ailettes à $0,2$ mm et le pas de serration à 3 mm.

Récapitulatif des simulations paramétriques réalisées :

		Epaisseurs étudiées		Longueurs étudiées			
Paramètres	[Réf]	[E1]	[E2]	[L1]	[L2]	[L3]	[L4]
e (mm)	0,2	0,1	0,4	0,2	0,2	0,2	0,2
ls (mm)	3	3	3	1	2	5	10
w (mm)	3	1,5	6	3	3	3	3

Tableau 4.2 : Récapitulatif de l'études paramétriques réalisées

➤ *Modifications des ailettes à pas décalé*

Afin de contribuer à l'évolution des ailettes OSF, nous avons étudié deux types de géométries assez proches des ailettes classiques à pas décalé.

Le découpage des ailettes

La première géométrie consiste à mettre en place un espace supplémentaire entre chaque rangée d'ailettes, tel que cela est présenté sur la Figure 4.8. Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, sur les résultats thermohydrauliques, nous avons effectué des simulations à partir de la géométrie de référence pour plusieurs distances entre les rangées d'ailettes ($d = 0,1 ; 0,2 ; 0,4$ et $0,8$ mm). Le Tableau 4.7 présente le récapitulatif des découpages d'ailettes que nous simulons au cours de cette étude paramétrique.

		Découpages étudiés			
Paramètres	[Réf]	[D1]	[D2]	[D3]	[D4]
e (mm)	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
ls (mm)	3	3	3	3	3
w (mm)	3	3	3	3	3
d (mm)	0	0,1	0,2	0,4	0,8

Tableau 4.3 : Récapitulatif des découpages réalisés

Le décentrement

La seconde géométrie consiste à décentrer la position des ailettes d'une rangée sur deux par rapport au centre du canal. Nous obtenons des sections de passage du fluide non symétriques, ce décentrement ayant pour principaux objectifs de diminuer les pertes de charge et de favoriser les instabilités. Nous avons alors réalisé des décentrement systématiques (Figure 4.9) des ailettes des rangées paires et des décentrement alternatifs (Figure 4.10).

Nous définissons alors deux grandeurs permettant de représenter ce décentrement :

- w_1 correspond à la distance latérale entre une ailette de la première rangée et une ailette de la seconde rangée ($w_1 > w/2$).
- w_2 correspond à l'autre distance latérale. On a alors : $w_1 + w_2 = w$, avec $w_2 < w/2$.

On voit ainsi sur la Figure 4.9 pour la disposition des ailettes, que l'on va favoriser ainsi un écoulement préférentiel avec une vitesse plus importante dans la zone de section de passage w_1 . Dans l'autre zone les ailettes étant plus rapprochées, la vitesse du fluide va alors être moins importante.

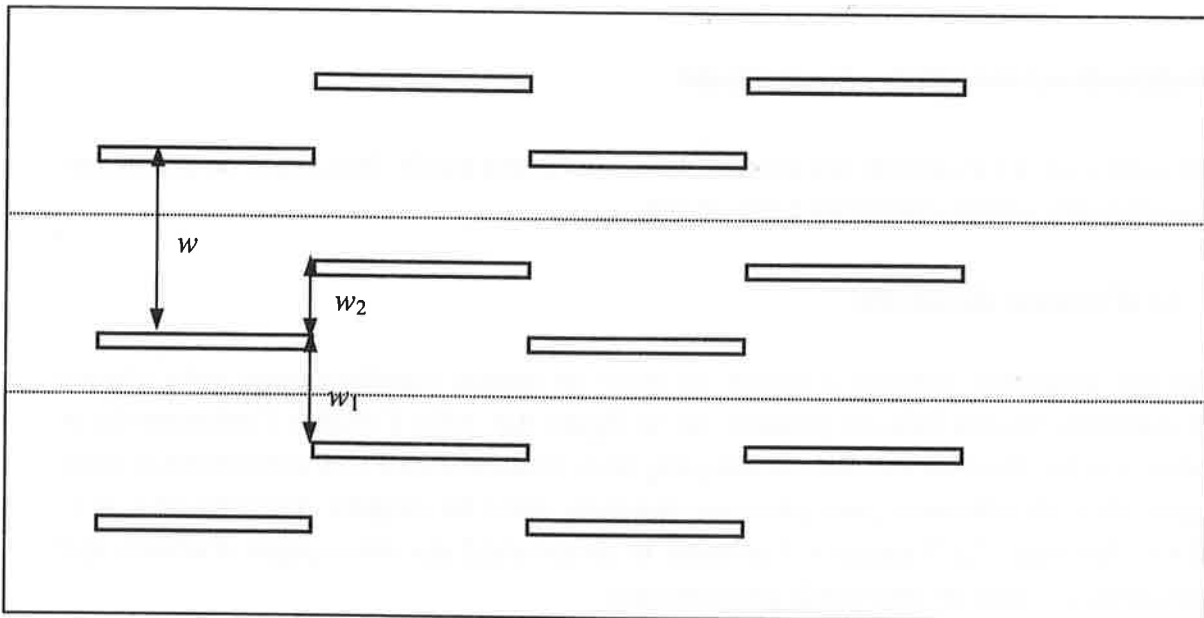


Figure 4.9 : Schéma d'un décentrement systématique des ailettes dans le canal

Pour le décentrement alternatif, c'est le même principe que précédemment, mais les rangées paires sont décalées dans un cas de la distance w_1 et ensuite de la distance complémentaire w_2 . Dans ce cas, on ajoute un front d'ailette supplémentaire à l'écoulement. De plus, ce décentrement devrait entraîner une légère oscillation de l'écoulement au sein de l'échangeur (Figure 4.10) en fonction de la disposition des ailettes engendrant l'écoulement préférentiel. Le mouvement oscillant donné aux fluides est assez comparable à celui présent dans les géométries d'ailettes persiennes.

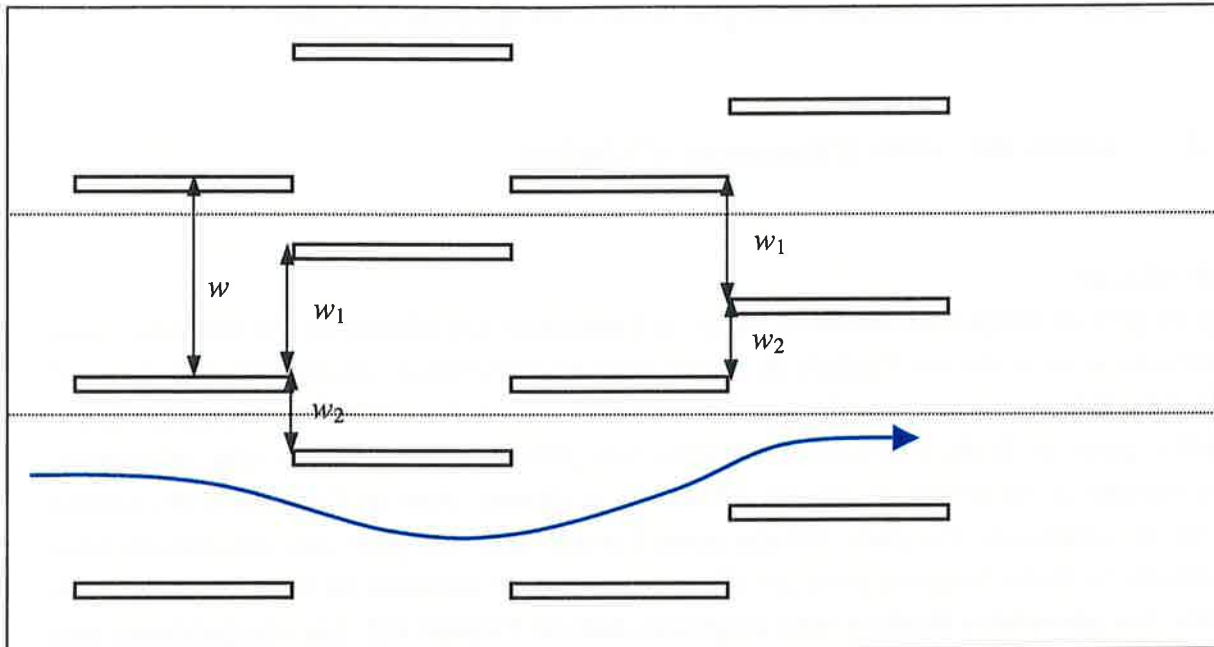


Figure 4.10 : Schéma d'un décentrement alternatif des ailettes dans le canal

Pour ces deux cas de décentrement, nous avons réalisé des simulations bidimensionnelles instationnaires avec modèles, schémas et maillage définis précédemment au cours du Chapitre 3. Les simulations sont effectuées pour les deux nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ et $Re_{e/2} = 360$. Le domaine de simulations utilisé est représenté sur les Figures 4.9 et 4.10 par le tracé pointillé. Deux valeurs différentes de décentrement sont étudiés avec les deux géométries :

- $w_1 = 2w/3$, $w_2 = w/3$
- $w_1 = 3w/5$, $w_2 = 2w/5$

Le Tableau 4.8 fourni le récapitulatif des décentrementes simulés et comparés à l'étude de référence.

		Décentrement systématique		Décentrement alternatif	
Paramètres	[Réf]	[DS1]	[DS2]	[DA1]	[DA2]
e (mm)	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
ls (mm)	3	3	3	3	3
w (mm)	3	3	3	3	3
w_1 (mm)	1,5	1,8	2,0	1,8	2,0
w_2 (mm)	1,5	1,2	1,0	1,2	1,0

Tableau 4.4 : Récapitulatif des décentrementes réalisés

4.2 Etude de l'influence des paramètres géométriques

4.2.1 Etude de l'effet d'épaisseur d'ailerettes

Etude réalisée

Dans un premier temps nous étudions l'effet de l'épaisseur des ailerettes sur l'écoulement, nous conservons alors la vitesse d'entrée du fluide entre les différentes simulations. Ainsi, quand on modifie l'épaisseur, on agit alors proportionnellement sur le nombre de Reynolds ($Re_{e/2}$: calculé à partir de la demi-épaisseur d'aillette). Les phénomènes physiques étant dépendants de ce nombre de Reynolds, le régime d'écoulement dépend alors de l'épaisseur des ailerettes lors de la simulation. De plus, comme nous l'avons déjà dit, pour ces simulations nous conservons la même longueur pour les ailerettes et le pas de serration est lié à l'épaisseur des ailerettes. Les géométries étudiées sont présentées dans le Tableau 4.2. Les comparaisons sont donc réalisées entre le cas de référence [Réf] et les cas [E1] et [E2]. Ces trois simulations ont été réalisées avec deux vitesses d'entrée dans le domaine de calculs : 20 m/s et 60 m/s.

Résultats qualitatifs

Les Figures 4.11, 4.12 et 4.13 représentent les visualisations des températures lors des simulations réalisées avec une condition de vitesse imposée de $U_0 = 20$ m/s en entrée. Nous pouvons noter que compte tenu de la dépendance choisie entre l'épaisseur et le pas de serration, les domaines de calculs des simulations sont assez différents. Dans le premier cas (Figure 4.11), le nombre de Reynolds calculé sur la demi-épaisseur ($Re_{e/2} = 60$) correspond à un régime laminaire. L'écoulement reste laminaire tout au long des quatre rangées d'ailerettes. Le nombre de Reynolds est encore trop faible pour que l'on ait la présence d'une allée de Von-Karman dans le sillage d'ailerettes. Ensuite quand on augmente l'épaisseur des ailerettes, nous agissons directement sur le régime de l'écoulement. Dans ce cas (Figure 4.12), les phénomènes physiques autour des premières ailerettes sont laminaires. Dans le sillage de ces ailerettes prend place une allée tourbillonnaire qui engendre ensuite sur les ailerettes suivantes des instationnarités. Sur la Figure 4.13, le nombre de Reynolds sur la demi-épaisseur est $Re_{e/2} = 240$, nous sommes alors dans le régime de transition. Sur les premières ailerettes, nous pouvons noter un décollement laminaire et un recollement turbulent. Les instabilités générées par ces ailerettes et l'allée de Von-Karman de sillage engendrent des phénomènes turbulents sur les ailerettes suivantes. La poche de recirculation paraît alors très réduite.

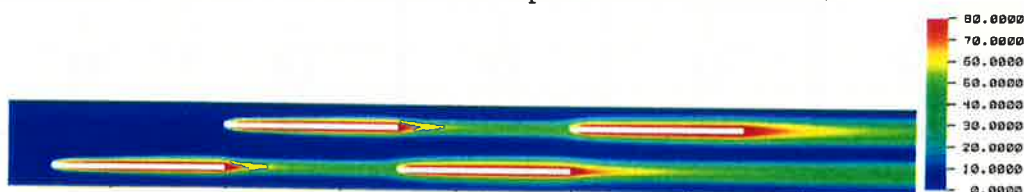
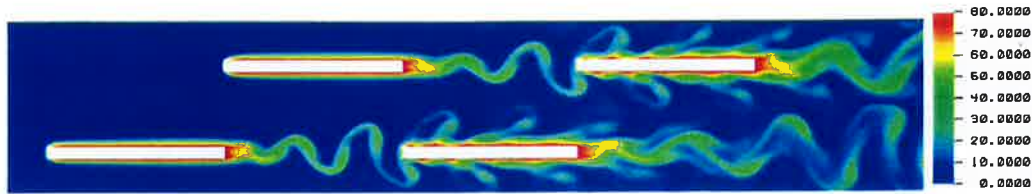
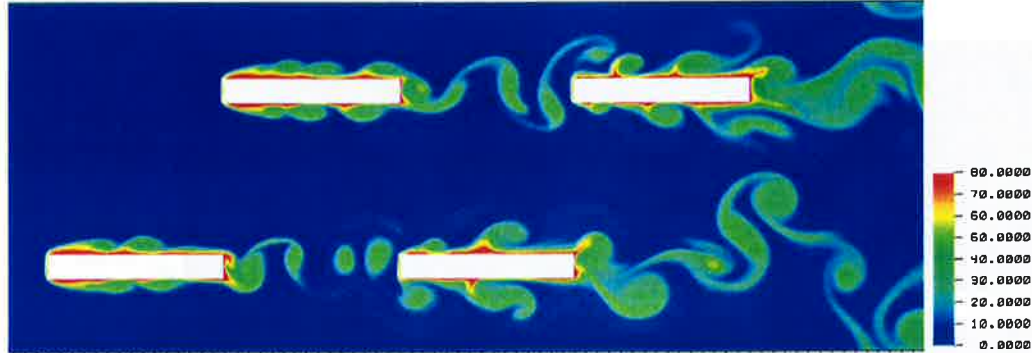
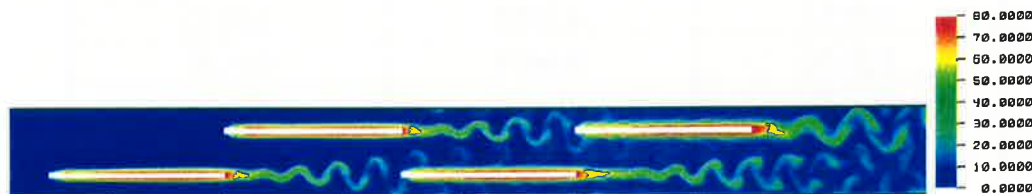
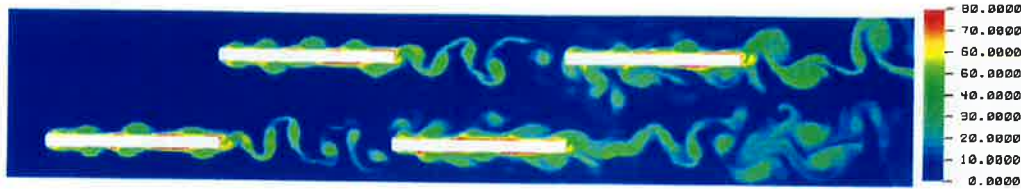
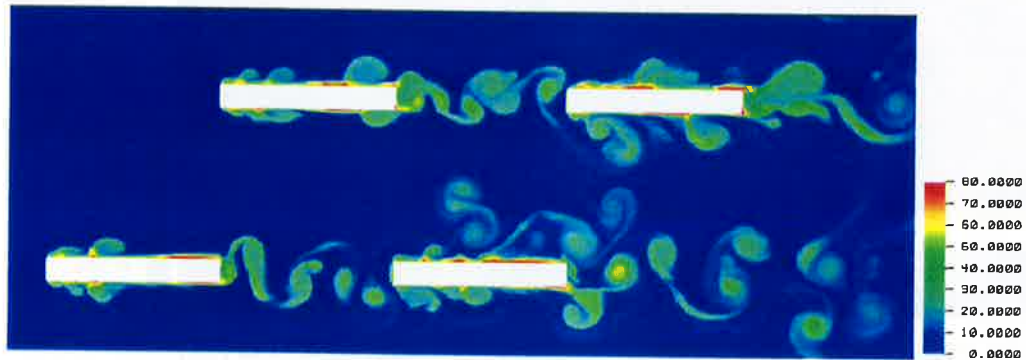


Figure 4.11 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 60$, cas [E1]

Figure 4.12 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 120$, cas [Ref]Figure 4.13 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 240$, cas [E2]

En ce qui concerne les simulations réalisées avec l'autre condition de vitesse d'entrée ($U_0 = 60$ m/s), les visualisations des températures sont présentées sur les Figures 4.14, 4.15 et 4.16. Pour les ailettes les moins épaisses, nous avons un écoulement avec décollement et recollement laminaires sur les premières ailettes. Une allée tourbillonnaire de Von-Karman est présente dans le sillage de ces ailettes. Ensuite, sur les ailettes suivantes soumises à ce sillage, on observe des instabilités. Les visualisations suivantes (Figure 4.15 et Figure 4.16) sont réalisées pour des nombres de Reynolds correspondants à un régime turbulent. La Figure 4.15 réalisée pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 360$, est assez proche de l'étude de référence sur une ailette isolée présentée au Chapitre 3. Nous avons alors sur les premières ailettes, les mêmes phénomènes que dans le cas de l'étude sur une ailette isolée, avec une poche de recirculation de laquelle se décrochent des tourbillons qui sont convectés le long de l'ailette, avant de rejoindre l'allée de Karman dans le sillage. Sur les ailettes placées en aval, l'écoulement est moins structuré. Pour les ailettes les plus épaisses (Figure 4.16), correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 720$, nous avons dès les premières ailettes des décollements et recollements turbulents. La poche de recirculation déterminée par la simulation paraît assez courte. Ensuite, l'écoulement est fortement agité autour des ailettes suivantes. Malgré cela, le sillage tourbillonnaire semble conserver une structure oscillatoire régulière.

