

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE .....	5
1.1 Méthodes optiques .....	5
1.1.1 Anémométrie par Laser Doppler (LDA) .....	6
1.1.1.1 Principe de mesure.....	6
1.1.1.2 Mesures de Patrick (1987).....	8
1.1.1.3 Discussion.....	10
1.1.2 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) .....	11
1.1.2.1 Principe de mesure.....	11
1.1.2.2 PIV résolu en temps (TR-PIV).....	13
1.1.2.3 PIV stéréoscopique (SPIV).....	15
1.1.2.4 Discussion.....	15
1.2 Méthodes manométriques .....	17
1.2.1 Coefficient de pression statique .....	17
1.2.2 Mesures de pression instationnaire .....	19
1.2.3 Mesures d'intermittence.....	20
1.2.4 Discussion.....	22
1.3 Méthodes thermiques .....	22
1.3.1 Capteurs de type «Thermal Tuft» .....	23
1.3.2 Capteurs à deux éléments couplés .....	26
1.3.3 Capteurs à deux éléments séparés .....	28
1.3.4 Capteur de type «Pulsed-wire» .....	29
1.3.5 Discussion.....	32
1.4 Conclusion .....	33
CHAPITRE 2 CONCEPTION .....	35
2.1 Choix des éléments actifs.....	35
2.1.1 Fils latéraux .....	36
2.1.1.1 Matériau .....	36
2.1.1.2 Géométrie .....	38
2.1.1.3 Courant d'alimentation .....	38
2.1.2 Fil central .....	39
2.1.2.1 Matériau .....	39
2.1.2.2 Géométrie .....	40
2.1.2.3 Courant d'alimentation .....	42
2.1.3 Espacement des fils .....	43
2.1.4 Bilan.....	45
2.2 Conception du socle .....	46

2.2.1	Aiguilles.....	46
2.2.2	Lamelle.....	47
2.2.3	Bouchon.....	47
2.2.4	Coulisseau.....	48
2.3	Conditionnement du signal .....	49
2.3.1	Double-pont.....	50
2.3.2	Circuit de Eaton <i>et al.</i> (1979) .....	50
2.3.3	Circuit modifié .....	52
<b>CHAPITRE 3 FABRICATION.....</b>		<b>55</b>
3.1	Préparation du socle .....	55
3.1.1	Usinage.....	55
3.1.2	Montage des aiguilles .....	56
3.2	Soudure des fils .....	58
3.2.1	Fil de Nichrome.....	58
3.2.2	Fils de Tungstène .....	59
3.2.3	Déplacement du coulisseau .....	61
3.3	Montage des circuits .....	63
3.3.1	Double-pont.....	63
3.3.2	Circuit imprimé .....	63
<b>CHAPITRE 4 VALIDATION .....</b>		<b>65</b>
4.1	Caractérisation du capteur dans un résonateur acoustique .....	65
4.1.1	Dispositif expérimental.....	65
4.1.1.1	Résonateur .....	65
4.1.1.2	Pression de référence .....	67
4.1.1.3	Vitesse de référence .....	67
4.1.1.4	Montage expérimental .....	68
4.1.2	Méthodologie .....	69
4.1.2.1	Protocole de mesure .....	69
4.1.2.2	Traitement des données.....	70
4.1.2.3	Plan d'expérience .....	72
4.1.3	Résultats.....	72
4.1.3.1	Cas de référence .....	72
4.1.3.2	Influence du courant d'alimentation .....	75
4.1.3.3	Influence du niveau de pression acoustique .....	76
4.1.3.4	Influence de l'orientation du capteur .....	78
4.1.3.5	Vérification de la symétrie .....	80
4.1.4	Conclusion .....	80
4.2	Validation du circuit conditionneur sur pot vibrant .....	82
4.2.1	Méthodologie .....	83
4.2.1.1	Montage expérimental .....	83
4.2.1.2	Contrôle du pot vibrant .....	83
4.2.1.3	Protocole expérimental .....	85

4.2.1.4	Traitement des données.....	86
4.2.2	Résultats.....	87
4.2.2.1	Réglage du zéro .....	87
4.2.2.2	Comportement du pont .....	88
4.2.2.3	Signaux de sortie.....	90
4.2.2.4	Analyse.....	90
4.2.3	Conclusion .....	93
 CHAPITRE 5 APPLICATION .....		95
5.1	Présentation de l'écoulement.....	95
5.2	Méthodologie .....	97
5.3	Résultats .....	98
5.3.1	Équilibrage du circuit.....	98
5.3.2	Convergence et répétabilité .....	99
5.3.3	Distributions de $\gamma$ et $f_c$ .....	100
5.4	Analyse .....	104
5.4.1	Comparaison à la visualisation par film d'huile.....	104
5.4.2	Comparaison aux résultats de Patrick (1987) .....	105
5.4.3	Aspects dynamiques .....	106
 CONCLUSION.....		109
ANNEXE I	INVESTIGATIONS FUTURES .....	111
ANNEXE II	PROTOCOLES DE SOUDURE DES ÉLÉMENTS ACTIFS .....	113
ANNEXE III	VALIDATION DU DIMENSIONNEMENT DU FIL CENTRAL .....	119
ANNEXE IV	SOUFFLERIE À DÉCOLLEMENT DE COUCHE LIMITE DU TFT.	121
 BIBLIOGRAPHIE .....		123



## LISTE DES TABLEAUX

	Page	
Tableau 1.1	Paramètres de fonctionnement du LDA utilisé par Patrick (1987) .....	8
Tableau 1.2	Paramètres de fonctionnement du PIV utilisé par Angele et Muhammad-Klingmann (2006).....	12
Tableau 1.3	Principales caractéristiques du capteur à deux fils de Buder <i>et al.</i> (2008)	28
Tableau 2.1	Paramètres de conception des éléments actifs .....	35
Tableau 2.2	Propriétés des fils latéraux utilisés dans la littérature Source : Comte-Bellot <i>et al.</i> (2007) .....	37
Tableau 2.3	Dimensions des fils latéraux utilisés dans la littérature. ....	38
Tableau 2.4	Propriétés des fils chauffants utilisés dans la littérature. ....	40
Tableau 2.5	Caractéristiques des fils chauffants utilisés dans la littérature.....	41
Tableau 2.6	Espacements et angles limites des capteurs utilisés dans la littérature....	45
Tableau 2.7	Bilan de conception des éléments actifs.....	45
Tableau 4.1	Grandeurs mesurées dans l'expérience du résonateur acoustique.....	70
Tableau 4.2	Niveaux des signaux rencontrés dans le résonateur.....	73
Tableau 4.3	Résultats de $\gamma$ selon le courant d'alimentation du fil central .....	75
Tableau 4.4	Résultats de $\gamma$ selon le niveau de pression acoustique .....	77
Tableau 4.5	Résultats de $\gamma$ selon l'orientation du capteur.....	79
Tableau 4.6	Grandeurs mesurées dans l'expérience du pot vibrant.....	85
Tableau 4.7	Critères pour le calcul de $\gamma$ .....	86
Tableau 4.8	Résultats du calcul de $\gamma$ exprimé en pourcent.....	90
Tableau 5.1	Épaisseurs de couche limite des profils de la Figure 5.2 .....	97
Tableau 5.2	Résultats de l'étude de répétabilité basée sur 10 mesures successives à la station X25_Z0.....	100



## LISTE DES FIGURES

	Page	
Figure 0.1	(a) Principe de décollement et recollement de la couche limite sur un profil aérodynamique. (b) Probabilité que l'écoulement instantané au voisinage de la paroi soit dirigé vers l'aval .....	2
Figure 0.2	Schéma de principe de la soufflerie à décollement de couche limite du TFT. Tirée de Pioton (2012) .....	4
Figure 1.1	Figure d'interférence et signal reçu par un LDA Tirée de Joss <i>et al.</i> (2003). 7	
Figure 1.2	Détermination du sens de l'écoulement ( <i>frequency shifted LDA</i> ) Tirée de Joss <i>et al.</i> (2003) .....	7
Figure 1.3	Champ de vitesse moyen déterminé par LDA Tirée de Patrick (1987).....	9
Figure 1.4	Distribution de $\gamma$ dans le plan médian, à $y = 1mm$ de la paroi Tirée de Patrick (1987) .....	10
Figure 1.5	Principe de fonctionnement de la PIV Tirée de Seika-Corp. (2010) .....	12
Figure 1.6	Distribution spatiale de la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est à retour ( $\chi$ ) dans la zone de recollement (a) et superposition de $\chi$ avec la vitesse axiale normalisée pour $y/H = 0.08$ (b) Tirée de Shi <i>et al.</i> (2010) .....	14
Figure 1.7	Vue du dessus (a) et de côté (b) du montage expérimental du TR-SPIV utilisé par Hartmann <i>et al.</i> (2010) Tirée de Hartmann <i>et al.</i> (2010) .....	16
Figure 1.8	Évolution du coefficient de gradient de pression statique ( $C_p$ ) le long du canal d'essai de la soufflerie du TFT pour une vitesse de référence de $U_0 = 30m/s$ Tirée de Pioton (2012).....	18
Figure 1.9	Spectre de puissance de la pression pariétale fluctuante à $x/x_R = 0.2$ . Tirée de Kiya et Sasaki (1983) .....	20
Figure 1.10	Principe du capteur «Fence Probe» Tirée de Sandborn et Seong (2012)....	21
Figure 1.11	«Thermal Tuft» Tirée de Eaton <i>et al.</i> (1979) .....	24
Figure 1.12	Évolution de $\gamma(\%)$ dans la zone de recollement après une marche descendante Tirée de Eaton <i>et al.</i> (1979) .....	24

Figure 1.13	Amélioration du «Thermal Tuft» pour la prise en compte de l’intermittence dans la direction transversale Tirée de Shivaprasad et Simpson (1982) .....	25
Figure 1.14	Accéléromètre thermique de type «Thermal Tuft» basé sur la technologie CMOS Tirée de Latorre <i>et al.</i> (2006).....	26
Figure 1.15	(a) Schéma du capteur à deux fils et (b) Évolution de $\gamma(\%)$ dans la zone de recollement après une marche descendante à $Re_H = 5100$ Tirée de Spazzini <i>et al.</i> (1999) .....	27
Figure 1.16	Vue de dessus du micro-capteur à deux fils Tirée de Buder <i>et al.</i> (2008) ...	27
Figure 1.17	Sonde «Split Film» Tirée de Thermo-Systems-Inc. (1980).....	29
Figure 1.18	Distribution de la fraction de temps pendant laquelle l’écoulement est à retour ( $I_r = \chi = 1 - \gamma$ ) dans le plan médian de la plaque à bord épais Tirée de Kiya et Sasaki (1983) .....	30
Figure 1.19	«Pusled Wall Probe» Tirée de Westphal <i>et al.</i> (1981).....	31
Figure 1.20	Signaux pris simultanément à $x/H = 6$ et $x/H = 8$ après une marche descendante Tirée de Eaton et Johnston (1982) .....	32
Figure 2.1	Définition des paramètres de conception des éléments actifs .....	36
Figure 2.2	Définitions de (a) l’angle d’incidence par rapport à l’écoulement, (b) l’angle limite et (c) l’angle critique .....	44
Figure 2.3	Vue détaillée du socle.....	46
Figure 2.4	Vue éclatée du socle .....	47
Figure 2.5	Montage du bouchon sur la plaque d’essai .....	48
Figure 2.6	Positions du coulisseau (a) pour la soudure et (b) pour la mesure .....	49
Figure 2.7	Schéma du double pont $R_1 = R_2 = 2213.4\Omega$ ; $V_+ = 6.5V$ .....	50
Figure 2.8	Schéma du circuit de Eaton <i>et al.</i> (1979) $V_+ = 15V$ ; $V_- = -15V$ ; $V_{REF} = 5V$ . Tirée de Eaton <i>et al.</i> (1979).....	51
Figure 2.9	Schéma du circuit de conditionnement .....	52
Figure 2.10	Découplage capacitif de l’alimentation. ....	53

