

Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : Énergétique et transferts

---

Présentée et soutenue par **Vincent GALOUL**  
le 2 mars 2011

**Validation expérimentale d'un couplage numérique de codes  
en aérothermique instationnaire**

---

### JURY

M. Jean-Paul Caltagirone, président  
M. Najib Laraqi, rapporteur  
M. Juan-Carlos Larroya-Huguet  
M. Denis Maillet, rapporteur  
M. Pierre Millan, directeur de thèse  
M. Philippe Reulet, co-directeur de thèse

---

École doctorale : **Mécanique, énergétique, génie civil et procédés**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF**

Directeur de thèse : **M. Pierre Millan**

Co-directeur de thèse : **M. Philippe Reulet**



---

# Remerciements

Je souhaite dans un premier temps remercier les membres du jury : Monsieur Jean-Paul CALTAGIRONE, professeur à l'Université de Bordeaux I, qui en a accepté la présidence ; Messieurs Najib LARAQI et Denis MAILLET, professeurs à l'Université de Paris 10 et au LEMTA, tous deux rapporteurs de mon travail. Merci à eux pour avoir expertisé mon manuscrit de thèse et pour les remarques constructives qu'ils ont établies. Merci à Juan-Carlos LARROYA-HUGUE, ingénieur chez SNECMA, d'avoir accepté de faire partie du jury et pour avoir apporté des corrections au manuscrit.

En ce qui concerne l'encadrement, merci à mon directeur de thèse Pierre MILLAN qui m'a accueilli au sein de l'unité C2A du DMAE et qui m'a soutenu tout au long de ce doctorat. Merci à mon co-directeur de thèse, Philippe REULET, qui m'a aidé pendant toute la durée de ce travail et qui a pu se rendre disponible à chaque occasion.

Pour le côté scientifique merci à Philippe REULET pour son aide en général et en particulier pour la partie rayonnement, merci à Emmanuel LAROCHE pour la partie simulation numérique, merci à Francis MICHELI pour les calculs d'incertitudes et la mise en place du banc expérimental et merci à David DONJAT pour ses conseils techniques et son aide pour le montage expérimental. Merci aussi à Jean-François BREIL pour le support technique. Honneur au premier étage du DMAE, grand merci à Daniel ARNAL, Bertrand AUPOIX et Guy PAILHAS pour leurs aides précieuses concernant les couches limites turbulentes et leur déclenchement.

Remerciements aussi aux doctorants, post-doctorants et stagiaires, commençons par les anciens : Nechtan, Cedric, Nicolas S., Pierre, Brice, Bernhard, Madjid, Géraldine, Davide, Virginel et Vital. J'ai eu la chance de pratiquer avec certains d'entre eux des activités qui resteront gravées dans ma mémoire (*plongée sous-marine, surf, parapente, voile*). Merci aussi aux moins anciens : Loic (mon "co-burautier"), Anne, Guillaume, Nicolas G., Jegan, Germain et aux nouveaux : Samuel, Violaine, Ysolde, Henri.

Enfin grand merci à mes parents qui m'ont fait l'honneur de venir me voir le jour de la soutenance et qui m'ont soutenu durant toute cette thèse. Merci à la famille Bosso d'avoir fait le déplacement (express) ce mercredi 2 Mars 2011. Merci à mon beau père Jurek, venu depuis Varsovie pour me voir soutenir et à l'intérêt qu'il a porté à mes travaux. On garde toujours le meilleur pour la fin, alors merci à Ela, ma femme, qui m'a apporté soutien et réconfort durant ces durs mois de travail.



# Table des matières

Liste des symboles	xiii
Introduction	1
<b>I Partie I : Étude Bibliographique</b>	<b>5</b>
Introduction	7
<b>1 Théorie des transferts de chaleur conjugués</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	10
1.2 Problème général et équations . . . . .	10
1.2.1 Dynamique et thermique du fluide . . . . .	10
1.2.2 Thermique du solide . . . . .	12
1.2.3 Transferts de chaleur conjugués . . . . .	12
1.3 Bibliographie des études analytiques . . . . .	13
1.3.1 Régime stationnaire . . . . .	13
1.3.2 Régime instationnaire . . . . .	14
1.4 Conclusion . . . . .	15
<b>2 Méthodes numériques en aérothermique</b>	<b>17</b>
2.1 Introduction . . . . .	18
2.1.1 Problématique . . . . .	18
2.1.2 Diversité des méthodes numériques . . . . .	19
2.2 Différentes méthodes numériques . . . . .	20
2.2.1 Méthode générale d'intégration . . . . .	20
2.2.1.1 Système d'intégration unique . . . . .	20
2.2.1.2 Couplage de codes . . . . .	20
2.2.2 Méthodes de couplage . . . . .	21
2.2.3 Processus de couplage . . . . .	22
2.3 Étude bibliographique . . . . .	22
2.3.1 Applications du couplage aérothermique . . . . .	22
2.3.1.1 Étude du refroidissement des aubes de turbines . . . . .	22
2.3.1.2 Autres applications . . . . .	24

2.3.2	Études remarquables . . . . .	24
2.3.2.1	Corrections des flux . . . . .	24
2.3.2.2	Couplage avec une méthode itérative . . . . .	26
2.3.2.3	Prédicteur de flux et pas de temps adaptatif . . . . .	27
2.3.2.4	Différenciation du pas de temps fluide . . . . .	28
2.4	Conclusion . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Validation expérimentale de codes numériques</b>	<b>31</b>
3.1	Introduction . . . . .	32
3.2	Définition . . . . .	32
3.2.1	Terminologie . . . . .	32
3.2.2	Expérience de validation . . . . .	33
3.3	Vérification en aérothermique . . . . .	34
3.3.1	Régime stationnaire . . . . .	34
3.3.1.1	Écoulement en conduite . . . . .	34
3.3.1.2	Écoulement sur plaque plane . . . . .	34
3.3.2	Régime instationnaire . . . . .	34
3.4	Validation en aérothermique . . . . .	35
3.4.1	Convection sur plaque plane . . . . .	35
3.4.2	Impact de jet . . . . .	36
3.4.3	Autres cas de validation . . . . .	37
3.5	Conclusion . . . . .	37
<b>II</b>	<b>Partie II : Étude Expérimentale</b>	<b>39</b>
	<b>Introduction</b>	<b>41</b>
<b>4</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>43</b>
4.1	Introduction . . . . .	44
4.2	Choix de la configuration . . . . .	44
4.2.1	Définition des besoins . . . . .	44
4.2.2	Configuration générale . . . . .	44
4.2.2.1	Cas de transferts conjugués . . . . .	44
4.2.2.2	Conditions thermiques . . . . .	45
4.2.2.3	Conditions dynamiques . . . . .	45
4.2.3	Critères de sélection des matériaux . . . . .	45
4.2.3.1	Plaque plane . . . . .	45
4.2.3.2	Dispositif . . . . .	46
4.2.4	Mesures expérimentales . . . . .	46
4.2.4.1	Besoins . . . . .	46
4.2.4.2	Calculs des incertitudes . . . . .	47
4.3	Réalisation du montage . . . . .	49

4.3.1	Choix des matériaux . . . . .	49
4.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	49
4.3.3	Présentation de la soufflerie . . . . .	49
4.3.4	Assemblage en soufflerie . . . . .	51
4.3.5	Conditions thermiques . . . . .	52
4.3.6	Réalisation des mesures . . . . .	54
4.3.7	Contrôle de la vitesse . . . . .	54
4.3.8	Résultats préliminaires . . . . .	55
	4.3.8.1 Choix des vitesses paliers . . . . .	55
	4.3.8.2 Choix de la durée du transitoire . . . . .	55
4.4	Conclusion . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Mesures Dynamiques</b> . . . . .	<b>59</b>
5.1	Introduction . . . . .	60
5.2	Rappels théoriques . . . . .	60
	5.2.1 Écoulement sur plaque plane . . . . .	60
	5.2.2 Lois de paroi . . . . .	61
	5.2.3 Grandeurs intégrales . . . . .	62
	5.2.4 Lois de Coles . . . . .	63
	5.2.5 Sur-épaississement . . . . .	63
5.3	Moyen de mesure . . . . .	64
	5.3.1 Principe de la vélocimétrie laser . . . . .	64
	5.3.2 Moyen et méthode de mesure . . . . .	66
	5.3.3 Estimation des incertitudes . . . . .	66
	5.3.4 Correction du bruit de mesure . . . . .	69
5.4	Déclenchement artificiel des couches limites turbulentes . . . . .	71
	5.4.1 Dimensionnement d'un déclencheur . . . . .	71
	5.4.2 Couches limites laminaires . . . . .	75
5.5	Mesures en régime stationnaire . . . . .	76
	5.5.1 Introduction . . . . .	76
	5.5.2 Caractérisation des couches limites turbulentes . . . . .	77
	5.5.3 Uniformité de l'écoulement . . . . .	78
	5.5.4 Répétabilité des mesures de couche limite . . . . .	78
	5.5.5 Conclusion . . . . .	86
5.6	Mesures en régime instationnaire . . . . .	87
	5.6.1 Introduction . . . . .	87
	5.6.2 Calcul par moyenne de phase . . . . .	87
	5.6.3 Procédure expérimentale . . . . .	88
	5.6.3.1 Mesures et post-traitement . . . . .	88
	5.6.3.2 Nombre de cycles et taille des fenêtres . . . . .	90
	5.6.4 Résultats . . . . .	91
	5.6.4.1 Évolution des grandeurs hors couche limite . . . . .	91

5.6.4.2	Évolution des grandeurs dans la couche limite . . . . .	91
5.6.5	Conclusion . . . . .	92
5.7	Conclusion . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Mesures Thermiques</b>	<b>101</b>
6.1	Introduction . . . . .	102
6.2	Moyens de mesure . . . . .	102
6.2.1	Thermographie infrarouge . . . . .	102
6.2.1.1	Rappels théoriques . . . . .	102
6.2.1.2	Système de fonctionnement . . . . .	103
6.2.1.3	Étalonnage de la caméra . . . . .	103
6.2.2	Thermocouples . . . . .	104
6.2.3	Mise en place . . . . .	105
6.3	Incertitudes des mesures par caméra IR . . . . .	107
6.3.1	Incertitudes d'étalonnage . . . . .	107
6.3.1.1	Signal émis par le corps noir . . . . .	107
6.3.1.2	Loi d'étalonnage . . . . .	108
6.3.2	Incertitude d'une mesure . . . . .	110
6.3.2.1	Signal émis par le Macor <sup>®</sup> . . . . .	110
6.3.2.2	Température surfacique du Macor <sup>®</sup> . . . . .	113
6.4	Méthodes de mesure . . . . .	113
6.4.1	Acquisitions . . . . .	113
6.4.2	Conditions des essais . . . . .	113
6.5	Températures mesurées par thermocouples . . . . .	114
6.5.1	Incertitudes de mesure . . . . .	114
6.5.2	Température en veine d'essai . . . . .	115
6.5.3	Température du cuivre . . . . .	115
6.5.4	Résultats en régime stationnaire . . . . .	115
6.6	Évolution thermique de la plaque chauffée . . . . .	119
6.6.1	Post-traitement des mesures . . . . .	119
6.6.2	Évolution en régime instationnaire . . . . .	122
6.6.2.1	Température surfacique . . . . .	122
6.6.2.2	Flux de chaleur . . . . .	123
6.6.2.3	Coefficient d'échange . . . . .	123
6.6.3	Calcul des grandeurs en régime stationnaire . . . . .	123
6.7	Conclusion . . . . .	124
<b>III</b>	<b>Partie III : Étude Numérique</b>	<b>129</b>
	<b>Introduction</b>	<b>131</b>

<b>7</b>	<b>Simulations Numériques</b>	<b>133</b>
7.1	Introduction . . . . .	134
7.2	Couplage aérothermique dans CEDRE . . . . .	134
7.2.1	Spécificités de CEDRE . . . . .	134
7.2.1.1	Solveur CHARME . . . . .	134
7.2.1.2	Solveur ACACIA . . . . .	136
7.2.2	Codage des conditions aux limites . . . . .	136
7.2.2.1	Méthode Générale . . . . .	136
7.2.2.2	Modèle utilisé aux limites . . . . .	136
7.2.3	Couplage des solveurs CHARME et ACACIA . . . . .	137
7.2.3.1	Méthode Générale . . . . .	137
7.2.3.2	Modèle de couplage . . . . .	137
7.2.3.3	Modes de couplage . . . . .	139
7.3	Caractéristiques du calcul . . . . .	140
7.3.1	Géométries et conditions aux limites . . . . .	140
7.3.1.1	Domaine et maillage du solide . . . . .	140
7.3.1.2	Domaine fluide . . . . .	141
7.3.1.3	Maillage du domaine fluide . . . . .	141
7.3.2	Méthode de résolution . . . . .	142
7.3.2.1	Méthode générale . . . . .	142
7.3.2.2	Méthode en régime stationnaire . . . . .	142
7.3.2.3	Méthode en régime instationnaire . . . . .	143
7.3.3	Modèle de turbulence . . . . .	143
7.3.3.1	Choix du modèle . . . . .	143
7.3.3.2	Énergie cinétique turbulente . . . . .	144
7.3.3.3	Deuxième scalaire turbulent . . . . .	144
7.4	Conclusion . . . . .	145
<b>8</b>	<b>Résultats Dynamiques</b>	<b>147</b>
8.1	Introduction . . . . .	148
8.1.1	Régime stationnaire . . . . .	148
8.1.1.1	Coefficient de frottement . . . . .	148
8.1.1.2	Profils de vitesse . . . . .	148
8.1.1.3	Énergie cinétique turbulente . . . . .	149
8.1.2	Régime instationnaire . . . . .	155
8.1.2.1	Conditions limites d'entrée . . . . .	155
8.1.2.2	Résultats . . . . .	155
8.2	Conclusion . . . . .	156
<b>9</b>	<b>Résultats Thermiques et Validation</b>	<b>161</b>
9.1	Introduction . . . . .	162
9.2	Métrie de validation . . . . .	162

9.2.1	Cas idéal . . . . .	162
9.2.2	Incertitudes expérimentales . . . . .	162
9.2.3	Expression générale . . . . .	164
9.2.4	Formulation hybride . . . . .	164
9.3	Régime stationnaire . . . . .	165
9.3.1	Erreur de discrétisation spatiale . . . . .	165
9.3.1.1	Principe . . . . .	165
9.3.1.2	Application . . . . .	166
9.3.2	Incertitudes des conditions limites . . . . .	167
9.3.3	Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . . .	170
9.3.3.1	Cas idéal . . . . .	170
9.3.3.2	Cas réel . . . . .	171
9.3.4	Contribution du flux radiatif . . . . .	171
9.3.4.1	Flux radiatif expérimental . . . . .	171
9.3.4.2	Calcul numérique avec flux radiatif . . . . .	175
9.3.5	Conclusion . . . . .	175
9.4	Régime instationnaire . . . . .	177
9.4.1	Introduction . . . . .	177
9.4.2	Résultats . . . . .	178
9.4.2.1	Accélération du fluide . . . . .	178
9.4.2.2	Stabilisation thermique . . . . .	179
9.4.3	Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . . .	182
9.4.3.1	Temps de stabilisation . . . . .	182
9.4.3.2	Norme de validation . . . . .	186
9.4.4	Calculs complémentaires . . . . .	188
9.4.4.1	Prise en compte du flux radiatif . . . . .	188
9.4.4.2	Évolution temporelle des températures limites . . . . .	189
9.4.5	Discussions . . . . .	189
9.5	Conclusion . . . . .	190
<b>Annexes</b>		<b>197</b>
<b>A Étalonnage de la caméra IR</b>		<b>199</b>
<b>B Calcul du flux total et du coefficient d'échange</b>		<b>201</b>
B.1	Rappels . . . . .	201
B.2	Calcul du flux total . . . . .	202
B.3	Calculs du coefficient d'échange . . . . .	203
<b>C Profils instationnaires sous Charme</b>		<b>205</b>
<b>Table des figures</b>		<b>212</b>

Liste des tableaux	213
Bibliographie	219



# Liste des symboles

## Lettres grecques

$\alpha$	paramètre numérique	
$\alpha_{th}$	coefficient de dilatation thermique	$K^{-1}$
$\beta$	angle entre les faisceaux laser	
$\delta$	épaisseur de couche limite	$m$
$\Delta t$	pas de temps	$s$
$\delta t$	intervalle de temps	$s$
$\delta x$	longueur	$m$
$\delta_1$	épaisseur de déplacement	$m$
$\epsilon$	erreur numérique	
$\mu$	viscosité dynamique	$kg.s^{-1}.m^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\omega$	dissipation turbulente spécifique	$rad.s^{-1}$
$\bar{\theta}$	température adimensionnelle	
$\rho$	masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	écart type	
$\tau$	temps	$s$
$\tau_p$	contrainte de cisaillement à la paroi	$kg.m^{-1}.s^{-2}$
$\theta$	épaisseur de quantité de mouvement	$m$
$\epsilon$	émissivité	
$\varphi$	flux de chaleur	$W.m^{-2}$
$l_v$	longueur visqueuse	$m$
$u_\tau$	vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
$\lambda$	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$

$\xi$  quantile propre à l'incertitude élargie

**Indices et exposants**

$b$  bleu

$c$  cuivre ou couplage

$cn$  corps noir

$conv$  convection

$e$  extérieur à la couche limite

$f$  fluide

$h$  hublot infrarouge

$I$  interface

$i$  imposé(e)

$p$  paroi

$ref$  référence

$s$  solide

$sc$  sous-couche visqueuse

$v$  vert

**Lettres latines**

$\mathcal{B}$  valeur de la fréquence Bragg

$\mathcal{F}$  état fluide

$\mathcal{M}$  mesurande ou maillage

$\mathcal{P}$  paramètre

$\mathcal{S}$  état solide

$\mathcal{V}$  métrique de validation

$\vec{n}$  vecteur normal

$\vec{x}_l$  vecteur propre aux faisceaux laser

$T$  température  $^{\circ}C$

$u, v, w$  composantes de vitesse  $m.s^{-1}$

$y^+$  coordonnée de paroi réduite  $m$

$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$  contraintes normales de Reynolds  $m^2.s^{-2}$

$Bi$  nombre de Biot

$Br$  nombre de Brun

---

$C$	fonction de covariance	
$C_D$	coefficient de traînée	
$C_f$	coefficient de frottement	
$c_p$	capacité thermique massique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$D_{th}$	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
$DL$	niveaux numériques (digital level)	
$E$	énergie	$J$
$e$	épaisseur	$m$
$f$	fréquence	$Hz$
$Fo$	nombre de Fourier	
$h$	coefficient d'échange thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$H$	facteur de forme de couche limite	
$i$	inter-frange	$m$
$k$	énergie cinétique turbulente	$m^2.s^{-2}$
$L$	longueur de référence	$m$
$m_{ij}$	composantes de la matrice de changement de repère	
$Nu$	nombre de Nusselt	
$P$	pression	$N.m^{-2}$
$p$	paramètre de couplage statique	
$p_{cv}$	ordre de convergence	
$Pr$	nombre de Prandtl	
$Pu$	puissance	$W$
$Q$	quantité échangée entre solveurs	
$q$	quantité générique	
$R_\theta$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement	
$r_{cv}$	facteur de raffinement	
$Re$	Nombre de Reynolds global	
$S$	signal	$V$
$t_{st}$	temps de stabilisation thermique	$s$
$Tu$	taux de turbulence	
$X,Y,Z$	coordonnées liées à l'émission laser	$m$
$x,y,z$	coordonnées liées à la veine d'essai	$m$
$y_d$	hauteur du déclencheur	

---



# Introduction

## Couplage de codes : généralité

La conception des simulations numériques issues du couplage de codes a connu un fort développement ces dernières années. Cet essor est rendu possible par la progression des performances des calculateurs et est encouragé par des besoins industriels. Les procédés comportant des transferts de chaleur et sujets aux simulations numériques ne sont généralement pas constitués de problèmes isolés mais d'interactions entre différentes physiques. Ceci peut parfaitement s'illustrer avec l'exemple de l'accident de la fusée Ariane du 11 décembre 2002 provoqué par les déformations des tubes de refroidissement du moteur Vulcain. L'analyse détaillée de ce phénomène entraîne la considération des interactions entre la dynamique des fluides, les transferts de chaleur entre un fluide et une structure et les déformations de la structure. Plus généralement, il serait idéal de disposer d'un outil capable de coupler toutes les physiques relatives aux interactions fluide/structure comme le schématise la figure (1). La complexité des équations impliquées et les difficultés intrinsèques aux couplages de codes rendent cependant ce travail très ambitieux. Il est par conséquent indispensable d'étudier le couplage de manière ordonnée en ne considérant qu'une interaction à la fois. Le couplage aérothermique est représenté par des interactions thermiques entre un fluide et un solide et constitue l'objet d'étude de ce mémoire.

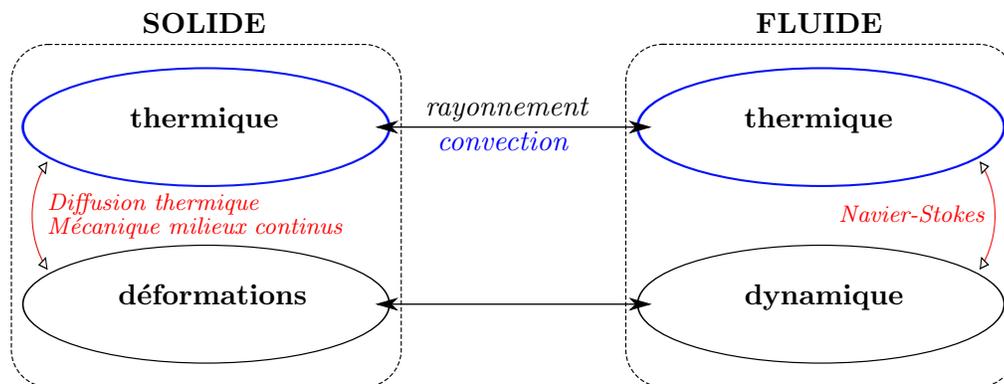


FIG. 1 – Interactions fluide/structure

## Couplage de codes en aérothermique instationnaire

Les problèmes aérothermiques sont caractérisés par des interactions entre la convection et la conduction thermique, soit un échange thermique entre un fluide et un solide. En ce qui concerne la résolution numérique de tels problèmes, le couplage de codes est un moyen séduisant car il permet d'exploiter des codes existants destinés à la dynamique des fluides et à la diffusion de la chaleur dans les matériaux. Il permet en outre de concevoir des modèles de couplage pouvant s'adapter, moyennant un effort de programmation, à des codes fluide ou solide utilisant diverses méthodes de résolution. Le développement de ces couplages numériques en régime instationnaire est très sollicité dans l'industrie aéronautique. Lors de la conception des moteurs d'avion, la phase de décollage est particulièrement dimensionnante. Un outil capable de prédire l'évolution temporelle des champs de température avec précision peut en effet permettre de réduire les marges de sécurité et ainsi améliorer le rendement des turbines. Une problématique soulevée par le couplage en aérothermique instationnaire réside dans le fait que les temps caractéristiques des fluides et des solides sont en général très différents. La durée d'une évolution thermique significative dans le solide correspond à un temps extrêmement long du point de vue du fluide. Un couplage systématique et rigoureux basé sur le pas de temps de la dynamique des fluides conduit par conséquent à un calcul excessivement long. Une autre difficulté est engendrée par le caractère conservatif que doit bénéficier un tel couplage. Il est essentiel que l'énergie "perdue" par l'un des milieu soit égale à l'énergie "récupérée" par l'autre milieu. De nombreux efforts ont été accomplis ces dernières années pour s'efforcer de réduire le coût des calculs tout en préservant le caractère conservatif des couplages. Différentes méthodes de résolution et différents modèles numériques ont été développés aux interfaces fluide/solide. La conception d'une méthode nécessite la vérification de sa capacité à représenter la réalité et la diversité des méthodes implique de procéder à des comparaisons. *Ceci soulève par conséquent le besoin de construire des solutions de référence en régime instationnaire afin de valider les méthodes et d'arbitrer les comparaisons de celles-ci.*

## Validation et vérification des méthodes

La comparaison d'un résultat numérique avec un résultat expérimental (validation) ou analytique (vérification) est indispensable pour s'assurer du bon fonctionnement et du degré de satisfaction des différentes méthodes. La recherche d'une solution analytique implique de résoudre un système constitué des équations de la dynamique des fluide et de la diffusion de la chaleur dans un solide. La complexité des équations gouvernant ces physiques contraint à faire des hypothèses sur l'écoulement du fluide et sur la configuration générale du problème (écoulement laminaire, écoulement instantanément accéléré, solide semi-infini, ...). Ceci aboutit au fait que très peu de solutions analytiques exactes sont établies et qu'elles sont très éloignées des écoulements industriels généralement assujettis aux modélisations numériques (écoulement turbulent, sollicitation transitoire étalée dans le temps, géométrie particulière, ...). *Il existe donc un besoin d'établir une base de données expérimentale modélisant une interaction thermique entre un fluide et un solide en régime instationnaire.* Très peu de cas de validation en aérothermique instationnaire

sont décrits dans la littérature. La conception d'une telle expérience nécessite de déterminer avec soin les critères de conception, d'estimer au mieux les incertitudes de mesure.

## Objectifs de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet de recherche fédérateur COCOMAT (*COuplage de COdes de calcul en Mécanique et Aéro-Thermique*) mis en place au sein de l'ONERA. L'objectif est de construire une base de données expérimentale dédiée à la validation du couplage de codes en aérothermique instationnaire. Ceci se résume par le dimensionnement, le montage et l'exploitation d'un banc expérimental, par la réalisation d'une campagne de mesures dont l'objectif est la confrontation avec des résultats numériques.

La première partie de ce mémoire est consacrée à l'étude bibliographique des problèmes faisant intervenir des interactions thermiques entre un fluide et un solide. Les problèmes théoriques sont abordés dans un premiers temps, les avancées réalisées dans ce domaine et les limites rencontrées sont présentées. Les différentes méthodes de couplage conçues ces dernières années sont ensuite décrites, les avantages et inconvénients de chacune d'entre elles sont détaillées. Cette partie s'achève sur l'étude de la validation expérimentale. Les études consacrées à ce sujet particulier sont analysées pour définir les besoins du banc expérimental à réaliser.

Le montage expérimental et son exploitation sont abordés dans une seconde partie. Le choix de la configuration expérimentale est justifié. Les méthodes et protocoles de mesure portant sur la dynamique du fluide et sur la thermique du matériau sont ensuite détaillés. Les résultats sont présentés, un effort particulier est fourni quant à l'estimation des incertitudes.

La dernière partie est dédiée à la comparaison des résultats expérimentaux avec des solutions numériques issues du couplage des codes CHARME et ACACIA de la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA. La validation expérimentale des performances de la méthode de couplage est ainsi entreprise.



## Première partie

# Partie I : Étude Bibliographique



# Introduction

Cette première partie est dédiée à l'étude bibliographique des problèmes faisant intervenir des interactions thermiques entre un fluide et un solide.

Lors du premier chapitre les équations relatives aux milieux fluides et solides sont introduites. Une partie bibliographique se rapporte aux différentes études ayant abouti à des solutions analytiques en régime stationnaire et instationnaire. La complexité des équations considérées contraint à énoncer des hypothèses sur l'écoulement du fluide ou sur la configuration générale. Ceci mène alors au constat que relativement peu de solutions analytiques exactes sont disponibles et spécialement en régime transitoire.

Le second chapitre concerne l'étude des méthodes numériques développées dans le but de résoudre les problèmes aérothermiques instationnaires. La problématique est présentée et les différents modèles et méthodes de calcul sont listés. Une étude relative aux dernières avancées fait l'objet d'une analyse particulière.

Le troisième chapitre traite de la validation et de la vérification des codes numériques. Une définition des termes est présentée, les conclusions et recommandations des études antérieures menées sur le sujet sont rapportées afin d'être utilisées pour élaborer un montage expérimental approprié à la validation en aérothermique instationnaire.



# Chapitre 1

## Théorie des transferts de chaleur conjugués

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>10</b>
<b>1.2</b>	<b>Problème général et équations</b>	<b>10</b>
1.2.1	Dynamique et thermique du fluide	10
1.2.2	Thermique du solide	12
1.2.3	Transferts de chaleur conjugués	12
<b>1.3</b>	<b>Bibliographie des études analytiques</b>	<b>13</b>
1.3.1	Régime stationnaire	13
1.3.2	Régime instationnaire	14
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>15</b>

---

## 1.1 Introduction

Les échanges thermiques rencontrés dans des cas de configurations industrielles sont composés d'interactions entre différents modes de transferts de chaleur : conduction, convection et rayonnement. Il est courant de négliger un ou plusieurs modes, si les hypothèses du problème le justifient, afin de simplifier la résolution du problème et ainsi obtenir une solution approchée de la réalité. Il arrive cependant qu'aucun mode ne soit négligeable devant les autres et que toutes les interactions soient déterminantes. Le développement des couplages de codes multi-physiques est alors primordial pour la prédiction des évolutions thermiques des systèmes industriels. Il est donc indispensable d'étudier de manière approfondie chacune de ces interactions.

Le travail réalisé dans ce mémoire se concentre sur les interactions entre la conduction et la convection thermique. En d'autres termes, il s'agit d'une interaction thermique entre un fluide et un solide. Dans ce chapitre, les équations régissant les physiques mises en jeu dans le fluide et dans le solide sont présentées, le couplage de ces équations est ensuite abordé. Une étude bibliographique est menée sur la résolution analytique de tels problèmes, une distinction est faite entre les régimes stationnaires et instationnaires.

## 1.2 Problème général et équations

### 1.2.1 Dynamique et thermique du fluide

Soit un fluide de masse volumique  $\rho$ , de viscosité dynamique  $\mu$ , de conductivité  $\lambda$  et de chaleur spécifique à pression constante  $c_p$ . L'évolution du champ de vitesse  $\vec{u}$ , de pression  $P$  et de température  $T$  est décrite par les équations de Navier-Stokes. Les conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont respectivement garanties par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} P + \text{div}(\vec{\tau}_v) + \rho \vec{f} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} E) = -\text{div}(p \vec{u}) + \text{div}(\vec{\tau}_v \cdot \vec{u}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{u} - \text{div}(\vec{\varphi}) \quad (1.3)$$

où l'énergie totale  $E$  est :

$$E = e(T) + \frac{\|\vec{u}\|^2}{2} \quad (1.4)$$

la diffusion des flux visqueux  $\vec{\tau}_v$  s'exprime par :

$$\vec{\tau}_v = \mu(T) \left( \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^T - \frac{2}{3} \text{div}(\vec{u} \vec{I}) \right) \quad (1.5)$$

et le flux de chaleur :

$$\vec{\varphi} = -\lambda(T) \vec{\nabla} T \quad (1.6)$$

La complexité de ces équations est telle que très peu de cas analytiques peuvent être

résolus de manière exacte. Les écoulements turbulents pour lesquels les termes non linéaires sont prépondérants sont naturellement écartés. Ils nécessitent l'utilisation de simulations numériques et la diversité des échelles de longueurs et de temps mise en cause implique l'utilisation de modèles. Les cas analytiques se résument donc aux cas bidimensionnels laminaires. Quelques exemples sont l'écoulement en conduite cylindrique, l'écoulement de Poiseuille ou encore la solution tabulée de la couche limite laminaire (Blasius) sur plaque plane. La résolution du champ dynamique et thermique du fluide limite donc considérablement la résolution analytique des problèmes d'interaction thermique entre un fluide et un solide.

L'étude d'un cas de convection instationnaire passe par le calcul des nombres adimensionnels ainsi que des temps caractéristiques appropriés. Soit une longueur caractéristique relative au fluide  $L_f$  et une vitesse de référence  $U$ . En se limitant dans les cas où la vitesse de l'écoulement est très faible devant la célérité du son, les nombres adimensionnels significatifs pour l'étude de convection forcée sont :

- le nombre de Reynolds  $Re = \frac{L_f U}{\nu}$ , rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.
- le nombre de Prandtl  $Pr = \frac{\nu}{D_{th}}$ , rapport entre la diffusion de quantité de mouvement et la diffusion thermique avec  $D_{th} = \lambda / (\rho c_p)$ .

En considérant le fluide en contact avec une paroi, la loi de Newton exprime le flux de chaleur convectif  $\varphi_{conv} = h(T_\infty - T_p)$  où  $h$  est le coefficient d'échange convectif,  $T_\infty$  la température du fluide loin de la paroi et  $T_p$  la température de la paroi. Les nombres adimensionnels correspondants sont :

- le nombre de Nusselt  $Nu = \frac{h L_f}{\lambda}$ , rapport entre les transferts de chaleur convectifs et conductifs au sein du fluide.
- le nombre de Stanton  $St = \frac{h}{\rho U c_p}$ , rapport entre le flux à la paroi et un débit de chaleur convectée.

Le temps caractéristique de la dynamique du fluide (ou temps de convection) est défini comme :

$$\tau_f^c = \frac{L_f}{U} \quad (1.7)$$

La diffusion thermique dans le fluide est concentrée dans la zone en proche paroi de dimension  $l$  :

$$\tau_f = \frac{\rho c_p l^2}{\lambda} \quad (1.8)$$

### 1.2.2 Thermique du solide

Soit un solide de masse volumique  $\rho$ , de conductivité  $\lambda$  et de chaleur spécifique  $c$ . L'équation de la diffusion de la chaleur au sein du solide s'écrit :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) - S = 0 \quad (1.9)$$

Où  $S$  représente un terme source. En notant  $L_s$  une longueur caractéristique relative au solide, le nombre adimensionnel significatif des transferts de chaleur transitoires dans un solide est le nombre de Fourier :

$$Fo = \frac{D_{th} t}{L_s^2} \quad (1.10)$$

Il représente la part du flux de chaleur transmise au corps à un instant donné (à un temps  $t$ ) par rapport à la chaleur absorbée par ce corps. Le temps de diffusion thermique d'un matériau s'écrit :

$$\tau_s = \frac{\rho c L_s^2}{\lambda} \quad (1.11)$$

### 1.2.3 Transferts de chaleur conjugués

Perelman [41] fut le premier à imputer l'expression de *transferts de chaleur conjugués* (ou *conjugate heat transfer*) aux études couplant les phénomènes de convection et de conduction thermique. L'investigation de tels problèmes implique une résolution d'un système composé des équations du fluide et du solide exprimées plus haut, avec respect de leurs conditions limites respectives (figure 1.1). L'interface des différents milieux est une limite privilégiée car la continuité de la température et l'égalité des flux doivent être respectées. Soit  $T_I$  la température d'interface et  $\vec{n}$  un vecteur sortant et normal à la surface d'un milieu, la condition d'interface s'écrit :

$$T_{I,s} = T_{I,f} \quad (1.12)$$

$$\varphi_s \cdot \vec{n}_s = -\varphi_f \cdot \vec{n}_f \quad (1.13)$$

Où le flux sortant est proportionnel au gradient de température à la paroi, soit d'après la loi de Fourier :  $\vec{\varphi} = -\lambda(\partial T/\partial n) \cdot \vec{n}$ . Les nombres adimensionnels caractéristiques concernant l'étude de ce genre d'interaction sont :

- le nombre de Biot :  $Bi = \frac{hL_s}{\lambda_s}$
- le nombre de Brun :  $Br = \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \frac{L_s}{L_f} Pr^{1/3} \sqrt{Re}$

Le nombre de Biot est le rapport des résistances aux transferts thermiques à l'intérieur et à la surface d'un solide. Ce paramètre est déterminant pour le dimensionnement d'une expérience de transferts de chaleur conjugués en régime instationnaire (chapitre 4).

Le nombre de Brun est introduit par Luikov [30] lors de l'étude de convection forcée sur plaque plane. Il est proportionnel au rapport des résistances thermiques de la paroi et de la

couche limite dans le fluide. Il caractérise l'intensité du couplage et constitue un critère pour déterminer si l'analyse conjuguée doit supplanter l'analyse "fluide unique". Son utilisation permet d'éviter de faire des hypothèses incorrectes. Verzicco [61] utilise un critère analogue pour déterminer quand les transferts conjugués entre paroi et fluide doivent être considérés dans l'expérience modélisant une cellule de Rayleigh-Bénard. Il suggère ainsi que les différences relevées entre certaines expériences décrites dans la littérature et la théorie sont causées par des hypothèses erronées sur des parois considérées par les auteurs comme isothermes.

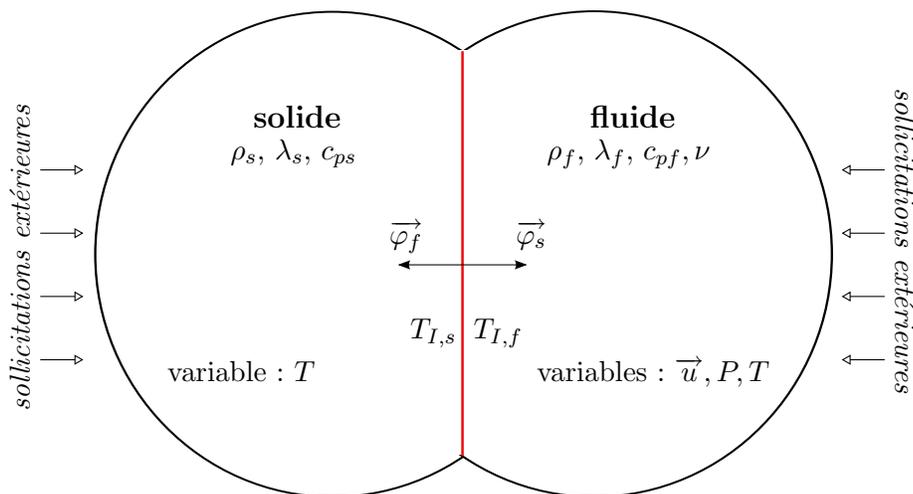


FIG. 1.1 – Schéma théorique des transferts de chaleur conjugués : interactions thermiques fluide/solide

## 1.3 Bibliographie des études analytiques

### 1.3.1 Régime stationnaire

Bien qu'il puisse être assimilé à un cas simple, le cas bidimensionnel de convection forcée sur plaque plane de longueur semi-infinie et d'épaisseur finie en régime laminaire et stationnaire a demandé beaucoup d'efforts d'investigations sur le plan analytique. Ce problème fondamental est initialement étudié par Perelman [41]. Il a ainsi établi le travail de référence concernant le couplage par convection forcée sur une plaque plane de longueur finie et chauffée en face arrière. Le problème général et la conduction dans le solide sont résolus de manière bidimensionnelle à l'aide d'expansions asymptotiques. L'écoulement est considéré comme étant incompressible, laminaire, sans gradient de pression et en régime stationnaire. Ce problème est repris par Luikov *et al.* [29] qui ont obtenu une solution exacte mais difficilement exploitable de la répartition de la température sur la face mouillée du solide sous la forme d'une équation intégrale singulière. Plus tard, Luikov [30] a donné une approximation de la solution du problème en supposant un déplacement unidirectionnel de la chaleur, perpendiculairement à la surface. Depuis, plusieurs auteurs ont essayé d'étendre et d'améliorer la solution, Gosse [19] a présenté une solution analytique simplifiée et valable pour toutes abscisses sur la plaque. Pozzi *et al.* [46] ont repris le

problème et l'ont étendu aux écoulements compressibles à l'aide de la transformée de Padé.

D'autres applications ont fait office d'investigations. Par exemple le cas du refroidissement des composants électroniques, étudié par Zebib *et al.* [66] ou encore Cole [6] qui s'est soumis à l'étude de l'écoulement laminaire sur une fine bande chauffée de longueur finie encastrée dans une plaque plane. De manière similaire, Vynnycky *et al.* [62] ont étudié le couplage en régime laminaire d'écoulement sur une plaque de longueur et épaisseur finie. D'autres études ont été réalisées en régime laminaire comme pour l'écoulement en conduite rectangulaire [45], ou le couplage par convection naturelle sur une plaque plane verticale [44].

### 1.3.2 Régime instationnaire

Les études en régime instationnaire ont principalement concerné le problème de la plaque plane avec un écoulement au repos instantanément mis en mouvement. Les premiers travaux de la couche limite laminaire instationnaire remonte à Illingworth [24] mais il a fallu attendre les travaux de Pozzi avant qu'une tentative de couplage ne se réalise. Les études se sont limitées à un écoulement laminaire sans gradient de pression. Pozzi *et al.* [42] ont présenté une solution semi-analytique de la répartition de la température sur une plaque de longueur infinie et d'épaisseur finie avec une température constante imposée en face arrière. Pozzi et Tognaccini [47] ont repris le même problème avec une plaque semi-infinie, pour un écoulement compressible et pour un fluide correspondant à  $Pr = 1$ . Ils ont souligné la difficulté de travailler en trois dimensions (deux dimensions d'espace et une de temps) et ont négligé la conduction dans la plaque suivant le sens de l'écoulement. Ils ont étendu par la suite [48] le problème avec une condition de flux constant imposée en face arrière. Puis plus tard [49] pour un nombre de Prandtl quelconque et en considérant la dissipation de l'énergie cinétique dans le fluide, pour une condition isotherme ou adiabatique en face arrière.

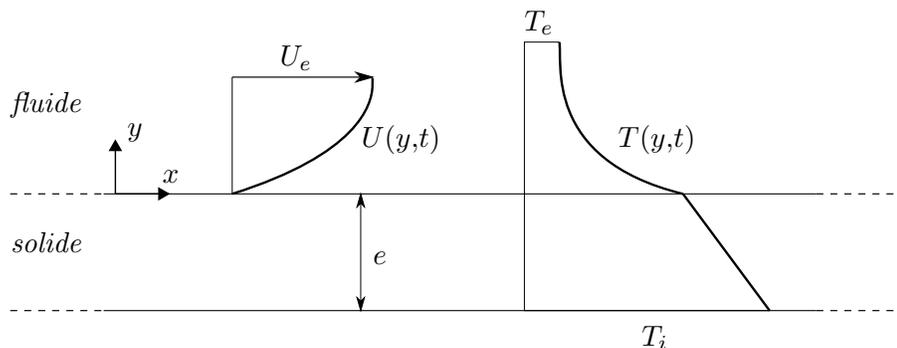


FIG. 1.2 – Problème bidimensionnel étudié par Pozzi *et al.* : à l'instant  $t < 0$  une plaque plane semi-infinie d'épaisseur  $e$  est considérée immobile et à température uniforme. A  $t = 0$ , la plaque est mise instantanément en mouvement à vitesse constante, une condition isotherme est imposée en face arrière.

Une des solutions remarquables obtenues par Pozzi et Tognaccini [50] a été utilisée par Radenac [53] pour le dimensionnement d'une étude expérimentale. Ils montrent la possibilité

d'obtenir, au moins pour une géométrie simple, une solution analytique exacte. Le problème considéré est une plaque d'épaisseur  $e$  au repos et à température uniforme instantanément mise en mouvement avec une température  $T_i$  imposée en face arrière (figure 1.2). Une expression algébrique simple est obtenue, au lieu des équations intégrales complexes proposées dans les travaux précédents. En exprimant la température de surface sous forme adimensionnelle en fonction de la température du fluide hors couche limite  $T_e$  :  $\bar{\theta} = (T - T_e)/T_e$ , la température en face arrière adimensionnelle  $\bar{\theta}_i$  et la température uniforme initiale d'interface  $\bar{\theta}_I^0$ . La température d'interface  $\bar{\theta}_I$  est exprimée en fonction du temps adimensionné par le temps caractéristique de diffusion dans le solide  $\bar{\tau} = t/\tau_s$  par :

$$\bar{\theta}_I(\bar{\tau}) = \bar{\theta}_I^0 \left[ 1 - \kappa \sum_{n=0}^{\infty} (-A)^n \operatorname{erfc} \left( \frac{n+1}{\sqrt{\bar{\tau}}} \right) \right] + \kappa \bar{\theta}_i \sum_{n=0}^{\infty} (-A)^n \operatorname{erfc} \left( \frac{2n+1}{2\sqrt{\bar{\tau}}} \right) \quad (1.14)$$

Où  $\kappa = \frac{2}{1+\Lambda}$ ,  $A = \frac{1-\Lambda}{1+\Lambda}$  et  $\Lambda = p\sqrt{t_{fs}}\sqrt{Pr}$ .

$\Lambda$  est un paramètre lié au couplage dans lequel  $p$  et  $t_{fs}$  représentent :

- un paramètre de couplage statique  $p = \frac{e \lambda_f \sqrt{Re}}{L \lambda_s}$
- un paramètre de couplage dynamique  $t_{fs} = \frac{LD_{ths}}{e^2 U_e}$

Où  $L$  est une longueur caractéristique. Ces travaux ont été repris par les mêmes auteurs [43] et appliqués à un solide d'épaisseur infini dans le but d'obtenir une solution du type auto-similaire.

## 1.4 Conclusion

Les transferts de chaleur conjugués sont définis par une interaction thermique entre un fluide et un solide. L'aspect théorique de telles interactions a été abordé lors de ce chapitre. Les équations des milieux concernés et de raccord entre eux ont été présentées et une étude bibliographique des études ayant pour objectifs la recherche d'une solution analytique a été réalisée. Seuls des cas fondamentaux mettant en scène une géométrie simple ont pu être étudiés, que ce soit en régime permanent ou transitoire. Ces études ont néanmoins dégagé quelques points intéressants. Le nombre de Brun, introduit dans les années 70 est un paramètre représentant l'intensité des interactions convection/conduction. Une solution analytique établie par Pozzi et Tognaccini [50] pour un cas instationnaire peut être utilisée pour des cas de dimensionnement et obtenir une première approximation des résultats.

La résolution de ces problèmes nécessite l'utilisation de simulations numériques pour des applications de type industrielles. Des modèles numériques doivent être établis pour prendre en compte la physique du fluide et du solide mais aussi pour garantir la continuité de leur interface commune. Le chapitre suivant est consacré aux différentes méthodes numériques relatives au couplage aérothermique.



# Chapitre 2

## Méthodes numériques en aérothermique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>18</b>
2.1.1	Problématique	18
2.1.2	Diversité des méthodes numériques	19
<b>2.2</b>	<b>Différentes méthodes numériques</b>	<b>20</b>
2.2.1	Méthode générale d'intégration	20
2.2.1.1	Système d'intégration unique	20
2.2.1.2	Couplage de codes	20
2.2.2	Méthodes de couplage	21
2.2.3	Processus de couplage	22
<b>2.3</b>	<b>Étude bibliographique</b>	<b>22</b>
2.3.1	Applications du couplage aérothermique	22
2.3.1.1	Étude du refroidissement des aubes de turbines	22
2.3.1.2	Autres applications	24
2.3.2	Études remarquables	24
2.3.2.1	Corrections des flux	24
2.3.2.2	Couplage avec une méthode itérative	26
2.3.2.3	Prédicteur de flux et pas de temps adaptatif	27
2.3.2.4	Différenciation du pas de temps fluide	28
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>29</b>

---

## 2.1 Introduction

Après avoir abordé la partie théorique des transferts de chaleur conjugués, ce chapitre est consacré à l'aspect numérique. Pour commencer, les problématiques relatives aux calculs numériques en aérothermique sont soulevées. Les principales caractéristiques des méthodes existantes sont présentées et leurs particularités sont discutées. Par la suite, une étude bibliographique est menée. Elle consiste dans un premier temps à établir un court historique des premiers développements et à illustrer les besoins de telles méthodes dans divers domaines. Dans une seconde partie, la bibliographie se concentre sur les études remarquables accomplies dans ce domaine. La modélisation numérique des équations de la mécanique des fluides ou de la conduction dans les solides n'est pas étudiée de manière détaillée mais simplement évoquée.

### 2.1.1 Problématique

Une difficulté majeure rencontrée lors de la modélisation numérique en aérothermique instationnaire est causée par la disparité des temps de diffusion thermique du fluide et du solide dont les expressions sont données en (1.8) et (1.11). Un exemple est considéré en se limitant aux problèmes de convection forcée turbulente sur plaque plane dans lesquels le fluide utilisé est l'air. Soit  $x$  une longueur dans le sens de l'écoulement et  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite turbulente, les temps de diffusion thermique du fluide et du solide s'écrivent :

$$\tau_s = \frac{x^2}{D_{th,s}} \text{ et } \tau_f = \frac{\delta^2}{D_{th,f}} \quad (2.1)$$

En supposant que l'évolution de l'épaisseur de la couche limite suit la loi  $\delta/x = 0,38/R_x^{1/5}$  [9], il vient :

$$\frac{\tau_s}{\tau_f} = \frac{D_f}{D_s} \times \frac{R_x^{2/5}}{0,144} \quad (2.2)$$

L'évolution du rapport des temps de diffusion est tracée en fonction du nombre de Reynolds pour divers matériaux (métal, céramique et bois) figure 2.1. Le rapport des deux temps est considérable ( $\tau_s \gg \tau_f$ ) pour la plupart des matériaux et il s'amplifie pour des nombres de Reynolds plus importants. Les cas de convection forcée rencontrés dans des configurations industrielles sont pour la majorité des régimes turbulents. Une évolution significative de l'état thermique de la structure correspond alors à un temps extrêmement long du point de vue de la thermique du fluide. La modélisation numérique d'une telle interaction pose donc un problème au niveau de la discrétisation temporelle. Si le pas de temps utilisé est calculé en considérant l'évolution du fluide, le coût du calcul est considérable. Si le pas de temps est celui du solide, la précision du résultat en est affectée. La modélisation numérique d'un problème aérothermique instationnaire est donc un compromis entre le coût du calcul et la précision des résultats.

La disparité des temps de diffusion thermique s'atténue pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds. Ces situations sont rencontrées lors d'écoulements mettant en scène des fluides très visqueux ou des solides relativement bons conducteurs (métaux). C'est aussi le cas pour des

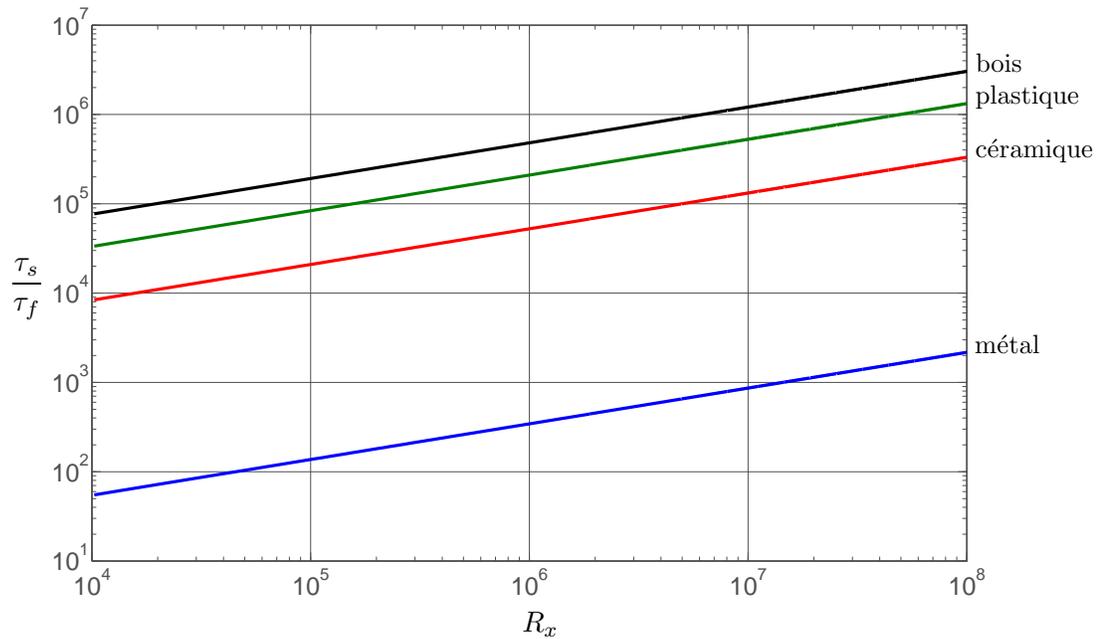


FIG. 2.1 – Disparité des temps de diffusion thermique entre l’air et différents matériaux en fonction du nombre de Reynolds. Le bois est du Medium<sup>®</sup>, le plastique du Peek<sup>®</sup>, la céramique du Macor<sup>®</sup> et le métal du cuivre.

problèmes de convection naturelle où les vitesses d’écoulement sont en général très faibles.

### 2.1.2 Diversité des méthodes numériques

La méthode numérique exploitée dans cette thèse est celle existant dans la plateforme de calcul CEDRE de l’ONERA. La plateforme et la méthode de couplage sont présentées au chapitre 7. Il existe cependant plusieurs méthodes numériques pour la résolution des problèmes aérothermiques instationnaires et le but de ce chapitre est de décrire quelques travaux réalisés sur le sujet. L’étude bibliographique révèle trois grandes caractéristiques pouvant différencier les méthodes de couplage convection/conduction. Ces caractéristiques ne sont pas indépendantes les unes des autres. Elles peuvent agir sur la stabilité, la robustesse, la précision et le coût du calcul. Ces caractéristiques sont :

- la méthode générale d’intégration
- la méthode de couplage
- le processus de couplage

Dans les prochaines sections, ces trois caractéristiques sont détaillées. Une discussion est ainsi menée sur leurs particularités, les avantages et les inconvénients que chacune d’entre elles apporte.

## 2.2 Différentes méthodes numériques

### 2.2.1 Méthode générale d'intégration

Il existe deux grandes catégories de méthode d'intégration. Ces méthodes sont appelées par certains auteurs *couplage fort* et *couplage faible*. Ces termes sont aussi parfois utilisés pour d'autres caractéristiques telles que le processus de couplage de code. L'utilisation de ces termes dans ce mémoire est donc, par soucis de clarté, exclue.

#### 2.2.1.1 Système d'intégration unique

Un système global formé des équations gouvernant les milieux fluide et solide est résolu. Un code unique est donc programmé. Le fluide et le solide sont différenciés en tant que domaines. L'intégration se fait sur l'ensemble de la géométrie en tenant compte de la particularité de chaque domaine, seule la diffusion thermique est résolue dans le solide. Une condition de raccord est utilisée entre les domaines, permettant ainsi la continuité de la température et l'égalité des flux.

L'intégration étant globale, ce procédé se traduit par un calcul utilisant un pas de temps unique sur toute la géométrie. Le pas de temps le plus court, qui est généralement celui imposé par la dynamique ou la thermique du fluide, est utilisé sur le domaine entier. De nombreuses intégrations inutiles sont donc effectuées dans le solide, cette méthode est alors particulièrement coûteuse. Elle nécessite en plus un effort de programmation important, un système doit être établi pour chaque nouveau cas à simuler. L'effort de programmation et le coût sont récompensés par la stabilité du calcul et la précision des résultats, seuls avantages considérables qu'offre ce genre de méthode.

#### 2.2.1.2 Couplage de codes

Deux codes distincts, l'un dédié à la résolution des équations du fluide et l'autre à la diffusion thermique dans les matériaux, effectuent leurs calculs séparément. Le couplage sert de relais d'informations entre les deux codes, et échange les grandeurs thermiques de leur interface commune. Les grandeurs provenant d'un code sont utilisées pour calculer les conditions limites imposées à l'autre code. Il est ensuite possible d'avoir recourt à différents modèles d'interface (*méthode de couplage*), et à différentes méthodes de synchronisation (*processus de couplage*).

L'avantage est que la généralité de chaque code est conservée. De plus, aucune intrusion n'est faite dans les codes fluide et solide car le couplage consiste simplement à un échange d'informations. Une méthode de couplage définie peut donc être appliquée à différents codes, dans la mesure de la compatibilité des formats d'entrée et de sortie de chaque solveur. Un autre avantage est que ce processus offre la liberté de faire évoluer deux codes de manière indépendante, et donc d'utiliser des pas de temps différents pour chacun d'entre eux. Ce procédé est une issue à la problématique posée en début de chapitre, relative à la disparité des temps caractéristiques. Un pas de temps approprié peut donc être choisi dans chacun des domaines et ainsi réduire le coût du calcul de manière significative.

L'inconvénient de cette méthode provient du caractère non conservatif que peut avoir l'échange des données. L'échange des grandeurs d'interface nécessite que l'énergie extraite à un

système soit exactement égale à celle reçue par l'autre système. Une perte ou un gain d'énergie sur l'ensemble des domaines induit alors une erreur sur le résultat du calcul.

La généralité d'un couplage est un atout majeur pour l'élaboration d'une méthode efficace pouvant s'appliquer à des codes industriels et étant rapidement opérationnelle. C'est pourquoi les méthodes étudiées dans la suite du chapitre sont du type "couplage de codes". Les méthodes et processus de couplage concernant les couplages de codes sont discutés dans les prochaines sections.

### 2.2.2 Méthodes de couplage

Il a été indiqué qu'un couplage de code consiste à utiliser les données d'un milieu pour les imposer en tant que conditions limites sur un autre milieu. Les différentes manières d'imposer une condition limite sont :

- une **condition de Dirichlet**, la température à l'interface est imposée :  $T_I = T_i$
- une **condition de Neumann**, le flux à l'interface est imposé :  $\varphi_I = \varphi_i$
- une **condition de Fourier**, c'est une condition mixte ou condition de convection. Le flux d'interface est calculé en fonction de la température d'interface en introduisant un coefficient d'échange  $h$  et une température de référence  $T_{ref}$  :  $\varphi_I = h(T_I - T_{ref})$

Le calcul couplé est donc caractérisé par les conditions imposées sur les deux domaines, ces conditions sont appelées raccords. Il existe ainsi dans l'absolu neuf raccords possibles, notés par convention "condition imposée au fluide/condition imposée au solide". Plusieurs auteurs [53, 34, 5] montrent que la condition de Neumann engendre des instabilités sur des calculs instationnaires et privilégient le raccord Dirichlet/Fourier. Leurs études portent en particulier sur le choix du coefficient  $h$  garantissant la stabilité du calcul.

Pour un type de condition limite défini, il existe différentes façons de déterminer les quantités imposées en fonction des grandeurs provenant de l'autre milieu. Deux grandes catégories existent :

- **Méthode type stationnaire**

Les grandeurs imposées à l'interface d'un milieu proviennent directement de l'autre milieu, aucun calcul n'est réalisé. En prenant le raccord Dirichlet/Neumann pour exemple, le solide impose sa température au fluide et le fluide impose son flux thermique au solide. La continuité de la température et l'égalité des flux ne sont pas garantis lors des échanges de données. Une convergence des états thermiques est néanmoins atteinte au terme de plusieurs échanges.

- **Méthode type instationnaire**

Les grandeurs d'interface de chaque milieu sont utilisées pour calculer un flux, une

température ou un coefficient d'échange. Ces grandeurs sont imposées à l'interface afin de respecter la continuité de la température et l'égalité des flux. Un échange de données représente donc un échange physique réel, contrairement à la méthode stationnaire dont le seul but est d'atteindre une convergence.

### 2.2.3 Processus de couplage

Le processus de couplage détermine l'ordre dans lequel sont orchestrées les intégrations temporelles au sein de chaque code, ainsi que leurs échanges par couplage. Il existe trois grandes catégories de processus, elles sont schématisées sur la figure 2.2 où  $Q$  représente l'ensemble des quantités échangées entre solveurs : la température en chaque point de l'interface  $T_I$ , le flux de chaleur sortant  $\vec{\varphi}$  et un éventuel paramètre numérique  $h_{s,f}$  lié au modèle de couplage.

$$\begin{cases} Q_s = (T_{I,s}, \vec{\varphi}_s, h_s) \\ Q_f = (T_{I,f}, \vec{\varphi}_f, h_f) \end{cases} \quad (2.3)$$

Le processus successif décrit l'intégration alternée de chaque code (figure 2.2(a)). Lorsqu'un code a réalisé son calcul, les données de l'interface partagée avec l'autre code sont échangées, et ainsi de suite. Un pas de temps de couplage  $\Delta t_c$  correspond alors à deux échanges. Le deuxième processus correspond aux intégrations simultanées des codes, ils échangent leurs quantités d'interface au même instant (figure 2.2(b)) et effectuent leurs calculs en parallèle. Le dernier cas est inspiré du processus successif, les calculs de chaque domaine sont réalisés l'un après l'autre et sont réitérés jusqu'à atteindre un critère de convergence fixé au préalable.

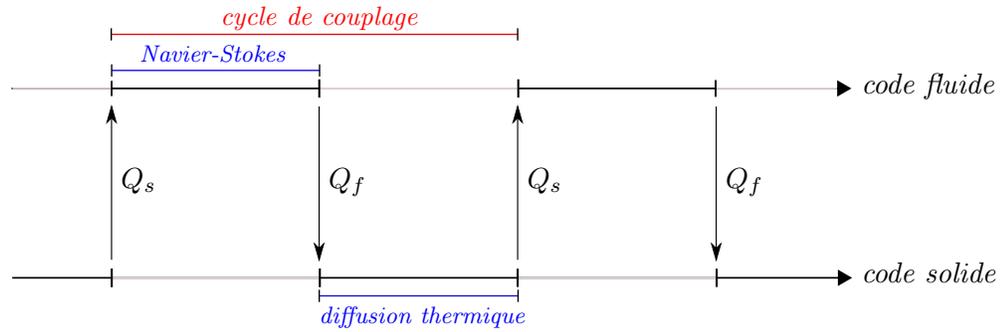
## 2.3 Étude bibliographique

### 2.3.1 Applications du couplage aérothermique

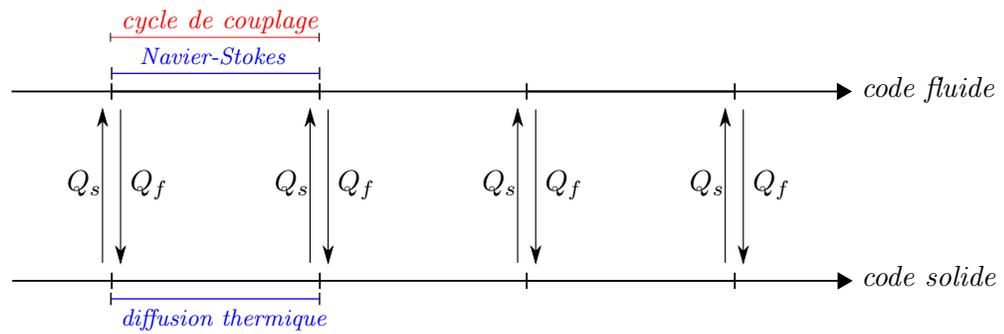
Cette section présente une étude bibliographique succincte des diverses applications relatives au couplage de codes en aérothermique instationnaire. L'accent est porté sur le besoin de ces couplages dans des domaines variés. La spécificité des couplages n'est pas détaillée ici, ce sujet fera l'objet d'une étude particulière lors de la prochaine section.

#### 2.3.1.1 Étude du refroidissement des aubes de turbines

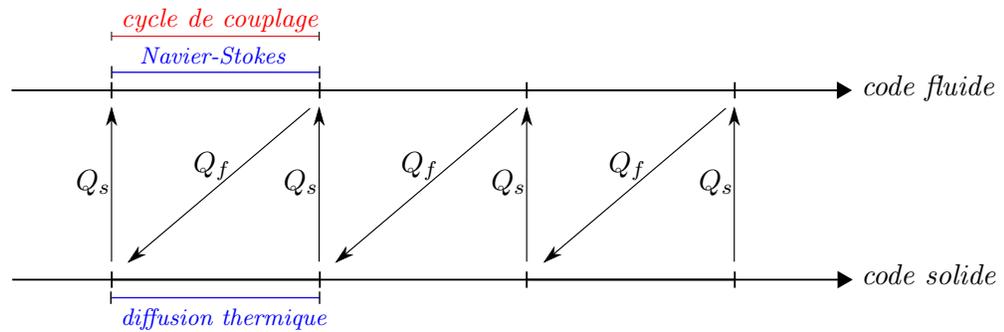
Les premiers efforts de couplage en aérothermique ont été développés pour la simulation du refroidissement des aubes de turbine des moteurs d'avions. Le dimensionnement des turbines haute pression constitue en effet un compromis en ce qui concerne la température d'entrée des gaz. Le rendement thermodynamique est en effet amélioré avec l'élévation de la température des gaz. Une élévation importante de cette température peut cependant provoquer un endommagement des aubes de turbine et l'incertitude sur la répartition de la température de paroi des turbines implique la mise en place de marges de sécurité. La prédiction de la température de paroi des aubes de turbine durant toutes les phases de vol peut donc constituer un atout majeur



(a) processus de couplage successif



(b) processus de couplage simultané



(c) processus de couplage itératif

FIG. 2.2 – Les différents types de processus de couplage de codes en aérothermique

pour l'amélioration de l'efficacité énergétique des moteurs.

Li et Kassab [28] ont couplé un code Navier-Stokes (volumes finis) avec un code de conduction (méthode des singularités) afin de modéliser un écoulement sur une configuration stationnaire et bidimensionnelle de cascade de turbines. Ils ont comparé deux approches : le problème avec transferts de chaleur conjugués et le problème classique consistant à supposer les parois des aubes adiabatiques. Ils montrent alors que la température des parois des aubes est moins importante en utilisant le couplage convection/conduction. Kao et Liou [27] ont traité la même configuration en utilisant une méthode du type volumes finis pour les codes fluide et solide. Leur conclusion est la même, ils ont trouvé des températures de paroi encore moins importantes que Li et Kassab [28]. La même conclusion est tirée par Heselhaus et Vogel [21] avec des simulations tridimensionnelles réalisées sur une cascade de turbines, avec un code volumes finis pour le fluide et éléments finis pour le solide. Sondak et Dorney [58] ont été les premiers à effectuer des simulations en régime instationnaire sur des configurations particulières de turbine.

### 2.3.1.2 Autres applications

Toujours dans le domaine de l'aéronautique, Oliveira *et al.* [38] ont étudié les interactions aéro-thermo-mécaniques en régime stationnaire sur une configuration de mâât moteur à l'aide d'un code unique pour EMBRAER. Garaud [17] a considéré le même type de couplage multiphysique en régime instationnaire et l'a appliqué au cas de la tuyère du moteur du lanceur Vulcain 2. Toujours dans le domaine spatial, Wang *et al.* [64] ont réalisé un calcul instationnaire pour la prédiction de l'écoulement, des transferts de chaleur et de l'érosion des joints O-ring des moteurs réutilisables de navette spatiale. Des modèles aérothermiques instationnaires ont aussi été étendus aux phénomènes de combustion [20, 60]. Glockner [18] a appliqué l'aérothermique numérique au service de l'environnement, afin de prendre en compte la thermique des bâtiments sur la température de l'air en ville. Pour finir, un exemple d'application dans le domaine de l'industrie alimentaire est traité par Nitin *et al.* [35] qui ont modélisé le processus de cuisson d'un cookie par jet d'air chaud turbulent.

Ces exemples illustrent parfaitement le besoin des méthodes numériques aérothermiques dans des domaines variés. Que ce soit dans le but d'augmenter l'efficacité énergétique des moteurs aéronautiques ou d'optimiser une production dans l'industrie alimentaire, certaines investigations ont contribué à affiner les méthodes de calcul au court des deux dernières décennies. Des études récentes accomplies dans ce domaine sont analysées dans la suite du chapitre.

## 2.3.2 Études remarquables

### 2.3.2.1 Corrections des flux

Radenac [53] a étudié une méthodologie numérique de couplage en aérothermique instationnaire par des aspects de stabilité, de précision et de conservativité. La problématique posée est engendrée par l'utilisation du processus de couplage simultané. Il est courant de prendre un

pas de temps solide  $\Delta t_s$  plus important que le pas de temps fluide  $\Delta t_f$  et ainsi réduire le coût du calcul. Le pas de temps du couplage  $\Delta t_c$  peut aussi être optimisé pour limiter les échanges (figure 2.3). Du fait de l'indépendance des intégrations fluides et solides entre deux échanges, la conservation de l'égalité des flux de part et d'autre des interfaces n'est garantie que si le raccord est de type Neumann/Neumann. Or il a été reconnu par plusieurs auteurs [53, 34, 5] que la condition de Neumann est instable pour des applications instationnaires.

Afin d'illustrer le problème soulevé par Radenac, l'exemple de la condition de Dirichlet est considéré. A l'instant de couplage, une température d'interface est calculée pour respecter l'égalité des flux à l'interface des domaines. Cette température est ensuite imposée en tant que condition limite à l'un des domaines jusqu'au prochain couplage. Lors de la première itération temporelle du code, le flux présent à la paroi correspond bien au flux de l'autre domaine car la température imposée est calculée dans ce sens. Cependant, si aucun échange n'a été effectué lors de la deuxième itération temporelle, le flux n'est plus le même car la température dans le domaine aura évolué. L'égalité du flux d'interface n'étant pas garantie, des pertes d'énergies sont attendues. Le procédé consistant à sélectionner des pas de temps différents est donc remis en cause.

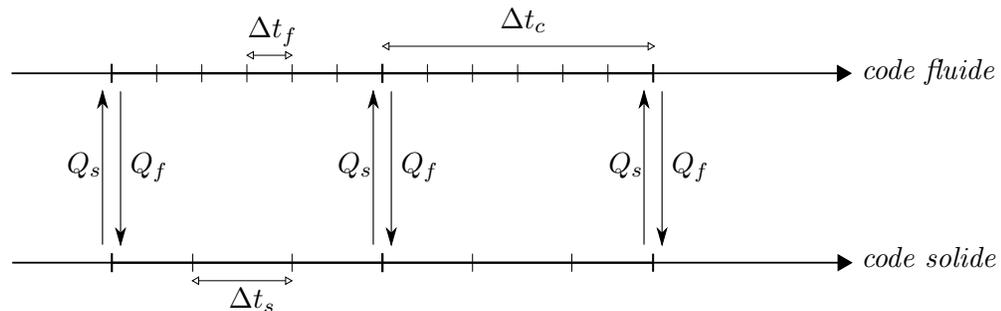


FIG. 2.3 – Processus de couplage dans CEDRE

Afin de remédier à ce problème, une méthode de correction est développée dans le code *open-source* TYPHON [59] et dont l'objectif est l'implémentation dans la plateforme CEDRE. La correction se fait en trois temps. Le premier correspond à l'évaluation du déficit énergétique présent lors de l'échange des données entre solveur, le deuxième est le calcul d'une quantité corrective et la troisième est l'application de cette correction. La méthode est confrontée avec des simulations sans correction sur un cas instationnaire dont la solution analytique est connue [50]. Le gain en précision est vérifié, une étude de robustesse est aussi menée, le choix des paramètres de corrections est discuté suivant le type de raccord utilisé.

Cette méthode est élaborée pour l'utilisation d'un processus de type simultané. La correction permet de rectifier l'erreur commise par la réduction de la fréquence de couplage et ainsi garantir un résultat fiable à faible coût. L'exploitation de la méthode a cependant présentée des

---

**Algorithme 1** Calcul stationnaire MSD-ZEBULON

---

- ① le solide communique ses quantités d'interface  $Q_s$  au fluide
  - ② le code fluide effectue un calcul **stationnaire** et s'arrête lorsque un critère de convergence est satisfait
  - ③ le fluide communique ses quantités d'interface  $Q_f$  au solide
  - ④ le code solide effectue une itération **stationnaire**, passant de l'état  $\mathcal{S}_i$  à  $\mathcal{S}_{i+1}$
- 

---

**Algorithme 2** Calcul instationnaire MSD-ZEBULON

---

- ① le code solide réalise un calcul **instationnaire** avec un pas de temps  $\Delta t_s$  et pour condition initiale un état convergé  $S(t_c)$ . Le code effectue  $n_i$  itérations, telles que  $n_i \Delta t_s = \Delta t_c$ ,  $\Delta t_c$  correspondant au pas de temps de couplage
  - ② le solide communique ses quantités d'interface  $Q_s$  au fluide
  - ③ le code fluide effectue un calcul **stationnaire** et s'arrête lorsque un critère de convergence est satisfait
  - ④ la réalisation de cette étape est conditionnelle. La continuité à l'interface est contrôlée, si la continuité de la température et l'égalité des flux ne sont pas respectées, les états d'interface fluide  $Q_f$  sont envoyés au solide pour effectuer de nouveau un calcul instationnaire
- 

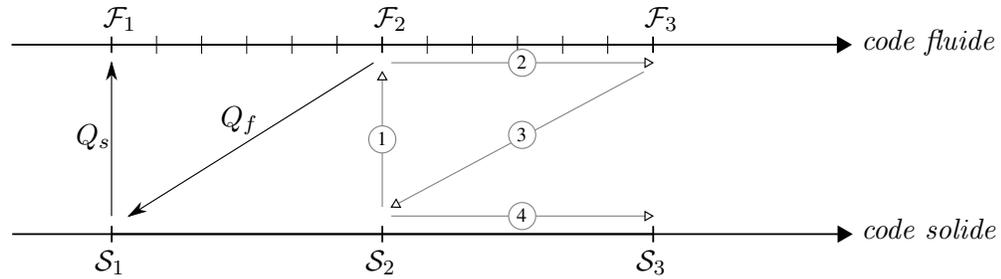
instabilités provoquées par l'ajout d'une quantité d'énergie corrective. La méthode n'a malheureusement pas été reprise depuis l'étude de Radenac [53] et n'a pas à ce jour été implémentée dans la plateforme CEDRE.

**2.3.2.2 Couplage avec une méthode itérative**

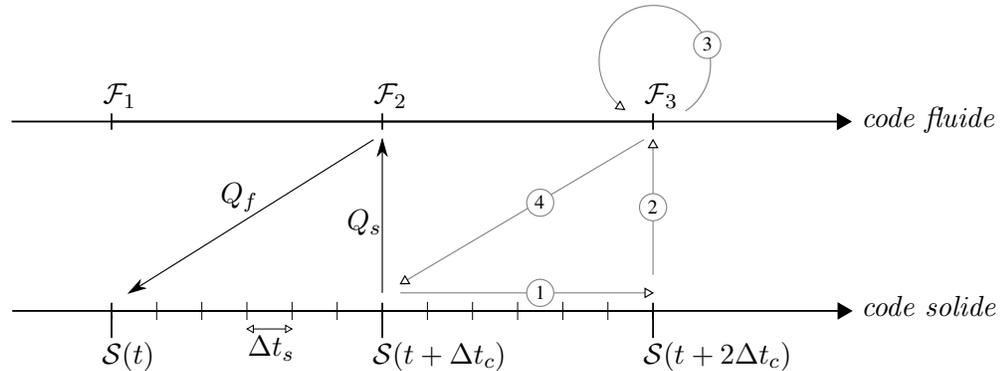
Toujours dans un soucis de réduction du coût de calcul, Chemin [5] a étudié les couplages stationnaires et instationnaires des codes MSD et ZEBULON. Le code MSD [57] modélise les écoulements compressibles réactifs multi-espèces turbulents par la méthode des volumes finis. ZEBULON [15] est un code de mécanique des structures et de conduction, la discrétisation des équations est du type éléments finis par une approche de Galerkin. La méthode mise sur une architecture du processus de couplage qui est du type successif et itératif (figure 2.2(c)). Le processus relatif aux couplages stationnaires est présenté figure 2.4(a). Une suite d'états fluide  $\mathcal{F}$  et solide  $\mathcal{S}$  stationnaires est définie et indexée par le nombre de couplages réalisés. Le couplage se décompose en quatre étapes numérotées sur la figure 2.4(a) et détaillées par l'algorithme 1.

Le processus du couplage instationnaire est inspiré du couplage stationnaire et est présenté figure 2.4(b). Seul l'équation de la chaleur dans le solide est résolue dans le temps, le résultat du calcul est  $\mathcal{S}(t)$ . L'état fluide n'est pas calculé de manière instationnaire, seule une succession d'états stationnaires est déterminée (algorithme 2).

La méthode permet un gain de temps de calcul considérable en limitant la résolution des



(a) processus de couplage stationnaire



(b) processus de couplage instationnaire

FIG. 2.4 – Processus de couplage entre les codes MSD et ZEBULON

équations de la dynamique des fluides. Elles ne sont résolues que d'une manière stationnaire et ponctuelle durant la durée de la simulation. De plus, la méthode itérative permet de garantir la conservativité du problème. Cette méthode est appropriée pour des cas où l'instationnarité du problème est induite par une condition limite sur le solide. Elle atteint cependant ses limites sur un cas présentant des variations d'écoulement fluide et pour lequel les équations de Navier-Stokes doivent être résolues avec une approche instationnaire.

### 2.3.2.3 Prédicteur de flux et pas de temps adaptatif

Garaud [17] a étudié un couplage plus étendu des codes MSD et ZEBULON pour la résolution des problèmes aéro-thermo-mécaniques et en particulier pour l'application des tubes de refroidissement du divergent du moteur Vulcain 2 en régime instationnaire. C'est sur cette configuration qu'il consacre une partie dédiée à l'aérothermique seule, découplée de la mécanique des structures. Le cas est simulé sur 600s, il s'agit d'un écoulement tridimensionnel sur une section de conduite rectangulaire. L'instationnarité provient de la condition de flux imposée sur l'une des faces de la conduite et qui évolue temporellement.