Figure 4.14 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 180$, cas [E1]


 Figure 4.15 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 360$, cas [Réf]

 Figure 4.16 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 720$, cas [E2]

Résultats quantitatifs

Afin de comparer les simulations et les géométries, nous utilisons uniquement les résultats globaux d'échanges et de frottement permettant de calculer les coefficients j et f . Ainsi le Tableau 4.5 présente les résultats des simulations et les valeurs des différents critères de qualification des performances des échangeurs.

	Cas [E1] $e = 0,1 \text{ mm}$	Cas [Ref] $e = 0,2 \text{ mm}$	Cas [E2] $e = 0,4 \text{ mm}$
$Re_{e/2}$	60	120	240
j	0,0109	0,0121	0,0140
f	0,0316	0,0328	0,0560
j/f	0,345	0,368	0,250
j^2/f	$3,77 \cdot 10^{-3}$	$4,44 \cdot 10^{-3}$	$3,51 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$4,12 \cdot 10^{-5}$	$5,36 \cdot 10^{-5}$	$4,93 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	3,78	4,02	2,74
$Re_{e/2}$	180	360	720
j	0,0062	0,0103	0,0113
f	0,0156	0,0404	0,1043
j/f	0,400	0,256	0,109
j^2/f	$2,48 \cdot 10^{-3}$	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$1,54 \cdot 10^{-5}$	$2,73 \cdot 10^{-5}$	$1,39 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	1,46	0,93	0,40

Tableau 4.5 : Tableau de résultats pour l'étude paramétrique sur l'épaisseur d'ailettes

Dans un premier temps, nous pouvons noter que l'augmentation de l'épaisseur d'ailettes accroît les échanges thermiques mais aussi de manière encore plus significative les frottements (Figure 4.17 et Figure 4.18). Les différents critères de performances sont globalement en accord, même s'il existe quelques différences. Pour les premières séries de simulations avec des vitesses de fluides ($U_0 = 20$ m/s), l'épaisseur ($e = 0,2$ mm) semble donner les meilleures performances en générant des pertes de charge modérées et en améliorant les échanges thermiques par rapport à la simulation avec $e = 0,1$ mm. En effet, nous sommes dans un régime de transition de l'écoulement avec quelques instabilités qui améliorent les échanges thermiques, alors qu'avec l'épaisseur ($e = 0,1$ mm), l'écoulement est laminaire. Les pertes de charge demeurent assez faibles par rapport à celles générées avec l'épaisseur de 0,4 mm. En effet, cette épaisseur semble accroître fortement les frottements quelle que soit la simulation (Figure 4.17). La deuxième série de simulations (avec $U_0 = 60$ m/s), donne des résultats différents en fonction du critère utilisé. Ainsi si l'on privilégie l'encombrement et la minimisation des frottements, la plus faible épaisseur semble donner les meilleures performances. Nous pouvons alors noter que le régime d'écoulement est de nouveau dans une phase de transition avec des phénomènes laminaires sur les premières ailettes et une transition turbulente sur les ailettes suivantes. Dans le cas où l'on pondère de manière plus importante les échanges thermiques (j^2/f ; j^3/f), l'épaisseur $e = 0,2$ mm semble donner les meilleures performances. L'épaisseur la plus importante améliore un peu les échanges par rapport aux épaisseurs inférieures mais au prix d'une très forte augmentation des pertes de charge.

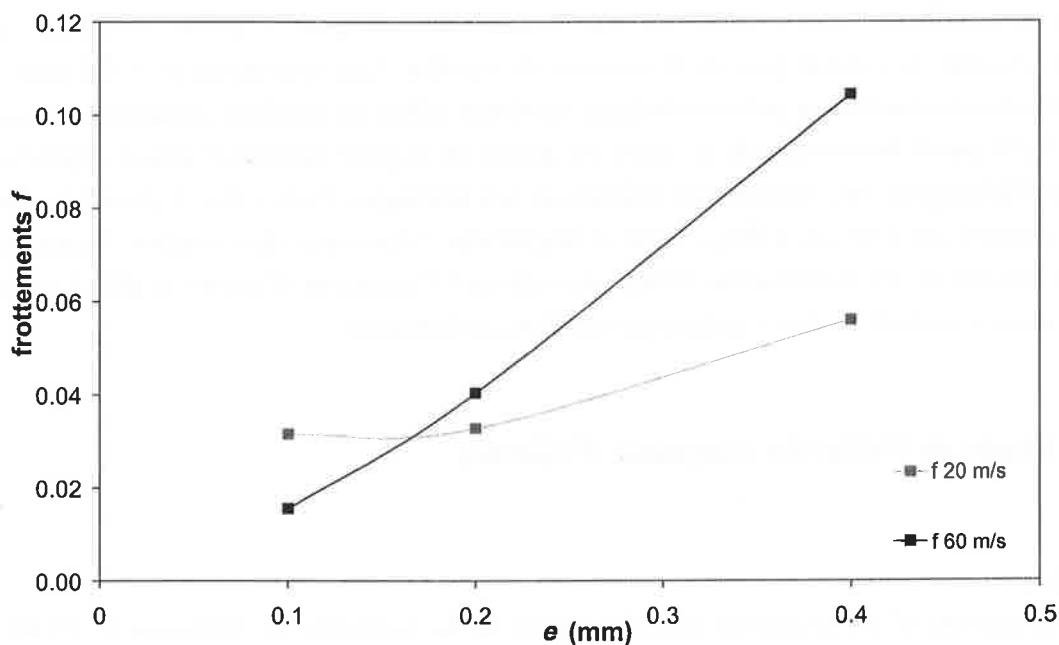


Figure 4.17 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de l'épaisseur des ailettes

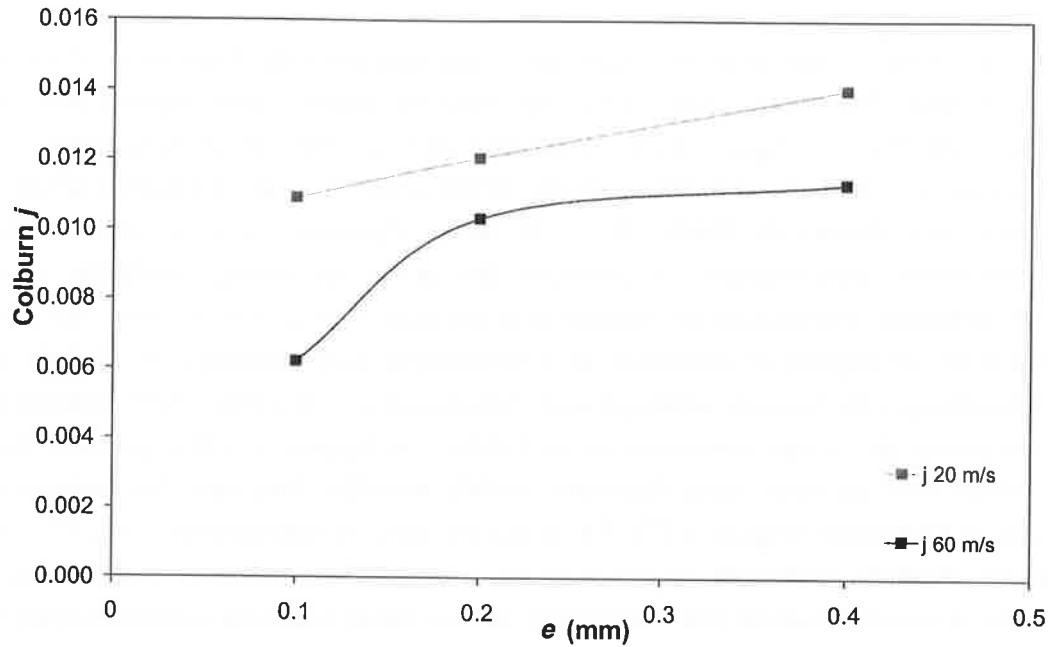


Figure 4.18 : Evolution du coefficient de Colburn en fonction de l'épaisseur des ailettes

Conclusion sur l'effet de l'épaisseur d'ailettes

On constate tout d'abord que l'épaisseur des ailettes de 0,4 mm, bien que donnant les meilleurs résultats d'échanges thermiques, engendre des pertes de charge trop importantes. Cette épaisseur d'ailettes est plutôt à proscrire sauf si l'on n'a aucune contrainte sur les frottements admissibles. Même dans ce cas, cette solution peut s'avérer onéreuse en augmentant le poids de l'échangeur et la quantité de matière. Les épaisseurs ($e = 0,1$ mm et 0,2 mm) fréquemment utilisées industriellement semblent offrir un meilleur compromis. Nous avons noté qu'il paraît intéressant de se situer en dessus du régime laminaire afin d'engendrer au cours de l'échangeur des instabilités améliorant les échanges. Pour cela, il paraît parfois intéressant comme dans le cas à $Re_{e/2} = 60$, d'augmenter l'épaisseur des ailettes. Quand on recherche à minimiser les frottements, il faut alors choisir l'épaisseur d'ailette la plus fine, ce qui permet aussi de réaliser un bon compromis sur l'encombrement.

4.2.2 Etude de l'effet de longueur d'ailettes

Etude réalisée

Différentes longueurs d'ailette ont été étudiées autour de la géométrie de référence $l_s = 3$ mm. Ainsi, des longueurs variant de 1 mm à 10 mm ont fait l'objet de simulations pour deux nombres de Reynolds ($Re_{e/2} = 120$ et 360), correspondant aux vitesses $U_0 = 20$ m/s et 60 m/s. Les longueurs étudiées (Tableau 4.2) sont les suivantes : $l_s = 1$; 2 ; 3 ; 5 et 10 mm. Nous comparerons de nouveau les performances des échangeurs (cas [L1], [L2], [L3], [L4] et [Ref]) à partir des critères thermohydrauliques globaux.

Résultats qualitatifs

Comme nous l'avons dit au Chapitre 1, les régimes d'écoulement autour d'ailerres isolées sont classés en fonction du nombre de Reynolds basé sur la demi-épaisseur d'ailerres. Pour cette étude paramétrique de la longueur d'ailerres, les nombres de Reynolds sont alors constants. Les Figures 4.19 à 4.23 présentent respectivement les visualisations de contours de température pour les simulations dont la longueur d'ailerres est $l_s = 1 ; 2 ; 3 ; 5$ et 10 mm, pour un nombre de Reynolds de $Re_{e/2} = 120$. Pour ce nombre de Reynolds, nous avons vu que sur une ailerre isolée nous avons un décollement et un recollement laminaire et dans le sillage de l'ailere, une allée de tourbillons de Von-Karman. Lors de ces simulations sur plusieurs rangées d'ailerres, nous observons ces mêmes phénomènes autour des premières ailerres, mais leur sillage engendre des instabilités sur les rangées suivantes. Le recollement sur les dernières rangées devient alors turbulent et dans le sillage de ces ailerres, l'allée tourbillonnaire prenant place est ensuite moins régulière. Ainsi l'étude sur la longueur d'ailerres modifie uniquement le rapport d'aspect des ailerres, on passe alors d'un rapport d'aspect $l_s/e = 5$ à 50 .

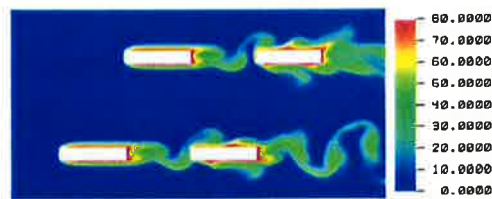


Figure 4.19 : Visualisation des températures pour des ailerres de longueur $l_s = 1$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [L1]

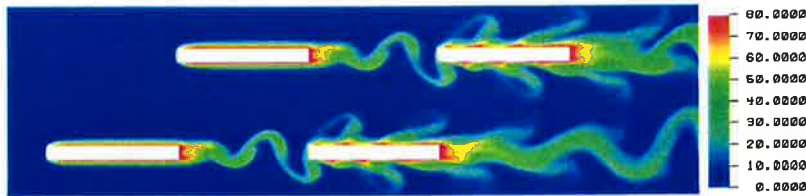


Figure 4.20 : Visualisation des températures pour des ailerres de longueur $l_s = 2$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [L2]

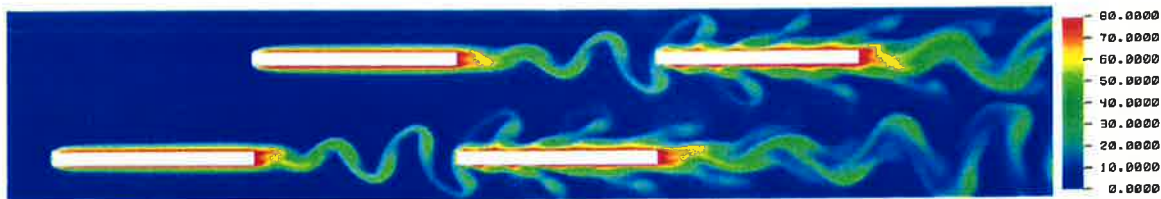


Figure 4.21 : Visualisation des températures pour des ailerres de longueur $l_s = 3$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [Ref]

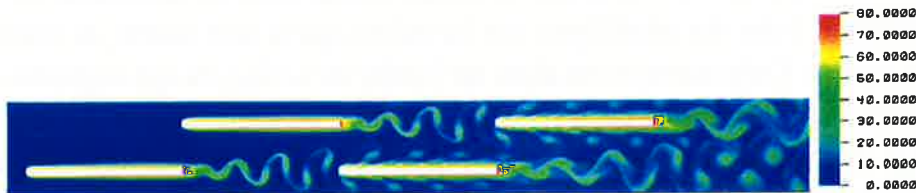


Figure 4.22 : Visualisation des températures pour des ailerres de longueur $l_s = 5$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [L3]

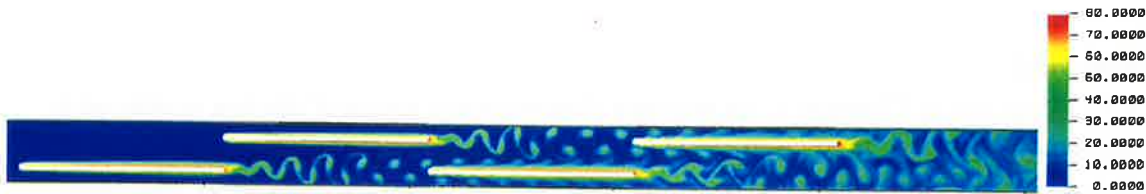


Figure 4.23 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $l_s = 10$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [L4]

Pour les simulations à $Re_{e/2} = 360$, les visualisations de température sont présentées à la suite (Figure 4.24, Figure 4.25, Figure 4.26, Figure 4.27 et Figure 4.28), pour les différentes longueurs d'ailettes l_s . Pour ce nombre de Reynolds, nous avons des instabilités dès la première ailette, avec des tourbillons qui sont alors convectés le long de son flanc. La variation de l'élancement modifie principalement sur le nombre de tourbillons présents sur chaque ailette. Nous pouvons alors faire deux remarques :

- Dans le cas de l'élancement le plus réduit ($l_s/e = 5$), le point de recollement étant instationnaire d'une valeur moyenne d'environ $lr/e \sim 4,5$, il arrive que le recollement n'ait pas lieu sur l'ailette.
- La seconde remarque concerne les observations d'Ozono *et al.*, 1992 qui proposent une dépendance entre le nombre de tourbillons sur les ailettes et le nombre de Strouhal calculé à partir de la longueur d'ailettes St_{l_s} . Le Tableau 4.6 présente pour les simulations les résultats pour le nombre de Strouhal St_{l_s} et le nombre de tourbillons sur le flanc des premières ailettes, estimés à partir des visualisations pour différents pas de temps. Les données issues de Ozono *et al.*, 1992 sont aussi présentées.

	$l_s = 1$ ($l_s/e = 5$)	$l_s = 2$ ($l_s/e = 10$)	$l_s = 3$ ($l_s/e = 15$)	$l_s = 5$ ($l_s/e = 25$)	$l_s = 10$ ($l_s/e = 50$)
St_{l_s}	0,8	1,8	2,7	4,3	$\sim 8,5$
Nb. de tourbillons	~ 1	2	2 - 3	4 - 5	8 - 9
Ozono <i>et al.</i> , 1992 ($Re_{e/2} = 500$)	0,5	2	2 - 3		

Tableau 4.6 : Etude du nombre de Strouhal calculé sur la longueur de l'ailette

Le Tableau 4.6 confirme les observations de Ozono *et al.*, 1992 réalisées à $Re_{e/2} = 500$. Nos résultats sont en accord avec ces auteurs. De plus, nous trouvons effectivement un nombre de tourbillons sur le flanc d'ailettes très proche du nombre Strouhal (St_{l_s}), quel que soit l'élancement des ailettes. Ces observations signifient que la fréquence de décrochement des tourbillons au niveau de la poche de recirculation est proportionnelle au nombre de Reynolds $Re_{e/2}$ et que la distance entre les tourbillons est la même quels que soient le nombre de Reynolds et l'élancement. Cette distance est alors de l'ordre de (e/St_e) , ce qui engendre que la fréquence de lâchers tourbillonnaires au niveau de la poche de recirculation est proche de celle dans le sillage des ailettes. Les remarques que nous venons de réaliser sont uniquement valables dans le cas d'un régime avec recollement turbulent.