Figure 3.1	Préparation des aiguilles .....	56
Figure 3.2	Socle après insertion des aiguilles .....	56
Figure 3.3	Montage du socle dans l'embase .....	57
Figure 3.4	Socle prêt pour la soudure des fils .....	57
Figure 3.5	Montage de soudure du fil central.....	59
Figure 3.6	Montage de soudure des fils latéraux .....	60
Figure 3.7	Schéma du support du fil de tungstène.....	61
Figure 3.8	Translation du coulisseau .....	62
Figure 3.9	Photographie du montage double-pont .....	63
Figure 3.10	Photographie du montage circuit imprimé conditionneur.....	64
Figure 4.1	Schéma du résonateur acoustique ; $u(x)$ et $p_{ac}(x)$ représentent respectivement les enveloppes de forme des champs de vitesse et pression acoustique .....	66
Figure 4.2	Montage du capteur dans le résonateur acoustique.....	68
Figure 4.3	Disposition du capteur dans le résonateur (a) par défaut et (b) après rotation d'un angle $\theta$ .....	69
Figure 4.4	Représentation simplifiée du sillage chaud généré par le fil central .....	71
Figure 4.5	Cas de référence : $f_c = 192.49\text{Hz}$ ; $I_c = 0.8A$ ; $P_{ac} = 1023\text{Pa}$ ; $\theta = 0$ .....	73
Figure 4.6	Influence du courant d'alimentation du fil central.....	75
Figure 4.7	Influence du niveau de pression acoustique .....	77
Figure 4.8	Influence de l'orientation du capteur.....	79
Figure 4.9	Caractérisation de la symétrie .....	81
Figure 4.10	Montage du prototype sur pot vibrant .....	82
Figure 4.11	Calcul de la vitesse du pot vibrant .....	84
Figure 4.12	Mesure de référence sur pot vibrant .....	88

Figure 4.13	Signaux issus du Double-Pont et du circuit conditionneur .....	89
Figure 4.14	Mesure sur pot vibrant : sens S1 .....	91
Figure 4.15	Mesure sur pot vibrant : sens S2 .....	92
Figure 5.1	Repère associé à la surface d'essai du TFT .....	95
Figure 5.2	Profils de couche limite en amont du décollement .....	96
Figure 5.3	Comparaison des signaux de la sortie digitale du conditionneur lors de l'équilibrage (haut) et pendant une mesure (bas).....	99
Figure 5.4	Distribution de $\gamma$ au sein de la bulle de séparation. <i>Les courbes d'interpolation ne sont tracées que pour faciliter la lecture</i> .....	101
Figure 5.5	Distribution de $f_c$ au sein de la bulle de séparation. <i>Les courbes d'interpolation ne sont tracées que pour faciliter la lecture</i> .....	102
Figure 5.6	Résultats obtenus pour la ligne médiane (Z=0).....	103
Figure 5.7	Superposition des courbes $iso - \gamma$ au film d'huile obtenu pour $U_0 = 25m/s$ .....	104
Figure 5.8	Comparaison des résultats à ceux obtenus par Patrick (1987) par LDA ..	106

## **LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES**

<i>AO</i>	Amplificateur opérationnel
<i>APG</i>	Gradient de Pression Adverse
<i>CTA</i>	Anémomètre à Température Constante
<i>FPG</i>	Gradient de Pression Favorable
<i>LDA</i>	Anémométrie par Laser Doppler
<i>PIV</i>	Vélocimétrie par Images de Particules
<i>POM</i>	Polyoxyméthylène
<i>PVC</i>	Polychlorure de Vinyle
<i>PWP</i>	«Pulsed-Wall-Probe»
<i>SF</i>	«Split Film»
<i>SPIV</i>	Appareil PIV stéréoscopique
<i>TFT</i>	Laboratoire ThermoFluide pour le Transport
<i>TR – PIV</i>	Appareil PIV stéréoscopique résolu en temps
<i>TT</i>	«Thermal Tuft»
<i>ZPG</i>	Gradient de Pression Nul



## LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

### SYMBOLES

$c_0$	Célérité dans l'air
$C_p$	Coefficient de pression statique
$C_{spot}$	Capacité du condensateur de soudure
$d$	Diamètre d'un fil
$d_a$	Diamètre des aiguilles
$d_c$	Diamètre du fil central
$d_t$	Diamètre des fils latéraux
(D)	Point de décollement
(D')	Point de décollement instantané
$D_{out}$	Sortie numérique du circuit de conditionnement
$E_{spot}$	Énergie de soudure
$f_c$	Fréquence d'intermittence
$f_s$	Fréquence du modulateur acousto-optique
$f_0$	Fréquence nominale du résonateur
$F_s$	Fréquence d'échantillonnage
$F_1$	Fil n.1
$F_2$	Fil n.2
$h$	Hauteur du plan formé par les trois fils

$H$	Hauteur de la marche descendante
$I_c$	Courant d'alimentation du fil central
$I_{c,max}$	Courant d'alimentation maximal du fil central
$(ID)$	Point de décollement naissant
$I_t$	Courant d'alimentation des fils latéraux
$I_{t,max}$	Courant d'alimentation maximal des fils latéraux
$(ITD)$	Point de décollement intermittent transitoire
$k_c$	conductivité thermique du fil central
$l$	Longueur d'un fil
$l_c$	Longueur du fil central
$L_{res}$	Longueur du résonateur
$l_t$	Longueur des fils latéraux
$N_s$	Nombre d'échantillons
$P$	Pression statique
$p_{ac}$	Pression acoustique
$P_{ac}$	Pression acoustique maximale
$Pe$	Puissance électrique
$Pe'$	Puissance électrique par unité de longueur
$p_0$	Pression acoustique de référence
$P_0$	Pression statique de référence

$P_1$	Particule de fluide limite du côté de $F_1$
$P_2$	Particule de fluide limite du côté de $F_2$
$q_0$	Pression dynamique de référence
$r_e$	Résistivité électrique
$Re$	Nombre de Reynolds
$Re/m$	Nombre de Reynolds unitaire
$R_0$	Résistance d'un fil à la température $T_0$
$(R)$	Point de recollement
$(R')$	Point de recollement instantané
$R_{t1}$	Résistance du Fil n.1
$R_{t1,0}$	Résistance du Fil n.1 à température ambiante
$R_{t2}$	Résistance du Fil n.2
$R_{t2,0}$	Résistance du Fil n.2 à température ambiante
$R_{12}$	Histogramme basé sur $V_{12}^*$
$RV1$	Potentiomètre d'équilibrage du pont de Wheatstone
$RV2$	Potentiomètre fin de réglage de l'offset de l'AO
$RV3$	Potentiomètre grossier de réglage de l'offset de l'AO
$R_w$	Résistance d'un fil
$St_x$	Nombre de Strouhal basé sur $x$
$t$	Variable temps

$T_0$	Température de référence
$T_a$	Température ambiante
$T_{acq}$	Temps total d'acquisition
$T_f$	Température de film
$T_w$	Température d'un fil
$u_{ac}$	Vitesse acoustique
$u_0$	Vitesse acoustique de référence
$U$	Composante axiale de la vitesse
$U_{ac}$	Vitesse acoustique maximale
$U_0$	Vitesse de référence
$\bar{U}$	Moyenne temporelle de $U$
$V$	Composante transversale de la vitesse
$\bar{V}$	Moyenne temporelle de $V$
$V_c$	Tension aux bornes du fil central
$V_{in}$	Tension aux bornes du pont de Wheatstone
$V_{in,0}$	Tension d'offset du pont de Wheatstone
$V_{in}^*$	$V_{in} - V_{in}^*$
$V_{micro}$	Tension délivrée par le microphone
$V_{out}$	Tension de sortie du circuit conditionneur
$V_{out}^{threshold}$	Moyenne des tensions de commutation

$V_s$	Vitesse du réseau de franges du LDA
$V_{spot}$	Tension de soudure
$V_0$	Tension aux bornes du fil central
$V_1$	Tension aux bornes du Fil n.1
$V_{1,0}$	Tension d'offset du Fil n.1
$V_1^*$	$V_1 - V_{1,0}$
$V_2$	Tension aux bornes du Fil n.2
$V_{2,0}$	Tension d'offset du Fil n.2
$V_2^*$	$V_2 - V_{2,0}$
$V_{12}$	$V_1 - V_2$
$V_{12}^*$	$V_1^* - V_2^*$
$V_+$	Tension d'alimentation du circuit conditionneur
$X$	Coordonnée longitudinale
$x_c$	Abscisse du capteur dans le résonateur
$x_m$	Abscisse du microphone dans le résonateur
$X_m$	Amplitude crête à crête de l'oscillation des particules dans le résonateur
$X_{DR}$	Longueur de la bulle de séparation
$x_R$	Longueur de recollement
$Y$	Coordonnée verticale
$Z$	Coordonnée transverse

## XXVIII

$\alpha$	Coefficient de température-résistance
$\gamma$	Fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est dirigé vers l'aval
$\gamma_{12}$	Valeur de $\gamma$ calculée à partir de $R_{12}$
$\gamma_0$	Valeur de $\gamma$ de référence
$\chi$	Fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est à retour
$\Delta x$	Espacement entre les fils
$\lambda$	Longueur d'onde
$\omega$	Fréquence angulaire
$\phi$	Déphasage angulaire
$\rho_0$	Densité de l'air à température ambiante
$\theta$	Angle d'incidence de l'écoulement
$\theta_c$	Angle critique
$\theta_l$	Angle limite

## UNITÉS DE MESURE

$A$	Ampère
$Hz$	Hertz
$J$	Joule
$K$	Degré Kelvin
$kHz$	Kilohertz
$m$	Mètre

$mA$	Miliampère
$min$	Minute
$mJ$	Millijoule
$mm$	Millimètre
$mV$	Millivolt
$m/s$	Mètre par seconde
$nV$	Nanovolt
$Pa$	Pascal
$s$	Seconde
$V$	Volt
$W$	Watt
$^\circ$	Degré
$^\circ C$	Degré Celsius
$\Omega$	Ohm
$\mu m$	Micromètre
$\mu s$	Microseconde
"	Pouce



## INTRODUCTION

### Mise en Contexte

Le contrôle du décollement des couches limites turbulentes joue un rôle primordial en aéronautique. Par exemple, le phénomène de séparation de la couche limite située sur l'extrados des ailes d'avions est à l'origine d'importantes pertes de portance et peut engendrer le phénomène de décrochage, cause de nombreux accidents. Afin d'améliorer la sécurité des aéronefs et d'augmenter leurs performances aéronautiques, il serait favorable de pouvoir prédire et contrôler la position du décollement selon les différentes phases de vol.