Il utilise dans un premier temps un processus de couplage non itératif correspondant à celui utilisé par Chemin mais sans l'étape  $n^o4$  (figure 2.4(b)). Un premier calcul rigoureux est fait avec

$\Delta t_c = \Delta t_s$  où  $\Delta t_s$  correspond au temps de diffusion relatif à la taille de maille dans le solide. Il réalise avec ces paramètres 3,5s de simulation en une semaine. Il souligne par ce fait le besoin d'une méthode permettant de réduire le coût du calcul sans pour autant dégrader la solution. Différentes fréquences de couplage sont ensuite comparées pour un raccord Dirichlet/Neumann et un prédicteur de flux est testé. Pour ce type de raccord, le flux imposé sur la structure est en général constant (prédicteur constant) entre deux couplages. Il étudie le comportement d'un prédicteur linéaire et quadratique. En considérant le flux imposé entre les temps de couplage  $\varphi(t)$  et  $\varphi(t + \Delta t_c)$  le but est d'extrapoler la valeur du flux inconnue  $\varphi(t + \Delta t_c)$  avec  $\varphi(t)$  et  $\varphi(t - \Delta t_c)$ . Le prédicteur quadratique se montre instable et le prédicteur linéaire ne présente pas d'atout particulier par rapport au prédicteur constant.

Ces calculs justifient le besoin d'utiliser une méthode itérative, il exploite donc le processus utilisé par Chemin (figure 2.4(b)). Le choix de la fréquence de couplage plus faible peut engendrer un plus grand nombre d'itérations nécessaire à l'obtention de la condition de continuité aux interfaces. La réduction des échanges entre solveurs n'induit donc pas systématiquement une réduction du coût du calcul.

Une solution à ce problème est le pas de temps de couplage adaptatif. L'utilisateur détermine un nombre d'itérations de couplage qu'il considère optimal  $N_{opt}$  et une borne maximale d'agrandissement  $s$  du pas de temps de couplage. Avant chaque couplage (avant de procéder à l'étape  $n^{o1}$ ),  $\Delta t_c$  est ajusté en fonction du nombre d'itérations qui a été nécessaire au couplage précédent  $N_{prev}$  ainsi que du pas de temps précédent  $\Delta t_c^{prev}$ . Si  $N_{prev} > N_{opt}$ ,  $\Delta t_c$  est augmenté, si  $N_{prev} < N_{opt}$ ,  $\Delta t_c$  est diminué. Une simulation avec cette méthode et un raccord du type Dirichlet/Fourier s'avère stable et précise. Le temps nécessaire à la réalisation des 600s de simulation est alors raisonnable.

Cette étude a permis d'améliorer la méthode utilisée par Chemin [5] en introduisant le pas de temps adaptatif et donc en optimisant le temps de calcul en fonction de la physique simulée. L'analyse réalisée lors de la section précédente reste valide pour cette méthode qui n'est appropriée que dans un cas où l'instationnarité du problème n'est pas engendrée par la dynamique des fluides.

#### 2.3.2.4 Différenciation du pas de temps fluide

Une autre méthode de couplage intéressante est utilisée par EDF dans le couplage des logiciels libres SATURNE et SYRTHES [56]. SATURNE est un solveur fluide basé sur la méthode des volumes finis, SYRTHES résout la conduction dans les matériaux et est basé sur la méthode des éléments finis. Le couplage des codes permet de sélectionner différents pas de temps pour la résolution des équations de Navier-Stokes, soit un pas de temps  $\Delta t_f^{dyn}$  concernant les équations relatives à la dynamique (expressions (1.1) et (1.2)) et un pas de temps  $\Delta t_f^{th}$  relatif à l'équation d'énergie (1.3). Le pas de temps solide  $\Delta t_s$  peut lui aussi être ajusté de manière indépendante. Ainsi, la fréquence de résolution des équations peut être adaptée suivant le cas simulé. Si l'instationnarité d'un problème est principalement provoquée par l'évolution dynamique de

l'écoulement,  $\Delta t_f^{dyn}$  doit être suffisamment court. Si elle est provoquée par une évolution thermique, il est possible de poser  $\Delta t_f^{th} < \Delta t_f^{dyn}$  et permet donc de réduire le coût du calcul.

Cette méthode à l'avantage d'être adaptée à différents types de problèmes aérothermiques instationnaires. Il serait aussi intéressant d'implémenter le pas de temps adaptatif présenté par Garaud [17] et ainsi ajuster  $\Delta t_s$ ,  $\Delta t_f^{dyn}$  et  $\Delta t_f^{th}$  au cours de la simulation afin d'être cohérent avec la physique simulée.

## 2.4 Conclusion

Lors de ce chapitre, les différentes caractéristiques des méthodes numériques en aérothermique ont été considérées. La méthode de couplage de codes est apparue comme la plus adaptée pour les simulations instationnaires. Sa généralité et le coût de calcul qu'elle engendre sont en effet des avantages considérables.

Les simulations en régime stationnaires sont principalement caractérisées par leur stabilité et leur vitesse de convergence. La solution d'une simulation est "juste" dans le sens où un état convergé dans le fluide et le solide est atteint et la continuité des grandeurs à l'interface est satisfaite. Une solution de référence peut cependant contribuer à la vérification du degré de précision d'un calcul. Les simulations en régime instationnaire sont quant à elles caractérisées par leur stabilité, leur précision et leur grand coût de calcul. La stabilité peut être influencée par le type de raccord imposé à l'interface. Des études effectuées avec différents codes se sont portées en faveur du raccord Dirichlet/Fourier, avec certaines conditions sur le choix du paramètre de coefficient de transfert de chaleur numérique  $h_{s,f}$  [53, 34, 5]. La condition de Neumann est écartée, car trop instable pour des applications instationnaires. La qualité de la précision est garantie si la continuité de la température et l'égalité des flux sont respectées à chaque instant. Enfin, diverses méthodes sont élaborées pour optimiser le coût du calcul tout en garantissant des résultats fiables.

Il a été montré dans ce chapitre qu'il n'existait pas une méthode idéale mais plusieurs possibilités avec leurs avantages et leurs inconvénients. L'étude des performances des diverses méthodes nécessite une solution de référence afin de pouvoir arbitrer les comparaisons des différents résultats. Le chapitre suivant est consacré à l'analyse des comparaisons entre un résultat numérique et une solution de référence. Une solution de référence peut provenir d'une solution analytique (*vérification*) ou d'un résultat expérimental (*validation*).



# Chapitre 3

## Validation expérimentale de codes numériques

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>32</b>
<b>3.2</b>	<b>Définition</b>	<b>32</b>
3.2.1	Terminologie	32
3.2.2	Expérience de validation	33
<b>3.3</b>	<b>Vérification en aérothermique</b>	<b>34</b>
3.3.1	Régime stationnaire	34
3.3.1.1	Écoulement en conduite	34
3.3.1.2	Écoulement sur plaque plane	34
3.3.2	Régime instationnaire	34
<b>3.4</b>	<b>Validation en aérothermique</b>	<b>35</b>
3.4.1	Convection sur plaque plane	35
3.4.2	Impact de jet	36
3.4.3	Autres cas de validation	37
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>37</b>

---

## 3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, les caractéristiques des méthodes numériques relatives à l'aérothermique instationnaire ont été détaillées. Le besoin de solutions de référence pour la validation des différentes méthodes est alors apparu. Une solution de référence peut provenir d'un résultat analytique ou expérimental. Ce chapitre est dédié à l'étude des comparaisons entre ces types de résultats et les résultats numériques.

En première partie, l'aspect général des validations et vérifications de codes numériques est traité. Une brève étude bibliographique des études menées sur ce sujet particulier est réalisée. Une autre étude bibliographique est ensuite développée sur les cas de validation ou de vérification réalisés pour des problèmes aérothermiques stationnaires ou instationnaires. La pertinence de ces études est ensuite discutée. La comparaison entre une solution de référence et un résultat numérique est une manière de tester la validité d'un modèle et de s'assurer du bon fonctionnement d'un programme. Bien que ces pratiques soient devenues courantes depuis le développement des calculs numériques, elles se limitent souvent à une simple confrontation qualitative de courbes et l'analyse reste superficielle. Des études se sont focalisées sur le sujet afin de définir une terminologie appropriée. Des recommandations sont faites pour le dimensionnement d'expérience de validation et une méthode est développée pour quantifier les différences entre deux résultats.

## 3.2 Définition

### 3.2.1 Terminologie

Cette science qui consiste à s'assurer de l'aptitude d'un code numérique à représenter la réalité a fait l'objet de récentes investigations. L'AIAA a établi un guide [1] et a donné une définition des termes clés, comme la validation et la vérification des codes numériques :

- **Vérification**

*"Ce processus a pour but de déterminer si l'implémentation d'un modèle représente précisément la description conceptuelle qu'a le développeur du modèle et la solution donnée par le modèle."*

- **Validation**

*"Ce processus a pour but de déterminer le degré de précision avec lequel un modèle représente la réalité, dans la limite du domaine d'application du modèle."*

La vérification représente donc l'identification et la quantification d'erreurs d'un modèle numérique et de sa solution. La confrontation avec une solution analytique (ou semi-analytique) permet de s'assurer du bon fonctionnement du code (erreurs de programmation) et de vérifier la précision de la solution. Les erreurs provenant des simulations numériques, causées par la discrétisation spatiale ou temporelle, par une convergence insuffisante ou par les arrondis doivent donc être quantifiées au préalable.

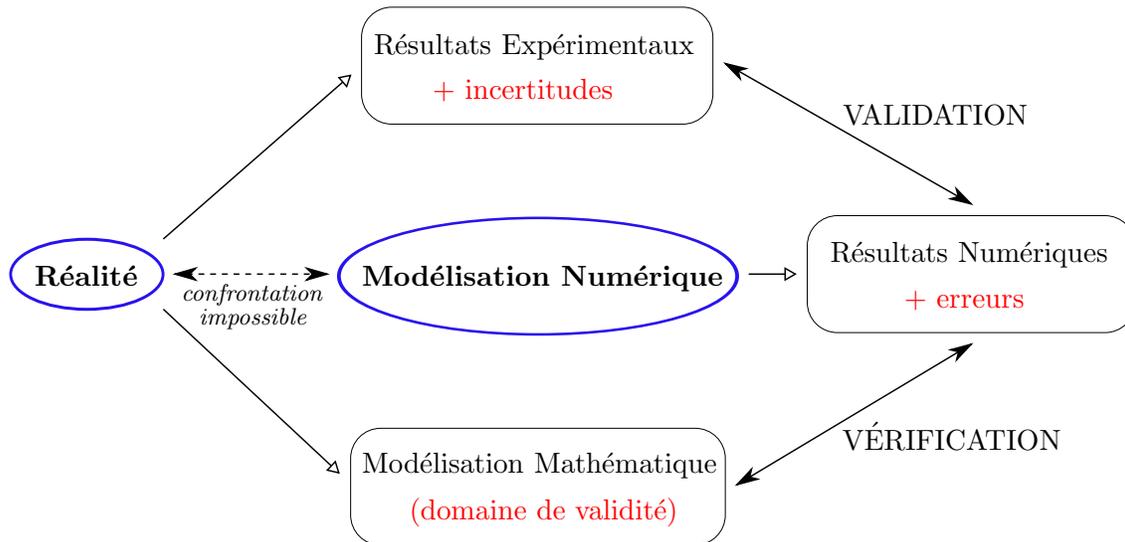


FIG. 3.1 – Définition de la vérification et de la validation d’une modélisation numérique

La validation correspond à la confrontation des résultats numériques et expérimentaux. Le terme "degré de précision" de la définition implique un processus quantificateur. Les incertitudes expérimentales doivent donc être calculées avec soin et prises en compte dans la confrontation des résultats. Un schéma théorique concernant les définitions de validation et de vérification est présenté figure 3.1.

### 3.2.2 Expérience de validation

La mise en place d’une expérience de validation nécessite donc le respect de certaines conditions. Oberkampf et Trucano [37] ainsi que Benay *et al.* [4] mènent des études approfondies concernant la validation expérimentale des codes de dynamique des fluides. Ils dressent de manière indépendante une liste de recommandations en s’appuyant sur des investigations réalisées sur le sujet. Les points importants sont les suivants :

- l’expérience doit être réalisée en accord avec le modèle numérique et son domaine de validité.
- l’évolution de la quantité mesurée doit dépendre d’une physique essentielle, les hypothèses doivent être définies au préalable.
- la confrontation des résultats doit être réalisée après les calculs d’erreurs numériques et d’incertitudes expérimentales.
- les incertitudes de reproductibilité de l’expérience peuvent être importantes (changement de soufflerie ou d’expérimentateurs) et doivent être déterminées dans la mesure du possible.

Les deux études soulignent l’importance de décomposer un cas de validation en physiques élémentaires. Il est en effet plus difficile de valider un cas dans lequel plusieurs physiques interagissent et de connaître le degré d’implication de chacune sur l’évolution d’une quantité mesurée. Pour finir, Oberkampf et Trucano [37] définissent une norme de validation  $\mathcal{V}$  définie et étudiée

en (9.4), terme prenant en compte les écarts relatifs entre expérience et simulation, mais aussi des incertitudes expérimentales.

## 3.3 Vérification en aérothermique

La vérification de code est caractérisée par une analyse de comparaison entre des résultats analytiques et numériques. C'est la solution la moins onéreuse pour s'assurer de la précision d'un code numérique ou pour confronter la performance de deux modèles. Les solutions analytiques concernant les transferts de chaleur conjugués sont peu nombreuses (chapitre 1) et les possibilités de vérification sont donc relativement limitées.

### 3.3.1 Régime stationnaire

#### 3.3.1.1 Écoulement en conduite

Passaglia [40] exploite le couplage réalisé dans CEDRE (section 7.2) et met en place un cas de vérification en régime stationnaire. Il modélise un écoulement laminaire en conduite cylindrique. L'épaisseur de la paroi de la conduite n'est pas nulle et la conduction thermique est modélisée. Deux conditions imposées sur la section extérieure de la conduite sont considérées, une de type Dirichlet et l'autre de type Neumann. Les résultats sont présentés sous la forme de l'évolution longitudinale de la température de mélange du fluide dans la conduite. La vérification des résultats est qualifiée de satisfaisante. Des écarts sont visibles sur une certaine distance d'entrée de la conduite, ils sont attribués au fait qu'un profil de vitesse uniforme et non développé est imposé en entrée de conduite. L'analyse se limite à la confrontation des courbes de température entre les deux résultats.

#### 3.3.1.2 Écoulement sur plaque plane

Chemin [5] utilise la solution analytique proposée par Gosse [19] concernant le cas de convection forcée sur une plaque de longueur semi-infinie et d'épaisseur finie avec une température imposée en face arrière. L'écoulement est considéré laminaire, incompressible et sans gradient de pression. Cette analyse permet de vérifier la convergence de la méthode stationnaire du couplage des codes MSD et ZEBULON (section 2.3.2.2). Les simulations sont réalisées pour différents rapports de conductivité fluide/solide et donc pour différents nombre de Brun. Cette confrontation permet de montrer que lorsque la conductivité du matériau augmente (le nombre de Brun diminue), le résultat des simulations tend vers le cas non couplé correspondant à une plaque d'épaisseur nulle avec une température de paroi imposée et uniforme. Ceci est bien en accord avec la définition du nombre de Brun proposée section 1.2.3.

### 3.3.2 Régime instationnaire

Radenac [53] a réalisé une étude de vérification en exploitant le cas traité par Pozzi et Tognaccini [50]. Pour rappel, ce problème concerne la convection forcée sur une plaque plane de longueur infinie et d'épaisseur finie. A un temps  $t < 0$ , le fluide est au repos, la température est

uniforme dans le fluide et le solide. A  $t = 0$ , l'écoulement s'établit instantanément à  $M = 3$ , la couche limite est laminaire et sans gradient de pression. Bien que ce problème soit purement théorique, il est intéressant car il possède une solution analytique exacte dont l'expression est donnée en (1.14). La plaque étant infinie, la température de sa surface en contact avec le fluide est uniforme. Les comparaisons des différentes méthodes s'effectuent donc sur l'évolution temporelle de cette température. Deux objectifs sont visés par cette étude de vérification :

- comparer les comportements des méthodes stationnaire et instationnaire (section 2.2.2) avec un cas de référence instationnaire
- vérifier le gain de précision apporté par la méthode des corrections des flux (section 2.3.2.1)

L'approche instationnaire avec ou sans correction de flux est réalisée avec TYPHON, l'approche stationnaire avec CEDRE. Les conditions de raccord sont du type Dirichlet/Fourier pour chacun des cas traités. Les résultats confirment clairement le gain appréciable que fournissent indépendamment la méthode instationnaire et la correction conservative.

## 3.4 Validation en aérothermique

La validation de code est caractérisée par l'étude de comparaison entre des résultats expérimentaux et numériques. Très peu d'expériences en régime instationnaire sont trouvées dans la littérature alors que de nombreuses validations en régime stationnaire ont utilisé les mesures expérimentales de l'aube de turbine haute pression NASA C3X [23] avec des canaux de refroidissement.

### 3.4.1 Convection sur plaque plane

Une expérience d'aérothermique instationnaire est réalisée par le LTM de l'Université de Reims Champagne-Ardenne. Cette expérience modélise un cas de convection laminaire forcée sur une plaque plane. Une condition de Neumann est imposée en face arrière de la plaque à l'aide de projecteurs halogènes. L'instationnarité du problème est provoquée par deux changements instantanés du flux imposé en face arrière, passant d'une valeur nulle à un premier palier, puis à un second palier. L'évolution temporelle de la température de la surface en contact avec l'air est mesurée à 5 abscisses différentes à l'aide d'une caméra infrarouge. Les incertitudes des mesures sont estimées à  $0,2^{\circ}C$ . Les indications concernant la mise en données sont :

*Concernant la plaque :*

- matériau : PVC
- propriétés :  $\rho = 1200kg.m^{-3}$  ;  $\lambda = 0,16W.m^{-1}.K^{-1}$  ;  $c = 1,91.10^6W.K^{-1}$
- épaisseur :  $12mm$ , longueur :  $350mm$  (le bord d'attaque est biseauté pour le développement d'une couche limite laminaire)

*Concernant l'écoulement :*

- vitesse :  $6,5m.s^{-1}$  [5] et  $5,6 \pm 0,7m.s^{-1}$  [3]
- température :  $300K$  (subissant des modifications provoquées par des perturbations extérieures)

Concernant les conditions en face arrière :

- premier échelon de flux :  $140 \pm 10W.m^{-2}$  sur  $5400s$
- deuxième échelon de flux :  $170 \pm 20W.m^{-2}$

Chemin [5] utilise ces données expérimentales pour valider la méthode instationnaire du couplage réalisé entre MSD et ZEBULON (section 2.3.2.2). Des simulations bidimensionnelles sont réalisées avec la mise en données détaillée plus haut. Les résultats des simulations numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux sous forme de graphiques et de manière qualitative. Les écarts observés sont attribués au caractère tridimensionnel de l'expérience et aux marges d'erreurs.

Baqué [3] utilise les mêmes résultats expérimentaux pour la validation d'un couplage réalisé entre CEDRE et ZEBULON. Le procédé du couplage aérothermique est le même que pour MSD-ZEBULON. En prenant en compte les incertitudes expérimentales disponibles, les différences observées avec les résultats expérimentaux sont attribuées à une mauvaise estimation de l'incertitude du premier échelon de flux.

#### 3.4.2 Impact de jet

Radenac [53] a dimensionné et exploité une expérience de validation en considérant les recommandations fournies par Oberkampf et Trucano [37]. Une plaque plane est chauffée en face arrière à température constante et refroidie en face avant par un jet impactant en écoulement transversal. L'instationnarité est provoquée par le débit du jet qui est modifié entre deux valeurs paliers. Cette expérience est une modélisation simplifiée du refroidissement d'un carter de moteur d'avion par ventilation dédiée.

Les mesures concernent le champ dynamique de l'air et la température de la face mouillée de la plaque chauffée. Les résultats expérimentaux sont présentés de manière complète et les calculs d'incertitudes sont détaillés. Des comparaisons sont réalisées avec un premier calcul tridimensionnel en régime stationnaire à l'aide de la plateforme de calcul CEDRE. Les conditions limites imposées aux domaines sont issues des résultats expérimentaux afin de retrouver l'environnement présent lors des mesures. Les causes des différences observées entre les résultats expérimentaux et numériques sont attribuées à la modélisation du jet, aux conditions limites et à la convergence en maillage.

Plus tard, des calculs en régime instationnaire avec les mêmes solveurs sont réalisés par Donjat *et al.* [12]. Une simulation de  $270s$  est effectuée sur un maillage non structuré composé de  $10^6$  cellules. Les performances du couplage se sont avérées satisfaisantes malgré un temps de

réponse du solide assez lent.

### 3.4.3 Autres cas de validation

Les besoins en validation étant spécifiques à une configuration bien particulière, les développeurs ont parfois réalisé leur propre base de données nécessaire à la validation. C'est le cas de Das *et al.* [10] qui ont confronté un couplage de code 3D en fluide non Newtonien pour la configuration d'une extrudeuse plastique ou Oliveira *et al.* [38] qui ont validé des résultats numériques sur la configuration d'un mât moteur par une campagne d'essais en vol. De nombreuses applications aérothermiques concernent l'industrie alimentaire, Nitin *et al.* [35] ont étudié la validation d'un calcul concernant la cuisson par un jet chaud turbulent. Les cas expérimentaux instationnaires sont très rares dans la littérature. Un autre exemple est celui de Rahaim *et al.* [54] qui ont développé leur propre cas de validation sur des cônes en écoulement hypersonique.

## 3.5 Conclusion

Au chapitre précédent, des méthodes numériques relatives aux problèmes aérothermiques ont été présentées. Il a été indiqué que la difficulté majeure concernant la réalisation de couplage de codes réside dans un compromis entre la précision des résultats et le coût du calcul. L'étude bibliographique a révélé qu'il n'existe pas une seule méthode idéale mais plusieurs, chacune étant appropriée à un type de problème spécifique. Un effort particulier a été mené ces dernières années pour réduire le coût des simulations sans pour autant dégrader le caractère conservatif du calcul couplé. L'élaboration de nouvelles méthodes et la diversité des méthodes existantes induit une nécessité de comparer les différents résultats. Il existe donc un besoin de construire une solution de référence dont la vocation serait d'arbitrer ces comparaisons par des études de vérification ou de validation.

Lors du premier chapitre de cette partie bibliographique, l'analyse des travaux théoriques des transferts de chaleur conjugués a conduit au constat que très peu d'études ont abouti à une solution stationnaire exacte. Les solutions analytiques instationnaires sont évidemment beaucoup plus rares et ne concernent que des écoulements théoriques très dissemblables des écoulements industriels modélisés par les simulations numériques. Le manque de solution de référence théorique soulève donc le besoin d'établir une base de données expérimentale d'un cas de transfert de chaleur conjugué en régime instationnaire.

Ce chapitre est dédié à la définition et à l'étude bibliographique des études de vérification et de validation en aérothermique. Les études de validation expérimentale ont principalement concerné des cas stationnaires. L'étude des quelques cas instationnaires rencontrés dans la littérature et des études consacrées à la validation expérimentale a permis de souligner les exigences imposées par la mise en place d'une expérience de validation en aérothermique instationnaire. Il semble tout d'abord important que la configuration choisie soit relativement simple et que les transferts de chaleur conjugués reste la physique prédominante du procédé expérimental.

Il est préférable que la dynamique des fluides ne soit pas trop complexe afin de ne pas alourdir les difficultés liées à la résolution numérique ou d'éviter l'utilisation de maillages trop importants [12]. Il est primordial que les incertitudes expérimentales et numériques soient déterminées avant de procéder à la comparaison des résultats. Finalement, les hypothèses de la configuration choisie doivent être détaillées en premier lieu.

Pour résumer et conclure cette partie, l'étude bibliographique a abouti au besoin d'une base de données expérimentale en aérothermique instationnaire. La partie suivante traite de la mise en place d'une telle expérience et de la présentation des résultats obtenus.

Deuxième partie

**Partie II : Étude Expérimentale**



# Introduction

Cette partie est dédiée à la présentation des résultats expérimentaux issus d'une interaction thermique entre un fluide et un solide en régime instationnaire.

Le dispositif expérimental est introduit au chapitre 4. Dans un premier temps, le choix de la configuration expérimentale est justifié en s'appuyant sur les recommandations listées au chapitre 3. Le choix concerne :

- la configuration de l'écoulement
- la sélection des matériaux
- le type de mesures à réaliser
- la définition du transitoire du problème

L'une des contraintes majeures réside dans le fait que les mesures doivent être exécutées en régime instationnaire. Il est donc indispensable de répéter les mesures un certain nombre de fois afin de parvenir à une moyenne des grandeurs mesurées. Il est par conséquent essentiel que le processus bénéficie d'une excellente reproductibilité.

Les résultats des mesures expérimentales portant sur la dynamique du fluide et la thermique du matériau sont ensuite détaillés chapitres 5 et 6. Les méthodes de mesure sont exposées et le protocole est précisé. Un effort particulier est fourni quant à l'estimation des incertitudes expérimentales



# Chapitre 4

## Dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>44</b>
<b>4.2</b>	<b>Choix de la configuration</b>	<b>44</b>
4.2.1	Définition des besoins	44
4.2.2	Configuration générale	44
4.2.2.1	Cas de transferts conjugués	44
4.2.2.2	Conditions thermiques	45
4.2.2.3	Conditions dynamiques	45
4.2.3	Critères de sélection des matériaux	45
4.2.3.1	Plaque plane	45
4.2.3.2	Dispositif	46
4.2.4	Mesures expérimentales	46
4.2.4.1	Besoins	46
4.2.4.2	Calculs des incertitudes	47
<b>4.3</b>	<b>Réalisation du montage</b>	<b>49</b>
4.3.1	Choix des matériaux	49
4.3.2	Dispositif expérimental	49
4.3.3	Présentation de la soufflerie	49
4.3.4	Assemblage en soufflerie	51
4.3.5	Conditions thermiques	52
4.3.6	Réalisation des mesures	54
4.3.7	Contrôle de la vitesse	54
4.3.8	Résultats préliminaires	55
4.3.8.1	Choix des vitesses paliers	55
4.3.8.2	Choix de la durée du transitoire	55
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>55</b>

---

## 4.1 Introduction

Au cours des chapitres précédents est apparue la nécessité de construire une solution de référence dont le but est d'estimer la validité d'une méthode de couplage en aérothermique instationnaire mais aussi de comparer les performances de différentes méthodes. Une solution de référence peut être issue d'une solution analytique ou d'un résultat expérimental. Les solutions analytiques étant rares et peu appropriées aux écoulements industriels, l'objectif de cette thèse est d'établir une base de données expérimentale correspondant à cette physique particulière.

Ce chapitre est dédié dans un premier temps à la définition des besoins d'une telle expérience de validation. La configuration générale et le choix des matériaux sont ainsi exposés. La réalisation du montage est ensuite décrite, les méthodes et principes de mesures sont abordés mais ne seront détaillés qu'aux chapitres suivants. Une discussion est finalement consacrée aux limites que le montage expérimental présente au regard des besoins définis en début de chapitre.

## 4.2 Choix de la configuration

### 4.2.1 Définition des besoins

Avant de procéder au montage expérimental d'un cas de transferts de chaleur conjugués en régime instationnaire, les besoins particuliers sont définis. Tout d'abord, les transferts conjugués doivent être prédominants. La présence de phénomènes physiques pouvant nuire à la comparaison entre expérience et simulations numériques tels que les jets [53] ou les sillages est à éviter. Le problème doit modéliser l'évolution temporelle d'une interaction thermique entre un fluide et un solide en régime instationnaire et doit donc être parfaitement reproductible. Les mesures étant réalisées en régime instationnaire, il semble nécessaire de réaliser l'expérience de nombreuses fois afin de procéder à une moyenne mais aussi pour écarter les résultats aberrants. Enfin, il est préférable que les quantités comparées entre résultats numériques et expérimentaux soit directement mesurées.

### 4.2.2 Configuration générale

#### 4.2.2.1 Cas de transferts conjugués

Le problème étudié dans ce mémoire porte sur le refroidissement par convection forcée d'un écoulement d'air sur une plaque plane chauffée en face arrière. Le problème est illustré figure 4.1, il est considéré bidimensionnel et la plaque de dimensions finies. La face arrière est maintenue à température constante et les côtés latéraux sont adiabatiques. L'instationnarité du problème réside dans l'écoulement d'air dont la vitesse  $U_e$  évolue dans le temps. Ceci induit un changement du coefficient d'échange local  $h(x)$  et donc une évolution temporelle de la température de paroi  $T_p(x,t)$ , interface entre les milieux fluide et solide.

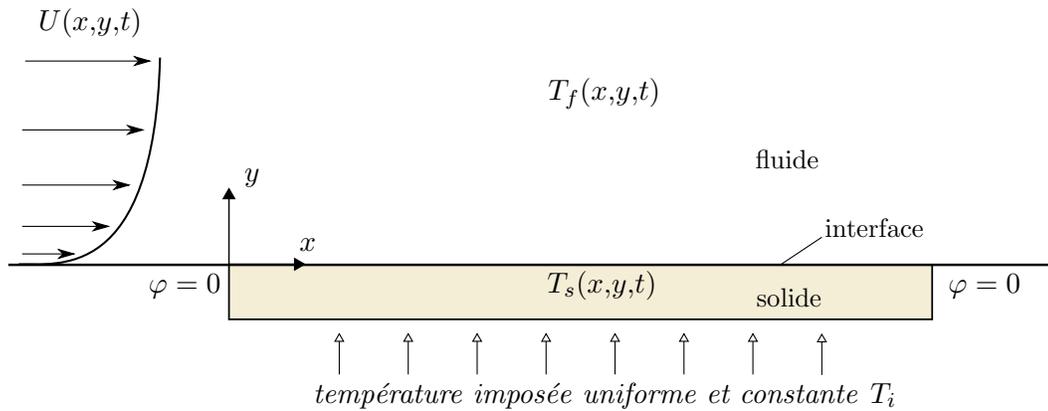


FIG. 4.1 – Configuration choisie pour l’expérience de validation

#### 4.2.2.2 Conditions thermiques

La température  $T_i$  imposée en face arrière de la plaque doit être constante et homogène durant toute la durée de l’expérience. Il est effet souhaitable, par soucis de simplicité, que l’instationnarité du problème ne soit induite que par un seul phénomène (l’accélération de l’air). La température du fluide hors couche limite  $T_e$  doit elle aussi être constante tout au long de l’expérience. Les côtes latérales de la plaques sont adiabatiques, ainsi que la paroi inférieure du fluide.

#### 4.2.2.3 Conditions dynamiques

L’instationnarité du problème résidant dans l’écoulement de l’air, la vitesse de l’écoulement hors couche limite  $U_e$  doit évoluer dans le temps. Cette évolution doit rester simple afin de faciliter la modélisation numérique. Il semble alors qu’une accélération constante entre deux vitesses paliers constitue l’une des configurations les plus classiques. La reproductibilité du processus doit être excellente, il est nécessaire que plusieurs essais soient effectués afin de parvenir à des grandeurs moyennes des mesures.

Il est souhaitable que la couche limite présente au dessus de la plaque chauffée soit turbulente durant toute l’évolution de la vitesse. Ceci a pour conséquence d’amplifier les transferts de chaleur et donc de donner plus d’importance aux transferts de chaleur conjugués. Ceci permet aussi d’éviter une éventuelle transition laminaire/turbulent durant l’accélération de l’air, physique particulièrement complexe à modéliser numériquement.

### 4.2.3 Critères de sélection des matériaux

#### 4.2.3.1 Plaque plane

Le matériau constituant la plaque plane est sélectionné en fonction de plusieurs critères. Premièrement le temps caractéristique de diffusion dans le solide  $\tau_s$ , dont l’expression est donnée en (1.11), doit être relativement court. Il est en effet préférable que la phase transitoire ne

soit pas trop longue afin d'éviter une variation significative des quantités telles que la pression atmosphérique, la température ambiante ou la vitesse en veine d'essai. Il est aussi préférable que le temps de mesure soit raisonnable.

Ensuite, il est impératif que la température de la face mouillée du solide  $T_p(x,t)$  soit sensible aux variations de la vitesse de l'écoulement, ou en d'autres termes, au coefficient de transfert convectif  $h(x,t)$ . Cette condition est respectée en atteignant le maximum de la fonction  $T_p = f(h)$  dont l'expression est obtenue avec un bilan 1D et est exprimée en (4.1) en fonction du nombre de Biot défini section 1.2.3. Radenac [53] montre que la condition optimale est atteinte pour  $Bi = 1$ .

$$T_p = \frac{T_i + Bi \cdot T_e}{1 + Bi} \quad (4.1)$$

Les mesures de température surfacique sont effectuées par caméra infrarouge. L'émissivité du matériau doit être élevée et constante dans l'intervalle de longueur d'onde de la caméra ( $3\mu m-5\mu m$ ). Enfin, le matériau doit supporter un gradient de température d'un point de vue mécanique. Ses propriétés thermiques doivent être isotropes afin de pouvoir être modélisées par le solveur ACACIA.

Pour résumer, le choix se porte d'une part sur un ensemble de propriétés adéquates ( $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\lambda$  et  $\varepsilon$ ) et d'autre part sur une épaisseur optimale pour disposer d'un faible temps caractéristique et d'un nombre de Biot proche de l'unité.

#### 4.2.3.2 Dispositif

Un matériau très isolant doit être positionné sur les bords de la plaque afin de garantir une condition adiabatique. Le système de chauffage de la plaque doit être régulé en temps afin d'imposer une température constante. Il est aussi souhaitable de placer un matériau très conducteur entre le système chauffant et la plaque chauffée afin d'uniformiser la température.

### 4.2.4 Mesures expérimentales

#### 4.2.4.1 Besoins

Les mesures à réaliser sont schématisées figure 4.2, elles concernent :

- la température en face avant de la plaque chauffée  $T_p(x,t)$
- la température en face arrière de la plaque chauffée  $T_i(x,t)$
- la dynamique de l'écoulement : les profils de vitesse  $u(x,y,t)$  et des contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}(x,y,t)$  et  $\overline{v'^2}(x,y,t)$
- la température de l'air  $T_e(t)$

Ces mesures ont divers objectifs dont l'un d'entre eux est la confrontation avec les résultats numériques. L'étude de validation expérimentale se traduit en effet par la comparaison des résultats numériques et expérimentaux concernant la température en face avant de la plaque chauffée, lieu de raccord entre les domaines fluide et solide. Il semble aussi intéressant de pouvoir

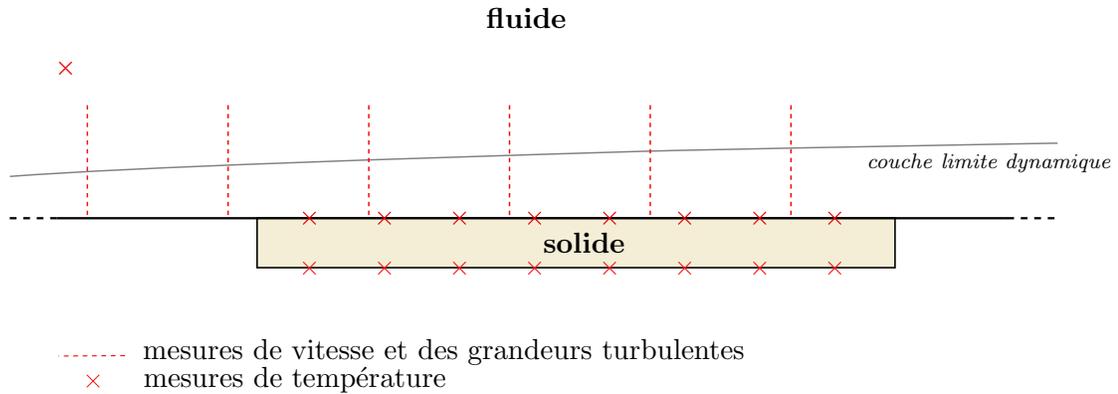


FIG. 4.2 – Mesures des grandeurs à réaliser

confronter ces résultats sur la dynamique de l'écoulement et ainsi témoigner d'éventuels écarts pouvant justifier la qualité de la validation.

L'autre objectif est la vérification des hypothèses listées en début de chapitre. Il est important de contrôler si  $T_i$  et  $T_e$  sont constantes dans le temps. Il en est de même pour le caractère bidimensionnel de l'écoulement, de l'accélération constante de l'air et des conditions adiabatiques des parois de la plaque.

Le troisième objectif concerne la mise en données du calcul numérique. Il est indispensable de connaître la température en face arrière de la plaque chauffée, la température de l'écoulement et le profil de la couche limite pour les imposer en tant que conditions limites du calcul et ainsi recréer les conditions expérimentales.

#### 4.2.4.2 Calculs des incertitudes

L'estimation des incertitudes constitue l'une des parties les moins aisées d'une étude expérimentale. Les sources sont souvent nombreuses et variées, le calcul de la contribution de chacune d'entre elles est quasiment impossible. Le calcul de leurs interactions apporte aussi une part de complexité au problème. S'il est indispensable de présenter des résultats expérimentaux avec leurs incertitudes, il semble aussi important de présenter la manière dont elles ont été estimées. Une méthode structurée est décrite par le GUM [25]. Cette méthode se décompose en quatre étapes :

##### 1. Analyse du processus de mesure

La définition du mesurande  $\mathcal{M}$  qui est la grandeur souhaitée. Le principe, la méthode et la procédure de mesure doivent être définis. Une liste exhaustive des sources d'erreurs peut être dressée en s'appuyant sur la loi des 5 M (moyens, méthode, matière, milieu et main d'œuvre). Le modèle de mesure doit être mis en place. Si le mesurande  $\mathcal{M}$  n'est pas directement mesuré mais déterminé à partir de  $N$  autres paramètres  $\mathcal{P}$ , il faut exprimer la fonction  $f$  comme :

$$\mathcal{M} = f(\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \dots, \mathcal{P}_N) \quad (4.2)$$

2. *Quantification des sources d'incertitudes*

Les sources d'incertitudes listées à l'étape précédente sont quantifiées, celles dont l'estimation est impossible sont laissées de côté. Les incertitudes types de chaque grandeur  $\mathcal{P}$  sont exprimées sous la forme de variance  $\sigma_{\mathcal{P}}^2$ .

3. *Propagation des incertitudes*

La propagation est réalisée à l'aide des variances déterminées lors de l'étape précédente. La variance totale du mesurande est alors calculée avec :

$$\sigma_{\mathcal{M}}^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial f}{\partial \mathcal{P}_i} \frac{\partial f}{\partial \mathcal{P}_j} \text{cov}(\mathcal{P}_i, \mathcal{P}_j) \quad (4.3)$$

Cette expression peut alors être décomposée en deux termes :

$$\sigma_{\mathcal{M}}^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial \mathcal{P}_i} \right)^2 \sigma_{\mathcal{P}_i}^2 + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N \frac{\partial f}{\partial \mathcal{P}_i} \frac{\partial f}{\partial \mathcal{P}_j} \text{cov}(\mathcal{P}_i, \mathcal{P}_j) \quad (4.4)$$

Le premier terme du membre de droite représente la contribution de chaque paramètre tandis que le second fait intervenir leurs interactions. Cette méthode a l'avantage de pouvoir mettre en évidence la contribution de chaque grandeur sur l'incertitude totale. Si une ou plusieurs variances ne sont pas calculables, une méthode numérique, comme celle de Monte-Carlo, peut être appliquée.

4. *Expression finale du résultat*

L'expression finale de l'incertitude est aussi appelée incertitude élargie. Elle s'exprime en fonction de l'intervalle de confiance choisi, cela revient à sectionner le quantile  $\xi$  approprié tel que :

$$\Delta \mathcal{M} = \xi \sigma_{\mathcal{M}} \quad (4.5)$$

Dans ce mémoire, les incertitudes sont exprimées avec un intervalle de confiance à 95%. Dans la mesure où le nombre d'échantillons est supérieur à 30, le quantile correspondant à l'expression (4.5) est  $\xi = 1,96$ . Dans le cas contraire, le quantile dépend du nombre d'échantillon et est déterminé avec la loi de Student.

La propagation des variances peut être utilisée pour calculer la variance d'une moyenne. Soit  $\mathcal{P}$  une variable aléatoire mesurée  $N$  fois, de moyenne  $\bar{\mathcal{P}}$  et d'écart-type  $\sigma_{\mathcal{P}}$  :

$$\sigma_{\bar{\mathcal{P}}} = \frac{\sigma_{\mathcal{P}}}{\sqrt{N}} \quad (4.6)$$

Il est utile de préciser si la variance d'un paramètre  $\mathcal{P}$  est définie comme une incertitude de type A ou B. Une incertitude de type A peut être estimée en mesurant le paramètre de nombreuses fois afin de calculer une moyenne et d'en déduire une variance. Une incertitude de type B est évaluée si les limites supérieures et inférieures du paramètre sont connues, il suffit alors de se fixer une loi de répartition (uniforme, normale, ...) et d'en déduire la variance correspondante.

## 4.3 Réalisation du montage

### 4.3.1 Choix des matériaux

Le premier matériau sélectionné était un PEEK (*Poly-Ethyl-Ethyl-Ketone*) appelé Ketron<sup>®</sup>. Ses propriétés ont été caractérisées par le LNE et sont résumées tableau 4.1. La soufflerie utilisée pour ces expériences et présentée dans ce chapitre permet d'employer des vitesses comprises entre  $4m.s^{-1}$  et  $10m.s^{-1}$ . Cette information a permis de fournir une première estimation concernant les nombres de Biot et de Brun. Le nombre de Biot est obtenu en réalisant des premières simulations numériques avec  $U_e = 7m.s^{-1}$  et le nombre de Brun est directement calculé. La plaque utilisée a une longueur de  $200mm$ , une envergure de  $300mm$  et une épaisseur de  $8mm$ . Elle est usinée avec une précision de  $\pm 0,05mm$ . Ses propriétés garantissent une excellente émissivité et un nombre de Biot proche de l'unité pour une épaisseur raisonnable. Après quelques essais des effets de fléchissements provoqués par les gradients thermiques se sont manifestés. Ce matériau a malheureusement dû être abandonné.

Le choix c'est rabattu sur une vitrocéramique utilisée par Radenac [53] et appelée Macor<sup>®</sup>. Les dimensions sont de  $200 \times 160 \times 10mm$  et les propriétés thermiques sont également résumées tableau 4.1. Le nombre de Biot est considérablement dégradé par rapport au PEEK, mais le temps de diffusion thermique est beaucoup plus avantageux. L'émissivité est aussi très diminuée et l'utilisation d'une peinture à haute émissivité est indispensable.

Plus précisément, la conductivité du Macor<sup>®</sup> peut être approximée sous la forme d'une expression linéaire pour des températures comprises entre  $293K$  et  $380K$  par :

$$\lambda_{Macor}(T) = -6,8966.10^{-4}T + 1,6624 \quad (4.7)$$

### 4.3.2 Dispositif expérimental

Les plaques sont insérées dans un profil composé d'un bord d'attaque de forme super-elliptique d'épaisseur  $e = 32mm$  et de longueur  $L = 260mm$  et dont la forme est donnée par l'expression (4.8). Le profil qui est schématisé figure 4.3 est aussi muni d'un bord de fuite et d'une partie plane. Le bord d'attaque est en aluminium et le reste du profil en bois (Médium<sup>®</sup>) dont les propriétés sont  $\rho = 752kg.m^{-3}$ ,  $c_p = 2070J.kg^{-1}.K^{-1}$  et  $\lambda = 0,12W.K^{-1}.m^{-1}$ .

$$y = \frac{2}{e} \left( 1 - \frac{x^3}{L^3} \right)^{1/3} \quad (4.8)$$

### 4.3.3 Présentation de la soufflerie

La soufflerie utilisée lors de la campagne d'expérience est située au DMAE de l'ONERA et est schématisée figure 4.4. C'est une soufflerie de type Eiffel avec une section d'entrée de  $1,4 \times 1,4m$  servant de chambre de tranquillisation et munie de filtres en nids d'abeille. Un convergent relie la chambre de tranquillisation et la veine de mesure de section  $400 \times 305mm$ . Une cavité est placée en aval de la veine d'essai et permet de positionner des filtres en feutre dense afin de

matériau	Ketron <sup>®</sup>				Macor <sup>®</sup>
type	PEEK				Vitrocéramique
température	23°C	50°C	100°C	précision	20°C
$\alpha_{th}$ ( $10^{-6}K^{-1}$ )	-	52,2	54,4	$\pm 5 \%$	-
$\rho$ ( $kg.m^{-3}$ )	1309	1303	1293	$\pm 1 \%$	2520
$c_p$ ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	1082	1197	1354	$\pm 4 \%$	790
$\lambda$ ( $W.K^{-1}.m^{-1}$ )	0,265	0,271	0,280	$\pm 5 \%$	1,46
$D_{th}$ ( $10^{-6}m^2.s^{-1}$ )	0,187	0,174	0,160	$\pm 6 \%$	0,73
$\varepsilon$ [ $3 - 5\mu m$ ]	$\simeq 0,9$			-	$\simeq 0,8$
$e$ (mm)	8				10
$\tau_s$ (s)	543				136
$\tau_s/\tau_f$	$\simeq 36000$				$\simeq 9000$
$Bi^*$	0,9				0,2
$Br^{**}$	1,53				0,27

\* calculé pour  $h = 30 W.K^{-1}.m^{-2}$ ; \*\* calculé pour  $U_e = 7m.s^{-1}$

TAB. 4.1 – Propriétés physiques du Ketron<sup>®</sup> et du Macor<sup>®</sup>

créer une perte de charge supplémentaire et ainsi d'ajuster la vitesse d'écoulement dans la veine d'essai. L'inconvénient majeur de cette méthode provient du fait qu'il est impossible d'atteindre une vitesse précise, elle est fixée par le nombre de filtres insérés dans la cavité. De plus, les filtres doivent être changés assez régulièrement car l'utilisation d'un ensemencement les encombre de liquide ce qui modifie la perte de charge et donc la vitesse d'écoulement en veine d'essai.

La dépression en aval est provoquée par un ventilateur qui est entraîné par un moteur possédant deux régimes de fonctionnement. La cavité étant vide, les vitesses atteintes dans la veine sont d'environ  $15m.s^{-1}$  et  $30m.s^{-1}$ . *Le nombre de filtres insérés en haut régime doit être restreint car cela peut engendrer un échauffement du moteur.* Une ouverture dans le mur de la salle permet à la soufflerie d'aspirer l'air extérieur. Cette ouverture est munie d'un réchauffeur, régulé par un système d'asservissement de type "tout ou rien".

L'écoulement présent dans la veine d'essai a été caractérisé avec des mesures par fil chaud lors de l'étude menée par Radenac [53] pour une vitesse de  $5m.s^{-1}$ . Le taux de turbulence est de l'ordre de 1%, et l'écart-type correspondant à ses variations journalières est de  $3,4.10^{-4}$ . Les variations de la vitesse sont aussi mesurées. Pour une durée de  $30min$ , l'amplitude des fluctuations est de  $0,066m.s^{-1}$  et de  $0,235m.s^{-1}$  sur une journée. Il est donc clair que la répétabilité de la vitesse présente en veine d'essai semble satisfaisante sur une courte durée de mesure. Les mesures des variations de la température par thermocouples dans la veine ont montré une in-

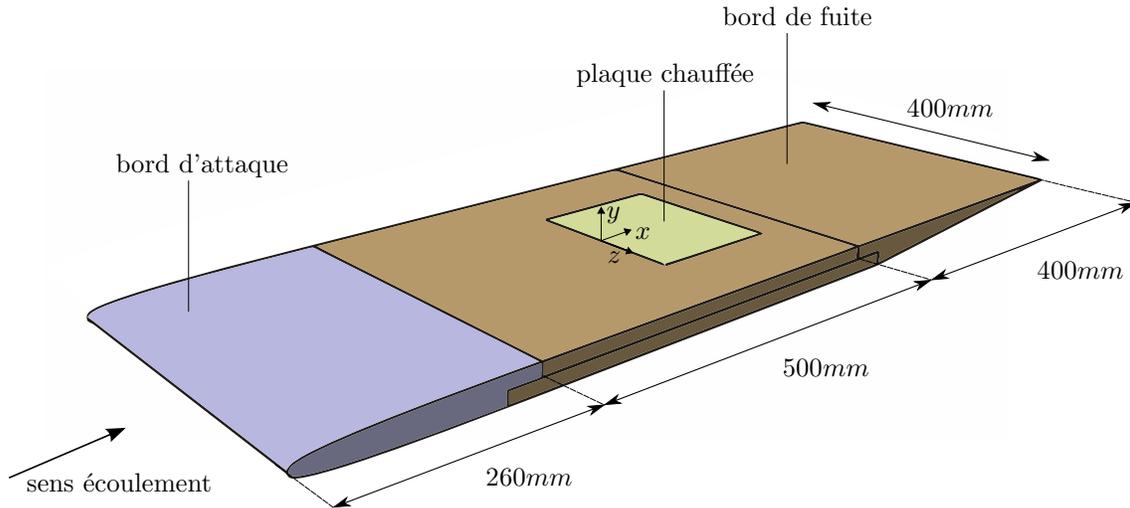


FIG. 4.3 – Profil contenant la plaque chauffée

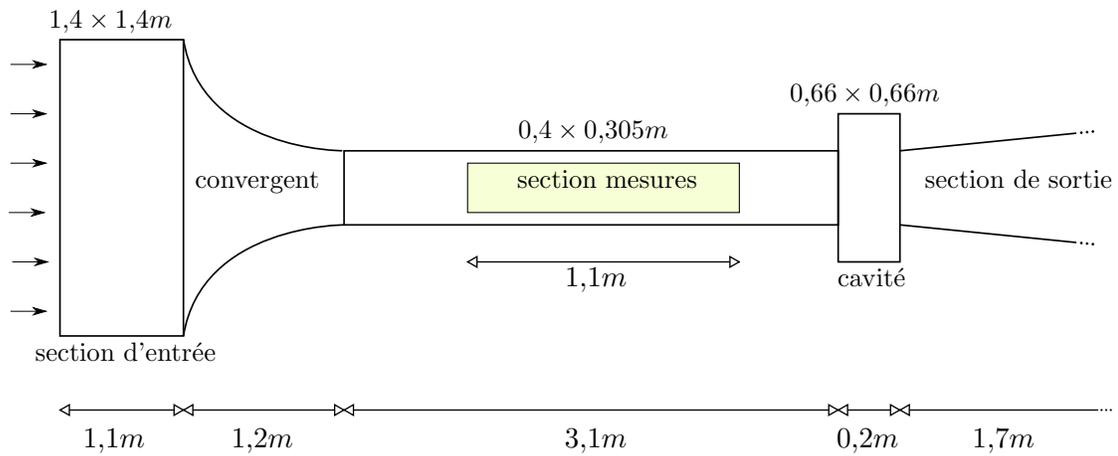


FIG. 4.4 – Schéma de la soufflerie

fluence significative sur les variations de la vitesse.

En ce qui concerne l'étude actuelle, les parois supérieure et inférieure de la veine d'essai sont inclinées afin de contrer l'effet d'épaississement des couches limites et donc de minimiser le gradient de pression longitudinal. Le taux de turbulence de la soufflerie calculé avec (4.9) est mesuré pour différentes vitesses d'écoulement à l'aide d'un vélocimètre laser à frange. Le taux est inférieur à 1% pour des vitesses allant de  $4m.s^{-1}$  à  $10m.s^{-1}$ .

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_e} \times 100 \quad (4.9)$$

#### 4.3.4 Assemblage en soufflerie

L'assemblage est effectué pour que le raccord entre la face supérieure du Macor<sup>®</sup> et celle de la partie plane du profil ne présentent aucune discontinuité. Un système permettant le

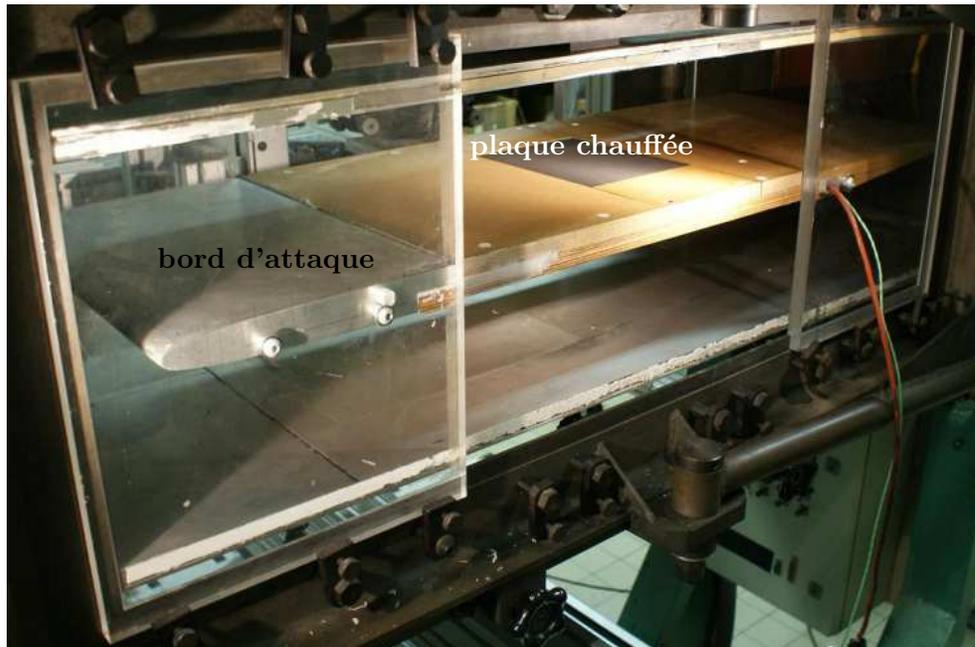


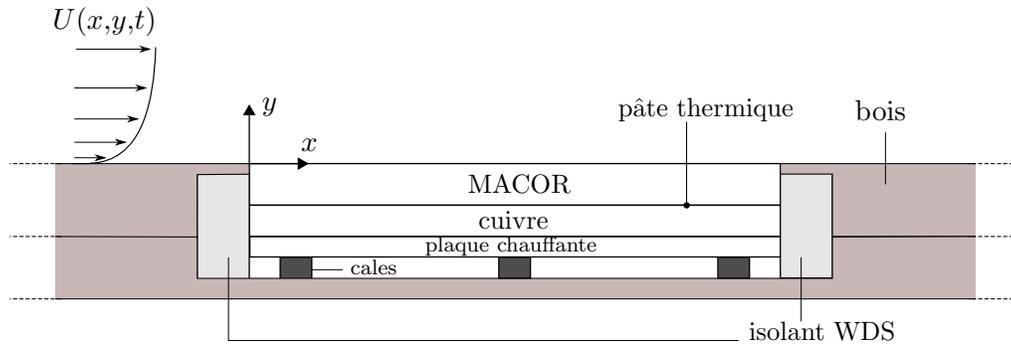
FIG. 4.5 – Photo du dispositif expérimental monté en veine d'essai

déclenchement artificiel de la couche limite turbulente et dont le dimensionnement est détaillé au chapitre suivant est placé en amont sur le profil. Le profil est fixé à mi-hauteur de la veine d'essai de la soufflerie. Le montage du profil en soufflerie est illustré par une photo figure 4.5.

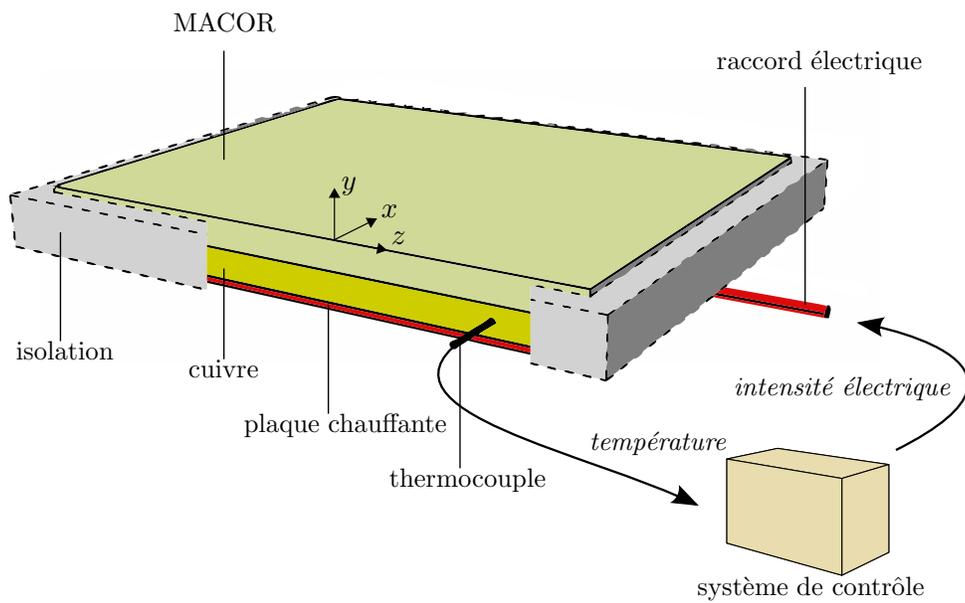
#### 4.3.5 Conditions thermiques

La température en face arrière du Macor<sup>®</sup> est maintenue constante à l'aide d'une plaque chauffante en silicone. L'uniformité est pour sa part garantie par une plaque de cuivre positionnée entre la plaque chauffante et le Macor<sup>®</sup>. Une pâte thermique de forte conductivité contenant des paillettes d'aluminium est utilisée pour assurer un meilleur contact entre le Macor<sup>®</sup> et le cuivre. La condition adiabatique est appliquée en disposant un isolant WDS<sup>®</sup> ( $\lambda = 0,018 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ ) sur les bords des plaques. Un schéma de l'assemblage est présenté figure 4.6. La régulation en température du panneau chauffant est effectuée par un système d'asservissement de type PID. La température de référence est obtenue à l'aide d'un thermocouple positionné en profondeur et à mi-épaisseur du cuivre.

La température ambiante n'est malheureusement pas contrôlée. Le système de chauffage présent dans l'ouverture est de type "tout ou rien" et fonctionne relativement bien pour un régime d'écoulement donné. Des tests ont démontré que son utilisation n'est cependant pas appropriée à un régime d'écoulement instationnaire en veine d'essai. Le changement du débit en soufflerie induit naturellement une variation de débit d'air à travers le réchauffeur placé dans l'ouverture de la salle. Ceci provoque une légère évolution de la température en veine d'essai, la commande du régulateur est alors brusquement modifiée et provoque des variations de températures assez importantes avec une durée de stabilisation de quelques minutes.



(a) Coupe de l'assemblage des plaques dans le profil



(b) Assemblage des plaques de Macor, de cuivre et de la plaque chauffante

FIG. 4.6 – Schémas de l'assemblage des plaques

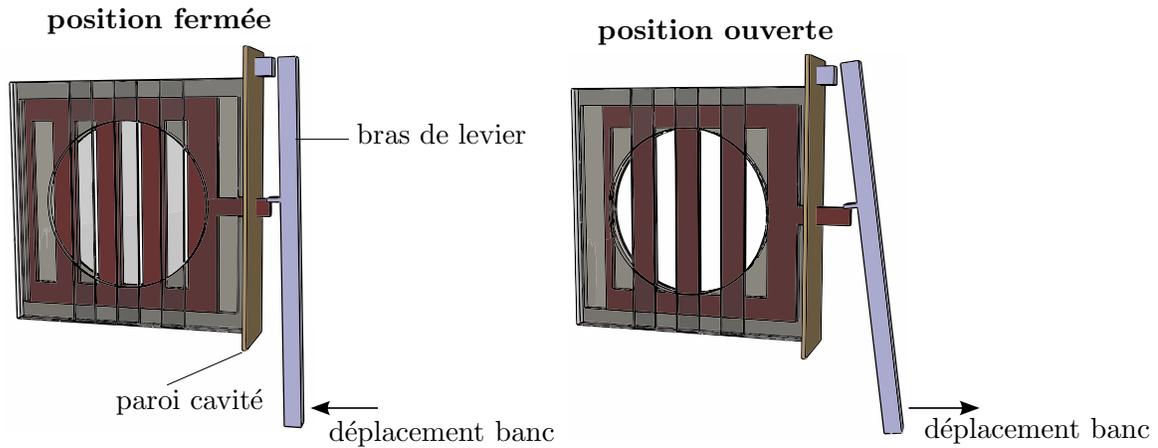


FIG. 4.7 – Schéma du système permettant le contrôle de la vitesse en soufflerie

#### 4.3.6 Réalisation des mesures

Les mesures réalisées sont à la fois de type dynamique et thermique. La vitesse et les contraintes de Reynolds de l'écoulement sont mesurées à l'aide de la vélocimétrie laser à franges. La température de la face supérieure du Macor<sup>®</sup> est mesurée par thermographie infrarouge. La température de l'air et la température du cuivre sont mesurées avec des thermocouples. Les moyens et méthodes de mesure sont détaillés dans les prochains chapitres.

#### 4.3.7 Contrôle de la vitesse

Un système permettant le contrôle de la vitesse en veine d'essai est indispensable. L'instationnarité du problème résidant dans l'écoulement de l'air, la méthode classique de réglage de la vitesse (section 4.3.3) n'est plus appropriée. Les quantités mesurées étant instationnaires, plusieurs essais sont nécessaires afin de procéder au calcul de moyenne de phase et ainsi calculer l'évolution temporelle des grandeurs moyennes. Le fait de reproduire l'expérience plusieurs fois permet aussi de diminuer les incertitudes.

Dans un premier temps, une étude de l'impact de la section de passage de l'air dans la cavité aval sur la vitesse de l'écoulement est menée. Un système comportant des lattes en bois démontables est placé dans la cavité et des lattes de largeur différentes sont testées. Le moteur de la soufflerie fonctionne à bas régime pour ne pas créer de surchauffe.

Le choix du système s'est porté sur la simplicité et la fiabilité du mécanisme et ainsi que sur sa capacité à être motorisé. Le système réalisé est un dispositif du type "guillotine", constitué de lattes mobiles se déplaçant par rapport à des lattes fixes et modifiant ainsi la section de passage de l'air. Les lattes coulissantes sont guidées par un système de déplacement motorisé précis et pouvant être contrôlé. Afin d'augmenter la sensibilité du déplacement des lattes, un bras de levier est positionné verticalement (figure 4.7) et établit la liaison entre les lattes et le système de déplacement.

### 4.3.8 Résultats préliminaires

#### 4.3.8.1 Choix des vitesses paliers

Dans un premier temps, l'efficacité du système est vérifiée pour des écoulements stationnaires. La figure 4.9 présente l'évolution de la vitesse  $U_e$  mesurée par vélocimétrie laser en fonction du déplacement du bras de levier. L'évolution semble parfaitement linéaire au-delà de  $4m.s^{-1}$ . Ces résultats préliminaires ont permis de sélectionner les valeurs des vitesses paliers. Elles sont sélectionnées de manière à être dans la gamme correspondant à l'évolution linéaire, le choix s'est ainsi porté sur  $U_e = 4,6m.s^{-1}$  pour le palier bas et le double, soit  $U_e = 9,2m.s^{-1}$  pour le palier haut.

#### 4.3.8.2 Choix de la durée du transitoire

Il a déjà été mentionné dans ce chapitre la nécessité de répéter le processus expérimental plusieurs fois afin de moyenniser les mesures. L'écoulement est ainsi caractérisé par une accélération de l'air entre  $U_e = 4,6m.s^{-1}$  et  $U_e = 9,2m.s^{-1}$ , suivi par une période de stabilisation, puis une décélération de l'écoulement jusqu'à  $U_e = 4,6m.s^{-1}$  suivi par une période de stabilisation et ainsi de suite. L'évolution de la vitesse est donc constituée de cycles. Il reste à définir la durée des phases instationnaires et des phases paliers de ces cycles de vitesse.

La durée minimale des paliers doit correspondre au temps de stabilisation du matériau. Une valeur approximative de ce dernier est fournie par la solution du problème théorique étudié par Pozzi et Tognaccini [50] dont l'expression est présentée en (1.14). En appliquant les données du problème considéré dans ce chapitre, l'évolution de la température adimensionnelle de paroi est tracée en fonction du temps adimensionnel figure 4.8. La température de paroi atteint 99% de sa valeur finale pour un temps environ deux fois plus grand que le temps caractéristique thermique du matériau  $\tau_s$ , soit  $272s$ . Cette valeur correspond à un cas purement théorique et constitue une première approximation. Le temps de stabilisation étant de l'ordre de  $100s$ , il est souhaitable que la phase de dynamique instationnaire ne soit pas trop courte par rapport à ce temps afin que l'analyse de l'évolution de la température soit comparable pendant et après l'accélération. La durée des phases instationnaires est alors choisie comme étant identique à celle de l'expérience de Radenac [53], soit  $10s$ . Un schéma des cycles de vitesse est représenté figure 4.10.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les besoins expérimentaux sont exprimés et le montage expérimental est détaillé. La configuration choisie concerne le refroidissement par écoulement d'air d'une plaque chauffée en face arrière à température constante. L'instationnarité réside dans l'accélération de l'écoulement, ce qui a impliqué la construction d'un dispositif expérimental afin de pouvoir modéliser des accélérations et décélérations de vitesse en veine de la soufflerie. L'analyse des résultats de ce système a ainsi permis de sélectionner les valeurs des vitesses paliers. Le cycle des vitesses est présenté figure 4.10. Une première confrontation du cas idéal exposé en début de

chapitre et du montage expérimental réalisé permet de lister les limites du dispositif provoqués par des contraintes matérielles :

- le raccord entre la plaque chauffée et la plaque plane ne peut pas garantir une condition parfaitement adiabatique (figure 4.6(a))
- la température en veine d'essai  $T_e$  n'est pas régulée
- la régulation du cuivre ne peut pas garantir une température rigoureusement constante dans le temps suivant les régimes de vitesse imposés en veine d'essai
- la couche limite est artificiellement déclenchée

Ces points marquent ainsi les grandes différences existant entre le cas idéal et la configuration expérimentale. L'analyse des résultats expérimentaux et des comparaisons avec les résultats numériques pourra contribuer à l'évaluation de l'impact de ces différences.

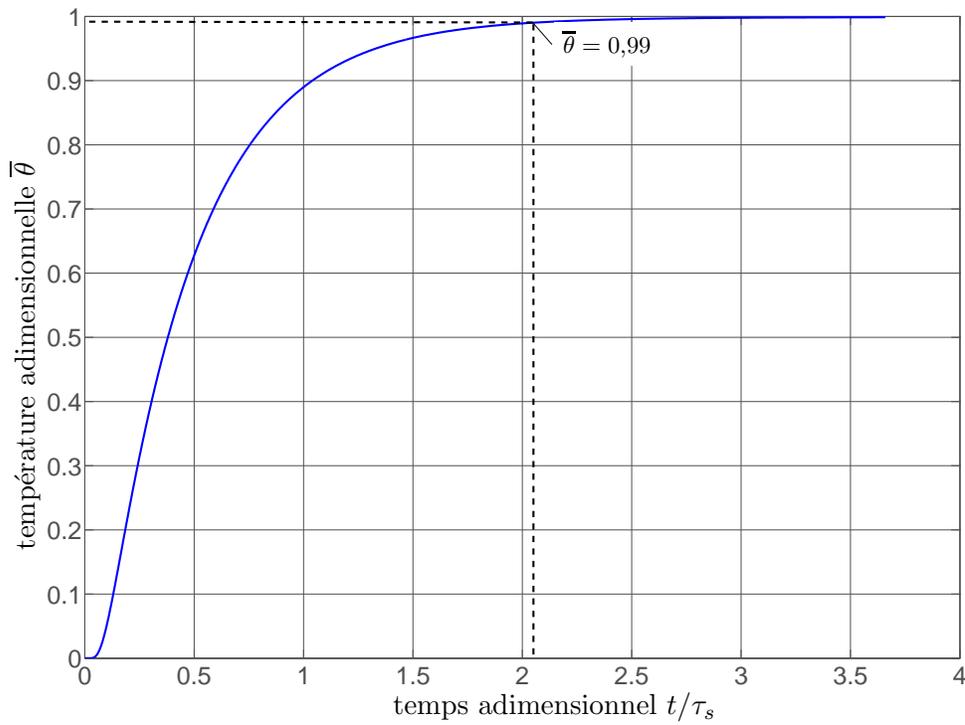


FIG. 4.8 – Évolution de la température adimensionnelle  $\bar{\theta}$  en fonction du temps adimensionnel  $t/\tau_s$  suivant le cas théorique de Pozzi et Tognaccini [50] à partir de l'équation (1.14)

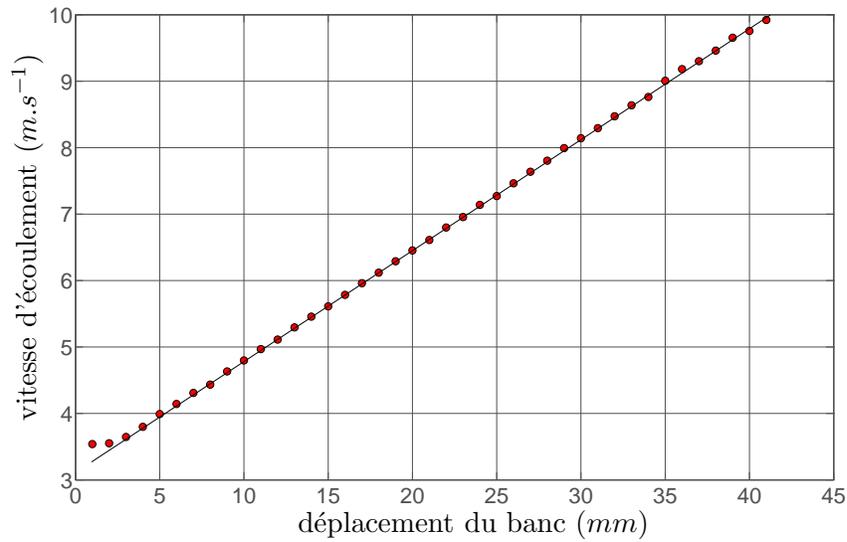


FIG. 4.9 – Mesures de la vitesse hors couche limite en écoulement stationnaire en fonction du déplacement du banc

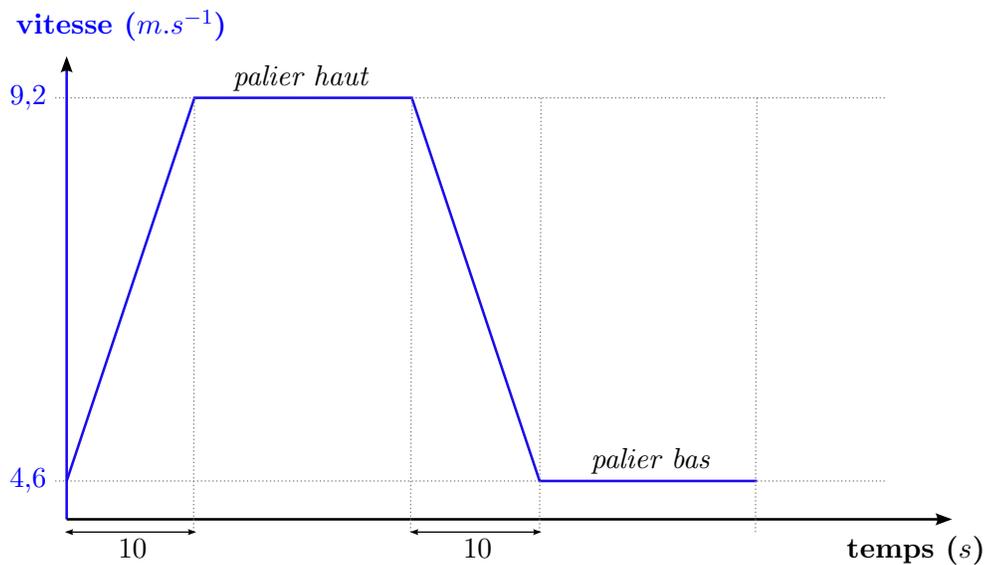


FIG. 4.10 – Un cycle de vitesse à réaliser en veine de la soufflerie



# Chapitre 5

## Mesures Dynamiques

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>60</b>
<b>5.2</b>	<b>Rappels théoriques</b>	<b>60</b>
5.2.1	Écoulement sur plaque plane	60
5.2.2	Lois de paroi	61
5.2.3	Grandeurs intégrales	62
5.2.4	Lois de Coles	63
5.2.5	Sur-épaississement	63
<b>5.3</b>	<b>Moyen de mesure</b>	<b>64</b>
5.3.1	Principe de la vélocimétrie laser	64
5.3.2	Moyen et méthode de mesure	66
5.3.3	Estimation des incertitudes	66
5.3.4	Correction du bruit de mesure	69
<b>5.4</b>	<b>Déclenchement artificiel des couches limites turbulentes</b>	<b>71</b>
5.4.1	Dimensionnement d'un déclencheur	71
5.4.2	Couches limites laminaires	75
<b>5.5</b>	<b>Mesures en régime stationnaire</b>	<b>76</b>
5.5.1	Introduction	76
5.5.2	Caractérisation des couches limites turbulentes	77
5.5.3	Uniformité de l'écoulement	78
5.5.4	Répétabilité des mesures de couche limite	78
5.5.5	Conclusion	86
<b>5.6</b>	<b>Mesures en régime instationnaire</b>	<b>87</b>
5.6.1	Introduction	87
5.6.2	Calcul par moyenne de phase	87
5.6.3	Procédure expérimentale	88
5.6.4	Résultats	91
5.6.5	Conclusion	92
<b>5.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>92</b>

---

## 5.1 Introduction

Lors du chapitre précédent, l'étude de dimensionnement et la mise en place d'un dispositif expérimental permettant l'étude d'un cas de transfert de chaleur conjugué en régime instationnaire sont présentées. Le choix de la configuration expérimentale est ainsi justifié et les besoins des mesures à réaliser sont détaillés. Dans la troisième partie de ce mémoire, l'étude expérimentale est suivie par une étude numérique dont l'objectif est de mener une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques des grandeurs thermiques surfaciques de la plaque chauffée. Afin de pouvoir imposer des conditions limites en accord avec les conditions expérimentales, les champs dynamiques présents au-dessus de la plaque chauffée doivent être connus. Il est de plus nécessaire que les comparaisons entre l'expérience et le calcul numérique soient menées sur les résultats dynamiques afin de pouvoir témoigner d'une éventuelle différence pouvant impacter sur les champs des grandeurs thermiques.

Ce chapitre traite de la mise en place et du mode opératoire des mesures dynamiques ainsi que des résultats obtenus. Dans une partie introductive, des rappels théoriques de la couche limite turbulente au-dessus d'une plaque plane sont proposés. Les moyens et les méthodes de mesure sont présentés, le dimensionnement du déclencheur de la couche limite turbulente est détaillé et ses performances sont vérifiées. Les résultats expérimentaux sont par la suite présentés en régime stationnaire, leurs incertitudes sont estimées à l'aide d'un test de répétabilité. Finalement, les résultats en régime instationnaire sont présentés et discutés. La qualité de la reproductibilité de la phase transitoire de l'expérience est analysée.

## 5.2 Rappels théoriques

### 5.2.1 Écoulement sur plaque plane

On considère un cas théorique d'écoulement sur une plaque plane stationnaire, bidimensionnel dans le plan  $oxy$  et sans gradient de pression dans le sens de l'écoulement. Le début de la transition de la couche limite d'un régime laminaire vers un régime turbulent survient naturellement sur une plaque plane pour un certain nombre de Reynolds local  $R_x$  dont la valeur dépend du taux de turbulence présent dans l'écoulement hors couche limite. Pour un taux voisin de celui de la soufflerie utilisée ( $Tu \simeq 1\%$ ) le nombre de Reynolds correspondant au début de la transition est de l'ordre de  $R_x \simeq 8.10^5$  [9].

Un écoulement turbulent est caractérisé par des fluctuations de vitesse, la vitesse se décompose alors en une partie moyenne et une partie fluctuante, soit  $u = \bar{u} + u'$ . En reprenant les équations de Navier-Stokes présentées section 1.2.1 et en considérant les hypothèses d'écoulement citées plus haut :  $\bar{w} = 0$ ,  $\partial p / \partial x = 0$  et  $\partial u / \partial t = 0$ . Les équations moyennées deviennent alors :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (5.1)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) \quad (5.2)$$

nom	distance à la paroi	loi théorique
sous-couche visqueuse	$y^+ \leq 30$	$u^+ = y^+$
région logarithmique	$30 \leq y^+ \leq 100$	$u^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + B$
région déficitaire	$y^+ \geq 100$	$\frac{U_e - u}{u_\tau} = 2.80 - 5.75 \log(y/\delta)$

TAB. 5.1 – lois de paroi des couches limites turbulentes

La condition de non glissement implique que la vitesse et les tensions de Reynolds soient nulles à la paroi. Les propriétés de symétrie statistiques de la turbulence imposent, pour tout  $y$  :

$$\overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0 \quad (5.3)$$

Hors couche limite, les composantes normales  $\overline{u'}$ ,  $\overline{v'}$  et  $\overline{w'}$  dépendent du taux de turbulence de l'écoulement, il n'y a cependant pas de corrélation entre les fluctuations de vitesse, et donc :

$$\overline{u'v'} = 0 \quad (5.4)$$

### 5.2.2 Lois de paroi

Les lois de paroi sont un moyen de décrire de manière universelle les couches limites turbulentes sur plaque plane à l'aide des variables adimensionnelles. En considérant la vitesse d'écoulement  $u$  et la distance à la paroi  $y$ , les variables sont définies comme [9] :

$$y^+ = \frac{y}{l_v} \text{ et } u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (5.5)$$

telles que :

- $l_v$  représente la longueur visqueuse :  $l_v = \nu/u_\tau$
- $u_\tau$  représente la vitesse de frottement :  $u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$
- $\tau_p$  représente la contrainte de cisaillement à la paroi :  $\tau_p = \mu(du/dy)_{y=0}$

Les lois de paroi sont définies pour différentes régions au-dessus de la paroi. Ces régions sont résumées dans le tableau 5.1 et représentées figure 5.1, où  $\kappa = 0,41$  est la constante de Kolmogorov,  $B$  est une constante généralement prise à 5,1,  $U_e$  est la vitesse d'écoulement hors couche limite et  $\delta$  l'épaisseur de couche limite définie en (5.6).