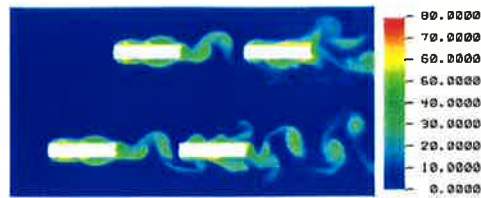


Figure 4.24 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $ls = 1$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [L1]

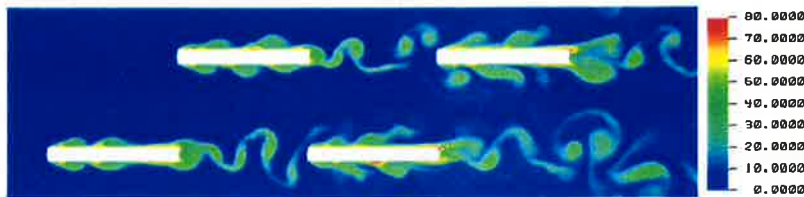


Figure 4.25 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $ls = 2$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [L2]

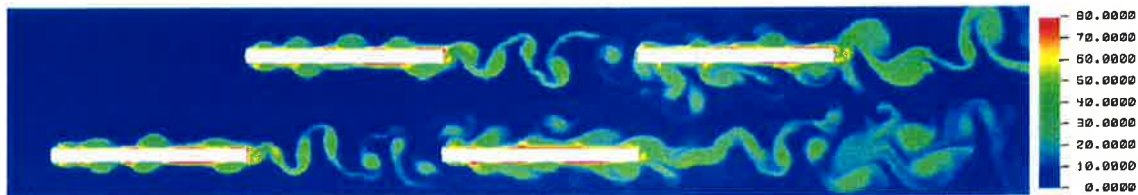


Figure 4.26 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $ls = 3$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [Ref]

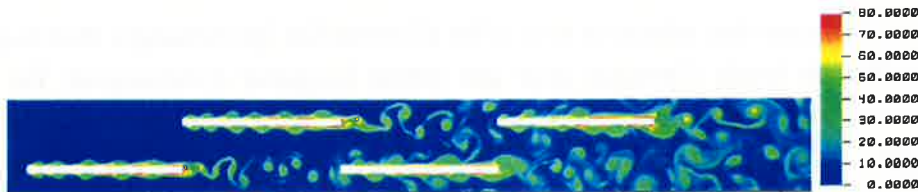


Figure 4.27 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $ls = 5$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [L3]

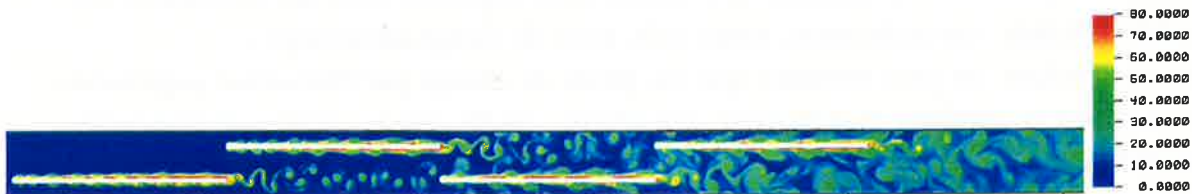


Figure 4.28 : Visualisation des températures pour des ailettes de longueur $ls = 10$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [L4]

Résultats quantitatifs

Le Tableau 4.7 présente les résultats globaux obtenus, lors de l'étude paramétrique, en faisant varier les longueurs des ailettes. Ceci a été réalisé pour les deux nombres de Reynolds étudiés ($Re_{e/2} = 120$ et $Re_{e/2} = 360$).

	Cas [L1] $l_s = 1 \text{ mm}$	Cas [L2] $l_s = 2 \text{ mm}$	Cas [Ref] $l_s = 3 \text{ mm}$	Cas [L3] $l_s = 5 \text{ mm}$	Cas [L4] $l_s = 10 \text{ mm}$
$Re_{e/2}$	120	120	120	120	120
j	0,0178	0,0151	0,0121	0,0093	0,0068
f	0,0907	0,0491	0,0328	0,0229	0,0158
j/f	0,197	0,306	0,368	0,407	0,430
j^2/f	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$4,61 \cdot 10^{-3}$	$4,44 \cdot 10^{-3}$	$3,80 \cdot 10^{-3}$	$2,92 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$6,25 \cdot 10^{-5}$	$6,94 \cdot 10^{-5}$	$5,36 \cdot 10^{-5}$	$3,54 \cdot 10^{-5}$	$1,99 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	2,15	3,35	4,02	4,45	4,71
$Re_{e/2}$	360	360	360	360	360
j	0,0133	0,0114	0,0103	0,0088	0,0064
f	0,0973	0,0559	0,0404	0,0277	0,0152
j/f	0,137	0,205	0,256	0,317	0,425
j^2/f	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$2,34 \cdot 10^{-3}$	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$2,75 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$2,42 \cdot 10^{-5}$	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$2,73 \cdot 10^{-5}$	$2,44 \cdot 10^{-5}$	$1,76 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	0,50	0,75	0,93	1,16	1,55

Tableau 4.7 : Tableau de résultats pour l'étude paramétrique sur la longueur d'ailettes

La diminution de la longueur des ailettes a pour effet d'intensifier les échanges thermiques en augmentant le nombre de bords d'attaque pour une même longueur d'échangeur. En contre partie, les frottements augmentent alors fortement en raison des singularités ajoutées dans l'écoulement (Figure 4.29 et Figure 4.30). Il y a alors, comme toujours, un compromis à trouver entre des ailettes courtes qui engendrent de forts échanges thermiques et des ailettes longues pour lesquelles les frottements sont faibles. Ceci dépendra aussi des contraintes liées aux systèmes étudiés : encombrement, poids, coût, perte de charge admissible ...

D'après les résultats, on peut constater que les pertes de charge par frottement augmentent fortement quand on diminue la dimension des ailettes, tandis que les échanges augmentent plus modérément (Tableau 4.7, Figure 4.29 et Figure 4.30). Ainsi, les critères j/f et $Crit_{perf}$, comparant linéairement les échanges thermiques aux frottements, sont maxima pour les ailettes les plus longues, minimisant ainsi le nombre de bords d'attaque dans l'échangeur. Les autres critères j^2/f et j^3/f , favorisant la contribution des échanges thermiques par rapport aux frottements, donnent des résultats différents en proposant un optimum avec l'utilisation d'ailettes plus courtes. Ainsi, il apparaît préférable d'utiliser des ailettes de 2 - 3 mm pour les faibles nombres de Reynolds ($Re_{e/2} \sim 120$) et quand ce dernier augmente ($Re_{e/2} \sim 360$), il paraît alors intéressant d'allonger les ailettes. Les ailettes de longueur ($l_s = 3 - 5 \text{ mm}$) semblent alors donner les meilleures performances avec des résultats assez proches pour les critères j^2/f et j^3/f . Ces dernières remarques signifient que lorsque l'on est en régime laminaire-transition, il est préférable d'utiliser des ailettes assez courtes ($l_s = 2 - 3 \text{ mm}$) ; lorsque le régime devient turbulent, les meilleures performances sont obtenues en allongeant les ailettes ($l_s = 3 - 5 \text{ mm}$) : en effet la présence des instationnarités améliorent les échanges thermiques. Une remarque peut être toutefois faite pour les écoulements laminaux sans instationnarités à

très faible nombre de Reynolds ($Re_{e/2} < 80$), non étudié dans cette partie, pour lesquels il est souvent plus intéressant d'utiliser des ailettes assez longues, car dans ce cas les échanges sont relativement constants le long des ailettes.

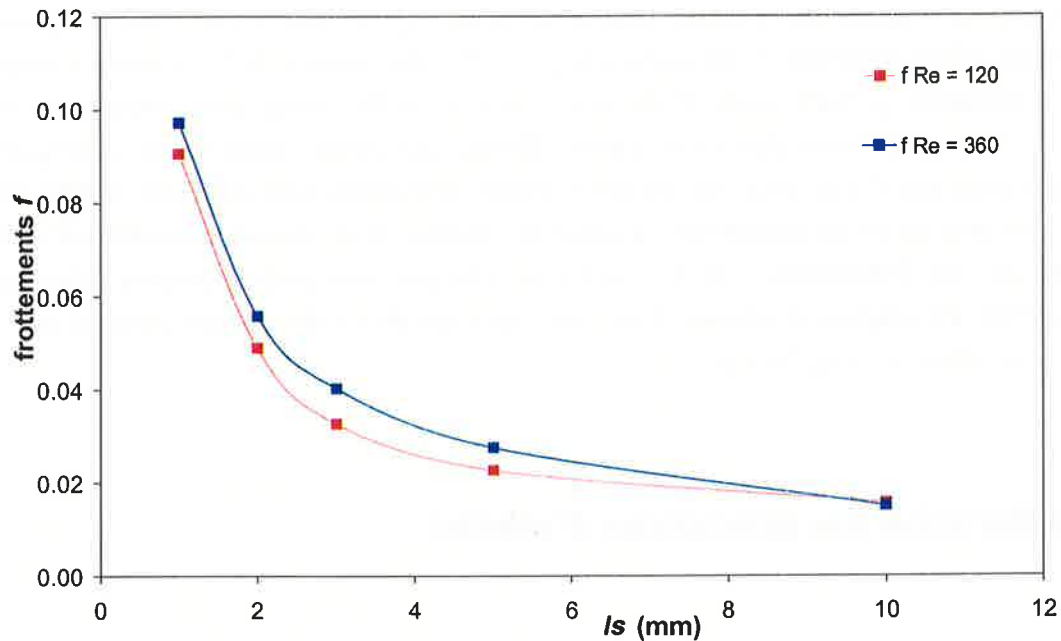


Figure 4.29 : Evolution du coefficient de frottements en fonction de la longueur d'ailettes

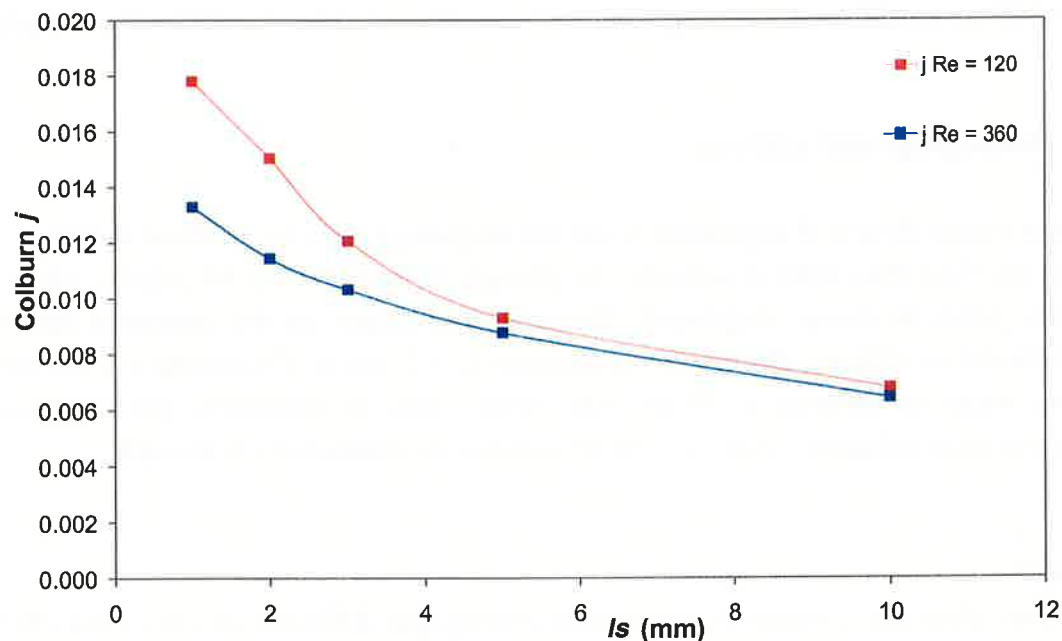


Figure 4.30 : Evolution du coefficient de Colburn en fonction de la longueur d'ailettes

Conclusion sur l'effet de la longueur d'ailettes

Nous avons vu que la longueur d'ailettes modifie de manière importante les résultats thermo-hydrauliques ainsi que la structure de l'écoulement. En effet, quand on multiplie par dix la longueur d'ailettes (ls de 1 à 10 mm), le coefficient de Colburn est divisé par 2,6 et en même

temps le coefficient de frottement est quant à lui divisé par 5,7. Ainsi en augmentant le nombre de décollements/recollements de couche limite, les frottements s'accroissent plus rapidement que les échanges thermiques. Les résultats ont montré que les performances dépendaient du critère utilisé. Dans le cas où l'on pondère plus fortement les échanges thermiques que les frottements, il paraît intéressant d'utiliser des ailettes de taille moyenne. Dans le cas des faibles nombres de Reynolds ($Re_{e/2} \sim 120$), des ailettes de 2 - 3 mm paraissent donner les meilleures performances. Pour des nombres de Reynolds plus importants des ailettes de 3 - 5 mm paraissent plus intéressantes. Enfin, nous avons constaté que la longueur des ailettes n'avait pas d'incidence sur les phénomènes physiques, sauf pour des ailettes très courtes où l'on peut avoir un recollement au-delà de l'ailette. Nous remarquons alors d'après les résultats sur les frottements que les pertes de charges sont principalement liées aux singularités entre les rangées d'ailettes. Ainsi, on voit l'intérêt du découpage proposé par la suite afin de modifier ces singularités.

4.3 Amélioration des géométries d'ailettes

Dans cette partie, deux types de géométries vont être étudiés. D'abord, nous observerons l'effet du découpage en longueur des ailettes. Ensuite, nous essayerons d'améliorer les géométries OSF en modifiant le décalage existant actuellement entre les différentes rangées d'ailettes.

4.3.1 Découpage des ailettes

Ce découpage a pour objectif d'augmenter la section de passage entre la fin d'une rangée et la rangée suivante. Ceci doit aider à améliorer le passage du fluide entre les ailettes par une réduction des pertes de charge singulières. Plusieurs découpages ont été comparés dans le cadre de ce travail, en utilisant des ailettes de longueur $ls = 3$ mm et d'épaisseur $e = 0,2$ mm, on fait alors varier la distance d (Figure 4.8). Ainsi, nous ne modifions pas la surface d'échange entre les simulations, seule la taille du domaine de simulation est allongée.

Etude réalisée

Nous effectuons alors des simulations pour quatre découpages différents ($d = 0,1 ; 0,2 ; 0,4 ;$ et $0,8$ mm) que nous comparons à une géométrie sans découpage. Nous exploitons comme précédemment les résultats thermohydrauliques globaux de ces calculs.

Résultats qualitatifs

Les modifications apportées entre ces différents cas de calcul sont assez faibles, ainsi les phénomènes physiques présents sont les mêmes entre les différentes simulations. L'ajout

d'une distance d entre les rangées d'ailettes ne modifie quasiment pas la structure de l'écoulement. Les Figures 4.31 et 4.32 présentent la visualisation des températures respectivement pour les nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ et 360 pour un découpage $d = 0,4$ mm. Sur la Figure 4.31, nous avons un régime laminaire sur les premières ailettes et ensuite l'allée de Von-Karman du sillage engendre des instabilités sur les ailettes suivantes. Pour la simulation à $Re_{e/2} = 360$ (Figure 4.32), l'écoulement autour des ailettes est turbulent dès la première ailette.

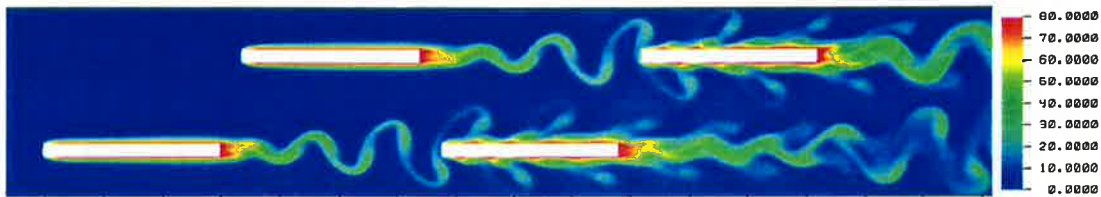


Figure 4.31 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 120$ dans le cas d'un découpage $d = 0,4$ mm, cas [D3]



Figure 4.32 : Visualisation des températures à $Re_{e/2} = 360$ dans le cas d'un découpage $d = 0,4$ mm, cas [D3]

Résultats quantitatifs

Les résultats quantitatifs globaux de cette étude du découpage des ailettes sont présentés dans le Tableau 4.8. La surface d'échange est la même entre les différentes simulations mais la longueur donc le volume de l'échangeur augmente avec la distance d . Ainsi, le coefficient de frottement subi l'effet de la modification des pertes de charge entre les calculs, mais aussi l'effet de l'augmentation de la taille du domaine de calcul.

	Cas [Ref] $d = 0 \text{ mm}$	Cas [D1] $d = 0,1 \text{ mm}$	Cas [D2] $d = 0,2 \text{ mm}$	Cas [D3] $d = 0,4 \text{ mm}$	Cas [D4] $d = 0,8 \text{ mm}$
$Re_{e/2}$	120	120	120	120	120
j	0,0121	0,0120	0,0121	0,0121	0,0117
f	0,0328	0,0303	0,0296	0,0267	0,0338
j/f	0,368	0,397	0,407	0,453	0,348
j^2/f	$4,44 \cdot 10^{-3}$	$4,78 \cdot 10^{-3}$	$4,91 \cdot 10^{-3}$	$5,47 \cdot 10^{-3}$	$4,08 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$5,36 \cdot 10^{-5}$	$5,75 \cdot 10^{-5}$	$5,91 \cdot 10^{-5}$	$6,61 \cdot 10^{-5}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	4,02	3,90	4,17	4,37	3,00
$Re_{e/2}$	360	360	360	360	360
j	0,0103	0,0103	0,0105	0,00104	0,0104
f	0,0404	0,0377	0,0388	0,0347	0,0349
j/f	0,256	0,273	0,270	0,301	0,300
j^2/f	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$2,82 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-3}$	$3,12 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$2,73 \cdot 10^{-5}$	$2,90 \cdot 10^{-5}$	$2,95 \cdot 10^{-5}$	$3,27 \cdot 10^{-5}$	$3,25 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	0,93	0,96	0,93	0,97	0,86

Tableau 4.8 : Tableau de résultats pour l'étude paramétrique sur le découpage des ailettes

Les résultats obtenus pour un nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ montrent l'intérêt de mettre une distance entre les rangées d'ailettes afin de diminuer les pertes de charge. On constate en effet, que les échanges thermiques sont quasiment constants pour les différents calculs (Figure 4.34), mais le coefficient de frottement diminue quand on augmente la distance entre les ailettes (Figure 4.33). Comme nous l'avons précisé, le coefficient de frottement f diminue en partie à cause de la réduction des singularités. Ainsi le critère de performance ($Crit_{perf}$), permet de mieux apprécier les performances respectives des différentes géométries simulées. Nous observons que dans le cas à faible nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$, ce dernier augmente faiblement pour les distances $d = 0,1$ et $0,2 \text{ mm}$, et de manière un peu plus importante plus le découpage correspondant à $d = 0,4 \text{ mm}$. Un découpage plus grand $d = 0,8 \text{ mm}$ fait quant à lui diminuer fortement ce critère de performance et augmenter de nouveau les frottements. Il apparaît d'après les résultats du Tableau 4.8 que la dimension du découpage doit être suffisamment importante afin de diminuer de manière significative les pertes de pression, améliorant ainsi les performances. Il doit toutefois rester modéré pour d'une part ne pas perdre trop en compacité d'échangeur et d'autre part engendrer des pertes de charge linéaires supplémentaires. Nous constatons aussi que ce découpage semble principalement intéressant dans le cas à faible nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$. Le coefficient de frottement est diminué entre 15% et 20% par la mise en place de découpage qui engendre quant à lui une augmentation d'encombrement de 12% pour la distance $d = 0,4 \text{ mm}$.