Si le processus de décollement d'une couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse est à ce jour bien assimilé en régime laminaire, sa compréhension dans le cas d'une couche limite turbulente reste toutefois très limitée. Simpson (1981) est le premier à proposer une terminologie rigoureuse pour décrire le décollement d'une couche limite turbulente bidimensionnelle. Ainsi on désignera par *décollement* (respectivement *recollement*) la zone où la couche limite quitte (respectivement rejoint) la paroi. Le terme de *bulle de séparation* est quand à lui utilisé pour décrire le processus complet de décollement, recirculation et recollement. Le principe d'une bulle de séparation susceptible de se former sur un profil aérodynamique est illustré sur la Figure 0.1(a).

L'autre apport majeur de Simpson (1981) est d'identifier le décollement non plus comme un point qui sépare l'écoulement principal de l'écoulement à retour mais comme une zone. En fait, à une position donnée dans cette zone, l'écoulement n'est à retour que pendant une fraction du temps. On parle alors d'écoulement *intermittent*. Dans le but de quantifier cette intermittence, Simpson (1981) introduit la grandeur  $\gamma$  définie comme la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement se fait dans le même sens que l'écoulement principal. Le long de la zone de décollement cette quantité passe continûment de 1 à 0 et inversement pour le recollement, comme illustré sur la Figure 0.1(b). Il propose alors de définir le *décollement naissant* (ID), le *décollement intermittent transitoire* (ITD) et le *décollement transitoire* (TD) comme les points correspondants à une valeur de  $\gamma$  de 0.99, 0.80 et 0.50 respectivement (Simpson,

1981, p.521). Le *point de décollement* (D) et le *point de recollement* (R) (respectivement le *point de décollement instantané* (D') et le *point de recollement instantané* (R')) sont définis comme les points où la contrainte de cisaillement moyenne (respectivement instantanée) à la paroi est nulle. Les données expérimentales existantes indiquent que les points (D) et (TD) sont confondus (Simpson, 1989, p.206). Ainsi, on peut obtenir une bonne approximation du point de décollement (D), et par analogie du point de recollement (R), en les assimilant aux points où la moitié de l'écoulement au voisinage de la paroi se fait dans le sens amont et l'autre moitié dans le sens aval ( $\gamma = 0.5$ ).

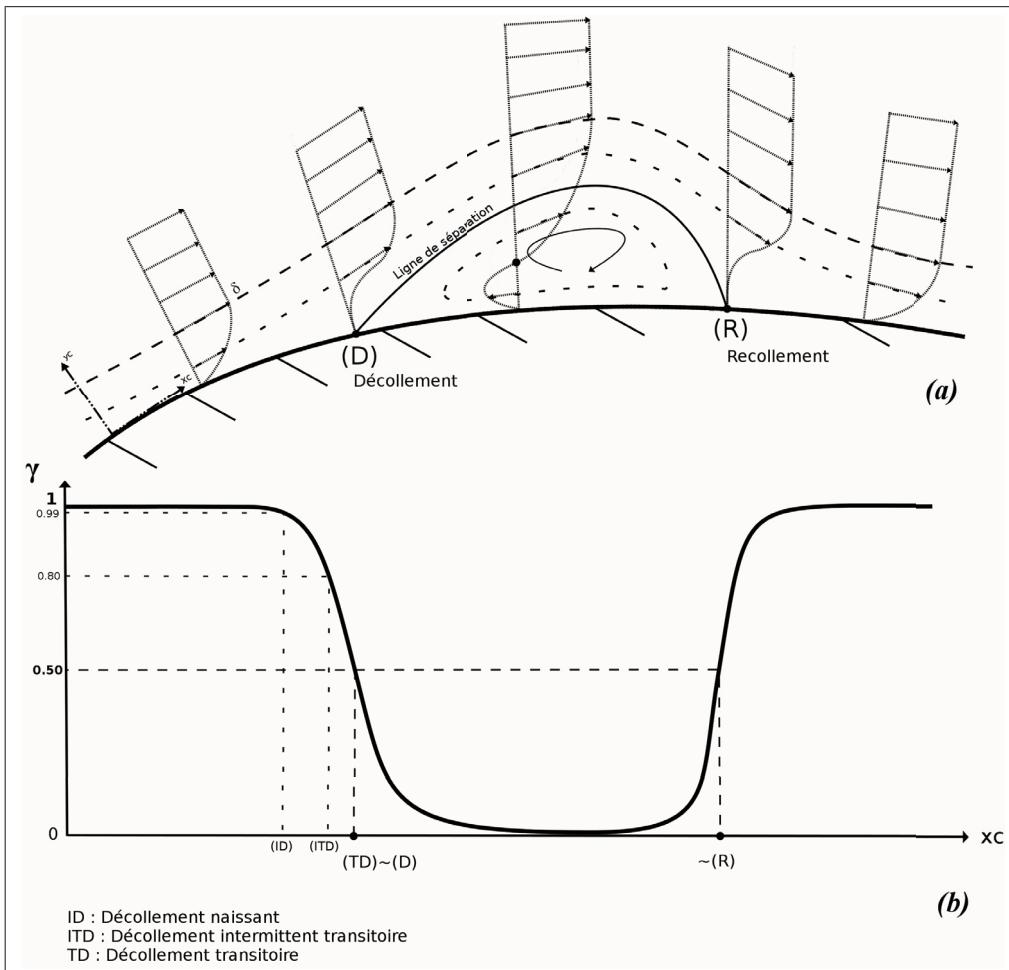


Figure 0.1 (a) Principe de décollement et recollement de la couche limite sur un profil aérodynamique. (b) Probabilité que l'écoulement instantané au voisinage de la paroi soit dirigé vers l'aval

Les échelles spatiales et temporelles associées aux structures d'écoulement qui régissent la bulle de séparation varient au cours du temps. De ce fait les points de décollement et de recollement instantanés ne sont pas fixes. À ce titre Eaton et Johnston (1982) pour une marche descendante puis Kiya et Sasaki (1983) pour une plaque plane à bord épais ont clairement mis en évidence un battement à basse fréquence associé au déplacement du point ( $R'$ ) au cours du temps. Cependant, ces deux configurations ont la singularité de figer géométriquement le point de décollement à l'extrémité de la marche ou de la plaque. Afin d'être plus fidèle au phénomène de décollement susceptible d'apparaître sur l'extrados d'une aile d'avion, Patrick (1987) utilise un montage expérimental permettant de créer une bulle de séparation sur plaque plane dont les points ( $D$ ) et ( $R$ ) restent libres. Néanmoins, bien qu'il ait effectué des mesures exhaustives d'intermittence au sein de la bulle par la technique d'Anémométrie par Laser Doppler (LDA), ce dernier n'étant pas résolu en temps, Patrick (1987) n'a pas pu apporter de résultats concernant les fréquences des grandes structures de l'écoulement. De leur côté, Kiya et Sasaki (1983) ont présenté la distribution de la fréquence d'intermittence  $f_c$ , définie comme la moitié de la fréquence à laquelle l'écoulement change de sens, dans le plan médian de la plaque plane à bord épais. Ils ont alors constaté que celle-ci était maximale au voisinage des lieux où  $\gamma = 0.50$  et ont pu associer cette fréquence au passage des structures tourbillonnaires cohérentes de large échelle.

## Problématique

C'est dans ce contexte qu'une soufflerie de recherche sur le décollement des couches limites a été mise en place au sein du laboratoire de thermofluide pour le transport (TFT). Son principe, similaire à celui du montage de Patrick (1987), est illustré sur la Figure 0.2. Des mesures par brins de laine ainsi que des visualisations par film d'huile effectuées par Pioton (2012) ont permis une caractérisation qualitative de l'écoulement. À ce stade, dans le but de caractériser quantitativement la bulle de séparation, il est primordial d'accéder aux distributions de  $\gamma$  et de  $f_c$  au voisinage la paroi. Or les instruments traditionnels comme le tube de Pitot ou l'anémomètre à fil chaud ne donnent pas accès au sens de la vitesse. Il est donc indispensable de mettre au point un capteur capable de mesurer la direction instantanée de l'écoulement.

De plus, l'obtention des caractéristiques dynamiques de la bulle de séparation, notamment sa taille instantanée et sa fréquence de battement, nécessite une corrélation spatiale entre différents signaux. Il serait donc intéressant de pouvoir disposer plusieurs capteurs le long de la bulle de séparation. De ce fait, il est essentiel que la fabrication du capteur soit peu coûteuse de manière à ce qu'il puisse être reproduit en suffisamment d'exemplaires.

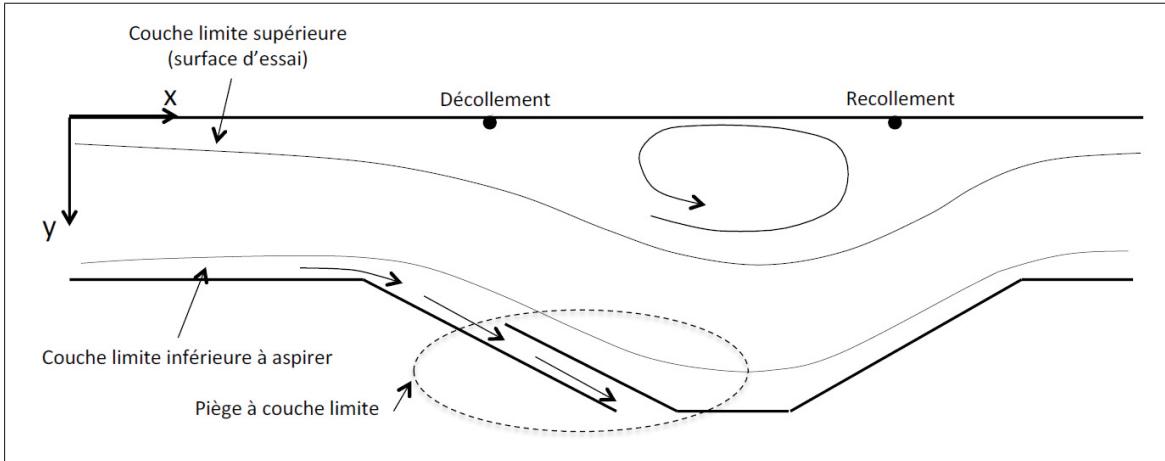


Figure 0.2 Schéma de principe de la soufflerie à décollement de couche limite du TFT.  
Tirée de Pioton (2012)

## Objectifs

L'objectif du projet consiste donc à concevoir un capteur peu onéreux capable de mesurer la direction instantanée de l'écoulement afin d'obtenir, au voisinage de la paroi coiffant la bulle de séparation, la répartition de probabilité que l'écoulement se fasse dans le sens aval  $\gamma$  et la fréquence d'intermittence  $f_c$ .