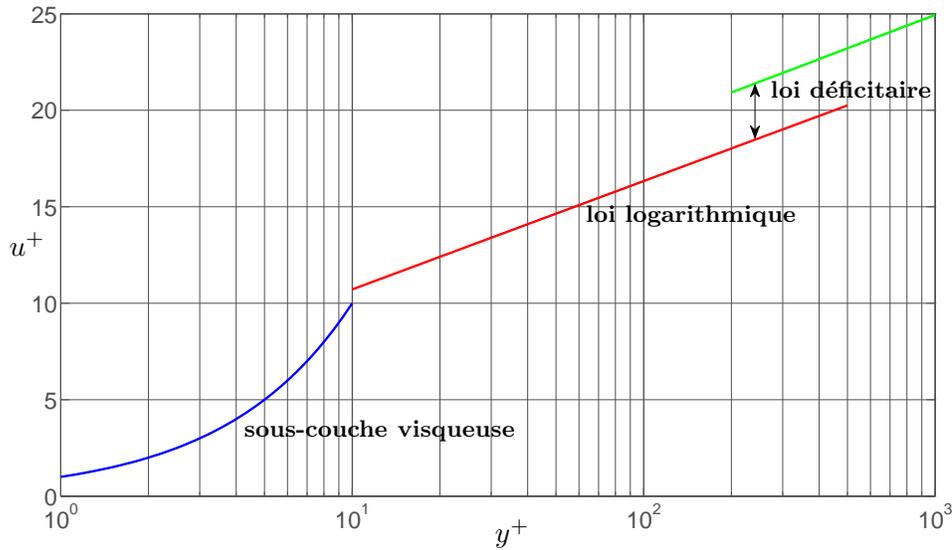


FIG. 5.1 – Visualisation des lois de paroi pour une couche limite turbulente

### 5.2.3 Grandeurs intégrales

Les grandeurs intégrales sont très utiles pour la caractérisation des couches limites turbulentes. En écoulement incompressible, elles sont définies comme :

- l'épaisseur  $\delta$  de couche limite, définie conventionnellement par :

$$u(\delta) = 0.99U_e \quad (5.6)$$

- l'épaisseur de déplacement représente la distance par laquelle les lignes de courant sont déplacées par la présence de la couche limite :

$$\delta_1 = \int_0^\delta \frac{U_e - u}{U_e} dy \quad (5.7)$$

- l'épaisseur de quantité de mouvement exprime la perte de quantité de mouvement dans la couche limite :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (5.8)$$

Et les grandeurs basées sur ces épaisseurs sont :

- le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement :

$$R_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu} \quad (5.9)$$

- le facteur de forme :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (5.10)$$

Une autre grandeur utile pour l'étude des couches limites est le coefficient de frottement à la paroi :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_e^2} \quad (5.11)$$

Les lois d'évolution spatiale des couches limites sur plaque plane sont résumées tableau 5.2 [8, 9].

grandeur	régime laminaire	régime turbulent	
$\delta$	$5x/\sqrt{R_x}$	$0.38x/R_x^{1/5}$	$0.167x/R_\theta^{1/4}$
$\delta_1$	$1.7208x/\sqrt{R_x}$	$0.0477x/R_x^{1/5}$	$0.0209x/R_\theta^{1/4}$
$\theta$	$0.664x/\sqrt{R_x}$	$0.037x/R_x^{1/5}$	$0.0163x/R_\theta^{1/4}$
$C_f$	$0.664/\sqrt{R_x}$	$0.0594/R_x^{1/5}$	$0.026/R_\theta^{1/4}$
$H$	2.56	$\leq 1.6$	

TAB. 5.2 – Lois d'évolution des grandeurs sur plaque plane

#### 5.2.4 Lois de Coles

Le déclenchement artificiel aboutit en général à la présence de couches limites turbulentes à faible nombre de Reynolds définies par Coles [7] telles que  $R_\theta \leq 6000$ . Dans ce cas, les constantes  $\kappa$  et  $B$  restent indépendantes du nombre de Reynolds [22], mais la zone correspondant à la loi logarithmique s'atténue. Coles [7] a mis en évidence la dépendance du facteur de forme  $H$  en fonction du nombre de Reynolds. La correspondance à cette loi permet ainsi de vérifier si une couche limite à faible nombre de Reynolds est pleinement déclenchée.

#### 5.2.5 Sur-épaississement

Dans le cas d'un dispositif de déclenchement sur plaque plane correctement dimensionné, Arnal *et al.* [2] montrent que l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement est continue entre la zone laminaire et la zone turbulente. En prenant les corrélations du tableau 5.2, il est possible de suivre l'évolution théorique de  $\theta$  avant et après un déclenchement idéal. Un sur-épaississement est causé par un dispositif de déclenchement de hauteur trop importante. Ceci se traduit par la présence d'un écart  $\Delta\theta = \theta_{exp} - \theta_{ideal}$  dans la région turbulente (figure 5.2). Une loi empirique établie par [2] permet de quantifier cet écart :

$$\Delta\theta = 0.5C_D \left( \frac{u(y_d)}{U_e} \right)^2 y_d \quad (5.12)$$

Où  $y_d$  est la hauteur du déclencheur,  $u(y_d)$  la vitesse laminaire théorique pour  $y = y_d$  et  $C_D$  le coefficient de traînée du déclencheur.

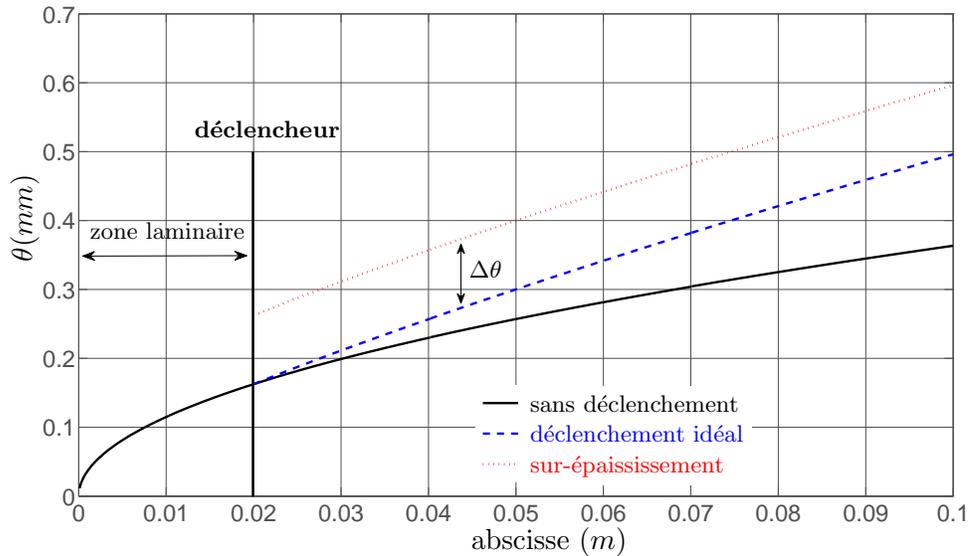


FIG. 5.2 – Schéma théorique du sur-épaississement causé par un déclencheur de taille trop importante

## 5.3 Moyen de mesure

### 5.3.1 Principe de la vélocimétrie laser

La vélocimétrie laser à frange (VLF) est un moyen permettant de mesurer la vitesse de particules (fluides ou solides) évoluant dans un écoulement et dont le fonctionnement est schématisé figure 5.3. En utilisant un ensemencement produisant des particules suffisamment petites, la vitesse des particules mesurées peut être supposée identique à la vitesse locale du fluide.

Deux faisceaux laser de même longueur d'onde  $\lambda$  sont positionnés de manière à ce que leur intersection soit présente dans l'écoulement fluide. L'angle que font les deux faisceaux est mesuré au préalable et est noté  $\beta$ . Le volume créé par l'intersection des deux faisceaux laser est appelé volume de mesure et est caractérisé par un réseau de franges provoqué par les interférences des deux faisceaux. L'inter-frange  $i$  ou la distance entre deux franges est calculée avec :

$$i = \frac{\lambda}{2\sin(\beta/2)} \quad (5.13)$$

Le passage d'une particule dans ce réseau provoque des impulsions de lumière par diffraction en passant d'une frange à l'autre. Un récepteur optique permet d'acquérir le signal lumineux provoqué par la particule comme le montre la figure 5.3. Ce signal est transmis à un photomultiplicateur puis à un système électronique permettant de transformer ce signal analogique en une information fréquentielle numérique. Le système utilisé au cours de cette thèse est le système IFA 755 TSI. En connaissant l'inter-frange et la fréquence  $f$  du signal, la composante de la vitesse de la particule  $\vec{V}_l$  perpendiculaire aux franges est ensuite obtenue par :

$$\vec{V}_l = if \cdot \vec{x}_l \text{ avec } \|\vec{x}_l\| = 1 \quad (5.14)$$

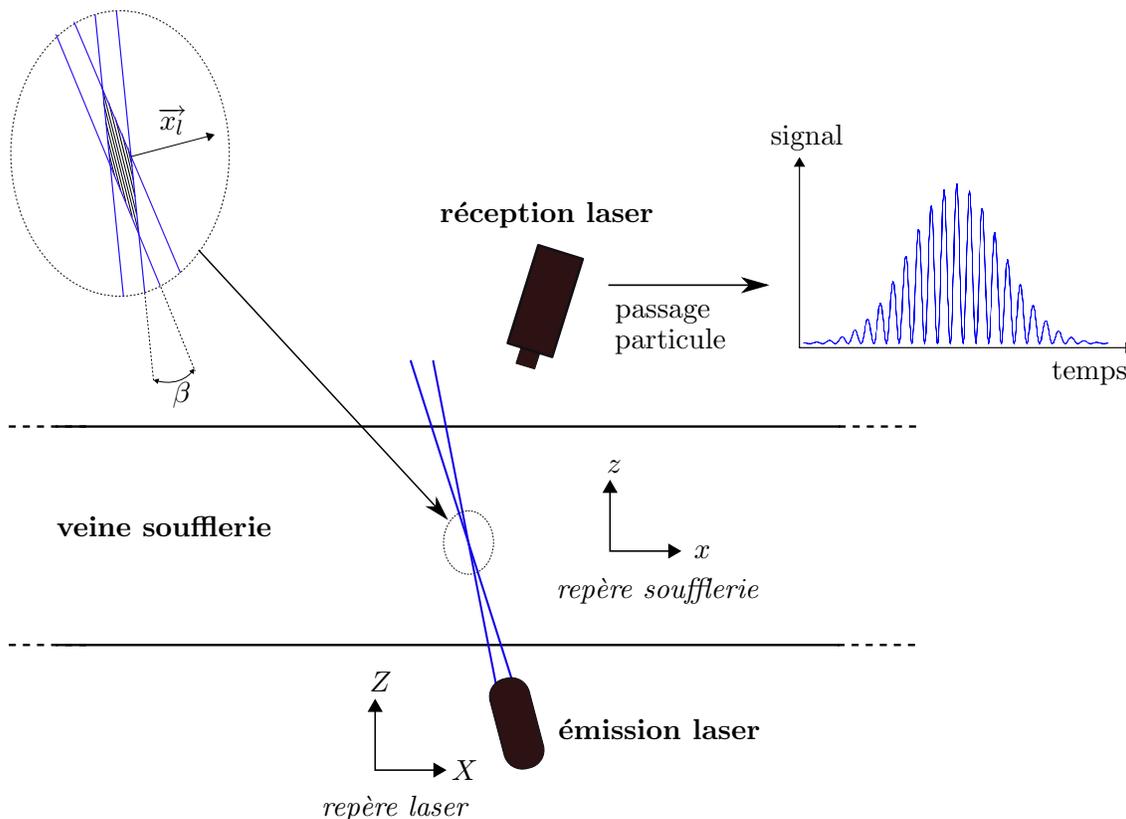


FIG. 5.3 – Principe de la vélocimétrie laser à franges

Afin de pouvoir détecter une particule dont la vitesse est nulle ou très faible et de distinguer deux particules dont les vitesses sont identiques mais de sens opposé, la fréquence de l'un des faisceau laser est augmentée. Une cellule de Bragg est utilisée, la fréquence de la Bragg est notée  $\mathcal{B}$ . Le réseau de frange est ainsi en continuel mouvement, la vitesse d'une particule est déduite avec l'effet Doppler par :

$$\vec{V}_l = i(f - \mathcal{B}) \cdot \vec{x}_l \quad (5.15)$$

Une paire de faisceau laser permet ainsi de mesurer une composante de vitesse perpendiculaire aux franges. La vitesse est déterminée dans le repère de la soufflerie à l'aide d'une matrice de passage qui est calculée avec la mesure des angles de chaque faisceau laser. Soit  $(u, v, w)$  les composantes de la vitesse exprimées dans le repère de la soufflerie et  $(u_l, v_l, w_l)$  les composantes de la vitesse exprimées dans le repère lié aux faisceaux laser :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u_l \\ v_l \\ w_l \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Une composante de vitesse  $u_i$  est donc calculée au temps  $t_i$  correspondant au passage d'une

particule. La vitesse moyenne  $\bar{u}$  est déterminée après un certain nombre  $N$  d'acquisitions de particules. La contrainte de Reynolds en est déduite par :

$$\overline{u_i'^2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 \quad (5.17)$$

Lors des mesures, les coordonnées du volume de mesure sont exprimées dans un repère propre à l'émission laser  $(X,Y,Z)$ . Il convient alors de choisir un point de référence afin de pouvoir exprimer la position du point de mesure dans le repère lié à la veine de la soufflerie  $(x,y,z)$ . La position de la plaque chauffée et les parois de la soufflerie sont utilisées pour effectuer le changement de base  $X \rightarrow x$  et  $Z \rightarrow z$ . Il sera indiqué par la suite que le passage de  $Y$  à  $y$  doit s'opérer lors des mesures de couche limites pour trouver la position exacte de la paroi du profil.

### 5.3.2 Moyen et méthode de mesure

Les mesures sont réalisées à l'aide d'un vélocimètre laser à franges à deux composantes de vitesse  $u$  et  $v$ . Le volume de mesure est constitué de l'intersection de deux paires de faisceaux, une verte ( $\lambda = 514,5nm$ ) et l'autre bleue ( $\lambda = 488,0nm$ ). Le volume de mesure constitué par l'intersection des quatre faisceaux laser a un rayon d'environ  $200\mu m$ . Il balaie l'espace point par point via le contrôle du banc de déplacement motorisé afin d'obtenir un champ de vitesse. Les signaux sont produits par l'ensemencement de DEHS (*Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate*). Le produit est mis sous forme d'aérosol par un générateur Laskin puis est dispersé avec un ventilateur à faible vitesse en amont de la soufflerie. L'acquisition est effectuée en diffusion avant, l'émission et la réception laser sont disposées de part et d'autre de la veine. La réception est placée sur un banc de déplacement et l'émission est fixée sur un bras déporté pour que les deux puissent se déplacer simultanément. Les parois latérales de la soufflerie situées au niveau des mesures sont en verre afin d'améliorer le signal de mesure. L'acquisition des signaux est effectuée par un ordinateur IFA 755. Le post-traitement des données est accompli avec le logiciel ASSA développé à l'ONERA [32]. Les composantes  $u$  et  $v$  de la vitesse sont obtenues via une matrice de passage déterminée avec l'inclinaison des faisceaux laser par rapport au repère "soufflerie". L'inclinaison de chaque faisceau est mesurée lors de l'étalonnage à l'aide d'un théodolite.

Les mesures dynamiques sont réalisées indépendamment des mesures thermiques, la plaque n'est pas chauffée lors des mesures de couche limite. Les mesures sont réalisées dans un environnement dont la température est d'environ  $20^\circ C$ . Les propriétés de l'air à la pression atmosphérique standard sont alors de :  $\rho = 1,2kg.m^{-3}$ ,  $\mu = 1,69.10^{-5}kg.m^{-1}.s^{-1}$  et  $\nu = 1,41.10^{-5}m^2.s^{-1}$ . Les mesures de couches limites sont réalisées dans un premier temps dans le plan médian à la plaque chauffée. Des mesures hors de ce plans seront par la suite présentées afin de vérifier l'uniformité de l'écoulement suivant l'envergure de la veine d'essai.

### 5.3.3 Estimation des incertitudes

Cette étude est inspirée de la procédure détaillée lors de la section 4.2.4.2. Le mesurande considéré est la vitesse d'une particule en un point de l'espace et le principe de mesure est détaillé au paragraphe précédent. Dans un premier temps, l'incertitude de mesure de la vitesse d'une

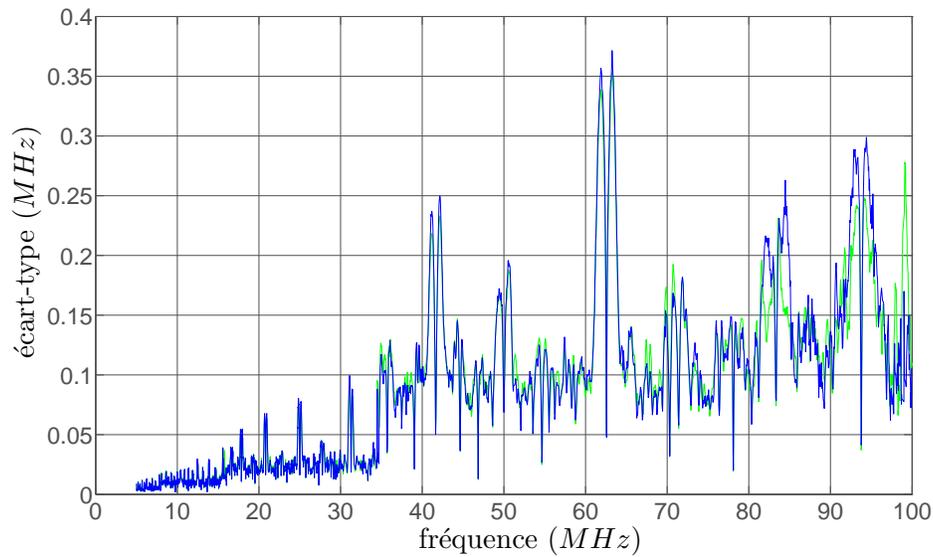


FIG. 5.4 – Mesure de l'écart-type de la fréquence sur deux canaux d'un IFA 755 (Micheli et Lavieille [33])

seule particule  $u_i$  est estimée. L'incertitude de la vitesse moyenne  $\bar{u}$  calculée avec l'acquisition de plusieurs particules est étudiée par la suite. Ce type de calcul est initialement présenté par Micheli et Lavieille [33].

Cette étude est limitée à la VLF à deux composantes de vitesse  $u$  et  $v$ . Les indices  $v$  et  $b$  correspondent au vert et au bleu, couleurs des deux paires de faisceaux laser utilisés. Les paramètres directement mesurés et permettant de calculer la vitesse d'une particule sont listés afin d'obtenir une relation du type (4.2).

Les mesures directes réalisées lors du passage d'une particule sont :

- 2 fréquences de bursts :  $f_v, f_b$
- 2 dates d'occurrence :  $d_v, d_b$

Les mesures réalisées lors de l'étalonnage sont :

- 8 angles de faisceaux

Ces mesures d'angles permettent de déterminer :

- 4 termes de la matrice de passage pour les composantes de vitesse :  $m_{ij}$
- 2 inter-franges :  $i_v, i_b$

D'autres mesures sont nécessaires, telles que :

- 1 fréquence de décalage Bragg si un seul cristal de décalage est utilisé :  $\mathcal{B} = \mathcal{B}_v = \mathcal{B}_b$
- 3 coordonnées de l'espace du point de mesure :  $X, Y$  et  $Z$

En se basant sur les notations utilisées en (5.15) et (5.16) les composantes de vitesses calculées

$\mathcal{P}$	$\bar{\mathcal{P}}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$\partial u / \partial \mathcal{P}$	$(\partial u / \partial \mathcal{P})^2 \sigma_{\mathcal{P}}^2$
$m_{11}$	0,7145	0,0013	$(f_v - \mathcal{B})i_v$	$\sim 10^{-4}$
$m_{12}$	0,9672	0,0010	$(f_b - \mathcal{B})i_b$	$\sim 10^{-5}$
$i_v$	$5,42 \cdot 10^{-6}$	$9,3 \cdot 10^{-9}$	$(f_v - \mathcal{B})m_{11}$	$\sim 10^{-5}$
$i_b$	$5,12 \cdot 10^{-6}$	$6,9 \cdot 10^{-9}$	$(f_v - \mathcal{B})i_g$	$\sim 10^{-5}$
$\mathcal{B}$	$10^6$	$10^3$	$i_v m_{11} + i_b m_{12}$	$\sim 10^{-8}$
$f_v$	$\sim 10^7$	$\sim 10^5$	$i_v m_{11}$	$\sim 10^{-4}$
$f_b$	$\sim 10^7$	$\sim 10^5$	$i_b m_{12}$	$\sim 10^{-4}$

TAB. 5.3 – Étude de la propagation des incertitudes sur le calcul de la composante  $u$ 

dans le repère de la soufflerie sont :

$$\begin{cases} u = m_{11} \cdot i_v \cdot (f_v - \mathcal{B}) + m_{12} \cdot i_b \cdot (f_b - \mathcal{B}) \\ v = m_{21} \cdot i_v \cdot (f_v - \mathcal{B}) + m_{22} \cdot i_b \cdot (f_b - \mathcal{B}) \end{cases} \quad (5.18)$$

Les deux dates d'occurrence permettent de déterminer si les signaux détectés à l'aide des deux paires de faisceaux laser correspondent à la même particule. La contribution de cette incertitude n'est pas prise en compte dans ce calcul. Les incertitudes concernant les coordonnées spatiales du volume seront abordées plus tard dans l'étude de répétabilité.

Les angles des faisceaux laser sont mesurés à l'aide d'un théodolite. L'évaluation des incertitudes concernant les angles est basée sur la méthode de Monte-Carlo et a été élaborée à l'ONERA [33]. Le traitement des mesures donne directement accès aux termes de la matrice de passage, aux inter-franges et à leurs incertitudes respectives (*incertitudes de type A*). De manière indépendante, l'incertitude de la fréquence de la Bragg est évaluée comme étant  $\mathcal{B} = 10,000 \pm 0,001 \text{ MHz}$  (*incertitude de type B*) et l'écart-type de l'IFA 755 en fonction de la fréquence mesurée et est présentée figure 5.4 (*incertitudes de type A*).

En supposant que les paramètres  $\mathcal{P}$  servant à calculer une composante de la vitesse soient indépendants, le calcul de propagation des variances s'applique sur (5.18) en utilisant uniquement le premier terme du terme de droite de (4.4). Une étude d'ordre de grandeur est réalisée tableau 5.3 et concerne uniquement le calcul de la composante  $u$ . La contribution de l'IFA sur l'incertitude totale apparaît comme la plus importante alors que celle de la Bragg est négligeable.

En se basant sur l'expression (5.18), l'expression des composantes de la vitesse moyenne est :

$$\begin{cases} \bar{u} = m_{11} \cdot i_g \cdot (\bar{f}_g - \mathcal{B}) + m_{12} \cdot i_b \cdot (\bar{f}_b - \mathcal{B}) \\ \bar{v} = m_{21} \cdot i_g \cdot (\bar{f}_g - \mathcal{B}) + m_{22} \cdot i_b \cdot (\bar{f}_b - \mathcal{B}) \end{cases} \quad (5.19)$$

Où seules les expressions correspondant aux fréquences  $\bar{f}$  diffèrent de (5.18). Les valeurs de  $\sigma_{\bar{f}}$  sont alors déduites des mesure de fréquence à l'aide de (4.6). Ce calcul est appliqué aux mesures des profils de couche limite présentent en écoulement stationnaire lors des deux paliers de vitesse (*la position de ces deux couches limites n'est pas importante ici*). Les incertitudes calculées sont tracées en fonction de la vitesse figure 5.5(a). Les valeurs des incertitudes sont relativement faibles et dépendent de la vitesse moyenne. Les incertitudes relatives calculées avec la vitesse de l'écoulement hors couche limite ( $\Delta\bar{u}/U_e \times 100$ ) sont tracées figure 5.5(b). Ce graphique est utilisé pour comparer ces incertitudes avec les incertitudes de répétabilité (section 5.5.4).

### 5.3.4 Correction du bruit de mesure

Comme le montre Ramond [55], les mesures par VLF sont soumises à un bruit largement supérieur à celui observé lors des mesures réalisées par fil chaud. Le résultat du calcul classique de la vitesse moyenne  $\bar{u}$  n'est pas affecté par ce bruit alors que celui des contraintes de Reynolds (5.17) aboutit à un résultat sur-évalué. Le calcul de la fonction d'auto-covariance  $C(\tau)$  du signal  $u_i(t_i)$  permet de détecter ce bruit et de le quantifier afin de pouvoir estimer les grandeurs turbulentes propres à l'écoulement. Pour rappel, la fonction d'auto-covariance d'un signal continu  $u(t)$  acquis sur un temps fini  $t_f$  est :

$$C_{uu}(\tau) = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} [u(t) - \bar{u}] [u(t - \tau) - \bar{u}] dt \quad (5.20)$$

Le calcul de la vitesse d'une particule mesurée par VLF peut se décomposer comme  $u(t) = \bar{u} + u'_m(t)$ , où  $u'_m(t)$  est la vitesse fluctuante brute mesurée. Cette dernière contient la fluctuation réelle de la vitesse à laquelle s'ajoute un bruit de mesure, soit  $u'_m(t) = u'_r(t) + n(t)$ . La fonction d'auto-covariance est alors :

$$C_{uu}(\tau) = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} u'_r(t)u'_r(t - \tau) + u'_r(t)n(t - \tau) + n(t)u'_r(t - \tau) + n(t)n(t - \tau) dt \quad (5.21)$$

La corrélation entre une vitesse mesurée à l'instant  $t$  et le bruit de mesure à  $t' \neq t$  étant nulle, les deux termes centraux sont nuls. Il n'y a pas non plus de corrélation entre le bruit de mesure de deux particules différentes. Il vient donc, pour  $\tau > 0$  :

$$C_{uu}(\tau) = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} u'_r(t)u'_r(t - \tau) dt \quad (5.22)$$

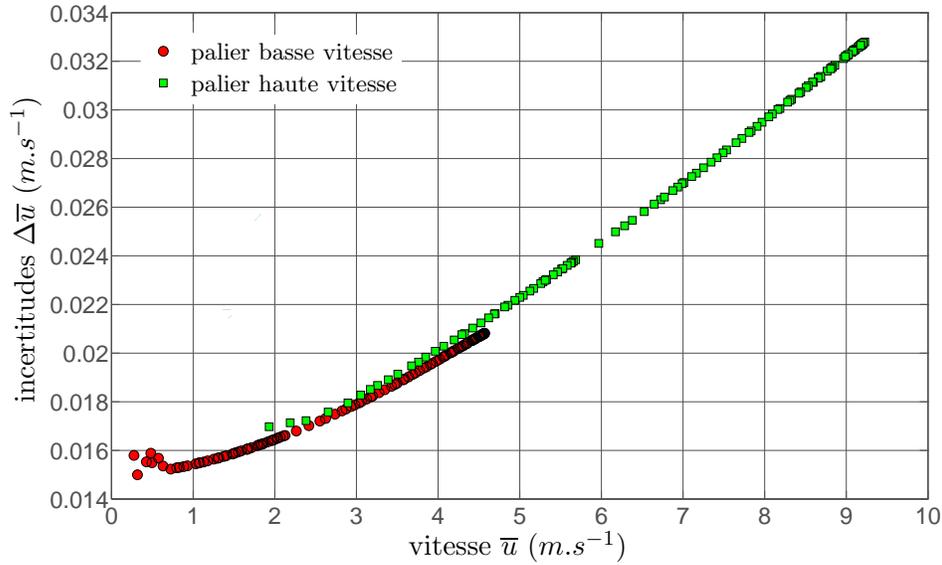
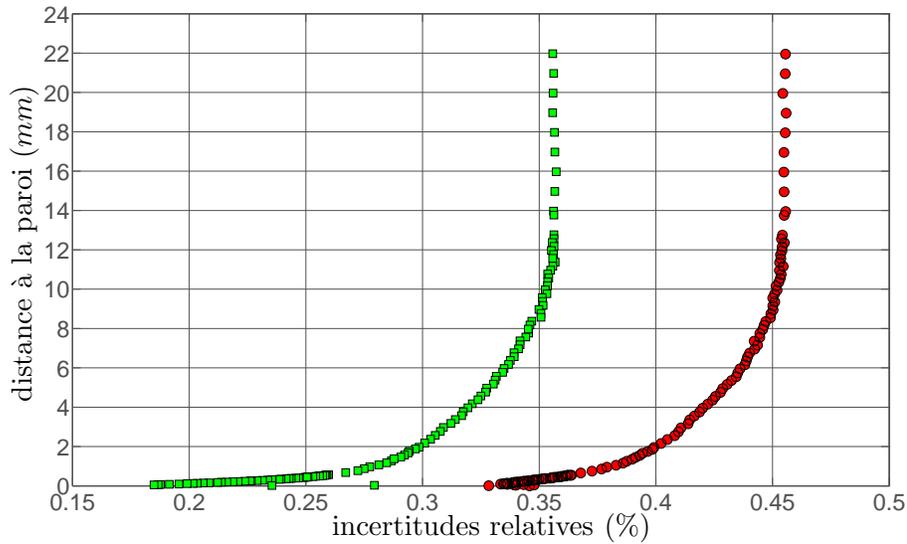
(a) Incertitudes  $\Delta\bar{u}$  calculées en fonction de la vitesse moyenne mesurée pour deux couches limites(b) Incertitudes relatives calculées avec la vitesse d'écoulement hors couche limite :  $\Delta\bar{u}/U_e \times 100$ 

FIG. 5.5 – Incertitudes des vitesses moyennes obtenues par VLF

et

$$C_{uu}(0) = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} u_r'^2(t) + n^2(t) dt \quad (5.23)$$

La contribution du bruit de mesure sur la fonction d'auto-covariance n'apparaît que pour  $\tau = 0$ . Cette propriété est exploitée afin de corriger les calculs des contraintes de Reynolds.

Le calcul de la fonction  $C_{uu}(\tau)$  pour un signal discret tel que le fournit la VLF, avec un temps variable entre chaque particule nécessite une méthode particulière. L'algorithme de Mayo [31] est utilisé (ou la "Slotting technique"). Pour rappel, cet algorithme calcule une estimation discrète de la fonction d'auto-covariance avec l'expression :

$$C_{uu}(k\Delta\tau) = \frac{\Sigma\{u'(t_i)u'(t_j)\}(k\Delta\tau)}{N(k\Delta\tau)} \quad (5.24)$$

Où le numérateur est la somme des produits des vitesses fluctuantes pour  $(k-1/2)\Delta\tau < |t_i-t_j| < (k+1/2)\Delta\tau$  et  $N(k\Delta\tau)$  le nombre des produits sommés.

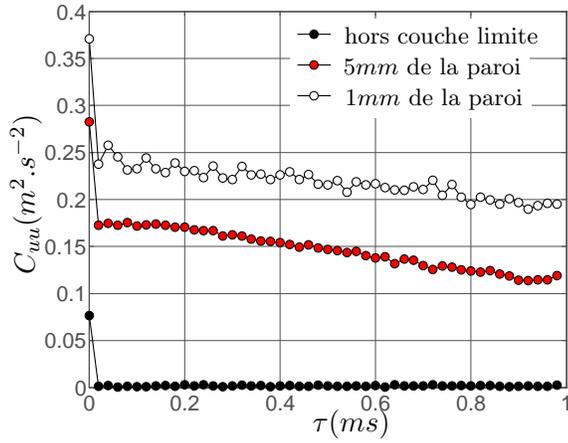
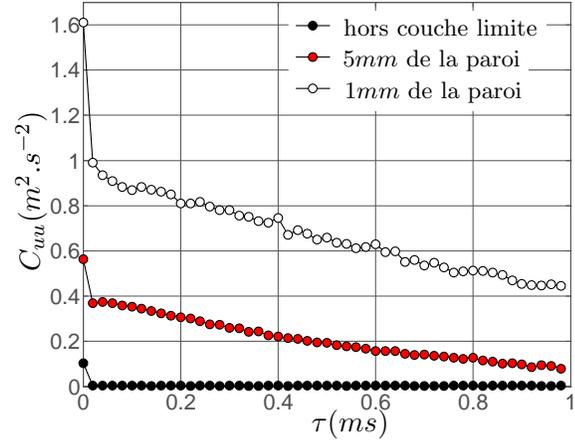
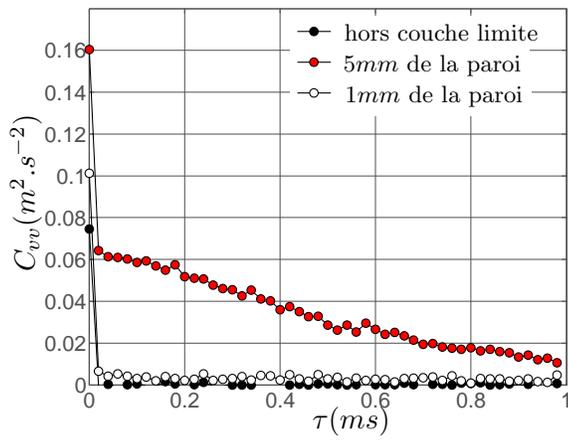
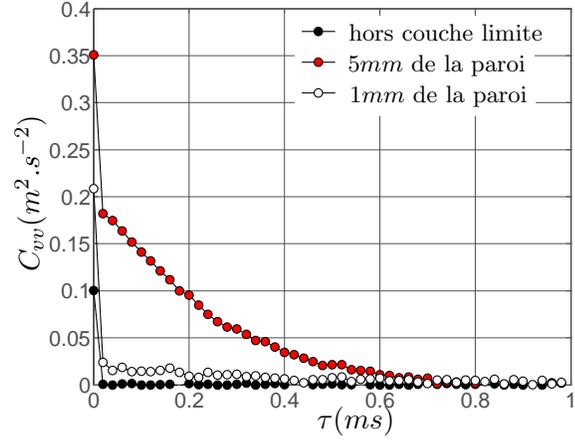
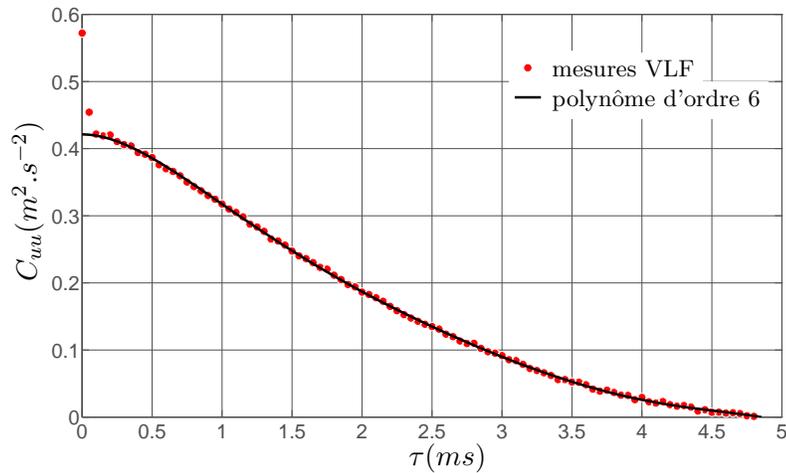
Une acquisition réalisée avec un grand nombre de particules permet de lisser la fonction d'auto-covariance et donc de diminuer l'erreur commise sur l'estimation des contraintes de Reynolds. Les figures 5.6(a), 5.6(b), 5.6(c) et 5.6(d) représentent les fonctions d'auto-covariance des mesures de  $u$  et  $v$  au sein d'une couche limite turbulente pour les deux régimes de vitesse utilisés dans cette étude. Elles sont obtenues à l'aide d'une acquisition de 30000 particules et un taux d'acquisition moyen variant suivant la vitesse de 10 à 20kHz. La discontinuité en zéro est causée par la contribution du bruit de mesure, elle se manifeste très clairement pour les deux contraintes et pour les deux régimes d'écoulement.

L'estimation de la contrainte de Reynolds sans bruit de mesure revient donc à estimer  $C_{uu}(0)$  sans le terme  $n^2(t)$ . Cette estimation peut se faire avec une régression non-linéaire de la fonction d'auto-covariance  $C_{uu}(\tau > 0)$  par un polynôme d'ordre 6 [55] comme le suggère la figure 5.6(e). La figure 5.7 présente la différence entre les contraintes calculées directement, de manière classique, et celles obtenues à l'aide de la régression non-linéaire de la fonction d'auto-covariance. Ce graphique met en évidence la nécessité de traiter le bruit des mesures pour ne pas surestimer la turbulence de manière importante. Le bruit de mesure abordé dans cette section constitue une erreur systématique sur le calcul des contraintes de Reynolds et n'a rien à voir avec les incertitudes calculées lors de la section précédente.

## 5.4 Déclenchement artificiel des couches limites turbulentes

### 5.4.1 Dimensionnement d'un déclencheur

Le caractère instationnaire de l'expérience des transferts de chaleur conjugués réside dans l'écoulement de l'air qui évolue temporellement entre deux valeurs de vitesse palier :  $4,6m.s^{-1}$  et  $9,2m.s^{-1}$ . Les distances au bord d'attaque correspondants au début du déclenchement naturel de la couche limite turbulente pour ces deux écoulements sont respectivement de 2,7m et 1,3m. La longueur totale du profil est de 1,16m et la plaque chauffée est située à 0,52m du bord d'attaque.


 (a) Auto-covariance de  $u$ , palier basse vitesse

 (b) Auto-covariance de  $u$ , palier haute vitesse

 (c) Auto-covariance de  $v$ , palier basse vitesse

 (d) Auto-covariance de  $v$ , palier haute vitesse


(e) Régression polynomiale des contraintes de Reynolds mesurées

 FIG. 5.6 – Fonction d'auto-covariance des mesures de  $u$  et  $v$  par VLF

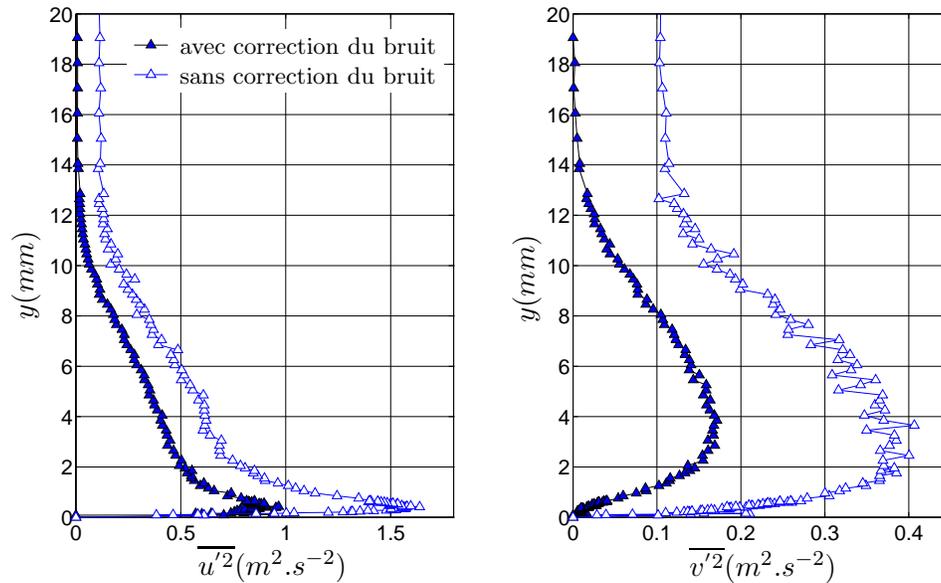


FIG. 5.7 – Profils des contraintes de Reynolds avec et sans correction du bruit de mesure

Il est donc indispensable d’avoir recourt à un système de déclenchement artificiel opérationnel pour ces les deux écoulements paliers.

La forme du dispositif de déclenchement est un facteur pouvant jouer sur la stabilité de la région de transition et donc sur la distance nécessaire entre le déclencheur et la région pleinement turbulente. Preston [51] et Erm *et al.* [14] ont testé plusieurs types de déclencheurs et ont montré l’efficacité du fil cylindrique qui aboutit à un déclenchement rapide et uniforme sur l’envergure de la plaque. C’est ce dispositif, qui a par ailleurs l’atout d’être aisément manipulable, qui a été sélectionné. Si la forme est un paramètre gouvernant le potentiel de perturbation, la taille est quant à elle liée à la production de traînée induisant une augmentation de l’épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$ . Un fil avec un diamètre trop petit produit donc une traînée trop faible. L’abscisse à laquelle la couche limite devient turbulente est avancée vers l’amont par rapport à une transition naturelle mais la région de transition reste longue. Inversement, un fil avec un diamètre trop important provoque un sur-épaississement de la couche limite. Un diamètre optimal engendre une couche limite turbulente à l’aval immédiat du fil. La taille et la position sont des paramètres déterminants mais aisés à dimensionner dans le cas d’un écoulement stationnaire. Dans le cas présent la tâche est plus délicate car pour un fil à taille et abscisse données, la couche limite doit être déclenchée pour une gamme de vitesses évoluant entre les deux valeurs paliers. Un déclenchement optimal effectué pour une vitesse particulière ne le garantit pas pour toute la gamme.

Le dimensionnement d’un déclencheur nécessite de connaître l’évolution spatiale de  $\delta_1$  et  $\theta$  en régime laminaire, sans déclencheur. Afin d’éviter une éventuelle ”re-laminarisation”, il est préférable de déclencher à partir de l’abscisse correspondant à  $R_\theta \simeq 200$  [2] en régime laminaire. C’est donc l’écoulement à basse vitesse qui limite le choix de la position. La taille nécessaire du dispositif de déclenchement est en général voisine de l’épaisseur de déplacement  $\delta_1$  calculée à cette abscisse.

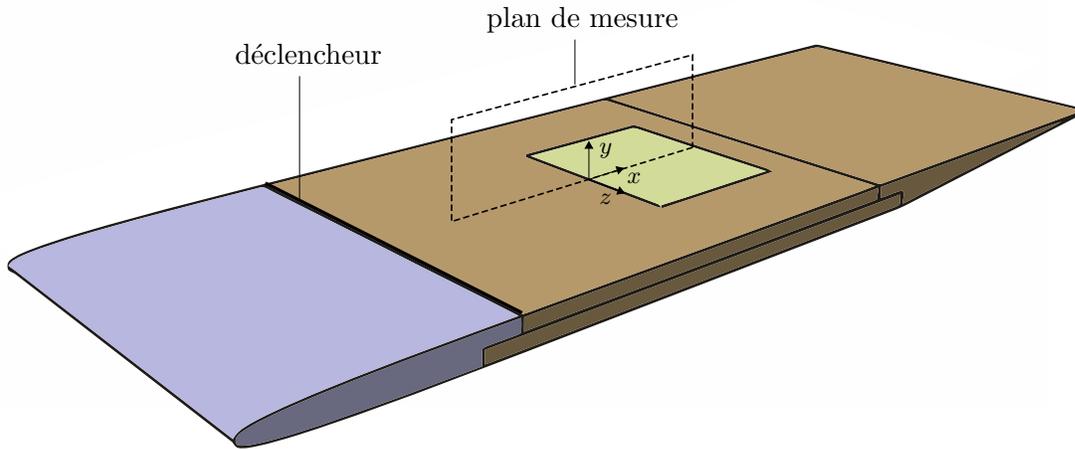


FIG. 5.8 – Schéma du plan de mesure des profils de couches limites

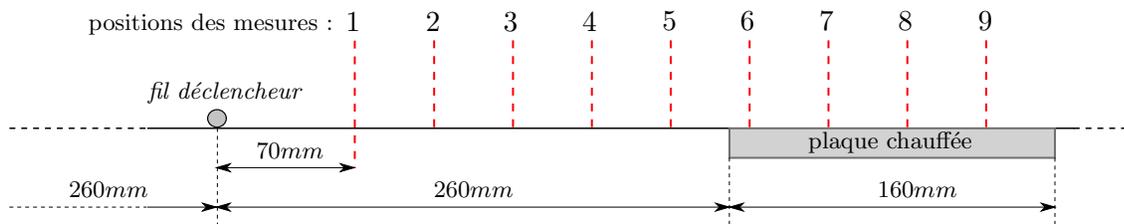


FIG. 5.9 – Positions des mesures de couches limites

couche limite	1	2	3	4	5	6	7	8	9
distance à la plaque (mm)	-190	-150	-110	-70	-30	10	50	90	130
distance au bord d'attaque (mm)	330	370	410	450	490	530	570	610	650
distance au fil (mm)	70	110	150	190	230	270	310	350	390

FIG. 5.10 – Valeurs des positions relatives des mesures de couches limites

### 5.4.2 Couches limites laminaires

Le volume de mesure, constitué par l'intersection des quatre faisceaux, balaie de haut en bas la zone proche de la paroi à une position  $(x,z)$  fixe dans le plan  $oxz$  (figure 5.8). Chaque couche limite est sondée avec une cinquantaine de points. Un point de mesure correspond à une acquisition de 30000 particules.

Un aspect délicat concernant les mesures de couches limites est l'estimation de  $Y_0$ , l'ordonnée de la paroi ( $y = 0$ ) (section 5.3.1). Une erreur peut en effet avoir des répercussions importantes sur le calcul de l'épaisseur, des grandeurs intégrales ou encore du coefficient de frottement à la paroi. Le volume de mesure est déplacé pas à pas vers la paroi jusqu'à obtenir une fréquence d'acquisition nulle (point dans la paroi). En régime laminaire, la vitesse étant linéaire en proche paroi, une extrapolation linéaire est pratiquée avec les deux derniers points de mesure. Soit une couche limite mesurée avec  $N$  points, les ordonnées  $Y_N$  et  $Y_{N-1}$  sont les deux derniers points ayant des vitesses moyennes calculables ( $u_N$  et  $u_{N-1}$ ). La vitesse à la paroi étant nulle, l'ordonnée de la paroi peut donc être estimée par :

$$Y_0 = Y_{N-1} + \frac{Y_N - Y_{N-1}}{u_{N-1} - u_N} \times u_{N-1} \quad (5.25)$$

Les mesures de couches limites sont effectuées pour les deux vitesses d'écoulement paliers. Pour chaque cas, neuf profils sont mesurés à différentes distances du bord d'attaque (figure 5.9 et tableau 5.10). Les évolutions longitudinales de l'épaisseur et des grandeurs intégrales sont calculées à partir de ces mesures. Elles sont comparées figure 5.11 avec les corrélations théoriques du tableau 5.2. La correspondance est très satisfaisante. La loi théorique est donc utilisée pour estimer les valeurs de ces grandeurs en amont des mesures, zone inaccessible pour les faisceaux laser à cause de la présence des parois en PMMA (figure 4.5).

La position choisie pour placer le fil déclencheur se situe au raccord entre le bord d'attaque et la plaque plane du profil, soit à  $0,26m$  du bord d'attaque. Les grandeurs calculées à cette abscisse sont résumées dans le tableau 5.4. Le nombre de Reynolds calculé à basse vitesse est alors  $R_\theta = 191$  (tableau 5.4), ce qui satisfait le critère de dimensionnement discuté lors de la section précédente. Des essais sont effectués avec des fils de tailles différentes et ont conduit à la sélection d'un fil de diamètre  $y_d = 1,8mm$ . La vitesse  $u(y_d)$  à l'abscisse du déclenchement et à une distance  $y_d$  de la paroi est estimée en se référant à un profil théorique de Blasius (tableau 5.4).

$U_e(m.s^{-1})$	$\delta(mm)$	$\delta_1(mm)$	$\theta(mm)$	$R_\theta$	$u(y_d)(m.s^{-1})$
<b>4,6</b>	4.7	1.6	0.596	191	3.18
<b>9,2</b>	3.3	1.1	0.414	265	8.27

TAB. 5.4 – Valeurs calculées à l'abscisse du fil situé à 0,26 m du bord d'attaque

## 5.5 Mesures en régime stationnaire

### 5.5.1 Introduction

Avant d'effectuer des mesures dynamiques dans un écoulement instationnaire, des mesures sont réalisées à vitesse constante. Ces mesures sont entreprises pour les deux valeurs paliers de l'écoulement, soit  $4,6m.s^{-1}$  et  $9,2m.s^{-1}$ . Comme pour le régime laminaire, le volume de mesure balaie verticalement l'écoulement de haut en bas à une position fixe  $(x,z)$  jusqu'à atteindre une hauteur correspondant à une fréquence d'acquisition nulle. Les gradients de vitesse en proche paroi étant plus importants en régime turbulent, la résolution spatiale est augmentée et 130 points sont balayés pour chaque profil.

Pour exploiter la méthode utilisée en régime laminaire pour déterminer l'ordonnée à la paroi  $Y_0$ , il est nécessaire de mesurer la vitesse de l'écoulement dans la région de la sous-couche visqueuse où  $u \sim y$ . En première approximation et en utilisant la corrélation du tableau 5.2, il est légitime de supposer que  $C_f \sim 10^{-3}$ , ce qui implique  $\tau_p \sim 10^{-2}Pa$ ,  $u_\tau \sim 10^{-1}m.s^{-1}$  et  $l_\nu \sim 10^{-4}m$ . En supposant que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse est équivalente à dix longueurs visqueuses, il vient  $\delta_{sv} \sim 1mm$  alors que la taille du volume de mesure est d'environ  $0,2mm$ . A cette limite s'ajoute le fait que les mesures en très proche paroi sont parasitées par les réflexions des faisceaux laser sur la paroi ce qui peut induire une erreur sur la mesure de la vitesse. Une autre méthode est donc adoptée. L'ordonnée à la paroi est déterminée en faisant correspondre les mesures avec la loi de la sous-couche visqueuse (tableau 5.1) par la méthode des moindres carrés.

La méthode de Clauser est utilisée pour estimer la contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_p$ . Cette méthode consiste à faire correspondre les mesures avec la loi logarithmique présentée en début de chapitre. Le post-traitement des couche limites consiste donc à déterminer  $Y_0$  et  $\tau_p$  en premier lieu. Le protocole du post-traitement est présenté par l'algorithme 3.

---

#### Algorithme 3 Estimation de $Y_0$ et $\tau_p$ à l'aide des lois de parois

---

lecture des mesures  $u$  et  $Y$   
 initialisation  $\tau_p = \tau_p^0$  (valeur arbitraire)  
 définition des fonctions :

$$y^+(Y_0, \tau_p) = \frac{Y - Y_0}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

$$u^+(\tau_p) = u \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

Recherche de  $Y_0$  (*moindres carrés*) tel que pour  $y^+ < 5$  :

$$u^+(Y_0, \tau_p^0) \simeq y^+(\tau_p^0)$$

Recherche de  $\tau_p$  (*moindres carrés*) tel que pour  $30 < y^+ < 100$  :

$$u^+(Y_0, \tau_p) \simeq \kappa^{-1} \ln[y^+(\tau_p)] + 5,1$$


---

### 5.5.2 Caractérisation des couches limites turbulentes

Les couches limites déclenchées par le fil cylindrique d'un diamètre de  $1,8\text{mm}$  et placé à  $0,26\text{m}$  du bord d'attaque sont mesurées, pour les deux vitesses d'écoulement, aux neuf abscisses utilisées pour les couche limites laminares (figure 5.9 et tableau 5.10).

#### *grandeurs intégrales*

Les grandeurs intégrales  $\delta_1$  et  $\theta$  sont déduites des mesures avec la méthode des trapèzes. L'effet du sur-épaississement sur  $\theta$  est étudié figure 5.12. Les mesures sont confrontées avec la loi théorique sur plaque plane et avec la théorie du sur-épaississement présentée à l'équation (5.12). Le coefficient de traînée  $C_D$  est pris à 0,4 pour le fil cylindrique [2]. La correspondance est satisfaisante pour les faibles et hautes vitesses, avec des sur-épaississements respectifs de  $\Delta\theta = 0,16\text{mm}$  et  $\Delta\theta = 0,23\text{mm}$  pour des valeurs de  $\theta$  variant entre 1 et  $2\text{mm}$ . Ceci implique donc que le dispositif est de taille légèrement trop importante par rapport à un dispositif idéal.

La figure 5.15 présente l'évolution du facteur de forme expérimental en comparaison avec la lois de Coles [7]. En ce qui concerne l'écoulement à faible vitesse, la correspondance entre expérience et théorie est satisfaisante pour les faibles vitesses malgré un  $H$  particulièrement élevé pour les trois premières positions. Ces valeurs élevées indiquent que la turbulence n'est pas pleinement développée et que ces abscisses correspondent à un régime de transition de la couche limite. La forte différence concernant l'écoulement à haute vitesse est attribuée à l'effet du sur-épaississement. Ce graphique résume assez bien la difficulté d'obtenir un déclenchement réussi pour deux vitesses différentes.

#### *lois de parois*

Les mesures et les lois de paroi sont reportées figures 5.13 et 5.14 pour les neuf profils et les deux vitesses paliers. Les ajustements avec la loi logarithmique et la loi de la sous-couche visqueuse semblent satisfaisants pour les deux vitesses et les neuf abscisses. La région logarithmique est beaucoup plus restreinte pour le bas régime, comme le prévoient les lois empiriques de Coles (section 5.2.4). La présence d'une zone déficitaire qui se manifeste par un écartement par rapport à la loi logarithmique pour des  $y^+$  importants est visible pour les deux écoulements. Le profil mesuré à la première abscisse concernant l'écoulement bas régime ne semble pas correspondre à la loi logarithmique. Ceci laisse suggérer que la turbulence n'est pas encore déclenchée à cet endroit. Cette interprétation est en accord avec celle émise sur les résultats concernant le facteur de forme. Les points appartenant à la région de la sous couche visqueuse se confondent bien, pour la plupart, avec la théorie. La correspondance semble moins bonne pour  $y^+ < 3$ , les mesures des vitesses peuvent être soumises à un bruit provenant des réflexions de la surface. Les valeurs des distances à la paroi telles que  $y^+ = 1$  correspondent à la longueur visqueuse  $l_\nu$  et sont en moyenne de  $33\mu\text{m}$  et  $65\mu\text{m}$  pour les bas et haut régimes de vitesse. La gamme des nombres de Reynolds  $R_\theta$  se situe entre 300 et 600 pour les petites vitesses. Ceci justifie la taille restreinte de la zone logarithmique de la figure 5.13.

#### *frottements à la paroi*

Les coefficients de frottement  $C_f$  calculés à partir des  $\tau_p$  et  $U_e$  expérimentaux par (5.11) sont comparés avec la théorie de la plaque plane figure 5.15. Les mesures à haut régime sont en bon accord pour les premières positions mais un décalage de 0,2 soit 4% apparaît pour les quatre dernières abscisses. Malgré le décalage, la pente reste néanmoins similaire à la théorie. Pour le bas régime, les sept positions de l’aval ont un décalage de 0,6 soit un peu plus de 10%. La pente semble cependant identique à la théorie. Pour les deux régimes, l’évolution du  $C_f$  est dans un premier temps croissante, puis décroissante à partir d’une abscisse qui diffère suivant le régime. Ce changement suggère que cette abscisse est la position pour laquelle la couche limite devient turbulente. Erm *et al.* [14] s’appuient principalement sur ce critère pour localiser le point de transition vers la turbulence.

### ***grandeurs turbulentes***

Les contraintes de Reynolds expérimentales sont présentées pour les six premières abscisses et les deux écoulements paliers figures 5.17(a) et 5.17(b). Les deux premiers profils sont nettement différents des profils suivants, pour les deux contraintes et les deux écoulements paliers. Il semble même que les profils tendent à converger vers l’aval. Ceci laisse suggérer que les premiers profils sont encore ”perturbés” par la présence du déclencheur. Ce phénomène s’estompe à compter du troisième profil.

### **5.5.3 Uniformité de l’écoulement**

Le caractère bidimensionnel de l’écoulement est étudié en mesurant cinq profils de couches limites suivant l’envergure de la plaque plane à trois abscisses différentes, soit quinze profils au-dessus de la plaque chauffée. Les cartographies du coefficient de frottement  $C_f$  pour les deux écoulements paliers sont représentées figures 5.18. Une légère dissymétrie est visible pour les deux écoulements, le côté droit présentant des coefficients un peu plus importants. Lors du prochain chapitre, l’impact de cette dissymétrie sur les transferts de chaleur sera étudiée en analysant le champ de température à la surface de la plaque chauffée.

### **5.5.4 Répétabilité des mesures de couche limite**

Les incertitudes de répétabilité sont calculées en mesurant 30 profils de couche limite à la même position sur la plaque plane. Le nombre de 30 est choisi afin de pouvoir utiliser la répartition de la loi normale des grandeurs aléatoires, et ainsi utiliser l’expression (4.5). La programmation du déplacement du banc laser est conçue de manière à quitter et regagner la position de mesure entre chaque mesure de couche limite. De cette manière, la capacité du banc à se repositionner au même endroit est prise en compte dans l’estimation de la répétabilité. De plus, la dérive de la vitesse de la soufflerie et la dilatation thermique du bras du banc de déplacement sont aussi testées. La méthode de calcul des grandeurs intégrales et du coefficient de frottement est aussi étudiée. Les résultats sont présentés tableau 5.5 en terme de moyenne, écart-type et incertitudes avec un intervalle de confiance à 95%. L’incertitude de répétabilité de la mesure et du calcul de la vitesse au sein de la couche limite est présentée figure 5.19(a). En comparant ces incertitudes avec les incertitudes de mesure par VLF figure 5.5(b) il est clair que les mesures en

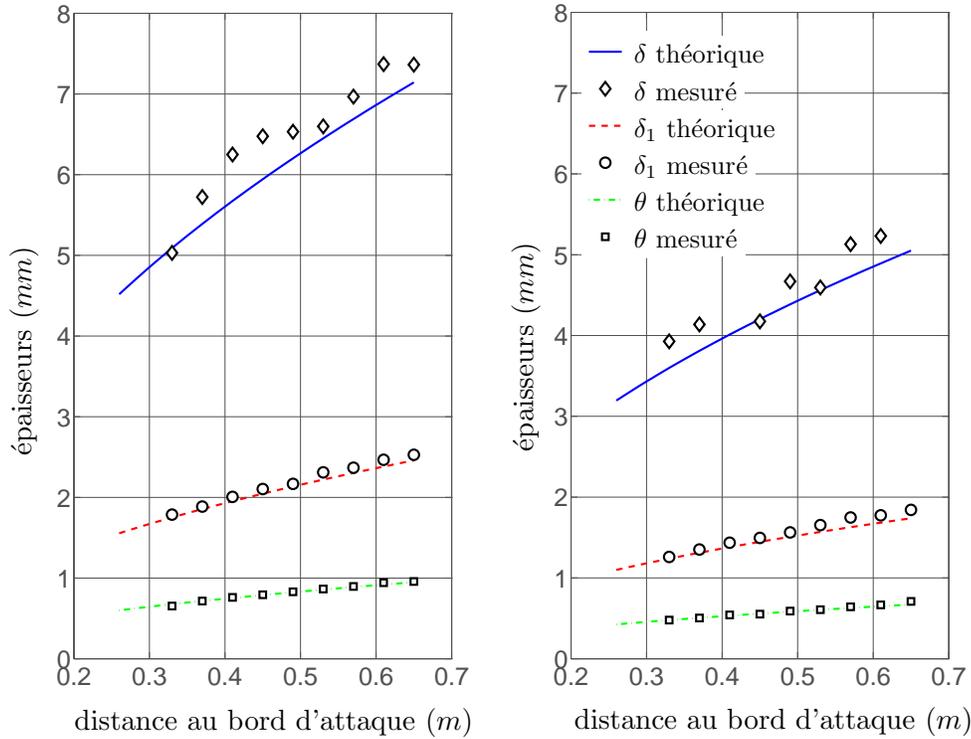


FIG. 5.11 – Évolution longitudinale des grandeurs intégrales théoriques et expérimentales en régime laminaire

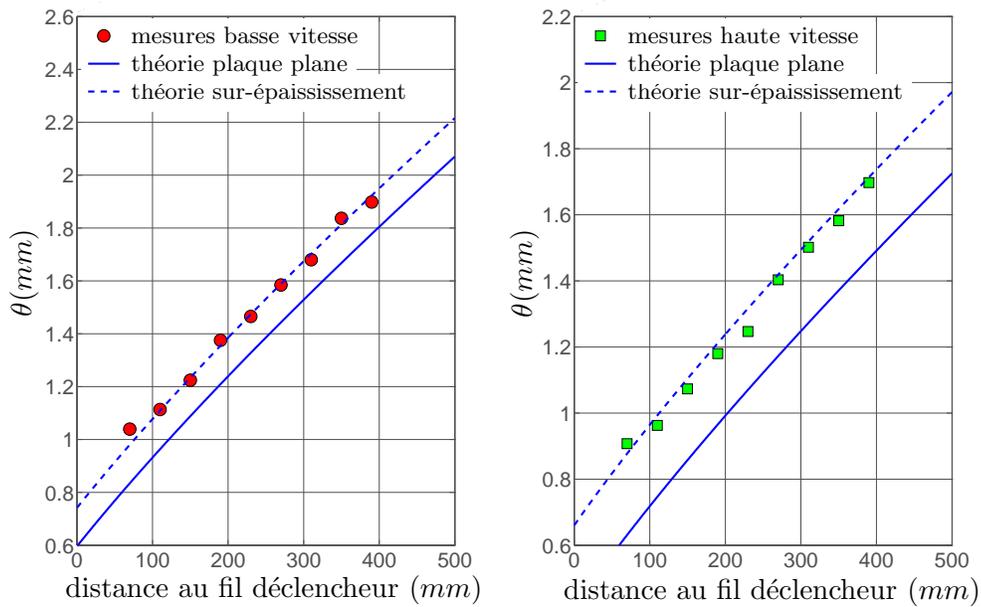
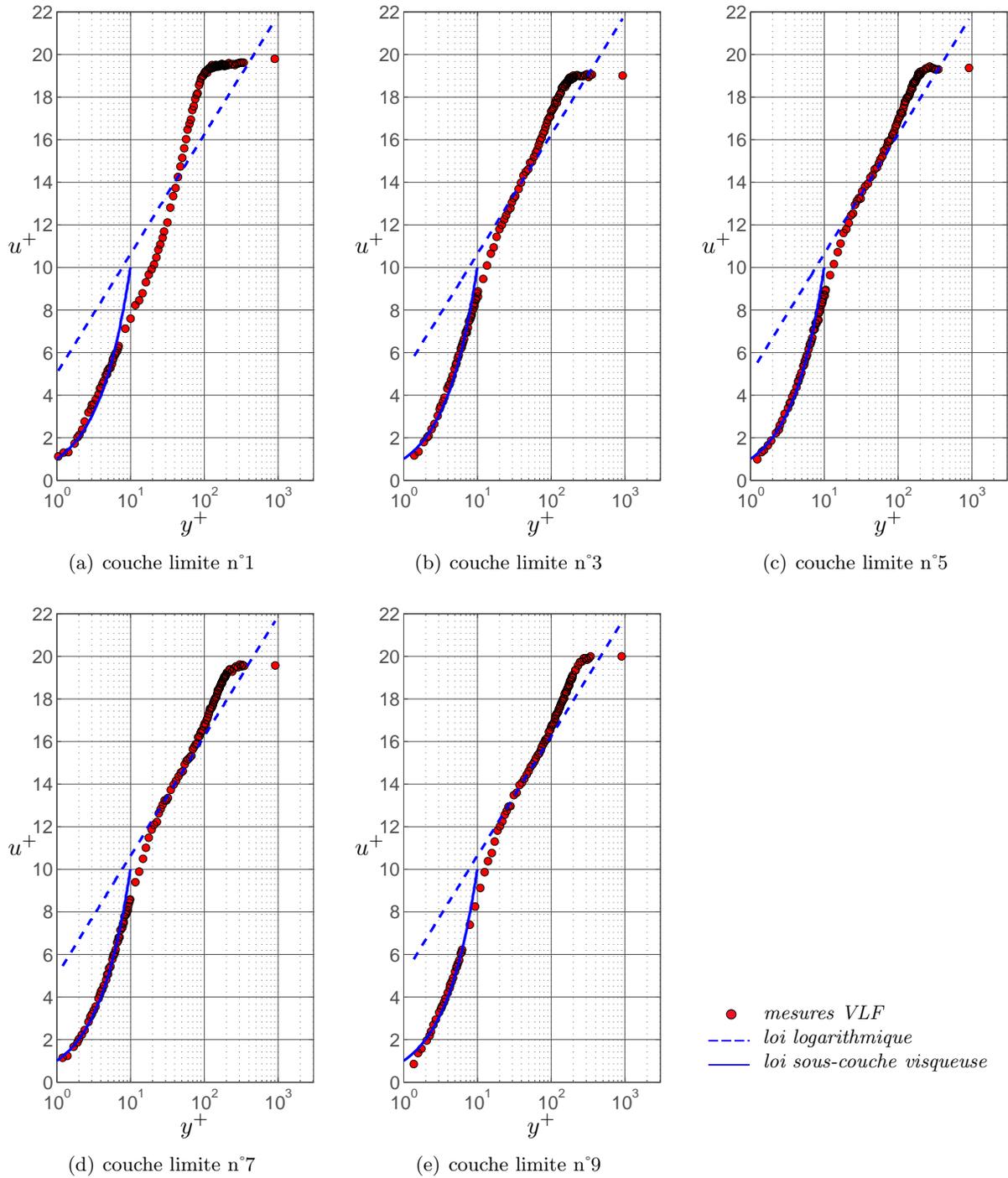
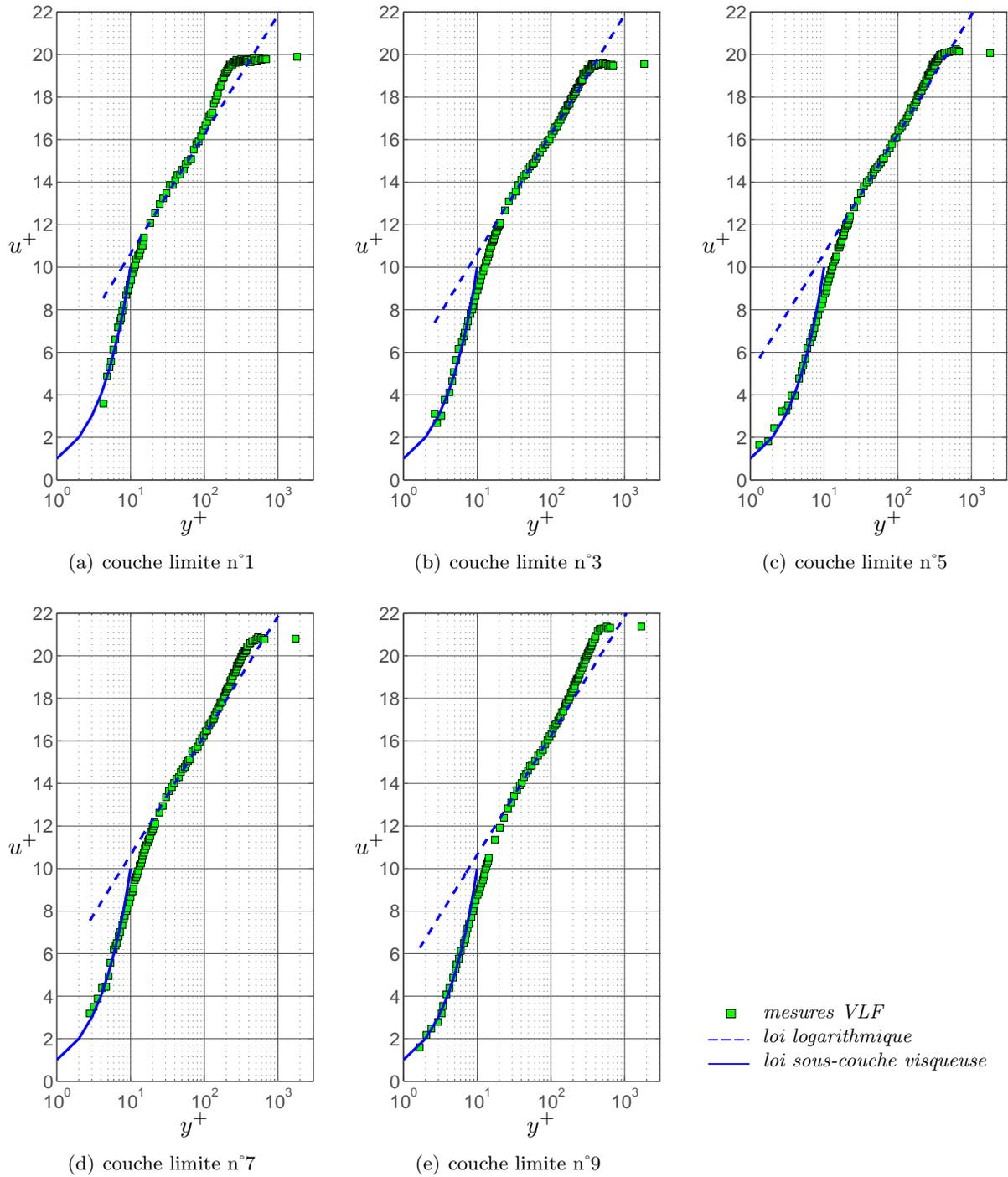


FIG. 5.12 – Évolution expérimentale de l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  avec les lois théoriques de déclenchement idéal et de sur-épaississement sur plaque plane.