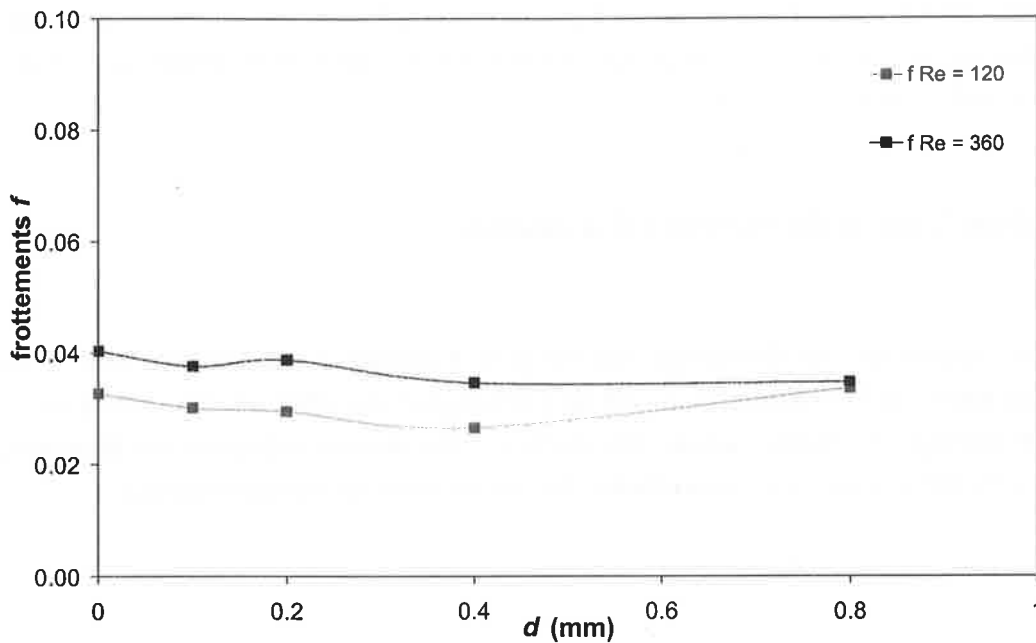


Figure 4.33 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de découpage d

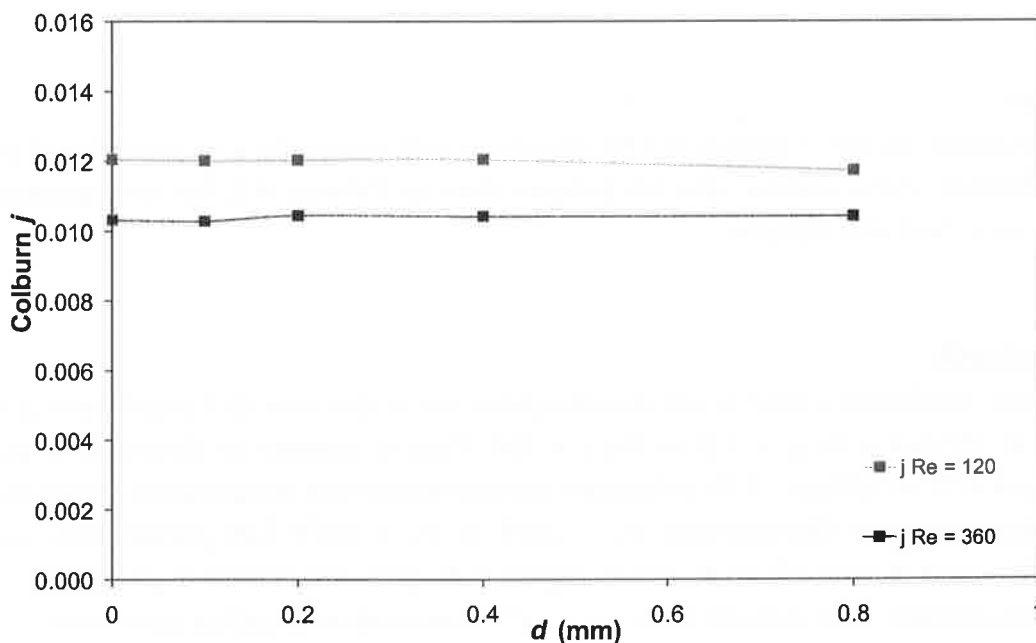


Figure 4.34 : Evolution du coefficient de Colburn en fonction de découpage d

Conclusion sur le découpage des ailettes

Ce découpage paraît être une manière intéressante de diminuer les pertes de charge tout en conservant les performances thermiques, au prix d'une augmentation du volume d'encombrement de l'échangeur. Un surcoût de fabrication est aussi à envisager, mais dans certain cas ce découpage présente aussi l'intérêt de réduire les défauts de fabrication. D'après les résultats, il apparaît que dans le cas où ce découpage est trop faible, les performances ne sont pas améliorées. Il faut alors réaliser un découpage assez important ($d \sim 2 \cdot e$) sans que ce dernier ne devienne trop important. De plus, ce découpage paraît plus intéressant pour les

faibles nombres de Reynolds $Re_{e/2} \sim 120$. Malgré un surcoût de fabrication de l'échangeur, le découpage proposé est un paramètre important permettant de diminuer les pertes de charge en conservant les performances thermiques.

4.3.2 Modification du centrage des ailettes

Nous étudions maintenant le décentrage des rangées d'ailettes à pas décalé. Ceci a pour objectif de dissymétriser l'écoulement au sein de l'échangeur. En effet, en réduisant d'un côté la section de passage du fluide autour des ailettes, cela devrait entraîner un écoulement préférentiel, avec des vitesses plus importantes, favorisant ainsi les instationnarités.

4.3.2.1 Décentrage systématique

Ce décentrement du pas des ailettes est facilement réalisable à partir des méthodes de production actuelles des ailettes OSF.

Etude réalisée

Deux décentrement du pas d'ailettes ont été étudiés et sont comparés à la géométrie à pas décalé de référence. Ainsi comme cela est présenté dans le Tableau 4.8, les décentrement $w_1 = 2w/3$ et $w_1 = 3w/5$ sont simulés.

Résultats qualitatifs

Nous observons maintenant l'effet de ces décentrement sur la structure de l'écoulement pour les nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ et $Re_{e/2} = 360$. Pour le nombre de Reynolds le plus faible, la Figure 4.35 et la Figure 4.36 présentent respectivement une visualisation instantanée des températures pour un décentrement $w_1 = 3w/5$ et $w_1 = 2w/3$. Les phénomènes sont quasiment identiques à ceux observés sur la Figure 4.21 pour les ailettes à pas décalé de référence correspondant à un décentrement $w_1 = w/2$. Nous notons toutefois qu'il existe des interactions supplémentaires entre les ailettes. Ceci est particulièrement observable sur la Figure 4.36, pour le plus fort décentrement, où l'allée de Von-Karman dans le sillage des ailettes modifie les phénomènes tourbillonnaires présents sur le flanc des ailettes suivantes.

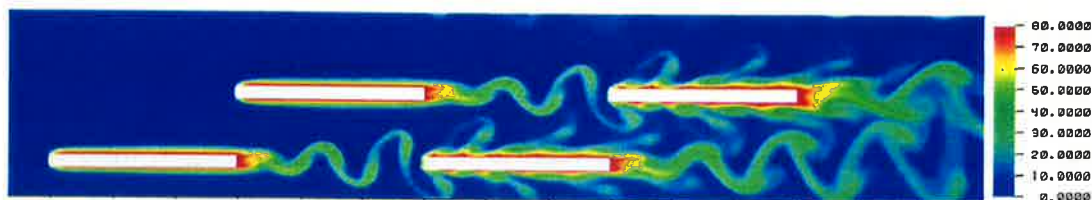


Figure 4.35 : Visualisation des températures pour un décentrement systématique de $w_1 = 3w/5$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [DS1]

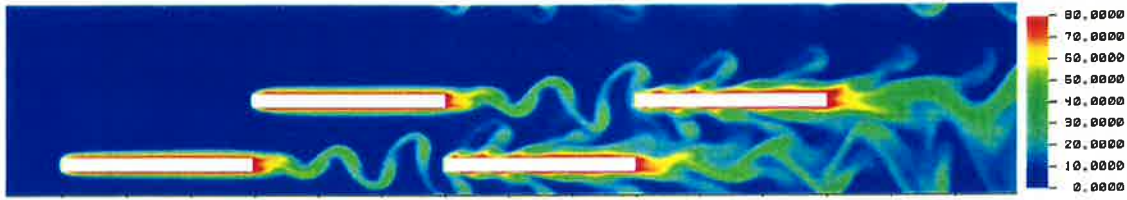


Figure 4.36 : Visualisation des températures pour un décentrement systématique de $w_1 = 2w/3$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [DS2]

Pour le nombre de Reynolds plus élevé ($Re_{e/2} = 360$), Les visualisations de températures (Figure 4.37 et Figure 4.38) montrent le même type de phénomènes que celles réalisées avec la géométrie de référence Figure 4.26. De nouveau, nous observons des interactions entre les effets de sillage et les phénomènes autour des ailettes (Figure 4.38).

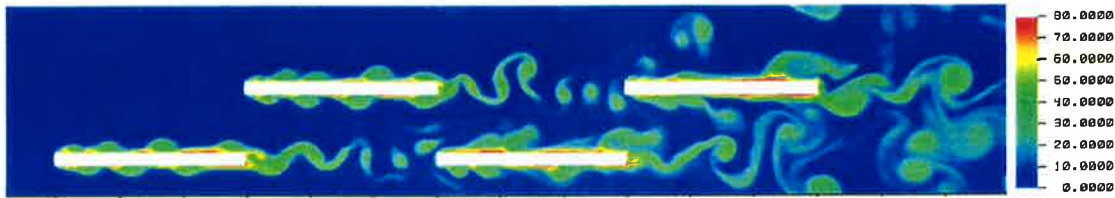


Figure 4.37 : Visualisation des températures pour un décentrement systématique de $w_1 = 3w/5$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [DS1]

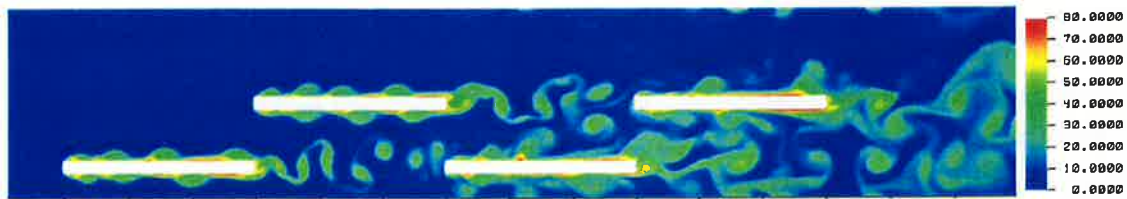


Figure 4.38 : Visualisation des températures pour un décentrement systématique de $w_1 = 2w/3$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [DS2]

Résultats quantitatifs

Les résultats quantitatifs présentés dans le Tableau 4.9, permettent de comparer ces géométries avec un décentrement systématique à la géométrie de référence. D'après l'étude qualitative, les phénomènes physiques observés sont les mêmes avec toutefois la présence pour le plus important décentrement de zones d'interactions. Pour les deux régimes d'écoulement $Re_{e/2} = 120$ et $Re_{e/2} = 360$, les données quantitatives du tableau montrent que nous avons des performances qui ne sont pas modifiées par le décentrement. Ainsi les pertes de charge et les échanges thermiques sont quasiment équivalents pour les trois simulations. En regardant d'un peu plus près les critères de performances, il semblerait qu'un léger décentrement ($w_1 = 3w/5$) améliore un peu les résultats.

	Cas [Ref] $w_1 = 1,5 \text{ mm}$	Cas [DS1] $w_1 = 1,8 \text{ mm}$	Cas [DS2] $w_1 = 2,0 \text{ mm}$
$Re_{e/2}$	120	120	120
j	0,0121	0,0119	0,0119
f	0,0328	0,0323	0,0326
j/f	0,368	0,369	0,364
j^2/f	$4,44 \cdot 10^{-3}$	$4,40 \cdot 10^{-3}$	$4,32 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$5,36 \cdot 10^{-5}$	$5,24 \cdot 10^{-5}$	$5,12 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	4,02	4,04	3,99
$Re_{e/2}$	360	360	360
j	0,0103	0,0105	0,0105
f	0,0404	0,0407	0,0409
j/f	0,256	0,259	0,256
j^2/f	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$2,72 \cdot 10^{-3}$	$2,68 \cdot 10^{-3}$
j^3/f	$2,73 \cdot 10^{-5}$	$2,86 \cdot 10^{-5}$	$2,82 \cdot 10^{-5}$
$Crit_{perf}$	0,93	0,94	0,93

Tableau 4.9 : Résultats quantitatifs pour l'étude paramétrique avec un décentrement systématique des ailettes

Conclusions sur le décentrement systématique

Malgré quelques différences sur l'aspect de l'écoulement, les résultats quantitatifs ont montré que les performances thermohydrauliques étaient conservées avec ces décentremments systématiques. Ainsi ce type de décentrement ne semble pas être une solution idéale pour contribuer à l'amélioration des performances des ailettes d'échangeurs compacts. Toutefois, ces résultats montrent aussi que les performances se conservent, ainsi il n'est pas forcément nécessaire pour un fabricant de produire des ailettes ayant un centrage parfait.

4.3.2.2 Décentrage alternatif

Etude réalisée

Dans ce cas présent, nous décentrons de nouveau le pas des ailettes mais cette fois-ci de manière alternative (Figure 4.10). Ainsi les fluides rencontrent trois fronts d'attaque différents au sein de l'échangeur. Cette technique est plus délicate que la précédente à réaliser mécaniquement. Nous simulons les mêmes valeurs de décalage que pour le décentrement systématique ($w_1 = 2w/3$ et $w_1 = 3w/5$).

Résultats qualitatifs

Les visualisations de température pour le nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$, dans le cas d'un décentrement alternatif, sont présentées sur les Figures 4.39 et 4.40. Ces simulations sont à comparer à celles de la géométrie de référence (Figure 4.21). Nous pouvons alors noter que par ce décentrement, nous créons un troisième front d'attaque. Cette modification engendre alors des différences au niveau des phénomènes observables sur la quatrième ailette. En effet, cette dernière n'est plus dans le sillage immédiat de la précédente et se comporte un peu comme une ailette isolée. Ceci est particulièrement vrai pour le décentrement le plus important (Figure 4.40). Ainsi l'écoulement autour de cette quatrième ailette est assez stable.

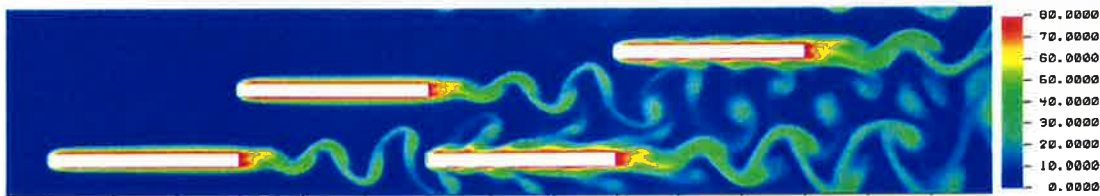


Figure 4.39 : Visualisation des températures pour un décentrement alternatif de $w_1 = 3w/5$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [DA1]

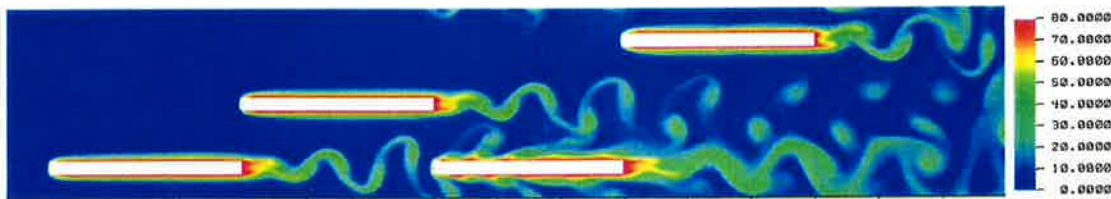


Figure 4.40 : Visualisation des températures pour un décentrement alternatif de $w_1 = 2w/3$ à $Re_{e/2} = 120$, cas [DA2]

Les décentrement alternatifs (Figure 4.41 et Figure 4.42) pour le régime ($Re_{e/2} = 360$) permettent de visualiser l'écoulement autour des ailettes. Pour le décentrement ($w_1 = 3w/5$: Figure 4.41), les phénomènes sont assez proches de ceux de l'étude de référence (Figure 4.26). On observe toutefois que le sillage de l'ailette de la seconde rangée ne génère pas d'instabilités sur l'ailette de la quatrième rangée. D'une part, ces deux ailettes ne sont plus alignées et d'autre part, l'allée de Von-Karman est déviée par la dissymétrie géométrique que l'on vient de générer. La quatrième ailette se comporte alors un peu comme une ailette isolée. L'écoulement paraît plus instable que dans l'étude de référence. Pour le décentrement plus important ($w_1 = 2w/3$: Figure 4.42), les observations précédemment citées sont encore plus visibles. Ainsi, le sillage de la seconde ailette est totalement modifié par l'important flux traversant le domaine de simulation. La quatrième ailette subit quant à elle l'influence du sillage de la troisième ailette qui est fortement dévié. D'après ces visualisations, ce décentrement alternatif semble alors augmenter les instabilités sur ces quatre premières ailettes d'échangeurs. Les résultats quantitatifs vont maintenant permettre de quantifier ces effets visibles à partir de la visualisation des températures.