Dans un premier temps, une revue de la littérature existante permettra de déterminer le type de capteur le mieux adapté à notre étude. Ensuite nous développerons successivement la conception, la fabrication et la validation du capteur. Enfin la dernière partie de ce mémoire sera consacrée aux résultats obtenus dans la soufflerie à couche limite du TFT.

## CHAPITRE 1

### REVUE DE LITTÉRATURE

L'objectif de cette présente revue de littérature est de faire le tour des différentes méthodes et procédés de mesures qui ont été utilisés par le passé dans le cadre de l'étude du décollement d'une couche limite turbulente. Le but n'est pas tant de dérouler une liste exhaustive des différentes technologies de capteurs mais plutôt d'explorer les méthodes qui semblent adéquates à la poursuite de notre objectif principal : la mesure d'intermittence par l'intermédiaire de  $\gamma$  et  $f_c$ . On tâchera donc de ne pas se focaliser exclusivement sur l'instrument de mesure en soi mais de s'intéresser aux caractéristiques d'une bulle de séparation qui ont pu être mises en évidence durant plusieurs décennies d'investigation. L'état de l'art sur le décollement de la couche limite turbulente, que le point de décollement soit figé géométriquement ou non, est ici visité à travers trois grandes familles de méthodes de mesures : les méthodes optiques, manométriques et thermiques.

#### 1.1 Méthodes optiques

La manière la plus générale d'obtenir la direction de l'écoulement est de déterminer l'ensemble des composantes du vecteur vitesse. C'est justement ce qui est recherché par l'utilisation des procédés de mesure optiques. Les méthodes optiques sont des méthodes non intrusives basées sur le suivi de traceurs que l'on disperse dans l'écoulement. Ces traceurs doivent être suffisamment petits pour être sensibles aux fluctuations de vitesse et ainsi pouvoir suivre les retours de flux mais dans le même temps suffisamment grands pour pouvoir être détectés sensiblement par le système optique (Comte-Bellot *et al.*, 2007). Par soucis d'optimisation et de sécurité, le choix de particules de semence onéreuses nécessite dans la plupart des cas la mise en place d'une soufflerie d'essai à circuit fermé permettant le recyclage des particules. Deux grands types de méthodes optiques sont utilisés pour la détermination du champ de vitesse instantané : l'Anémométrie par Laser Doppler (LDA) et la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

### 1.1.1 Anémométrie par Laser Doppler (LDA)

#### 1.1.1.1 Principe de mesure

Le principe du LDA est basé sur l'effet *Doppler* selon lequel la fréquence d'une onde lumineuse incidente  $f$  est modifiée lorsqu'elle est dispersée par une particule en mouvement. En pratique, un faisceau Laser est séparé en deux rayons parallèles de même intensité à l'aide d'un miroir semi-réfléchissant. Ces deux faisceaux sont ensuite reconvergés pour obtenir une figure d'interférence qui constitue un volume de contrôle ellipsoïdal dont le grand axe est l'ordre de quelques millimètres (Dantec-Dynamics, 2013). Les franges d'interférences sont espacées d'une longueur :

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\theta/2)} \quad (1.1)$$

qui ne dépend que de la longueur d'onde  $\lambda$  du faisceau incident et de l'angle  $\theta$  formé par les deux rayons convergents (Zhang, 2010, p.31). Au passage d'une particule de semence au travers de la série de franges, le signal reçu par un photodétecteur contient alors des pics d'intensité séparés par un temps de :

$$t = \frac{d_f}{V} \quad (1.2)$$

où  $V$  est la vitesse du fluide perpendiculaire à la bissectrice formée par les deux faisceaux (Figure 1.1). La fréquence de modulation du signal, qui correspond à la fréquence de décalage par effet *Doppler*, est par conséquent proportionnelle à norme de la vitesse que l'on souhaite mesurer.

Cependant, il reste encore à résoudre l'ambiguïté du sens de la vitesse. Pour ce faire on fait varier la fréquence d'un des faisceaux incidents à la fréquence  $f_s$  à l'aide du modulateur acousto-optique («Bragg cell»). Les franges bougent alors à la vitesse :

$$V_s = f_s \cdot d_f \quad (1.3)$$

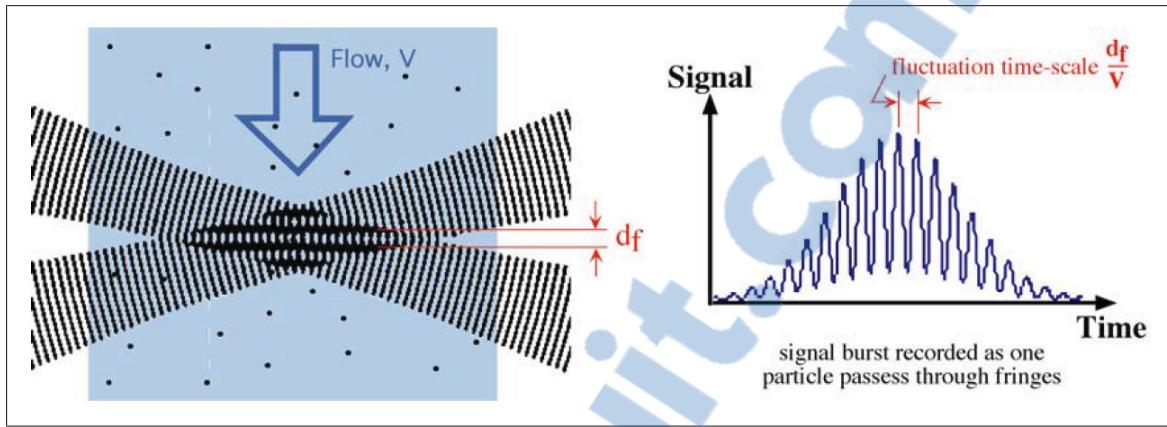


Figure 1.1 Figure d'interférence et signal reçu par un LDA  
Tirée de Joss *et al.* (2003)

et la fréquence du signal d'intensité lumineuse est donnée par :

$$f_d = \left| f_s + \frac{V}{d_f} \right| \quad (1.4)$$

Comme illustré sur la Figure 1.2, l'ambiguïté est donc levée pour  $V > V_s$ .

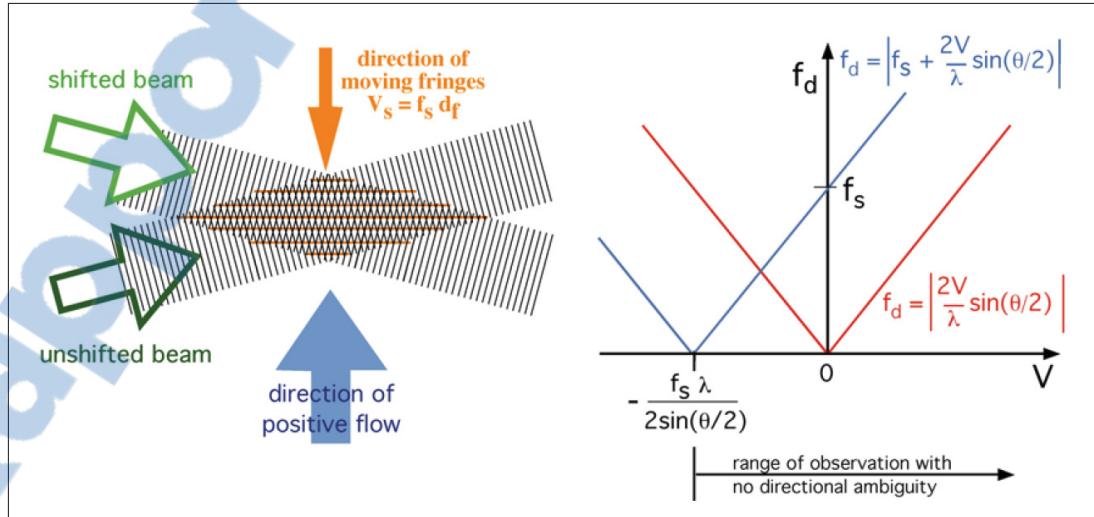


Figure 1.2 Détermination du sens de l'écoulement (*frequency shifted LDA*)  
Tirée de Joss *et al.* (2003)

Enfin si l'on souhaite effectuer une mesure 2D pour déterminer deux composantes de la vitesse il faut ajouter une paire de faisceaux pour former une seconde figure d'interférence perpendiculaire à la première.

### 1.1.1.2 Mesures de Patrick (1987)

Patrick (1987) utilise ce procédé de mesure pour déterminer successivement la composante axiale  $U$  et la composante transversale  $V$  de la vitesse au sein d'une bulle de séparation. Les paramètres de fonctionnement du LDA sont résumés dans le Tableau 1.1. La Figure 1.3 illustre le champ de vitesse moyen dans le plan médian de la section d'essai.

Tableau 1.1 Paramètres de fonctionnement du LDA utilisé par Patrick (1987)

Paramètre	Symbol	Valeur
ensemencement	—	$\varnothing 1\mu m \text{ } TiO_2$
Type de Laser	—	2W argon-ion
Longeur d'onde du Laser	$\lambda$	514.5 nm
Angle entre les deux faisceaux	$\theta$	9.8°
Espacement des franges	$d_f$	3 $\mu m$
Grand axe du volume de contrôle	$l_m$	1.6 mm
Petit axe du volume de contrôle	$d_m$	133 $\mu m$
Fréquence d'échantillonage	$F_s$	> 2kHz
Nombre d'échantillons	$N_s$	2000

La connaissance du signe de la composante axiale du vecteur vitesse instantané permet à Patrick (1987) de calculer  $\gamma$ , la fraction de temps moyenne pendant laquelle la vitesse axiale instantanée est positive. La Figure 1.4 présente la distribution de  $\gamma$  obtenue dans le plan médian ( $z = 0$ ), à une distance de  $y = 1mm$  de la paroi supérieure. La localisation des points (ID), (ITD) et (TD) définis par Simpson (1981), sont indiqués sur le graphique. Patrick (1987) définit de plus le point de recollement complet (FR) défini par  $\gamma = 0.99$  dans la zone de recollement.