FIG. 5.13 – Lois de parois et mesures VLF pour  $U_e = 4,6m.s^{-1}$

FIG. 5.14 – Lois de parois et mesures VLF pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$

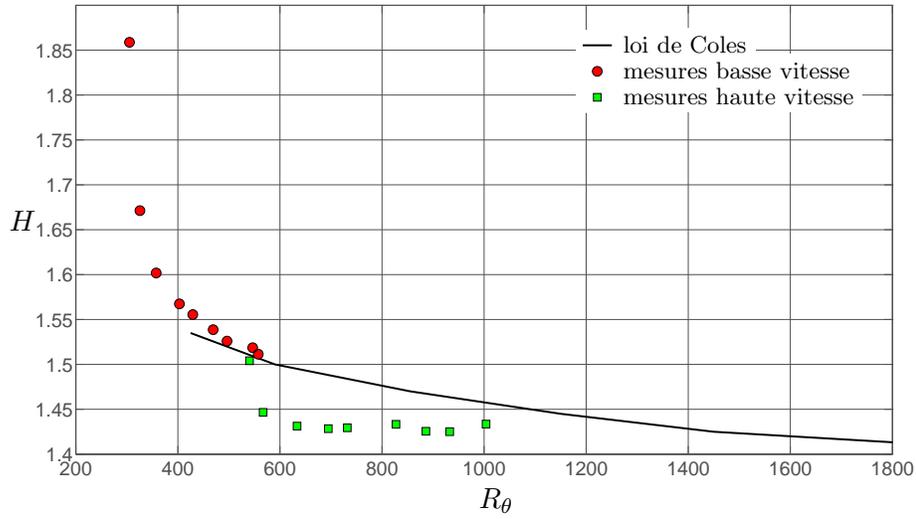


FIG. 5.15 – Évolution du facteur de forme

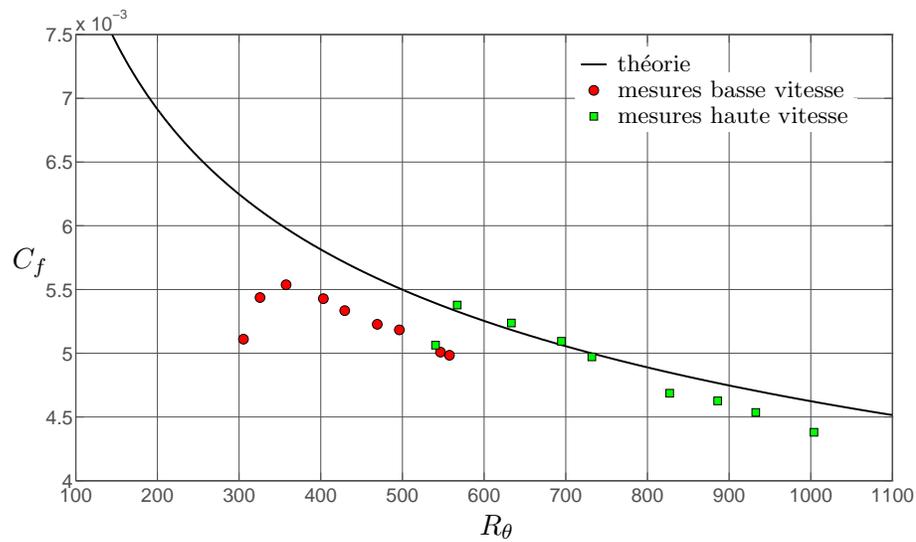
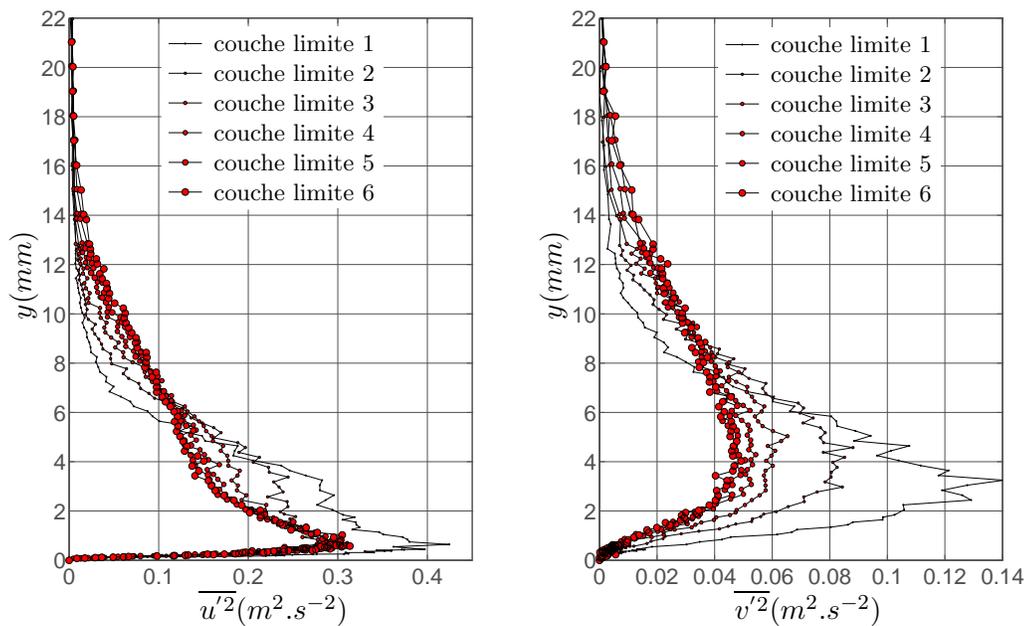
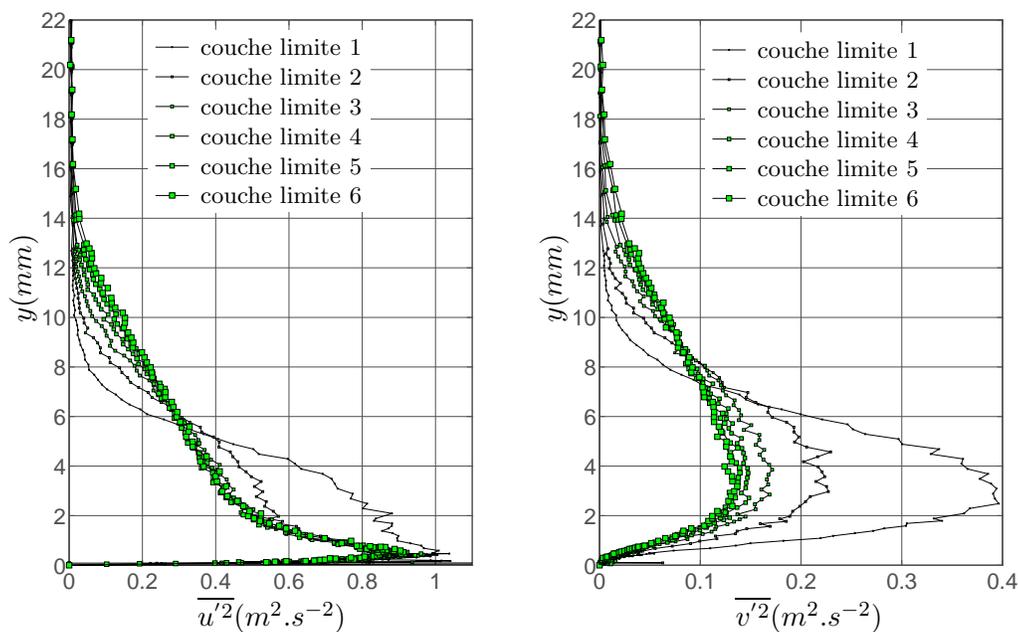
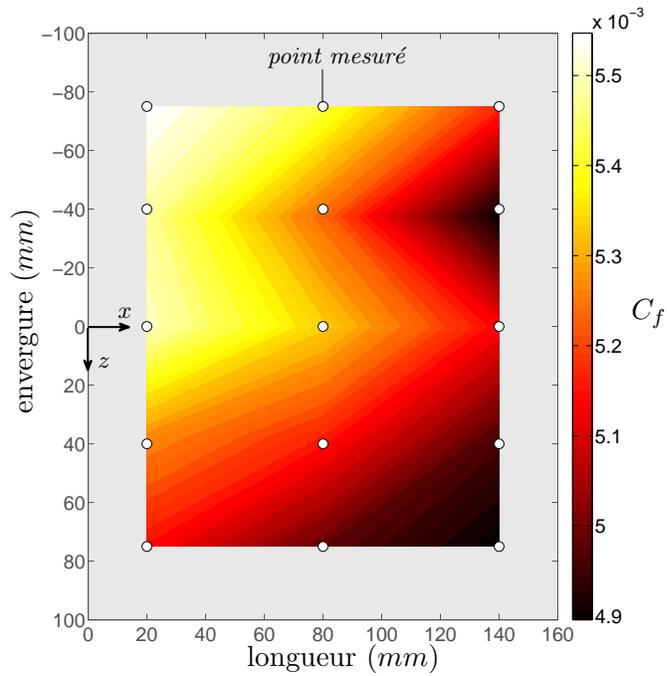
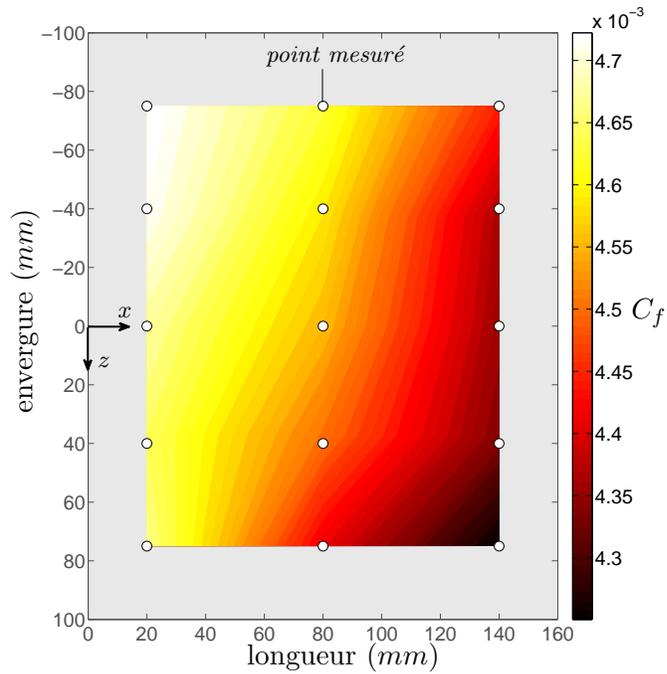


FIG. 5.16 – Évolution du coefficient de frottement estimé par la méthode de Clauser

(a) Évolution des contraintes de Reynolds normales pour  $U_e = 4,6m.s^{-1}$ (b) Évolution des contraintes de Reynolds normales pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$ FIG. 5.17 – Évolution des contraintes de Reynolds normales  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$

(a) Mesures du coefficient de frottement pour  $U_e = 4,6m.s^{-1}$ (b) Mesures du coefficient de frottement pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$ FIG. 5.18 – Champs du coefficient de frottement  $C_f$

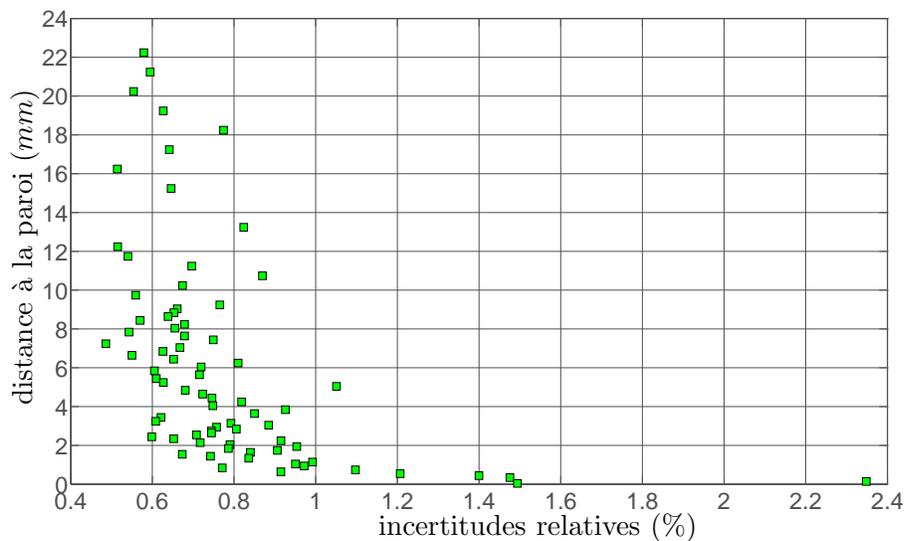
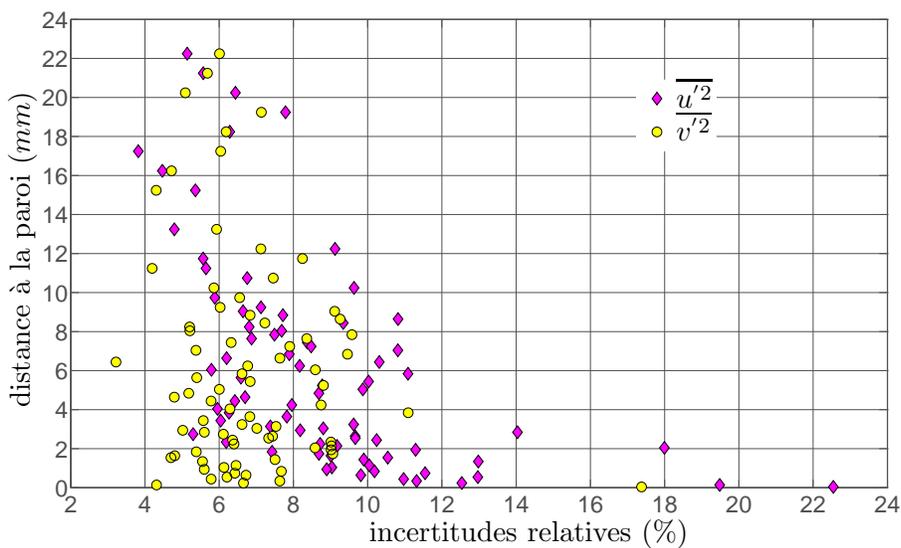
(a) Incertitudes relatives de la vitesse mesurée ( $\Delta u/U_e \times 100$ )(b) Incertitudes relatives des contraintes de Reynolds mesurées ( $\Delta \overline{u'^2}/\overline{u_e'^2} \times 100$ )

FIG. 5.19 – Calcul des incertitudes de répétabilité de mesure d'une couche lime par VLF pour une couche limite mesurée 30 fois

$\mathcal{P}$	$\overline{\mathcal{P}}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$\Delta\mathcal{P}/\overline{\mathcal{P}} \times 100$ (%)
$Y_0^*$ (mm)	102,25	0,017	0,03
$U_e$ ( $m.s^{-1}$ )	9,103	0,026	0,5
$u_\tau$ ( $m.s^{-1}$ )	0,46	0,003	1,2
$l_\nu$ (mm)	$3,21 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$	1,2
$\tau$ (Pa)	0,263	0,003	2,5
$C_f$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$	2,6
$\delta$ (mm)	9,8	0,5	10,0
$\delta_1$ (mm)	1,5	0,04	5,3
$\theta$ (mm)	1,1	0,02	3,7
$R_\theta$	615,5	13,5	3,7
$H$	1,468	0,03	4,4

\* mesuré dans le référentiel du laser

TAB. 5.5 – Incertitudes de répétabilité sur les mesures et les calculs de différents paramètres pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$

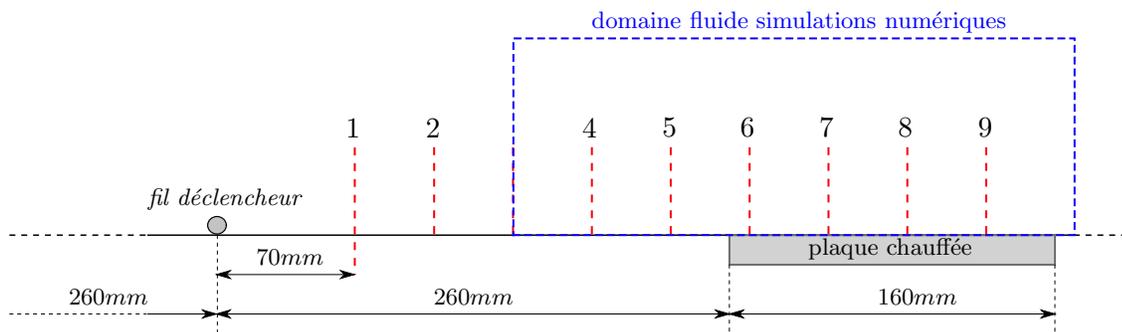


FIG. 5.20 – Positions des mesures de couches limites

proche paroi sont soumises à des incertitudes plus importantes, sans doute provoquées par les réflexions lumineuses de la paroi. Les incertitudes de répétabilité sur les contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  sont illustrées figures 5.19(b). Cette incertitude de répétabilité inclue aussi la méthode de correction du bruit de mesure abordée section 5.3.4.

### 5.5.5 Conclusion

Les mesures en régime stationnaire ont permis de dimensionner un dispositif de déclenchement permettant d'obtenir une couche limite turbulente au-dessus de la plaque chauffée pour la gamme de vitesse utilisée. Un fil cylindrique de 1,8mm de diamètre placé à 0,26m du bord d'attaque est sélectionné et utilisé pour les essais thermiques. Les couches limites turbulentes ont alors pu être caractérisées pour les deux écoulements paliers stationnaires. Une des difficultés réside dans le fait de déclencher à basse vitesse en étant relativement proche du bord d'attaque. Les nombres de Reynolds  $R_\theta$  obtenus sont par conséquent assez faibles ( $R_\theta < 1000$ ). Une autre difficulté provient de l'étendue de la gamme de vitesse, le sur-épaississement ne peut pas être évité pour

la vitesse maximale.

Pour résumer, le déclenchement idéal est limité par les faibles vitesses et la longueur de la veine d'essai. L'étude des évolutions de  $H$  et de  $C_f$  ont conduit à la conclusion que la couche limite à basse vitesse n'est déclenchée qu'à partir de la troisième abscisse, soit à  $110\text{mm}$  de la plaque chauffée. C'est donc cet endroit qui est choisi pour placer l'entrée du domaine fluide des simulations numériques est placée (figure 5.20).

## 5.6 Mesures en régime instationnaire

### 5.6.1 Introduction

Les mesures en régime stationnaire ont permis de dimensionner un déclencheur permettant d'avoir une couche limite turbulente au-dessus de la plaque chauffée. Par la suite, la caractérisation des couches limites turbulentes, le contrôle de la répétabilité des mesures et la vérification de l'uniformité de l'écoulement ont été accomplis. La deuxième partie de ce chapitre est dédiée aux mesures des grandeurs dynamiques en écoulement instationnaire. Après une introduction relative au calcul par moyenne de phase, le protocole des mesures et les résultats sont présentés.

### 5.6.2 Calcul par moyenne de phase

Soit  $q(t)$ , une grandeur connue évoluant de manière périodique sur  $N_c$  cycles de période  $P$ . Chaque période est divisée en  $N_f$  fenêtres de durée  $\delta t = P/N_f$ . Soit  $\tilde{t}_{i,j}$  le temps au centre de la  $j^{\text{ième}}$  fenêtre située au  $i^{\text{ième}}$  cycle tel que pour tout indices  $(i,j)$  :  $\delta t = \tilde{t}_{i,j+1} - \tilde{t}_{i,j}$ . La méthode utilisée consiste dans un premier temps à calculer  $\tilde{q}_{i,j}$  (figure 5.21), la moyenne temporelle de  $q(t)$  sur l'intervalle  $\delta t$  :

$$\tilde{q}_{i,j} = \frac{1}{\delta t} \int_{\tilde{t}_{i,j} - \frac{\delta t}{2}}^{\tilde{t}_{i,j} + \frac{\delta t}{2}} q(t) dt \quad (5.26)$$

Pour des signaux discrets, la moyenne arithmétique des mesures acquises sur une fenêtre  $\delta t$  est calculée. Soit  $Q_{i,j}$  le nombre d'acquisitions réalisées pour  $\tilde{t}_{i,j} - \delta t/2 < t < \tilde{t}_{i,j} + \delta t/2$ , il vient :

$$\tilde{q}_{i,j} = \frac{1}{Q_{i,j}} \sum_{i=1}^{Q_{i,j}} q(\tilde{t}_{i,j} - \frac{\delta t}{2} < t < \tilde{t}_{i,j} + \frac{\delta t}{2}) \quad (5.27)$$

l'évolution temporelle de  $q(t)$  peut alors être moyennée sur  $N_c$  cycles, la moyenne de phase est :

$$\bar{q}_j = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{N_c} \tilde{q}_{i,j} \quad (5.28)$$

Le temps correspondant à l'évolution de cette grandeur est  $\bar{t}_j = \tilde{t}_{1,j} - \tilde{t}_{1,1}$  pour que le temps initial soit pris à zéro. Après avoir procédé au calcul par moyenne de phase,  $q(t)$  peut ainsi s'écrire  $\bar{q}_j(\bar{t}_j)$ . La résolution temporelle de l'évolution de la moyenne est régie par le choix du paramètre  $N_f$ . Il doit être en effet suffisamment important pour décrire de manière précise les

variations temporelles de  $\bar{q}_j$ . Le paramètre  $N_c$  a une influence sur la précision de l'estimation de la moyenne, plus il est important et plus l'intervalle de confiance de la moyenne est faible. De manière analogue, en notant  $\widetilde{q}_{i,j}'^2$  la variance de  $q(t)$  sur l'intervalle  $\delta t$  :

$$\widetilde{q}_{i,j}'^2 = \frac{1}{\delta t} \int_{\bar{t}_{i,j}-\frac{\delta t}{2}}^{\bar{t}_{i,j}+\frac{\delta t}{2}} (q(t) - \bar{q}_{i,j})^2 dt \quad (5.29)$$

ou pour une quantité discrète :

$$\widetilde{q}_{i,j}'^2 = \frac{1}{Q_{i,j}} \sum_{i=1}^{Q_{i,j}} \left( q(t_{i,j} - \frac{\delta t}{2} < t < t_{i,j} + \frac{\delta t}{2}) - \bar{q}_{i,j} \right)^2 \quad (5.30)$$

l'évolution temporelle de la variance est alors moyennée sur  $N_c$  cycles :

$$\overline{q}_j'^2 = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{N_c} \widetilde{q}_{i,j}'^2 \quad (5.31)$$

Comme pour le calcul de la moyenne, le nombre de cycle est un paramètre important qui joue sur l'incertitude du résultat. Le choix du nombre de fenêtres est quant à lui déterminant : une fenêtre trop longue peut induire une variance surévaluée provoquée par l'évolution temporelle de la moyenne. Forestier *et al.* [16] montrent clairement l'influence de la taille des fenêtres sur le calcul des variances tandis que Zhang *et al.* [67] proposent une méthode de correction pour contrer cet effet.

A ce phénomène s'ajoute le bruit caractéristique des mesures par VLF discuté section 5.3.4. La fonction d'auto-covariance pour un intervalle de temps  $\delta t$  étant :

$$\tilde{C}_{i,j}(\tau) = \int_{\bar{t}_{i,j}-\frac{\delta t}{2}}^{\bar{t}_{i,j}+\frac{\delta t}{2}} (q(t) - \bar{q}_{i,j})(q(t - \tau) - \bar{q}_{i,j}) dt \quad (5.32)$$

la fonction est moyennée sur  $N_c$  cycles :

$$\overline{C}_j(\tau) = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{N_c} \tilde{C}_{i,j}(\tau) \quad (5.33)$$

La méthode de Mayo [31] est aussi adaptée à ce genre de calcul et est donc exploitée pour les résultats de mesure en régime instationnaire.

### 5.6.3 Procédure expérimentale

#### 5.6.3.1 Mesures et post-traitement

Les mesures par VLF sont effectuées en continu durant les cycles de vitesse. Pour rappel, les accélérations et les décélérations de l'écoulement sont accomplies en 10s. Le temps de stabilisation de l'écoulement étant relativement court, la durée des paliers entre les régimes instationnaires est fixée à 5s. Afin de faciliter le calcul par moyenne de phase, un signal de référence  $S(t)$  est utilisé. Ce signal est caractérisé par une tension électrique évoluant de  $-4V$  à  $4V$  et est

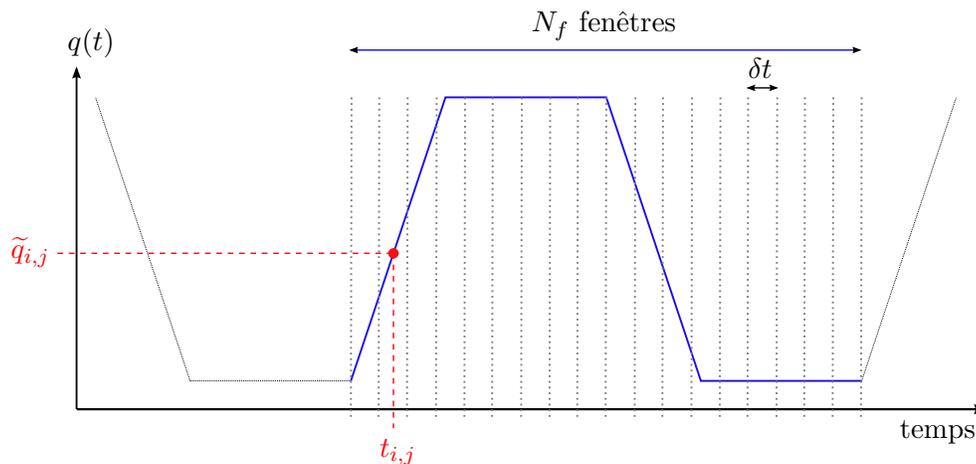


FIG. 5.21 – Méthode générale du calcul d'une grandeur par moyenne de phase

généralisé par le système commandant l'ouverture et la fermeture des lattes comme le schématise la figure 5.22(a).  $S(t)$  est ainsi synchronisé avec le changement de vitesse en soufflerie. Le système d'acquisition reçoit simultanément le signal de référence  $S(t)$  avec les signaux provenant des mesures par VLF. Lors du post-traitement des résultats, le paramètre du temps peut alors être remplacé par le signal :  $u(t) = u(S)$ . Ceci permet de recaler tous les cycles à la même origine, de telle sorte que chaque cycle débute par  $u(S = -4)$  et se termine par  $u(S = 4)$  comme le montre la figure 5.22(b).

Avant de procéder à la mesure en un point durant plusieurs cycles, il est très important de s'assurer que la vitesse de l'écoulement évolue bien entre les "bonnes" valeurs paliers. Il est aussi indispensable de connaître la distance entre le volume de mesure et la paroi. Le protocole de mesure en un point est donc le suivant :

### 1. recherche des vitesses paliers

La vitesse en veine d'essai n'est pas constante sur une certaine durée de temps et il est indispensable de contrôler, avant chaque mesure en un point de l'espace, si les deux positions du banc correspondent aux vitesses paliers définies au préalable ( $4,6m.s^{-1}$  et  $9,2m.s^{-1}$ ). Des mesures sont donc réalisées en écoulement stationnaire pour différentes positions du banc comme le montre la figure 4.9. Les positions relatives aux valeurs paliers sont déterminées par interpolation linéaire, puis une dernière vérification est réalisée.

### 2. recherche de la position de la paroi $Y_0$

Il est aussi indispensable d'estimer la distance à la paroi des mesures réalisées. La méthode décrite à la section 5.5.1 est alors exploitée : un profil de couche limite est mesuré en régime stationnaire, la position de la paroi  $Y_0$  est déterminée en faisant correspondre les mesures avec la loi de la sous-couche visqueuse.

### 3. lancement des acquisitions

Le volume de mesure est placé à la distance de la paroi souhaitée. Les cycles de vitesse, l'acquisition du signal de référence et du signal de mesure sont finalement déclenchés de manière synchronisée.

Étant donné qu'une mesure en un point est précédée de ce protocole et est réalisée durant de nombreux cycles, une couche limite ne peut pas être sondée avec la même résolution spatiale que lors d'un écoulement stationnaire. Les mesures dynamiques instationnaires ne concernent qu'une seule couche limite, située à l'abscisse correspondant à l'entrée du domaine numérique fluide (*abscisse n°3 de la figure 5.20*). Cette position constitue un intérêt particulier car les mesures dynamiques réalisées sont imposées en tant que conditions limites pour les simulations numériques. Huit points sont mesurés à cette abscisse, à  $1mm$ ,  $2mm$ ,  $3mm$ ,  $4mm$ ,  $5mm$ ,  $6mm$ ,  $8mm$  et  $12mm$  de la paroi.

### 5.6.3.2 Nombre de cycles et taille des fenêtres

Le nombre de cycles de vitesse pouvant être réalisés est limité. L'acquisition ne doit en effet pas être trop longue afin d'éviter des variations éventuelles des vitesses paliers en veine d'essai. La limite est de plus naturellement imposée par la capacité de stockage du système d'acquisition à 150 cycles, ce qui correspond à une mesure d'environ  $1h15$ . La taille des fenêtres doit être suffisamment petite pour ne pas surestimer la turbulence de l'écoulement. Afin d'étudier l'influence de ces deux paramètres et d'effectuer les choix appropriés, une analyse est réalisée sur une acquisition hors couche limite durant 150 cycles de vitesse.

#### *nombre de cycles*

La moyenne de phase de la vitesse  $\bar{u}$  est calculée en découpant la période des cycles en 160 fenêtres. La convergence de la moyenne de phase calculée sur l'une des fenêtres et l'intervalle de confiance à 95% correspondant sont rapportés figure 5.23(a) en fonction du nombre de cycles réalisés. La stabilisation de la valeur moyenne semble s'effectuée au-delà de 50 cycles et celle de l'intervalle de confiance au-delà de 100 cycles. Ce constat est identique pour toutes les fenêtres de la période, ceci permet de conclure que la réalisation de 150 cycles est largement suffisante. La convergence de l'intervalle de confiance semble en effet indiquer que la réalisation de cycles supplémentaires ne garantirait par une baisse significative de l'intervalle de confiance. En outre, la valeur de l'intervalle de confiance obtenue après 150 cycles est très faible ( $\sim 0,01m.s^{-1}$ ) et est nettement inférieure à l'incertitude de mesure (figure 5.19(a)). Ceci constitue un critère significatif pour s'assurer de la bonne reproductibilité des cycles et du nombre satisfaisant de cycle réalisés.

#### *taille des fenêtres*

Des calculs par moyenne de phase de  $\overline{u'^2}$  sont effectués lors de l'accélération de l'écoulement avec des tailles de fenêtres différentes. La figure 5.23(b) présente les résultats de ces calculs en fonction du nombre de fenêtres par période. L'effet d'une surévaluation de la turbulence avec des tailles de fenêtre trop importantes est très nette. La taille optimale est choisie comme celle correspondant à 160 fenêtres par période, soit  $\delta t = 0,1875s$  et  $\delta S = 0,05V$ . Passé cette valeur, la surestimation de la turbulence n'est plus visible et un rétrécissement des fenêtres semble même dégrader la qualité de l'évolution temporelle, le nombre d'acquisition présent dans chaque fenêtre

devenant trop faible.

## 5.6.4 Résultats

### 5.6.4.1 Évolution des grandeurs hors couche limite

L'acquisition est réalisée sur un point situé à  $58mm$  de la paroi et à l'abscisse correspondant à l'entrée du domaine fluide des simulations numériques ( $x = -110mm, y = 58mm, z = 0mm$ ). L'évolution de la vitesse d'écoulement  $U_e(t)$  calculée par moyenne de phase sur une acquisition de 150 cycles est présentée figure 5.24(a). Cette figure montre que les variations de la vitesse entre les deux écoulements paliers semblent parfaitement linéaires et que les écoulements paliers sont constants. L'intervalle de confiance est rapporté pour la durée totale des cycles et pour chaque fenêtre figure 5.24(b). L'intervalle de confiance dépend clairement de la vitesse d'écoulement, il est approximativement égal à  $0.006m.s^{-1}$  et  $0.015m.s^{-1}$ , soit en général 0,15% de la vitesse. Il est intéressant de noter que cette valeur est inférieure aux incertitudes de mesure représentées par la figure 5.19(a). Ceci permet d'affirmer que la reproductibilité du processus est de très bonne qualité.

L'évolution temporelle des contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  en écoulement hors couche limite est présentée figure 5.25(a). Les calculs contenant le bruit de mesure obtenus directement avec l'expression 5.31 sont également montrés figure 5.25(b). Les signaux contenant le bruit de mesure présentent un rebond aux extrémités du palier basse vitesse et ce rebond se retrouve de manière très atténuée dans le signal corrigé. Les valeurs des contraintes sont en général relativement faibles, ce qui explique la difficulté d'obtenir des courbes aussi "lisses" qu'avec le signal bruité.

### 5.6.4.2 Évolution des grandeurs dans la couche limite

Les composantes de vitesses moyennes  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$  mesurées dans la couche limite sont présentées figures 5.26(a) et 5.26(b). L'évolution de la composante  $\bar{u}$  durant l'accélération et la décélération semble linéaire, comme pour l'écoulement hors couche limite. Les évolutions temporelles de  $\bar{v}$  sont relativement faibles.

Les moyennes de phase obtenues aux écoulements paliers sont confrontées avec les profils stationnaires obtenus à la même abscisse sur la figure 5.28(a). Ceci permet de vérifier la cohérence des résultats mais surtout que les mesures sont effectuées aux mêmes distances de la paroi.

Les contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  mesurées dans la couche limite sont présentées figures 5.27(a) et 5.27(b). De manière générale, leurs évolutions temporelles semblent linéaires lors de l'accélération et de la décélération de l'écoulement. Il est surprenant d'observer une augmentation des valeurs pour le palier basse vitesse qui est caractérisé par la présence d'une bosse. Ce phénomène n'est présent que pour les points situés au-dessus de  $4mm$  de la paroi. Ces effets sont aussi présents dans les signaux dont le bruit de mesure n'a pas été éliminé, il est aussi intéressant de remarquer que l'évolution des contraintes hors couche limite présente un comportement semblable (figure 5.28(b)).

La correspondance entre les profils stationnaires et les mesures instationnaires aux paliers est étudiée figures 5.28(b) et 5.28(c), elle est moins satisfaisante que pour la vitesse présentée figure 5.28(a). Plus précisément, les valeurs issues des moyennes de phase semblent légèrement surestimées pour l'écoulement basse vitesse et sous-estimées pour l'écoulement haute vitesse. Ce phénomène n'est certainement pas provoqué par des erreurs de positionnement du volume de mesure car la cohérence est particulièrement satisfaisante pour la vitesse  $\bar{u}$ .

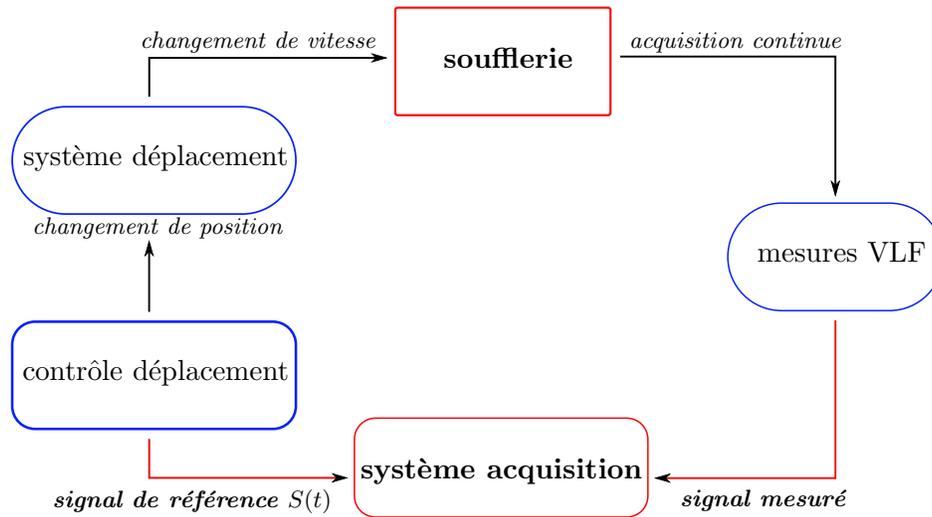
### 5.6.5 Conclusion

Les mesures dynamiques en régime instationnaire ont été réalisées pour différentes distances de la paroi à  $110mm$  en amont de la plaque chauffée. Cette abscisse correspond à la limite d'entrée du domaine fluide des simulations numériques. Les résultats des calculs par moyenne de phase ont montré que l'évolution de la vitesse de l'écoulement en régime instationnaire et au sein de la couche limite suit une évolution linéaire. L'évolution des contraintes normales de Reynolds suivent aussi une évolution linéaire en proche paroi. Les évolutions observées à des distances de la paroi supérieures à  $3mm$  sont cependant moins bien définies.

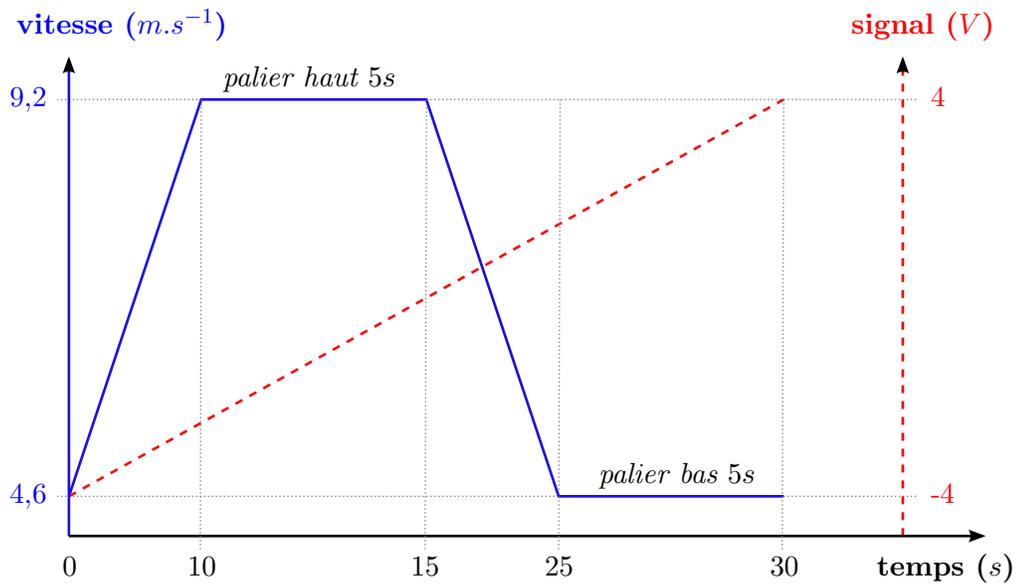
## 5.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, les moyens et les méthodes de mesure des couches limites ont été introduits de manière détaillée. Les résultats de mesure en régime laminaire et stationnaire ont permis de procéder au dimensionnement d'un dispositif de déclenchement des couches limites turbulentes. Les couches limites turbulentes ont été caractérisées pour les deux écoulements paliers, ce qui a permis de délimiter le domaine fluide pour les simulations numériques. Cette base de données expérimentale est utilisée dans la suite du mémoire pour la mise en données des calculs numériques mais aussi comme outil de comparaison avec les résultats numériques. Une étude de répétabilité d'une mesure de couche limite en régime stationnaire est proposée et a permis de mettre en évidence les incertitudes composées des résultats.

Les mesures dynamiques sont accomplies en régime instationnaire durant plusieurs cycles de vitesse, la qualité de la reproductibilité des cycles s'est avérée très satisfaisante. Les évolutions temporelles de  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  au sein de la couche limite turbulente dans un écoulement instationnaire ont été calculées par moyenne de phase pour différentes distances de la paroi. La couche limite considérée pour ces mesures est positionnée à l'abscisse correspondant à l'entrée du domaine fluide des simulations numériques, soit à  $110mm$  en amont de la plaque chauffée.

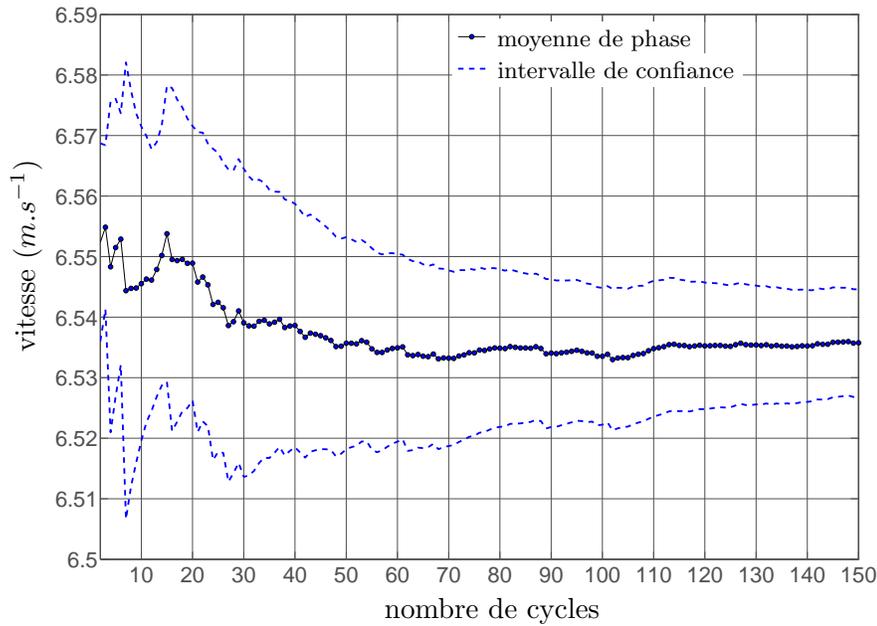


(a) Méthode d'acquisition des signaux

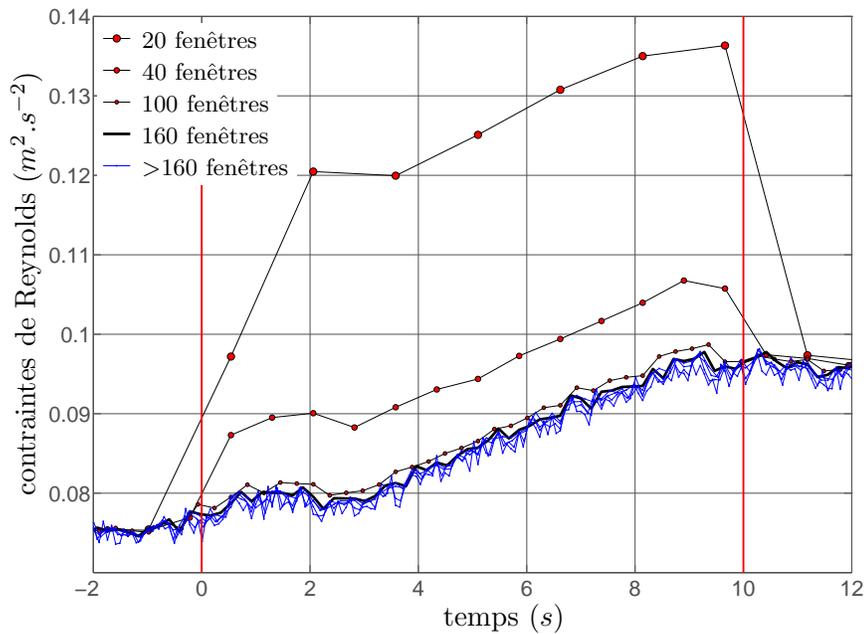


(b) Cycles de vitesse et signal de référence correspondant aux mesures dynamiques

FIG. 5.22 – Cycles et procédure expérimentale en régime instationnaire

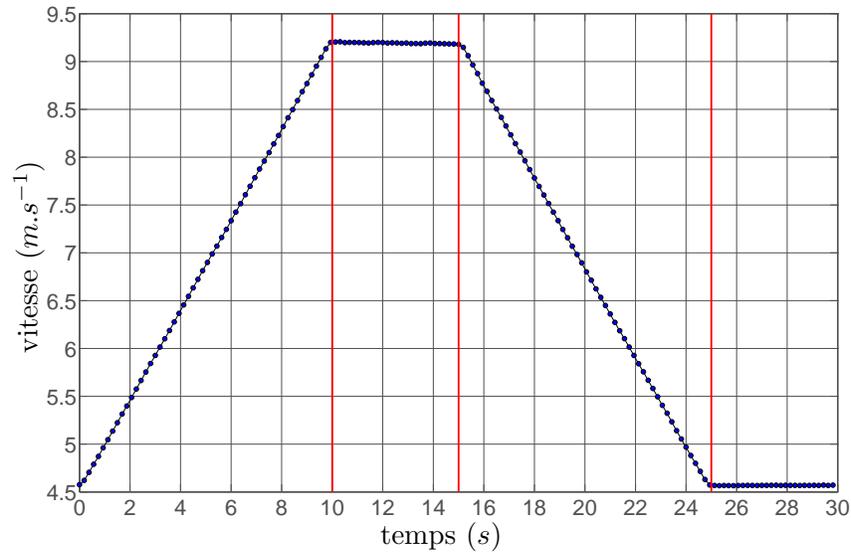


(a) Convergence de la moyenne et de son intervalle de confiance à 95% avec le nombre de cycles effectués

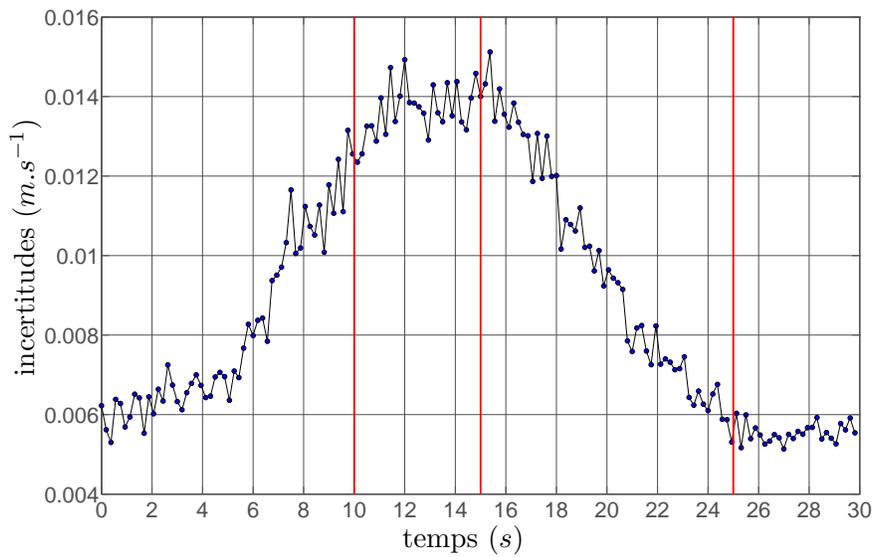


(b) Influence du nombre de fenêtres par période sur le calcul de  $\overline{u^2}$

FIG. 5.23 – Influence du nombre de cycles et de la taille des fenêtres sur le calcul de la moyenne de phase

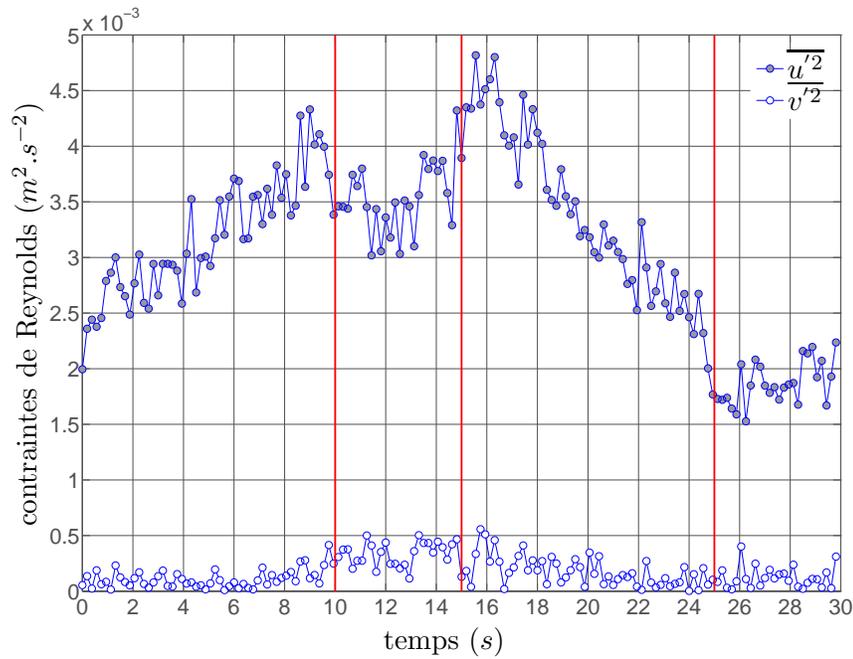


(a) Évolution de la vitesse calculée par moyenne de phase hors couche limite

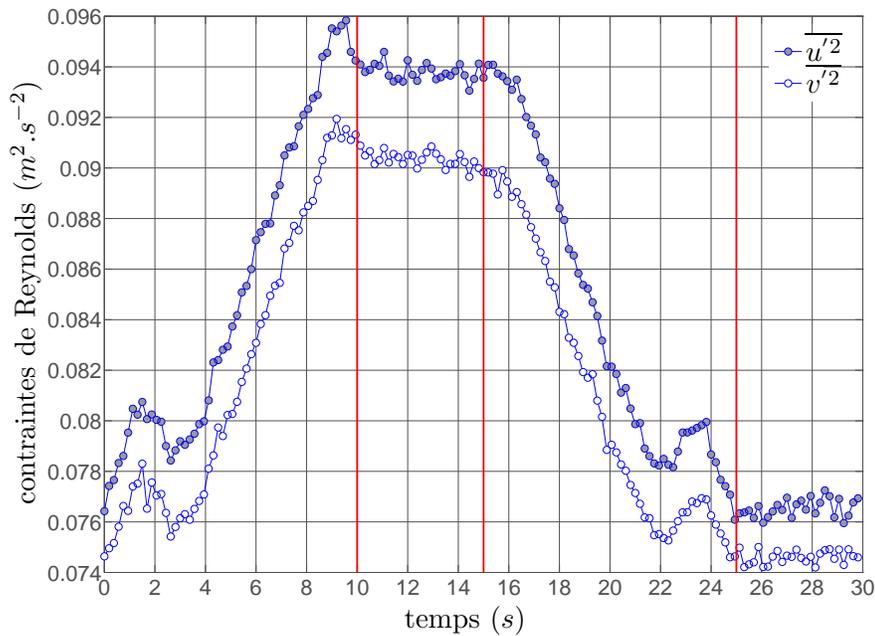


(b) Incertitude de la vitesse calculée par moyenne de phase hors couche limite

FIG. 5.24 – Mesures et calcul par moyenne de phase sur 150 cycles de la vitesse d'écoulement hors couche limite



(a) Moyenne de phase des contraintes de Reynolds hors couche limite avec correction du bruit de mesure



(b) Moyenne de phase des contraintes de Reynolds hors couche limite sans correction du bruit de mesure

FIG. 5.25 – Mesures et calcul par moyenne de phase des contraintes de Reynolds normales hors couche limite

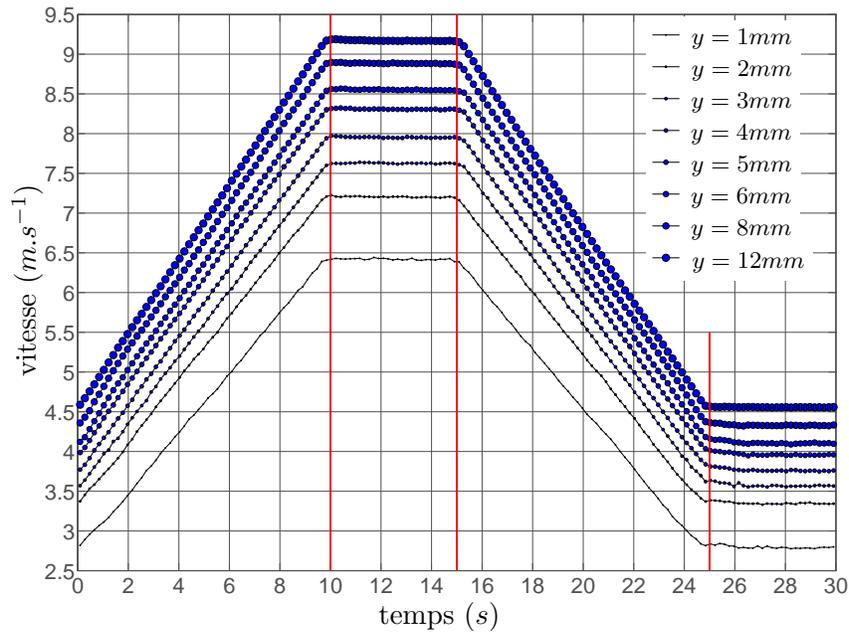
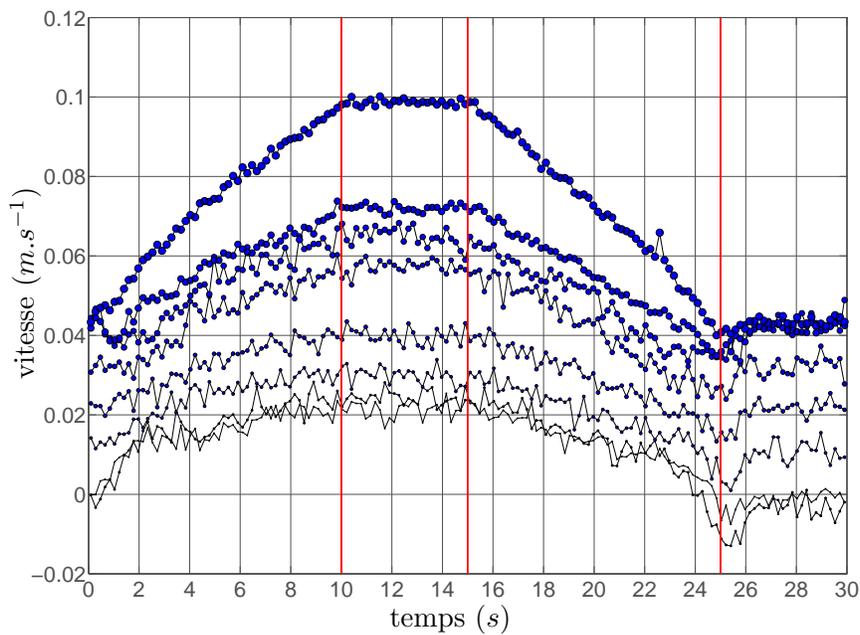
(a) Moyenne de phase de  $\bar{u}$  mesuré dans la couche limite(b) Moyenne de phase de  $\bar{v}$  mesuré dans la couche limite

FIG. 5.26 – Moyenne de phase des vitesse de l'écoulement mesurées dans le couche limite

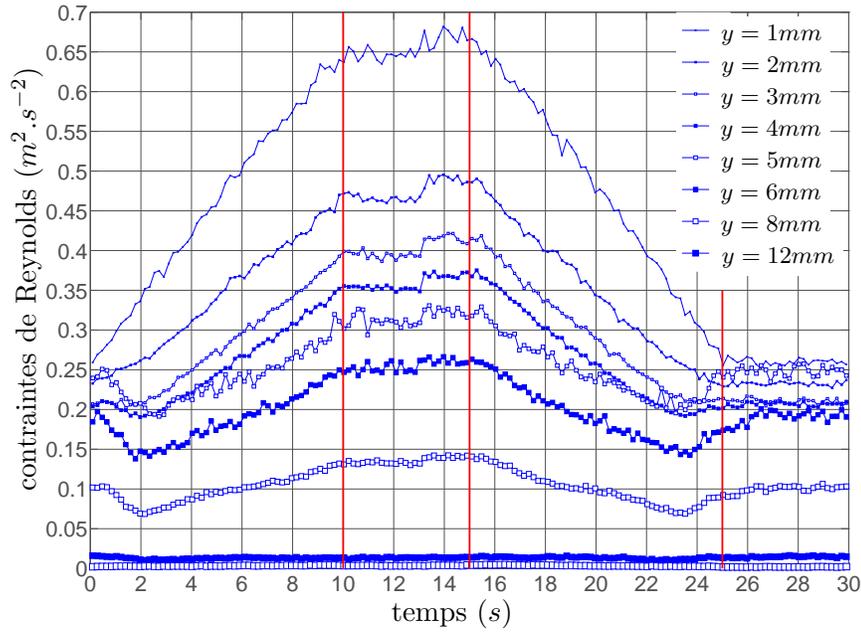
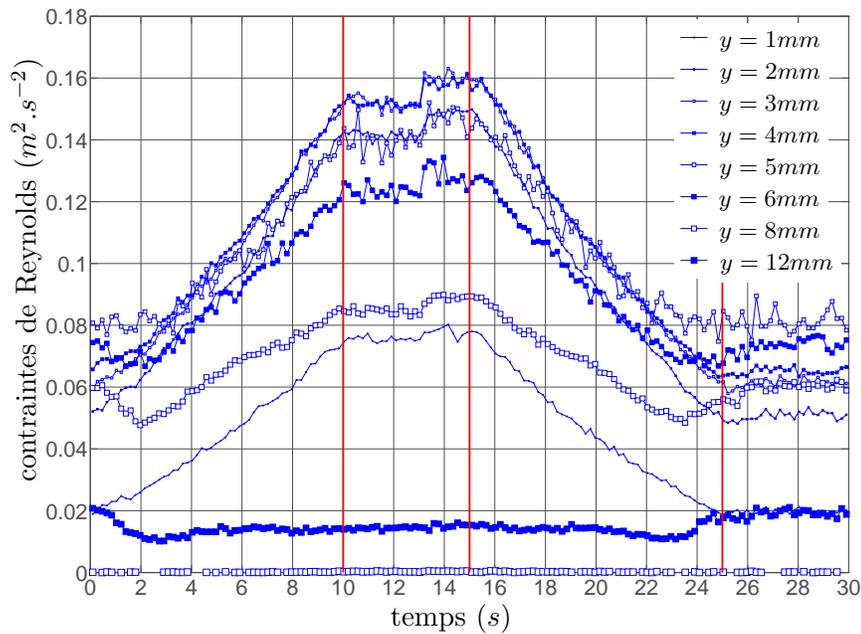
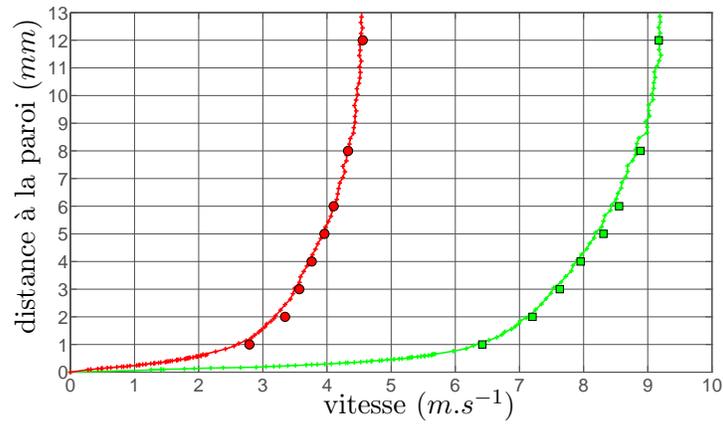
(a) Moyenne de phase de  $\overline{u'^2}$  mesuré dans la couche limite(b) Moyenne de phase de  $\overline{v'^2}$  mesuré dans la couche limite

FIG. 5.27 – Moyenne de phase des contraintes de Reynolds normales mesurées dans la couche limite



(a) Résultats des mesures de la vitesse en régime stationnaire et instationnaire

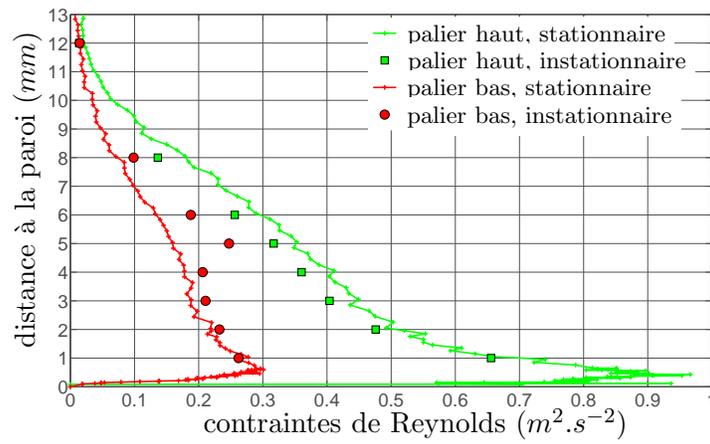
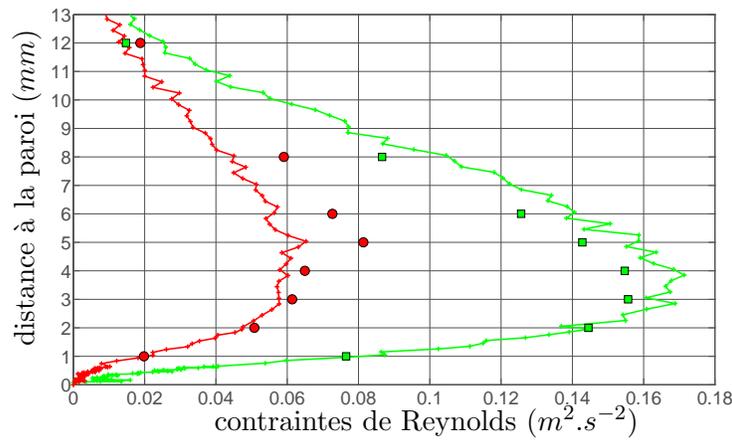
(b) Résultats des mesures de  $\overline{u'^2}$  en régime stationnaire et instationnaire(c) Résultats des mesures de  $\overline{v'^2}$  en régime stationnaire et instationnaire

FIG. 5.28 – Correspondant entre les mesures en régime instationnaire et en régime stationnaire



# Chapitre 6

## Mesures Thermiques

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>102</b>
<b>6.2</b>	<b>Moyens de mesure</b>	<b>102</b>
6.2.1	Thermographie infrarouge	102
6.2.1.1	Rappels théoriques	102
6.2.1.2	Système de fonctionnement	103
6.2.1.3	Étalonnage de la caméra	103
6.2.2	Thermocouples	104
6.2.3	Mise en place	105
<b>6.3</b>	<b>Incertitudes des mesures par caméra IR</b>	<b>107</b>
6.3.1	Incertitudes d'étalonnage	107
6.3.1.1	Signal émis par le corps noir	107
6.3.1.2	Loi d'étalonnage	108
6.3.2	Incertitude d'une mesure	110
6.3.2.1	Signal émis par le Macor <sup>®</sup>	110
6.3.2.2	Température surfacique du Macor <sup>®</sup>	113
<b>6.4</b>	<b>Méthodes de mesure</b>	<b>113</b>
6.4.1	Acquisitions	113
6.4.2	Conditions des essais	113
<b>6.5</b>	<b>Températures mesurées par thermocouples</b>	<b>114</b>
6.5.1	Incertitudes de mesure	114
6.5.2	Température en veine d'essai	115
6.5.3	Température du cuivre	115
6.5.4	Résultats en régime stationnaire	115
<b>6.6</b>	<b>Évolution thermique de la plaque chauffée</b>	<b>119</b>
6.6.1	Post-traitement des mesures	119
6.6.2	Évolution en régime instationnaire	122
6.6.2.1	Température surfacique	122
6.6.2.2	Flux de chaleur	123
6.6.2.3	Coefficient d'échange	123
6.6.3	Calcul des grandeurs en régime stationnaire	123
<b>6.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>124</b>

---

## 6.1 Introduction

Les mesures des couches limites dynamiques en régime stationnaire et instationnaire ont été présentées au chapitre précédent. Ces résultats sont utilisés pour la mise en données des simulations numériques et dans le but d'une validation expérimentale. La grandeur de comparaison entre résultats expérimentaux et numériques étant la température de surface de la plaque chauffée, une mesure non intrusive de celle-ci est réalisée. Ce chapitre traite de la mise en place des mesures thermiques et des résultats obtenus.

Dans un premier temps, la méthode de mesure par thermographie infrarouge est présentée et une partie est consacrée à l'estimation des incertitudes combinées d'étalonnage et de mesure. L'évolution temporelle de la température de l'air en veine d'essai, ainsi que de la température sur la face inférieure du Macor<sup>®</sup> sont mesurées à l'aide de thermocouples pour la mise en données des simulations numériques. Les résultats sont présentés en régime stationnaire puis durant les cycles d'accélération et de décélération de l'écoulement en soufflerie. La répétabilité des cycles est étudiée, les calculs d'incertitudes statistiques sont présentés.

## 6.2 Moyens de mesure

### 6.2.1 Thermographie infrarouge

#### 6.2.1.1 Rappels théoriques

Le rayonnement thermique d'un objet est caractérisé par l'émission d'ondes électromagnétiques dont les longueurs d'ondes sont comprises entre  $0,1\mu m$  et  $100\mu m$ . Un corps noir est défini comme un corps idéal dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température et qui absorbe donc tout les rayonnements incidents. La luminance monochromatique  $L$ , ou le flux énergétique d'un rayonnement caractérisé par une longueur d'onde  $\lambda$  et émis par un corps noir de température  $T$  (en Kelvin) est donné par la loi de Planck :

$$L_\lambda = \frac{R_\lambda}{e^{B_\lambda/T} - 1} \quad (6.1)$$

avec  $R_\lambda = 2hc_\lambda^2/\lambda^5$  et  $B_\lambda = hc_\lambda/(k\lambda)$ , où  $c_\lambda$  est la vitesse du rayonnement électromagnétique,  $h$  la constante de Planck ( $h = 1,62.10^{-34} J.s$ ) et  $k$  la constante de Boltzmann ( $k = 1,38.10^{-23} J.K^{-1}$ ). La mesure du flux énergétique provenant d'un objet est donc un moyen d'estimer sa température de surface.

En réalité le corps mesuré n'est pas un corps noir et les réflexions du rayonnement provenant des surfaces environnantes sont à prendre en compte. L'avantage de ce type de mesure est qu'il est non-intrusif et permet d'obtenir un champs bidimensionnel de la température de surface. Ce principe est utilisé par la thermographie infrarouge [39] dont le fonctionnement est détaillé au paragraphe suivant.

### 6.2.1.2 Système de fonctionnement

La température de la face supérieure du Macor<sup>®</sup> est mesurée avec une caméra infrarouge (IR) JADE MWIR (*Middle Wavelength InfraRed*). Sa capacité de détection des rayons infrarouges se situe dans une gamme de longueurs d'ondes allant de  $3\mu m$  à  $5\mu m$ . La caméra est munie de détecteurs quantiques grâce auxquels les photons détectés engendrent l'excitation directe d'électrons générant des phénomènes électriques mesurables. 76800 détecteurs d'antimoniure d'indium (*InSb*) répartis sur une matrice  $320 \times 240$  captent et convertissent le flux de photons en signal électrique. Le signal est alors numérisé sur 16384 niveaux (14 bits), aussi nommés *DL* (digital levels). Pour résumer, la caméra infrarouge fournit un signal discret, relatif à une grandeur proportionnelle au flux de rayonnement thermique issu de la scène observée (figure 6.1). La correspondance entre les niveaux numériques mesurés et la température du corps s'écrit sous la forme de la loi de Planck :

$$DL = \frac{R}{e^{B/T} - F} + C \quad (6.2)$$

Il est donc indispensable d'étalonner la caméra au préalable pour déterminer la fonction permettant de convertir les *DL* en température, c'est à dire déterminer les constantes  $B, R, C$  et  $F$ .

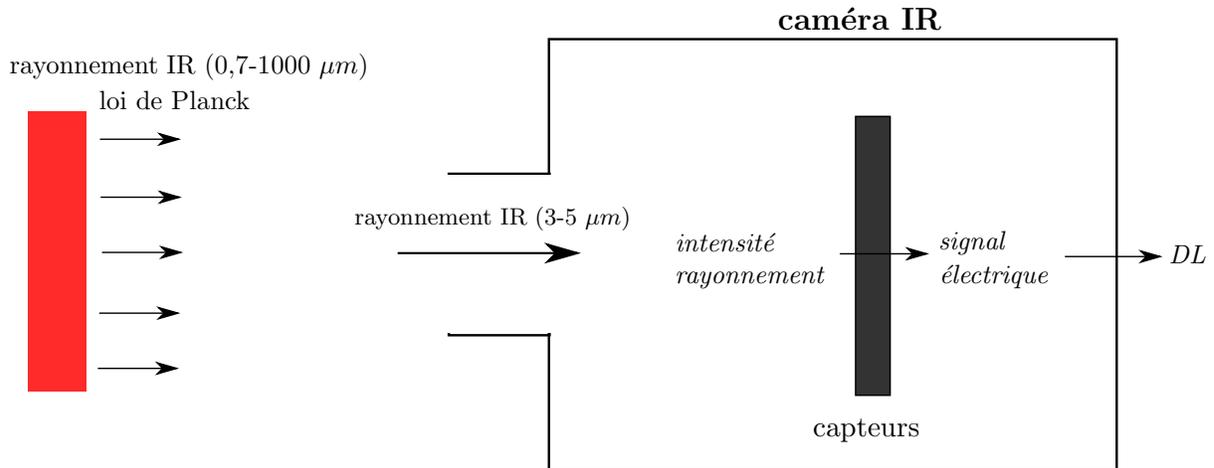


FIG. 6.1 – Principe de fonctionnement de la caméra infrarouge

### 6.2.1.3 Étalonnage de la caméra

La fonction  $T = f(DL)$  est établie en mesurant le rayonnement émis par la surface d'un corps dont la température peut être connue et contrôlable. Les mesures sont effectuées sur une gamme de température recouvrant les températures mesurées lors des essais. Un corps d'émissivité très élevée et appelé corps noir pour des raisons pratiques est utilisé ( $\varepsilon_{cn} \simeq 0,97$ ). Les signaux mesurés  $DL_m$  sont moyennés temporellement et spatialement sur la surface du corps noir ( $\overline{DL}_m$ ), tandis que la température du corps noir  $T_{cn}$  est donnée par un système de régulation.

Les mesures sont réalisées à l'intérieur d'un caisson dans lequel la température ambiante  $T_{env}$  est mesurée par un thermocouple de type K. En supposant que les parois du caisson ont

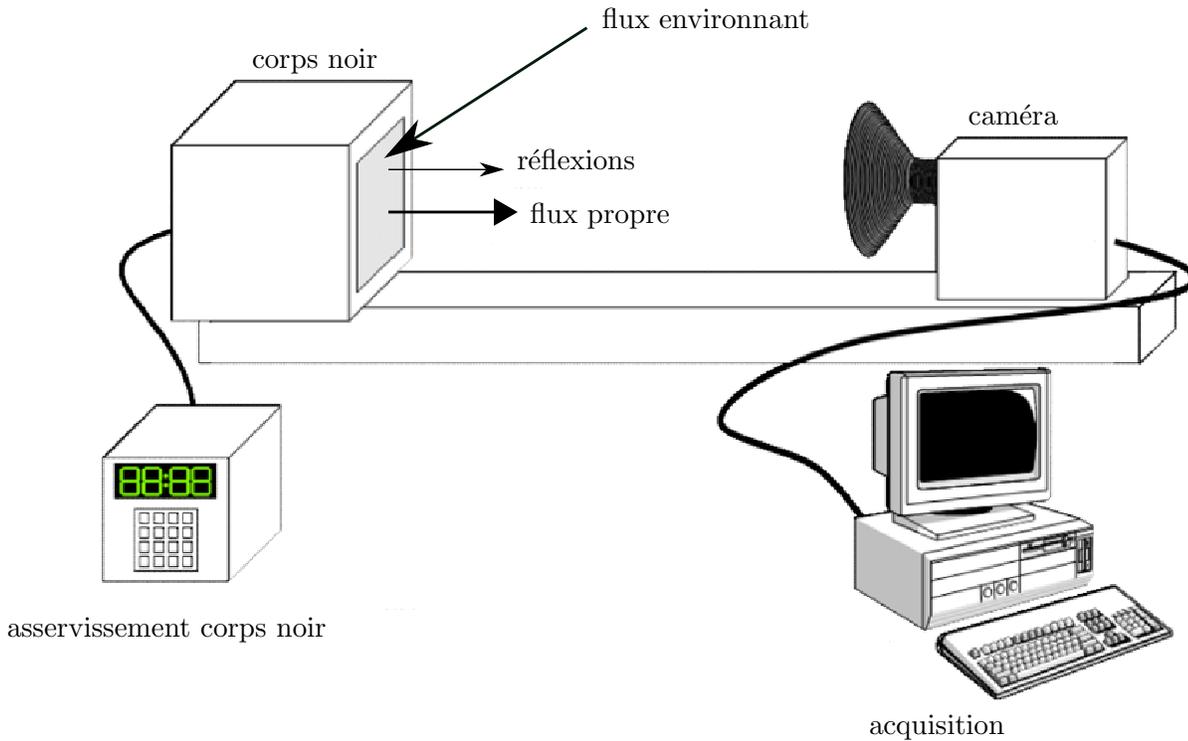


FIG. 6.2 – Étalonnage de la caméra infrarouge

une température uniforme et égale à  $T_{env}$ , le signal mesuré  $\overline{DL}_m$  est composé du signal propre émis par le corps noir  $\varepsilon_{cn}DL_{cn}$  et du signal réfléchi par sa surface  $(1 - \varepsilon_{cn})DL_{env}$  (figure 6.2). Le signal émis par le corps noir est donc :

$$DL_{cn} = \frac{\overline{DL}_m - DL_{env}}{\varepsilon_{cn}} + DL_{env} \quad (6.3)$$

Les mesures de  $DL_{cn}$  et la lecture des  $T_{cn}$  correspondants permettent de déterminer les quatre constantes de la loi d'étalonnage  $f$  par régression non-linéaire avec (6.4). Les paramètres et mesures correspondant à l'étalonnage réalisé lors de cette étude sont résumés en annexe A.

$$T_{cn} = \frac{B}{\ln\left(\frac{R}{DL_{cn} - C} + F\right)} \quad (6.4)$$

### 6.2.2 Thermocouples

La température de la face supérieure du Macor<sup>®</sup> est mesurée afin d'être confrontée aux résultats numériques. La mise en données des simulations numériques implique la connaissance de la température de l'air en veine d'essai hors couche limite  $T_e$  durant l'acquisition IR. Il est aussi indispensable de connaître la température de la plaque de cuivre  $T_c$ , supposée uniforme et égale à la température imposée en face arrière du Macor<sup>®</sup>. Ces deux températures sont mesurées à l'aide de thermocouples de type K. L'un est inséré dans la veine de la soufflerie via

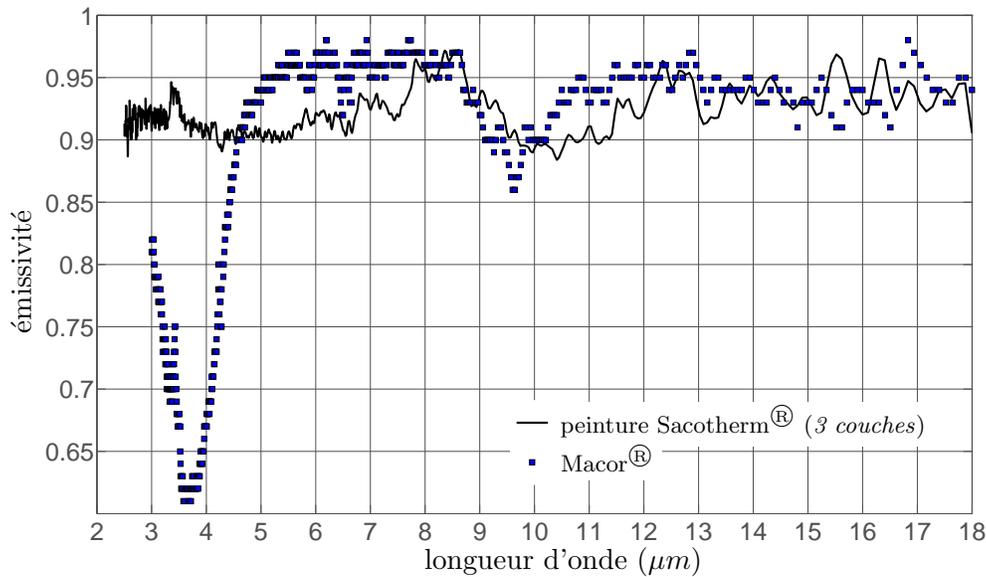


FIG. 6.3 – Mesures d'émissivité de la peinture de la vitrocéramique en fonction de la longueur d'onde

un trou dans une des parois latérales. Il est positionné en amont du profil contenant la plaque de Macor<sup>®</sup>. L'autre thermocouple est inséré dans la plaque de cuivre.

### 6.2.3 Mise en place

La caméra infrarouge est placée au-dessus de la veine d'essai. Les mesures de la température surfacique de la plaque de Macor<sup>®</sup> est faite à travers un hublot en Sélénite de Zinc ( $ZnSe$ ). Le hublot possède un facteur de transmission supérieur à 99% dans la gamme spectrale de la caméra. Il est positionné sur la paroi supérieure de la veine, à  $142mm$  au dessus du Macor<sup>®</sup>. Sa longueur est de  $200mm$  et son envergure de  $130mm$ . La caméra n'est pas positionnée verticalement au dessus du Macor<sup>®</sup>, elle est placée juste en aval du hublot et est légèrement inclinée afin de viser la surface du Macor<sup>®</sup> (figure 6.4). Ceci permet de ne pas polluer les mesures avec les réflexions de la caméra sur le hublot (*effet Narcisse*).

L'émissivité du Macor<sup>®</sup> est relativement faible dans la gamme spectrale de la caméra MWIR. La peinture Sacotherm<sup>®</sup> est utilisée afin de remédier à ce problème. L'émissivité d'une surface recouverte par trois couches de peinture est de  $\varepsilon_p \simeq 0,91$  et est relativement homogène entre  $3\mu m$  et  $5\mu m$  (figure 6.3). Trois couches sont appliquées sous forme de spray et uniformément sur la surface supérieure du Macor<sup>®</sup>.

En terme de niveaux numériques, le signal émis par la plaque chauffée, ou plus précisément par la peinture est  $\varepsilon_p \cdot DL_p$ . En notant  $T_{ps}$  la température moyenne des parois de la soufflerie et  $DL_{ps}$  les niveaux numériques correspondants, le flux environnant réfléchi par la surface de la plaque est  $(1 - \varepsilon_p)DL_{ps}$ . Le facteur de transmission du hublot est noté  $\tau_h$ , son facteur de réflexion  $\rho_h$  et son émissivité  $\varepsilon_h$ . Soit  $T_{lab}$  la température environnante du laboratoire, le signal mesuré par la caméra est exprimé en (6.5) et les contributions des flux environnants sont schématisées

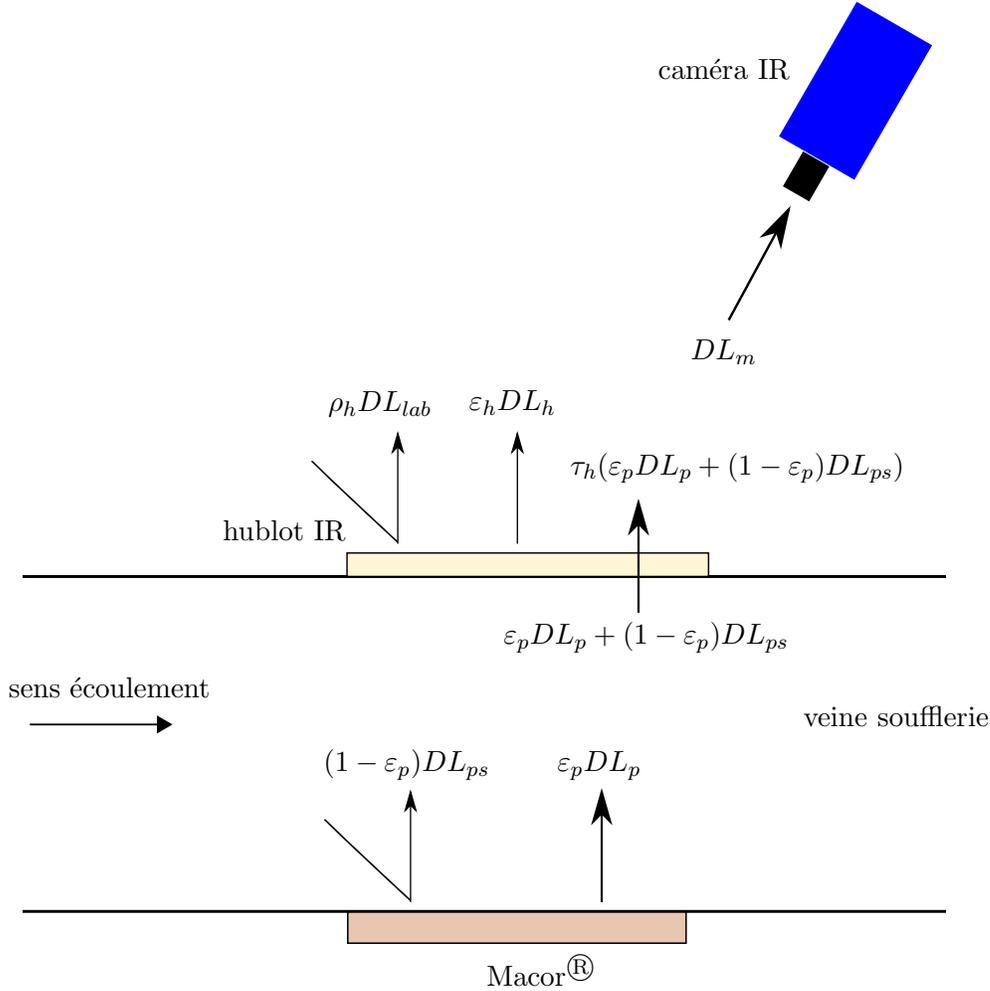


FIG. 6.4 – Bilan des flux mesurés par la caméra infrarouge

figure 6.4.

$$DL_m = \tau_h((1 - \varepsilon_p)DL_{ps} + \varepsilon_p \cdot DL_p) + \rho_h DL_{lab} + \varepsilon_h DL_{ps} \quad (6.5)$$

En considérant le fait que  $\varepsilon_h \simeq 0$ , il vient  $\rho_h = 1 - \tau_h$ . L'air aspiré par la soufflerie provient du laboratoire, les températures sont donc identiques. En supposant la température des parois de la soufflerie homogène, il est possible d'écrire  $DL_{env} = DL_{lab} = DL_{ps}$ . L'expression des niveaux numériques de la paroi supérieure de la plaque chauffée est obtenue en fonction des autres paramètres en (6.6). La température de paroi est finalement déduite par la loi d'étalonnage  $T_p = f(DL_p)$ .

$$DL_p = \frac{DL_m - DL_{env}}{\tau_h \varepsilon_p} + DL_{env} \quad (6.6)$$

## 6.3 Incertitudes des mesures par caméra IR

### 6.3.1 Incertitudes d'étalonnage

#### 6.3.1.1 Signal émis par le corps noir

Il a été indiqué que l'étalonnage de la caméra IR consiste à mesurer le signal propre émis par un corps noir  $DL_{cn}$  pour différentes températures  $T_{cn}$  de celui-ci. L'expression de  $DL_{cn}$  (6.3) permet de lister les diverses sources d'incertitudes contribuant au calcul de l'incertitude élargie  $\Delta DL_{cn}$ . Pour chaque source, il est précisé si l'estimation de l'incertitude est de type A ou B et dont les définitions sont données section 4.2.4.2. Les sources proviennent :

- de l'incertitude sur la valeur de l'émissivité du corps noir  $\varepsilon_{cn}$ . Le constructeur donne la valeur de l'émissivité comme  $\varepsilon_{cn} = 0,97 \pm 0,02$ . En choisissant un intervalle de confiance à 95% et une répartition normale, cela donne  $\sigma_{\varepsilon_{cn}} = 0,01$  (*évaluation de type B*).
- de l'incertitude du signal mesuré  $\overline{DL}_m$ . Lors de l'étalonnage, le signal est acquis sur une certaine durée de temps. Les signaux obtenus pour une température de corps noir sont alors moyennés temporellement et spatialement sur la surface du corps noir. Les mesures montrent que les écarts-types correspondants dépendent de la température du corps noir (annexe A) et que l'écart-type sur la valeur moyenne  $\sigma_{\overline{DL}_m}$  est de l'ordre de l'unité (*évaluation de type A*).
- de l'incertitude du signal provenant des parois du caisson  $DL_{env}$ . La lecture de la température mesurée par le thermocouple placé dans le caisson s'effectue jusqu'au dixième de degrés. Il est légitime de supposer que l'incertitude est distribuée uniformément à  $\pm 0,05^\circ C$  de la valeur lue (*évaluation de type B*). Cette incertitude ajoutée à la valeur de la température environnante du caisson ( $T_{env} \simeq 20^\circ C$ ) correspond en terme de niveaux numériques à  $\Delta DL_{env} = \pm 3$  soit  $\sigma_{DL_{env}} = 1,5$ . Il est important de noter que cette conversion fait intervenir les incertitudes des quatre constantes de la loi d'étalonnage. La très faible contribution de l'incertitude de  $DL_{env}$  sur l'incertitude de  $DL_{cn}$  (tableau 6.3) permet cependant de négliger ces interactions.