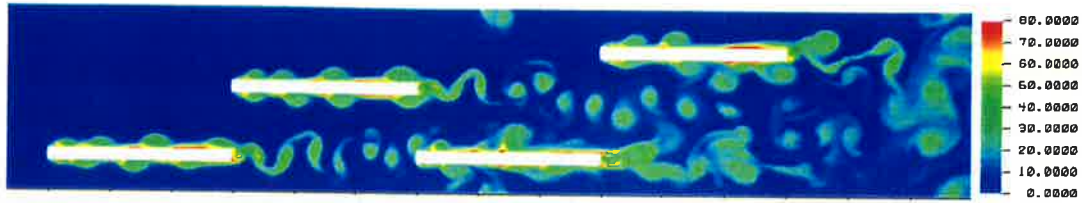


Figure 4.41 : Visualisation des températures pour un décentrement alternatif de $w_1 = 3w/5$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [DA1]

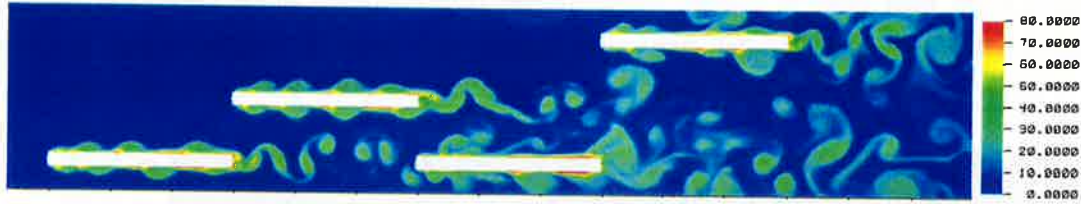


Figure 4.42 : Visualisation des températures pour un décentrement alternatif de $w_1 = 2w/3$ à $Re_{e/2} = 360$, cas [DA2]

Résultats quantitatifs

Le Tableau 4.10 présente les résultats globaux à partir des simulations réalisées avec des décentrement alternatifs. Ces données sont comparées à celles obtenues pour l'étude de référence. Pour les simulations réalisées au nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$, les résultats pour le décentrement le plus faible ($w_1 = 1,8$) sont quasiment équivalents à ceux de l'étude de référence. Malgré les instabilités supplémentaires que nous avons pu relever, les résultats pour le décentrement le plus important n'améliorent pas les échanges thermiques et semblent augmenter légèrement les frottements. D'après les résultats dont nous disposons, la différence entre les résultats se fait essentiellement au niveau des échanges thermiques autour de la dernière ailette, pour laquelle on relève des échanges thermiques inférieurs pour le décentrement ($w_1 = 2,0$).

Dans le cas du régime turbulent $Re_{e/2} = 360$, les décentrement permettent d'améliorer les performances thermiques de l'échangeur, mais ces dernières engendrent aussi une augmentation assez importante des frottements. Ainsi avec les critères j/f et $Crit_{perf}$, la géométrie de référence paraît plus intéressante. Toutefois, lorsque l'on pondère de manière plus importante les échanges thermiques (j^2/f et j^3/f), le décentrement alternatif paraît être un moyen efficace d'intensifier les échanges. D'après les résultats pour (j^2/f et j^3/f), cela semble plus intéressant que la réduction de la longueur des ailettes. Par ailleurs, nous avons obtenu des résultats un peu meilleurs pour ces deux critères avec un découpage ($d = 2*e$), mais dans ce dernier cas, cela se faisait au prix d'un accroissement du volume de l'échangeur.

	Cas Référence $w_1 = 1,5 \text{ mm}$	Cas [DA1] $w_1 = 1,8 \text{ mm}$	Cas [DA2] $w_1 = 2,0 \text{ mm}$
$Re_{e/2}$	120	120	120
j	0,0121	0,0121	0,0118
f	0,0328	0,0330	0,0331
j/f	0,368	0,365	0,0350
j^2/f	$4,44.10^{-3}$	$4,44.10^{-3}$	$4,05.10^{-3}$
j^3/f	$5,36.10^{-5}$	$5,32.10^{-5}$	$4,69.10^{-5}$
$Crit_{perf}$	4,02	4,00	3,83
$Re_{e/2}$	360	360	360
j	0,0103	0,0109	0,0110
f	0,0404	0,0432	0,0447
j/f	0,256	0,253	0,247
j^2/f	$2,64.10^{-3}$	$2,76.10^{-3}$	$2,73.10^{-3}$
j^3/f	$2,73.10^{-5}$	$3,02.10^{-5}$	$3,01.10^{-5}$
$Crit_{perf}$	0,93	0,92	0,90

Tableau 4.10 : Résultats quantitatifs pour l'étude paramétrique avec un décentrement alternatif des ailettes

Conclusions sur le décentrement alternatif

Ainsi à partir des résultats qualitatifs et quantitatifs, ce décentrement apparaît intéressant pour intensifier les échanges thermiques sans augmenter le poids et le volume de l'échangeur. Cela se fait toutefois au prix d'une augmentation des frottements. Cet accroissement des frottements paraît plus limitée que dans le cas où l'on intensifierait les échanges en diminuant la taille des ailettes (Tableau 4.7). Par ailleurs, avec un nombre plus important d'ailettes, les résultats même pour le faible nombre de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ devraient s'avérer plus concluants. En effet, nous aurions alors trois fronts d'attaque d'ailette générant des instabilités au sein de l'échangeur. Le problème le plus délicat est sans doute la fabrication de ce genre d'ailettes comportant alors deux décalages différents, mais ceci n'est pas l'objet de cette étude. De plus, les industriels seront tout à fait capables d'adapter leurs moyens de production s'ils estiment qu'une modification des géométries est intéressante.

4.3.3 Etude des effets de la hauteur d'ailette

Au cours de ce travail, les simulations bidimensionnelles nous ont contraint à ne pas considérer l'influence de la hauteur des ailettes, une grandeur très importante qui régit le volume de l'échangeur. Toutefois, au cours du Chapitre 3, il a été montré que les phénomènes physiques autour d'une ailette OSF pouvaient être considérés bidimensionnels. Nous avons

alors vu d'une part que des zones d'interaction existaient et d'autre part que les surfaces d'échanges n'étaient pas uniquement limitées aux seules hauteurs d'ailettes. En effet, les surfaces d'échanges offertes comprennent alors la partie verticale des ailettes mais aussi le pied de celles-ci et la surface sur laquelle, ces dernières sont brasées. Dans le cas d'une géométrie à ailettes OSF carrées comme celle étudiée au paragraphe 3.1.4.2, la partie verticale représente 50 % de la surface totale d'échange. Pour des ailettes plus hautes, plus fréquemment utilisées, les surfaces de pied et de brasage représentent alors en général environ 25 % de la surface totale d'échanges. Malgré cela, nous disposons à partir de nos simulations numériques 2D de suffisamment de données pour analyser et quantifier l'effet de la hauteur des ailettes.

Pour déterminer l'effet de la hauteur des ailettes, nous allons utiliser les résultats numériques de j et f obtenus pour la géométrie de référence ($e = 0,2$ mm, $l_s = 3$ mm, $w = 3$ mm). Nous travaillerons ensuite avec quatre hauteurs dans la gamme fréquemment utilisée pour les ailettes OSF. Ainsi les hauteurs $h_s = 3 ; 6 ; 9 ; 12$ mm sont les dimensions géométriques variables dont on va étudier l'influence sur les performances de l'échangeur.

D'après les corrélations de Manglik & Bergles, 1995, nous pouvons constater que les coefficients j et f sont quasiment constants en fonction de la hauteur d'ailettes à partir de la hauteur $h_s = 3$ mm. Ainsi il est possible d'utiliser les valeurs j et f issues des simulations 2D (hauteur "infinie") pour dimensionner une géométrie OSF 3D. Nous remarquons tout de même que pour les très faibles hauteurs ($h_s \sim 1$ mm), ceci n'est plus valable, mais comme nous l'avons déjà dit, la hauteur 3 mm est l'une des plus faibles utilisées industriellement.

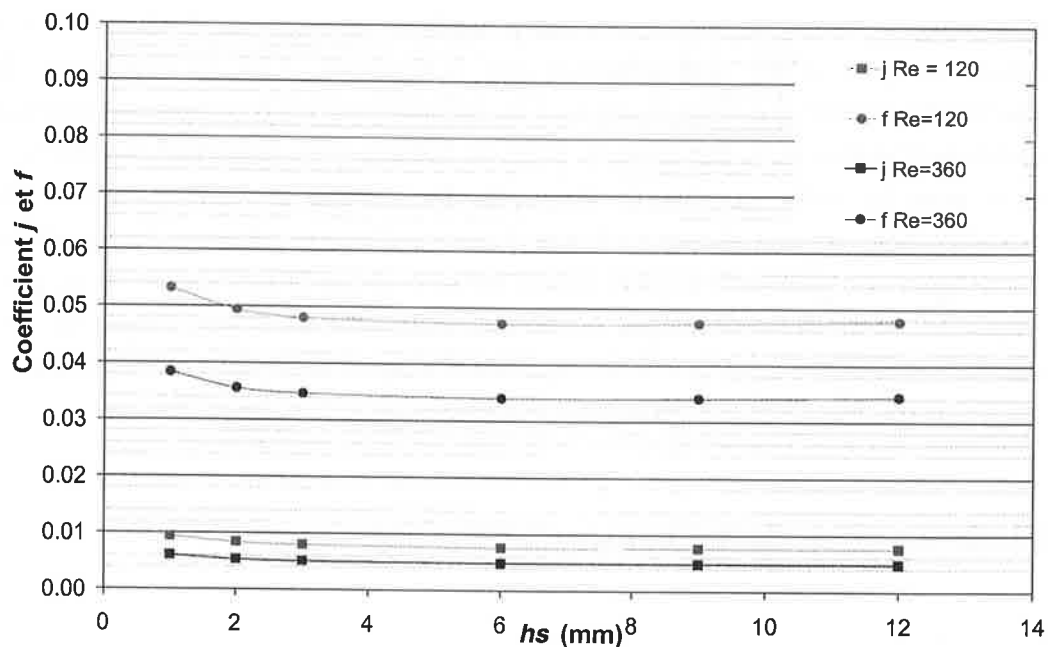


Figure 4.43 : Coefficients j et f issus de Manglik & Bergles en fonction de la hauteur d'ailette

Ce dernier résultat confirme en grande partie la pertinence des simulations 2D que nous avons réalisées. En effet, pour des ailettes de dimension infinie (cas des simulations 2D), nous constatons d'après les corrélations que nous avons les mêmes coefficients f et j que pour des ailettes finies. Ainsi, dès que les ailettes sont suffisamment hautes, c'est dire $hs \sim 3$ mm (hauteur la plus faible pour ailettes industrielles), nous pouvons considérer que j et f sont constants et alors que les coefficients d'échanges j et f 2D sont équivalents aux coefficients 3D. Pour arriver à cela, nous avons alors effectué trois hypothèses validées au cours de ce travail :

- La première concerne la physique de l'écoulement et la modélisation bidimensionnelle des phénomènes qui sont en réalité 3D. Ceci a été validé au Chapitre 3 en comparant les simulations 2D et 3D, mais représente tout de même une hypothèse forte.
- La seconde concerne la largeur de l'échangeur que nous modélisons par des conditions limites périodiques. Cette hypothèse a été validée finement au cour de ce Chapitre.
- La dernière hypothèse réalisée est celle que nos venons de présenter qui montre que les coefficients de frottements et de Colburn sont indépendants de la hauteur d'ailette à partir d'une certaine hauteur ($hs \sim 3$ mm dans notre cas). Ceci nous permet de déterminer les coefficients j et f 3D à partir de simulations 2D.

Nous allons maintenant déterminer les effets de la hauteur d'ailettes sur les performances d'un échangeur en déclinant de manière analytique nos résultats numériques. Lors de nos simulations 2D, les ailettes ont été considérées à température imposée. Dans la réalité les ailettes sont brasées sur des plaques chauffées par une circulation de fluide que l'on peut considérer à température constante. Nous avons alors au sein des ailettes de la conduction thermique avec les plaques et autour des ailettes un échange de convection forcé avec l'air. Les ailettes ne sont alors plus à une température imposée, la température varie sur la hauteur de l'ailette et l'on peut alors déterminer une efficacité d'ailette. Cette efficacité d'ailette dans le cas d'une géométrie déterminée est régie par deux paramètres, qui sont le coefficient d'échange convectif et la conductivité thermique de l'ailette. Le coefficient d'échange thermique peut être déterminé à partir du coefficient de Colburn calculé au sein des ailettes de l'échangeur. En ce qui concerne la conductivité thermique des ailettes, celle-ci est donnée par le matériau utilisé. Les ailettes types OSF sont fréquemment réalisées en aluminium, car ce matériau est à la fois léger, malléable et bon conducteur thermique ($\lambda = 230 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$). Pour illustrer l'effet de la hauteur d'ailettes, nous supposons donc nos ailettes en aluminium. Ainsi la hauteur des ailettes influe principalement sur l'efficacité d'ailette en modifiant alors la densité de flux thermique échangé.

L'efficacité d'ailette est définie dans ce cas (Figure 4.44) par :

$$\varepsilon = \frac{th\left(\alpha \frac{hs}{2}\right)}{\alpha \frac{hs}{2}} \quad (4.4)$$

avec α donné par :

$$\alpha = \sqrt{\frac{hm}{\lambda S}} \quad (4.5)$$

où : h est le coefficient d'échange convectif ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
 λ la conductivité thermique de l'ailette ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
 m le périmètre de l'ailette (m) : $m = 2(ls + e)$
 S étant la section de l'ailette (m^2) : $S = ls \times e$

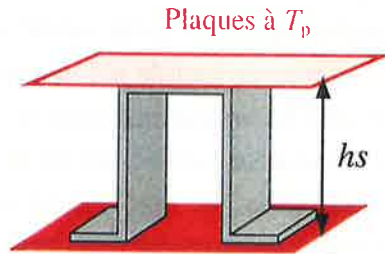


Figure 4.44 : Schéma d'une ailette chauffée par les plaques à températures constantes

A partir de l'efficacité d'ailette nous définissons la surface d'échange effective, correspondant à la surface d'échange équivalente pour une ailette à température imposée T_p .

La surface d'échange totale s'écrit :

$$S_{ech} = S_{primaire} + S_{ailettes} \quad (4.6)$$

avec $S_{primaire}$ correspondant à la surface d'échange primaire au niveau des plaques et "pieds" d'ailettes (m^2).

$S_{ailettes}$ correspond à la surface d'échange des ailettes (m^2).

La surface effective est alors définie de la manière suivante :

$$S_{eff} = S_{primaire} + \epsilon S_{ailettes} \quad (4.7)$$

Afin de quantifier l'effet de la hauteur des ailettes sur l'échangeur, nous déterminons le critère de performance (eq. 4.1) en fonction de la hauteur des ailettes pour les deux régimes de Reynolds ($Re_{e/2} = 120$ et 360). Pour cela nous avons considéré les coefficients j et f constants quelle que soit la hauteur des ailettes. Ainsi les Tableaux 4.11 et 4.12 présentent les résultats pour une géométrie d'échangeur OSF ($e = 0,2$ mm ; $ls = 3$ mm ; $w = 3$ mm) insérée entre 2 plaques à température imposée (Figure 4.44), respectivement pour les nombres de Reynolds $Re_{e/2} = 120$ et 360 . On constate dans un premier temps que l'efficacité d'ailette est supérieure pour le plus faible nombre de Reynolds. En effet dans ce cas, le coefficient d'échange convectif h est inférieur, car la vitesse du fluide est plus faible. De plus, nous constatons que cette efficacité diminue rapidement quand on augmente la hauteur des ailettes. Ainsi on peut observer que la surface effective s'éloigne de plus en plus de la surface réelle d'échange au fur et à mesure que la hauteur d'ailettes augmente. En ce qui concerne le critère de

performance, c'est le rapport entre le terme (hS_{eff} / V) qui décroît et le terme ($\Delta P/L$) qui diminue aussi avec la hauteur d'ailettes. Ainsi l'évolution de critère est indéfinie. Toutefois, d'après les résultats (hS_{eff} / V) décroît plus fortement que ($\Delta P/L$), nous observons alors sur les Tableaux 4.11 et 4.12 sur la Figure 4.45 que le critère de performance décroît avec l'accroissement de la hauteur des ailettes. D'après les résultats, il apparaît alors plus intéressant d'utiliser des ailettes de hauteur assez faible pour avoir une excellente efficacité d'ailette et obtenir les meilleures performances.

Les surfaces des Tableaux 4.11 et 4.12 sont données par mètre carré de surface d'échangeur, dans le cas d'un échangeur mono canal.