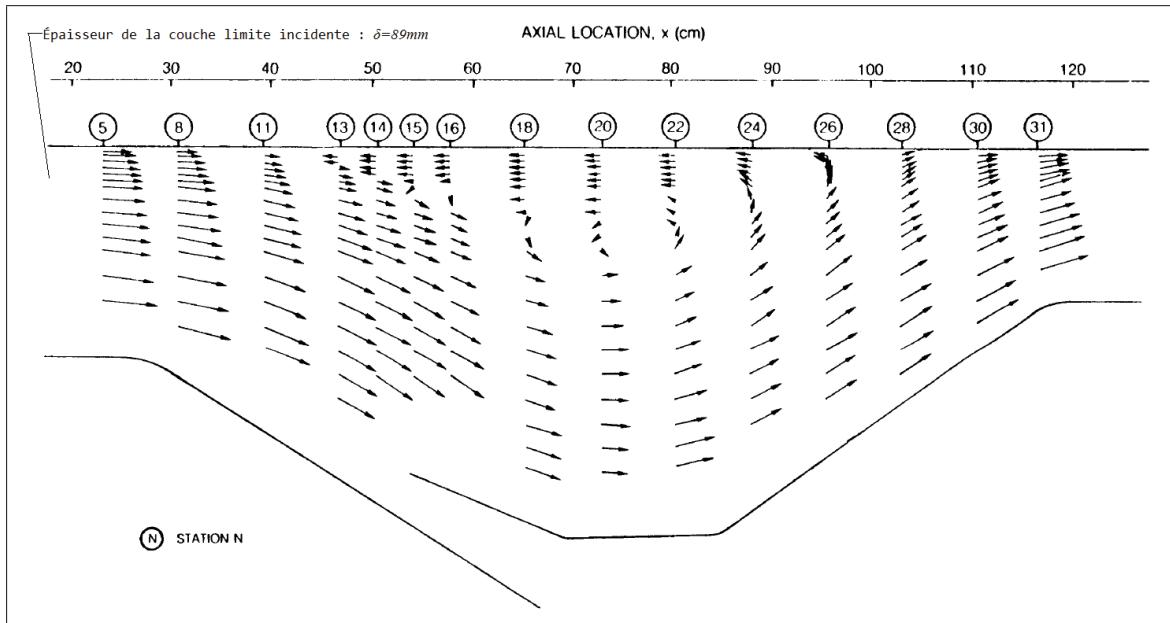


Figure 1.3 Champ de vitesse moyen déterminé par LDA  
Tirée de Patrick (1987)

Patrick (1987) souligne que la localisation du point de décollement transitoire (TD) est proche de celle du point de vitesse moyenne axiale nulle ( $\bar{U} = 0$ ) mais que la correspondance n'est pas exacte. Elle le serait théoriquement si la distribution de probabilité de  $U$  était symétrique autour de 0. En fait, comme l'ont exposé McLaughlin et Tiederman (1973), les histogrammes issus des mesures par LDA sont biaisées dans le cas du régime turbulent. Ceci s'explique par le fait que plus la vitesse est importante plus le nombre de traceurs passant à travers le volume de contrôle est important. «Since the maximum backflow velocity was much less than the freestream velocity, the probability of a turbulent fluctuation having a large positive velocity was greater than the probability of it having a large negative velocity» (Patrick, 1987, p.46). En d'autres termes, dans le cas où l'écoulement est dirigé avec la même probabilité dans les deux sens ( $\gamma = 0.5$ ), le nombre plus important de traceurs ayant parcourus le volume de contrôle dans le sens aval induit un biais dans le signal d'intensité lumineuse qui tend à surestimer la valeur de  $\gamma$ .

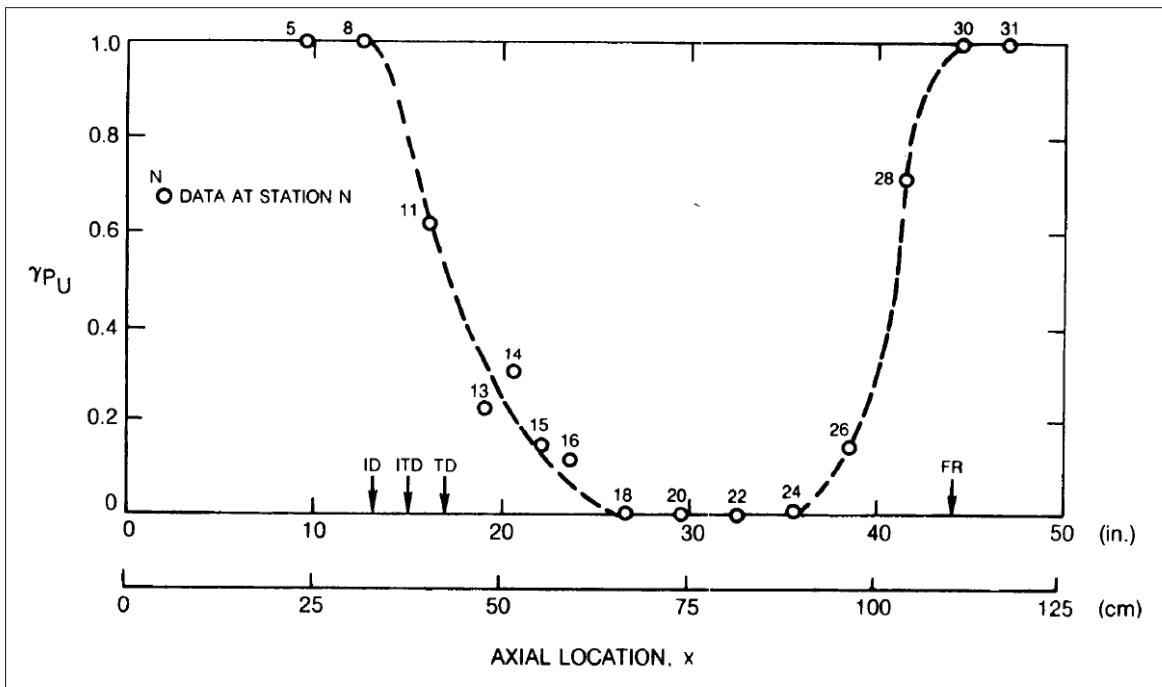


Figure 1.4 Distribution de  $\gamma$  dans le plan médian, à  $y = 1mm$  de la paroi  
Tirée de Patrick (1987)

### 1.1.1.3 Discussion

Si le procédé de mesure par LDA offre la possibilité intéressante de mesurer la distribution de  $\gamma$  à différentes distances de la paroi, sa mise en œuvre peut s'avérer délicate. Il est de plus nécessaire d'appliquer une fonction corrective aux résultats afin d'éviter le biais dû au volume de contrôle. L'analyse exhaustive des erreurs de mesure effectuée par Patrick (1987) met d'ailleurs en lumière le grand nombre de sources d'incertitudes qui sont dues notamment à la localisation et l'orientation du volume de contrôle, la qualité de l'ensemencement ou encore l'algorithme de post-traitement. Outre le fait de ne pas être résolu en temps, le LDA propose un faible volume de contrôle comparé à la taille de la bulle de séparation. De ce fait, il est impossible d'obtenir une corrélation spatiale du signe de la vitesse axiale instantanée afin de mettre en évidence le battement de la bulle de séparation. Par contre, une seconde méthode optique offre un volume de contrôle bien plus important : la méthode de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV).

## 1.1.2 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

### 1.1.2.1 Principe de mesure

Le principe de mesure d'un système PIV est aussi basé sur le suivi de particules dispersées dans le fluide. Dans l'air, typiquement, on utilise des gouttelettes d'huile dont le diamètre varie entre 1 et 5  $\mu\text{m}$ . Cependant, à la différence du LDA, le volume de contrôle constitue un plan éclairé par un laser dont la superficie peut s'étendre jusqu'à environ  $1\text{m}^2$  (Dantec-Dynamics, 2013). À l'aide d'un laser double-pulse, synchronisé avec une caméra à haute fréquence d'acquisition, on enregistre une image  $I_1$  à l'instant  $t_1$ , suivie d'une image  $I_2$  à l'instant  $t_2 = t_1 + \Delta t$ , comme illustré sur la Figure 1.5. Les images sont ensuite divisées en plusieurs fenêtres d'interrogation. Il faut s'assurer que chacune d'entre elle renferme un nombre suffisant de particules. En effectuant une corrélation croisée entre les deux images on parvient à extraire le déplacement  $\vec{\Delta X}$  effectué par les particules contenues dans chaque fenêtre de corrélation. Le vecteur vitesse est alors obtenu par :

$$\vec{V} = \frac{\vec{\Delta X}}{\Delta t} \quad (1.5)$$

Le PIV permet par conséquent d'obtenir une image instantanée du champ de vitesse, ou plus précisément de sa projection dans le plan éclairé. Comme le soulignent à juste titre Angele et Muhammad-Klingmann (2006) : «The directional sensitivity of PIV in combination with its ability to capture instantaneous snap-shots of the flow makes this technique a suitable tool for increasing our understanding of the complex nature of separated flows». Dans une configuration semblable à Patrick (1987), Angele et Muhammad-Klingmann (2006) étudient, sur plaque plane, une bulle de séparation d'une couche limite turbulente en présence d'un gradient de pression adverse. Ils ont mesuré pour différentes positions proche de la paroi la probabilité que l'écoulement soit à retour ( $\chi = 1 - \gamma$ ) et ceci soit par LDA soit par PIV. Aucune comparaison quantitative n'a été documentée entre les résultats des deux appareils. En effet, un seul des différents points de mesure est commun aux deux procédés. De plus il est précisé que

les mesures par LDA et PIV ont été effectuées dans des conditions d'écoulement légèrement différentes (Angele et Muhammad-Klingmann, 2006, p.213). Les principaux paramètres de fonctionnement du PIV utilisé par Angele et Muhammad-Klingmann (2006) sont résumés dans le Tableau 1.2.