En supposant que ces incertitudes soient indépendantes les unes des autres, la loi de propagation des variances s'écrit :

$$\sigma_{DL_{cn}}^2 = \left( \frac{\partial DL_{cn}}{\partial \varepsilon_{cn}} \right)^2 \sigma_{\varepsilon_{cn}}^2 + \left( \frac{\partial DL_{cn}}{\partial \overline{DL}_m} \right)^2 \sigma_{\overline{DL}_m}^2 + \left( \frac{\partial DL_{cn}}{\partial DL_{env}} \right)^2 \sigma_{DL_{env}}^2 \quad (6.7)$$

Afin d'étudier les contributions des incertitudes de chacun des paramètres  $\mathcal{P}$ , les ordres de grandeur des termes de l'expression (6.7) sont présentés dans le tableau 6.3. Ces résultats permettent de conclure que les contributions des incertitudes de  $DL_{env}$  et  $DL_m$  sont tout à fait négligeables par rapport à la contribution de  $\varepsilon_{cn}$ . Par la suite, l'incertitude de  $\varepsilon_{cn}$  est donc

considérée comme unique source d'incertitude de  $DL_{cn}$  avec :

$$\sigma_{DL_{cn}} = \left( \frac{DL_{env} - DL_m}{\varepsilon_{cn}^2} \right) \sigma_{\varepsilon_{cn}} \quad (6.8)$$

### 6.3.1.2 Loi d'étalonnage

Les mesures du signal émis par le corps noir s'accompagnent de la lecture de sa température. Le constructeur donne l'incertitude de  $T_{cn}$  (précision, stabilité, etc...) à  $\pm 0,04^\circ C$ , ce qui donne  $\sigma_{T_{cn}} = 0,02^\circ C$  (évaluation de type B). La loi d'étalonnage  $f$  doit être déterminée en considérant à la fois l'incertitude du signal émis par le corps noir mais aussi par sa température. La fonction d'étalonnage peut s'exprimer ainsi :

$$T_{cn} \pm \Delta T_{cn} = f(DL_{cn} \pm \Delta DL_{cn}) \quad (6.9)$$

L'estimation de l'incertitude d'étalonnage se résume alors dans la recherche des incertitudes des constantes de la loi  $f$  :  $B$ ,  $R$ ,  $C$  et  $F$ . Une méthode numérique de type Monte-Carlo est utilisée. Un grand nombre d'étalonnages "fictifs" vérifiant (6.9) sont réalisés à partir des mesures d'étalonnage. Soit  $\mathcal{X}(\sigma)$  une variable aléatoire de distribution normale centrée et d'écart-type  $\sigma$ . Les variables  $\mathcal{X}(\sigma_{\varepsilon_{cn}})$  et  $\mathcal{X}(\sigma_{T_{cn}})$  sont fixées et ajoutées aux valeurs de  $\varepsilon_{cn}$  et  $T_{cn}$  pour chaque mesure d'étalonnage. Les points correspondants sont tracés (figure 6.5(a)) et la loi d'étalonnage est recherchée. Ce processus est réitéré 5000 fois et est détaillé par l'algorithme 4.

---

#### Algorithme 4 Calcul de l'incertitude des constantes par une méthode de Monte-Carlo

---

lecture des  $N$  données d'étalonnage :  $T_{cn}^j, DL_m^j, DL_{env}^j$

déclaration des paramètres :  $\varepsilon_{cn}, \sigma_{\varepsilon_{cn}}, \sigma_{T_{cn}}$

**for**  $r = 1 : 5000$  **do**

$\varepsilon_r = \varepsilon_{cn} + \mathcal{X}(\sigma_{\varepsilon_{cn}})$

$\Delta T_r = \mathcal{X}(\sigma_{T_{cn}})$

**for**  $j = 1 : N$  **do**

$DL_j = (DL_m^j - DL_{env}^j) / \varepsilon_r + DL_{env}^j$

$T_j = T_{cn}^j + \Delta T_r$

**end for**

traçage graphique de  $T_j$  en fonction de  $DL_j$

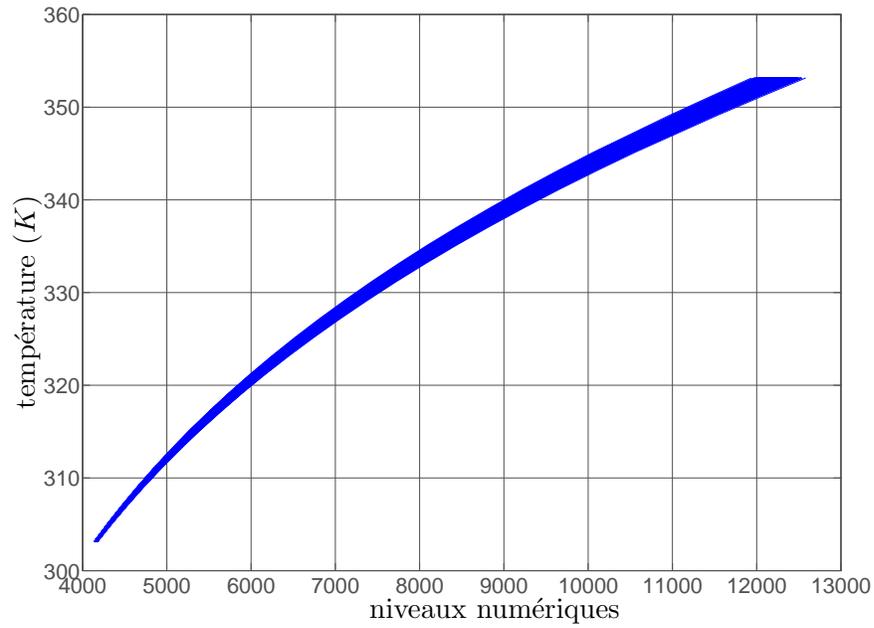
recherche de  $B_r, R_r, C_r$  et  $F_r$

**end for**

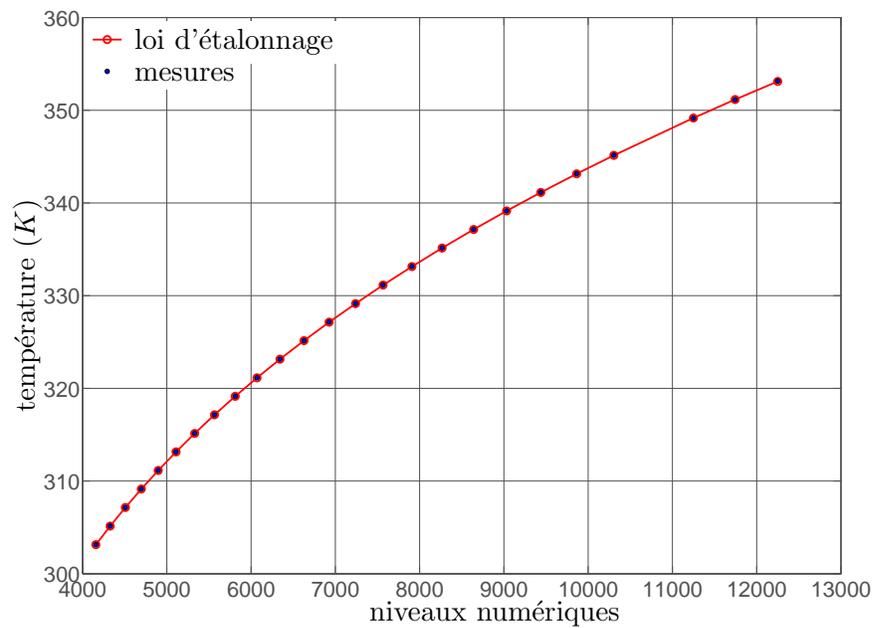
---

La surface obtenue figure 6.5(a) représente la loi d'étalonnage entachée des l'incertitudes de l'émissivité et de la température du corps noir. Pour chaque courbe d'étalonnage, les paramètres  $B$ ,  $R$ ,  $C$  et  $F$  sont déterminés par une régression non-linéaire et la méthode des moindres carrés. Les moyennes, écarts-types et intervalles de confiance correspondants sont présentés dans le tableau 6.1. Les écarts-types relatifs de chaque paramètre sont égaux ou inférieurs à 1%. Les faibles valeurs des intervalles de confiance de la moyenne suggèrent que le nombre de tirages effectué est suffisant. La loi d'étalonnage  $f$  obtenue avec les valeurs moyennes des quatre paramètres est confrontée aux mesures d'étalonnage figure 6.5(b).

Cette étude a permis d'identifier les principales sources d'incertitudes rencontrées lors des



(a) tirage des 5000 étalonnages fictifs



(b) correspondance entre mesures et loi d'étalonnage

FIG. 6.5 – Recherche des constantes d'étalonnage et de leurs incertitudes

mesures d'étalonnage et ainsi de quantifier l'incertitude de chacun des paramètres  $B$ ,  $R$ ,  $C$  et  $F$ . Ces incertitudes doivent ensuite être combinées aux incertitudes de mesure afin de connaître l'incertitude totale concernant une mesure de température par caméra IR.

$\mathcal{P}$	$\bar{\mathcal{P}}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$\sigma_{\bar{\mathcal{P}}}/\bar{\mathcal{P}} \times 100$	$I_{\bar{\mathcal{P}}}$
B	3248,9	0,43	0,01	0,01
R	$1,07 \cdot 10^8$	$1,05 \cdot 10^6$	0,98	$2,9 \cdot 10^4$
C	1801,7	18,7	1	0,5
F	-354,3	0,9	0.25	0,02

TAB. 6.1 – Résultats du calcul numérique Monte-Carlo avec 5000 tirages : pour chaque paramètre  $\mathcal{P}$ , la moyenne  $\bar{\mathcal{P}}$ , l'écart-type  $\sigma_{\mathcal{P}}$  correspondant et l'intervalle de confiance à 95%  $I_{\bar{\mathcal{P}}}$  de la moyenne

$cov(\mathcal{P}_i, \mathcal{P}_j)$	B	R	C	F
B	0.18	$-1,7 \cdot 10^5$	3.5	-0.28
R		$1,1 \cdot 10^{12}$	$-1,9 \cdot 10^7$	$8,5 \cdot 10^5$
C			349.3	-15.6
F				0,02

TAB. 6.2 – Résultats du calcul numérique Monte-Carlo avec 5000 tirages : covariances des quatre constantes d'étalonnage

### 6.3.2 Incertitude d'une mesure

#### 6.3.2.1 Signal émis par le Macor<sup>®</sup>

L'expression (6.6) permet de lister les diverses sources d'incertitudes contribuant au calcul de l'incertitude de mesure du signal émis par la paroi du Macor<sup>®</sup>  $DL_p$ . Les sources proviennent :

- de l'incertitude de l'émissivité de la peinture  $\varepsilon_p$  recouvrant la face du Macor<sup>®</sup>. Les mesures de caractérisation ont donné :  $\varepsilon_p = 0,91 \pm 0,02$ . En considérant une répartition normale avec un intervalle de confiance à 95%, cela donne  $\sigma_{\varepsilon_{cn}} = 0,01$  (évaluation de type B).
- de l'incertitude du facteur de transmission du hublot  $\tau_h$ . Les mesures de caractérisation ont donné :  $\tau_p = 0,99 \pm 0,01$ . Cela donne  $\sigma_{\tau_p} = 0,005$  (évaluation de type B).
- de l'incertitude du signal provenant des parois de la soufflerie  $DL_{env}$ . D'après l'étalonnage du thermocouple mesurant la température en veine  $\Delta T = \pm 0,05^\circ C$  (évaluation de type B). En terme de niveaux numériques et pour les températures considérées ( $\simeq 10^\circ C$ ), soit  $\Delta DL_{env} = \pm 2,2$  ou encore  $\sigma_{DL_{env}} = 1,1$ .

<i>Ordres de grandeur des termes de l'expression (6.7) :</i>			
$\mathcal{P}$	$\partial DL_{cn}/\partial \mathcal{P}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$(\partial DL_{cn}/\partial \mathcal{P})^2 \sigma_{\mathcal{P}}^2$
$\varepsilon_{cn}$	$\frac{DL_{env} - DL_m}{\varepsilon_{cn}^2} \sim 10^3$	$10^{-2}$	$\sim 10^2$
$\overline{DL}_m$	$\frac{1}{\varepsilon_{cn}} \simeq 1$	[0,07 - 0,5]*	[0,005 - 0,25]
$DL_{env}$	$1 - \frac{1}{\varepsilon_{cn}} \simeq 10^{-3}$	$\sim 1$	$\sim 10^{-6}$
<i>Ordres de grandeur des termes de l'expression (6.10) :</i>			
$\mathcal{P}$	$\partial DL_p/\partial \mathcal{P}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$(\partial DL_p/\partial \mathcal{P})^2 \sigma_{\mathcal{P}}^2$
$\varepsilon_p$	$\frac{DL_{env} - DL_m}{\tau_h \varepsilon_p^2} \sim 10^3$	0,01	$\sim 10^2$
$\tau_h$	$\frac{DL_{env} - DL_m}{\tau_h^2 \varepsilon_p} \sim 10^3$	0,005	$\sim 10$
$DL_m$	$\frac{1}{\tau_h \varepsilon_p} = 1,11$	$\sim 1$	$\sim 1$
$DL_{env}$	$1 - \frac{1}{\tau_h \varepsilon_p} = -0,11$	$\sim 1$	$\sim 10^{-1}$
<i>Ordres de grandeur des termes de l'expression (6.12) :</i>			
$\mathcal{P}$	$\partial T_p/\partial \mathcal{P}$	$\sigma_{\mathcal{P}}$	$(\partial T_p/\partial \mathcal{P})^2 \sigma_{\mathcal{P}}^2$
B	$\frac{1}{\ln(\gamma)} \simeq 0,1$	0,43	0,0018
R	$\frac{-B}{\gamma \ln^2(\gamma)(DL_p - C)} \simeq -3 \cdot 10^{-7}$	$1,05 \cdot 10^6$	0,1026
C	$\frac{-BR}{\gamma \ln^2(\gamma)(DL_p - C)^2} \simeq -7,2 \cdot 10^{-3}$	18,7	0,0180
F	$\frac{-B}{\gamma \ln^2(\gamma)} \simeq 1,4 \cdot 10^{-3}$	0,9	$1,5 \cdot 10^{-6}$
$DL_p$	$\frac{BR}{\gamma \ln^2(\gamma)(DL_p - C)^2} \simeq 7,2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10$	$\sim 10^{-4}$

\* annexe A

TAB. 6.3 – Ordres de grandeur des termes des expressions (6.7), (6.10) et (6.12)

- de l'incertitude sur le signal mesuré  $DL_m$ . Une acquisition réalisée sur 600 secondes lors d'un écoulement stationnaire donne un écart-type de 2,8. Cette valeur comprend aussi les fluctuations provoquées par la turbulence de l'écoulement. Il est possible de faire l'hypothèse que  $\sigma_{DL_m} \sim 1$  (évaluation de type A).

En supposant ces incertitudes indépendantes les unes des autres, la loi de propagation des variances s'écrit :

$$\sigma_{DL_p}^2 = \left(\frac{\partial DL_p}{\partial \varepsilon_p}\right)^2 \sigma_{\varepsilon_p}^2 + \left(\frac{\partial DL_p}{\partial \tau_h}\right)^2 \sigma_{\tau_h}^2 + \left(\frac{\partial DL_p}{\partial DL_{env}}\right)^2 \sigma_{DL_{env}}^2 + \left(\frac{\partial DL_p}{\partial DL_m}\right)^2 \sigma_{DL_m}^2 \quad (6.10)$$

Les valeurs ou les ordres de grandeur des termes de (6.10) sont estimés et résumés dans le tableau 6.3. Ceci permet de déduire que les contributions des incertitudes sur la température des parois de soufflerie et sur le signal mesuré peuvent être considérées négligeables devant le facteur de transmission du hublot et l'émissivité de la peinture. Ceci aboutit à :

$$\sigma_{DL_p} = \frac{DL_{env} - DL_m}{\tau_h \varepsilon_p} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\tau_h}}{\tau_h}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon_p}}{\varepsilon_p}\right)^2} \quad (6.11)$$

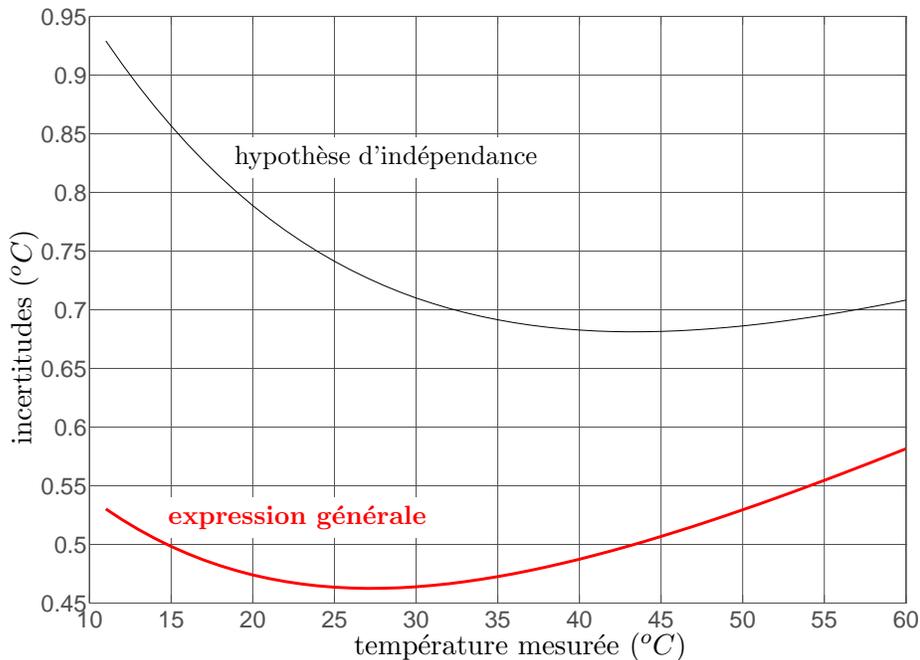


FIG. 6.6 – Incertitude d'une mesure de température à la paroi du Macor<sup>®</sup> par thermographie infrarouge. La comparaison est faite entre un calcul suggérant les paramètres d'étalonnage indépendants entre eux et un calcul avec l'expression générale 6.12.

### 6.3.2.2 Température surfacique du Macor<sup>®</sup>

Le calcul de la température de la paroi du Macor<sup>®</sup> s'effectue avec la loi d'étalonnage  $T_p = f(DL_p)$ . Les incertitudes des paramètres ne pouvant pas être supposées indépendantes, la loi de propagation des variances s'écrit avec la loi générale exprimée en 4.3 :

$$\sigma_{T_p}^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial T_p}{\partial P_i} \frac{\partial T_p}{\partial P_j} \text{cov}(P_i, P_j) \text{ avec } \mathcal{P} = \{B, R, C, F, DL_p\} \quad (6.12)$$

En posant  $\gamma = \frac{R}{DL_p - C} + F$ , les coefficients de sensibilité sont calculés tableau 6.3 et les termes de dérivées de l'expression 6.12 sont définis. L'incertitude élargie de la température  $\Delta T_p$  est tracée en fonction de la valeur de la température figure 6.6. Il est intéressant de noter que la prise en compte de la dépendance des paramètres et donc l'utilisation de la forme générale 6.12 avec les covariances a pour conséquences de diminuer les incertitudes.

## 6.4 Méthodes de mesure

### 6.4.1 Acquisitions

Les images instantanées sont acquises par la caméra à 50Hz. La caméra est réglée de manière à moyenner les images instantanées sur une seconde. Ceci permet de diminuer le bruit de mesure, mais aussi de limiter le volume des données de sortie. Une acquisition sur  $N$  secondes engendre donc  $N$  images de  $320 \times 240$  pixels. Tout comme les mesures effectuées par VLF, l'acquisition infrarouge et les acquisitions par thermocouples se font de manière continue pendant les cycles de vitesse. Un signal de référence, synchronisé avec les changements de vitesse en soufflerie, est acquis simultanément et est utilisé pour le calcul par moyenne de phase (section 5.6).

Le temps d'acquisition doit être suffisamment long afin de pouvoir mesurer le plus de cycles possible. Pour rappel, un cycle est composé d'une accélération et décélération de l'air en veine d'essai de  $4,6m.s^{-1}$  à  $9,2m.s^{-1}$ . Des essais préliminaires ont montré, d'après une simple analyse qualitative, que la phase de stabilisation thermique de la plaque nécessitait environ 700s. Les cycles sont donc composés de phases d'accélération et de déclaration de 10s, séparées par des phases paliers de 700s comme le schématise la figure 6.7. La phase de stabilisation vers un état stationnaire étant beaucoup plus longue que pour les mesures dynamiques, le nombre de cycles est naturellement restreint. A l'instar des mesures dynamiques, la durée du temps d'acquisition est limitée par les variations journalières de la température ambiante ou de la pression atmosphérique mais aussi par la capacité de stockage des moyens d'acquisition.

### 6.4.2 Conditions des essais

Un inconvénient majeur du montage expérimental provient du fait que la température en veine d'essai n'est pas régulée. La température hors couche limite  $T_e$  est donc un mélange entre la température extérieure et la température du bâtiment (section 4.3.5). Par conséquent, il est

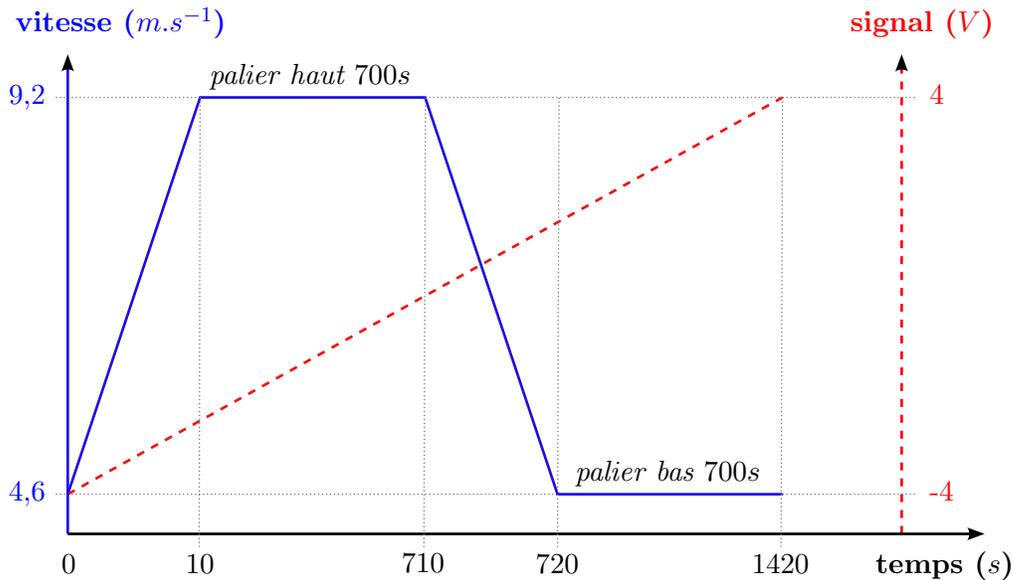


FIG. 6.7 – Un cycle de vitesse réalisé lors des mesures par thermographie infrarouge

nécessaire que les variations de la température extérieure soient faibles lors de la réalisation des mesures afin de garantir une bonne répétabilité des cycles. La durée maximale des mesures infrarouges est limitée par la capacité de stockage du moyen d'acquisition fixée à 9000s. Durant cette période, 6 cycles de vitesse peuvent être accomplis.

La campagne d'expérience s'est déroulée en décembre 2009 où de nombreuses acquisitions de 9000s ont été réalisées. Les mesures présentées dans ce chapitre sont obtenues lors des essais du 15 décembre 2009. Les variations thermiques journalières étaient alors relativement faibles sur la durée de l'expérience. L'acquisition débute avec le palier basse vitesse, le protocole de mise en place des acquisitions est le suivant :

1. recherche des positions du banc de déplacement correspondant aux vitesses paliers
2. réglage de la position palier basse vitesse, mise en route de la régulation de la plaque de cuivre
3. fermeture de la porte du laboratoire
4. attente de stabilisation des températures (environ une heure)
5. mise en route simultanée de la commande de cycle pour le banc de déplacement, du signal de référence et des acquisitions infrarouges et par thermocouples

## 6.5 Températures mesurées par thermocouples

### 6.5.1 Incertitudes de mesure

La validité des mesures des thermocouples est au préalable contrôlée en utilisant une sonde en platine à haute précision dont l'incertitude est connue (*données constructeur* :  $\pm 0,15^{\circ}C$ ). Les thermocouples et la sonde en platine sont plongés dans un bain d'eau régulé en température.

L'acquisition est effectuée pour deux températures proches des températures mesurées en veine d'essai ou dans le cuivre :  $10^{\circ}C$  et  $60^{\circ}C$ . La différence observée entre la mesure de la sonde en platine ( $T_{sp}$ ) et d'un thermocouple ( $T_{therm}$ ) permet de connaître l'erreur systématique de ce dernier ( $\Delta T_{syst} = T_{therm} - T_{sp}$ ) et ainsi de corriger les mesures avec  $T = T_{mes} - \Delta T_{syst}$ . L'incertitude des mesures par thermocouple est ensuite supposée identique à l'incertitude de la sonde en platine, soit  $\Delta T_e = \Delta T_c = \pm 0,15^{\circ}C$ .

### 6.5.2 Température en veine d'essai

Les changements de vitesse en soufflerie induisent automatiquement un changement de température en veine d'essai.  $T_e$  étant un mélange entre la température extérieure et la température du bâtiment, une augmentation de vitesse provoque une aspiration plus puissante à travers l'ouverture sur l'extérieure et donc une baisse de la température en veine d'essai.

L'évolution de  $T_e$  durant l'acquisition de 9000s est tracée figure 6.8(a) où l'effet de la périodicité des cycles est visible. A l'aide du signal de référence, les mesures sont recalées sur un cycle figure 6.9(a). La moyenne de phase est alors calculée et tracée avec l'incertitude correspondante figure 6.10(a). L'incertitude est relative à la moyenne calculée sur les différents cycles (*incertitudes statistiques*), la variance est donc déterminée à l'aide de (4.6). Les échantillons étant au nombre de six, le quantile correspondant à la loi de student est  $\xi = 2,57$  et l'incertitude élargie est calculée avec (4.5).

L'augmentation du débit en soufflerie se caractérise par une légère augmentation de la température, puis une chute progressive vers une valeur palier alors que la diminution du débit engendre une augmentation rapide de la température.

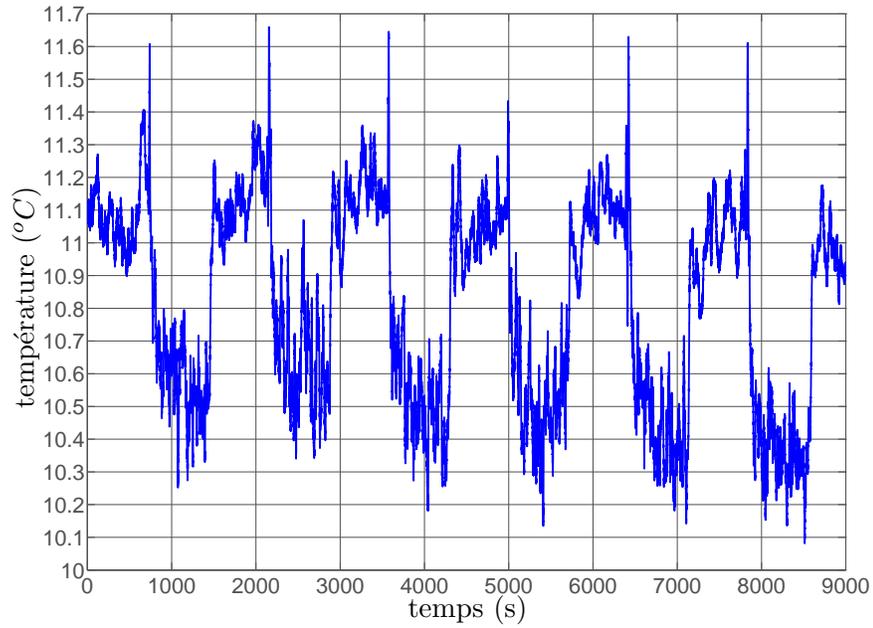
### 6.5.3 Température du cuivre

La température du cuivre est la température maximale pouvant être atteinte par le système de chauffage. Les paramètres PID du régulateur en température ont été sélectionnés afin de répondre de manière rapide et stable aux variations thermiques. Différents essais ont montré que les actions de dérivées et d'intégrales provoquaient une stabilisation trop longue ou un *overshoot*. Ces actions sont ainsi inhibées et la proportionnelle est réglée au seuil minimal ce qui permet d'atteindre rapidement un état stabilisé.

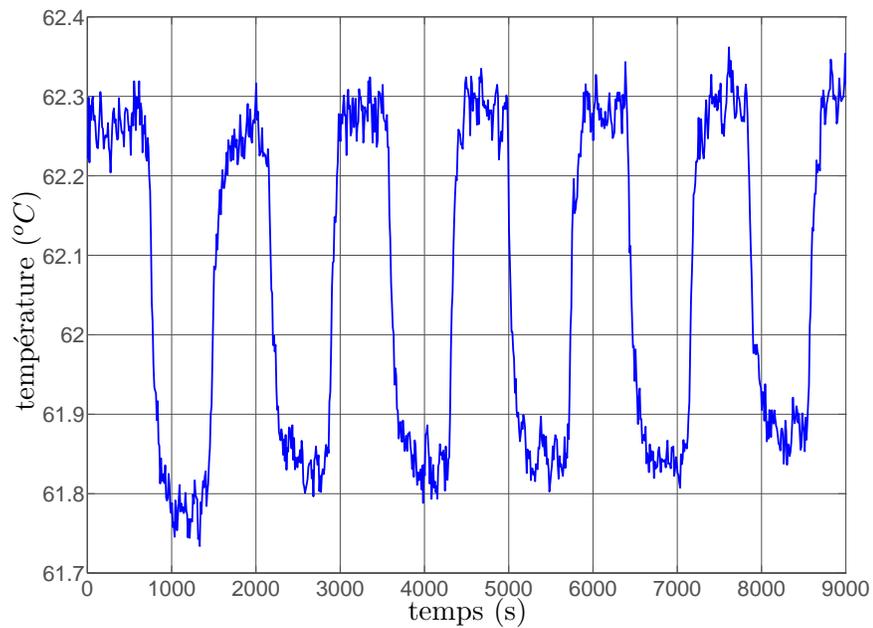
L'évolution de  $T_c(t)$  durant l'acquisition de 9000s est tracée figure 6.8(b), les mesures sont recalées sur un cycle figure 6.9(b) et la moyenne de phase est calculée et tracée figure 6.10(b). Contrairement à la température de l'air, la manière dont évolue  $T_c(t)$  entre deux valeurs paliers semble identique pour l'accélération et la décélération de l'écoulement.

### 6.5.4 Résultats en régime stationnaire

Les valeurs des ces températures en régimes stationnaires sont déduites des moyennes de phase. Elles sont calculées en moyennant temporellement la moyenne de phase sur 100s avant le lancement des rampes (accélération ou décélération). Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6.4.

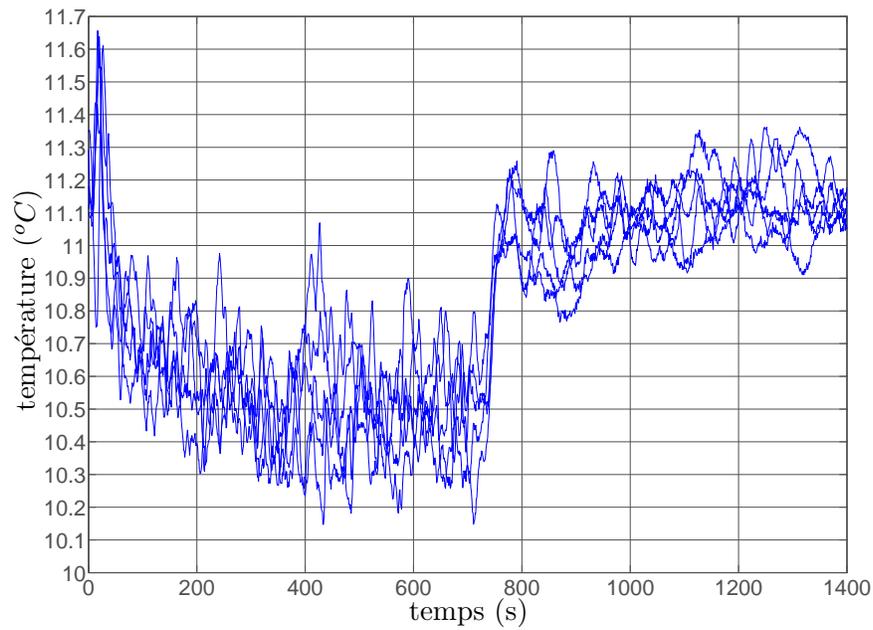


(a) Évolution de la température de l'air en veine d'essai durant l'acquisition

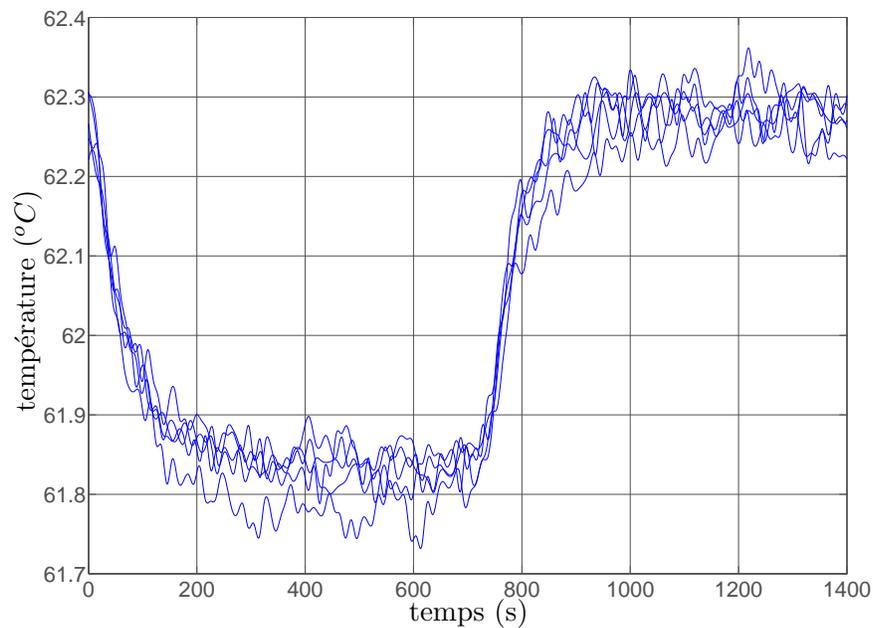


(b) Évolution de la température du cuivre durant l'acquisition

FIG. 6.8 – Évolution des températures mesurées par thermocouples durant l'acquisition infrarouge

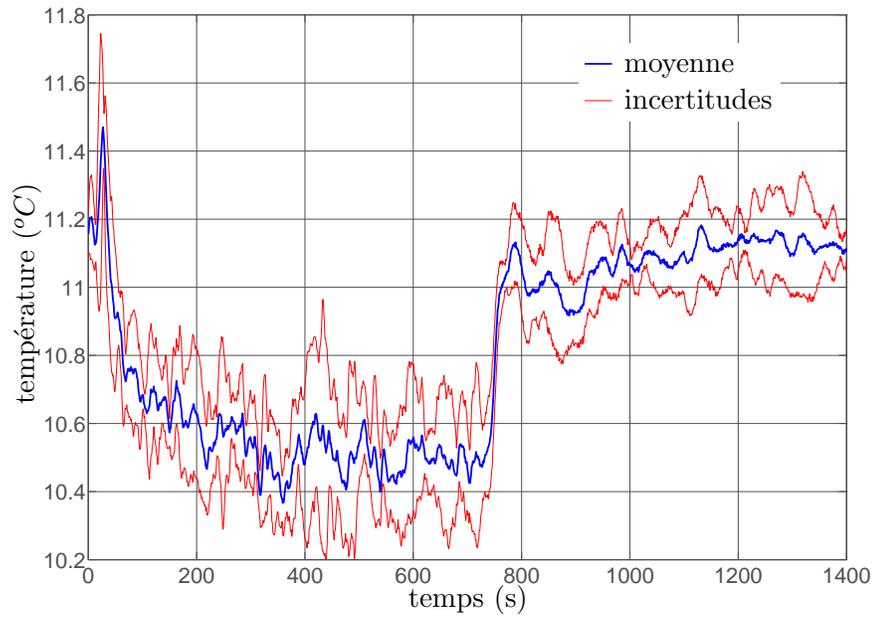


(a) Recalage de la température en veine d'essai sur un cycle

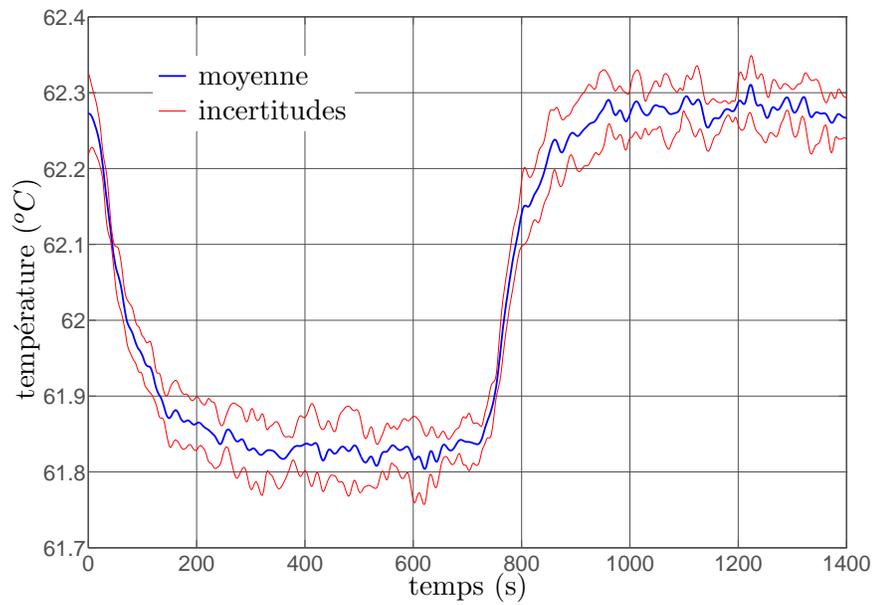


(b) Recalage de la température du cuivre sur un cycle

FIG. 6.9 – Recalage des températures mesurées par thermocouple sur la durée d'un cycle



(a) Moyenne de phase et incertitudes de la température en veine d'essai



(b) Moyenne de phase et incertitudes de la température du cuivre

FIG. 6.10 – Moyenne de phase et incertitudes des températures mesurées par thermocouples

<i>régime</i>	$\overline{T}_c$ ( $^{\circ}C$ )	$\overline{T}_e$ ( $^{\circ}C$ )
<i>basse vitesse</i>	62,3	11,1
<i>haute vitesse</i>	61,8	10,5

TAB. 6.4 – Moyennes stationnaires de la température du cuivre et de la température en veine d’essai

De ces moyennes sont déduites les incertitudes de répétabilité des cycles. Il est important de noter que les incertitudes totales des mesures par thermocouple ( $\Delta T$ ) contiennent les incertitudes de mesure ( $\Delta T_m$ ) ainsi que les incertitudes de répétabilité des cycles ( $\Delta T_{rep}$ ). En supposant que ces deux incertitudes soient indépendantes, le calcul des incertitudes totales s’effectue en additionnant les variances ce qui revient à :  $\Delta T = \sqrt{\Delta T_m^2 + \Delta T_{rep}^2}$ . Les incertitudes sont résumées dans le tableau 6.5.

<i>régime</i>	inc. de mesure	inc. de répétabilité		inc. totales	
		cuivre	veine	cuivre	veine
<i>basse vitesse</i>	0,15 $^{\circ}C$	0,04 $^{\circ}C$	0,2 $^{\circ}C$	0,15 $^{\circ}C$	0,25 $^{\circ}C$
<i>haute vitesse</i>	0,15 $^{\circ}C$	0,06 $^{\circ}C$	0,3 $^{\circ}C$	0,16 $^{\circ}C$	0,33 $^{\circ}C$

TAB. 6.5 – Incertitudes de mesure, de répétabilité et totales des mesures par thermocouples

## 6.6 Évolution thermique de la plaque chauffée

### 6.6.1 Post-traitement des mesures

Le signal acquis par les mesures infrarouges correspond à 9000 images constituées de 320 pixels suivant le sens de l’écoulement et 240 pixels suivant l’envergure (320  $\times$  240). La première étape du post-traitement consiste à cadrer l’image sur la surface du Macor<sup>®</sup>. Cette opération est réalisée à l’aide d’une mire qui permet de délimiter les bords de la plaque chauffée et de convertir les pixels en unité de longueur. Pour rappel, les mesures par caméra infrarouge sont réalisées à travers un hublot spécial qui restreint le champ de mesure de la plaque dans le sens de l’envergure. Après ce cadrage, le signal correspond à 9000 images constituées de 271  $\times$  240 pixels. Les niveaux numériques provenant de la surface de la plaque sont déduits des mesures avec (6.6) et sont convertis en température à l’aide de la loi d’étalonnage exprimée en (6.4). Les résultats peuvent être étudiés suivants plusieurs formes qui sont résumées figure (6.11) :

#### 1. le champ de température surfacique : $T_p(x,z)$

L’objectif est de vérifier le caractère bidimensionnel du champ de température à la surface de la plaque. Une acquisition instantanée est présentée figure 6.12(a), le champ de température révèle une évolution graduelle suivant le sens de l’écoulement. Des effets de

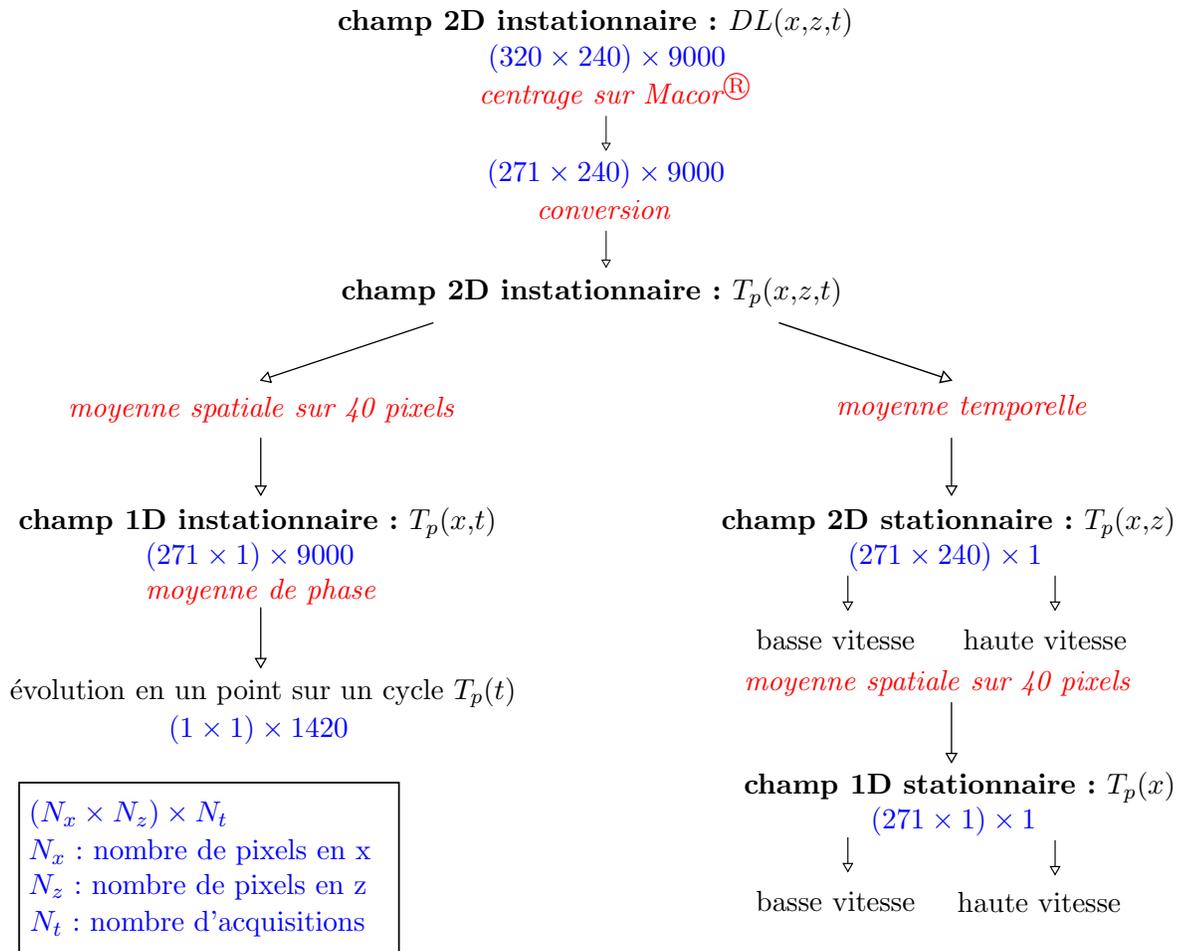
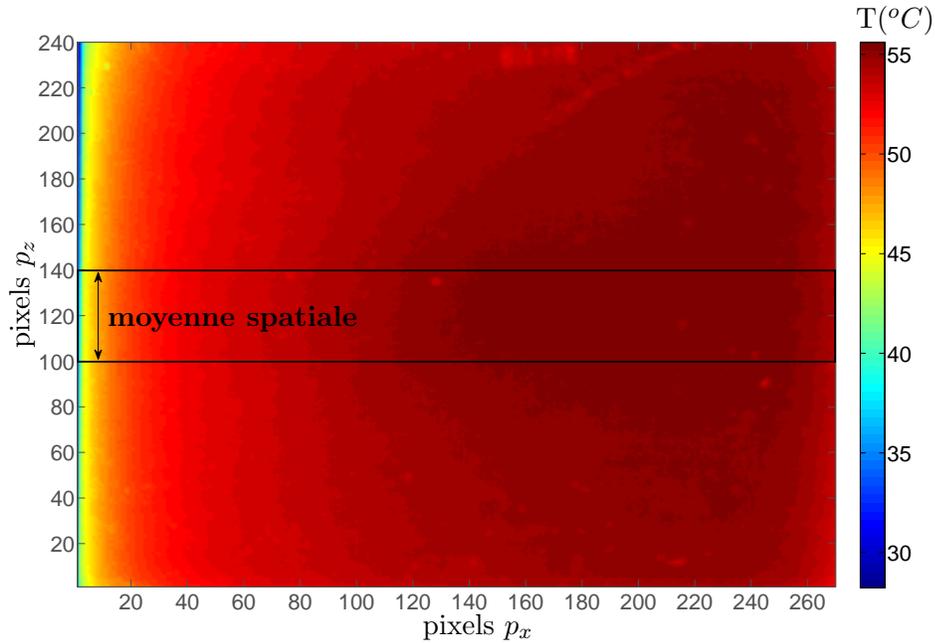
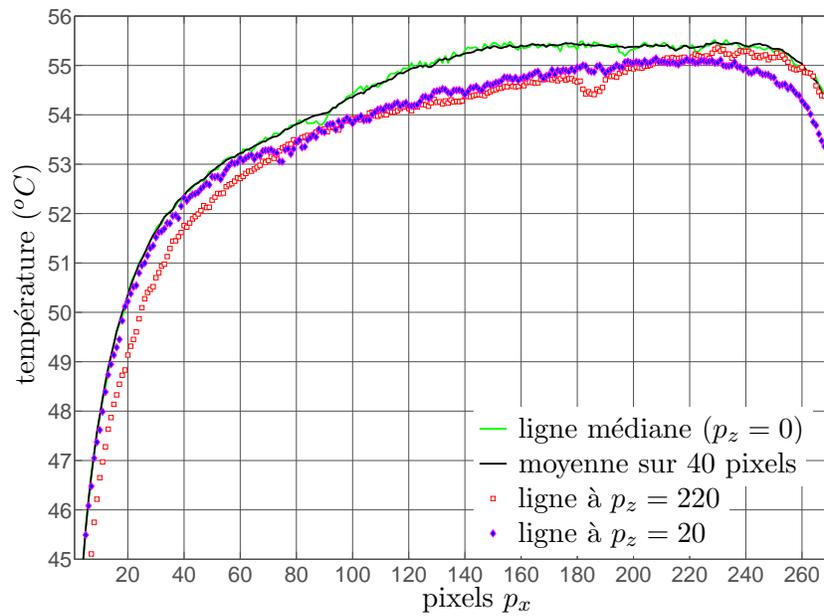


FIG. 6.11 – Schéma illustrant le post-traitement des mesures expérimentales



(a) Champ de température instantané sur la face supérieure de la plaque chauffée mesuré par thermographie infrarouge. La moyenne spatiale est réalisée suivant l'envergure sur 40 pixels



(b) Évolution longitudinale de la température sur la plaque de Macor<sup>®</sup> à différentes positions  $p_z$

FIG. 6.12 – Méthode de post-traitement : passage d'un champ de température bidimensionnel à une répartition unidimensionnelle

bords sont visibles suivant l'envergure et peuvent être provoqués par des fuites thermiques présentes sur les côtés supposés adiabatiques de la plaque. Il n'y a cependant pas de dissymétrie flagrante révélant l'influence de la répartition bidimensionnelle du  $C_f$  (figure 5.18).

## 2. *La répartition de la température sur la ligne médiane : $T_p(x)$*

L'analyse concerne la répartition de la température suivant une ligne médiane dans le plan où ont été mesurées les couches limites (figure 5.8). C'est ce plan qui est modélisé numériquement et qui sert de comparaison avec les simulations numériques. L'évolution de la température suivant la ligne médiane est moyennée suivant l'envergure sur 40 pixels ( $\simeq 24mm$ ) pour diminuer l'effet du bruit des pixels 6.12(a). L'évolution longitudinale de la température est tracée figure 6.12(b). L'évolution provenant de la moyenne sur 40 pixels  $y$  est confrontée avec l'évolution prise sur la ligne médiane ( $p_z = 0$ ), la diminution du bruit spatial est très nette. Afin de quantifier les effets de bords mentionnés au paragraphe précédent, les évolutions de la température suivant des lignes éloignées et de part et d'autre de l'axe médian sont tracées sur le même graphique. Les différences sont significatives à l'abscisse correspondant au milieu de la plaque, leurs valeurs sont de  $1^\circ C$ . Cet écart semble creusé par la présence d'une bosse sur la ligne médiane. Ces différences peuvent provenir d'un effet combiné des fuites thermiques sur les cotés de la plaque de Macor<sup>®</sup> et d'une répartition non-homogène de la température en face arrière (*répartition non-homogène de la pâte thermique entre le Macor<sup>®</sup> et le cuivre*).

## 3. *L'évolution temporelle de la température en un point de la surface : $T_p(t)$*

Après avoir moyenné la température spatialement sur 40 pixels, le résultat obtenu est  $T_p(x,t)$ . L'évolution temporelle en un point à la surface peut ainsi être étudiée pour une abscisse fixée. Cette évolution pourra être confrontée avec les résultats numériques.

## 6.6.2 Évolution en régime instationnaire

### 6.6.2.1 Température surfacique

L'évolution temporelle de la température au centre de la plaque  $T_p(x=80mm,t)$  est représentée figure 6.14(a), la moyenne de phase et l'incertitude correspondante sont présentées figure 6.14(b). Les faibles incertitudes statistiques prouvent une nouvelle fois que la répétabilité des cycles est particulièrement satisfaisante. Ces incertitudes statistiques, de l'ordre de  $0,01^\circ C$ , peuvent être considérées négligeables par rapport aux incertitudes de mesure déterminées en début de chapitre et illustrées figure 6.6. Le temps de stabilisation du Macor<sup>®</sup> est estimé comme étant le temps nécessaire pour atteindre 99% de la température finale soit  $t = 480s$  (section 9.4.3.1), soit un peu moins de deux fois le temps estimé avec la solution théorique de Pozzi et Tognaccini [50] (section 4.3.8.2).

### 6.6.2.2 Flux de chaleur

L'évolution temporelle du flux de chaleur total à l'interface fluide/solide est déterminée via un calcul numérique. L'équation de la chaleur bidimensionnelle est résolue par la méthode des différences finies avec un schéma explicite sur la géométrie du solide (annexe B). Les conditions limites sont imposées avec les mesures expérimentales comme le schématise la figure 6.13 et les cotés latéraux sont considérés comme étant adiabatiques. L'évolution du flux sur le point central du Macor<sup>®</sup> est présentée, de la même manière que pour la température, figure 6.15(a). La variation majeure du flux est provoquée par les phases de dynamiques instationnaires alors que les phases paliers sont caractérisées par une stabilisation du flux.

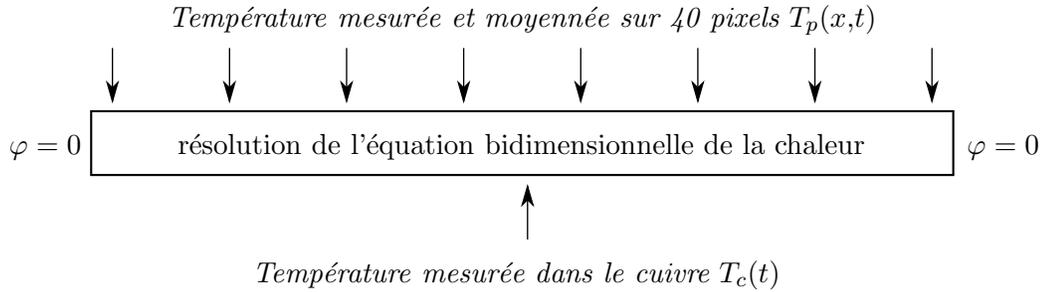


FIG. 6.13 – Conditions limites imposées lors d'un calcul de chaleur bidimensionnel instationnaire pour déterminer le flux de chaleur total à l'interface fluide/solide

### 6.6.2.3 Coefficient d'échange

Le coefficient d'échange est estimé à l'aide des valeurs de la température de la paroi  $T_p(x,t)$ , du calcul du flux total  $\varphi(x,t)$  réalisé à la section précédente et de l'évolution de la température de l'air hors couche limite  $T_e(t)$  mesurée par thermocouple. Le bilan des flux à l'interface fluide/solide s'écrit :

$$\varphi(x,t) = \varphi_{convection} + \varphi_{rayonnement} \quad (6.13)$$

le coefficient d'échange en est déduit par :

$$h(x,t) = \frac{\varphi(x,t) - \varepsilon\sigma(T_p^4(x,t) - T_e^4(t))}{T_p(x,t) - T_e(t)} \quad (6.14)$$

Le résultat est tracé figure 6.15(b) et montre que l'évolution est en grande partie provoquée par l'accélération de l'écoulement. De très légères variations sont visibles durant les phases paliers et peuvent être induites par la stabilisation lente de la température de l'air  $T_e(t)$ .

### 6.6.3 Calcul des grandeurs en régime stationnaire

Les grandeurs thermiques stationnaires relatives aux paliers de l'écoulement sont calculées de la même manière que pour les températures du cuivre et de l'air (section 6.5.4). Les valeurs paliers de la température  $T(x,z)$  sont déduites des évolutions instationnaires en moyennant temporellement le résultat  $T(x,z,t)$  durant 100s avant le lancement des rampes d'accélération ou de décélération. Il a été mentionné précédemment que la température atteignait 99% de sa valeur

finale en 480s et que la durée d'un palier était de 700s. Il est donc légitime de considérer la température comme totalement stabilisée 600s après la fin de la rampe de vitesse. Ce procédé est réalisé sur les six cycles acquis, la moyenne est donc effectuée sur  $6 \times 100s$ .

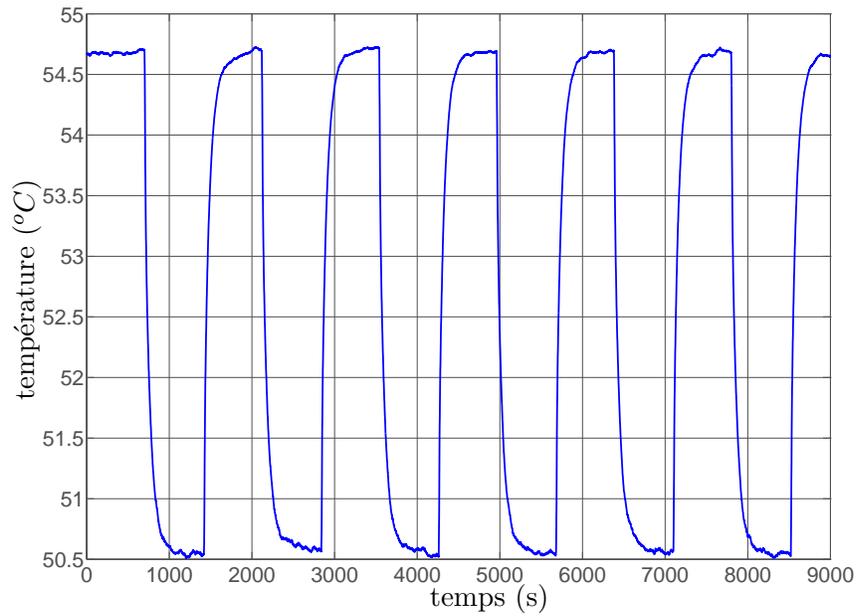
Les résultats obtenus sont présentés figure 6.16 pour les deux écoulements paliers. Le champ de l'écart-type relatif à cette moyenne temporelle est représenté figure 6.17. Les très faibles valeurs de l'écart-type renforcent l'hypothèse selon laquelle la moyenne est réalisée lors de la stabilisation thermique de la plaque. Les champs de température relatifs aux écoulements paliers présentent les mêmes caractéristiques : des effets de bords suivant l'envergure de la plaque et une température plus élevée au centre de la plaque. Une tentative d'interprétation de ces observations est menée à la section 6.6.1.

## 6.7 Conclusion

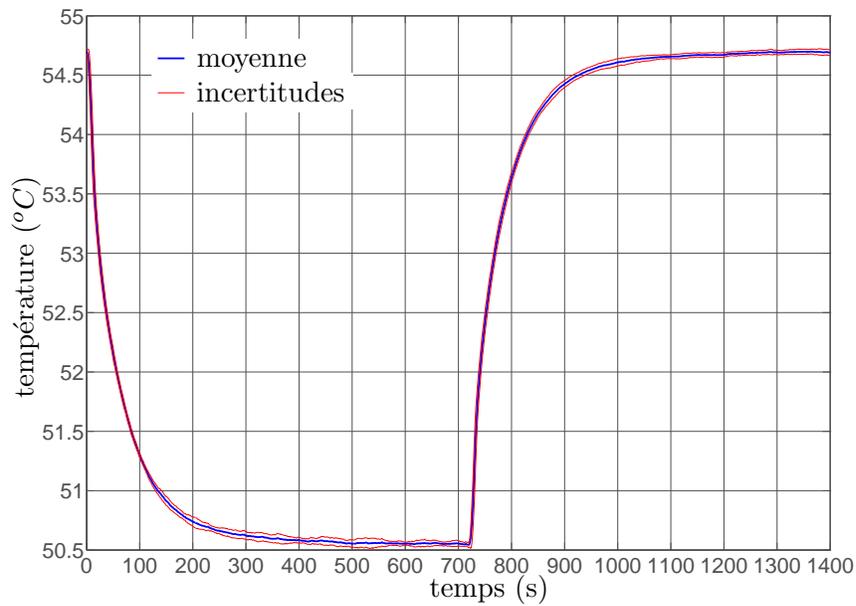
La première partie de ce chapitre a permis de présenter le principe de fonctionnement des mesures par thermographie infrarouge. Un calcul détaillé des incertitudes combinées, regroupant les incertitudes d'étalonnage et les incertitudes de mesure est accompli. Dans une deuxième partie, la présentation des résultats a concerné :

- les températures du cuivre et de l'air en veine d'essai :  $T_c(t)$  et  $T_e(t)$
- l'évolution temporelle de la température au point central de la paroi de la plaque chauffée :  $T_p(t)$
- l'évolution temporelle du flux de chaleur total et du coefficient d'échange local en ce même point :  $\varphi(t)$  et  $h(t)$
- les champs de température à la surface de la plaque correspondants aux deux écoulements paliers :  $T_p(x,z)$

L'analyse de ces résultats a conduit à la conclusion que la répétabilité des cycles est très satisfaisante et six cycles de vitesse se sont avérés suffisants. De plus, l'analyse a révélé que les incertitudes statistiques de la température lors de la répétition des cycles est négligeable par rapport aux incertitudes combinées (étalonnage + mesure). Ces résultats stationnaires et instationnaires accompagnés de leurs incertitudes respectives constituent une base de données pour la validation expérimentale d'un couplage de codes en aérothermique instationnaire.



(a) Évolution durant l'acquisition



(b) Moyenne de phase et incertitudes

FIG. 6.14 – Évolution de la température en un point situé au centre de la plaque

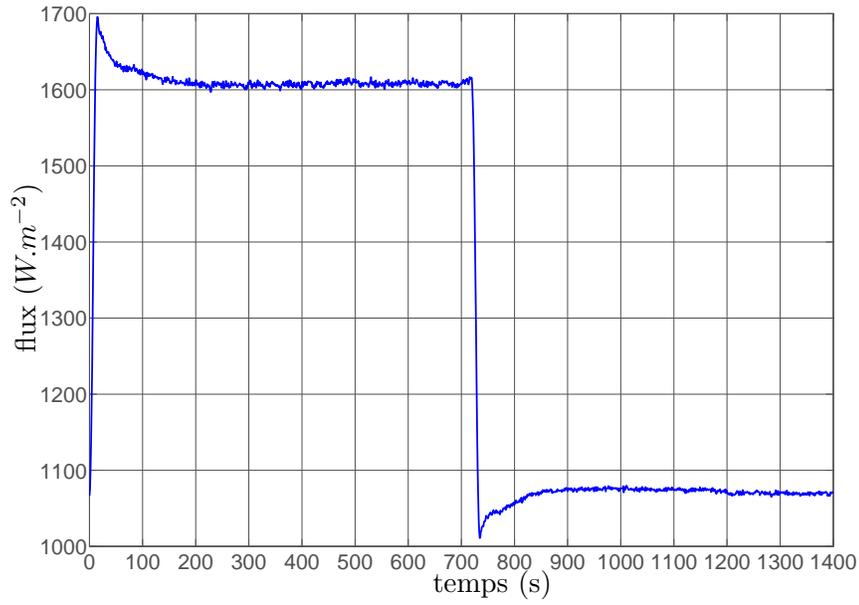
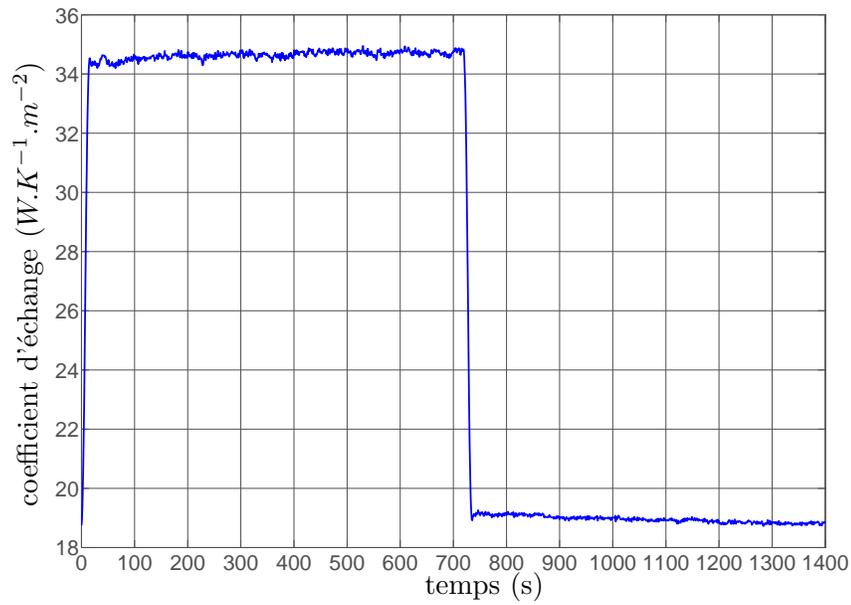
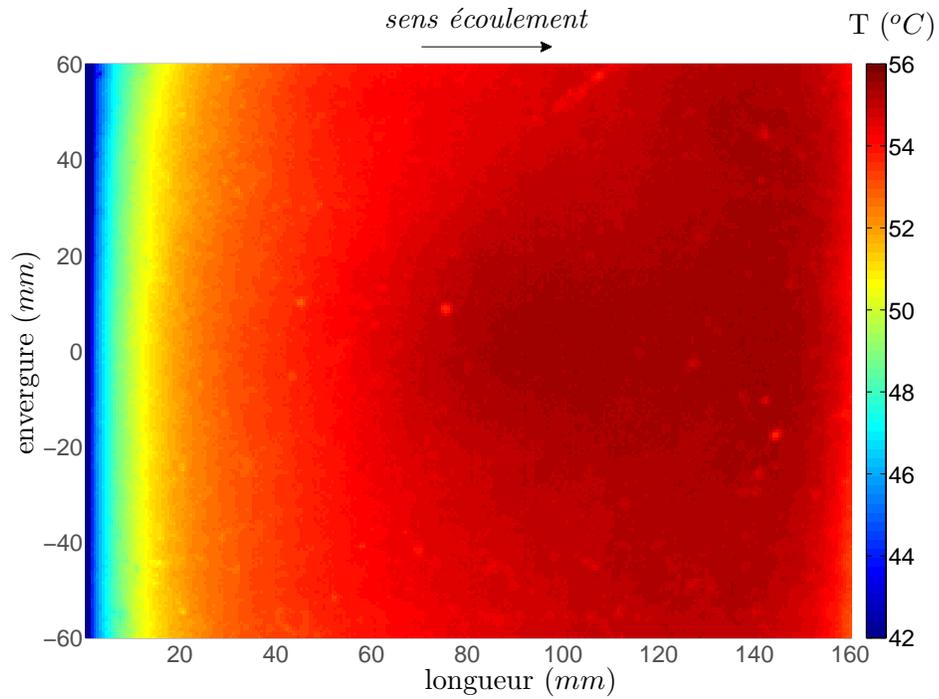
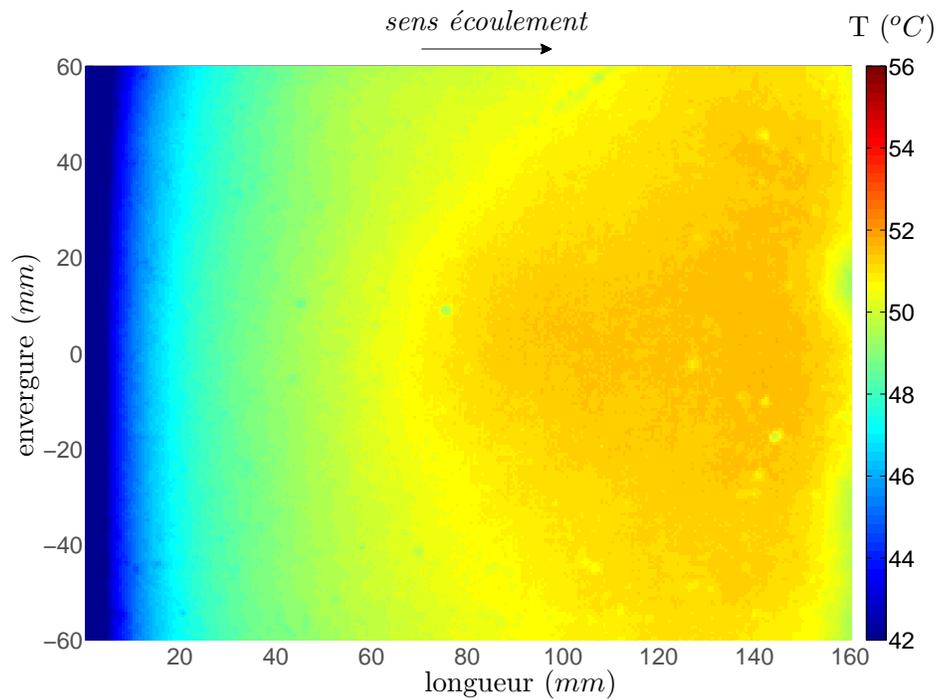
(a) Moyenne de phase du flux de chaleur  $\varphi$ (b) Moyenne de phase du coefficient d'échange  $h$ 

FIG. 6.15 – Évolution temporelle des grandeurs calculées à partir des mesures de température en un point situé au centre de la plaque

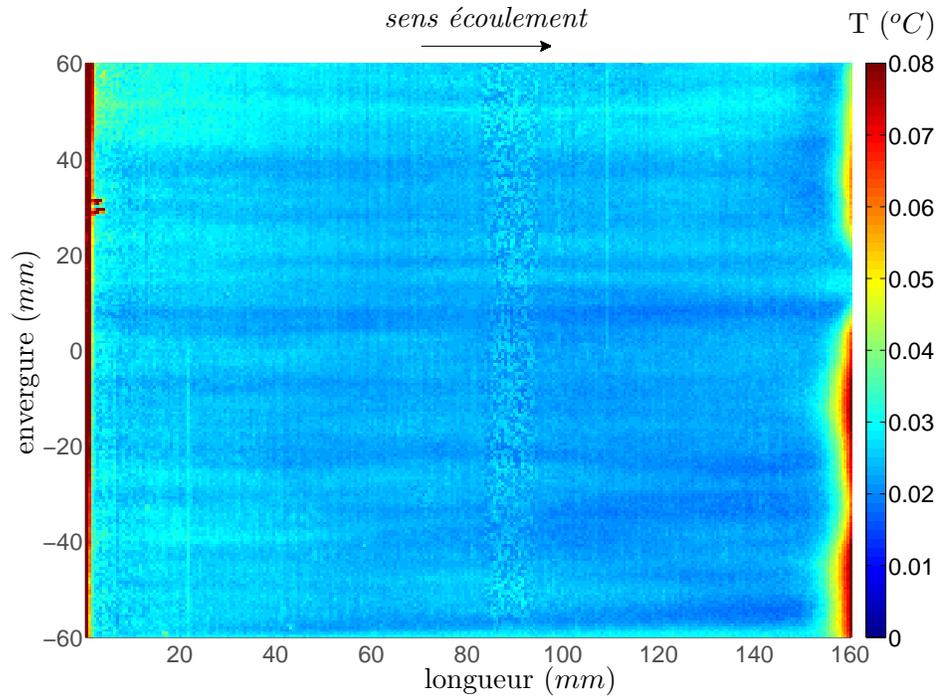
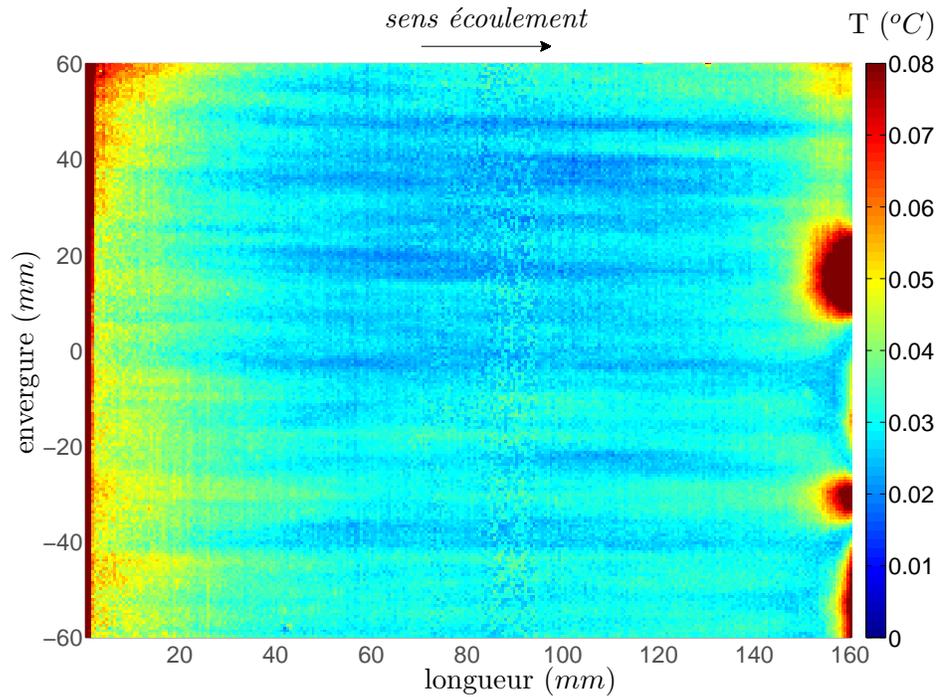


(a) Champ de température stationnaire à la surface de la plaque pour  $U_e = 4,6 m \cdot s^{-1}$



(b) Champ de température stationnaire à la surface de la plaque pour  $U_e = 9,2 m \cdot s^{-1}$

FIG. 6.16 – Champ de température stationnaire pour les deux écoulements paliers

(a) Écart-type de la moyenne du champ de température pour  $U_e = 4,6m.s^{-1}$ (b) Écart-type de la moyenne du champ de température pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$ FIG. 6.17 – Écart-type spatial correspondant aux moyennes de  $6 \times 100s$  en écoulement stabilisé pour les deux paliers de vitesse

Troisième partie

## Partie III : Étude Numérique



# Introduction

Cette partie est dédiée à la comparaison des résultats expérimentaux exposés lors de la partie précédente et des résultats numériques issus d'une méthode de couplage disponible dans la plateforme de calcul CEDRE développée à l'ONERA.

Le couplage utilisé dans cette partie concerne les solveurs CHARME pour la dynamique des fluides et ACACIA pour la diffusion thermique dans les solides. Le chapitre 7 est consacré dans un premier temps à la présentation générale de CEDRE puis de CHARME et ACACIA. Le modèle de couplage utilisé entre les solveurs est ensuite présenté de manière plus détaillée, les divers modes de calcul et les paramètres relatifs à la méthode sont introduits. Dans une deuxième partie, la mise en place des simulations numériques est abordée, la méthode de résolution ainsi que les conditions aux limites sont présentées.

Les chapitres 8 et 9 concernent l'analyse des résultats numériques. Les différents modes de calcul du couplage sont testés, et les résultats obtenus avec différents pas de temps sont comparés. Les erreurs numériques induites par la discrétisation spatiale sont estimées, les incertitudes numériques provoquées par les incertitudes expérimentales des conditions limites sont déterminées à l'aide des résultats de plusieurs simulations. Finalement, une étude de comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est proposée. Une norme de validation est définie et exploitée afin de quantifier le degré de satisfaction qu'offre cette méthode de couplage sur cette configuration particulière. Les résultats sont discutés, une analyse est réalisée concernant l'interprétation des différences observées entre les résultats.



# Chapitre 7

## Simulations Numériques

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>134</b>
<b>7.2</b>	<b>Couplage aérothermique dans CEDRE</b>	<b>134</b>
7.2.1	Spécificités de CEDRE	134
7.2.1.1	Solveur CHARME	134
7.2.1.2	Solveur ACACIA	136
7.2.2	Codage des conditions aux limites	136
7.2.2.1	Méthode Générale	136
7.2.2.2	Modèle utilisé aux limites	136
7.2.3	Couplage des solveurs CHARME et ACACIA	137
7.2.3.1	Méthode Générale	137
7.2.3.2	Modèle de couplage	137
7.2.3.3	Modes de couplage	139
<b>7.3</b>	<b>Caractéristiques du calcul</b>	<b>140</b>
7.3.1	Géométries et conditions aux limites	140
7.3.1.1	Domaine et maillage du solide	140
7.3.1.2	Domaine fluide	141
7.3.1.3	Maillage du domaine fluide	141
7.3.2	Méthode de résolution	142
7.3.2.1	Méthode générale	142
7.3.2.2	Méthode en régime stationnaire	142
7.3.2.3	Méthode en régime instationnaire	143
7.3.3	Modèle de turbulence	143
7.3.3.1	Choix du modèle	143
7.3.3.2	Énergie cinétique turbulente	144
7.3.3.3	Deuxième scalaire turbulent	144
<b>7.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>145</b>

---

## 7.1 Introduction

Lors des trois chapitres précédents, une expérience de validation a été décrite et les résultats obtenus ont été présentés. Une base de données concernant un cas aérothermique instationnaire a ainsi pu être réalisée. Ce chapitre traite de la mise en place des simulations aérothermiques instationnaires avec le couplage élaboré dans CEDRE.