Hauteur d'ailettes h_s	3 mm	6 mm	9 mm	12 mm
Efficacité (ϵ)	0,988	0,954	0,903	0,842
Surface échange S_{ech} ($m^2.m^{-2}$)	4	6	8	10
Surface effective S_{eff} ($m^2.m^{-2}$)	3,97	5,81	7,41	8,73
Diamètre Hydraulique D_H (mm)	2,86	3,79	4,25	4,53
$Crit_{perf}$	4,35	4,22	4,02	3,79

Tableau 4.11 : Evolution des performances de l'échangeur en fonction la hauteur d'ailettes à $Re_{e/2} = 120$

Hauteur d'ailettes h_s	3 mm	6 mm	9 mm	12 mm
Efficacité (ϵ)	0,964	0,894	0,789	0,686
Surface échange S_{ech} ($m^2.m^{-2}$)	4	6	8	10
Surface effective S_{eff} ($m^2.m^{-2}$)	3,92	5,57	6,73	7,48
Diamètre Hydraulique D_H (mm)	2,86	3,79	4,25	4,53
$Crit_{perf}$	1,00	0,94	0,85	0,75

Tableau 4.12 : Evolution des performances de l'échangeur en fonction la hauteur d'ailettes à $Re_{e/2} = 360$

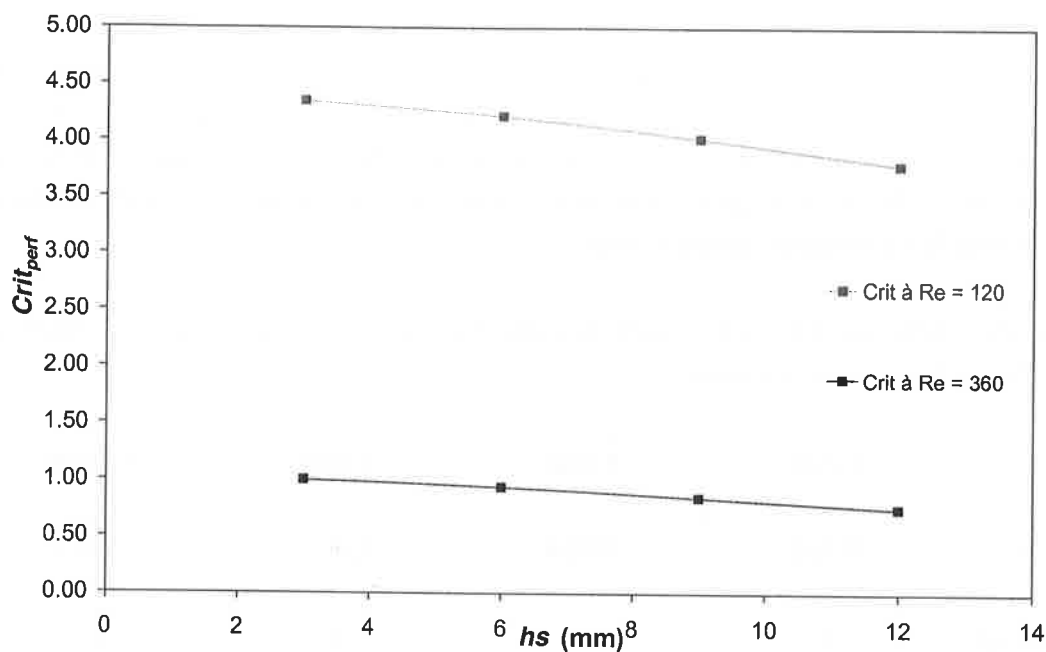


Figure 4.45 : Evolution du critère de performances en fonction de la hauteur des ailettes

Nous observons alors que la hauteur des ailettes a un effet sur les résultats thermo-hydrauliques globaux des ailettes à pas décalé. Toutefois, les coefficients j et f sont quasiment indépendants de la hauteur d'ailettes à partir d'environ ($hs = 3$ mm pour notre cas), ainsi la hauteur modifie uniquement l'efficacité des ailettes. Nous pouvons donc à partir de nos simulations Pseudo-DNS 2D déterminer les coefficients de frottement et de Colburn pour des géométries OSF 3D.

4.4 Synthèse de l'étude paramétrique

Au cours de cette étude paramétrique, de nombreuses géométries d'ailettes à pas décalé ont été simulées. Grâce aux conditions limites périodiques, nous avons pu réduire notre domaine de simulation latéralement. Nos simulations ont toutefois été réalisées sur quatre ailettes, nous ne prenons donc pas convenablement en compte le développement longitudinal de l'échangeur. Nous supposons alors que les résultats obtenus sur les quatre premières ailettes sont représentatifs de l'écoulement au sein d'un échangeur.

Dans un premier temps, nous avons étudié les paramètres géométriques des ailettes OSF. Ainsi, différentes épaisseurs d'ailettes ont été simulées ($e = 0,1$; $0,2$ et $0,4$ mm). Ceci a montré qu'il était préférable d'utiliser des épaisseurs d'ailettes assez faibles telles que $0,1$ et $0,2$ mm. Il est aussi apparu intéressant d'avoir au sein de l'échangeur un nombre de Reynolds ($Re_{e/2}$) assez important afin que l'on ait la présence d'instabilités améliorant les échanges thermiques. Les meilleures performances ont été obtenues avec un nombre de Reynolds compris entre : $100 < Re_{e/2} < 300$. Ensuite, nous avons étudié l'effet de la longueur d'ailettes

sur les performances de l'échangeur. Ceci nous a permis de vérifier les observations de Ozono *et al.*, 1992, concernant le nombre de tourbillons présents sur les ailettes. Nous avons aussi montré que les performances thermiques s'amélioraient en réduisant la longueur d'ailette, mais que les frottements augmentaient alors fortement. Il est alors apparu un compromis, avec des ailettes de longueurs $l_s = 2 - 3$ mm pour les faibles nombres de Reynolds ($Re_{e/2} \sim 120$) et des longueurs $l_s = 3 - 5$ mm pour les nombres de Reynolds plus importants ($Re_{e/2} \sim 360$).

Dans un second temps, nous avons cherché à proposer de nouvelles géométries tout de même assez proches des ailettes à pas décalé classiquement utilisées. Un découpage des ailettes a alors été étudié et a montré qu'il était ainsi possible de diminuer un peu les pertes de charge en conservant les échanges thermiques au prix d'une légère perte en compacité. Ce résultat constitue une amélioration et une piste à explorer pour d'éventuels gains de performance des échangeurs. Le principal inconvénient de ce découpage concerne le surcoût engendré à l'échangeur, mais comme d'après certains fabricants industriels il existe parfois des défauts de fabrication au niveau des bords d'attaques des ailettes, ceci pourrait être une manière de palier à ces défauts. Par la suite, nous avons proposé de réaliser deux décentrement. Le premier décentrement systématique, ne semble pas modifier les résultats thermohydrauliques globaux. Toutefois, le décentrement alternatif paraît intensifier les échanges en ajoutant un troisième front d'attaque. Les pertes de charge augmentent alors elles aussi mais les critères de performances montrent l'intérêt de ce décentrement. Des simulations sur de plus nombreuses rangées d'ailettes ainsi que des essais expérimentaux seraient nécessaires pour vérifier les qualités de cette innovation géométrique.

Enfin, l'effet de la hauteur des ailettes a été quantifié, nous avons alors démontré que nos simulations 2D étaient suffisantes pour modéliser des ailettes OSF à pas décalé. Ainsi, nous avons montré que les coefficients de frottement et de Colburn (j et f) étaient indépendants de la hauteur des ailettes de l'échangeur. Alors, en prenant en compte une efficacité des ailettes, il était possible de déterminer les performances d'une géométrie d'ailettes 3D OSF à partir de simulations 2D.

Références du chapitre 4

Manglik R.M. & Bergles A.E., 1995. Heat transfer and pressure drop correlations for rectangular offset strip fin compact heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 10, pp 171-181.

Ozono, S., Ohya, Y., Nakamura, Y. & Nakayama, R., 1992. Stepwise increase in the Stouhal number for flows around flat plates. *Int. Journal for Numerical Methods in Fluid*, vol. 15, pp 1025-1036.

- 1996). The authors also found that the frequency of use of the Internet was positively related to the frequency of use of the telephone. This finding is consistent with the idea that the Internet is a new communication technology that is being used in much the same way as the telephone. The authors also found that the frequency of use of the Internet was positively related to the frequency of use of the computer. This finding is consistent with the idea that the Internet is a new communication technology that is being used in much the same way as the computer. The authors also found that the frequency of use of the Internet was positively related to the frequency of use of the television. This finding is consistent with the idea that the Internet is a new communication technology that is being used in much the same way as the television.
20. Roberts, J. A., & Smith, P. (1997). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 9*, 101-110.
21. Roberts, J. A., & Smith, P. (1998). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 10*, 101-110.
22. Roberts, J. A., & Smith, P. (1999). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 11*, 101-110.
23. Roberts, J. A., & Smith, P. (2000). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 12*, 101-110.
24. Roberts, J. A., & Smith, P. (2001). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 13*, 101-110.
25. Roberts, J. A., & Smith, P. (2002). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 14*, 101-110.
26. Roberts, J. A., & Smith, P. (2003). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 15*, 101-110.
27. Roberts, J. A., & Smith, P. (2004). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 16*, 101-110.
28. Roberts, J. A., & Smith, P. (2005). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 17*, 101-110.
29. Roberts, J. A., & Smith, P. (2006). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 18*, 101-110.
30. Roberts, J. A., & Smith, P. (2007). The use of the Internet for social networking: A comparison of young and old adults. *Journal of the American Academy on Aging and Health, 19*, 101-110.

Conclusion

A partir de simulations numériques et de mesures, ce travail a permis de mettre au point une méthodologie pour le dimensionnement et l'optimisation des échangeurs compacts. Une étude paramétrique a par ailleurs montré qu'il existe encore des possibilités pour améliorer les performances des géométries d'ailettes OSF.

Dans le premier chapitre, l'étude bibliographique réalisée montre l'existence de nombreuses corrélations pour le dimensionnement d'échangeurs compacts à ailettes OSF. Nous avons aussi montré la nécessité de comprendre et d'identifier les phénomènes autour d'une ailette isolée, représentée par une plaque épaisse, pour optimiser les géométries d'ailettes. Ainsi, au cours de cette étude bibliographique, après avoir décrit les phénomènes physiques autour des ailettes, nous avons répertorié les données thermohydrauliques locales disponibles pour ces géométries. Il est alors apparu que de nombreux résultats étaient disponibles dans la littérature, mais qu'il était néanmoins nécessaire de mettre en place des dispositifs expérimentaux afin d'obtenir des points de validation thermohydrauliques pour nos simulations. En effet, la littérature manque de mesures locales de vitesse et température autour d'une ailette isolée.

Le second chapitre fait le bilan des moyens numériques et expérimentaux utilisés durant la thèse. Dans une première partie, un bilan des moyens de modélisation numérique est réalisé. Nous décrivons alors les diverses méthodes utilisées pour la simulation numérique d'écoulement. Dans la seconde partie, nous présentons les dispositifs expérimentaux de mesures, nous ayant permis d'obtenir des résultats thermohydrauliques de validation. Ainsi, nous explicitons les caractéristiques du dispositif de mesure LDA mis en place avec un partenaire industriel, qui nous a fourni des mesures locales de vitesse autour d'une ailette. Ensuite, le dispositif ANETTE de mesures par anémométrie fil chaud et fil froid est présenté. Ce dispositif, mis en place au sein du Groupement pour la Recherche sur les Echangeurs Thermiques, a fourni des mesures locales de vitesse et de température moyennes et fluctuantes. Nous avons alors utilisé des sondes mono fil assez spécifiques, permettant de diminuer l'aspect intrusif de cette technique de mesure et de réaliser des mesures convenables en proche paroi. Ainsi ces deux dispositifs nous ont apporté des points supplémentaires de validation et ont enrichi la littérature de mesures locales de vitesse et température.

Le troisième chapitre contient quant à lui l'essentiel des simulations effectuées durant ce travail de thèse. Dans une première partie, nous avons validé une méthodologie pour la simulation de l'écoulement autour d'une ailette isolée. Ainsi de nombreuses simulations ont été réalisées et de nombreux modèles et schémas numériques alors testés. Nous avons pu établir qu'il était nécessaire d'effectuer des simulations bidimensionnelles afin de rester

compatible avec les moyens actuels de calculs industriels. Les simulations instationnaires (Pseudo-DNS), avec des schémas de convection "Centré" pour l'hydraulique et "QUICK" pour la thermique et une résolution temporelle Runge Kutta d'ordre 2, ont donné les meilleurs accords avec les différents points de validation. Les coefficients pariétaux de pression, de frottement et de nombre de Nusselt constituent une partie des points de comparaison. Nous avons aussi utilisé le nombre de Strouhal dans le sillage d'une ailette et la longueur de la poche de recirculation. A la suite de cette validation, nous avons comparé les résultats de simulations 3D et 2D, il est alors apparu que la géométrie engendrait une phénoménologie de l'écoulement assez bidimensionnelle. Une simulation sur une géométrie d'aillette OSF élémentaire a montré que les résultats de simulations 2D étaient en accord avec ceux obtenus pour cet élément 3D. Dans une seconde partie, une étude détaillée a permis de vérifier d'autres points de comparaisons entre les simulations et les expériences pour différents nombres de Reynolds. Des profils de température et de vitesse dans le sillage, et perpendiculaire à l'écoulement, ont alors été tracés. Ces résultats se sont de nouveau montrés en accord avec les données expérimentales. Enfin, des comparaisons entre les résultats globaux ont montré que les simulations prédisent correctement les frottements et les échanges globaux. Cette étude a été réalisée en comparant les données du dispositif ANETTE aux simulations pour différents régimes d'écoulement. Nous avons aussi montré que nos résultats sont en accord avec les corrélations industrielles pour le dimensionnement d'échangeurs de Manglik & Bergles, 1995. Notre méthodologie numérique de simulation est alors valable pour plusieurs ailettes disposées en géométrie à pas décalé. Ainsi au cours de ce chapitre, les simulations ont confirmé leur capacité à prédire convenablement les données locales mais aussi les échanges et frottements globaux.

Le dernier chapitre concerne l'optimisation des échangeurs de chaleur à partir des simulations numériques fines validées précédemment. Au cours de chapitre, nous avons utilisé les simulations validées au chapitre 3 afin d'améliorer les géométries d'ailettes à pas décalé. Une étude paramétrique a montré l'évolution des performances des ailettes à pas décalé en fonction de l'épaisseur et de la longueur d'ailettes. Il a aussi été proposé des solutions géométriques proches des ailettes OSF, qui permettent d'améliorer les performances. Ainsi, le découpage en longueur des ailettes est apparu comme une méthode permettant de conserver les échanges thermiques tout en diminuant les frottements. Il est alors nécessaire d'étudier la dimension de ce découpage. D'après nos simulations avec la géométrie considérée, le découpage fournissant les meilleures performances est $d = 2 * e$ (d étant la taille de cette découpe). Une autre solution géométrique semble quant à elle intensifier les échanges au prix d'un accroissement de pertes de charge, c'est un décentrement alternatif des rangées d'ailettes. Ce décentrement a donné des meilleures performances que l'utilisation d'ailettes plus courtes. Cette géométrie semble alors intéressante pour intensifier les échanges thermiques. Dans cette partie, nous ne nous sommes pas souciés de l'aspect réalisation des ailettes ainsi que du coût supplémentaire que cela pouvait engendrer sur ces produits. Ces éléments peuvent être limitant et montrer que certaines évolutions ne sont pas envisageables. Enfin, au cours de cette étude paramétrique, nous avons aussi montré que nos simulations 2D

bien que ne prenant pas en compte l'effet de hauteur des ailettes peuvent servir au dimensionnement de géométries d'ailettes OSF 3D.

Malgré les erreurs commises par la modélisation 2D de l'écoulement, elle se positionne actuellement comme la meilleure méthode pour simuler avec des moyens de calcul industriels, l'écoulement autour de géométries d'ailettes à pas décalé. Nous avons tout de même essayé de valider toutes les hypothèses réalisées par cette modélisation bidimensionnelle de l'écoulement. Les validations se sont avérées concluantes. Nous disposons alors d'un outil numérique performant et validé permettant de réaliser à la fois des dimensionnements pour des échangeurs à ailettes OSF et des optimisations de géométries d'ailettes. D'un point de vue expérimental, nous avons développé des compétences dans la mesure par anémométrie fil chaud/fil froid et mis en place une veine d'air qui pourra servir de nouveau pour des mesures fines et de la visualisation des écoulements.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses et offrent diverses possibilités à partir de l'outil numérique. Des dimensionnements d'échangeurs pourront alors être réalisés. Des nouvelles géométries innovantes pourront aussi être étudiées par simulations numériques. Il faudra alors travailler avec un plus grand nombre d'ailettes ou réaliser une réinjection du fluide entre la sortie et l'entrée. Enfin, dans le cas où l'on désire aller plus loin dans l'étude de nouvelles géométries d'ailettes déterminées à partir des simulations numériques, il sera nécessaire de réaliser des essais expérimentaux globaux en configuration industrielle. Ces derniers résultats pourront alors être comparés aux corrélations établies pour géométrie classique d'ailettes à pas décalé.

Enfin, l'évolution continue et rapide des moyens de calculs laisse présager dans un avenir proche de nouvelles possibilités pour la simulation. L'amélioration de la modélisation et des validations entraînera alors sûrement un usage encore plus fréquent de la simulation par les concepteurs industriels d'échangeurs.

Annexe : Les corrélations pour les géométries persiennes

Nous allons dans cette annexe donner les corrélations les plus utilisées dans le dimensionnement des ailettes persiennes pour les échangeurs compacts. Les grandeurs utilisées dans cette géométrie sont définies sur la Figure A. 1.

Dans la littérature, nous disposons de nombreux résultats globaux établis pour des géométries persiennes d'échangeurs compacts. Ces échangeurs fréquemment utilisés dans l'automobile au niveau du radiateur de refroidissement et des éléments de climatisation ont fait l'objet de nombreuses études globales fournissant les coefficients de transfert f et j , et quelques études locales et simulations fines. Kays & London, 1984 sont les premiers à avoir fournis des données sur des géométries à ailettes persiennes inclinées, toutefois les géométries utilisées actuellement sont plus fines que celles étudiées par les auteurs. Davenport, 1983 et Achaichia & Cowell, 1988 ont effectué de nombreuses expériences afin de proposer des corrélations pour le dimensionnement des échangeurs à ailettes persiennes. Chang *et al.*, 1994 ont effectué une synthèse intéressante des corrélations existantes pour le dimensionnement des échangeurs automobiles et comparent leurs résultats aux précédentes expériences de la littérature. Des travaux plus récents existent aussi sur les persiennes. Springer & Thole, 1998 ont effectué une étude locale des phénomènes et des vitesses par une méthode non intrusive (Vélocimétrie Laser Doppler) et des simulations numériques dans des géométries persiennes. De plus, Chang & Wang, 1997 et Chang *et al.*, 2000 ont cherché quant à eux respectivement à généraliser le coefficient de Colburn et le coefficient de frottement pour des persiennes.

Dans les géométries persiennes le diamètre hydraulique est défini de la manière suivante :

$$D_H = \frac{4A_c L}{A_0} \quad (\text{A.1})$$

A_c étant la section minimale de passage à travers les persiennes.

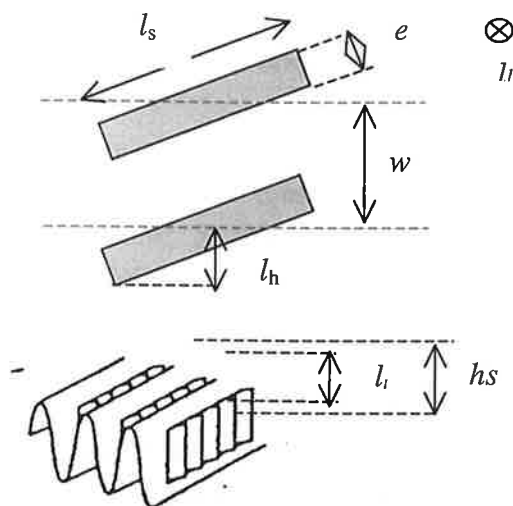
Ailettepas de serration w hauteur h_s épaisseur e PersienneLongueur l_s hauteur ouverte l_h largeur l_i angle θ 

Figure A. 1: Coupe et caractéristiques d'une ailette persienne

 A_0 est la surface totale d'échange. L la longueur de l'échangeur dans la direction du fluide.**A.1 Les corrélations de Davenport (1983)**

Ces corrélations dimensionnelles ont été établies en air à partir de 32 géométries d'ailettes persiennes à canaux triangulaires (Figure A. 2). En **Annexe**, sont données les dimensions des échantillons tests. L'unité utilisée pour les longueurs est le **millimètre**.