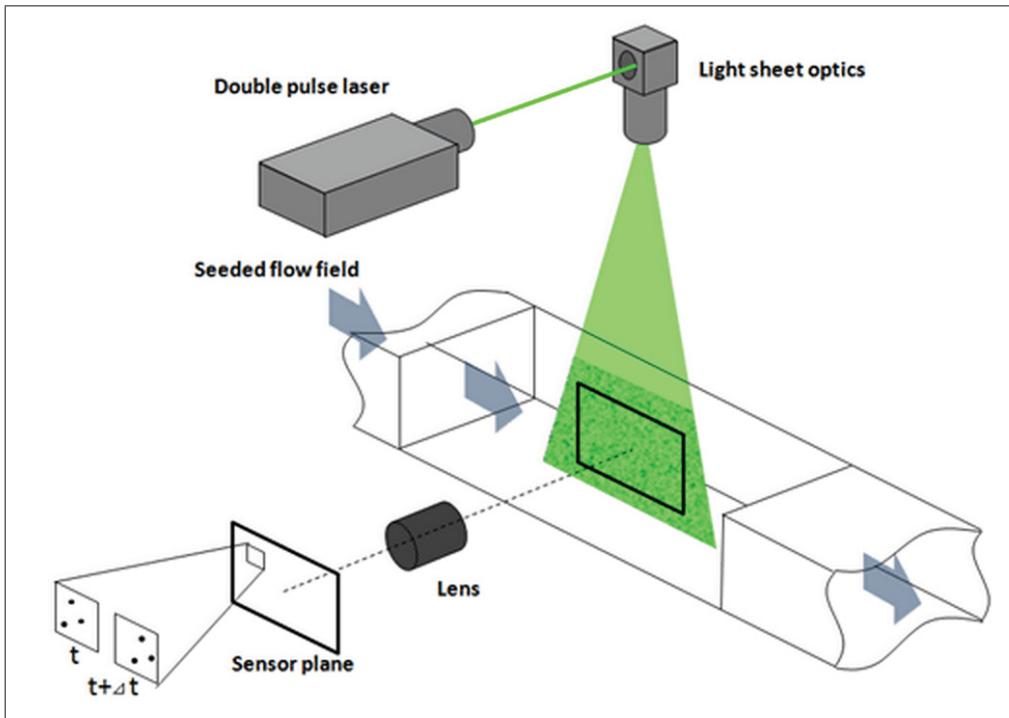


Figure 1.5 Principe de fonctionnement de la PIV  
Tirée de Seika-Corp. (2010)

Tableau 1.2 Paramètres de fonctionnement du PIV  
utilisé par Angele et Muhammad-Klingmann (2006)

Paramètre	Valeur
Ensemencement	$\phi \sim 1\mu m$ Glycol
Type de Laser	400mJ Nd :Yag
Résolution spatiale maximale	136mm x 136mm
Taille de la fenêtre de corrélation	32px x 32px

### 1.1.2.2 PIV résolu en temps (TR-PIV)

Le PIV tel que celui employé par Angele et Muhammad-Klingmann (2006), n'est pas résolu en temps. Il permet uniquement d'effectuer une analyse statistique sur une série d'image mais ne permet pas d'étudier par exemple les fréquences des structures mises en jeu dans l'écoulement. Aujourd'hui, de nouvelles technologies de caméra à haute fréquence d'acquisition et de lasers double-cavités plus rapides (Nd-YLF) permettent la mesure PIV résolue en temps (TR-PIV). Par exemple Dantec-Dynamics (2013) propose des TR-PIV dont la fréquence d'échantillonnage s'élève jusqu'à 1kHz. Un tel appareil, offrant la possibilité de visionner un "film" de l'écoulement, constitue le pendant expérimental de la simulation numérique et peut donc bénéficier des mêmes outils d'analyse, comme par exemple la décomposition orthogonale en modes propres (POD).

Shi *et al.* (2010), dans le cadre de l'étude du recollement derrière un cylindre à base carrée de côté  $H$ , utilisent un TR-PIV et font l'acquisition de séries de 61440 images à 125 Hz. Cela leur permet de tracer une cartographie de  $\chi = 1 - \gamma$  dans l'intégralité de la zone de recollement (Figure 1.6(a)) et même de voir son évolution dans le temps. La distribution axiale de  $\chi$  pour  $y/H = 0.08$  est reportée sur la Figure 1.6(b). Shi *et al.* (2010), contrairement à Patrick (1987) , trouvent une correspondance parfaite entre le point ( $\chi = 0.5$ ) et le point de vitesse axiale moyenne nulle ( $\bar{U} = 0$ ). Enfin, en effectuant des corrélations croisées en temps et en espace ils sont parvenus à observer la fréquence de battement associée au passage de chaînes de tourbillons dans la bulle de séparation et à en estimer un nombre de Strouhal ( $St_H$ ) compris entre 0.03 et 0.05. Rappelons que le nombre de Strouhal ( $St_x$ ) représente une fréquence adimensionnelle et est défini par :

$$St_x = \frac{f \cdot x}{U_0} \quad (1.6)$$

où  $f$  est la fréquence d'intérêt,  $U_0$  la vitesse de référence et  $x$  la longueur caractéristique (ici le côté du cylindre  $H$ ).

Cependant, comme nous le verrons plus tard dans cette revue de littérature, la plupart des auteurs choisissent d'utiliser le nombre de Strouhal basé sur la longueur de la bulle de séparation. Ainsi, sachant que le point de recollement dans l'expérience de Shi *et al.* (2010) est situé approximativement à  $x_R/H = 6$  on déduit un nombre de Strouhal basé sur  $x_R$  de  $0.18 \leq St_{x_R} \leq 0.30$ .

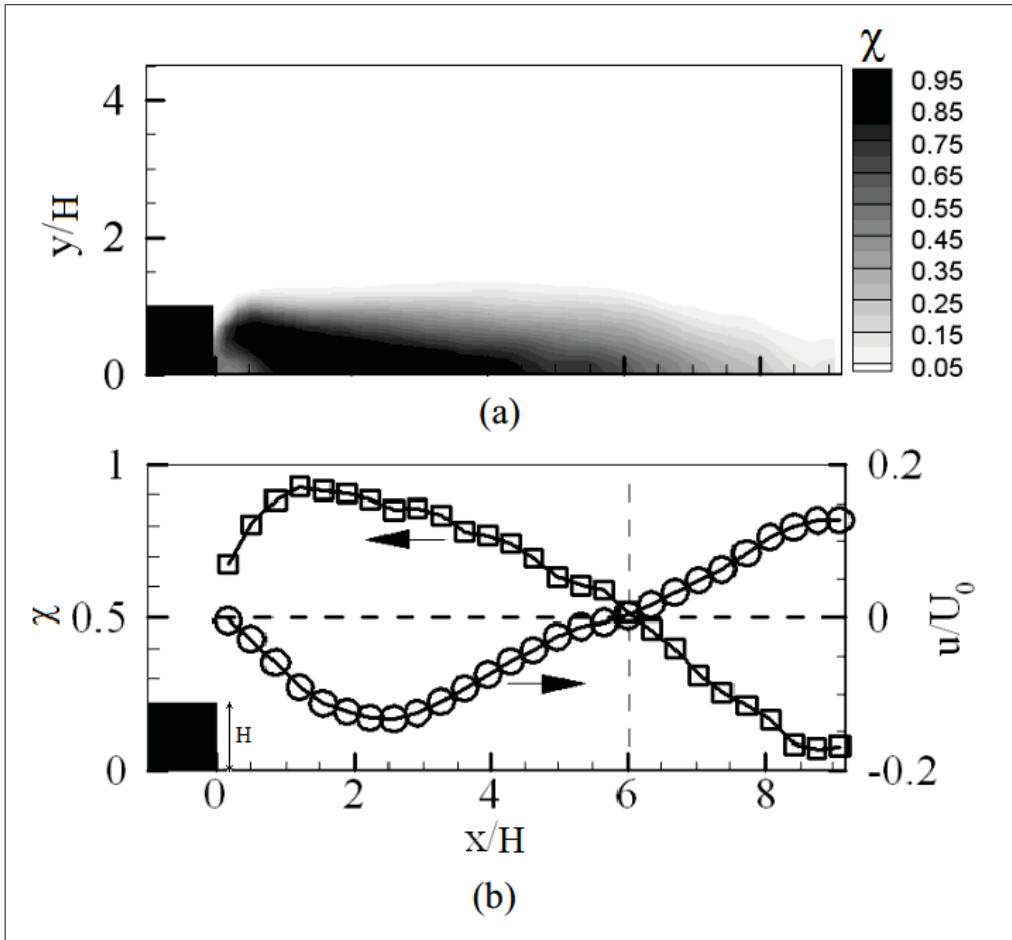


Figure 1.6 Distribution spatiale de la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est à retour ( $\chi$ ) dans la zone de recollement (a) et superposition de  $\chi$  avec la vitesse axiale normalisée pour  $y/H = 0.08$  (b)  
Tirée de Shi *et al.* (2010)

### 1.1.2.3 PIV stéréoscopique (SPIV)

Il a été établi depuis longtemps que le phénomène de décollement de la couche limite est un phénomène tridimensionnel. Par exemple Ruderich et Fernholz (1986) ont clairement mis en évidence l'importance des effets tridimensionnels par des visualisations par films d'huile dans leur expérience de la plaque à bord d'attaque épais. Ils ont de plus montré que ces effets sont bien intrinsèquement liés à la nature de l'écoulement et non à une inhomogénéité de la pression statique dans le sens de l'envergure.

Le PIV stéréoscopique apparaît donc comme un outil précieux pour l'étude du phénomène de décollement de la couche limite. Son principe dérive de celui du PIV par l'utilisation de deux caméras. La mise en correspondance des images acquises par les deux caméras permet de déterminer la troisième composante du vecteur vitesse. Par exemple, Hartmann *et al.* (2010) utilisent un PIV stéréoscopique résolu en temps (TR-SPIV) comprenant deux caméras CMOS de résolution 1024x1024px capables d'atteindre une fréquence d'échantillonnage de 2kHz en pleine résolution (Figure 1.7). Le TR-SPIV est monté en respectant la loi de *Scheimpflug*. Cette configuration impose à l'utilisateur d'ajuster finement, pour chaque caméra, l'angle entre la cellule réceptrice et la lentille afin d'obtenir une image nette. Lorsqu'il est correctement configuré, un tel appareil permet de visualiser les caractéristiques dynamiques du champ de vitesse tridimensionnel dans un volume de contrôle couvrant la totalité de la zone d'intérêt.

### 1.1.2.4 Discussion

Les méthodes optiques ont l'avantage de donner accès à un très grand nombre d'informations sur l'écoulement et c'est d'autant plus le cas avec le développement des dernières générations de systèmes TR-SPIV. Néanmoins, hormis leur prix qui peut s'élever jusqu'à plusieurs centaines de milliers de dollars, il s'agit d'appareils dont la mise en œuvre expérimentale très complexe nécessite un contrôle très rigoureux. Un système TR-SPIV vient d'être acquis au sein du laboratoire TFT grâce à une subvention du fonds canadien *FCI Leader*. Cet outil permettra sans conteste une compréhension accrue du phénomène de décollement de la couche limite. Cependant, avant de pouvoir effectuer des mesures convenables, une longue procédure

de mise en place et de validation sera nécessaire. C'est pourquoi il est primordial de se doter en premier lieu d'un outil de caractérisation peu coûteux et moins complexe qui pourra servir à corroborer les résultats issus du TR-SPIV.

Les méthodes optiques ne semblent donc pas être adaptées aux objectifs que nous nous sommes posés initialement.