La première partie est dédiée à la présentation de la plateforme CEDRE. Les modules CHARME et ACACIA, solveurs respectifs des domaines fluide et solide sont décrits de manière générale. Le couplage entre les deux modules est ensuite présenté de manière plus détaillée. La suite du chapitre concerne la mise en place des simulations couplées instationnaires. Les géométries et les maillages des domaines fluide et solide sont présentées, les méthodes de résolution sont détaillées.

## 7.2 Couplage aérothermique dans CEDRE

### 7.2.1 Spécificités de CEDRE

La plateforme de calcul CEDRE (*Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique*) est développée à l'ONERA afin de pouvoir réaliser des simulations d'écoulements aérothermiques, réactifs et diphasiques. Différents solveurs adaptés à une physique particulière sont mis à disposition et sont résumés dans le tableau 7.1. Le couplage entre ces solveurs permet alors la simulation de problèmes multi-physiques.

#### 7.2.1.1 Solveur CHARME

CHARME est le solveur des équations de Navier-Stokes basé sur la méthode des volumes finis. Des énergies sont associées aux cellules et des flux aux surfaces qui les entourent. Les variables naturelles de l'écoulement sont exprimées à chaque itération et au centre de chaque cellule comme la vitesse  $\vec{V}$ , la pression  $p$  et la température  $T$ . S'ajoute en plus les  $n_F$  fractions massiques  $F_m$  des gaz considérés et  $n_S$  scalaires  $S_t$  liés au modèle de turbulence qui est utilisé. Le vecteur des variables  $u$  comporte alors  $5+n_F+n_S$  éléments :

$$u(x,t) = \begin{pmatrix} \vec{V} \\ P \\ T \\ F_m \\ S_t \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

nom du solveur	physique simulée	solveurs couplés
CHARME	Écoulement de phase gazeuse, mélanges multi-composants, compressibles, inertes ou réactifs	ACACIA, SPARTE, SPIREE , ASTRE
ACACIA	Diffusion thermique dans les solides	CHARME
ASTRE + REA	Rayonnement	CHARME
SPARTE	Évolution des particules qui composent la phase dispersée ( <i>approche Lagrangienne</i> )	CHARME
SPIREE	Évolution des particules qui composent la phase dispersée ( <i>approche Eulérienne</i> )	CHARME
PEUL	Réaction chimique des mélanges multi-composants (polluants issus de la combustion des hydrocarbures)	<i>pas de couplage</i>
FILM	Modélisation des films liquides sur parois	<i>en développement</i>
COPAIER	Écoulements instationnaire des plasmas pour l'aérodynamique	<i>en développement</i>

TAB. 7.1 – Les différents solveurs de CEDRE

Les variables conservatives par unité de volume sont exprimées par le vecteur  $q_c(u)$  comme :

$$q_c(u) = \begin{pmatrix} \rho \vec{V} \\ \rho F_m \\ \rho E_{tot} \\ \rho S_t \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

Où  $\rho \vec{V}$  représente le vecteur quantité de mouvement,  $\rho F_m$  la masse volumique de l'espèce et  $E_{tot}$  l'énergie totale d'un volume élémentaire. Il est alors possible d'utiliser la variable  $q_c$  pour les calculs numériques (pratique car conservative) et d'en déduire la variable  $u$  par la suite. La forme générale des équations bilans est :

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = -\nabla \cdot [f(u) + \phi(u, \nabla u)] + S(u, \nabla u) \quad (7.3)$$

Avec  $f$  les densités de flux Euler,  $\phi$  les densités de flux de Navier-Stokes et  $S$  les termes sources. Après intégration sur un volume  $V$  limité par une surface fermée  $A$  :

$$\int_V \frac{\partial q_c}{\partial t} d\vartheta = - \int_A (f + \phi) \cdot n d\sigma + \int_V S dv \quad (7.4)$$

En ce qui concerne la modélisation des écoulements turbulents, les modèles de turbulence de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) les plus courants sont disponibles :  $k-\varepsilon$ ,  $k-l$ ,  $k-\omega$  SST ainsi qu'un modèle à 4 équations. Un modèle de type LES-Smagorinsky est aussi intégré.

### 7.2.1.2 Solveur ACACIA

ACACIA est le solveur de l'équation de la diffusion thermique tridimensionnelle instationnaire dans les solides. Il est basé, comme CHARME, sur la méthode des volumes finis. L'énergie interne par unité de volume  $q_a(T)$  est la variable de base pour les opérations de discrétisation spatiale et temporelle. Le bilan d'énergie sur un volume de contrôle fixe  $V$  limité par une surface fermée  $A$  s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V q_a dV = - \int_A \varphi \cdot n dA + \int_C \sigma_a dV \quad (7.5)$$

Où  $\sigma_a$  est une source indépendante de la température. Le solveur permet de modéliser les évolutions de  $\lambda(T)$  et  $c_p(T)$  par une loi polynomiale.

## 7.2.2 Codage des conditions aux limites

### 7.2.2.1 Méthode Générale

Les sollicitations thermiques sur une paroi sont imposées avec la même méthode pour les solveurs CHARME et ACACIA. Les solveurs créent une cellule dite limite (ou fictive) (figure 7.2) pour chaque face limite du solveur :

- Une condition de type Dirichlet à la limite  $T_l$  revient à imposer une température constante  $T_{cf}$  au centre de la cellule fictive.
- Une condition de type Neumann à la paroi est respectée en imposant un flux d'énergie constant à la face limite. La température de la cellule fictive  $T_{cf}$  est alors calculée et utilisée pour déterminer le gradient de température à l'interface et respecter la valeur du flux imposée  $\varphi_{imp}$ .
- Une condition de type Fourier à la paroi est établie en imposant à la fois une température à la cellule limite et un flux à la face limite.

### 7.2.2.2 Modèle utilisé aux limites

En considérant le vecteur des quantités conservées  $q_c$ , le but est de faire tendre la valeur de la limite du domaine  $q_\ell$  vers une valeur imposée  $q_{imp}$  par un système de relaxation du type :

$$\tau_r \frac{\partial q_\ell}{\partial t} = q_\ell - q_{imp} \quad (7.6)$$

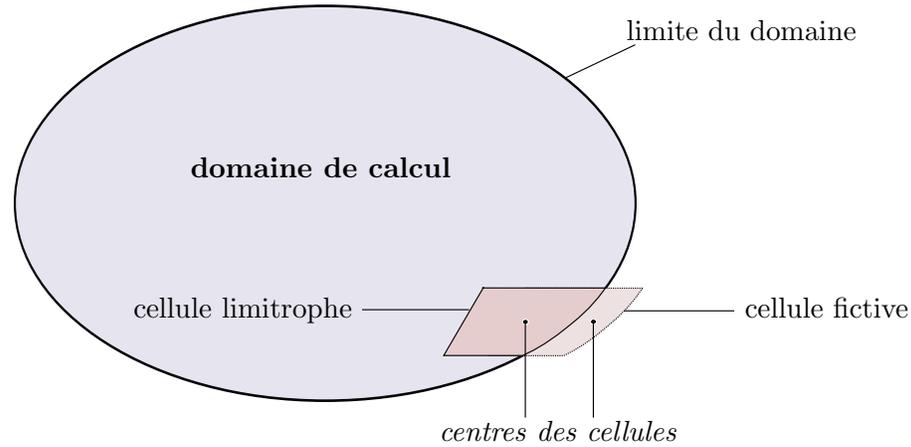


FIG. 7.1 – Création des conditions limites dans CHARME et ACACIA

Où  $\tau_r$  est une matrice contenant les temps de relaxation calculés comme  $\tau_r = \Delta t \cdot \alpha_r$ ,  $\alpha_r$  étant fixés par l'utilisateur. La quantité limite du domaine évolue donc temporellement à partir d'un temps  $t_0$  où la condition limite est imposée :

$$q_\ell(t_0 + t) = (q_\ell(t_0) - q_{imp}(t_0))e^{-t/\Delta t \alpha_r} + q_{imp}(t_0) \quad (7.7)$$

Imposer une condition limite via une relaxation apporte un gain de stabilité à un système. Cette procédure n'est cependant pas appropriée aux simulations instationnaires pour lesquelles une condition limite évolue temporellement. Le paramètre  $\alpha_r$  doit être relativement petit afin que la condition limite imposée au domaine corresponde à la valeur souhaitée. Il est ainsi recommandé de prendre  $\alpha_r \ll 1$ .

## 7.2.3 Couplage des solveurs CHARME et ACACIA

### 7.2.3.1 Méthode Générale

La méthode de couplage est réalisée de manière à pouvoir être exportée sur d'autres codes. Le couplage n'interagit donc pas directement avec les deux solveurs mais sert de relais d'informations. Le modèle est indépendant des discrétisations temporelles relatives à chacun des codes et peut donc permettre le couplage de problèmes ayant des temps caractéristiques différents comme c'est en général le cas dans les problèmes multi-physiques convection/conduction. Les pas de temps des solveurs fluide ( $\Delta t_f$ ), solide ( $\Delta t_s$ ) et du couplage ( $\Delta t_c$ ) peuvent être indépendants les uns des autres et choisis par l'utilisateur. Cette méthode permet un gain au niveau du coût du calcul.

### 7.2.3.2 Modèle de couplage

Soit un fluide et un solide en contact supposé parfait.  $T_s$  et  $T_f$  correspondent aux températures des cellules limitrophes (figure 7.2).  $T_{I,s}$  et  $T_{I,f}$  correspondent aux températures à l'interface des deux domaines respectifs. La distance entre les centres des cellules et l'interface est notée  $\delta x$ . Les flux sortant d'un domaine se calculent avec le vecteur normal sortant à l'interface

$\vec{n}$  comme :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_s(x_i, t) = -\lambda_s \left( \frac{T_{I,s} - T_s}{\delta x_s} \right) \cdot \vec{n}_s \\ \vec{\varphi}_f(x_i, t) = -\lambda_f \left( \frac{T_{I,f} - T_f}{\delta x_f} \right) \cdot \vec{n}_f \end{cases} \quad (7.8)$$

Le contact entre les deux surfaces étant supposé parfait, les équations de continuité à l'interface sont :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_{n,f}(x_i, t) = -\vec{\varphi}_{n,s}(x_i, t) \\ T_{I,f}(x_i, t) = T_{I,s}(x_i, t) \end{cases} \quad (7.9)$$

En introduisant deux paramètres purement numériques  $h_f$  et  $h_s$  positifs et homogènes à des coefficients d'échange, un modèle exactement équivalent peut être écrit. Les flux de chaleur sortant de chaque domaine sont calculés à chaque pas de temps comme :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_{n,f}(x_i, t) = -\vec{\varphi}_{imp}(x_i, t) + h_f [T_{I,f}(x_i, t) - T_{imp}(x_i, t)] \vec{n}_f \\ \vec{\varphi}_{n,s}(x_i, t) = -\vec{\varphi}_{imp}(x_i, t) + h_s [T_{I,s}(x_i, t) - T_{imp}(x_i, t)] \vec{n}_s \end{cases} \quad (7.10)$$

Où  $T_{imp}$  et  $\vec{\varphi}_{imp}$  correspondent aux sollicitations thermiques aux interfaces.  $t^N$  représente le temps de couplage et  $t$  un temps tel que :  $t^N \leq t \leq t^{N+1}$ , les conditions aux limites imposées au fluide et au solide sont calculées de manière explicite par le système :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_{n,f}(x_i, t) = -\vec{\varphi}_{imp}(x_i, t^N) + h_f [T_{I,f}(x_i, t) - T_{imp}(x_i, t^N)] \vec{n}_f \\ \vec{\varphi}_{n,s}(x_i, t) = -\vec{\varphi}_{imp}(x_i, t^N) + h_s [T_{I,s}(x_i, t) - T_{imp}(x_i, t^N)] \vec{n}_s \end{cases} \quad (7.11)$$

En substituant (7.8) à (7.11), un système équivalent est :

$$\begin{cases} T_{(I,f)} = \frac{\varphi_{imp} + h_f T_{imp} + \lambda_f T_f / \delta x_f}{\lambda_f / \delta x_f + h_f} \\ T_{(I,s)} = \frac{\varphi_{imp} + h_s T_{imp} + \lambda_s T_s / \delta x_s}{\lambda_s / \delta x_s + h_s} \end{cases} \quad (7.12)$$

En considérant le système d'équation (7.11) et en prenant  $h \ll 1$ , le flux calculé dans un domaine est directement égal au flux imposé par l'autre domaine. De même, en choisissant  $h \gg 1$  dans (7.12), la température imposée est directement égale à la température imposée par l'autre domaine. Le choix de  $h \sim 1$  est une méthode hybride entre les deux types de conditions limites précédemment évoquées. Pour résumer, les paramètres  $h$  déterminent le type de conditions aux limites telles que :

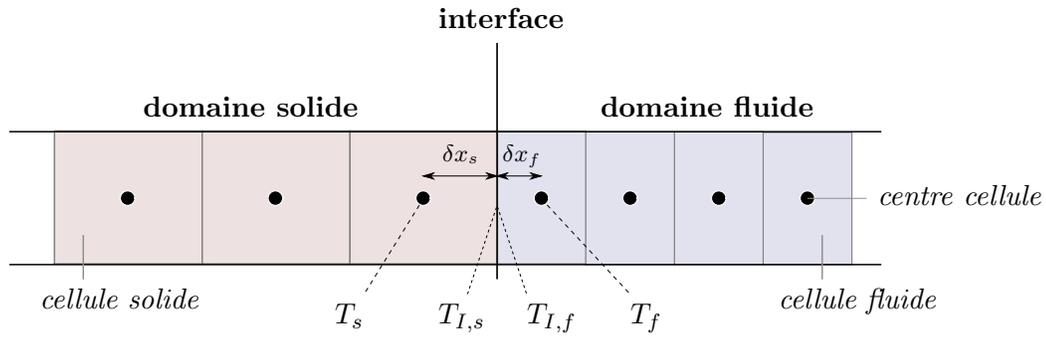


FIG. 7.2 – Cellules fluides et solides à l'interface.

$$\begin{cases} h \ll 1 \Rightarrow \text{Condition de Neumann} \\ h \sim 1 \Rightarrow \text{Condition de Fourier} \\ h \gg 1 \Rightarrow \text{Condition de Dirichlet} \end{cases} \quad (7.13)$$

### 7.2.3.3 Modes de couplage

Le mode de couplage dans CEDRE correspond à la manière de calculer les quantités imposées aux solveurs en tant que condition limite. Trois modes différents sont disponibles. Ils sont basés sur le système (7.11) mais différent dans la manière de calculer les conditions imposées  $T_{imp}$  et  $\varphi_{imp}$  ainsi que les paramètres  $h$ .

- Le premier mode utilise des quantités provenant de l'autre solveur et les  $h$  sont fixés par l'utilisateur. Le système caractérisant le couplage est alors :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_f(x_i, t) = -\vec{\varphi}_s(x_i, t^N) + h_f [T_{I,f}(x_i, t) - T_{I,s}(x_i, t^N)] \vec{n}_f \\ \vec{\varphi}_s(x_i, t) = -\vec{\varphi}_f(x_i, t^N) + h_s [T_{I,s}(x_i, t) - T_{I,f}(x_i, t^N)] \vec{n}_s \end{cases} \quad (7.14)$$

- Des quantités plus élaborées du flux et de la température imposées sont utilisées pour le deuxième mode. L'utilisateur fixe les paramètres  $h$ . En considérant les flux calculés (7.8), il est possible de déduire de la condition de continuité un flux et une température d'interface :

$$T_I = \frac{\beta_f T_f + \beta_s T_s}{\beta_f + \beta_s} \quad (7.15)$$

avec  $\beta_f = \lambda_f / \delta x_f$  et  $\beta_s = \lambda_s / \delta x_s$

$$\varphi_I = -\lambda_I (\vec{\nabla} T)_I \cdot \vec{n}_I = -\frac{\beta_f \beta_s}{\beta_f + \beta_s} (T_s - T_f) \quad (7.16)$$

Cela donne :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_f(x_i, t) = -\vec{\varphi}_I(x_i, t^N) + h_f [T_{I,f}(x_i, t) - T_I(x_i, t^N)] \vec{n}_f \\ \vec{\varphi}_s(x_i, t) = -\vec{\varphi}_I(x_i, t^N) + h_s [T_{I,s}(x_i, t) - T_I(x_i, t^N)] \vec{n}_s \end{cases} \quad (7.17)$$

- le mode 3 est similaire mais les paramètres  $h$  sont fixés par la méthode par :

$$\tilde{h}_{f,s} = \frac{\varphi_I}{T_I - T_{f,s}} \quad (7.18)$$

Et finalement :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}_f(x_i, t) = -\vec{\varphi}_I(x_i, t^N) + \tilde{h}_f [T_{I,f}(x_i, t) - T_I(x_i, t^N)] \vec{n}_f \\ \vec{\varphi}_s(x_i, t) = -\vec{\varphi}_I(x_i, t^N) + \tilde{h}_s [T_{I,s}(x_i, t) - T_I(x_i, t^N)] \vec{n}_s \end{cases} \quad (7.19)$$

En se basant sur l'étude de la section 7.14, le premier mode peut être considéré comme un mode de type stationnaire. La continuité d'interface n'est pas respectée à chaque couplage, l'objectif des échanges est d'atteindre une convergence. Les modes 2 et 3 sont de type instationnaire, une température et un flux d'interface sont calculés à l'aide de la condition de continuité et sont utilisés comme conditions aux limites.

Dans ces trois cas, les températures ou les flux sont calculés à partir des températures ou des flux obtenus à l'itération précédente. Ces méthodes sont donc explicites (prédicteur de flux constant). Une simulation réalisée avec le mode 1 et un raccord du type Dirichlet/Dirichlet ne pourra pas donc donner suite à l'évolution de la température d'interface, elle restera identique à la condition initiale quelque soit les évolutions thermiques des différents domaines.

## 7.3 Caractéristiques du calcul

### 7.3.1 Géométries et conditions aux limites

Des simulations numériques sont réalisées sur le domaine de calcul schématisé figure 7.3. La géométrie est construite et les conditions aux limites imposées afin de correspondre à la configuration expérimentale exposée lors de la deuxième partie de ce mémoire. Les calculs sont bidimensionnels et représentent le plan médian à la plaque de Macor<sup>®</sup> suivant le sens de l'écoulement.

#### 7.3.1.1 Domaine et maillage du solide

Les dimensions du domaine représentant le solide sont celles de la plaque de Macor<sup>®</sup>, la longueur est de  $160\text{mm}$  et l'épaisseur de  $10\text{mm}$ . En face arrière de la plaque, la température mesurée par le thermocouple inséré dans la plaque de cuivre est imposée de manière uniforme. Cette température, qui a été moyennée sur plusieurs essais, dépend du régime de vitesse de l'air. Elle est de  $62,3^\circ\text{C}$  pour le bas régime et de  $61,8^\circ\text{C}$  pour le haut régime. Une condition adiabatique est imposée sur les deux côtés latéraux de la plaque. Les conditions imposées sur la face supérieure sont déterminées par le couplage.

La masse volumique du solide est  $2520\text{kg.m}^{-3}$  et la capacité calorifique  $790\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . La conductivité est modélisée afin de suivre une loi linéaire suivant la température (4.7). Le maillage est structuré avec 80 cellules régulières suivant la longueur et 15 cellules sur l'épaisseur, soit 1200 au total. Le maillage est légèrement raffiné à l'interface fluide/solide afin de modéliser au mieux les gradients de température et de flux de chaleur évoluant au cours du temps. La taille de la première cellule à l'interface fluide/solide est de  $\delta y_s = 0,5\text{mm}$  tandis que la première cellule sur la face arrière est de  $1\text{mm}$ .

### 7.3.1.2 Domaine fluide

La distance entre la plaque chauffée et l'entrée du domaine fluide est de  $110\text{mm}$ . Elle a été déterminée à l'aide des mesures de caractérisation des couches limites lors du chapitre 5. La hauteur du domaine est de  $200\text{mm}$ , soit plus de dix fois supérieure à l'épaisseur des couches limites correspondant aux deux écoulements paliers.

Les parois horizontales basses positionnées de part et d'autre de la plaque chauffée sont adiabatiques. Les conditions s'appliquant sur la surface de la plaque chauffée sont imposées par le couplage. La limite de sortie du domaine est fixée à pression constante et homogène  $100000\text{Pa}$ . La condition imposée sur la limite supérieure du domaine est la même que pour la sortie, ce qui permet de s'affranchir du gradient de pression longitudinal. Les résultats expérimentaux dynamiques mesurés à  $110\text{mm}$  en amont de la plaque chauffée sont imposés en entrée du domaine. La vitesse mesurée est directement imposée et les scalaires turbulents sont calculés à partir des mesures de  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  (section 7.3.3). La température mesurée par le thermocouple inséré en veine de soufflerie est imposée uniformément sur la limite d'entrée. Ces valeurs dépendent aussi du régime d'écoulement, pour rappel  $T_e = 11,1^\circ\text{C}$  pour le bas régime et  $T_e = 10,5^\circ\text{C}$  pour le haut régime.

La masse volumique de l'air suit la loi des gaz parfaits et la capacité calorifique est constante à 1003,4. La viscosité est calculée suivant la loi de Sutherland, pour rappel :

$$\mu(T) = \mu_0 \left( \frac{T_0 - T_1}{T - T_1} \right) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad (7.20)$$

Avec  $\mu_0 = 1,711 \cdot 10^{-5}$ ,  $T_0 = 273,15\text{K}$  et  $T_1 = 110,4\text{K}$ .

### 7.3.1.3 Maillage du domaine fluide

Comme pour le solide, la répartition longitudinale des mailles est régulière dans le sens de l'écoulement avec  $\delta x_f = 2\text{mm}$ , le maillage est alors coïncident entre les domaines fluide et solide. Afin de modéliser la couche limite turbulente sans faire intervenir une fonction de paroi, la répartition des cellules dans le sens vertical est raffinée pour  $y \rightarrow 0$ . La taille de la première cellule est  $\delta y_f = 3 \cdot 10^{-5}\text{m}$ , le premier point de calcul se situe donc à  $1,5 \cdot 10^{-5}\text{m}$  de la paroi. Pour rappel, les valeurs expérimentales des distances à la paroi telles que  $y^+ = 1$  sont pour les bas et haut régimes de vitesse  $3,3 \cdot 10^{-5}\text{m}$  et  $6,5 \cdot 10^{-5}\text{m}$ . L'évolution verticale de la taille des cellules

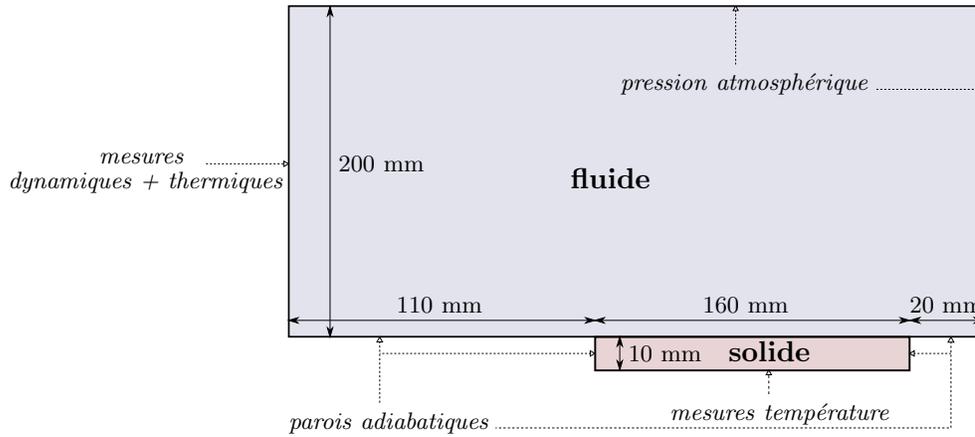


FIG. 7.3 – Dimensions et conditions limites des simulations numériques

suit une évolution géométrique de raison 1,1 à partir de la paroi. Cela correspond à 70 cellules sur la limite d'entrée et de sortie, le domaine fluide contient donc au total 10150 cellules.

## 7.3.2 Méthode de résolution

### 7.3.2.1 Méthode générale

Dans un premier temps, les simulations sont réalisées en régime stationnaire pour les deux écoulements paliers. Ces résultats stationnaires convergés sont alors utilisés en tant que condition initiale pour les simulations instationnaires.

L'intégration temporelle est réalisée par un schéma implicite, la réduction du système linéaire est effectuée par la méthode GMRES. La discrétisation spatiale utilise les schémas ODFI et la méthode de Green côté fluide et celle des moindres carrés côté solide. Des limiteurs de pente de type Van Leer sont utilisés.

### 7.3.2.2 Méthode en régime stationnaire

L'intégration temporelle n'ayant aucune signification physique, le pas de temps dans le fluide est déterminé localement. Ceci permet de fixer un pas de temps unique et relativement grossier dans les deux domaines  $\Delta t = 1s$  et ainsi accélérer la vitesse de convergence. Le pas de temps local fluide est ajusté suivant l'évolution des grandeurs de l'écoulement. Cela revient à augmenter artificiellement le volume des cellules dont l'état varie "trop vite".

La condition d'entrée est imposée à l'aide des résultats expérimentaux correspondants aux profils de vitesse, à deux scalaires turbulents et à une température. Ces limites sont imposées à l'aide du fichier *cil.dat* de la chaîne CEDRE (annexe C). Deux fichiers sont créés et correspondent à chaque écoulement palier. Les profils imposés en entrée du domaine fluide sont aussi utilisés pour créer un champ bidimensionnel uniforme suivant le sens de l'écoulement et servant à initialiser le domaine fluide. La température initiale du solide et du fluide est égale à la

température imposée en entrée du domaine.

Les calculs stationnaires présentés dans cette partie sont réalisés avec le premier mode de couplage. Ce mode est disponible par défaut dans CEDRE et son expression est donnée par 7.14. Les paramètres numériques  $h$  sont fixés de manière à obtenir un échange du type *Dirichlet/Fourier* à l'interface.

### 7.3.2.3 Méthode en régime instationnaire

Les calculs instationnaires sont initialisés avec les résultats convergés des simulations faites en régime permanent. Le calcul instationnaire peut être divisé en deux phases distinctes :

1. une phase de 10s correspondant à l'accélération du fluide, l'instationnarité du problème est à la fois d'ordre dynamique et thermique.
2. une phase de plusieurs centaines de secondes correspondant à la stabilisation thermique, l'instationnarité y est donc purement d'ordre thermique

Lors de la première phase, les profils expérimentaux instationnaires doivent être imposés sur l'entrée du domaine. La chaîne CEDRE permet d'imposer des conditions limites stationnaires non-homogènes via les fichiers *cil.dat* et des conditions instationnaires homogènes via les fichiers *lim.sli*. Une méthode hybride a été conçue afin de pouvoir imposer des profils instationnaires non-homogènes, cette méthode est présentée dans l'annexe C. Pour la deuxième phase, les conditions d'entrée sont imposées de manière stationnaire. Ces deux phases nécessitent différentes approches en ce qui concerne le choix de leur discrétisation temporelle, et sont donc étudiées séparément. Le calcul instationnaire "*dynamique+thermique*" est réalisé en initialisant le domaine avec des résultats stationnaires. Une fois ce calcul terminé, les résultats sont utilisés pour initialiser le calcul instationnaire "*thermique*".

## 7.3.3 Modèle de turbulence

### 7.3.3.1 Choix du modèle

Les performances des modèles de turbulence classiques sont en général satisfaisantes pour le cas fondamental de la couche limite turbulente sur plaque plane avec un  $R_\theta$  assez important. Ce cas est même fréquemment utilisé comme cas de référence pour vérifier le bon fonctionnement de l'implémentation des modèles. Le modèle utilisé pour les simulations effectuées durant cette thèse est le modèle  $k - \omega$  SST [65]. Les éléments qui ont contribué au choix de ce modèle sont son implémentation systématique dans la plupart des codes numériques et les résultats particulièrement satisfaisants qu'il présente pour le cas de la plaque plane. La méthode de calcul des scalaires turbulents est présentée lors des sections suivantes.

### 7.3.3.2 Énergie cinétique turbulente

La condition d'entrée du domaine fluide doit comprendre deux composantes de vitesse, une température, et deux scalaires turbulents. Parmi ces deux scalaires figure l'énergie cinétique turbulente  $k$  dont l'expression est donnée en (7.21). Les mesures dynamiques réalisées par VLF aboutissent directement aux composantes de vitesses  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$ . La composante de vitesse suivant l'envergure  $\bar{w}$  est supposée nulle, les profils des contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  sont mesurés. La troisième contrainte normale de Reynolds  $\overline{w'^2}$  doit donc être estimée afin de pouvoir exprimer l'énergie cinétique turbulente.

$$k = 0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (7.21)$$

En écoulement hors couche limite, il est possible de supposer que  $\overline{w'^2} = \overline{v'^2}$ , l'énergie cinétique turbulente est alors :

$$k_e = 0,5\overline{u'^2} + \overline{v'^2} \quad (7.22)$$

Un modèle doit être utilisé afin d'exprimer la composante  $\overline{w'^2}$  en fonction des deux autres et ainsi établir le profil de  $k(y)$  au sein de la couche limite. D'un point de vue qualitatif, il est largement reconnu que  $\overline{v'^2} < \overline{w'^2} < \overline{u'^2}$ . En considérant les contraintes de Reynolds anisotropiques normales ( $a_{ij} = \overline{u_i u_j} / k - 2\delta_{ij} / 3$ ) obtenues par calcul DNS et utilisées par Wallin *et al.* [63] comme calcul de référence :  $a_{11} = 0,34$ ,  $a_{22} = -0,26$  et  $a_{33} = -0,08$ . Le problème est simplifié en supposant que ces constantes sont valables pour n'importe quelle distance à la paroi, en utilisant la propriété  $\sum a_{ii} = 0$ , cela donne :

$$\frac{\overline{w'^2}}{\overline{u'^2}} = 0,5827 \text{ et } \frac{\overline{w'^2}}{\overline{v'^2}} = 1,4426 \quad (7.23)$$

Il est donc possible d'exprimer  $\overline{w'^2}$  en fonction de  $\overline{u'^2}$ , de  $\overline{v'^2}$  ou en utilisant une combinaison des deux. D'un point de vu qualitatif, le profil de  $\overline{w'^2}$  est similaire à celui de  $\overline{v'^2}$ . Le profil de  $\overline{u'^2}$  est en effet caractérisé par un "pic" prononcé alors que les deux autres ont une forme plus arrondie. En considérant la deuxième expression de (7.23), le profil de l'énergie cinétique turbulente au sein de la couche limite s'exprime alors comme :

$$k(y) = 0,5\overline{u'^2} + 1,22\overline{v'^2} \quad (7.24)$$

### 7.3.3.3 Deuxième scalaire turbulent

Le profil de longueur de mélange peut être exprimé sous forme analytique comme [9] :

$$l(y) = 0,085 \delta \cdot \tanh\left(\frac{0,41}{0,085} \cdot \frac{y}{\delta}\right) \quad (7.25)$$

La dissipation turbulente est déterminée à partir de la formule de Norris-Reynolds [36] comme :

$$\varepsilon(y) = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (7.26)$$

avec  $l_\varepsilon = \frac{l}{1 + 2\chi_{nr}C_\mu^{9/4}/Re_l}$ ,  $Re_l = \frac{\sqrt{k}l}{\nu}$ ,  $\chi_{nr} = 0,41$  et  $C_\mu = 0,09$

La dissipation turbulente spécifique  $\omega$  exprimée en  $rad.s^{-1}$  est introduite par Kolmogorov et reprise par Wilcox [65], elle peut être définie comme :

$$\omega(y) = \max\left(\frac{\varepsilon}{C_\mu k}, \frac{6\nu}{\beta y^2}\right) \quad (7.27)$$

## 7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, la mise en place des simulations numériques a été présentée. Après une présentation des solveurs CHARME et ACACIA ainsi que de leur couplage, les domaines utilisés pour les simulations ont été détaillés, les conditions limites précisées. La méthode de réalisation des simulations est exposée. Les chapitre suivants se focalisent sur les résultats dynamiques et thermiques obtenus.



# Chapitre 8

## Résultats Dynamiques

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>148</b>
8.1.1	Régime stationnaire	148
8.1.1.1	Coefficient de frottement	148
8.1.1.2	Profils de vitesse	148
8.1.1.3	Énergie cinétique turbulente	149
8.1.2	Régime instationnaire	155
8.1.2.1	Conditions limites d'entrée	155
8.1.2.2	Résultats	155
<b>8.2</b>	<b>Conclusion</b>	<b>156</b>

---

## 8.1 Introduction

Dans ce chapitre, les résultats numériques relatifs à la dynamique des fluide sont présentés et comparés avec les résultats expérimentaux. Les simulations stationnaires sont réalisées pour les deux régimes d'écoulement, pour rappel le bas régime correspond à  $U_e = 4,6m.s^{-1}$  et le haut régime à  $U_e = 9,2m.s^{-1}$ . Les simulations instationnaires modélisant l'accélération de l'écoulement entre ces deux valeurs paliers en 10s sont présentées. La condition limite d'entrée dynamique du domaine fluide est constituée des mesures expérimentales correspondant à la couche limite  $n^{\circ}3$  (figure 5.9).

### 8.1.1 Régime stationnaire

#### 8.1.1.1 Coefficient de frottement

Pour rappel, la valeur expérimentale de la contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_p$  est estimée avec la méthode de Clauser, soit en faisant correspondre le profil de couche limite mesuré avec la loi logarithmique (section 5.5.1). Le coefficient de frottement  $C_f$  est déduit avec l'expression (5.11). La précision de la méthode de Clauser dépend de l'étendue de la région logarithmique du profil mesuré. Les couches limites artificiellement déclenchées sont généralement caractérisées par un faible  $R_\theta$  et une atténuation de la région logarithmique. L'étude de répétabilité menée à la section 5.5.4 a permis de déterminer l'incertitude combinée du coefficient de frottement ( $\Delta C_f \sim 10^{-5}$ ) pour l'écoulement correspondant au palier haut. Certains profils mesurés au palier bas ont pour la plupart une région logarithmique quasi-inexistante, il est donc légitime de supposer que l'incertitude du  $C_f$  calculé est beaucoup plus importante.

Les résultats numériques et expérimentaux concernant l'évolution du coefficient de frottement sont représentés figure 8.1(a) pour les deux régimes de vitesse. Les valeurs expérimentales et numériques sont très proches à l'entrée du domaine et elles s'éloignent très rapidement lors du premier centimètre. L'évolution du résultat numérique le long du domaine est caractérisée par une distance d'entrée d'adaptation d'environ 50mm de longueur, avant de se stabiliser en adoptant une pente assez ressemblante à celle de l'évolution expérimentale. Une différence non négligeable est notée entre les valeurs numériques et expérimentales situées au-dessus de la plaque chauffée. Malgré les régions logarithmiques moins prononcées de l'écoulement à basse vitesse, les écarts entre les  $C_f$  expérimentaux et numériques sont approximativement les mêmes pour les deux régimes de vitesse et se situent aux alentours des 5%.

Les modèles de turbulence sont calibrés pour des écoulements turbulents pleinement développés, il est donc fort probable que la différence provienne des faibles nombres de Reynolds de la couche limite imposée en entrée de domaine.

#### 8.1.1.2 Profils de vitesse

La comparaison des profils de vitesse  $u(y)$  issus des simulations et des expériences représente assez peu d'intérêt. Il semble en effet plus pertinent de confronter les profils de vitesse adimensionnelle  $u^+(y^+)$  et de vérifier leurs cohérences avec les lois de paroi.

Dans un premier temps, les profils de vitesse imposés en entrée de domaine sont comparés sur la figure 8.1(b). Il est alors relativement aisé de vérifier la correspondance entre les profils expérimentaux et numériques. Cette constatation est en accord avec l'observation réalisée à la section précédente concernant la correspondance des  $C_f$  expérimentaux et numériques en entrée de domaine. Cette observation permet en outre de tirer les conclusions suivantes :

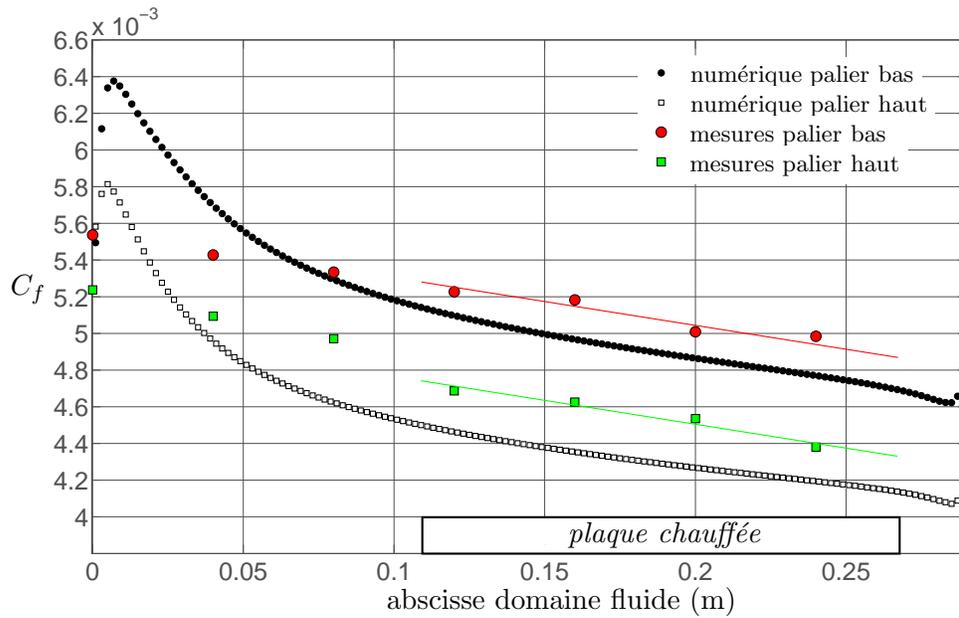
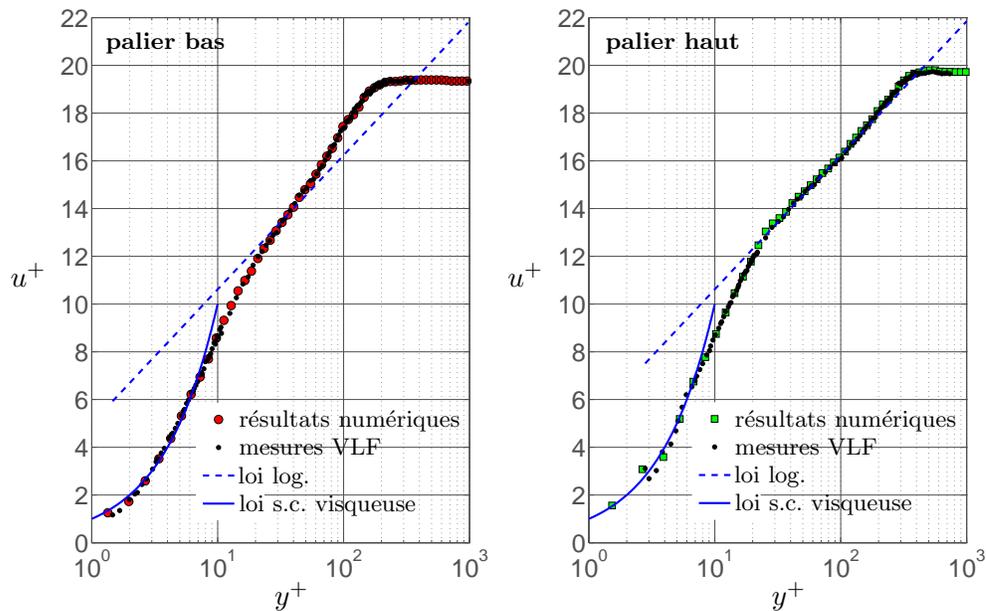
- Les conditions aux limites dynamiques imposées au domaine fluide reflètent bien les conditions présentes lors des essais expérimentaux.
- Les valeurs numériques du cisaillement à la paroi sont directement calculées par la chaîne de calcul de CEDRE avec le gradient des vitesses en proche paroi. La similitude des profils adimensionnels de vitesse certifie la validité de la méthode d'estimation des cisaillement expérimentaux malgré une région logarithmique très atténuée pour les faibles vitesses.

Dans un deuxième temps, une analyse de l'évolution longitudinale des profils numériques est proposée figures 8.2 et 8.3 à différentes distances de l'entrée du domaine (120mm, 160mm, 200mm et 240mm de l'entrée, la longueur du domaine est de 290mm). Les profils des deux régimes semblent présenter le même comportement en s'éloignent de la loi logarithmique avec la distance à l'entrée du domaine. Cette tendance n'est pas suivie par les résultats expérimentaux présentés figures 5.13 et 5.14 où le troisième profils correspond au profil imposé en condition limite. Les simulations semblent en effet affectées par les faibles nombres de Reynolds ( $R_\theta < 1000$ ) et leur correspondance avec la loi logarithmique est dégradée par rapport aux résultats expérimentaux.

### 8.1.1.3 Énergie cinétique turbulente

Les profils d'énergie cinétique turbulente sont comparés avec les valeurs expérimentales calculées à l'aide de (7.24) sur les figures 8.4 et 8.5. Les profils sont identiques à l'entrée du domaine pour les deux écoulements, des divergences sont ensuite observées :

- les profils numériques sont de forme arrondie alors que les profils expérimentaux sont caractérisés par un pic (effet de  $\overline{u'^2}$ )
- les valeurs maximales sont présentes aux alentours de  $y = 2mm$  pour les profils numériques et de  $y = 1mm$  pour les profils expérimentaux
- les différences des valeurs maximales sont d'environ 10%

(a) Résultats numériques et expérimentaux de l'évolution du coefficient de frottement  $C_f$ 

(b) Résultats numériques et expérimentaux des profils de vitesse en entrée du domaine

FIG. 8.1 – Comparaisons des résultats dynamiques

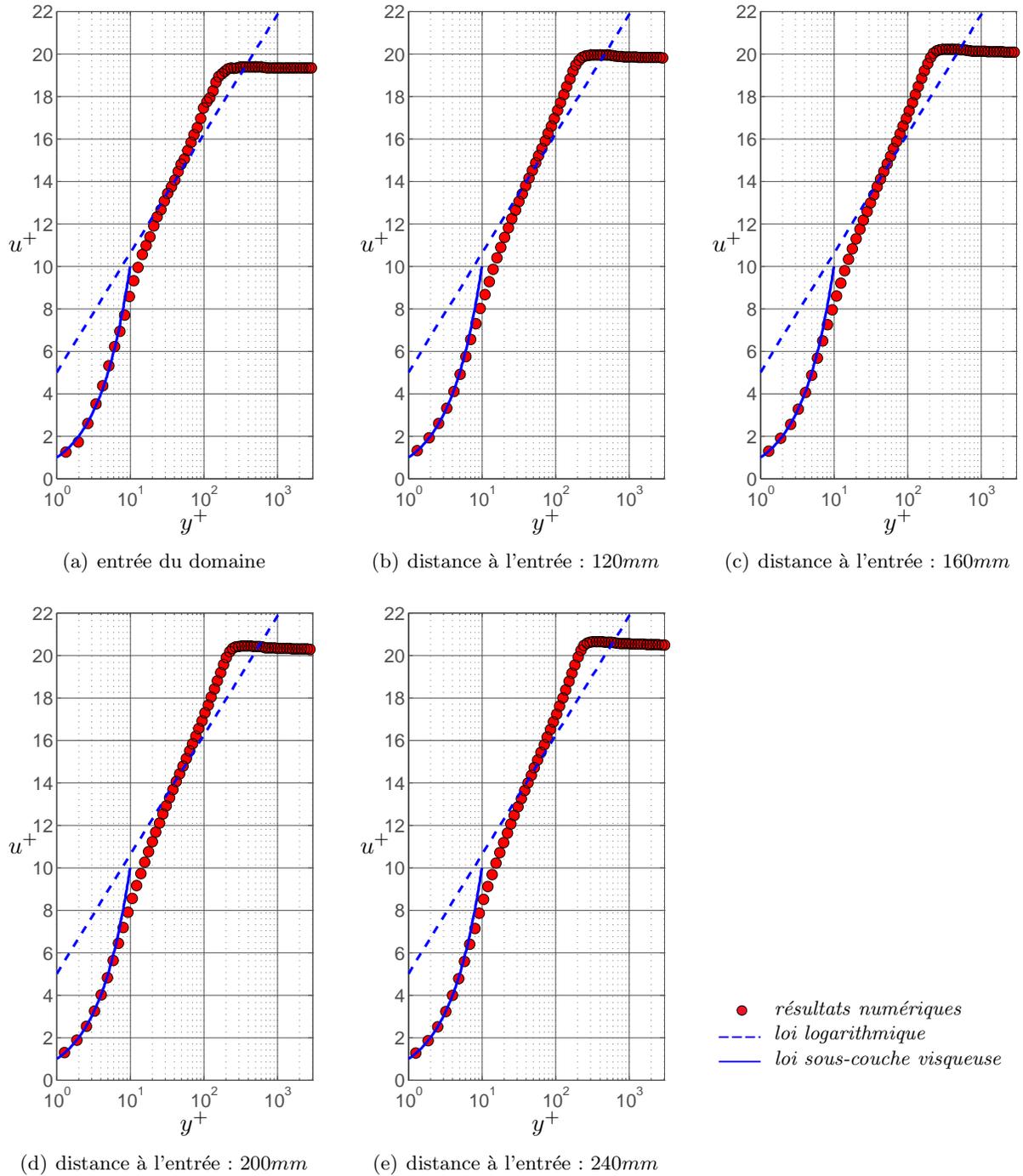
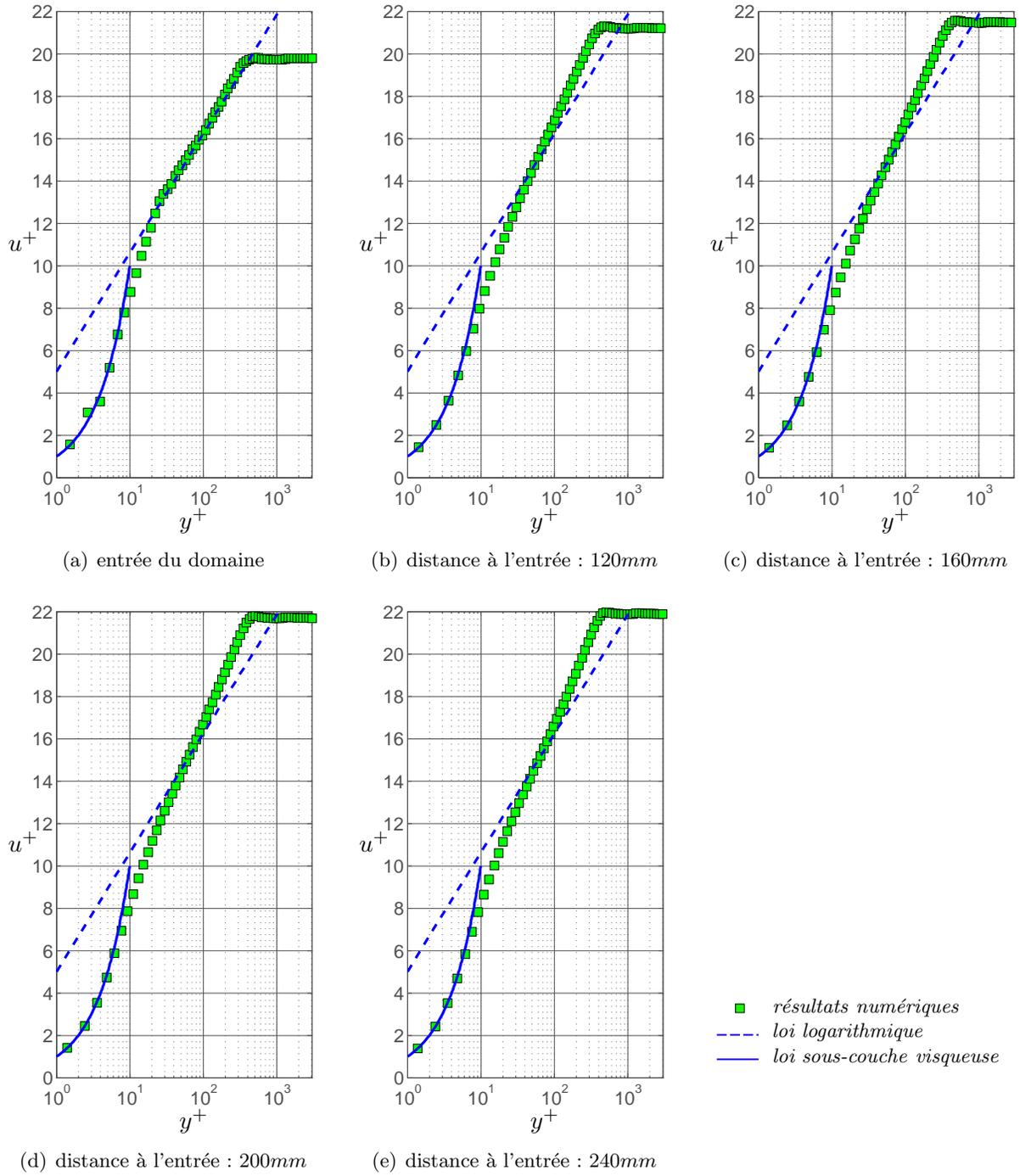


FIG. 8.2 – Lois de paroi et résultats numériques pour  $U_e = 4,6m.s^{-1}$

FIG. 8.3 – Lois de paroi et résultats numériques pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$

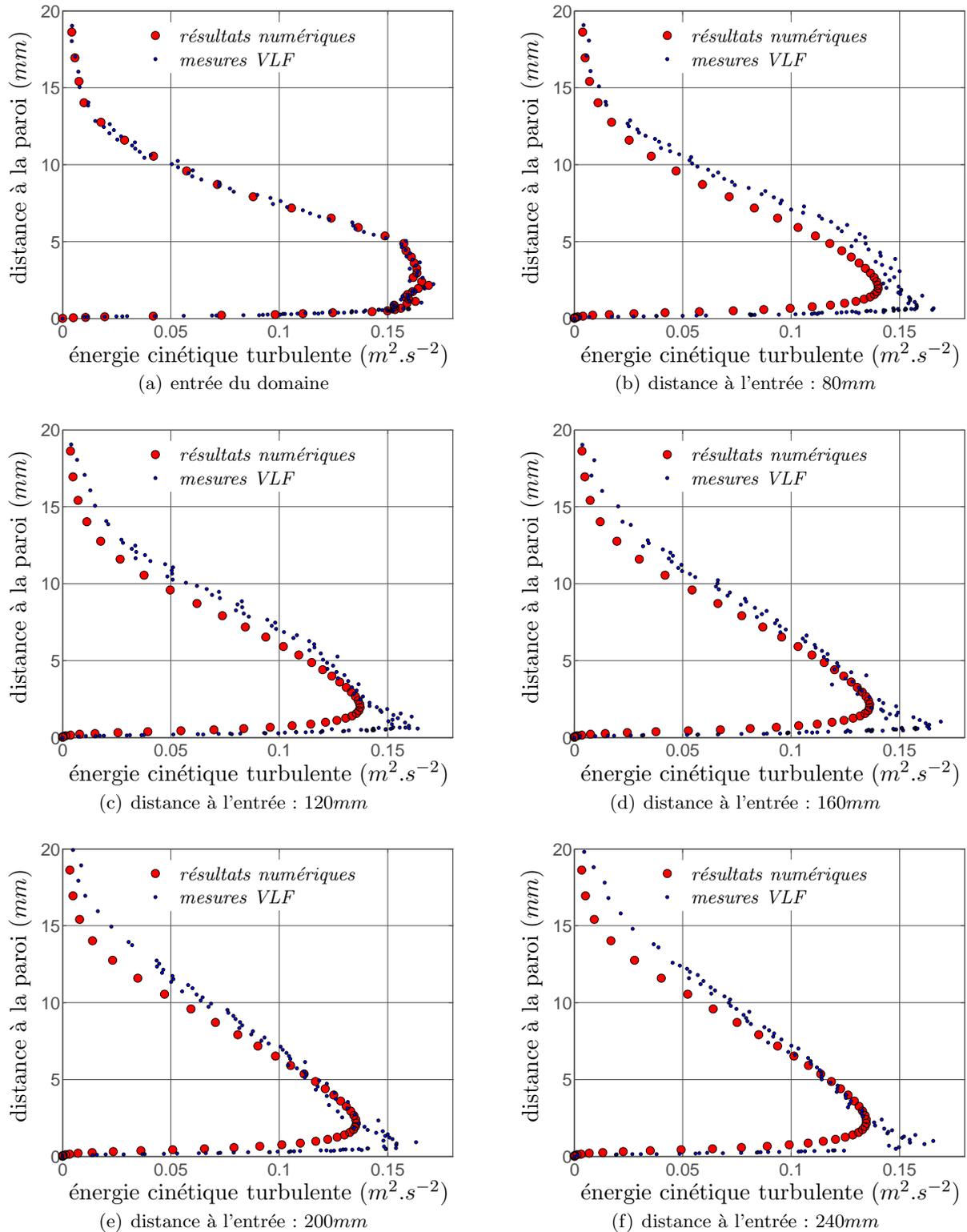


FIG. 8.4 – Résultats expérimentaux et numériques de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la plaque plane pour  $U_e = 4,6 \text{ m.s}^{-1}$  (plaque non chauffée)

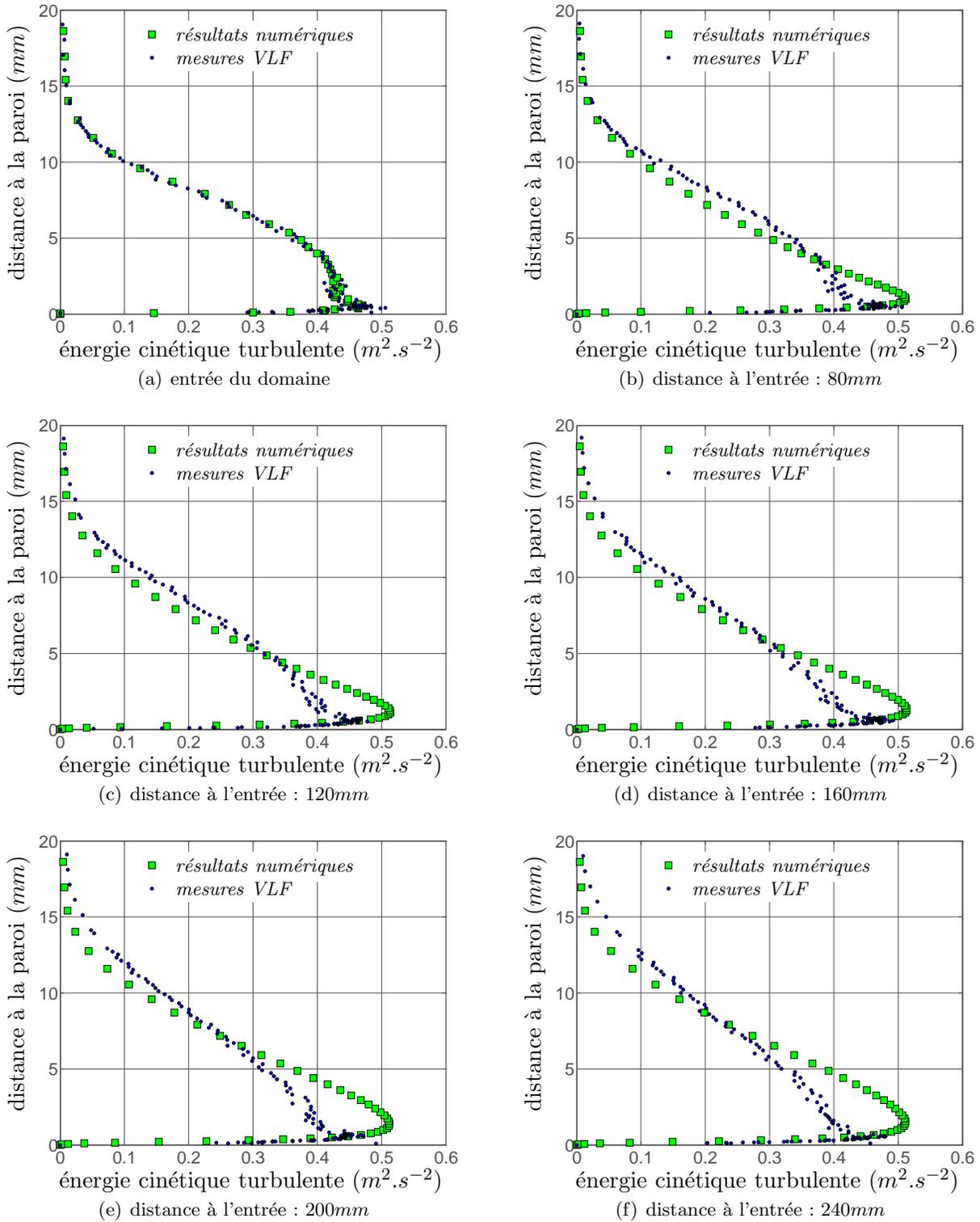


FIG. 8.5 – Résultats expérimentaux et numériques de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la plaque plane pour  $U_e = 9,2m.s^{-1}$  (plaque non chauffée)

## 8.1.2 Régime instationnaire

### 8.1.2.1 Conditions limites d'entrée

Les conditions limites d'entrée des simulations instationnaires sont déterminées à l'aide des mesures VLF réalisées durant l'accélération de l'air section 5.6. Trois observations sont faites d'après les résultats obtenus :

- Les résultats des mesures accomplies à différentes distances de la paroi (neuf mesures de  $y = 1mm$  à  $y = 60mm$ ) montrent que l'évolution temporelle de la vitesse d'écoulement est linéaire au sein et en dehors de la couche limite.
- Sur trois points mesurés ( $y = 1mm$ ,  $y = 2mm$  et  $y = 3mm$ ), l'évolution temporelle des contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  peut être considérée comme linéaire.
- Sur les six autres points mesurés (de  $y = 4mm$  à  $y = 60mm$ ), l'évolution temporelle des contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$  peut être considérée comme linéaire, hormis pour les premières secondes où les graphes (figures 5.27) montrent la présence d'une "bosse" en début d'accélération.

En ce qui concernent les grandeurs dynamiques imposées en entrée de domaine, il est légitime de faire l'hypothèse que les profils imposés ( $u(y)$ ,  $k(y)$  et  $\omega(y)$ ) évoluent linéairement en 10s, quelque soit la distance avec la paroi. Les profils instationnaires imposés à chaque temps  $t$  sont donc une interpolation linéaire entre les profils mesurés à bas régime et à haut régime. Cette hypothèse semble d'une part tout à fait justifiée au regard des résultats expérimentaux présentés section 5.6 et est d'autre part adaptée aux possibilités qu'offre le solveur CHARME en terme de conditions aux limites (annexe C). Le temps de relaxation correspondant à la limite d'entrée est fixé à une valeur suffisamment faible pour que les variations des conditions limites imposées soient instantanément prises en compte. Le paramètre de relaxation est fixé à  $\alpha_r = 0,01$ , la validité du choix est vérifiée par la suite.

### 8.1.2.2 Résultats

Différents pas de temps  $\Delta t$  sont testés lors des simulations modélisant l'accélération. Les différents calculs sont résumés dans le tableau 8.1 où les nombres de  $CFL$  et les temps CPU correspondant à une seconde de simulation (mono-processeur)  $t_{CPU}(1s)$  sont indiqués. Les nombres de  $CFL$  sont purement convectifs et basés sur la vitesse hors couche limite et la taille des cellules dans le sens de l'écoulement  $\delta x$  :

$$CFL = \frac{U_e \Delta t}{\delta x} \quad (8.1)$$

Le calcul initialisé avec les résultats stationnaires en bas régime débute à  $t = -1s$ . Une seconde de simulation est réalisée avec des grandeurs constantes en entrée. L'instationnarité en limite d'entrée est ensuite imposée à  $t = 0s$  jusqu'à  $t = 10s$ . Afin de contrôler les performances des différents pas de temps, les évolutions de la vitesse  $u$ , de l'énergie cinétique turbulente  $k$

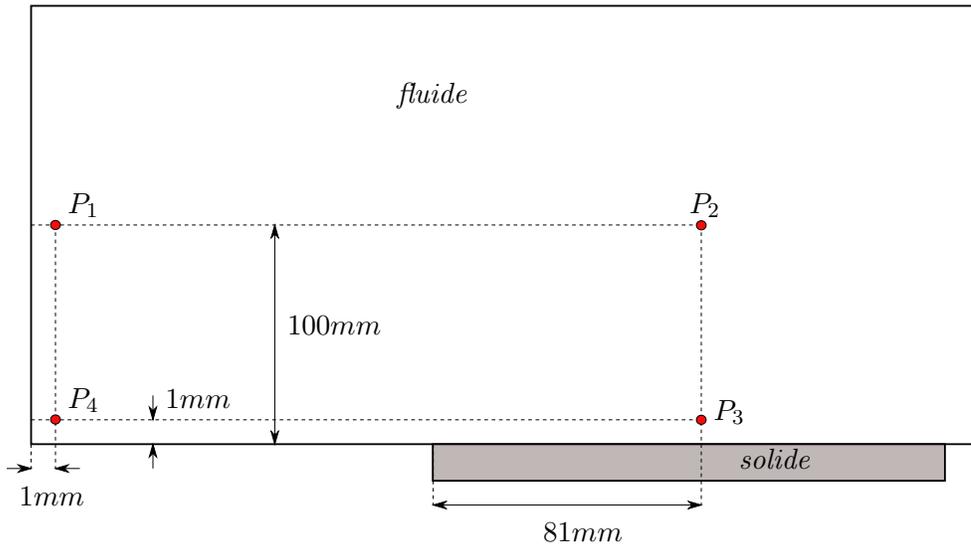


FIG. 8.6 – Positions des sondes observant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques

et de la dissipation de l'énergie turbulente  $\omega$  sont relevées aux quatre positions schématisées figure 8.6. Les positions  $P_1$  et  $P_4$  correspondent aux centres des premières cellules à l'entrée du domaine. La hauteur des points  $P_1$  et  $P_2$  est approximativement la mi-hauteur du domaine et  $P_3$  et  $P_4$  sont situés à 1mm de la paroi.

L'évolution des grandeurs aux points  $P_1$  et  $P_2$  pour  $\Delta t = 0,01s$  et  $\Delta t = 0,001s$  est présentée figure 8.7. Les évolutions des grandeurs calculées dans la première cellule en entrée de domaine semblent parfaitement linéaires pour les deux pas de temps (figures 8.7(a), 8.7(c) et 8.7(e)). Une dégradation de la linéarité très nette est cependant visible pour  $\Delta t = 0,01s$ , 191mm plus loin (figures 8.7(b), 8.7(d) et 8.7(f)). L'évolution de la vitesse semble aussi légèrement perturbée avec  $\Delta t = 0,001s$  au-dessus de la plaque chauffée. Ces dégradations de linéarité sont causées par un pas de temps trop important.

Les résultats obtenus pour  $\Delta t = 0,001s$  sont donc comparés avec les résultats d'une simulation réalisée avec un pas de temps deux fois plus petit et pour laquelle l'évolution du profil de vitesse à  $P_2$  est parfaitement linéaire. Les évolutions des grandeurs en proche paroi sont comparées pour ces deux pas de temps figure 8.8. L'évolution temporelle des quantités obtenues avec  $\Delta t = 0,0005s$  ne présente aucune perturbation contrairement à  $\Delta t = 0,001s$ . Il est intéressant de remarquer que l'évolution de l'énergie cinétique turbulente en couche limite est légèrement courbée à  $P_3$ . Le choix de  $\Delta t = 0,0005s$  semble donc approprié pour simuler l'accélération de l'air.

## 8.2 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats numériques dynamiques sont présentés. Les simulations en régime stationnaire correspondants aux écoulements paliers sont réalisées. Une fois convergés, les résultats sont utilisés pour modéliser l'accélération de l'écoulement en 10 secondes. Les résultats

$\Delta t$	$10^{-2} s$	$10^{-3} s$	$5.10^{-4} s$
<i>CFL</i> (palier bas)	46	4,6	2,3
<i>CFL</i> (palier haut)	23	2,3	1,15
$t_{CPU}^*(1s)$	$\simeq 405 s$	$\simeq 4050 s$	$\simeq 8100 s$

\* plateforme de calcul : NARUTO (ONERA), avec couplage CHARME/ACACIA

TAB. 8.1 – Les différents pas de temps utilisés pour l'accélération

dynamiques ont été présentés en comparaison avec les résultats expérimentaux pour les régimes stationnaires sous la forme de profils adimensionnels de la vitesse et de profil de l'énergie cinétique turbulente. Les résultats des simulations instationnaires sont discutés suivant le choix du pas de temps utilisé. Un pas de temps de  $\Delta t = 0,0005s$  semble être le plus approprié, d'un point de vue dynamique, pour modéliser l'accélération de l'air.

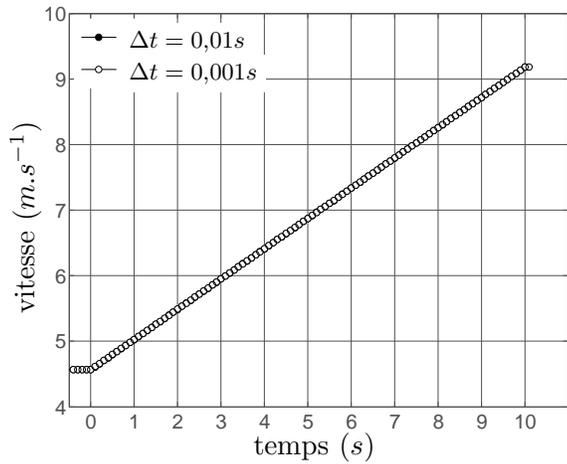
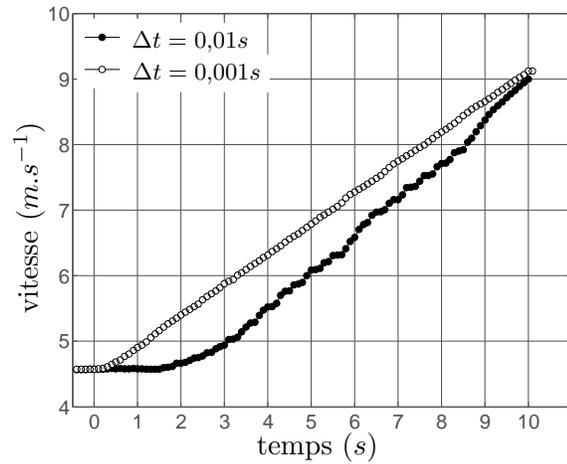
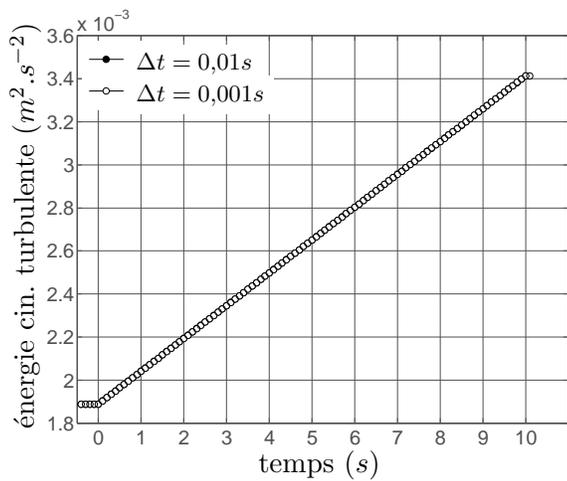
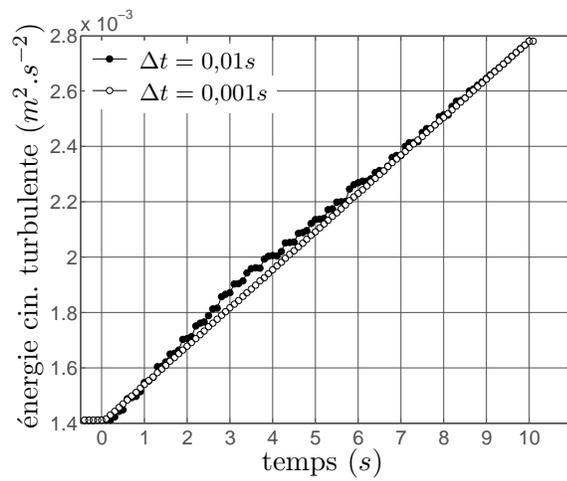
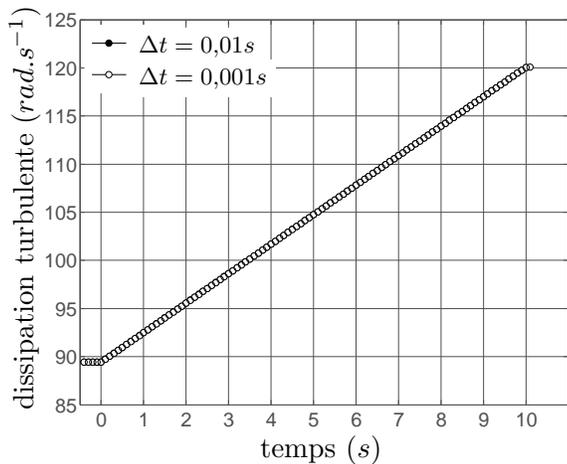
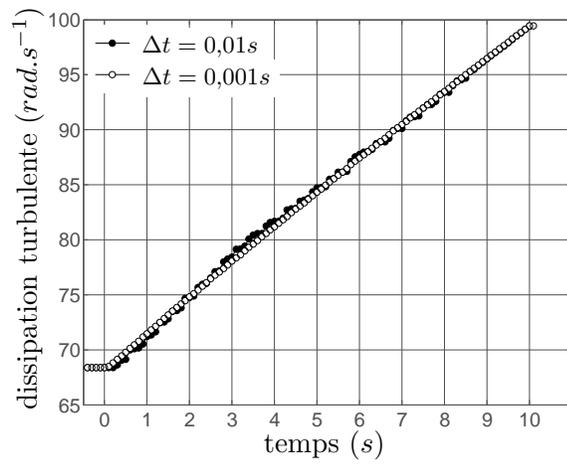
(a) Évolution temporelle de  $u$  en  $P_1$ (b) Évolution temporelle de  $u$  en  $P_2$ (c) Évolution temporelle de  $k$  en  $P_1$ (d) Évolution temporelle de  $k$  en  $P_2$ (e) Évolution temporelle de  $\omega$  en  $P_1$ (f) Évolution temporelle de  $\omega$  en  $P_2$ 

FIG. 8.7 – Résultats numériques concernant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques aux points  $P_1$  et  $P_2$

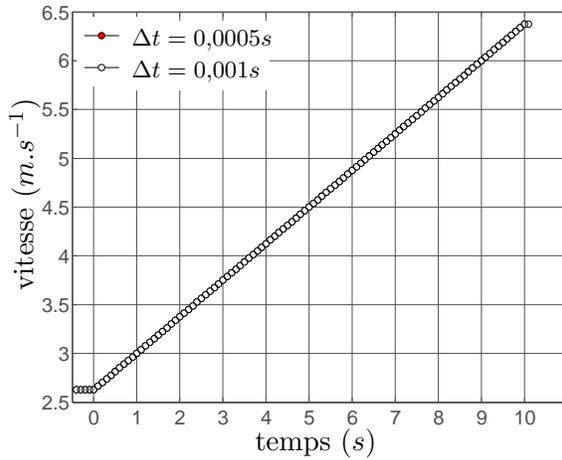
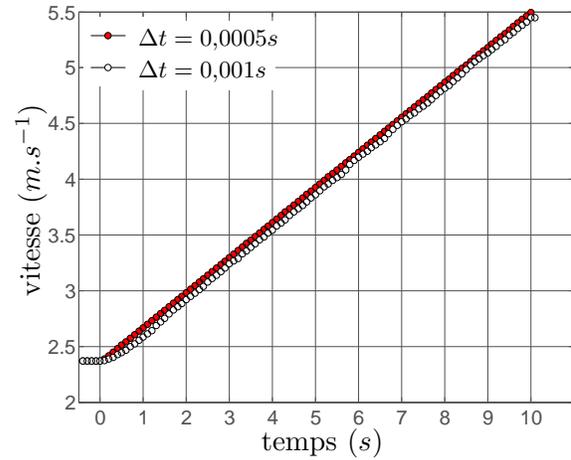
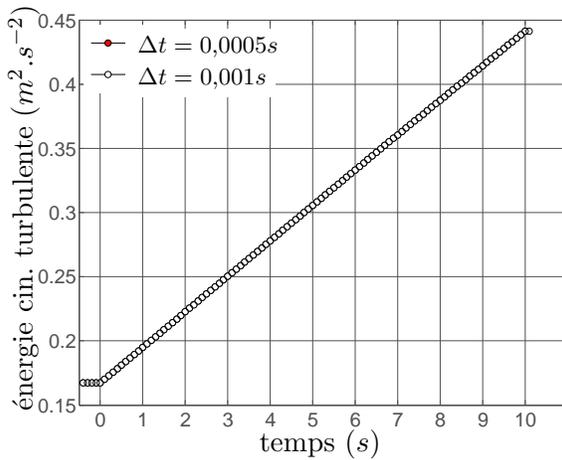
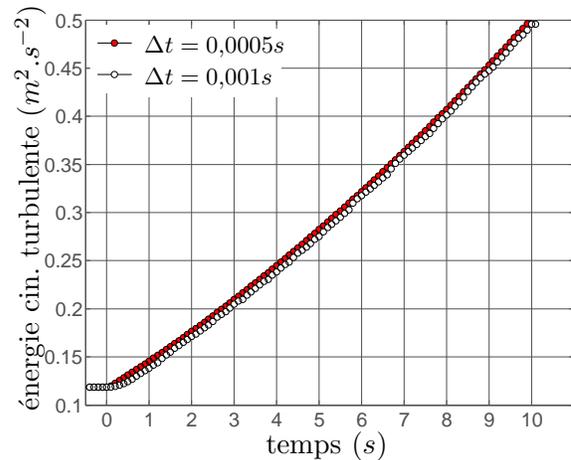
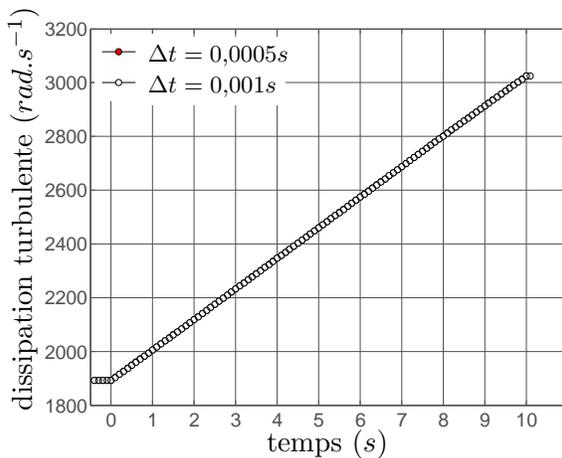
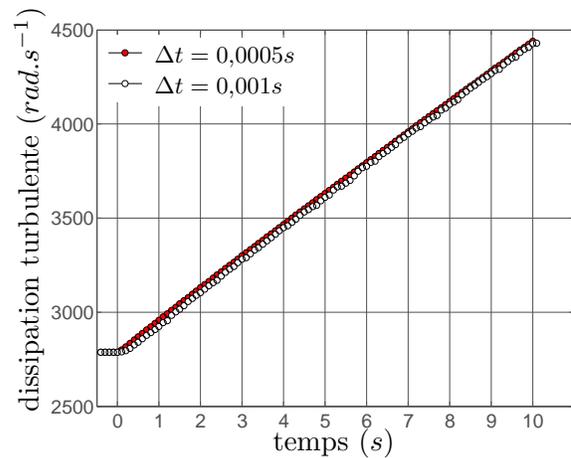
(a) Évolution temporelle de  $u$  en  $P_3$ (b) Évolution temporelle de  $u$  en  $P_4$ (c) Évolution temporelle de  $k$  en  $P_3$ (d) Évolution temporelle de  $k$  en  $P_4$ (e) Évolution temporelle de  $\omega$  en  $P_3$ (f) Évolution temporelle de  $\omega$  en  $P_4$ 

FIG. 8.8 – Résultats numériques concernant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques aux points  $P_3$  et  $P_4$



# Chapitre 9

## Résultats Thermiques et Validation

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>162</b>
<b>9.2</b>	<b>Métrie de validation</b>	<b>162</b>
9.2.1	Cas idéal	162
9.2.2	Incertitudes expérimentales	162
9.2.3	Expression générale	164
9.2.4	Formulation hybride	164
<b>9.3</b>	<b>Régime stationnaire</b>	<b>165</b>
9.3.1	Erreur de discrétisation spatiale	165
9.3.1.1	Principe	165
9.3.1.2	Application	166
9.3.2	Incertitudes des conditions limites	167
9.3.3	Comparaison avec les résultats expérimentaux	170
9.3.3.1	Cas idéal	170
9.3.3.2	Cas réel	171
9.3.4	Contribution du flux radiatif	171
9.3.4.1	Flux radiatif expérimental	171
9.3.4.2	Calcul numérique avec flux radiatif	175
9.3.5	Conclusion	175
<b>9.4</b>	<b>Régime instationnaire</b>	<b>177</b>
9.4.1	Introduction	177
9.4.2	Résultats	178
9.4.2.1	Accélération du fluide	178
9.4.2.2	Stabilisation thermique	179
9.4.3	Comparaison avec les résultats expérimentaux	182
9.4.3.1	Temps de stabilisation	182
9.4.3.2	Norme de validation	186
9.4.4	Calculs complémentaires	188
9.4.4.1	Prise en compte du flux radiatif	188
9.4.4.2	Évolution temporelle des températures limites	189
9.4.5	Discussions	189
<b>9.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>190</b>

---

## 9.1 Introduction

La mise en place des simulations numériques avec un couplage aérothermique instationnaire a été présentée au chapitre 7. La mise en données est réalisée en accord avec les mesures expérimentales de couche limite, de la température en veine d'essai et de la température imposée en face arrière de la plaque chauffée. Les résultats numériques dynamiques ont été présentés en régime stationnaire et instationnaire au chapitre 8.