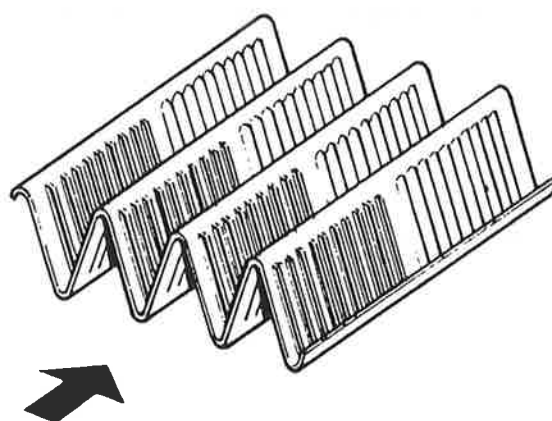


Figure A. 2 : Ailette persienne à canaux triangulaires

Pour le coefficient de frottement :

Pour $70 < Re_{D_h} < 900$, l'auteur propose :

$$f = 5,47 \operatorname{Re}_{ls}^{-0,72} \left(\frac{l_1}{h_s} \right)^{0,89} l_s^{0,2} l_h^{0,37} h_s^{0,23} \quad (\text{A.2})$$

Pour $1000 < \operatorname{Re}_{D_H} < 4000$,

$$f = 0,494 \operatorname{Re}_{ls}^{-0,39} \left(\frac{l_h}{h_s} \right)^{0,33} \left(\frac{l_1}{h_s} \right)^{1,1} h_s^{0,46} \quad (\text{A.3})$$

Pour le coefficient de Colburn, la corrélation proposée est valable de $300 < \operatorname{Re}_{D_H} < 4000$

$$j = 0,249 \operatorname{Re}_{ls}^{-0,42} l_h^{0,33} \left(\frac{l_1}{h_s} \right)^{1,1} h_s^{0,26} \quad (\text{A.4})$$

A partir de ces corrélations, 95% de leurs résultats expérimentaux sont décrits avec une erreur de $\pm 6\%$ sur les transferts thermiques et $\pm 10\%$ sur les frottements.

A.2 Les corrélations d'Achaichia & Cowell (1988)

A partir de mesures sur des géométries d'échangeurs à tubes plats et persiennes (Figure A. 3), les auteurs proposent des corrélations valables dans la gamme de Reynolds 150-3000. Le nombre de Reynolds étant basé sur la longueur de serration (l_s) et le fluide utilisé étant de l'air. Les corrélations ont été établies à partir de nombreuses mesures effectuées sur 15 combinaisons géométries différentes. L'unité utilisée dans ces corrélations est le millimètre.

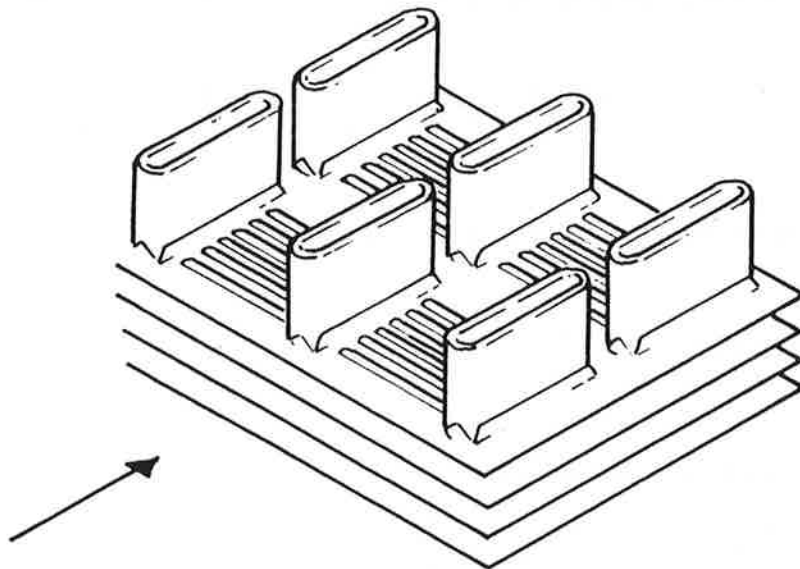


Figure A. 3 : Géométrie d'ailette persienne utilisée par Achaichia & Cowell, 1988

$$f = 0,895 fa^{1,07} w^{-0,22} l_s^{0,25} e^{0,26} (2l_h)^{0,33} \quad (\text{A.5})$$

où fa est un paramètre de la corrélation :

$$fa = 596 \text{Re}_{ls}^{(0,318 \text{Log}(\text{Re}_{ls}) - 2,25)} \quad (\text{A.6})$$

Les auteurs ont utilisé le nombre de Stanton pour leur corrélation

$$\text{St} = 1,54 \text{Re}_{ls}^{-0,57} \left(\frac{w}{l_s} \right)^{-0,19} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{-0,11} \left(\frac{2l_h}{l_s} \right)^{0,15} \quad (\text{A.7})$$

Ce qui donne pour le coefficient de Colburn, en faisant attention à l'utilisation de cette corrélation car elle a été établie avec de l'air.

$$j = 1,54 \text{Pr}_{\text{air}}^{2/3} \text{Re}_{ls}^{-0,57} \left(\frac{w}{l_s} \right)^{-0,19} \left(\frac{e}{l_s} \right)^{-0,11} \left(\frac{2l_h}{l_s} \right)^{0,15} \quad (\text{A.8})$$

Dans les corrélations, les auteurs utilisent le nombre de Reynolds basé sur la longueur de persiennes, car cela leur permet d'obtenir des corrélations plus précises. Ils expliquent ce choix par le comportement physique dans l'échangeur qui est proche de celui d'une plaque plane de longueur égale à la longueur de serration.

A.3 Les corrélations de Sunden & Svantesson (1992)

Les auteurs proposent de nouvelles corrélations qui permettent d'approcher au mieux leurs expériences, réalisées en air avec des ailettes persiennes à canaux rectangulaires, avec une erreur inférieure à 5%.

Les expériences ont été établies pour des nombres de Reynolds $100 < \text{Re}_{ls} < 800$,

$$f = 9,2 \text{Re}_{ls}^{-0,540} \left(\frac{w}{l_s} \right)^{-0,022} \left(\frac{h_s}{l_s} \right)^{-1,085} \left(\frac{l_h}{l_s} \right)^{0,067} \left(\frac{L}{l_s} \right)^{0,310} \quad (\text{A.9})$$

Les auteurs utilisent le nombre de Stanton pour les corrélations :

$$\text{St} = 3,67 \text{Re}_{ls}^{-0,591} \left(\frac{w}{l_s} \right)^{0,0206} \left(\frac{h_s}{l_s} \right)^{-0,285} \left(\frac{l_h}{l_s} \right)^{0,0671} \left(\frac{L}{l_s} \right)^{-0,243} \quad (\text{A.10})$$

Ce qui donne pour le coefficient de Colburn :

$$j = \text{St} \cdot \text{Pr}^{2/3} = 3,67 \text{Re}_{ls}^{-0,591} \left(\frac{w}{l_s} \right)^{0,0206} \left(\frac{h_s}{l_s} \right)^{-0,285} \left(\frac{l_h}{l_s} \right)^{0,0671} \left(\frac{L}{l_s} \right)^{-0,243} \text{Pr}_{\text{air}}^{2/3} \quad (\text{A.11})$$

L étant la longueur totale de l'échangeur dans la direction de l'écoulement fluide.

A.4 Les corrélations de Chang & Wang (1996)

Pour établir ces corrélations, les auteurs ont utilisé 27 géométries d'ailettes persiennes à canaux rectangulaires.

Nous allons définir deux grandeurs utilisées dans les corrélations :

$$\varepsilon = \frac{\text{Surface totale de l'échangeur (tubes et ailettes)}}{\text{Surface externe des tubes}}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{\text{Surface des persiennes}}{\text{Surface totale de l'échangeur}}$$

Les résultats ont été établis pour des nombres de Reynolds : $100 < Re_{ls} < 1000$, en utilisant l'air comme fluide convecteur.

$$f = 0,862 Re_{ls}^{-0,488} \varepsilon^{0,706} \varepsilon_1^{1,04} \quad (A.12)$$

$$j = 0,436 Re_{ls}^{-0,559} \varepsilon^{0,192} \varepsilon_1^{0,0956} \quad (A.13)$$

A partir de ces corrélations, les auteurs peuvent décrire 85% de leur base de données avec une erreur de $\pm 10\%$.

A.5 Commentaires sur les corrélations pour des géométries persiennes

Chang & Wang, 1997 et Chang *et al.*, 2000 proposent un classement des corrélations en fonction des géométries pour lesquelles elles ont été établies. En effet, 5 types d'échangeurs à ailettes persiennes ont été référencés en fonction de la forme des canaux et des plaques ou tubes utilisés. Toutefois, il existe réellement trois types distincts d'échangeurs à ailettes persiennes (voir Figure A. 4). Les auteurs proposent aussi des corrélations qui se veulent plus universelles pour les coefficients de frottement et de Colburn, établies à partir de 91 géométries regroupant les travaux de Davenport ; Achaichia & Cowell ; Sunden & Svantesson ; Chang & Wang ; ...

Les corrélations proposées sont valables pour $100 < Re_{ls} < 3000$.

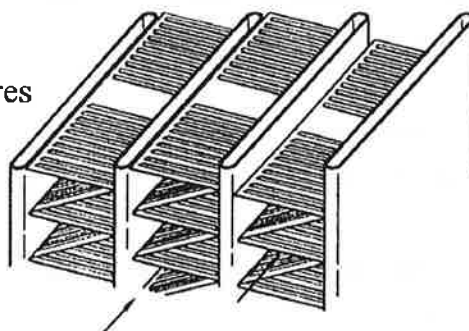
Ainsi les corrélations proposées sont applicables à tous types d'échangeurs utilisant des ailettes persiennes, toutefois ceci se fait au détriment de la précision de prédiction.

Par ailleurs, on voit que la gamme de nombre de Reynolds pour laquelle les corrélations sont valables est assez limitée. Il faut aussi noter que les auteurs ont établi leur corrélation à partir uniquement des mesures effectuées avec de l'air et sans tenir compte de l'influence du fluide,

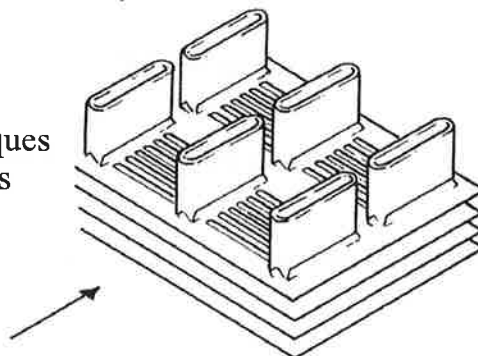
il faut donc faire attention dans les cas où le fluide utilisé n'est pas de l'air. En théorie, le facteur de Colburn et le coefficient de frottement sont indépendants du fluide utilisé.

Un récapitulatif des géométries utilisées par les différents auteurs cités dans cette annexe. Nous avons présenté les données géométriques propres à l'ailette persienne, mais pour plus d'informations sur les conditions expérimentales, il est préférable de consulter l'article de Chang & Wang, 1997 ou les articles originaux.

Ailettes persiennes
à canaux triangulaires



Echangeurs à plaques
persiennes et tubes



Ailettes persiennes à
canaux rectangulaires

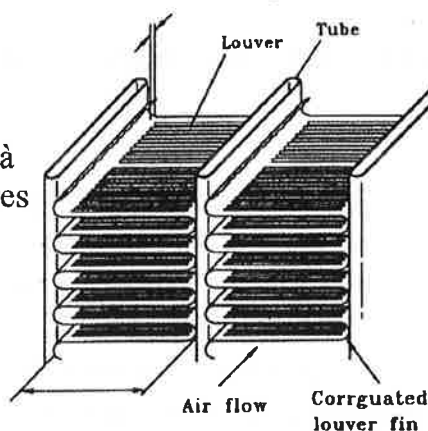


Figure A. 4: Types d'échangeurs à ailettes persiennes

Dimensions géométriques des ailettes persiennes

(dimensions en mm)

T : Géométries avec ailettes à canaux Triangulaires

R : Géométries avec ailettes à canaux Rectangulaires

P : Géométries d'échangeurs à plaques et tubes

Davenport, 1983

Type d'ailettes	l_s	$\theta(^{\circ})$	w	l_l	h_s	e	D_H
1 T	3	8,43	1,55	9,5	12,7	0,075	2,78
2 T	3	10,37	1,55	9,5	12,7	0,075	2,78
3 T	3	16,66	1,6	9,5	12,7	0,075	2,86
4 T	2,25	13,36	1,55	9,5	12,7	0,075	2,78
5 T	2,25	16	1,56	9,5	12,7	0,075	2,8
6 T	2,25	19,2	1,56	9,5	12,7	0,075	2,7
7 T	1,8	18,8	1,55	9,5	12,7	0,075	2,78
8 T	1,8	20,83	1,585	9,5	12,7	0,075	2,84
9 T	1,8	27,82	1,575	9,5	12,7	0,075	2,82
10 T	1,5	19,63	1,525	9,5	12,7	0,075	2,74
11 T	1,8	14,15	1,625	9,5	12,7	0,075	2,9
12 T	3	11,15	1,56	9,5	12,7	0,075	2,8
13 T	2,25	24,14	1,675	11,7	12,7	0,075	2,99
14 T	2,25	21,37	1,65	11	12,7	0,075	2,95
15 T	2,25	21,37	1,65	10	12,7	0,075	2,95
16 T	2,25	21,37	1,625	9	12,7	0,075	2,9
17 T	2,25	20,28	1,6	8	12,7	0,075	2,86
18 T	3	13,89	1,535	7,1	7,8	0,075	2,61
19 T	2,25	13,78	1,525	7,1	7,8	0,075	2,6
20 T	1,8	20,42	1,535	7,1	7,8	0,075	2,61
21 T	1,5	26,1	1,55	7,1	7,8	0,075	2,64
22 T	2,25	9,52	1,485	7,1	7,8	0,075	2,54
23 T	2,25	16,53	1,51	7,1	7,8	0,075	2,58
24 T	2,25	17,7	1,51	7,1	7,8	0,075	2,58
25 T	2,25	16	1,225	7,1	7,8	0,075	2,14
26 T	2,25	13,89	1,005	7,1	7,8	0,075	1,8
27 T	2,25	14,15	1,535	7,1	7,8	0,075	2,61
28 T	2,25	16,63	1,51	6,5	7,8	0,075	2,58
29 T	2,25	17,59	1,535	6	7,8	0,075	2,61
30 T	2,25	14,41	1,5	5	7,8	0,075	2,56

Chang & Wang, 1996

Type d'ailettes	l_s	$\theta(^{\circ})$	w	l_l	h_s	e	D_H
1 R	1,318	28	1,8	12,44	16	0,16	3,069
2 R	1,318	28	2	12,44	16	0,16	3,399
3 R	1,318	28	2,2	12,44	16	0,16	3,72
4 R	1,42	28	1,8	17,18	19	0,16	3,041
5 R	1,42	28	2	17,18	19	0,16	3,374

6	R	1,42	28	2,2	17,18	19	0,16	3,701
7	R	1,481	28	1,8	12,78	16	0,16	3,043
8	R	1,481	28	2	12,78	16	0,16	3,37
9	R	1,481	28	2,2	12,78	16	0,16	3,69
10	R	1,534	28	1,8	16,07	19	0,16	3,069
11	R	1,534	28	2	16,07	19	0,16	3,406
12	R	1,534	28	2,2	16,07	19	0,16	3,736
13	R	1,693	28	1,8	12,15	16	0,16	3,047
14	R	1,693	28	2	12,15	16	0,16	3,376
15	R	1,693	28	2,2	12,15	16	0,16	3,697
16	R	1,546	28	1,8	16,17	19	0,16	3,057
17	R	1,546	28	2	16,17	19	0,16	3,394
18	R	1,546	28	2,2	16,17	19	0,16	3,724
19	R	1,86	28	1,8	15,25	19	0,16	3,07
20	R	1,86	28	2	15,25	19	0,16	3,409
21	R	1,86	28	2,2	15,25	19	0,16	3,74
22	R	1,59	28	1,8	13,18	16	0,16	3,007
23	R	1,59	28	2	13,18	16	0,16	3,333
24	R	1,59	28	2,2	13,18	16	0,16	3,651
25	R	1,532	28	1,8	16,84	19	0,16	3,036
26	R	1,532	28	2	16,84	19	0,16	3,371
27	R	1,532	28	2,2	16,84	19	0,16	3,699

Achaichia & Cowell, 1988

Type d'ailettes	l_s	$\theta(^{\circ})$	w	l_l	h_s	e	D_H
1 P	1,4	25,5	2,02	8,5	9	0,05	3,33
2 P	1,4	25,5	3,25	8,5	9	0,05	4,94
3 P	1,4	25,5	1,65	8,5	9	0,05	2,69
4 P	1,4	21,5	2,09	8,5	9	0,05	3,37
5 P	1,4	28,5	2,03	8,5	9	0,05	3,3
6 P	1,4	25,5	2,15	8,5	9	0,05	3,47
7 P	1,4	25,5	1,7	8,5	9	0,05	2,76
8 P	0,81	29	2,11	8,5	9	0,05	3,38
9 P	0,81	29	1,72	8,5	9	0,05	2,81
10 P	0,81	29	3,33	8,5	9	0,05	5,02
11 P	1,1	30	2,18	8,5	9	0,05	3,49
12 P	0,81	20	2,16	8,5	9	0,05	3,45
13 P	1,1	28	2,16	5,5	6	0,05	3,14
14 P	1,1	22	2,17	11,5	12	0,05	3,66
15 P	1,1	22	1,17	5,5	6	0,05	3,16

Sunden & Svantesson, 1990

Type d'ailettes	l_s	$\theta(^{\circ})$	w	l_l	h_s	e	D_H
1 R	1,4	22	1,5	10,2	12,5	0,06	2,609
2 R	1,4	18,5	2	10,3	12,4	0,06	3,4
3 R	1,3	24,5	2	10	12,4	0,06	3,426
4 R	1,2	24	1,8	6,8	8,6	0,04	2,972
5 R	1,1	25,5	1,8	6,8	9,6	0,06	3,984
6 R	0,5	28,5	1,9	5	8	0,04	3,058

Références de l'Annexe

- Achaichia, A. & Cowell, T.A., 1988. Heat transfer and pressure drop of flat tube and louvered plate fin surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 1, pp 147-157.
- Chang, Y.J., Wang, C.C. & Chang, W.J., 1994. Heat transfer and flow characteristics of automotive brazed aluminium heat exchangers. *ASHRAE Transactions*, OR-94-5-1, pp 643-652.
- Chang, Y.J. & Wang, C.C., 1996. Air side performance of brazed aluminium heat exchangers. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, vol. 3, N° 1, pp 15-28.
- Chang, Y.J. & Wang, C.C., 1997. A generalized heat transfer correlation for louver fin geometry. *Int. J. Heat and Mass Transfer* vol. 40, N° 3, pp 533-544.
- Chang, Y.J., Hsu, K.C., Lin Y.T. & Wang, C.C., 2000. A generalized friction correlation for louver fin geometry. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 43, pp 2237-2243.
- Davenport C.J., 1983. Correlation for heat transfer and flow friction characteristics of louvered fin. *AIChE Symposium Series. Heat Transfer – Seattle 1983* 79 (25). pp 19-27.
- Springer, M.E. & Thole, K.A., 1998. Experimental design for flow field studies of louvered fins. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 18, pp 258-269.
- Sunden, B. & Svantesson, J., 1990. Thermal hydraulic performance of new multilouvered fins. *Proceeding of 9th Int. Transfer Conference*. vol. 14-HX-16, pp 91-96
- Sunden, B. & Svantesson, J., 1992. Correlation of j and f factors for multilouvered heat transfer surfaces. *Proceedings of third UK National Heat Transfer Conference*. pp 805-811.