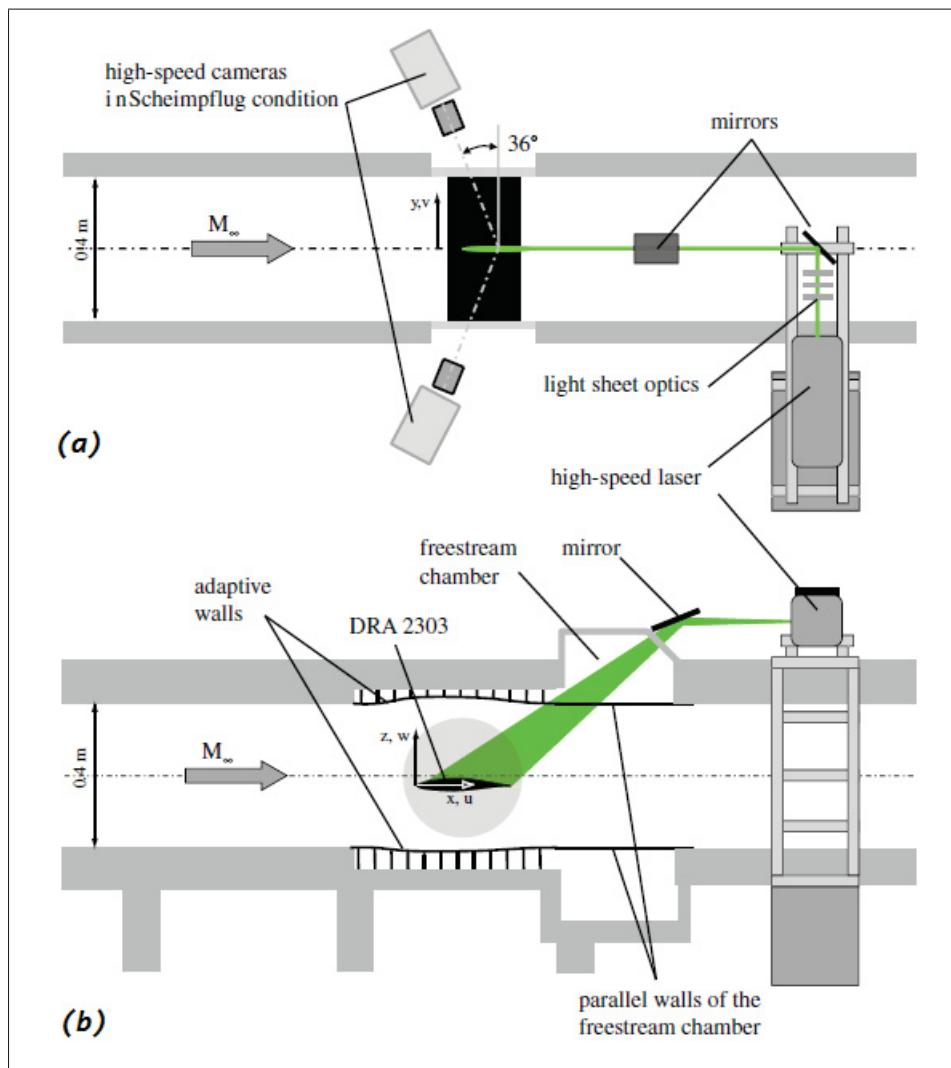


Figure 1.7 Vue du dessus (a) et de côté (b) du montage expérimental du TR-SPIV utilisé par Hartmann *et al.* (2010)

Tirée de Hartmann *et al.* (2010)

## 1.2 Méthodes manométriques

Les méthodes de mesure manométriques traditionnelles comme la mesure de vitesse par tube de Pitot ou la mesure de pression totale par tube de Prandtl ne sont pas valides en présence d'écoulement intermittent. Il est donc nécessaire d'avoir une connaissance préalable de la distribution de  $\gamma$  afin de définir les zones de l'écoulement où la mesure par les instruments traditionnels est permise ( $\gamma = 0$  ou  $\gamma = 1$ ). À une exception près présentée à la fin de cette section, les méthodes manométriques ne permettent pas d'avoir accès à la valeur de  $\gamma$ . Néanmoins, la répartition de la pression statique au sein de la bulle de séparation donne quelques informations sur ses caractéristiques moyennes. Enfin on verra que des mesures de pression instationnaire peuvent quand à elles mettre en évidence certaines propriétés dynamiques de la bulle de séparation.

### 1.2.1 Coefficient de pression statique

La répartition de la pression statique le long de la section d'essai permet d'identifier les zones où l'écoulement est soumis à un gradient de pression averse (APG), un gradient de pression nul (ZPG) ou un gradient de pression favorable (FPG) et est donc intimement liée à la nature de la bulle de séparation. Le coefficient de pression statique  $C_p$  peut être défini par :

$$C_p = \frac{P - P_0}{q_0} \quad (1.7)$$

où  $P$  représente la pression statique à la paroi,  $P_0$  la pression statique prise à la section de référence et  $q_0$  la pression dynamique dans l'écoulement potentiel à la section de référence. À partir de mesures de pression statique le long de son canal d'essai, Patrick (1987) a constaté qu'au niveau du point de décollement le coefficient  $C_p$  augmentait subitement pour atteindre un premier plateau. Puis, au voisinage du point de recollement, il a noté un pic de  $C_p$  qu'il a associé à la structure du recollement. Pioton (2012) a vérifié ces observations sur l'évolution du coefficient  $C_p$  dans la soufflerie à couche limite du TFT (Figure 1.8). Il a ainsi pu estimer grossièrement la longueur de la bulle de séparation à 55cm en l'associant à la longueur sépa-

rant le début du premier palier du pic culminant. Il a ensuite validé cette estimation à partir d'une étude topologique des visualisations par film d'huile à partir desquels il a estimé à 52cm la taille de la bulle dans le sens longitudinal. Bien évidemment, l'utilisation du coefficient de gradient de pression statique ne permet qu'une analyse qualitative des caractéristiques de la bulle de séparation et ne remplace en aucun cas l'obtention de  $\gamma$ .

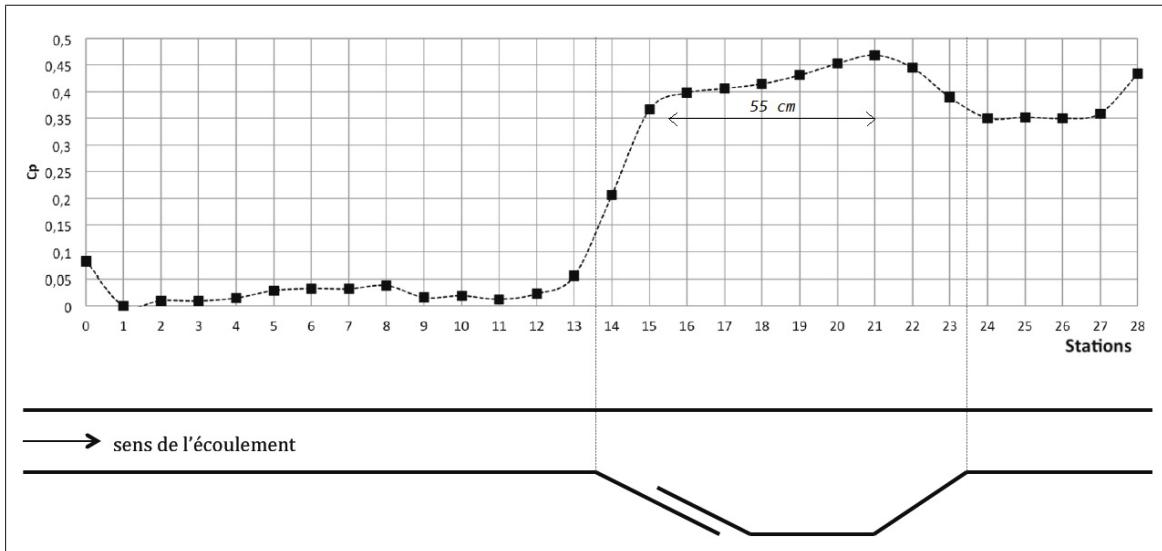


Figure 1.8 Évolution du coefficient de gradient de pression statique ( $C_p$ ) le long du canal d'essai de la soufflerie du TFT pour une vitesse de référence de  $U_0 = 30m/s$   
Tirée de Pioton (2012)

Les mesures de pression statique se font généralement à l'aide d'un transducteur à membrane connecté aux ports de pression pariétaux par l'intermédiaire de tubes en caoutchouc. Ces tubes agissent comme des filtres passe bas naturels dont la fréquence de coupure est proportionnelle à  $d^4/l$  où  $d$  et  $l$  sont respectivement le diamètre et la longueur du tube (Tavoularis, 2005, p202). Il faudrait donc utiliser des tubes suffisamment larges et suffisamment courts pour de ne pas couper les hautes fréquences. Or maximiser le diamètre du tube revient à utiliser une membrane de très grande dimension, ce qui difficile en pratique. De ce fait, aucune caractéristique dynamique de la bulle de séparation ne peut véritablement être extraite de telles mesures.

En revanche, d'autres types de capteurs de pression instationnaire (ou rapidement variable) offrent la possibilité de mesurer un domaine fréquentiel plus étendu.

### 1.2.2 Mesures de pression instationnaire

Parmi les capteurs permettant de mesurer une pression rapidement variable ont distingué deux grandes familles : les capteurs à membrane et les capteurs à élément sensible (Godefroy, 2000, p.3). Les capteurs à membrane les plus fréquemment utilisés sont les capteurs à jauge extensiométriques et les capteurs capacitifs. Dans le premier cas, quatre jauge sont montées dans un pont de Wheatstone pour mesurer la déformation de la membrane. Dans le second, la membrane joue le rôle d'une électrode mobile de condensateur, l'autre électrode étant fixée au boîtier. Les capteurs dits «à élément sensible» comportent un élément qui voit l'une de ses propriétés physiques changer avec la variation de pression. Parmi ceux-ci, le plus répandu est le capteur piézo-résistif qui consiste à mesurer la variation de résistivité électrique d'un élément en quartz. En général, les capteurs piézo-résistifs sont capables de mesurer des fréquences de fluctuation de pression plus importantes que les capteurs à membrane traditionnels. Néanmoins, dans tous les cas, le rapport entre le signal mesuré et le niveau de bruit est un facteur très limitant de l'utilisation de tels instruments et dépend principalement du domaine de pression de l'application. D'autre part, il est important d'évaluer précisément la réponse fréquentielle du capteur, en amplitude et en phase, afin d'en connaître ses limitations.

Dans leur expérience de séparation de la couche limite sur plaque plane à bord d'attaque épais, Kiya et Sasaki (1983) ont mesuré les fluctuations de pression à différentes positions, à la surface de la plaque, grâce à un transducteur à jauge extensiométrique semi-conductrices. L'analyse du comportement fréquentiel de la sonde a révélé un gain unitaire, sans déphasage significatif, jusqu'à une fréquence de 530 Hz (Kiya et Sasaki, 1983, p.86). En effectuant un spectre de puissance de la pression fluctuante au voisinage de la ligne de recollement ( $x/x_R = 1$ ) ils ont observé un maximum au nombre de Strouhal de  $St_{x_R} \simeq 0.6$  qu'ils ont associé au passage de structures tourbillonnaires cohérentes de grande échelle. De plus, en s'approchant du bord amont de la plaque ils ont mis en évidence l'apparition d'une fréquence plus faible.