Ce dernier chapitre traite des résultats thermiques obtenus par simulations numériques et de leur confrontation avec les résultats expérimentaux. Dans un premier temps, une définition d'une norme de validation appropriée à ce genre de problème est présentée. Une étude de convergence en maillage est ensuite réalisée puis l'influence des incertitudes des conditions d'entrée expérimentales sur les résultats numériques est étudiée. Les résultats sont finalement présentés en régime stationnaire et instationnaire.

## 9.2 Métrique de validation

### 9.2.1 Cas idéal

Un cas idéal, sans incertitudes expérimentales ni erreurs numériques, est considéré. Les résultats numériques  $Y_{num}$  et expérimentaux  $Y_{exp}$  sont répartis suivant une seule dimension de l'espace  $x$ , sur  $N_x$  abscisses discrètes  $x_i$ . L'expression de la métrique de validation proposée par Oberkampf et Trucano [37] est de la forme :

$$\mathcal{V} = 1 - \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \tanh \left| \frac{Y_{num}(x_i) - Y_{exp}(x_i)}{Y_{exp}(x_i)} \right| \quad (9.1)$$

Le fait de sommer des valeurs absolues permet de cumuler toutes les erreurs relatives aussi bien positives que négatives. Un cas ne présentant aucune différence entre les résultats numériques et expérimentaux donne :  $\mathcal{V} = 1$ , et dans le cas inverse, où de grandes différences existent :  $\mathcal{V} \rightarrow 0$ . Le caractère discret de l'expression renvoie à la discrétisation spatiale des simulations numériques et à la résolution spatiale des mesures expérimentales. L'inconvénient présenté par cette formulation est que la valeur de  $\mathcal{V}$  dépend de la densité spatiale des points  $x_i$ . Oberkampf et Trucano [37] proposent alors une forme intégrale, en construisant une fonction continue des résultats par interpolation des points  $[x_i, Y_{exp}(x_i)]$  et  $[x_i, Y_{num}(x_i)]$  :

$$\mathcal{V} = 1 - \frac{1}{L} \int_0^L \tanh \left| \frac{Y_{num}(x) - Y_{exp}(x)}{Y_{exp}(x)} \right| dx \quad (9.2)$$

Cette expression peut être utilisée dans un premier temps, afin de comparer différents résultats. Elle est ensuite adaptée afin de prendre en compte les incertitudes expérimentales.

### 9.2.2 Incertitudes expérimentales

Les résultats finaux d'une investigation expérimentale sont en général des moyennes de  $N$  acquisitions de  $Y_{exp}$  au point  $(x_i)$ . En notant  $\bar{Y}(x_i)$  la moyenne,  $\sigma(x_i)$  est l'écart-type à la

moyenne des mesures effectuées, pour rappel :

$$\sigma^2(x_i) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N [Y_j(x_i) - \bar{Y}(x_i)]^2 \quad (9.3)$$

Afin de prendre en compte les incertitudes expérimentales, Oberkamp et Trucano [37] étendent l'expression (9.2) à :

$$\mathcal{V} = 1 - \frac{1}{L} \int_0^L \tanh \left( \frac{|Y_{num}(x_i) - \bar{Y}_{exp}(x_i)| + \xi \frac{\sigma(x_i)}{\sqrt{N}}}{|\bar{Y}_{exp}(x_i)|} \right) dx \quad (9.4)$$

Le terme ajouté représente un intervalle de confiance, et  $\xi$  est le quantile défini comme :

$$\xi = \int_{-\infty}^{+\infty} z f(z, \nu) dz \quad (9.5)$$

où  $f$  est la fonction de densité de probabilité d'une distribution de Student :

$$f(z, \nu) = \frac{\Gamma((\nu+1)/2)}{\sqrt{\nu\pi}\Gamma(\nu/2)} \left[ 1 + \frac{z^2}{\nu} \right]^{-(\nu+1)/2} \quad (9.6)$$

Avec

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^{+\infty} \xi^{\alpha-1} e^{-\xi} d\xi \quad (9.7)$$

La loi de Student est choisie pour sa généralité. Son utilisation est justifiée pour un cas où l'échantillon mesuré contient peu d'acquisitions et elle tend vers la loi normale pour un échantillon contenant plus de 30 acquisitions. Radenac [53] propose d'étendre cette expression à des problèmes instationnaires :

$$\mathcal{V} = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \left[ \frac{1}{L} \int_0^L \tanh \left( \frac{|Y_{num}(x_i, t_j) - \bar{Y}_{exp}(x_i, t_j)| + \xi \frac{\sigma(x_i, t_j)}{\sqrt{N}}}{|\bar{Y}_{exp}(x_i, t_j)|} \right) dx \right] dt \quad (9.8)$$

Oberkamp et Trucano [37] considèrent l'intervalle de confiance de la moyenne des mesures comme l'unique moyen de calcul des incertitudes expérimentales. Ils notent : *"il est évident qu'aucune estimation d'incertitude expérimentale ne peut être réalisée si un seul point est mesuré à chaque position  $x_i$ ".*

Il est cependant parfaitement possible de procéder à l'estimation des incertitudes combinées d'étalonnage et de mesure sans même se préoccuper des résultats expérimentaux (chapitres 5 et 6). Une mesure expérimentale isolée peut donc être accompagnée d'une incertitude. Une acquisition réalisée sur une durée de temps permet de réduire la contribution du bruit des appareils de mesure, ou des fluctuations causées par la turbulence sur la valeur de la moyenne. L'intervalle de confiance de la moyenne est alors un moyen d'estimer si le nombre de mesures acquises est suffisant au regard des fluctuations turbulentes ou du bruit de mesure.

Il semble ainsi préférable de faire apparaître les incertitudes expérimentales  $\sigma_{exp}$  dans l'expression de la norme. Pour finir, l'extension aux problèmes instationnaires d'une norme doit être établie en considérant le nombre de cycles réalisés et non le nombre de mesures acquises au cours du temps.

### 9.2.3 Expression générale

Lors d'une étude couplée en aérothermique instationnaire, Divouyon [11] propose une métrique plus générale :

$$\mathcal{V} = 1 - \varepsilon_{num} - \varepsilon_N - \tanh \left( \frac{\int_S \left( |Y_{num}(x,r) - \overline{Y_{exp}}(x,r)| + \sigma'(x,r) \right) dx dr}{\int_S |\overline{Y_{exp}}(x,r)| dx dr} \right) \quad (9.9)$$

Avec  $\sigma'(x,r) = \sigma_1(x,r) + \sigma_2(x,r) + \varepsilon_{disc}(x,r)$  et où :

- $\varepsilon_{num}$  représente l'erreur de numérisation. C'est l'erreur introduite par la solution exacte des équations discrètes. Cette erreur est déterminée lors d'une étude de vérification.
- $\varepsilon_N$  correspond à l'erreur de convergence avec  $N$  mesures
- $\sigma_1$  est l'incertitude moyenne sur la mesure
- $\sigma_2$  correspond à la variance des grandeurs en fonction des paramètres mal connus
- $\varepsilon_{disc}$  correspond à l'erreur de discrétisation et dépend du maillage utilisé

$\varepsilon_{num}$  est calculé lors d'une expérience de vérification. Cette métrique est donc une estimation générale de la validité d'un code numérique, et résulte d'une étude de vérification et de validation (chapitre 3). Elle est donc inappropriée au cas traité dans ce mémoire et qui se limite uniquement à la validation expérimentale.

### 9.2.4 Formulation hybride

Une formulation hybride est déterminée à l'aide des expressions présentées précédemment. En ce qui concerne le cas idéal, l'expression proposée en (9.2) ne semble pas adaptée au problème étudié dans ce mémoire où les quantités comparées sont des températures. L'écart relatif n'est en effet pas le même si les températures sont exprimées en degrés Celsius ou en Kelvin. Ce problème s'illustre en prenant l'exemple d'un résultat expérimental avec  $T_{exp} = 50^\circ C$  et un résultat numérique  $T_{num} = 50,5^\circ C$ . L'erreur relative est de 1% pour des températures en degrés et de 0,15% en Kelvin.

Il est donc préférable d'utiliser un rapport entre deux écarts de température. En considérant la différence de température imposée en face arrière  $T_c$  et la température de l'écoulement  $T_e$ , cela donne un écart de température caractéristique du problème traité :  $\Delta T' \simeq T_c - T_e = 50^\circ C$ . La norme de validation d'un cas idéal devient alors, pour la température :

$$\mathcal{V} = 1 - \frac{1}{L} \int_0^L \tanh \left| \frac{T_{num}(x) - T_{exp}(x)}{\Delta T'} \right| dx \quad (9.10)$$

En ce qui concerne le cas réel (avec incertitudes), une expression étendue aux régimes insta-

tionnaires est proposée :

$$\mathcal{V}(t_j) = 1 - \frac{1}{L} \int_0^L \tanh \left( \frac{|T_{num}(x, t_j) - \overline{T_{exp}}(x, t_j)| + \mathcal{E}(x, t_j)}{\Delta T'} \right) dx \quad (9.11)$$

Avec

$$\mathcal{E}(x_i, t_j) = f(\Delta T_{mes}(x_i, t_j), \Delta T_{rep}(x_i, t_j), \Delta T_{num}(x_i, t_j), \varepsilon_{disc}(x_i, t_j)) \quad (9.12)$$

Où  $\overline{T_{exp}}$  est une moyenne de phase,  $\Delta T_{mes}$  l'incertitude de mesure,  $\Delta T_{rep}$  l'incertitude de répétabilité,  $\Delta T_{num}$  l'incertitude numérique et  $\varepsilon_{disc}$  l'erreur commise par la discrétisation spatiale.

## 9.3 Régime stationnaire

### 9.3.1 Erreur de discrétisation spatiale

#### 9.3.1.1 Principe

Une méthode présentée par Oberkampf et Trucano [37] permet de vérifier l'erreur numérique commise via la discrétisation spatiale. Les simulations sont réalisées sur trois maillages  $\mathcal{M}_1$ ,  $\mathcal{M}_2$  et  $\mathcal{M}_3$  différents tels que le rapport des tailles de mailles respecte :

$$\delta x_1 = \frac{\delta x_2}{r_{cv}} = \frac{\delta x_3}{r_{cv}^2} \quad (9.13)$$

avec  $r_{cv} > 1,1$ . Il est alors possible d'estimer l'erreur de discrétisation  $\varepsilon_{disc}$  à l'aide des solutions issues des trois maillages. En se limitant au cas où la solution est répartie suivant une seule dimension  $x$ , les solutions sont notées :  $\mathcal{U}_1(x)$ ,  $\mathcal{U}_2(x)$  et  $\mathcal{U}_3(x)$ . L'ordre de convergence  $p_{cv}(x)$  de la solution est obtenu par :

$$p_{cv}(x) = \frac{\ln \left( \frac{\mathcal{U}_3 - \mathcal{U}_2}{\mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_1} \right)}{\ln(r_{cv})} \quad (9.14)$$

Des deux maillages les plus fins ( $\mathcal{M}_1$  et  $\mathcal{M}_2$ ) est alors tirée une estimation de la solution asymptotique à discrétisation spatiale nulle :

$$\mathcal{U}_{\delta x \rightarrow 0} \simeq \mathcal{U}_1 + \frac{r_{cv}^{p_{cv}} (\mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_1)}{r_{cv}^{p_{cv}} - 1} \quad (9.15)$$

L'erreur réalisée en utilisant le maillage de référence est finalement donnée par :

$$\varepsilon_{disc}(x) = \frac{\left| \frac{\mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_1}{\mathcal{U}_1} \right|}{r_{cv}^{p_{cv}} - 1} \quad (9.16)$$

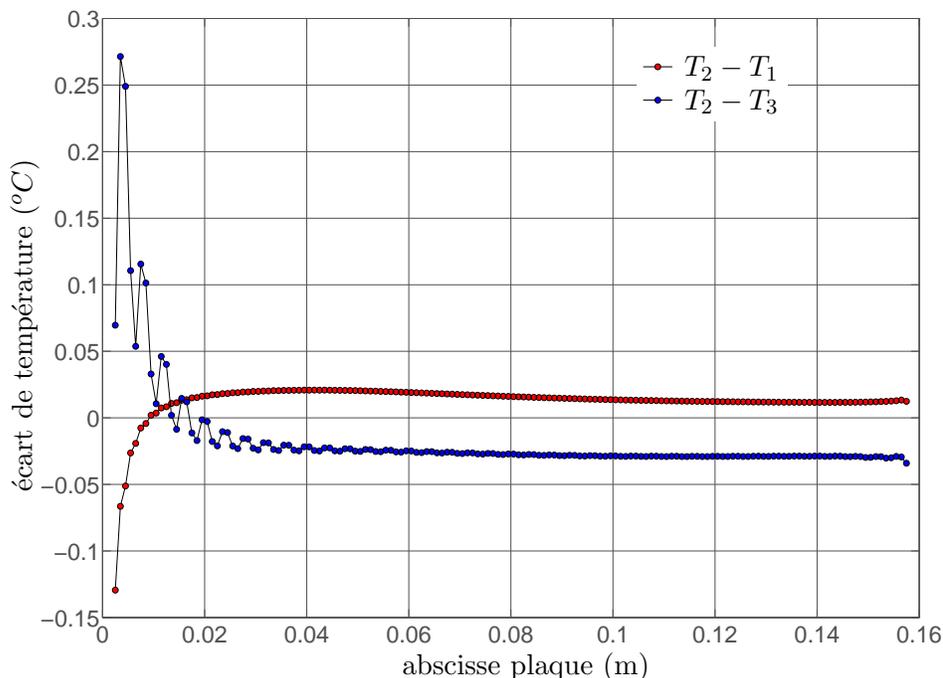


FIG. 9.1 – Écarts de température surfacique de plaque obtenus avec les différents maillages utilisés

### 9.3.1.2 Application

Le maillage de référence est noté  $\mathcal{M}_2$ , ses caractéristiques sont détaillées section 7.3. Les simulations sont réalisées sur le maillage  $\mathcal{M}_1$  comportant des tailles de cellules deux fois plus petites et sur  $\mathcal{M}_3$  avec des cellules deux fois plus importantes ( $r_{cv} = 2$ ). L'élargissement et le rétrécissement des cellules sont effectués dans les deux directions ( $x, y$ ) et pour les domaines fluide et solide. Les caractéristiques des maillages utilisés sont résumées dans le tableau 9.1. Les calculs sont effectués dans les trois maillages jusqu'à la zone asymptotique de convergence des résultats. Les conditions imposées aux limites sont les mêmes pour les trois calculs et sont issues des mesures expérimentales.

L'étude des résultats concerne la température de paroi de la plaque chauffée. Les écarts obtenus entre les maillages  $\mathcal{M}_2$  et  $\mathcal{M}_1$  ainsi qu'entre les maillages  $\mathcal{M}_2$  et  $\mathcal{M}_3$  sont présentés figure 9.1. Les écarts sont relativement faibles ( $< 0,05^\circ C$ ) sur une majeure partie de la plaque pour les deux cas et sont plus importants sur le premier centimètre de la plaque. Les fluctuations visibles des écarts entre  $\mathcal{U}_2$  et  $\mathcal{U}_3$  semblent indiquer que l'utilisation d'une discrétisation grossière a pour conséquence de perturber le profil de température. L'erreur de discrétisation commise en utilisant le maillage  $\mathcal{M}_2$  est calculée à l'aide de (9.16). L'erreur est relativement faible, la valeur moyenne sur toute la plaque est de  $\epsilon_{disc} = 0,002$ .

Maillage	$\delta x$ (mm)	$\delta y^1$ (mm)	$N_c$ fluide	$N_c$ solide
$\mathcal{M}_1$	1	$1,5 \cdot 10^{-2}$	40600	4800
$\mathcal{M}_2$	2	$3,0 \cdot 10^{-2}$	10150	1200
$\mathcal{M}_3$	4	$6,0 \cdot 10^{-2}$	2555	300

TAB. 9.1 – Caractéristiques des maillages ( $\delta x$  : taille de maille dans le sens de l’écoulement ;  $\delta y^1$  : taille de la première maille à la paroi dans le fluide ;  $N_c$  : nombre de cellules)

### 9.3.2 Incertitudes des conditions limites

Les conditions limites provenant des mesures expérimentales sont entachées des incertitudes définies aux chapitres 5 et 6. La répercussion de ces incertitudes sur la solution numérique de la température de paroi  $T_p$  est étudiée. Les incertitudes des conditions limites concernent :

1. la vitesse en entrée du domaine  $[\bar{u}(y) \pm \Delta\bar{u}(y)]$
2. les contraintes de Reynolds  $[\overline{u'^2}(y) \pm \Delta\overline{u'^2}(y)]$  et  $[\overline{v'^2}(y) \pm \Delta\overline{v'^2}(y)]$ , qui aboutissent, après calcul, aux incertitudes sur les scalaires turbulents en entrée du domaine  $[k(y) \pm \Delta k(y)]$  et  $[\omega(y) \pm \Delta\omega(y)]$
3. la température en entrée du domaine fluide  $[T_e \pm \Delta T_e]$  et la température imposée en face arrière de la plaque  $[T_c \pm \Delta T_c]$

La durée d’un calcul n’étant pas négligeable, il n’est malheureusement pas envisageable de calculer ces incertitudes à l’aide d’une méthode de Monte-Carlo. Ces incertitudes sont estimées en imposant les conditions limites expérimentales auxquelles sont ajoutées (ou ôtées) leurs incertitudes totales et en étudiant les effets sur l’évolution de  $T_p$ .

nom	caractéristiques des conditions aux limites				
$S_{u+}$	$\bar{u}(y) + \Delta\bar{u}(y)$	$k(y)$	$\omega(y)$	$T_c$	$T_e$
$S_{u-}$	$\bar{u}(y) - \Delta\bar{u}(y)$	$k(y)$	$\omega(y)$	$T_c$	$T_e$
$S_{cr+}$	$\bar{u}(y)$	$k(y) + \Delta k(y)$	$\omega(y) - \Delta\omega(y)$	$T_c$	$T_e$
$S_{cr-}$	$\bar{u}(y)$	$k(y) - \Delta k(y)$	$\omega(y) + \Delta\omega(y)$	$T_c$	$T_e$
$S_{T+}$	$\bar{u}(y)$	$k(y)$	$\omega(y)$	$T_e + \Delta T_e$	$T_c + \Delta T_c$
$S_{T-}$	$\bar{u}(y)$	$k(y)$	$\omega(y)$	$T_e - \Delta T_e$	$T_c - \Delta T_c$

TAB. 9.2 – Particularité des conditions aux limites imposées aux domaines fluide et solide

Une étude paramétrique est réalisée dans un premier temps, les impacts des trois sources d'incertitudes listées plus haut sont étudiés séparément afin de quantifier l'importance de leurs contributions respectives. Cette étude est donc menée en réalisant six simulations pour chaque écoulement palier. Le nom des simulations et leurs caractéristiques sont résumés dans le tableau 9.2. Soit  $T_p(S_{u+})$  la température obtenue avec la simulation  $S_{u+}$ . L'incertitude de la solution numérique obtenue est alors calculée avec :

$$\Delta T_p = \left| \frac{T_p(S_{u-}) - T_p(S_{u+})}{2} \right| \quad (9.17)$$

Dans un deuxième temps, l'incertitude totale de la température de paroi est estimée en réalisant deux simulations numériques dont les caractéristiques sont résumées ci-dessous. Les conditions aux limites expérimentales sont choisies de manière à calculer la borne supérieure de la température de paroi  $T_p + \Delta T_p$ , soit :

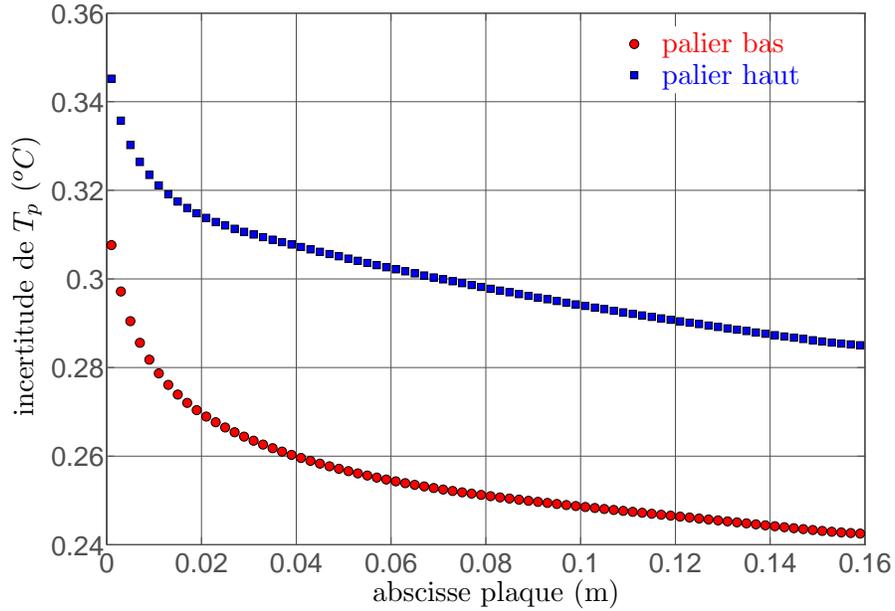
- $\bar{u}(y) - \Delta \bar{u}(y)$
- $k(y) - \Delta k(y)$  et  $\omega(y) + \Delta \omega(y)$
- $T_e + \Delta T_e$  et  $T_c + \Delta T_c$

Et les conditions aux limites expérimentales sont choisies de manière à calculer la borne inférieure de la température de paroi  $T_p - \Delta T_p$ , soit :

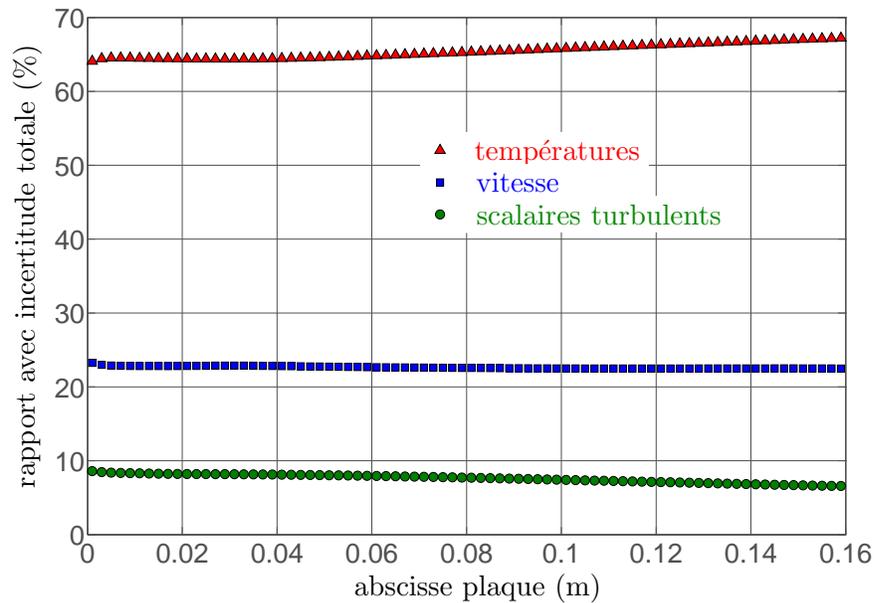
- $\bar{u}(y) + \Delta \bar{u}(y)$
- $k(y) + \Delta k(y)$  et  $\omega(y) - \Delta \omega(y)$
- $T_e - \Delta T_e$  et  $T_c - \Delta T_c$

Les solutions de ces deux simulations représentant les bornes supérieures et inférieures de la température de paroi, la différence des deux résultats obtenus est :  $2\Delta T_p$ . L'incertitude totale de la température de paroi  $\Delta T_p$  est donc calculée à partir de ces simulations et est présentée figure 9.2(a) pour les deux écoulements paliers. Les contributions de chaque incertitude (vitesse, scalaires turbulents, températures) sur l'incertitude totale sont reportées sur la figure 9.2(b). Les incertitudes des températures du cuivre et de l'air en veine d'essai contribuent à 65% sur l'incertitude numérique totale.

L'étude menée a permis de calculer l'incertitude numérique induite par les conditions limites soit, pour reprendre les notations du début de chapitre,  $\sigma_{lim}(x,t)$ . Les résultats présentés dans cette section concernent l'incertitude élargie  $\Delta T_p = \xi \sigma_{lim}(x,t)$ . En comparant ces résultats avec l'erreur de discrétisation spatiale, il est justifié de considérer pour la suite de l'étude que  $\xi \sigma_{lim}(x,t) \gg \epsilon_{disc}(x,t)$ .



(a) Incertitude de la température de paroi obtenue par simulation et engendrée par les incertitudes sur les conditions limites expérimentales



(b) Contributions des incertitudes expérimentales sur la température de paroi

FIG. 9.2 – Incertitudes numériques

### 9.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

#### 9.3.3.1 Cas idéal

Dans cette section, les incertitudes expérimentales et les erreurs numériques sont laissées de côté. Les résultats expérimentaux et numériques concernant la température de paroi  $T_p$ , le flux de chaleur total  $\varphi$  à l'interface et le coefficient d'échange  $h$  sont présentés figure 9.3. Pour rappel, le flux de chaleur expérimental total  $\varphi_{exp}$  est déterminé à l'aide d'une résolution numérique bidimensionnelle de l'équation de la chaleur et le coefficient d'échange  $h_{exp}$  est déduit du calcul du flux avec un bilan des flux de chaleur à la paroi (annexe B). Les écarts relatifs de chaque grandeur sont présentés figure 9.4 et sont calculés avec :

- écart relatif de température :  $\frac{|T_{exp} - T_{num}|}{\Delta T'}$
- écart relatif du flux de chaleur :  $\frac{|\varphi_{exp} - \varphi_{num}|}{\varphi_{exp}}$
- écart relatif du coefficient d'échange :  $\frac{|h_{exp} - h_{num}|}{h_{exp}}$

De manière générale, la solution correspondant aux deux écoulements est  $T_{num} > T_{exp}$  et  $\varphi_{num} < \varphi_{exp}$ . L'écoulement à haute vitesse est caractérisé par  $h_{num} < h_{exp}$  et l'écoulement basse vitesse par  $h_{num} > h_{exp}$ . Les causes pouvant induire des différences entre les résultats numériques et expérimentaux sont listées afin d'apporter une explication aux comportements observés. Ces causes proviennent :

1. de la nature de l'écoulement. La modélisation des couches limites turbulentes à faible nombre de Reynolds  $R_\theta$  est difficilement réalisable avec un modèle RANS classique. Les résultats présentés chapitre 7 ont mené à  $C_{fnum} < C_{fexp}$ , ce qui entraîne :

$$\begin{aligned} \Rightarrow \varphi_{num} &< \varphi_{exp} \\ \Rightarrow h_{num} &< h_{exp} \\ \Rightarrow T_{num} &> T_{exp} \end{aligned}$$

2. de la modélisation des transferts de chaleur. Les transferts de chaleur par rayonnement thermique ne sont pas simulés, le flux de chaleur numérique à l'interface est donc sous-estimé :

$$\begin{aligned} \Rightarrow \varphi_{num} &< \varphi_{exp} \\ \Rightarrow T_{num} &> T_{exp} \end{aligned}$$

3. Les parois latérales de la plaque sont supposées adiabatiques lors des simulations alors qu'il y a manifestement des pertes thermiques sur le dispositif expérimental. Ceci a pour effet de surestimer le flux de chaleur expérimental aux extrémités de la plaque.

4. des incertitudes expérimentales et numériques. Les calculs du flux de chaleur et du coefficient d'échange sont réalisés à partir des grandeurs mesurées et accompagnées d'incertitudes expérimentales, soit :

$$\varphi = f(T_p, T_c, \lambda_m, e) \quad (9.18)$$

et

$$h = f(\varphi, T_p, T_e, \lambda_m, e, \varepsilon_p) \quad (9.19)$$

Les trois premières causes sont en accord avec les différences présentées sur les graphiques. Il est malheureusement difficile d'estimer la contribution de chacune d'entre elles. La quatrième cause confirme le fait que l'écart relatif de  $\varphi$  est plus important que celui de  $T_p$  et que l'écart relatif de  $h$  est plus important que celui de  $\varphi$  (propagation des incertitudes).

Ces premiers résultats ont conduit au calcul d'une norme de validation relatif à un cas idéal (sans incertitudes), elle est déterminée avec l'expression (9.10), une interpolation cubique des résultats est utilisée. La norme concernant la température de paroi est alors  $\mathcal{V} = 0,98$  pour les deux paliers. Cette valeur est très proche de l'unité et est donc parfaitement convenable. La prochaine section est dédiée au calcul de cette norme en considérant les incertitudes expérimentales et numériques.

### 9.3.3.2 Cas réel

La comparaison des températures de paroi expérimentales et numériques est réalisée pour l'écoulement à basse vitesse figure 9.5. Les incertitudes expérimentales estimées section 6.3 et les incertitudes numériques estimées section 9.3.2 sont représentées par des barres d'erreurs. Les incertitudes expérimentales sont nettement plus importantes que les incertitudes numériques. Elles proviennent directement des incertitudes de mesure par thermographie infrarouge ( $T_p$ ) alors que les incertitudes numériques sont indirectement issues des incertitudes de mesure par VLF ( $\bar{u}$ ,  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$ ) et thermocouple ( $T_c$ ,  $T_e$ ).

La norme de validation calculée avec la prise en compte des incertitudes par l'expression (9.11) est  $\mathcal{V} = 0,96$ . Cette valeur reste relativement élevée par rapport au cas idéal, ce qui est très satisfaisant. Une confrontation des incertitudes relatives normées par  $\Delta T$  est proposée et est illustrée par la figure 9.6. Ces courbes indiquent clairement que les incertitudes expérimentales sont les plus importantes. Une baisse de ces incertitudes pourrait certainement induire une augmentation significative de la norme de validation.

## 9.3.4 Contribution du flux radiatif

### 9.3.4.1 Flux radiatif expérimental

En établissant le bilan des flux à l'interface fluide/solide il vient  $\varphi_{cond} = \varphi_{conv} + \varphi_{rad}$ . Le flux conductif, ou flux total, a été estimé par une méthode numérique section 6.6.2.2. Le flux radiatif peut quant à lui être estimé de manière simple en faisant l'hypothèse que l'environnement (*les*

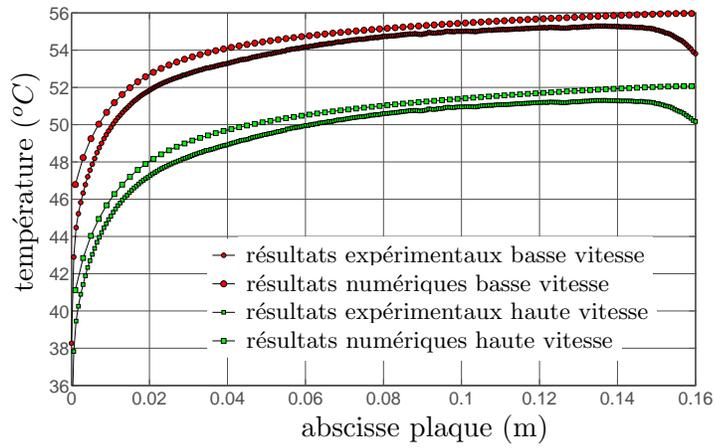
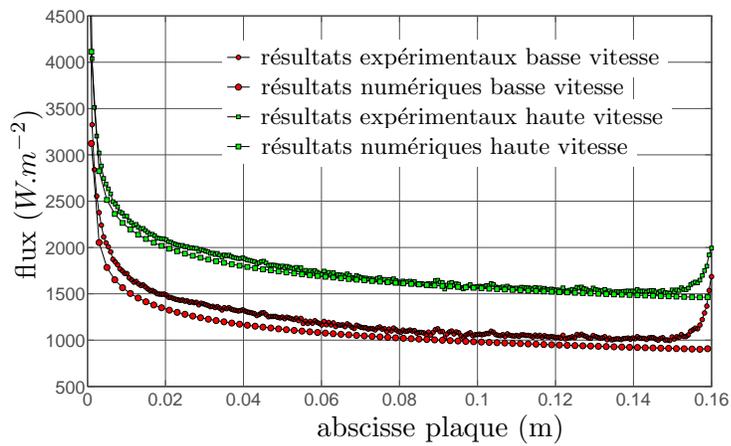
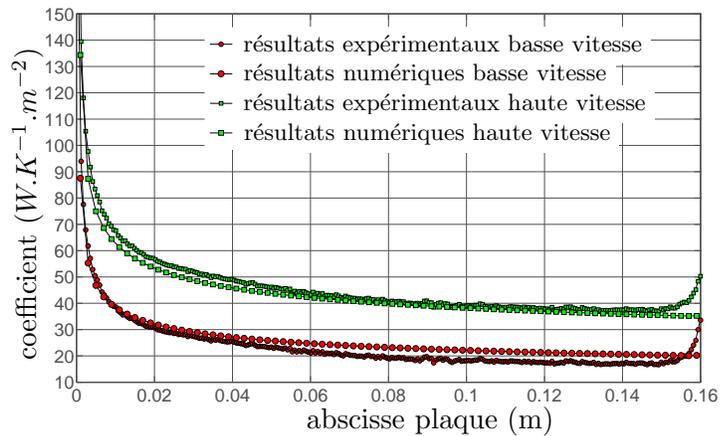
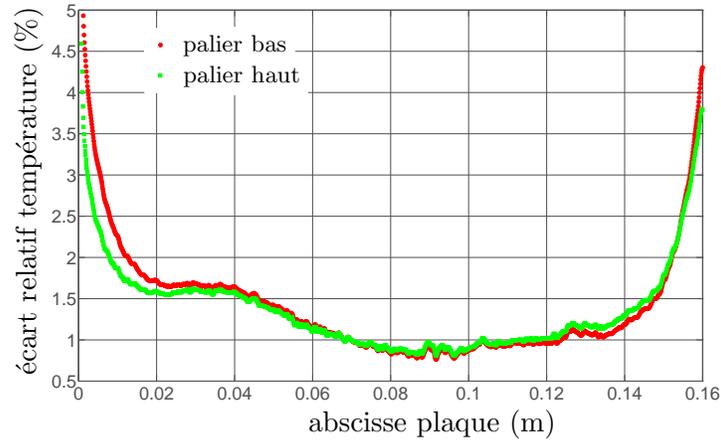
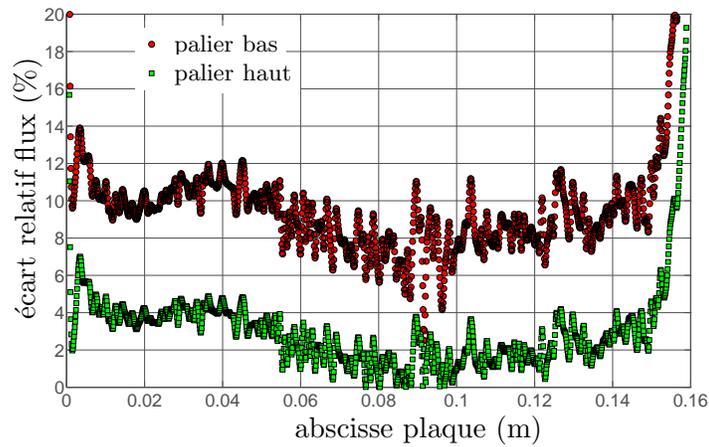
(a) température de paroi  $T_p$ (b) flux de chaleur  $\varphi$ (c) coefficient de transfert convectif  $h$ 

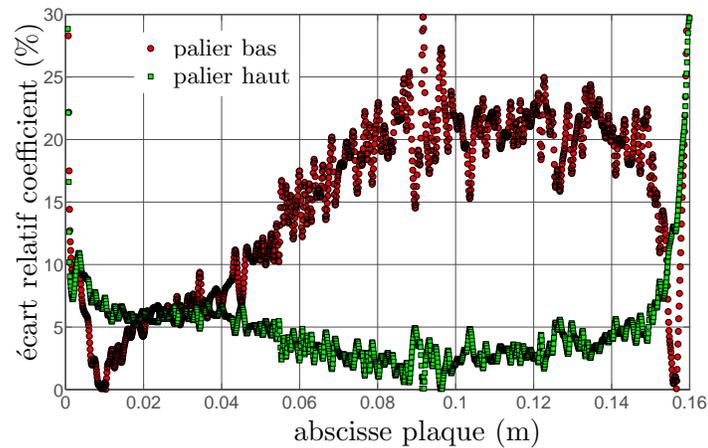
FIG. 9.3 – Comparaison entre résultats numériques et expérimentaux pour les deux écoulements paliers



(a) écart relatif de la température de paroi



(b) écart relatif du flux de chaleur



(c) écart relatif du coefficient de transfert de chaleur

FIG. 9.4 – Écart relatif entre résultats numériques et expérimentaux pour les deux écoulements paliers

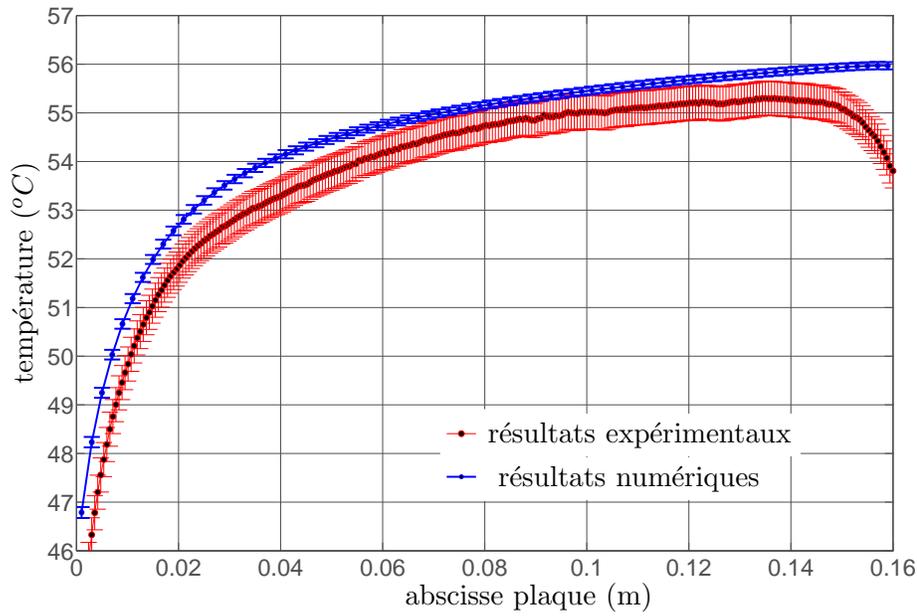


FIG. 9.5 – Température de paroi numérique et expérimentale accompagnée des incertitudes expérimentales

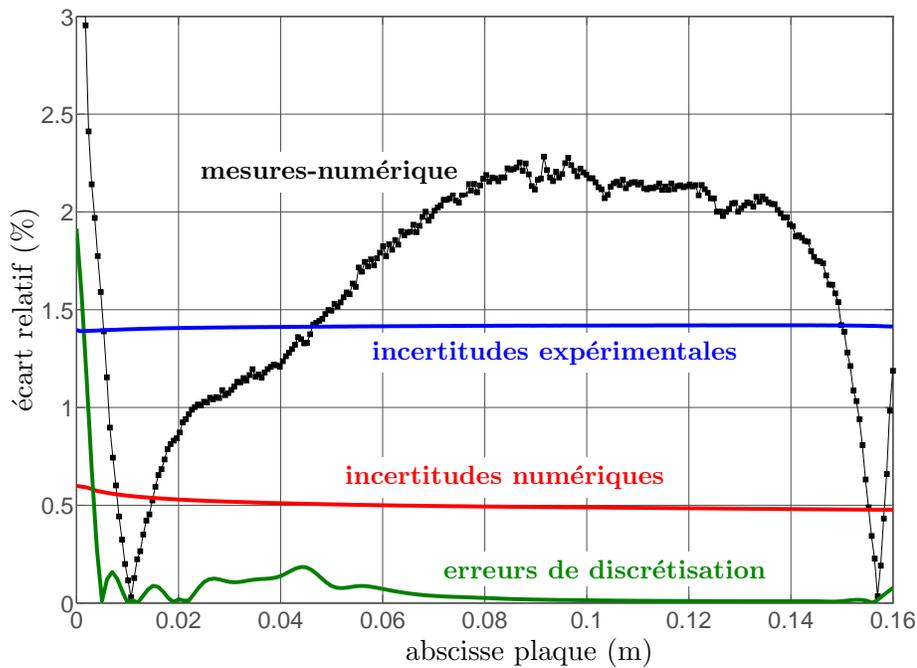


FIG. 9.6 – Écart relatif des résultats expérimentaux et numériques (*avec flux radiatif*) et des incertitudes pour le palier basse vitesse (quasiment identiques pour le palier haute vitesse)

parois de la veine de la soufflerie) se comporte comme un corps noir. Le bilan des flux devient alors :

$$\varphi_{tot} = \varphi_{conv} + \sigma\varepsilon(T_p^4 - T_e^4) \quad (9.20)$$

Où  $\varepsilon$  est l'émissivité de la peinture recouvrant le Macor ( $\varepsilon = 0,91$ ) et  $\sigma$  la constante de Stephan-Boltzmann. La contribution du flux radiatif sur le flux total est représentée sur la figure 9.7 pour les deux écoulements paliers. Elle est relativement importante sur la deuxième moitié de la plaque et correspond à 15% du flux total pour le palier haut et 25% du flux total pour le palier bas.

#### 9.3.4.2 Calcul numérique avec flux radiatif

Le couplage CHARME/ACACIA ne prenant pas en compte le rayonnement thermique, une modélisation numérique est réalisée afin d'étudier son effet sur la répartition de la température à la surface de la plaque. A l'aide des résultats des simulations stationnaires réalisées avec CEDRE, un coefficient de convection  $h_{cedre}$  est calculé en fonction de la température de paroi  $T_{p,cedre}$  et du flux de chaleur total  $\varphi_{cedre}$  :

$$h_{cedre}(x) = \frac{\varphi_{cedre}(x)}{T_{p,cedre}(x) - T_e} \quad (9.21)$$

L'équation de la chaleur stationnaire et bidimensionnelle est résolue sur la plaque de Macor (annexe B). Une condition de Dirichlet est imposée en face arrière ( $T = T_c$ ), une condition adiabatique est imposée sur les deux côtés et une condition de Fourier est imposée sur la face supérieure en imposant le flux :

$$\varphi(x) = h_{cedre}(x)(T_p(x) - T_e) + \sigma\varepsilon(T_p^4(x) - T_e^4) \quad (9.22)$$

Il est important de noter que dans cette modélisation, l'environnement est supposé se comporter comme un corps noir, le flux radiatif est donc surestimé. Les résultats de ces calculs sont représentés figure 9.8 pour les deux valeurs paliers et pour des calculs avec et sans flux radiatif. Les courbes représentatives des résultats numériques font donc office de limites, sans flux radiatif et avec un flux maximal. Il est ainsi rassurant d'observer que les résultats expérimentaux se situent entre ces deux bornes. Les effets de bords expérimentaux, provoqués par des fuites thermiques sont d'autant plus visibles. Afin de pouvoir faire un calcul reflétant la réalité (sans faire l'hypothèse du corps noir) il serait nécessaire de prendre en compte les transferts radiatifs provenant de toutes les parois de la soufflerie comme l'illustre la figure 9.9.

#### 9.3.5 Conclusion

Cette étude a permis de mener une comparaison détaillée en régime stationnaire des résultats expérimentaux et numériques concernant la température surfacique  $T_p(x)$ . Les incertitudes numériques ont été définies, les erreurs de discrétisation spatiales sont négligeables par rapport aux incertitudes induites par les conditions d'entrée. Les normes de validation calculées sont particulièrement satisfaisantes, que ce soit pour le cas idéal, sans prise en compte des incer-

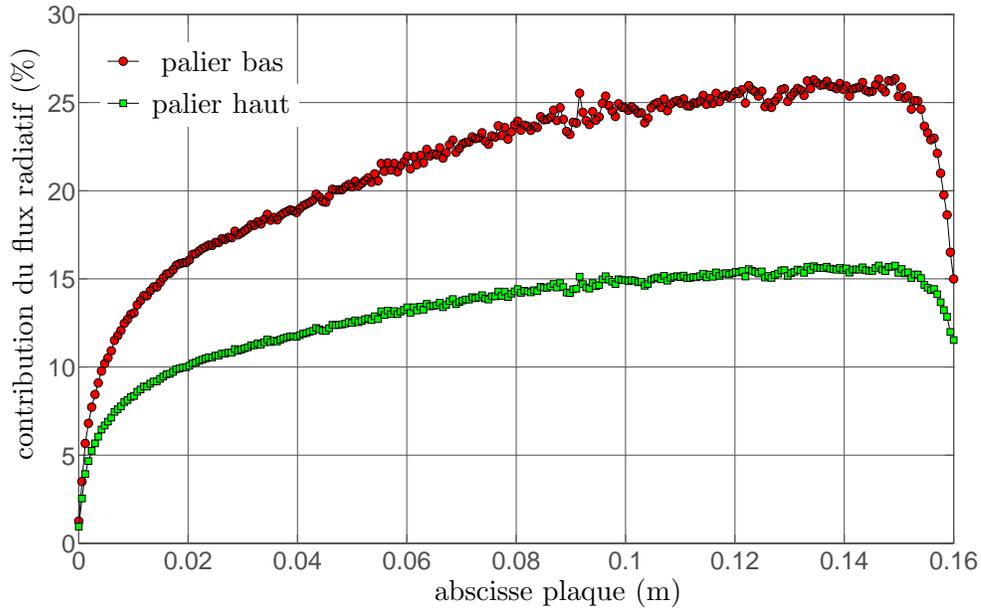


FIG. 9.7 – Contribution du flux radiatif sur le flux total :  $\varphi_{rad}/\varphi_{tot} \times 100$

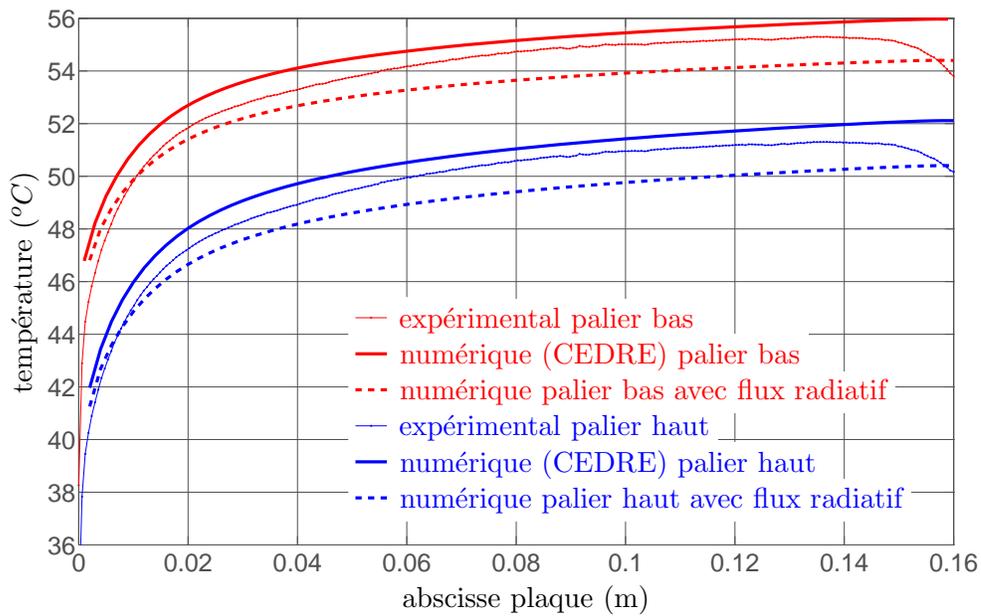


FIG. 9.8 – Confrontation des résultats expérimentaux et numériques (avec et sans flux radiatif)

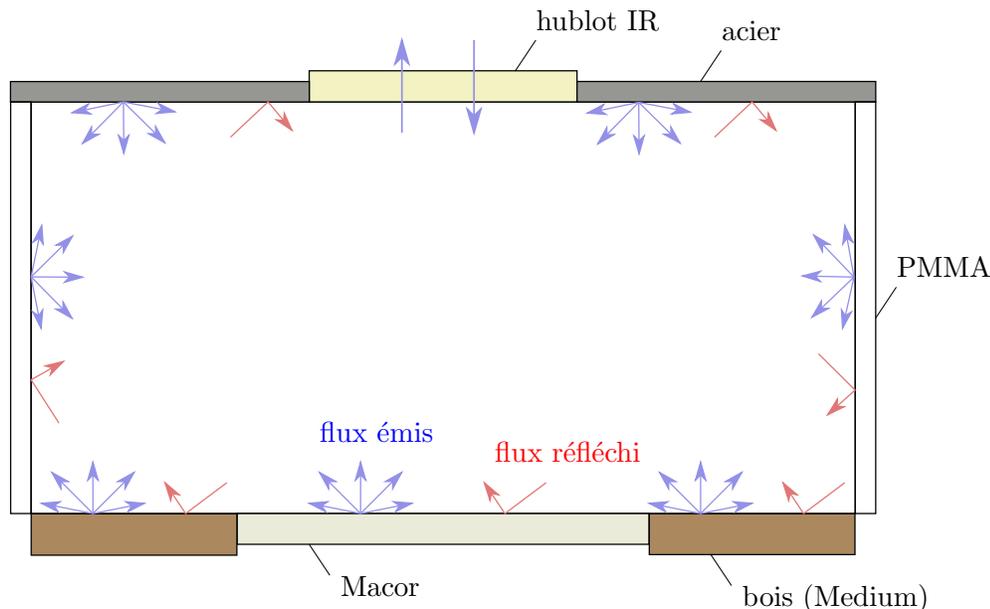


FIG. 9.9 – Échanges thermiques par flux radiatif entre différentes surfaces dans la veine d'essai tititudes de mesure ( $\mathcal{V} = 0,98$ ), ou pour le cas réel ( $\mathcal{V} = 0,96$ ). Dans la suite du chapitre, l'étude de validation est appliquée au régime instationnaire.

## 9.4 Régime instationnaire

### 9.4.1 Introduction

Les calculs instationnaires sont réalisés en deux étapes afin de pouvoir optimiser le pas de temps en fonction de la physique simulée. Sont traités séparément l'accélération du fluide et la stabilisation thermique comme le schématise la figure 9.10.

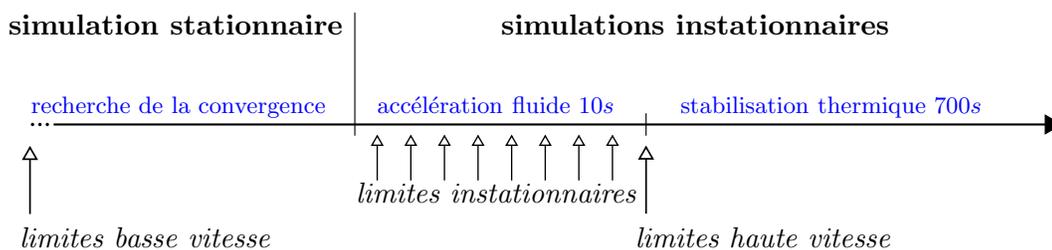


FIG. 9.10 – Chronologie et caractéristiques des simulations numériques

Les couplages utilisés sont rigoureux dans le sens où les calculs sont menés avec des pas de temps identiques pour le fluide, le solide et le processus de couplage ( $\Delta t_f = \Delta t_s = \Delta t_c$ ). Les simulations instationnaires couplées sont réalisées avec un raccord de type Dirichlet/Fourier, une température est donc imposée au fluide et une condition mixte au solide. Les coefficients numériques  $h$  utilisés dans CEDRE et introduits au chapitre précédent sont fixés à  $h_f = 10^6$  et  $h_s = 1$ . Plus précisément, le paramètre  $h'_s = h_s/(\rho c)$  est fixé pour le solveur ACACIA, ce qui donne pour le Macor<sup>®</sup>  $h'_s = 5.10^{-7}$ . Le paramètre de relaxation concernant le calcul des valeurs

limites de l'interface fluide/solide est fixé à  $\alpha_r = 0,0001$  pour les deux solveurs.

Les conditions aux limites imposées au solveur ACACIA ne peuvent malheureusement pas évoluer dans le temps, contrairement au solveur CHARME. La température imposée en face arrière de la plaque chauffée est donc constante tout au long de la simulation et correspond à la température basse vitesse, soit  $T_c = 62,3^\circ C$ .

### 9.4.2 Résultats

Les résultats présentés dans cette section correspondent à l'évolution temporelle des grandeurs calculées au point  $P$  situé sur la face supérieure et au centre de la plaque (figure 9.11). Dans un premier temps, les résultats obtenus durant l'accélération de l'air, puis durant la stabilisation thermique sont traités. Enfin, une comparaison est menée entre les résultats expérimentaux et numériques.

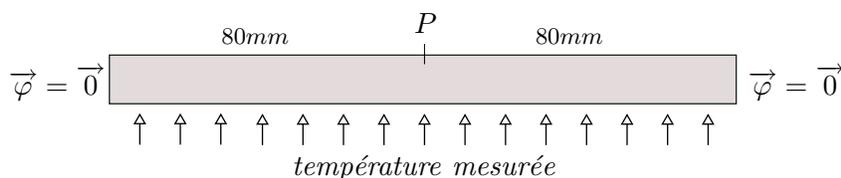


FIG. 9.11 – Point d'observation situé sur la plaque pour l'évolution temporelle des grandeurs calculées

#### 9.4.2.1 Accélération du fluide

Il a été montré au chapitre précédent que le calcul de la phase d'accélération du fluide est relativement coûteux du point de vue de la dynamique et qu'un pas de temps  $\Delta t$  optimal pour atteindre une précision satisfaisante est de  $5.10^{-4}s$ .

La validité de ce pas de temps est vérifiée d'un point de vue thermique en réalisant deux simulations couplées de l'accélération de l'air avec  $\Delta t = 5.10^{-4}s$  et  $\Delta t = 2.10^{-4}s$ . L'évolution temporelle de la température et du flux de chaleur calculés au point  $P$  est présentée figure 9.12(a). Pour rappel, l'accélération de l'air débute après 1s de simulation et l'écoulement évolue linéairement de  $4,6m.s^{-1}$  à  $9,2m.s^{-1}$  en 10s.

D'après les résultats, le flux de chaleur semble lui aussi évoluer de manière linéaire. Les différences présentes entre les deux simulations sont relativement faibles, elles sont approximativement de  $0,01^\circ C$  pour la température et de  $1W.m^{-2}$  pour le flux de chaleur. Ces résultats montrent que l'utilisation de  $\Delta t = 5.10^{-4}s$  est satisfaisante pour cette partie du calcul. En le comparant aux temps caractéristiques basés sur les tailles des premières cellules de chaque domaine, cela donne :  $\Delta t \simeq 12\tau_f$  et  $\Delta t = 1,5.10^{-3}\tau_s$ .

Les 3 modes de couplages disponibles dans CEDRE et présentés au chapitre précédent sont ensuite exploités avec  $\Delta t = 5.10^{-4}s$ . Soit  $\vec{\varphi}_f$  le flux de chaleur sortant du domaine fluide et  $\vec{\varphi}_s$  le flux de chaleur sortant du domaine solide. Le caractère conservatif du processus de couplage

est étudié en observant l'écart entre ces deux flux au point  $P$ , soit  $\|\vec{\varphi}_f\| - \|\vec{\varphi}_s\|$ . Les résultats sont présentés figure 9.12(b).

Les résultats montrent que les différences ne sont pas rigoureusement nulles, pour aucun des modes, et à aucun instant. Les écarts semblent se stabiliser puis rester constants lors de la première seconde de simulation. Ils s'accroissent ensuite lors de l'accélération de l'air mais restent très faibles devant la valeur du flux total échangé. Afin de quantifier ces écarts sur toute la longueur de la plaque, l'énergie échangée entre les solveurs est calculée. Le maillage de l'interface comportant  $N_x$  mailles de longueur  $\delta x$  dans le sens de l'écoulement, la puissance thermique sortant de la plaque ou absorbée par le fluide à tous instants  $t_n$  de la simulation est :

$$Pu(t_n) = \sum_{i=1}^{N_x} \|\vec{\varphi}(x_i, t_n)\| \cdot \delta x_i \quad (9.23)$$

En calculant une fonction continue de la puissance  $Pu(t)$  par interpolation de  $Pu(t_n)$ , l'énergie totale fournie ou reçue par un domaine sur la durée de la simulation  $t_{sim}$  est déduit :

$$E = \int_0^{t_{sim}} Pu(t) \Delta t \quad (9.24)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 9.3. Les différences d'énergie transmise ne sont pas rigoureusement nulles et sont du même ordre de grandeur pour les trois modes de couplage. Elles ne représentent cependant qu'un très faible pourcentage de l'énergie échangée lors de la simulation (0,01%).

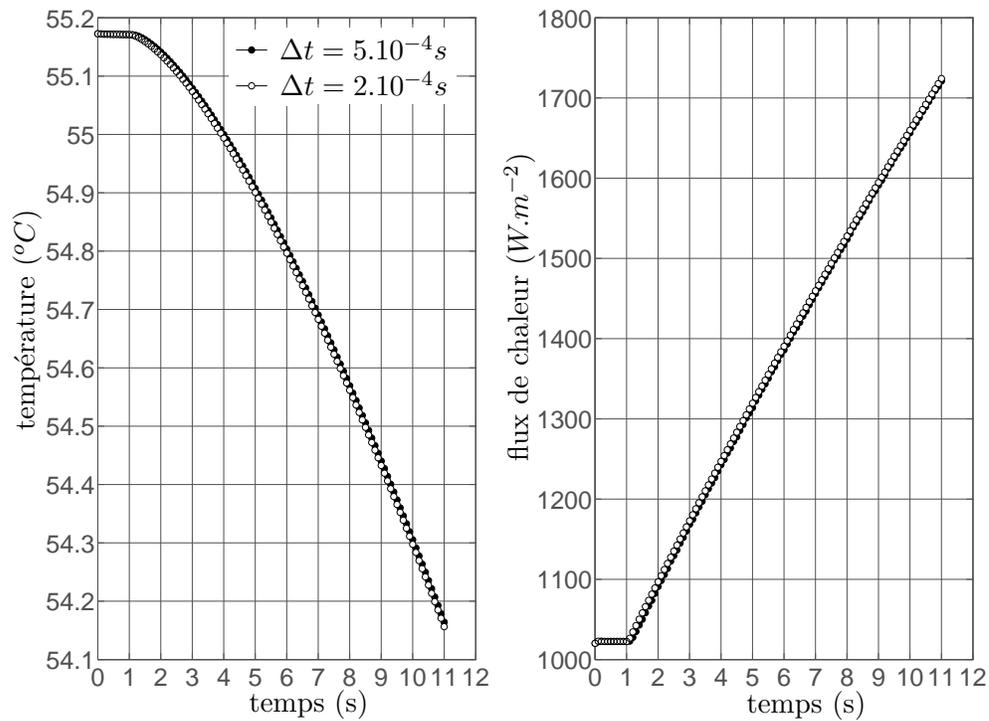
Énergie (J)	<i>mode 1</i>	<i>mode 2</i>	<i>mode 3</i>
<i>transmise par le solide</i>	2398,2	2398,2	2398,3
<i>transmise au fluide</i>	2398,5	2398,7	2398,8
<i>différence</i>	0,24	0,26	0,14

TAB. 9.3 – Valeur de l'énergie échangée durant les simulations de l'accélération de l'air (10s)

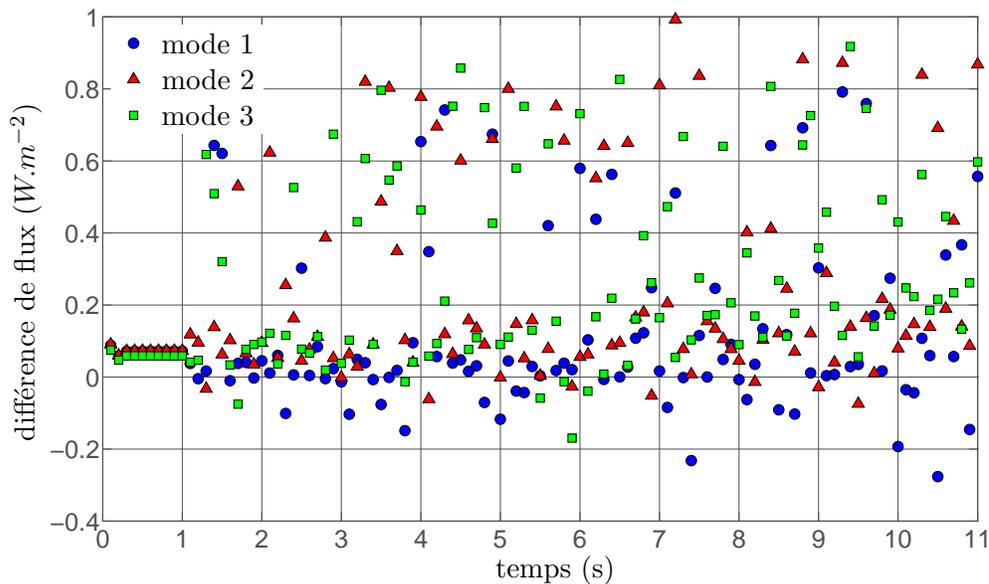
#### 9.4.2.2 Stabilisation thermique

Le choix du pas de temps optimal pour ce calcul est déterminé en réalisant trois simulations avec des pas de temps différents :  $\Delta t = 0,1s$ ,  $\Delta t = 0,05s$  et  $\Delta t = 0,02s$ . Le calcul étant effectué sur 700 secondes, les nombres d'itérations nécessaires sont respectivement de 7000, 14000 et 35000.

La figure 9.13(a) présente les différences de température entre les trois résultats au point  $P$ . L'évolution temporelle de la température est très similaire pour les trois cas. Leurs valeurs maximales sont de  $0,025^\circ C$  et de  $0,003^\circ C$  et elles deviennent nulles au-delà de 400s de calcul. Il est légitime de déduire au regard de ces résultats que l'utilisation de  $\Delta t = 0,1s$  semble



(a) Évolution temporelle de la température (gauche) et du flux de chaleur (droite) en  $P$ . Simulations instationnaires couplées avec deux pas de temps  $\Delta t$  différents. L'accélération de l'air débute à 1s.



(b) Évolution temporelle de la différence des flux de chaleur sortant des domaines en  $P$ . Simulations instationnaires couplées avec les 3 modes de couplage et  $\Delta t = 5.10^{-4}$ . L'accélération de l'air débute à 1s.

FIG. 9.12 – Simulations instationnaires couplées durant l'accélération du fluide

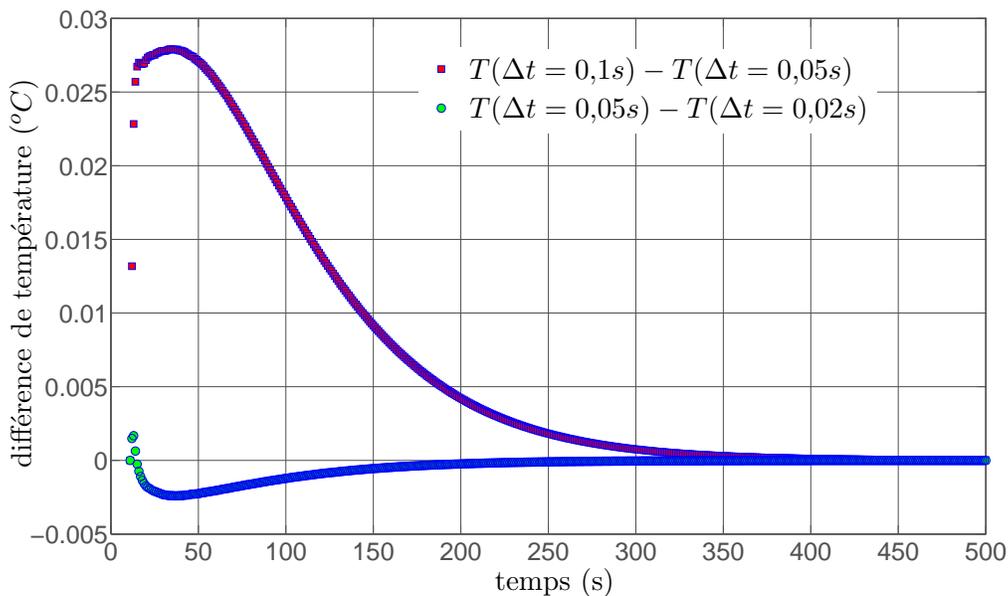
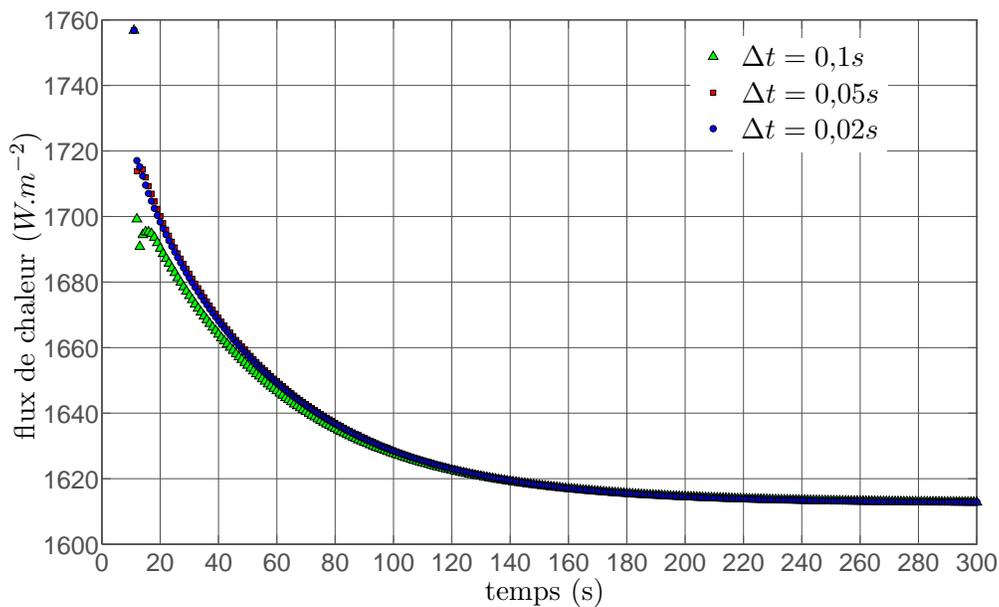
(a) Différence de température en  $P$  pour trois simulations avec des pas de temps différents(b) Évolution du flux de chaleur sortant du domaine solide au point  $P$  pour trois simulations avec des pas de temps différents

FIG. 9.13 – Résultat des simulations concernant la stabilisation thermique

convenir autant pour la précision des résultats que pour le coût du calcul. En terme de temps caractéristique basé sur la première cellule du maillage solide cela revient à  $\Delta t = 0,3\tau_s$ .

Dans un deuxième temps, l'évolution temporelle du flux de chaleur en  $P$  des trois simulations est tracée figure 9.13(b). Les écarts existant entre les trois résultats sont plus prononcés que pour la température. Le résultat obtenu avec  $\Delta t = 0,1s$  révèle un comportement instable lors des 4 premières secondes de calcul. Le même comportement, beaucoup plus atténué, est suivi par  $\Delta t = 0,05s$  pour les 2 premières secondes. L'évolution temporelle du flux de chaleur est en effet relativement importante lors des premières secondes de simulation, un pas de temps suffisamment court semble nécessaire pour modéliser cette période de calcul.

Les performances des trois modes de couplage sont étudiées en utilisant  $\Delta t = 0,05s$ . Les différences entre les flux sortant des deux domaines en  $P$  sont tracées figure 9.14. Contrairement au cas traité précédemment, la différence est clairement visible entre les 3 modes de couplage durant les 200 premières secondes de simulation. Aucun des trois modes n'est conservatif mais le mode 2 semble cependant le plus conservatif des trois. Ces lacunes de conservation sont quantifiées sur toute la longueur de la plaque en calculant l'énergie totale échangée à l'aide de l'expression (9.24). Les résultats sont résumés dans le tableau 9.4. En intégrant spatialement les flux de chaleur sur la longueur de la plaque, le mode 2 reste le plus conservatif des trois. Encore une fois, le pourcentage d'énergie perdue par rapport à l'énergie échangée est particulièrement faible (0,05%).

Énergie (J)	<i>mode 1</i>	<i>mode 2</i>	<i>mode 3</i>
<i>transmise par le solide</i>	19430	19423	19418
<i>transmise au fluide</i>	19423	19424	19426
<i>différence</i>	7.1	1.6	8.4

TAB. 9.4 – Valeur de l'énergie échangée durant les simulations de stabilisation thermique (700s)

### 9.4.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Dans cette section, la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques instationnaires est présentée. Les simulations numériques sont accomplies avec le mode 2, le pas de temps utilisé pour l'accélération de l'air est de  $\Delta t = 5.10^{-4}s$  et pour la stabilisation thermique de  $\Delta t = 5.10^{-2}s$ .