Récapitulatif des références bibliographiques

- Ackermann, C., 2000. Développement et validation de Simulations des Grandes Echelles d'écoulements turbulents dans un code industriel. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Barré, F., Bieder, U., Calvin, C., 2000. Description of the module for single phase Newtonian fluids under Boussinesq approximation. Note SMTH/LDTA/2000-xxx.
- Bieder, U. & Garré, E., 2001. Simulation des Grandes Echelles avec TRIO_U/PRICELES : Manuel utilisateurs. Note SMTH/LDTA/2001-007.
- Briand, E., 1999. Dynamique des structures cohérentes en couche limite transitionnelle et turbulente étudiée par Simulation des Grandes Echelles. Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Bruun, H. H., 1995. Hot-wire anemometry : Principles and signal analysis. Oxford University Press.
- Candel, S., 1992. Mécanique des fluides. Dunod Université.
- Castro, I.P. & Epik, E., 1998. Boundary layer development after a separated region. J. Fluid Mech., vol. 374, pp 91-116.
- Chassaing, P., 2000. Turbulence en mécanique des fluides. Cépaduès-éditions.
- Chen, J.M. & Chiou, C.C., 1997. Flow past a blunt flat plate subjected to the disturbance of incident vortex street. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol 66, pp 179-196.
- Dejong, N.C. & Jacobi, A.M., 1997. An experimental study of flow and heat transfer in parallel-plate arrays : local, row-by-row and surface average behavior. Int J. Heat Mass Transfer, vol. 40, n°6, pp 1365-1378.
- Dejong, N.C., Zhang, L.W., Jacobi, A.M., Balachandar S. & Tafti, D.K., 1998. A complementary experimental and numerical study of the flow and heat transfer in offset strip-fin heat exchangers. ASME, Journal of Heat Transfer, vol 120, August 1998, pp 690-698.
- Fallon, B., 1994. Simulation des grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Forestier, B.E., Kattan M.R. & Ouazzani, J., 1996. Numerical simulation of laminar flow around thick flat plates in wall proximity. FED-vol 237, Fluids engineering Division conference, vol 2.
- Ha Minh, H., 1993. Physique et modélisation de la turbulence. Ecole de printemps de Mécanique des Fluides Numériques.
- Huillier, R. & Cherry, N.J., 1991. The effects of stream turbulence on separation bubbles. J: Wind Eng. Ind. Aerodyn., vol 8, pp 49-58.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 1996. Mass transfer measurement from a blunt-faced flat plate in a uniform flow. Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 17, pp179-186.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 2000. Visualizations of large-scale vortices in flow about a blunt-faced flat plate. Experiments in Fluid, vol 29, pp 198-201.
- Hwang, K.S., Sung, H.J. & Hyun, J.M., 2001. An experimental study of large-scale vortices over a blunt-faced flat plate in pulsating flow. Experiments in Fluid, vol 30, pp 202-213.
- Jacobi, A.M. & Shah, R.K., 1998. Air-side flow and heat transfer in compact heat exchangers : A discussion of enhancement mechanisms. Heat transfer engineering, vol 19, n° 4, pp 29-41.
- Joshi, H.M. & Webb, R.L., 1987. Heat transfer and friction in the offset strip fin heat exchanger. Int. J. heat Mass Transfer, vol. 30, n°1, pp 69-84.
- Kays, W.M. & London A.L., 1964. Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill, New York.
- Kays, W.M. & London A.L., 1984. Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill, New York
- Kazeminejad, H., Ghamari, M. & Yaghoubi, M.A., 1993. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number : a numerical study. Iranian Journal of Science and Technology, vol. 17, n°2, pp 105-115.

Kelkar, K.M., & Patankar, S. V., 1989. Numerical prediction of heat transfer and fluid flow in rectangular Offset-fin array. Numerical heat transfer : Part A, vol. 15, pp 149-164.

Kim, S.Y., Kim, J.H. & Byung H.K., 1998. Effect of porous fin a plate- fin heat transfer exchanger. HTD-Vol 361-3/PID-vol. 3, Proceeding of the ASME, p 477-482.

Kiya, M. & Sasaki, K., 1983. Structure of a turbulent separation bubble. J. Fluid Mech, vol. 137, pp 83-113

Kiya, M., Sasaki, K. & Arie M., 1982. Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble. J. Fluid Mech, vol. 120, pp 219-244.

Lane, J.C. & Loehrke, R.I., 1980. Leading edge separation from a blunt plate at low Reynolds number. ASME, Journal of Fluids engineering, vol. 102, pp 494-496.

Lesieur, M. & Métais, O., 1996. New Trends in Large-Eddy Simulations of turbulence. Annu. Rev. Fluid. Mech. vol 28, pp 45-82.

London, A.L. & Shah, R.K., 1968. Offset Rectangular Plate Fin Surfaces - Heat Transfer and Flow Friction Characteristics. Journal of Engineering Power, vol. 90, pp 218-228.

Manglik R.M. & Bergles A.E., 1995. Heat transfer and pressure drop correlations for rectangular offset strip fin compact heat exchanger. Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 10, pp 171-181.

Mercier P. & Tochon P., 1997. Analysis of turbulent flow and heat transfer in compact heat exchangers by a pseudo-direct numerical simulation. *Compact Heat Exchanger for the Process Industry*, Editor R.K. Shah, Begell House Inc.

Métais, O. & Lesieur, M., 1992. Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence. Journal of Fluid Mech., vol 239, pp 157-194.

Michel, F., Tochon, P. & Marty P., 2002. Evaluation du logiciel de simulation STAR-CD. Note technique GRETh 02/857.

Mochizuchi, S., Yagi, Y. & Yang, W-J., 1987. Transport phenomena in stacks of interrupted parallel-plate surfaces. Exp. Heat transfert, vol. 1, pp 127-140.

Muzychka, Y.S. & Yovanovich, M.M., 1999. Modelling the f and j characteristics of the offset strip fin array. HTD-vol. 364-1, Proceedings of the ASME, vol. 1, pp 91-100.

Nakamura, Y., Ohya, Y. & Tsuruta, H., 1991. Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges. J. Fluid Mech, vol. 222, pp 437-447.

Nishiyama, H., Ota, T., & Sato, K., 1988. Temperature fluctuations in a separated and reattached turbulent flow over a blunt flat plate. Wärme- und Stoffübertragung, vol 23, pp 275-281.

Okajima, A., 1991. Change of flow about an elongated rectangular cylinder in a range of Reynolds numbers of 200 to $0.7 \cdot 10^4$. ASME, FED-vol. 112, Forum on turbulent flows, pp 107-113.

Okajima, A., Ueno, H. & Sakai H., 1992. Numerical simulation of laminar and turbulent flows around rectangular cylinders. International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol .12, pp 999-1012

Ota, T., 1975. An axisymmetric separated and reattached flow on a longitudinal blunt circular cylinder. Journal of Applied Mechanics, pp 311-315.

Ota, T. & Kon, N., 1974. Heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. Journal of Heat transfer n°75, pp 459-462.

Ota, T. & Itasaka, M., 1976. A separated and reattached flow on a blunt flat plate. ASME, Journal of Fluids Engineering, n° 75-FE-18, pp 79-86.

Ota, T. & Kon, N., 1977. Heat transfer in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. Transaction of ASME, Journal of heat transfer, pp 155- 157.

Ota, T. & Narita, M., 1978. Turbulence measurements in separated reattached flow over a blunt flat Plate. Journal of Fluids Engineering, Transaction of ASME, vol. 100, pp 224-228.

Ota, T. & Kon, N., 1979. Heat transfer in a separated and reattached flow over blunt flat plate-effects of nose shape. Int J. Heat Mass Transfer., vol. 22, pp 197-206.

Ota, T., Kon, N. & Kikuchi, S., 1980(a). Temperature and velocity fields in the separated and reattached flow over blunt flat plates. Bulletin of the JSME, vol 23, n°177, March 1980.

Ota, T., Kon, N., Hatakeyama, S., 1980(b). Measurements of turbulent shear stress and heat flux in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. Bulletin of the JSME, vol 23, n°184, October 1980.

Ota, T., Asano, Y. & Okawa, J.I., 1981. Reattachment length and transition of separated flow over blunt flat plates. Bulletin of the JSME, vol 24, n°192, June 1981.

Ota, T. & Montegi, H., 1983. Measurements of spatial correlations and autocorrelations in separated and reattached flow over a blunt flat plate. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 12, pp 297-312.

Ota, T. & Kato, H., 1991. Turbulent heat transfer in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. ASME/JSME Thermal Engineering Proceedings, vol. 3, pp 191-196.

Ozono, S., Ohya, Y., Nakamura, Y. & Nakayama, R., 1992. Stepwise increase in the Stouhal number for flows around flat plates. Int. Journal for Numerical Methods in Fluid, vol. 15, pp 1025-1036.

Patankar, S. V. & Prakash, C., 1981. An analysis of effect of plate thickness on laminar flow and heat transfer in interrupted-plate passages. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 24, n°11, pp 1801-1810.

Rodi, W., 2000. Simulation of turbulence in practical flow calculations. ECCOMAS, Barcelona, pp 11-14, septembre 2000.

Sahnoun, A. & Webb, R.L., 1992. Prediction of heat transfer and friction for louver fin geometry. Journal of Heat Transfer, vol. 114, pp 893-900.

Sagaut, P., 1998. Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressibles. Springer.

Saidi, A. & Sunden, B., 2001. A numerical investigation of heat transfer enhancement in offset strip fin heat exchangers in self-sustained oscillatory flows. Int. Journal of Numerical Method for heat and fluid flow, vol. 11, n°7, pp 699-716.

Sasaki, K. & Kiya, M., 1991. Three-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds numbers. Journal of Fluids Engineering, vol. 113, pp 405-410.

Schiestel, R., 1998. Les écoulements turbulents : modélisation et simulation (2^{ème} ed.). Ed. HERMES.

Shah, R.K., Heikal, M.R., Thonon, B., Tochon, P., 2000. Progress in numerical analysis of compact heat exchanger surfaces. Advances in heat transfer, vol.34, pp 363-443.

Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. Mon. Weather, vol. 91, pp 99-164.

Soufiani, A., 1992-1993. Méthodes numériques. Cours de l'école Centrale Paris (3^{ème} Année).

Susuki, K., Hirai, E., Sato, T. & Kieda, S., 1982. Numerical study of heat transfer system with stragglered array of vertical flat plates used at low Reynolds number.

Susuki, K., Hirai, E., & Miyake, T., 1985. Numerical and experimental studies on a two-dimensional model of an offset strip fin type compact heat exchanger used low Reynolds number. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 28, n°4, pp 823-836.

Susuki, K., Xi, G.N., Inaoka, K., Hagiwara, Y., 1994. Mechanism of heat transfer enhancement due to self-sustained oscillation for an in-line fin array. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 37, pp 83-96.

Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991(a). A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. Physics of Fluids A 3, vol. 7, pp 1749-1759.

Tafti, D.K. & Vanka, S.P., 1991 (b). A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. Physics of Fluids A 3, vol. 12, pp 2887-2909.

Taine, J. & Petit, J.P., 1989. Transferts Thermiques: Mécanique des fluides anisothermes.. Editions DUNOD Université. (cours ECP).

Thompson M.C., Hourigan, K. & Welsh, M.C., 1986. Numerical simulation of heat transfer in the separated and reattached flow on a blunt flat plate. Int. Comm. Heat Mass Transfer, vol. 13, pp 665-674.

Toossi R., Asheghi, M. & Hou, K.S., 1994. Effect of fluid properties on heat transfer in channels with offset strip fin. Experimental Heat Transfer, vol. 7, pp 189-202.

- Wang, T. & Zhou, D., 1995. Spectral analysis of boundary-layer transition on a heated flat plate. *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 17, pp 12-21.
- Wang, J., Hirs, G.G., Rollmann, P., 1999. The performance of a new gas to gas heat exchanger with strip fin. *Energie Conversion & Management*, vol. 40, pp 1743-1751.
- Werner, H., & Wengle, H., 1991. Large eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. Eight symposium on turbulent shear flows. Technical University of Munich.
- Wieting, A.R., 1975. Empirical correlations for heat transfer and flow friction characteristics of rectangular offset-fin-plate heat exchangers. *Journal of heat transfer*, vol. 97; pp 488-490.
- Xi, G., Futagami, S., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1991. Flow and heat transfer characteristics of Offset-Fin array in the middle Reynolds number range. *ASME/JSME, Thermal Engineering Proceedings*, vol. 3, pp 151-156.
- Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1992. Effect of fin thickness on flow and heat transfer characteristics of fin arrays - An offset-fin array in the low Reynolds number range. *HT Japanese Research*, vol 22, p 1-19.
- Xi, G., Hagiwara, Y. & Susuki, K., 1995. Flow instability and augmented heat transfer of fin arrays. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, vol 2, n°1-2, pp 23-32.
- Yanaoka H., Yoshikawa H. & Ota T., 2002. Numerical simulation of laminar flow and heat transfer over a blunt flat plate un square channel. *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 124, pp. 8-16.
- Zhang, L.W., Tafti, D.K., Najjar, F.M. & Balachandar, S., 1996. Computation of flow and heat transfer in parallel-plate fin heat exchangers on the CM-5 : effects of flow unsteadiness and three-dimensionality. *Int J. Heat Mass Transfer*, vol 40, n°6, pp 1325-1341.
- Zhang, L.W., Balachandar, S. & Tafti, D.K., 1997. Effects of intrinsic three dimensionality on heat transfer and friction loss in a periodic array of parallel plates. *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol. 31, pp 327-353.

Optimisation des échangeurs compacts à ailettes : Etude numérique et expérimentale

Résumé :

Le domaine concerné est celui des échangeurs de chaleur compacts à plaques et ailettes. Ces appareils de grande compacité ($C > 700 \text{ m}^2/\text{m}^3$) permettent de limiter l'encombrement et le poids tout en conservant des surfaces d'échange importantes. Ces échangeurs, largement utilisés dans l'automobile, la cryogénie et dans l'aéronautique, sont actuellement dimensionnés à partir de corrélations établies empiriquement. Ceci est un frein à l'optimisation des géométries d'ailettes des échangeurs. Cette étude, consacrée aux ailettes à pas décalé (Offset Strip Fin), propose une méthodologie numérique pour le dimensionnement et l'optimisation des géométries. Ainsi, les schémas, modèles et méthodes numériques pour simuler convenablement la thermohydraulique au sein des ailettes à pas décalé ont été validés au cours de ce travail. Les validations sont réalisées à partir de nombreuses données de la littérature mais surtout grâce à des dispositifs expérimentaux mis en place dans le cadre de cette thèse. Des mesures locales et globales de vitesse et température ont été alors effectuées dans des géométries équivalentes à des ailettes à pas décalé. Les techniques d'anémométrie fil chaud/fil froid et d'anémométrie Laser Doppler (LDA) ont été utilisées afin d'obtenir des points de validation. L'outil numérique validé a ensuite servi à optimiser les géométries d'ailettes OSF et à proposer des géométries innovantes.

Mots clefs :

Echangeurs de chaleur compacts, simulation numérique instationnaire, ailettes à pas décalé, anémométrie fil chaud, anémométrie fil froid, plaque plane épaisse.

Enhancement of compact heat exchanger fins : Numerical and experimental study

Abstract :

This work concerns plate fins compact heat exchangers. These compact devices ($C > 700 \text{ m}^2/\text{m}^3$) reduce bulk and weight due to large surfaces for heat transfer. These exchangers, widely used in automotive systems, cryogenics and aeronautics, are currently studied with empirical correlations. So, this limits the evolution of fins in compact heat exchangers. We propose a numerical methodology for designing and enhancing Offset Strip Fin (OSF) geometries. Numerical models and methods have been validated to correctly predict thermohydraulics in Offset Strip Fin heat exchangers. We have validated simulations with data from the literature but also with two experimental devices made for this thesis. Local and global temperature and velocity measurements have been realised in geometries near Offset Strip Fins. Hot wire and cold wire anemometry and Laser Doppler Anemometry (LDA) have been used to obtained validation data. Finally, the validated numerical simulations have been used to enhance geometries of fins and to give innovating geometries.

Keywords :

Compact Heat Exchangers (CHE), unsteady numerical simulation, Offset Strip Fin (OSF), hot-wire anemometry, cold wire anemometry, blunt flat plate.