#### 9.4.3.1 Temps de stabilisation

L'évolution temporelle de la température en  $P$  provenant des résultats expérimentaux et des simulations numériques est présentée figure 9.16(a) et concerne toute la durée instationnaire. La température adimensionnelle  $\bar{\theta}(x = P, t)$  est tracée figure 9.16(b), elle est exprimée en fonction des températures des paliers basse vitesse  $T_b(P)$  et haute vitesse  $T_h(P)$  telle que  $\bar{\theta}(P, 0) = 1$  et

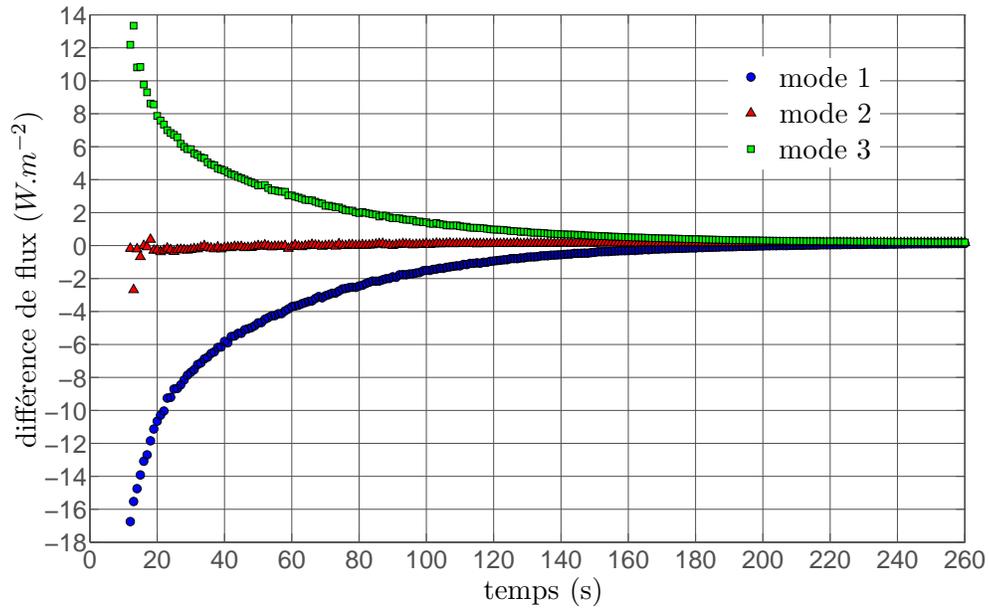


FIG. 9.14 – Différences des flux sortant entre les domaines avec trois différents mode de couplage ( $\Delta t = 5.10^{-2}s$ )

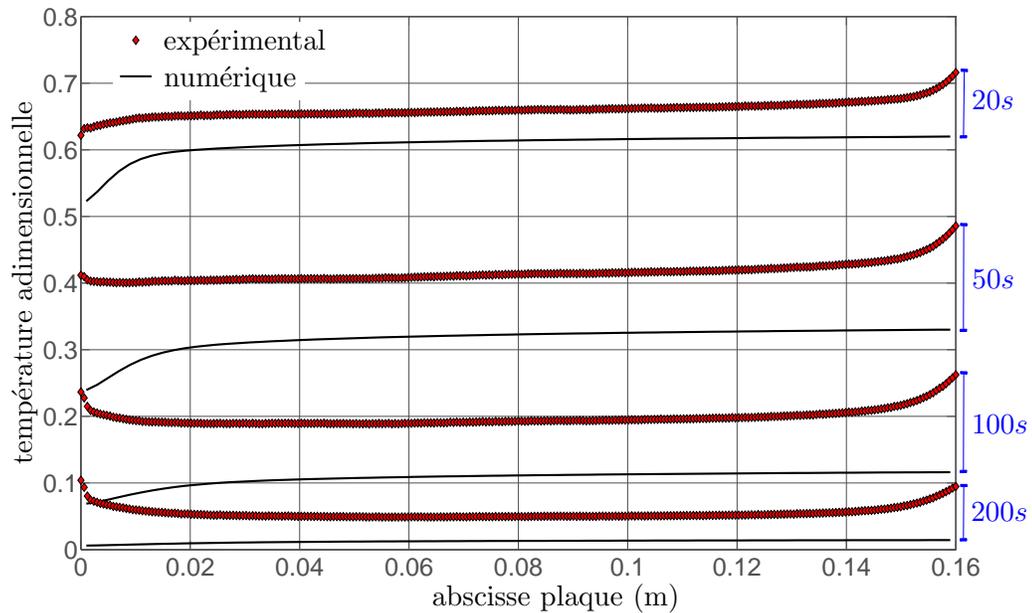
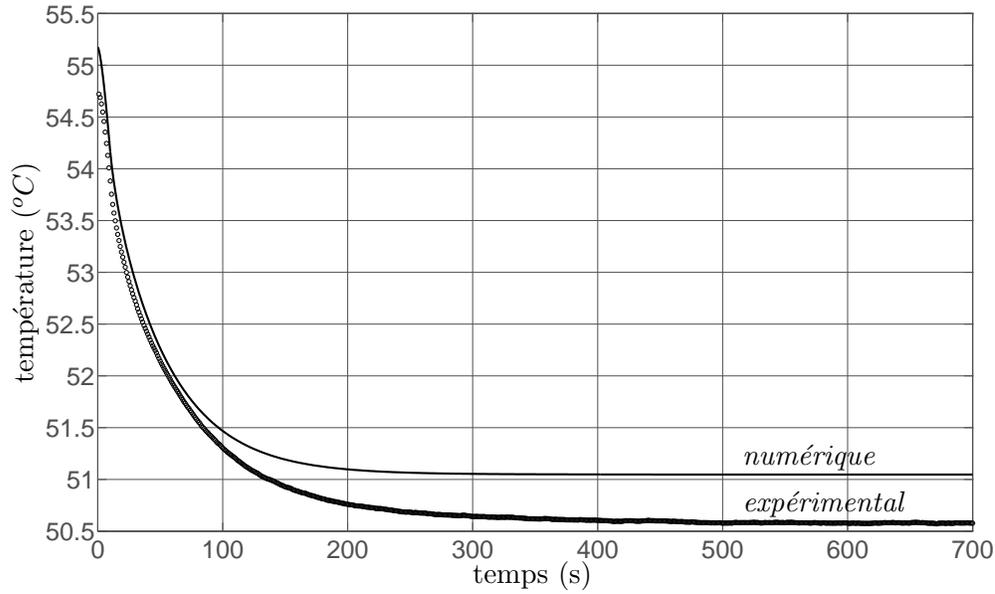
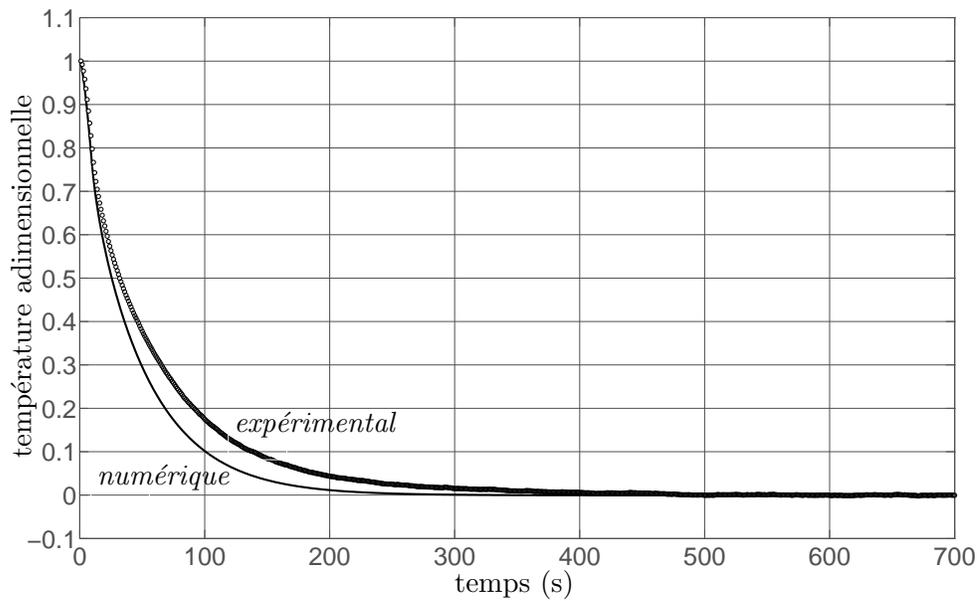


FIG. 9.15 – Répartition de la température adimensionnelle sur la longueur de plaque à différents instants

(a) comparaison de l'évolution de la température en  $P$ (b) comparaison de l'évolution de la température adimensionnelle en  $P$ FIG. 9.16 – Confrontation des résultats expérimentaux et numériques : évolution temporelle de la température au point  $P$  durant toute la durée instationnaire

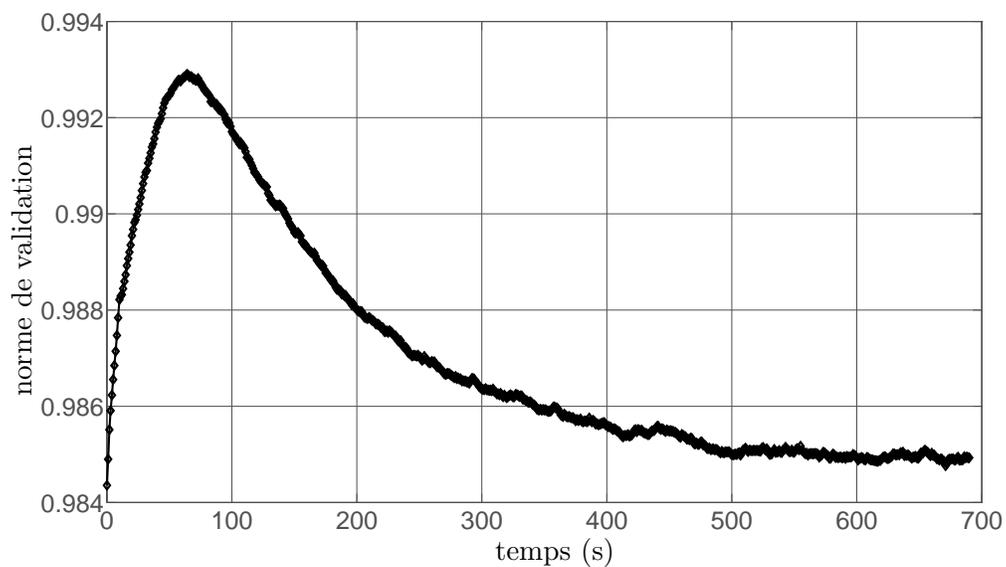
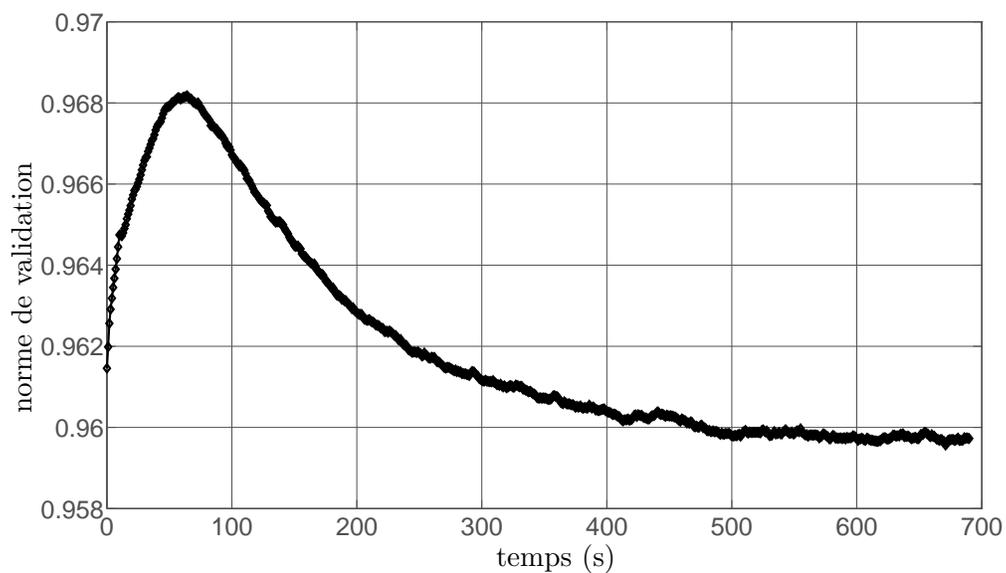
(a) Norme de validation expérimentale  $\mathcal{V}(t)$  en fonction du temps(b) Norme de validation expérimentale  $\mathcal{V}(t)$  en fonction du temps avec prise en compte des incertitudes

FIG. 9.17 – Évolution temporelle de la norme de validation

$\bar{\theta}(P, t \rightarrow \infty) = 0$  :

$$\bar{\theta}(x, t) = \frac{T_p(x, t) - T_h(x)}{T_b(x) - T_h(x)} \quad (9.25)$$

Dans une première analyse qualitative, l'allure des courbes semble identique et les résultats du calcul numérique se stabilisent plus rapidement que ceux issus de l'expérience. Un temps de stabilisation thermique  $t_{st}$  est défini comme étant le temps nécessaire pour atteindre 99% de l'écart entre les deux températures, soit  $T_p(t_{st}) = T_h + 0,01(T_b - T_h)$ , ou sous une forme adimensionnelle :

$$\bar{\theta}(t_{st}) = 0,01 \quad (9.26)$$

Ce calcul aboutit à  $t_{st} = 344s$  pour les résultats expérimentaux et  $t_{st} = 206s$  pour les résultats numériques, soit un rapport d'environ 1,7. Une interprétation de ces écarts peut être réalisée en comparant les résultats du flux de chaleur total au point  $P$  figure 9.18. Le flux de chaleur numérique est légèrement supérieur à celui calculé avec les mesures expérimentales durant les 100 premières secondes du régime instationnaire, la température numérique évolue donc plus rapidement. Une autre explication peut être fournie en étudiant l'évolution de la température tout au long de la plaque.

L'étude portait jusqu'à maintenant sur l'évolution des grandeurs au point  $P$ . Afin de comparer l'évolution temporelle de la température à d'autres abscisses, la température adimensionnelle expérimentale et numérique est tracée suivant la longueur de la plaque à différents instants de la simulation figure 9.15. La vitesse de stabilisation dépend ostensiblement de l'abscisse du point étudié pour les deux résultats. En ce qui concerne les résultats numériques, la vitesse de stabilisation est plus importante au début de la plaque. Cette constatation est en accord avec le fait que le flux de chaleur est plus important dans cette région comme le montre la figure 9.3(b). La vitesse semble quasiment identique sur le reste de la plaque. Les courbes relatives aux résultats expérimentaux montrent que le temps de stabilisation est plus long sur les extrémités de la plaque. Ceci n'est pas en accord avec la figure 9.3(b) où le flux de chaleur est clairement plus important sur les extrémités. Cette incohérence vient du fait que le flux de chaleur expérimental calculé sur les extrémités est surestimé. Les pertes de chaleur sur les côtés latéraux de la plaque chauffée ne sont en effet pas mesurées, ni prises en compte dans le calcul du flux sortant de la plaque (section 6.6.2.2). Le retard de l'évolution thermique aux extrémités est provoqué par une stabilisation des bords avec l'environnement, l'isolant et le raccord avec la plaque plane comme le schématise la figure 9.19.

### 9.4.3.2 Norme de validation

L'évolution temporelle de la norme de validation  $\mathcal{V}(t)$  pour un cas supposé idéal est calculée à partir de l'expression (9.10) et est présentée figure 9.17(a). Les incertitudes expérimentales de la température  $\sigma_{exp}(x, t)$  dépendent de la valeur de la température mesurée, elles sont par ce fait aisément calculées lors du régime instationnaire. L'évolution temporelle des incertitudes numériques induites par les conditions limites  $\sigma_{lim}(x, t)$  ne sont pas si facilement calculables. Pour remédier à cet obstacle, leurs variations sont supposées linéaires avec la température de

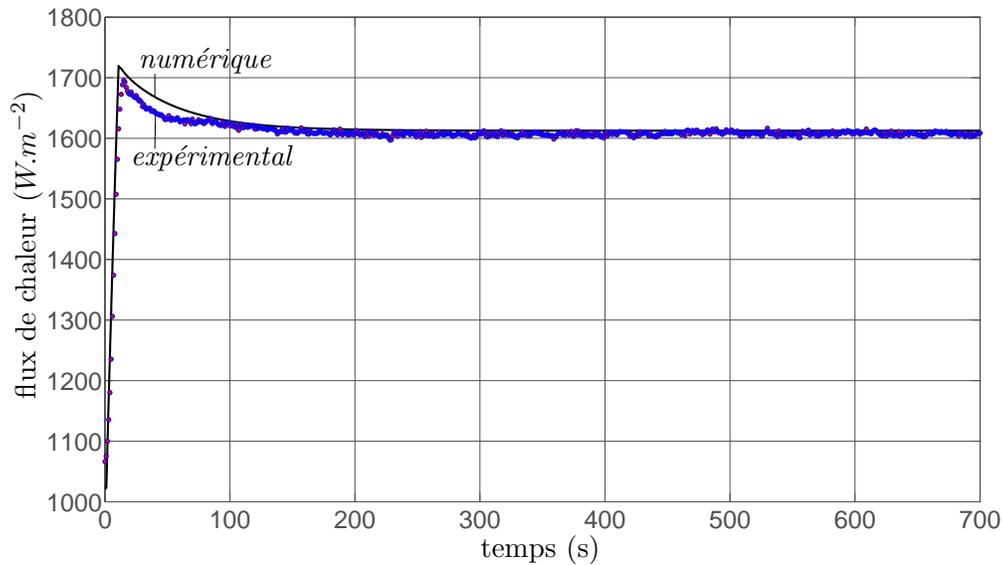
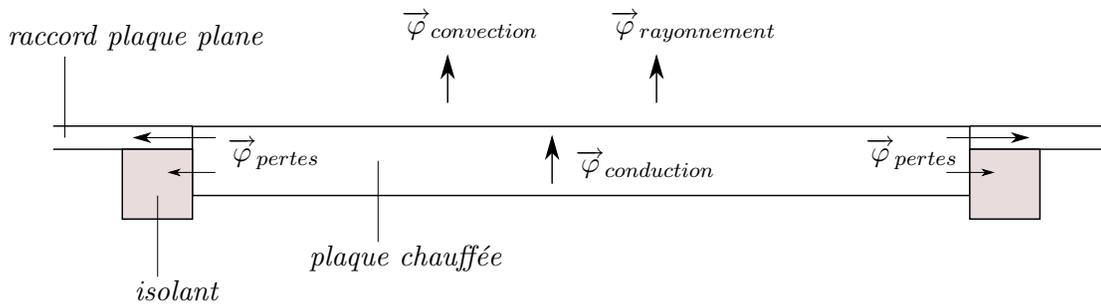
FIG. 9.18 – Évolution temporelle du flux de chaleur total au point  $P$ 

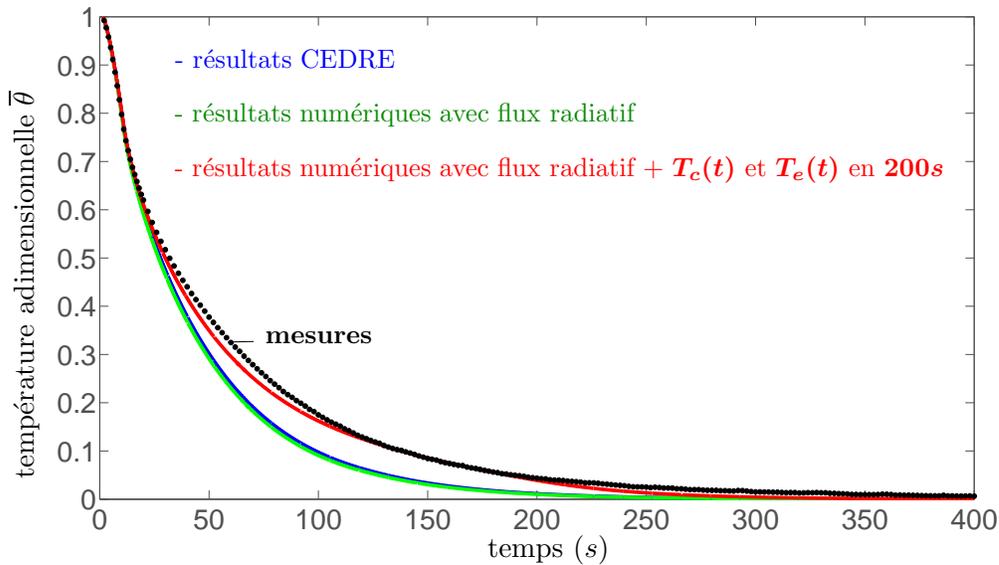
FIG. 9.19 – Bilan des flux de chaleur sur la configuration expérimentale

paroi. Ces incertitudes sont donc déterminées en fonction de leurs valeurs paliers ( $\sigma_{lim,b}(x)$ ,  $\sigma_{lim,h}(x)$ ) calculées section 9.3.2 et de la température de la paroi, soit :

$$\sigma_{lim}(x,t) = f[\sigma_{lim,b}(x), \sigma_{lim,h}(x), T_p(x,t)] \quad (9.27)$$

La norme de validation d'un cas dit réel et calculée avec (9.11) est présentée figure 9.17(b). La valeur obtenue est relativement proche de l'unité et est donc particulièrement satisfaisante.

Les valeurs des normes calculées aux paliers bas et haut sont notées  $\mathcal{V}_b$  et  $\mathcal{V}_h$ . Les observations montrent que  $\mathcal{V}_h > \mathcal{V}_b$ , et sur toute la durée de l'évolution  $\mathcal{V}(t) > \mathcal{V}_b$ . Ce comportement s'explique en observant l'évolution des températures figure 9.16(a) où l'écart entre la température expérimentale et numérique se ressent lors de la phase transitoire. Il est même parfaitement clair que l'écart est plus important à  $t = 0s$  et  $t > 400s$ . L'augmentation de la norme de validation n'est donc pas causée par la convergence des solutions, mais parce que les temps de stabilisation sont différents.

FIG. 9.20 – Évolution temporelle de la température adimensionnelle au point  $P$ 

En imaginant un cas où les températures paliers seraient telles que  $T_{exp} > T_{num}$  et en supposant que les normes de validation soient identiques au cas traité dans ce mémoire,  $\mathcal{V}(t)$  diminuerait pendant la phase transitoire. Il est donc essentiel de s'interroger sur la légitimité d'une telle norme en régime instationnaire où une divergence des comportements expérimentaux et numériques induit une augmentation de la norme de validation. Au regard de ce phénomène, il serait par ailleurs absurde de calculer une norme globale avec :

$$\bar{\mathcal{V}} = \frac{1}{T} \int_0^T \mathcal{V}(t) dt \quad (9.28)$$

#### 9.4.4 Calculs complémentaires

##### 9.4.4.1 Prise en compte du flux radiatif

Il a été démontré dans la section 9.3.4 que le rayonnement a un effet significatif sur la température de la plaque. En considérant les résultats instationnaires de CEDRE, il est possible de définir un coefficient de convection instationnaire comme pour l'équation 9.21 avec :

$$h_{cedre}(x,t) = \frac{\varphi_{cedre}(x,t)}{T_{p,cedre}(x,t) - T_e(t)} \quad (9.29)$$

L'équation de la chaleur instationnaire et bidimensionnelle est alors résolue dans la plaque de Macor (annexe B) en imposant sur la face supérieure le flux instationnaire :

$$\varphi(x,t) = h_{cedre}(x,t)(T_p(x,t) - T_e(t)) + \sigma\varepsilon(T_p^4(x,t) - T_e^4(t)) \quad (9.30)$$

L'évolution de la température adimensionnelle au centre de la plaque est présentée figure 9.20. La prise en compte du flux radiatif a pour conséquence de diminuer le temps de stabilisation

qui passe alors de 206s à 200s.

#### 9.4.4.2 Évolution temporelle des températures limites

Lors du calcul instationnaire CEDRE, la température du cuivre est constante et la température de l'air varie en 10s. En reconsidérant les figures 6.10(b) et 6.10(a), il est clair que l'évolution des températures expérimentales du cuivre et de l'air en veine d'essai semblent évoluer sur 200s. Ce phénomène a pu être modélisé en réalisant une évolution linéaire de ces températures suivant 200s lors d'un calcul bidimensionnel instationnaire de conduction dans le Macor pour lequel le flux radiatif est pris en compte. L'évolution de la température adimensionnelle au centre de la plaque est présentée figure 9.20, elle se rapproche de manière significative des résultats expérimentaux, le temps de stabilisation de la température passe de 200s à 264s.

#### 9.4.5 Discussions

L'étude de validation expérimentale d'un couplage de codes en régime instationnaire a mené à la comparaison de la température de surface d'une plaque chauffée mesurée expérimentalement et calculée numériquement. Ces comparaisons sont réalisées en régime stationnaire et instationnaire et ont abouti au calcul d'une norme de validation relativement satisfaisante. Quelques critiques sont à formuler à l'égard de cette étude :

##### *Les points positifs de l'étude :*

- Les besoins concernant le montage expérimental et les mesures à réaliser sont définis de manière précise.
- Le montage expérimental est détaillé, les modes opératoires des mesures dynamiques et thermiques sont spécifiés.
- La répétabilité des cycles de vitesse est vérifiée sous des aspects dynamiques et thermiques.
- Un effort particulier est accompli concernant l'estimation des incertitudes expérimentales.
- Un calcul numérique a pu être entrepris et une étude de validation est réalisée. La bonne répétabilité des cycles et les faibles incertitudes expérimentales ont conduit au calcul d'une norme de validation  $\mathcal{V}$  très proche de l'unité.

##### *Les limites de l'étude :*

- La température en veine de soufflerie n'est pas contrôlée, l'expérience n'est donc pas reproductible d'un jour à l'autre.
- La condition adiabatique n'est pas respectée, des pertes de flux sont implicitement détectées.
- La faible vitesse imposée en veine de soufflerie entraîne des nombres de Reynolds relativement faibles  $R_\theta$  et un déclenchement de la couche limite très difficile.
- Le faible écart de vitesse atteint entre les deux paliers ( $\Delta U_e = 4,6m.s^{-1}$ ) et la limite en puissance du contrôleur de température de la plaque de cuivre induisent des écarts de température relativement faibles entre les deux paliers ( $\Delta T_p \simeq 5^\circ C$  au point  $P$ ).
- Une seule méthode de couplage est testée.

## 9.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, les résultats thermiques obtenus lors des simulations numériques réalisées avec le couplage des solveurs CHARME/ACACIA de la plateforme CEDRE sont analysés. Les régimes stationnaires puis instationnaires sont traités. Le régime instationnaire est particulièrement examiné, les phases d'accélération du fluide et de stabilisation thermique sont abordées de manière dissociée. Le pas de temps optimal est déterminé en réalisant plusieurs calculs utilisant différents pas de temps. Les performances des différents modes de couplage disponibles dans CEDRE sont comparées durant les phases instationnaires, leur caractère conservatif est vérifié.

Après avoir défini l'expression d'une norme de validation  $\mathcal{V}$  appropriée à ce genre de problème, les incertitudes et erreurs numériques sont estimées. L'erreur numérique de discrétisation spatiale est calculée en réalisant trois simulations sur des maillages de taille différentes. Par la suite, l'impact des incertitudes expérimentales des profils imposés en condition limite est calculé. Les résultats montrent que l'erreur de discrétisation spatiale est négligeable devant les incertitudes induites par les profils expérimentaux.

Une comparaison des résultats expérimentaux et numériques est entreprise en régime stationnaire. Les différences concernant la température et le flux total de chaleur montrent que  $T_{num} > T_{exp}$  et  $\varphi_{num} < \varphi_{exp}$ , ces écarts ont pu être justifiés par deux grandes causes :

- les transferts de chaleur par rayonnement ne sont pas simulés alors qu'ils concernent une partie non négligeable du flux de chaleur total
- les couches limites à faible  $R_\theta$  sont délicates à modéliser avec un modèle RANS classique et mènent à  $C_{fnum} < C_{fexp}$

Malgré ces écarts, la norme de validation calculée en prenant en compte les incertitudes est de  $\mathcal{V} = 0,96$ , valeur qui semble très satisfaisante car particulièrement proche de l'unité.

Les résultats sont finalement comparés en régime instationnaire. La conservativité des modes de couplage présents dans CEDRE est contrôlée en comparant l'énergie totale fournie par le solide et reçue par le fluide. Des différences sont observées mais ne représentent que 0,001% de l'énergie totale échangée pour chacun des modes, les trois simulations sont donc considérées conservatives.

# Conclusion

Ce travail de recherche a porté sur la mise en place d'une base de données expérimentale dédiée à la validation d'un couplage de codes en aérothermique instationnaire. Une première partie bibliographique a permis d'étudier les différentes méthodes numériques existantes et a mené au constat qu'une solution de référence expérimentale est nécessaire pour arbitrer leurs comparaisons ou valider une méthode particulière. Dans la seconde partie, la configuration expérimentale dimensionnée à l'aide des besoins exprimés au préalable est détaillée et les mesures expérimentales sont présentées. Un effort particulier est fourni quant à l'estimation des incertitudes de mesure. Finalement, une modélisation numérique du cas considéré est réalisée, les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux sont alors effectuées.

## Contexte

La résolution numérique des problèmes aérothermiques instationnaires rencontrés dans l'industrie nécessite la conception de méthodes de résolution et de modèles aux interfaces fluide/structure particuliers. Les efforts réalisés ces dernières années ont contribué à l'élaboration de méthodes permettant la réduction du coût des calculs tout en gardant le caractère conservatif des échanges entre codes. La diversité des méthodes de couplage de codes conduit à la comparaison de leurs performances, d'où le besoin d'une solution de référence. La littérature ne traite que d'une solution analytique exacte en régime instationnaire, elle est réalisée par Pozzi et Tognaccini [50] et constitue une solution de référence de base pour vérifier les méthodes numériques. Cette solution étant très théorique et ne reflétant pas la réalité des écoulements industriels, il est apparu nécessaire de construire une base de données expérimentale. L'étude de Radenac [53] a mis en évidence les difficultés que présente l'élaboration d'une telle expérience et la comparaison avec des résultats numériques. L'expérience réalisée au cours de cette thèse est donc caractérisée par une configuration relativement simple et pourra donner suite à des géométries plus complexes.

## Résultats expérimentaux

Les besoins expérimentaux sont dans un premier temps définis, une configuration est choisie et un banc expérimental "idéal" est décrit. Le cas porte sur le refroidissement par écoulement d'air sur une plaque plane chauffée en face arrière. Le problème est considéré bidimensionnel et la plaque de dimensions finies. La face arrière est maintenue à température constante et les

côtés latéraux sont adiabatiques. L'instationnarité du problème réside dans l'écoulement d'air dont la vitesse est modifiée. Ceci induit un changement du coefficient de transfert convectif local et donc une évolution temporelle de la température de surface.

Un montage expérimental est réalisé de manière à respecter les hypothèses se rapportant au cas idéal. Le transitoire est provoqué par une accélération constante de la vitesse entre deux valeurs paliers allant de  $4,6m.s^{-1}$  à  $9,2m.s^{-1}$ . Les mesures expérimentales sont réalisées par des moyens non-intrusifs et portent sur la dynamique de l'air et sur la température de la face mouillée de la plaque. Les mesures étant effectuées dans un écoulement instationnaire, il a fallu procéder à une moyenne de phase : le procédé expérimental est reproduit plusieurs fois (*réalisation de cycles*), les mesures sont accomplies en continu et sont ensuite moyennées suivant les cycles.

### ***Les mesures dynamiques***

Elle sont réalisées par vélocimétrie laser à franges (VLF) et concernent les grandeurs dynamiques de l'air telles que la vitesse moyenne  $\bar{u}$  et les contraintes de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{v'^2}$ . Les mesures des couches limites laminaires ont permis de dimensionner un système de déclenchement de la couche limite. Un fil cylindrique de  $1,8mm$  de diamètre est ainsi positionné à  $260mm$  en amont de la plaque chauffée dans le but de disposer d'une couche limite turbulente au-dessus de la plaque pour les deux vitesses paliers. Les couches limites turbulentes obtenues sont caractérisées lors des écoulements paliers stationnaires, puis en régime instationnaire. Ces mesures permettent d'élaborer une base de données pour la mise en place des simulations numériques et la comparaison avec les résultats numériques dynamiques.

La difficulté majeure est induite par le fait que les vitesses d'écoulement sont relativement faibles. La longueur de la veine d'essai est restreinte et la position du déclencheur doit être suffisamment en amont de la plaque chauffée. Ceci se traduit alors par la présence de couches limites à faible nombre de Reynolds  $R_\theta$ . Il s'est aussi avéré délicat de déclencher la couche limite à basse vitesse ( $4,6m.s^{-1}$ ) tout en garantissant un déclenchement "propre", sans sur-épaississement, à  $9,2m.s^{-1}$ . La couche limite correspondant aux basses vitesses est donc dans un état de transition laminaire/turbulent sur une certaine longueur après le déclencheur. La loi de Coles ( $H = f(R_\theta)$ ) et l'évolution du coefficient de frottement  $C_f$  à la paroi indiquent que la turbulence semble établie avant la plaque chauffée.

L'analyse de l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques a conduit au constat que la vitesse de l'écoulement évolue linéairement (*accélération constante*) en dehors et au sein de la couche limite. Ce constat est le même en ce qui concerne l'évolution des contraintes normales de Reynolds en proche paroi, elle est cependant moins bien définie pour une distance à la paroi supérieure à  $3mm$ .

### ***Les mesures thermiques***

Les mesures thermiques portent sur la température en face avant de la plaque chauffée et sont réalisées à l'aide d'une caméra infrarouge (*thermographie infrarouge*). Le champ de

température est mesuré durant six cycles de vitesse (*six accélérations, six décélérations*). L'analyse des résultats calculés par moyenne de phase a montré une excellente répétabilité du procédé expérimental.

La limite de cette expérience provient du non respect des hypothèses thermiques énoncées pour le cas idéal. Les températures en face arrière et en veine d'essai ne sont pas constantes dans le temps mais dépendent du régime de vitesse de la soufflerie. De plus, les parois latérales ne peuvent pas être totalement adiabatiques et des fuites thermiques sont observées sur le champ surfacique de la température ou avec l'évolution temporelle du flux total suivant la longueur de la plaque.

## Validation d'un couplage de codes

La modélisation numérique de la configuration est effectuée avec le couplage des codes CHARME et ACACIA de la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA. Les conditions aux limites imposées aux domaines sont issues des mesures expérimentales. Après une introduction des solveurs et du couplage, les résultats dynamiques et thermiques sont analysés et confrontés avec les mesures expérimentales.

### *Les grandeurs dynamiques*

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques en régime stationnaire portent sur le coefficient de frottement à la paroi  $C_f$ , sur les profils de vitesse adimensionnelle  $u^+ = f(y^+)$  et sur les profils d'énergie cinétique turbulente  $k(y)$ . Les différences concernant  $C_f$  sont d'environ 5% pour les deux écoulements paliers, cette différence est attribuée aux faibles  $R_\theta$  des couches limites expérimentales imposées en entrée du domaine fluide. Cette interprétation est renforcée avec la comparaison des profils de vitesse suivant le sens de l'écoulement. L'évolution des profils numériques est en effet caractérisée par un éloignement par rapport à la loi logarithmique.

### *Les grandeurs thermiques*

Les comparaisons en régime stationnaire concernent l'évolution longitudinale de la paroi  $T_p$ , du flux de chaleur total  $\varphi$  et du coefficient d'échange local  $h$ . Les différences observées sont attribuées à différentes causes. La première provient du fait que les couches limites expérimentales sont à faible nombre de Reynolds. Les modèles de turbulence n'étant pas calibrés pour ce type de couche limite, le frottement à la paroi est sous-estimé ce qui provoque une sous-estimation du coefficient d'échange local, et donc du flux de chaleur total en régime stationnaire. La deuxième concerne les échanges thermiques radiatifs qui ne sont pas simulés. Un calcul réalisé avec les résultats expérimentaux montre que le flux radiatif constitue 15% du flux total pour l'écoulement haute vitesse et 25% du flux total pour l'écoulement basse vitesse. Ceci a pour conséquence de sous-estimer le flux de chaleur total numérique. Malgré ces écarts, la norme de validation en écoulement stationnaire est calculée à  $\mathcal{V} = 0,96$  pour les deux écoulements paliers. Cette valeur est proche de l'unité et indique que les écarts relatifs entre les deux résultats sont assez faibles mais aussi que les incertitudes expérimentales et numériques sont petites.

Les comparaisons menées en régime instationnaire ont montré que la stabilisation thermique de la plaque est plus rapide avec les simulations numériques. Elle est en effet de  $t_{st} = 344s$  pour les résultats expérimentaux et de  $t_{st} = 206s$  pour les résultats numériques, soit un rapport de 1,6. Ceci peut s'expliquer en comparant l'évolution des flux de chaleur durant les 100 premières secondes de la phase instationnaire où le flux numérique est en effet plus important. L'évolution temporelle de la répartition longitudinale de la température expérimentale indique aussi qu'il y a une forte interaction entre la plaque et le profil en bois. La stabilisation thermique de la plaque chauffée est influencée par la stabilisation thermique du bois environnant.

Une discussion est menée sur la pertinence de construire une norme de validation instationnaire  $\mathcal{V}(t)$ . L'évolution atteint en effet une valeur maximale provoquée par le fait que la température évolue plus rapidement lors des simulations numériques. Sa variation instationnaire ne peut aboutir à une analyse pertinente, seules ses valeurs stationnaires sont considérées.

## Perspectives

### *Exploitation de la base de données*

Cette base de données expérimentale est disponible pour la validation d'autres méthodes de couplage comme celles décrites lors de la section 2.3.2. Les méthodes permettant de réduire le coût du calcul pourraient ainsi être comparées. Afin de réduire les écarts concernant les résultats et le temps de stabilisation de la plaque, il serait en outre très intéressant de réaliser des calculs capables de prendre en compte :

- des modèles ou des ajustements permettant de simuler des couches limites à faible nombre de Reynolds ( $R_\theta \leq 1000$ )
- la modélisation du rayonnement thermique
- l'évolution temporelle réelle de la température du cuivre  $T_c(t)$  et de l'air  $T_e(t)$
- la modélisation du bois et de l'isolant entourant la plaque chauffée

### *Amélioration de l'expérience de validation*

L'étude a montré que la mise en place d'une expérience de validation n'est pas aisée, même avec une configuration et des hypothèses basiques. Pour reprendre et améliorer cette expérience, il faudrait :

- pouvoir réguler la température en veine d'essai et ainsi atténuer les variations de  $T_e(t)$ .
- des vitesses d'écoulement plus importantes ce qui permettrait d'obtenir des couches limites turbulentes pleinement développées et faciliterait la modélisation numérique.
- de modifier l'expérience afin que la différence entre les températures paliers soit plus importante devant l'incertitude de mesure. Pour cette étude, l'écart entre les valeurs paliers au centre de la plaque est  $T_p(U_e = 4,6m.s^{-1}) - T_p(U_e = 9,2m.s^{-1}) \simeq 5^\circ C$  pour une incer-

titude de mesure de  $\Delta T_p = 0,7^\circ C$  soit 14% de l'écart de température. Une élévation de la différence de température peut se réaliser en choisissant par exemple un autre matériau ou en utilisant un écart de vitesse plus important.

### ***Montage d'autres expériences de validation***

Il serait par la suite intéressant d'étendre l'expérience de validation à d'autres configurations. La soufflerie et le système de lattes mobiles peuvent être par exemple exploités pour traiter les cas instationnaires du barreau chauffé perpendiculaire au sens de l'écoulement ou de la marche descendante.

Les écoulements en conduites (cylindriques ou rectangulaires) sont aussi très intéressants. La mise en place et la réalisation d'un changement de débit est beaucoup plus simple qu'en soufflerie, de nombreux fluides peuvent être exploités et la modélisation numérique est relativement aisée.



# Annexes



## Annexe A

# Étalonnage de la caméra IR

L'étalonnage de la caméra infrarouge consiste à enregistrer les niveaux numériques mesurés par la caméra  $DL_m$  tout en mesurant la température du corps noir  $T_{cn}$ , la température environnante dans le caisson  $T_{env}$  et la température de la caméra  $T_{cam}$  pour différentes températures du corps noir. La température de la caméra est relevée dans le but de contrôler ses variations temporelles. Les niveaux numériques mesurés sont en effet associés à une température donnée de caméra. Il est donc important de réguler la caméra lors de son utilisation afin que sa température soit constante et relativement proche de la température atteinte durant l'étalonnage.

Les niveaux numériques mesurés par la caméra sur le corps noir sont moyennés temporellement et spatialement. La moyenne spatiale est accomplie sur une certaine surface du corps noir présentant une bonne uniformité et d'environ  $100 \times 100$  pixels. La mesure aboutit donc à une valeur moyenne spatiale  $\overline{DL}_m$  et à l'écart-type correspondant  $\sigma_{DL_m}$ .

Ces mesures mènent au calcul des niveaux numériques provenant du corps noir  $DL_{cn}$ . Les paramètres correspondant à l'étalonnage sont résumés tableau [A.1](#). L'incertitude relative à la moyenne est déterminée avec l'expression (4.6) :

$$\sigma_{\overline{DL}_m} = \frac{\sigma_{DL_m}}{100} \tag{A.1}$$

De manière générale et d'après le tableau  $\sigma_{DL_m} \sim 10$ , d'où  $\sigma_{\overline{DL}_m} \sim 0,1$ .

Mesures directes					Calcul
$T_{cn}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{env}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{cam}$ ( $^{\circ}C$ )	$\overline{DL}_m$	$\sigma_{DL_m}$	$DL_{cn}$
80	21,9	29,7	11989	53	12250,1
78	22	29,7	11499	58	11744,7
76	22,1	29,8	11019	42	11249,7
72	22,1	29,8	10103	32	10305,4
70	22,2	29,9	9675	30	9863,9
68	22,2	29,9	9262	27	9438,1
66	22,3	29,9	8869	32	9032,8
64	22,3	30	8490	23	8642,1
62	22,3	29,9	8126	21	8266,8
60	22,3	29,9	7779	20	7909,1
58	22,3	29,9	7447	18	7566,8
56	22,3	29,9	7130	17	7240,0
54	22,4	29,8	6826	16	6926,4
52	22,5	29,8	6537	14	6628,2
50	22,5	29,8	6260	12	6342,7
48	22,5	29,7	5996	11	6070,5
46	22,5	29,7	5745	11	5811,7
44	22,5	29,7	5507	10	5566,41
42	22,5	29,7	5279	9	5331,3
40	22,5	29,7	5064	8	5109,7
38	22,5	29,7	4859	8	4898,3
36	22,6	29,7	4665	7	4698,1
34	22,6	29,7	4481	6	4508,4
32	22,6	29,7	4306	5	4328,0
30	22,6	29,7	4141	7	4157,9

TAB. A.1 – Mesures et résultats de l'étalonnage de la caméra infrarouge MWIR

## Annexe B

# Calcul du flux total et du coefficient d'échange

L'évolution du flux de chaleur total  $\varphi(x,t)$  présent à l'interface fluide/solide est calculée à l'aide de la température de paroi mesurée par thermographie infrarouge et de la température du cuivre mesurée par thermocouple. La température de paroi est calculée par moyenne de phase et est moyennée suivant l'envergure pour réduire l'effet le bruit spatial :  $T_p(x,t)$ . Une moyenne de phase est aussi réalisée pour la température du cuivre :  $T_c(t)$ . L'évolution de ces températures est donc reportée sur une période de cycle de vitesse, soit 1420 secondes.

### B.1 Rappels

L'équation bidimensionnelle de la chaleur sans terme source et avec une conductivité  $\lambda$  constante s'écrit :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{B.1})$$

Cette équation est résolue numériquement avec la méthode des différences finies. Les dimensions spatiales et temporelles sont notées sous forme d'indices :  $(i,j)$  pour  $(x,y)$  et  $n$  pour le temps. Le passage d'une notation continue à une notation discrétisée est alors :  $T(x,y,t) \rightarrow T_{i,j}^n$ .

Les deux dimensions de l'espace sont découpées avec  $N_i$  et  $N_j$  points dans les directions  $x$  et  $y$ . Le solide de longueur  $L$  et d'épaisseur  $e$  est alors délimité par  $x \in [0,L] \rightarrow i \in [1,N_i]$  et  $y \in [0,e] \rightarrow j \in [1,N_j]$ .

Les tailles des espaces entre chaque points sont notées  $\delta x$  et  $\delta y$ , le pas de temps  $\delta t$ . La discrétisation spatiale de la dérivée seconde est :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\delta x^2} \quad (\text{B.2})$$

et la discrétisation temporelle se note, avec un schéma explicite :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T^{n+1} - T^n}{\delta t} \quad (\text{B.3})$$

L'équation de la chaleur devient alors :

$$T_{i,j}^{n+1} = Fo_x(T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j})^n + Fo_y(T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1})^n + T_{i,j}^n \quad (\text{B.4})$$

Où les nombres de Fourier numériques sont :

$$Fo_x = \frac{\lambda \delta t}{\rho c \delta x^2} \text{ et } Fo_y = \frac{\lambda \delta t}{\rho c \delta y^2} \quad (\text{B.5})$$

Le calcul étant réalisé suivant un schéma explicite, la stabilité est conditionnelle et dépend des valeurs des nombres Fourier. Plus précisément, le schéma est stable pour  $Fo_x + Fo_y < 0,5$ . La stabilité est donc assurée par les choix de  $\delta x$ ,  $\delta y$  et  $\delta t$  appropriés .

## B.2 Calcul du flux total

Le maillage utilisé est régulier et est constitué de 271 éléments suivant  $x$  afin de correspondre à chaque pixel mesuré par la caméra infrarouge. L'épaisseur est modélisée sur 20 points, ceci se traduit par  $\delta x \simeq 0,6mm$  et  $\delta y = 0,5mm$ . Afin de satisfaire la condition de stabilité le pas de temps est fixé à  $\delta t = 0,05s$  ce qui correspond à  $Fo_x \simeq 0,1$  et  $Fo_y = 0,14$ .

Les conditions limites sont imposées de manière à respecter les conditions expérimentales. La température du cuivre s'applique sur la face inférieure  $T(x, y = 0, t) = T_c(t)$  et la température mesurée par thermographie infrarouge en face avant  $T(x, y = e, t) = T_p(x, t)$ , ou sous la forme discrétisée :

$$T_{i,1}^n = T_c(t) \text{ et } T_{i,N_j}^n = T_p(x, t) \quad (\text{B.6})$$

La condition adiabatique des côtés latéraux s'écrit  $(\partial T / \partial x)_{x=0} = 0$  et  $(\partial T / \partial x)_{x=L} = 0$  :

$$T_{1,j}^n = T_{2,j}^n \text{ et } T_{N_i,j}^n = T_{N_i-1,j}^n \quad (\text{B.7})$$

Le flux est alors calculé à la surface avec la loi de Fourier  $\varphi(x, t) = -\lambda(\partial T / \partial y)_{y=e}$ , soit en considérant le flux sortant :

$$\varphi_i^n = \lambda \frac{T_{i,N_j-1}^n - T_{i,N_j}^n}{\delta y} \quad (\text{B.8})$$

Avant de procéder au calcul instationnaire, un calcul stationnaire doit être mené avec les conditions initiales afin d'atteindre la convergence. L'algorithme du calcul est présenté ci-dessous. Les résidus sont calculés de manière à représenter l'écart maximal existant entre deux températures après une itération (figure B.1), soit :

$$\mathcal{R}^n = \max(T^n - T^{n-1}) \quad (\text{B.9})$$

### B.3 Calculs du coefficient d'échange

Le bilan des flux à l'interface donne  $\varphi_{tot} = \varphi_{conv} + \varphi_{rad}$ . Le coefficient d'échange est déduit du bilan par :

$$h = \frac{\varphi(x,t) - \sigma\varepsilon(T_p^4(x,t) - T_e^4(t))}{T_p(x,t) - T_e(t)} \quad (\text{B.10})$$

Où  $\varepsilon$  est l'émissivité de la peinture et vaut 0,91 et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann ( $5,6703.10^{-8}W.m^{-2}.K^{-4}$ )

**Algorithme 5** Calcul du flux total à l'interface fluide/solide

Initialisation : maillage et conditions initiales

*calcul stationnaire :*

**for**  $n = 1 : 500$  **do**

*conditions aux limites stationnaires :*

$$T_{i,1}^n = T_c(t = 0) \text{ et } T_{i,N_j}^n = T_p(x, t = 0)$$

$$T_{1,j}^n = T_{2,j}^n \text{ et } T_{N_i,j}^n = T_{N_i-1,j}^n$$

*équation de la chaleur :*

$$T_{i,j}^{n+1} = Fo_x(T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j})^n + Fo_y(T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1})^n + T_{i,j}^n$$

**end for**

*calcul instationnaire :*

**for**  $n = 1 : 14200$  **do**

*conditions aux limites instationnaires :*

$$T_{i,1}^n = T_c(t) \text{ et } T_{i,N_j}^n = T_p(x, t)$$

$$T_{1,j}^n = T_{2,j}^n \text{ et } T_{N_i,j}^n = T_{N_i-1,j}^n$$

*équation de la chaleur :*

$$T_{i,j}^{n+1} = Fo_x(T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j})^n + Fo_y(T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1})^n + T_{i,j}^n$$

*calcul du flux de chaleur :*

$$\varphi_i^n = \lambda(T_{i,N_j-1}^n - T_{i,N_j}^n)/\delta y$$

**end for**

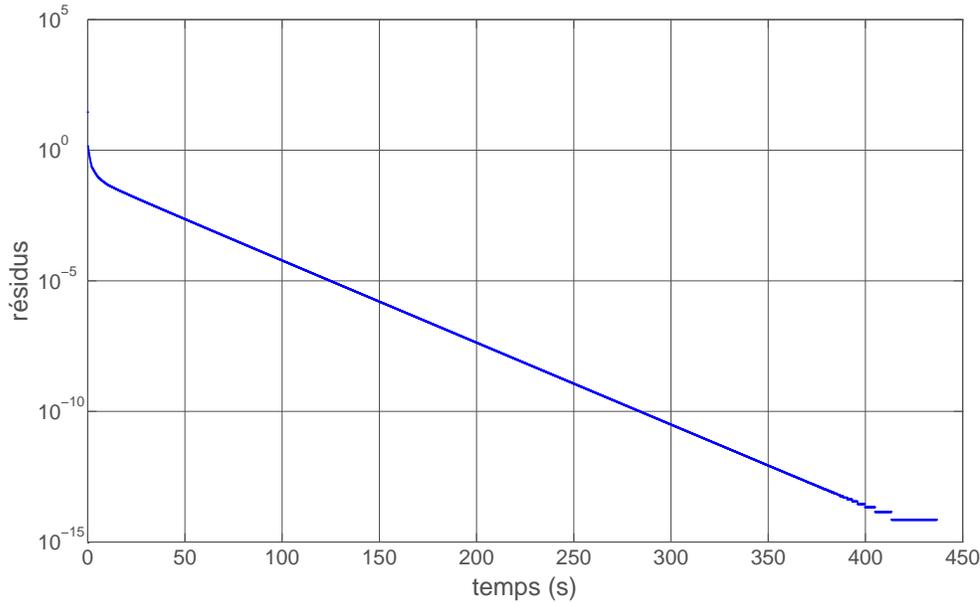


FIG. B.1 – Évolution des résidus lors d'un calcul stationnaire

## Annexe C

# Profils instationnaires sous Charme

La chaîne de calcul CEDRE est composée de plusieurs modules permettant la mise en place d'une simulation. Ces modules et leurs interactions sont représentés figure C.1 pour un calcul concernant le solveur CHARME. Les modules sont définis comme :

- **EPILOBE** : convertisseur des maillages en fichiers lisibles par la chaîne CEDRE
- **EPINETTE** : préprocesseur géométrique, il a pour objet le traitement des données géométriques issues du mailleur, leur combinaison avec les paramètres d'écoulement imposés par l'utilisateur sur les limites
- **EPICEA** : module principal, il est utilisé pour saisir et éditer les données des modèles physiques et numériques ainsi que les conditions aux limites, le pas de temps et le nombre d'itérations
- **TAILLE** : utilitaire permettant d'évaluer les données de dimensionnement du code CEDRE

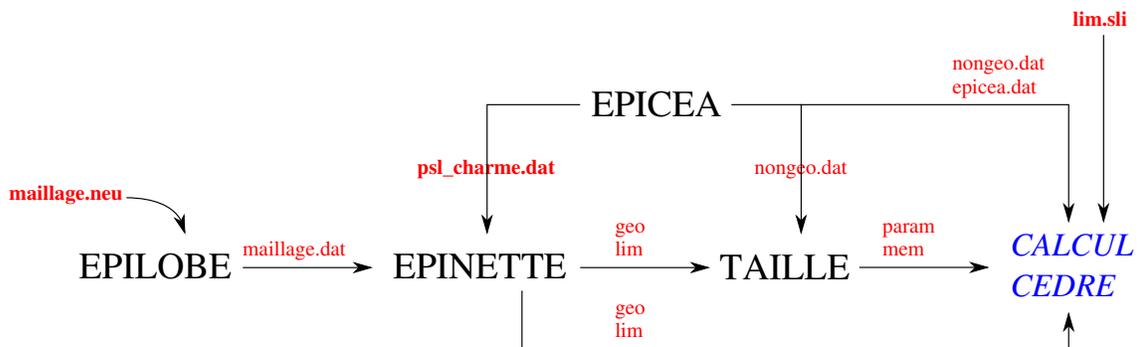
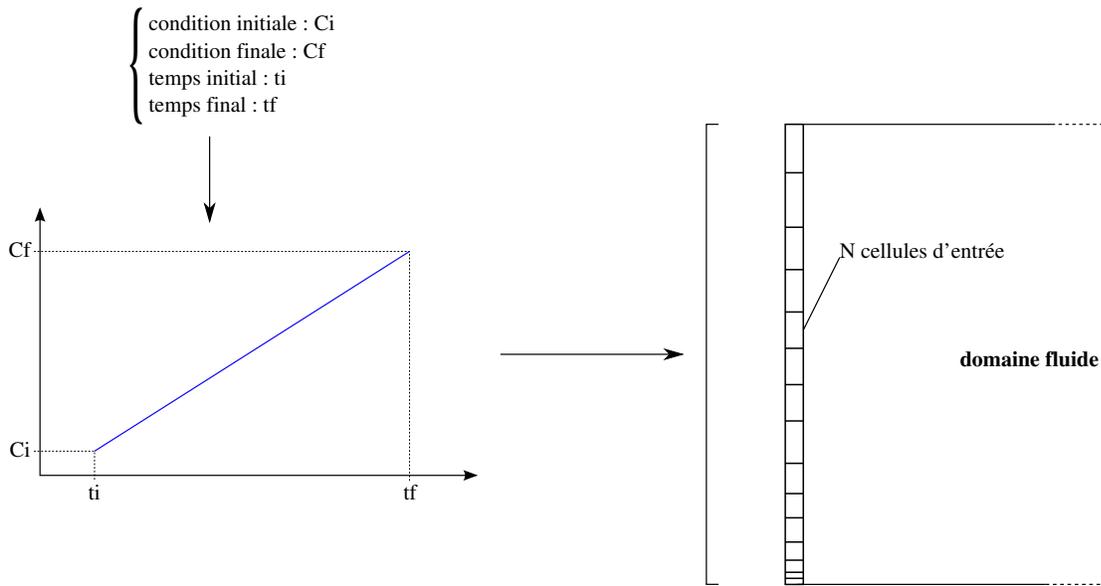
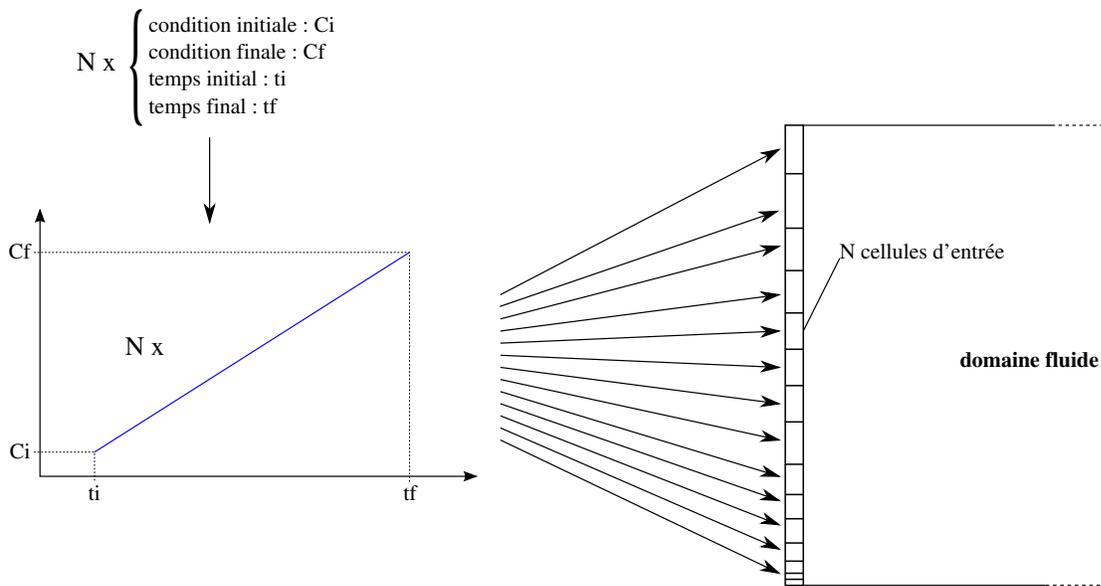


FIG. C.1 – Schéma des modules et des fichiers échangés entre modules pour le fonctionnement de la chaîne de calcul CEDRE



(a) Utilisation des conditions instationnaires classiques sous CHARME



(b) Modification de l'utilisation des conditions instationnaires sous CHARME

FIG. C.2 – Conditions limites instationnaires sous CHARME

---

L'utilisation du solveur CHARME de la plateforme CEDRE permet d'imposer en condition limite un profil  $u(y)$  à l'aide du module **EIPHYTE**. Il est aussi possible d'imposer une condition limite homogène  $u(t)$  évoluant dans le temps en créant un fichier nommé *lim.sli* et directement lu par CEDRE (figure C.1). Il est cependant impossible d'imposer un profil non-homogène évoluant dans le temps comme  $u(y,t)$ .

Le fichier *lim.sli* est réalisé par l'utilisateur et contient :

- le nom de la face limite
- le temps initial  $t_i$  et les conditions initiales correspondantes :  $u_i, v_i, k_i, \omega_i, T_i, \dots$
- le temps final  $t_f$  et les conditions finales correspondantes :  $u_f, v_f, k_f, \omega_f, T_f, \dots$

La condition instationnaire correspondante imposée sur la limite est une interpolation linéaire entre les valeurs initiales et finales comme le schématise la figure C.2(a).

Une méthode est développée dans ce mémoire pour obtenir des profils instationnaires en entrée de domaine. Un code développé en PYTHON (*convert.py*) permet de modifier les fichiers *maillage.neu* et *psl\_charm.dat* afin de créer autant de limites qu'il y a de cellules sur une limite du domaine. Un second code (*limgen.py*) permet ensuite d'associer à chacune de ces limites les valeurs initiales et finales correspondant aux profils expérimentaux de  $u(y,t)$ ,  $k(y,t)$  et  $\omega(y,t)$  comme le schématise la figure C.2(b).



# Table des figures

1	Interactions fluide/structure . . . . .	1
1.1	Schéma théorique des transferts de chaleur conjugués : interactions thermiques fluide/solide . . . . .	13
1.2	Problème bidimensionnel étudié par Pozzi <i>et al.</i> : à l’instant $t < 0$ une plaque plane semi-infinie d’épaisseur $e$ est considérée immobile et à température uniforme. A $t = 0$ , la plaque est mise instantanément en mouvement à vitesse constante, une condition isotherme est imposée en face arrière. . . . .	14
2.1	Disparité des temps de diffusion thermique entre l’air et différents matériaux en fonction du nombre de Reynolds. Le bois est du Medium <sup>®</sup> , le plastique du Peek <sup>®</sup> , la céramique du Macor <sup>®</sup> et le métal du cuivre. . . . .	19
2.2	Les différents types de processus de couplage de codes en aérothermique . . . . .	23
2.3	Processus de couplage dans CEDRE . . . . .	25
2.4	Processus de couplage entre les codes MSD et ZEBULON . . . . .	27
3.1	Définition de la vérification et de la validation d’une modélisation numérique . . . . .	33
4.1	Configuration choisie pour l’expérience de validation . . . . .	45
4.2	Mesures des grandeurs à réaliser . . . . .	47
4.3	Profil contenant la plaque chauffée . . . . .	51
4.4	Schéma de la soufflerie . . . . .	51
4.5	Photo du dispositif expérimental monté en veine d’essai . . . . .	52
4.6	Schémas de l’assemblage des plaques . . . . .	53
4.7	Schéma du système permettant le contrôle de la vitesse en soufflerie . . . . .	54
4.8	Évolution de la température adimensionnelle $\bar{\theta}$ en fonction du temps adimensionnel $t/\tau_s$ suivant le cas théorique de Pozzi et Tognaccini [50] à partir de l’équation (1.14) . . . . .	56
4.9	Mesures de la vitesse hors couche limite en écoulement stationnaire en fonction du déplacement du banc . . . . .	57
4.10	Un cycle de vitesse à réaliser en veine de la soufflerie . . . . .	57
5.1	Visualisation des lois de paroi pour une couche limite turbulente . . . . .	62
5.2	Schéma théorique du sur-épaississement causé par un déclencheur de taille trop importante . . . . .	64

5.3	Principe de la vélocimétrie laser à franges . . . . .	65
5.4	Mesure de l'écart-type de la fréquence sur deux canaux d'un IFA 755 (Micheli et Lavieille [33]) . . . . .	67
5.5	Incertitudes des vitesses moyennes obtenues par VLF . . . . .	70
5.6	Fonction d'auto-covariance des mesures de $u$ et $v$ par VLF . . . . .	72
5.7	Profils des contraintes de Reynolds avec et sans correction du bruit de mesure . . . . .	73
5.8	Schéma du plan de mesure des profils de couches limites . . . . .	74
5.9	Positions des mesures de couches limites . . . . .	74
5.10	Valeurs des positions relatives des mesures de couches limites . . . . .	74
5.11	Évolution longitudinale des grandeurs intégrales théoriques et expérimentales en régime laminaire . . . . .	79
5.12	Évolution expérimentale de l'épaisseur de quantité de mouvement $\theta$ avec les lois théoriques de déclenchement idéal et de sur-épaississement sur plaque plane. . . . .	79
5.13	Lois de parois et mesures VLF pour $U_e = 4,6m.s^{-1}$ . . . . .	80
5.14	Lois de parois et mesures VLF pour $U_e = 9,2m.s^{-1}$ . . . . .	81
5.15	Évolution du facteur de forme . . . . .	82
5.16	Évolution du coefficient de frottement estimé par la méthode de Clauser . . . . .	82
5.17	Évolution des contraintes de Reynolds normales $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ . . . . .	83
5.18	Champs du coefficient de frottement $C_f$ . . . . .	84
5.19	Calcul des incertitudes de répétabilité de mesure d'une couche limite par VLF pour une couche limite mesurée 30 fois . . . . .	85
5.20	Positions des mesures de couches limites . . . . .	86
5.21	Méthode générale du calcul d'une grandeur par moyenne de phase . . . . .	89
5.22	Cycles et procédure expérimentale en régime instationnaire . . . . .	93
5.23	Influence du nombre de cycles et de la taille des fenêtres sur le calcul de la moyenne de phase . . . . .	94
5.24	Mesures et calcul par moyenne de phase sur 150 cycles de la vitesse d'écoulement hors couche limite . . . . .	95
5.25	Mesures et calcul par moyenne de phase des contraintes de Reynolds normales hors couche limite . . . . .	96
5.26	Moyenne de phase des vitesses de l'écoulement mesurées dans la couche limite . . . . .	97
5.27	Moyenne de phase des contraintes de Reynolds normales mesurées dans la couche limite . . . . .	98
5.28	Correspondant entre les mesures en régime instationnaire et en régime stationnaire . . . . .	99
6.1	Principe de fonctionnement de la caméra infrarouge . . . . .	103
6.2	Étalonnage de la caméra infrarouge . . . . .	104
6.3	Mesures d'émissivité de la peinture de la vitrocéramique en fonction de la longueur d'onde . . . . .	105
6.4	Bilan des flux mesurés par la caméra infrarouge . . . . .	106
6.5	Recherche des constantes d'étalonnage et de leurs incertitudes . . . . .	109

6.6	Incertitude d'une mesure de température à la paroi du Macor <sup>®</sup> par thermographie infrarouge. La comparaison est faite entre un calcul suggérant les paramètres d'étalonnage indépendants entre eux et un calcul avec l'expression générale 6.12.	112
6.7	Un cycle de vitesse réalisé lors des mesures par thermographie infrarouge . . . . .	114
6.8	Évolution des températures mesurées par thermocouples durant l'acquisition infrarouge . . . . .	116
6.9	Recalage des températures mesurées par thermocouple sur la durée d'un cycle . .	117
6.10	Moyenne de phase et incertitudes des températures mesurées par thermocouples .	118
6.11	Schéma illustrant le post-traitement des mesures expérimentales . . . . .	120
6.12	Méthode de post-traitement : passage d'un champ de température bidimensionnel à une répartition unidimensionnelle . . . . .	121
6.13	Conditions limites imposées lors d'un calcul de chaleur bidimensionnel instationnaire pour déterminer le flux de chaleur total à l'interface fluide/solide . . . . .	123
6.14	Évolution de la température en un point situé au centre de la plaque . . . . .	125
6.15	Évolution temporelle des grandeurs calculées à partir des mesures de température en un point situé au centre de la plaque . . . . .	126
6.16	Champ de température stationnaire pour les deux écoulements paliers . . . . .	127
6.17	Écart-type spatial correspondant aux moyennes de $6 \times 100s$ en écoulement stabilisé pour les deux paliers de vitesse . . . . .	128
7.1	Création des conditions limites dans CHARME et ACACIA . . . . .	137
7.2	Cellules fluides et solides à l'interface. . . . .	139
7.3	Dimensions et conditions limites des simulations numériques . . . . .	142
8.1	Comparaisons des résultats dynamiques . . . . .	150
8.2	Lois de paroi et résultats numériques pour $U_e = 4,6m.s^{-1}$ . . . . .	151
8.3	Lois de paroi et résultats numériques pour $U_e = 9,2m.s^{-1}$ . . . . .	152
8.4	Résultats expérimentaux et numériques de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la plaque plane pour $U_e = 4,6m.s^{-1}$ (plaque non chauffée) . .	153
8.5	Résultats expérimentaux et numériques de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la plaque plane pour $U_e = 9,2m.s^{-1}$ (plaque non chauffée) . .	154
8.6	Positions des sondes observant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques .	156
8.7	Résultats numériques concernant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques aux points $P_1$ et $P_2$ . . . . .	158
8.8	Résultats numériques concernant l'évolution temporelle des grandeurs dynamiques aux points $P_3$ et $P_4$ . . . . .	159
9.1	Écarts de température surfacique de plaque obtenus avec les différents maillages utilisés . . . . .	166
9.2	Incertitudes numériques . . . . .	169
9.3	Comparaison entre résultats numériques et expérimentaux pour les deux écoulements paliers . . . . .	172

---

9.4	Écart relatif entre résultats numériques et expérimentaux pour les deux écoulements paliers . . . . .	173
9.5	Température de paroi numérique et expérimentale accompagnée des incertitudes expérimentales . . . . .	174
9.6	Écarts relatifs des résultats expérimentaux et numériques ( <i>avec flux radiatif</i> ) et des incertitudes pour le palier basse vitesse (quasiment identiques pour le palier haute vitesse) . . . . .	174
9.7	Contribution du flux radiatif sur le flux total : $\varphi_{rad}/\varphi_{tot} \times 100$ . . . . .	176
9.8	Confrontation des résultats expérimentaux et numériques ( <i>avec et sans flux radiatif</i> )	176
9.9	Échanges thermiques par flux radiatif entre différentes surfaces dans la veine d'essai	177
9.10	Chronologie et caractéristiques des simulations numériques . . . . .	177
9.11	Point d'observation situé sur la plaque pour l'évolution temporelle des grandeurs calculées . . . . .	178
9.12	Simulations instationnaires couplées durant l'accélération du fluide . . . . .	180
9.13	Résultat des simulations concernant la stabilisation thermique . . . . .	181
9.14	Différences des flux sortant entre les domaines avec trois différents mode de couplage ( $\Delta t = 5.10^{-2}s$ ) . . . . .	183
9.15	Répartition de la température adimensionnelle sur la longueur de plaque à différents instants . . . . .	183
9.16	Confrontation des résultats expérimentaux et numériques : évolution temporelle de la température au point $P$ durant toute la durée instationnaire . . . . .	184
9.17	Évolution temporelle de la norme de validation . . . . .	185
9.18	Évolution temporelle du flux de chaleur total au point $P$ . . . . .	187
9.19	Bilan des flux de chaleur sur la configuration expérimentale . . . . .	187
9.20	Évolution temporelle de la température adimensionnelle au point $P$ . . . . .	188
B.1	Évolution des résidus lors d'un calcul stationnaire . . . . .	204
C.1	Schéma des modules et des fichiers échangés entre modules pour le fonctionnement de la chaîne de calcul CEDRE . . . . .	205
C.2	Conditions limites instationnaires sous CHARME . . . . .	206

# Liste des tableaux

4.1	Propriétés physiques du Ketron <sup>®</sup> et du Macor <sup>®</sup> . . . . .	50
5.1	lois de paroi des couches limites turbulentes . . . . .	61
5.2	Lois d'évolution des grandeurs sur plaque plane . . . . .	63
5.3	Étude de la propagation des incertitudes sur le calcul de la composante $u$ . . . . .	68
5.4	Valeurs calculées à l'abscisse du fil situé à 0,26 m du bord d'attaque . . . . .	75
5.5	Incertitudes de répétabilité sur les mesures et les calculs de différents paramètres pour $U_e = 9,2m.s^{-1}$ . . . . .	86
6.1	Résultats du calcul numérique Monte-Carlo avec 5000 tirages : pour chaque paramètre $\mathcal{P}$ , la moyenne $\overline{\mathcal{P}}$ , l'écart-type $\sigma_{\mathcal{P}}$ correspondant et l'intervalle de confiance à 95% $I_{\overline{\mathcal{P}}}$ de la moyenne . . . . .	110
6.2	Résultats du calcul numérique Monte-Carlo avec 5000 tirages : covariances des quatre constantes d'étalonnage . . . . .	110
6.3	Ordres de grandeur des termes des expressions (6.7), (6.10) et (6.12) . . . . .	111
6.4	Moyennes stationnaires de la température du cuivre et de la température en veine d'essai . . . . .	119
6.5	Incertitudes de mesure, de répétabilité et totales des mesures par thermocouples . . . . .	119
7.1	Les différents solveurs de CEDRE . . . . .	135
8.1	Les différents pas de temps utilisés pour l'accélération . . . . .	157
9.1	Caractéristiques des maillages ( $\delta x$ : taille de maille dans le sens de l'écoulement ; $\delta y^1$ : taille de la première maille à la paroi dans le fluide ; $N_c$ : nombre de cellules) . . . . .	167
9.2	Particularité des conditions aux limites imposées aux domaines fluide et solide . . . . .	167
9.3	Valeur de l'énergie échangée durant les simulations de l'accélération de l'air (10s) . . . . .	179
9.4	Valeur de l'énergie échangée durant les simulations de stabilisation thermique (700s) . . . . .	182
A.1	Mesures et résultats de l'étalonnage de la caméra infrarouge MWIR . . . . .	200



# Bibliographie

- [1] AIAA. Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1998.
- [2] D. Arnal, J.C. Juillen, et M. Olive. Etude expérimentale du déclenchement de la transition par rugosités en écoulement uniforme incompressible. *Rapport technique ONERA OA n 4/5018*, 1979.
- [3] B. Baqué, M.-P. Errera, A. Roos, et M. Rebay. Procédure de couplage convection-conduction et validation expérimentale du transitoire thermique dans un matériau. *Congrès Français de Thermique (pp. 445-450)*, Vannes, 2009.
- [4] R. Benay, B. Chanetz, et J. Détery. Code verification/validation with respect to experimental data bank. *Aerospace Science and Technology*, 2003.
- [5] S. Chemin. *Étude des interactions thermiques fluide-structure par un couplage de codes de calcul*. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2006.
- [6] K.D. Cole. Conjugate heat transfer from a small heated strip. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1997.
- [7] D.E. Coles. The turbulent boundary layer in a compressibles fluid. *R-403-PR*, 1962.
- [8] J. Cousteix. *Couches limites laminaires*. Editions Cepadues, 1989.
- [9] J. Cousteix. *Turbulence et couches limites*. Editions Cepadues, 1989.
- [10] M.K. Das et P.S. Ghoshdastidar. Experimental validation od a quasi three-dimensional conjugate heat transfer model for the metering section of a single-screw plasticating extruder. *Journal of Materials Processing Technology*, 2002.
- [11] E. Divouron. *Étude du couplage fluide/solide en conditions transitoires dans une cavité nacelle de turboréacteur en vue de la validation d'un code de calcul*. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2009.
- [12] D. Donjat, P. Reulet, E. Laroche, J. Gressier, et P. Millan. Thermal response analysis for transient jet impingements in confined crossflow. *The 19th International Symposium on Transport Phenomena, 17-20 August, Reykjavik, Iceland*, 2008.

- [13] D. Dutoya. Modélisation de la turbulence au voisinage des parois : étude numérique des performances des différents modèles. *Technical Report RT ONERA 48/3473 EY*.
- [14] L.P. Erm et P.N. Joubert. Low reynolds number turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, 1991.
- [15] F. Feyel. Some new techniques regarding the parallelisation of zebulon, an object oriented finite element code for structural mechanics. *Mathematical Modelling and Numerical Analysis*, 2002.
- [16] N. Forestier, P. Geffroy, et L. Jacquin. Évaluation de moyenne de phase dans un écoulement au dessus d'une cavité résonnante. *Congrès francophone de vélocimétrie laser (pp. C4.1-C4.8), Saint-Louis, 22 - 25 septembre, 1998*.
- [17] J.-D. Garaud. *Développement de méthodes de couplage aéro-thermo-mécanique pour la prédiction d'instabilités dans les structures aérospatiales chaudes*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2008.
- [18] S. Glockner. *Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 2000.
- [19] J. Gosse. Analyse simplifiée du couplage conduction-convection pour un écoulement de couche limite laminaire sur une plaque plane. *Revue Générale de Thermique*, 1980.
- [20] A. Hegab, T.L. Jackson, J. Buckmaster, et D.S. Stewart. Nonsteady burning of periodic sandwich propellants with complet coupling between the solid and gas phases. *Combustion and Flame*, 2001.
- [21] A. Heselhaus et D.T. Vogel. Numerical simulations of turbine blades cooling with respect to blade heat conduction and inlet temperature profiles. *AIAA Paper*, 1995.
- [22] G.D. Huffman et P. Bradshaw. A note on von karman's constant in low reynolds number turbulent flow. *J. Fluid Mech*, 1972.
- [23] L.D. Hylton, M.S. Mihelc, E.R. Turner, D.A. Nealy, et R.F. York. Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface of turbine vanes. *NASA CR*, 1983.
- [24] C. R. Illingworth. Unsteady laminar flow of gas near an infinite flat plate. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1950.
- [25] JCGM Working Group 1. *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. International Organization for Standardization, Geneva, 1st ed. edition, 2008.
- [26] Gh. Juncu. Unsteady conjugated forced convection heat/mass transfer from a finite flat plate. *International journal of thermal sciences*, 2007.
- [27] K.-H. Kao et M.-S. Liou. Application of chimera/unstructured hybrid grids for conjugate heat transfer. *AIAA Journal*, 1997.

- 
- [28] H. Li et A.J. Kassab. Numerical prediction of fluid flow and heat transfer in turbine blades with internal cooling. *AIAA Paper*, 1994.
- [29] A.V. Luikov, V.A. Aleksashenko, et A.A. Aleksashenko. Analytical methods of solution of conjugated problems in convective heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1971.
- [30] A.V. Luikov. Conjugate convective heat transfer problems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1974.
- [31] W.T. Jr. Mayo, M.T. Shay, et S. Ritter. The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a laser velocimeter. *USAF Arnold Engineering Development Center Report No. AEDC-TR-74-53*, 1974.
- [32] F. Micheli, M. Lavieille, et P. Millan. Assa, un outil de référence pour le traitement du signal en vélocimétrie laser. *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse, 19 - 22 septembre*, 2006.
- [33] F. Micheli et M.Lavieille. Calculs d'incertitudes combinées en vélocimétrie laser à franges. *Congrès Francophone de Technique Laser, Futuroscope, 16-19 septembre*, 2008.
- [34] A. Montenay. *Analyse numérique de l'aérothermique d'aubage et de cavité de turboréacteur*. Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000.
- [35] N. Nitin et M.V. Karwe. Numerical simulation and experimental investigation of conjugate heat transfer between a turbulent hot air jet impinging on a cookie-shaped object. *Food Engineering and Physical Properties*, 2004.
- [36] L.H. Norris et W.C. Reynolds. Turbulent channel flow with a moving wavy boundary. *Technical report, Department of Mechanical Engineering Stanford University*.
- [37] W.L. Oberkampf et T.G. Trucano. Verification and validation in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002.
- [38] G.L. Oliveira, L.C.C. Santos, L.G. Trapp, et O. Almeida. Conjugate heat transfer methodology for aircraft pylon analysis. *AIAA Paper*, 2003.
- [39] D. Pajani. *Mesure par thermographie infrarouge*. ADD Editeur, 1989.
- [40] P.-Y. Passaggia. Étude et validation des interactions thermiques fluide-structure de la chaîne cedre. *Rapport de Stage ONERA, DSNA-MSDH*, 2008.
- [41] T.L. Perelman. On the conjugated problems of heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1961.
- [42] A. Pozzi, E. Bassano, et L. de Socio. Coupling of conduction and forced convection past an impulsively started infinite plane. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001.

- [43] A. Pozzi, G. Quaranta, et R. Tognaccini. A self-similar unsteady flow with conjugated heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005.
- [44] A. Pozzi et M. Lupo. The coupling of conduction with laminar natural convection along a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1988.
- [45] A. Pozzi et M. Lupo. The coupling of conduction with forced convection in plane duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1989.
- [46] A. Pozzi et M. Lupo. The coupling of conduction with forced convection over a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1989.
- [47] A. Pozzi et R. Tognaccini. Coupling of conduction and convection past an impulsively started semi-infinite flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001.
- [48] A. Pozzi et R. Tognaccini. Symmetrical impulsive thermo-fluid dynamic field along a thick plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001.
- [49] A. Pozzi et R. Tognaccini. On the thermal field in the impulsive rayleigh flow. *Physics of Fluids*, 2004.
- [50] A. Pozzi et R. Tognaccini. Time singularities in conjugated thermo-fluid-dynamic phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005.
- [51] J.H. Preston. The minimum reynolds number for a turbulent boundary layer and the selection of a transition device. *J. Fluid Mech*, 1958.
- [52] L.P. Purtell et P.S. Klebanoff. Turbulent boundary layer at low reynolds number. *Phys. Fluids*, 1981.
- [53] E. Radenac. *Développement et validation d'une méthode numérique pour le couplage fluide/structure en aérothermique instationnaire*. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2000.
- [54] C.P. Rahaim, R.J. Cavalleri, et J.G. McCarthy. Computational code for conjugate heat transfer problems : an experimental validation effort. *AIAA Paper (pp. 97-2487)*, 1997.
- [55] A. Ramond. *Traitement des signaux fournis par un vélocimètre laser. Application à la caractérisation d'écoulements turbulents*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2000.
- [56] <http://innovation.edf.com/recherche-et-communaut-scienifique/logiciels>. *Internet*.
- [57] D. Scherrer et F. Vuillot. Msd applications. *First ONERA-DLR Aerospace Symposium*, 1999.
- [58] D.L. Sondak et D.J. Dorney. Simulation of coupled unsteady flow and heat conduction in turbine stage. *Journal of Propulsion and Power*, 2000.

- 
- [59] <http://typhon.sourceforge.net/spip/>. *Internet*.
- [60] E. Urip, S.L. Yang, et O. Arici. Conjugate heat transfer for internal combustion engine application using kiva code. *International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting*, 2005.
- [61] R. Verzicco. Effects of nonperfect thermal sources in turbulent thermal convection. *Physics of Fluids*, 2004.
- [62] M. Vynnycky, S. Kimura, K. Kanev, et I. Pop. Forced convection heat transfer from a flate plate : the conjugate problem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1998.
- [63] S. Wallin et A. V. Johansson. An explicit algebraic reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 2000.
- [64] Q. Wang, E.C. Mathias, J.R. Heman, et C.W. Smith. Gasdynamics and heat transfer modeling in rocket joint. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2001.
- [65] D.C. Wilcox. *Turbulence Modelling for CFD*. La Canada, CA, 1993.
- [66] A. Zebib et Y.K. Wo. A two-dimensional conjugate heat transfer model for forced air cooling of an electronic device. *ASME Journal of Electronic Packaging*, 1989.
- [67] Z. Zhang, K. Eisele, et F. Hirt. The influence of phase-averaging window size on the determination of tubulence quantities in unsteady turbulent flows. *Experiments in Fluids*, 1997.

## **Validation expérimentale d'un couplage numérique de codes en aérothermique instationnaire**

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet de recherche fédérateur COCOMAT (COuplage de COdes de calcul en Mécanique et Aéro-Thermique) mis en place au sein de l'ONERA. L'objectif est de construire une base de données expérimentale dédiée à la validation de méthodes de couplage de codes numériques en aérothermique instationnaire. La configuration considérée est le refroidissement par convection forcée turbulente d'une plaque plane dont la température en face arrière est imposée de manière constante et uniforme. L'instationnarité du problème réside dans l'écoulement de l'air qui est accéléré entre deux valeurs paliers. Les mesures concernent la couche limite dynamique de l'écoulement ainsi que la température en face avant de la plaque chauffée. Cette base de données est ensuite exploitée pour établir une confrontation avec des résultats numériques issus du couplage des codes CHARME et ACACIA de la plateforme de calcul CEDRE.

*Mots clés* : Couplage aérothermique, instationnaire, transferts de chaleur conjugués, convection forcée turbulente, validation expérimentale.

## **Experimental Validation of a Coupling of Codes of an Aerothermal Unsteady Case**

This thesis is a part of the federal project of research COCOMAT (Coupling of Codes of Mechanics and Aerothermics) carried out at ONERA. The aim is to realize an experimental database in order to validate methods of coupling on aerothermal unsteady cases. The studied case is the cooling by forced turbulent convection on the upper face of a flat plate while its bottom face is maintained at constant and uniform temperature. The unsteadiness is performed by changing the velocity of the air which linearly increases between two stages values. The measurements include the dynamic boundary layer of the air and the upper face temperature of the heated flat plate. This database is then used to compare experimental and numerical results obtained with the coupling of codes CHARME and ACACIA realized at ONERA.

*Keywords* : Aerothermal coupling, unsteady, conjugated heat transfer, turbulent forced convection, experimental validation.