Par exemple à ( $x/x_R = 0.2$ ) un pic de puissance apparaît clairement à  $St_{x_R} = 0.12$  (Figure 1.9). Cette basse fréquence est interprétée comme le résultat du mouvement oscillatoire, dit de *battement*, de la bulle de séparation (Kiya et Sasaki, 1983, p.98).

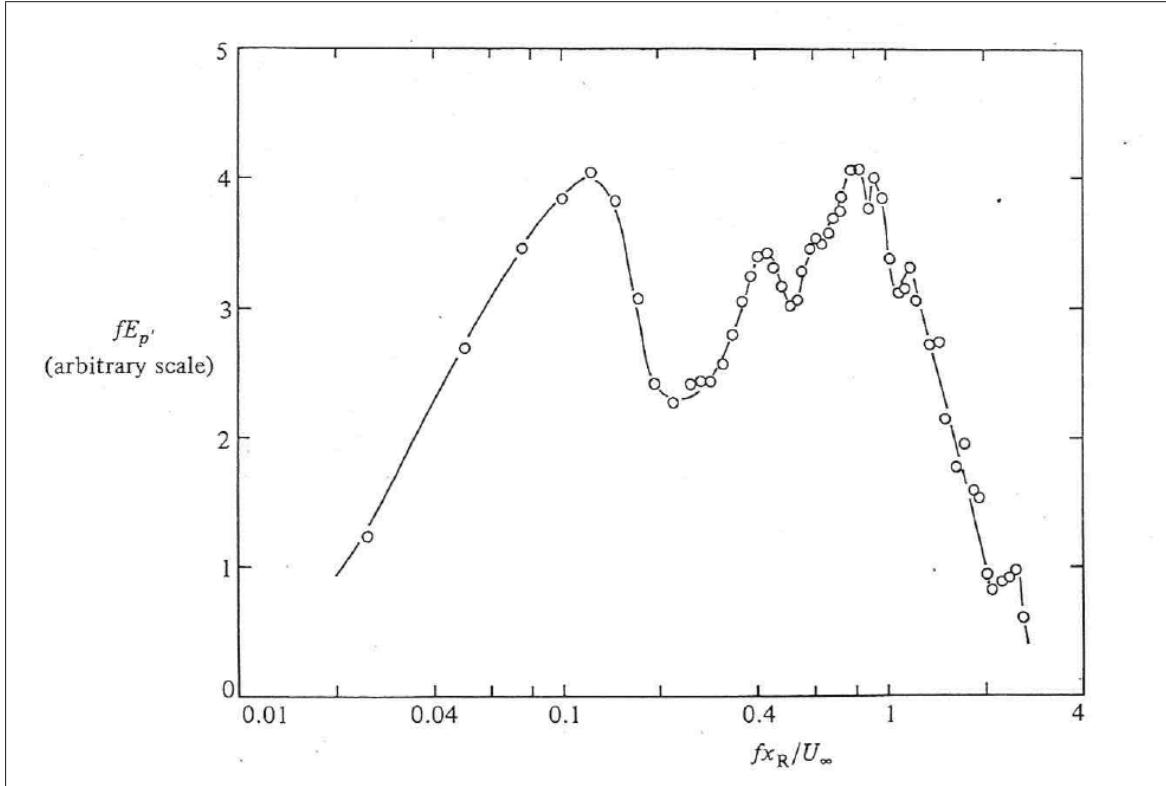


Figure 1.9 Spectre de puissance de la pression pariétale fluctuante à  $x/x_R = 0.2$ .  
Tirée de Kiya et Sasaki (1983)

### 1.2.3 Mesures d'intermittence

Si les méthodes de mesure manométriques présentées précédemment peuvent apporter bon nombre d'informations sur les caractéristiques statiques et dynamiques de la bulle de séparation, elles n'ont toujours pas permis de mesurer les quantités qui nous intéressent principalement, à savoir  $\gamma$  et  $f_c$ . Tout récemment pourtant, Sandborn et Seong (2012) ont étudié la faisabilité d'un capteur manométrique pour la mesure d'intermittence. L'architecture de ce capteur se résume à deux ports de pression pariétaux séparés par une barrière de hauteur  $h$

(d'où l'appellation de «fence probe») et reliés à un transducteur différentiel (Figure 1.10). Lorsque l'écoulement est dirigée vers l'aval, la pression mesurée en amont de la barrière est plus importante que celle mesurée de l'autre côté. Au contraire, dans le cas d'un écoulement à retour, c'est un différentiel de pression de signe opposé qui est alors mesuré.

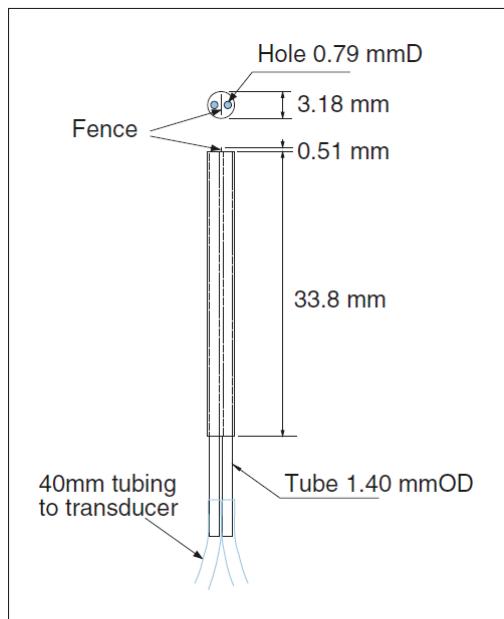


Figure 1.10 Principe du capteur  
«Fence Probe»  
Tirée de Sandborn et Seong (2012)

Une caractérisation fréquentielle à l'aide d'un haut-parleur a montré que la réponse restait stable à 10% jusqu'à une fréquence de 200 Hz. Les signaux temporels montrent que le capteur n'est pas capable de suivre tous les événements turbulents et ne décrit que grossièrement les pulsations qu'une mesure par fil chaud permettrait par ailleurs de visualiser. Néanmoins, sans plus de considérations statistiques, Sandborn et Seong (2012) affirment : «while the fence probe output cannot describe the pulse shape, it was adequate to indicate the percent flow reversal». Par ailleurs, une limitation plus sévère est mise en évidence. À l'approche du point de décollement, lorsque la contrainte de frottement pariétale tend vers 0, le rapport entre le signal mesuré et le niveau de bruit devient trop important pour effectuer une

mesure convenable. Plus précisément, si l'on considère un nombre de Reynolds unitaire de  $Re/m = 1,3 \cdot 10^6 / m$ , soit une vitesse de référence de  $U_0 \simeq 25 m/s$  dans la soufflerie du TFT, les barres d'erreurs associées à la mesure de  $\gamma$  dans l'expérience de Sandborn et Seong (2012) dépassent 0.10 à l'approche du décollement.

#### 1.2.4 Discussion

On a vu que les méthodes de mesure manométriques permettent non seulement de caractériser qualitativement la bulle de séparation par l'observation du coefficient de pression le long du canal d'essai mais aussi de soustraire des informations quant à son comportement dynamique, notamment la présence de basses fréquences associées au mouvement de battement mis en évidence par plusieurs investigateurs. En revanche, de telles méthodes ne permettent pas d'avoir accès à la mesure de la probabilité que l'écoulement se fasse dans une certaine direction. La seule exception aurait pu être la récente sonde exposée par Sandborn et Seong (2012) mais, comme ils le soulignent dans leur conclusion, l'utilisation de la «fence probe», en raison de niveaux de bruits trop importants par rapport au signal mesuré, n'est adéquate que dans des souffleries dont la vitesse de l'écoulement potentiel atteint au moins  $60 m/s$ , ce qui est deux fois supérieur à la vitesse de référence maximale d'utilisation dans la soufflerie du TFT.

### 1.3 Méthodes thermiques

Il a été vu dans les premières parties de cette revue de littérature que les méthodes optiques semblent trop complexes et trop coûteuses à mettre en place. De leur côté les méthodes manométriques ne semblent pas permettre une retranscription assez rapide ou assez sensible des fluctuations intermittentes de vitesse. Cependant, une autre famille d'instruments de mesure visant à accéder à la valeur de  $\gamma$  s'est développée depuis le début des années 80, en parallèle avec l'amélioration des anémomètres à fil chaud. Celles-ci n'utilisent non plus les particules de fluide comme des traceurs optiques mais comme des traceurs thermiques. Ainsi les méthodes thermiques ont la particularité d'utiliser la propagation par convection d'un flux de chaleur afin de déterminer la direction de l'écoulement.

### 1.3.1 Capteurs de type «Thermal Tuft»

La méthode la plus rudimentaire, mais non moins efficace, d'observer qualitativement un écoulement intermittent, reste la visualisation par brins de laines («tufts»). C'est la raison pour laquelle Eaton *et al.* (1979), en introduisant un nouvel instrument de mesure capable de quantifier l'intermittence, ont choisi de l'appeler «Thermal Tuft» (TT). Son principe demeure simple et sa fabrication très peu onéreuse. Trois fils parallèles entre eux et montés perpendiculairement à l'écoulement sont soudés sur le bout de six aiguilles qui dépassent de la paroi sur environ 1mm, comme illustré sur la Figure 1.11. Le fil du milieu, le plus gros, est chauffé par un courant électrique constant alors que les deux autres, typiquement des fils de tungstène utilisés en anémométrie par fil chaud, agissent comme des thermomètres et sont montés dans un pont de Wheatstone. Lorsque l'écoulement s'effectue vers l'aval, le dernier fil se trouve dans le sillage chaud engendré par le fil central et voit donc sa résistance augmenter. Inversement, lorsque l'écoulement est à retour c'est la résistance du fil situé en amont qui augmente. Un circuit analogique en sortie du pont de Wheatstone permet ainsi de délivrer une tension de 0 ou 5V selon le sens de l'écoulement. L'histogramme délivré en sortie du circuit permet alors facilement de calculer  $\gamma$  comme la fraction de temps pendant laquelle la sortie est à 5V.

Le TT a été utilisé pour l'étude du recollement derrière une marche descendante d'une hauteur de  $H = 5.08cm$ . La distribution de  $\gamma$  obtenue le long de la bulle de séparation (Figure 1.12) est en accord avec les techniques de visualisations effectuées préalablement. Le point de recollement a pu être estimé à  $\pm 0.1H$  (Eaton *et al.*, 1979, p.365). Ils ajoutent de plus que la réponse fréquentielle de la sonde semble largement adaptée à leur application puisque la plus grande fréquence d'intermittence relevée était seulement de l'ordre de 60 Hz au niveau du point de recollement (Eaton *et al.*, 1979, p.76).

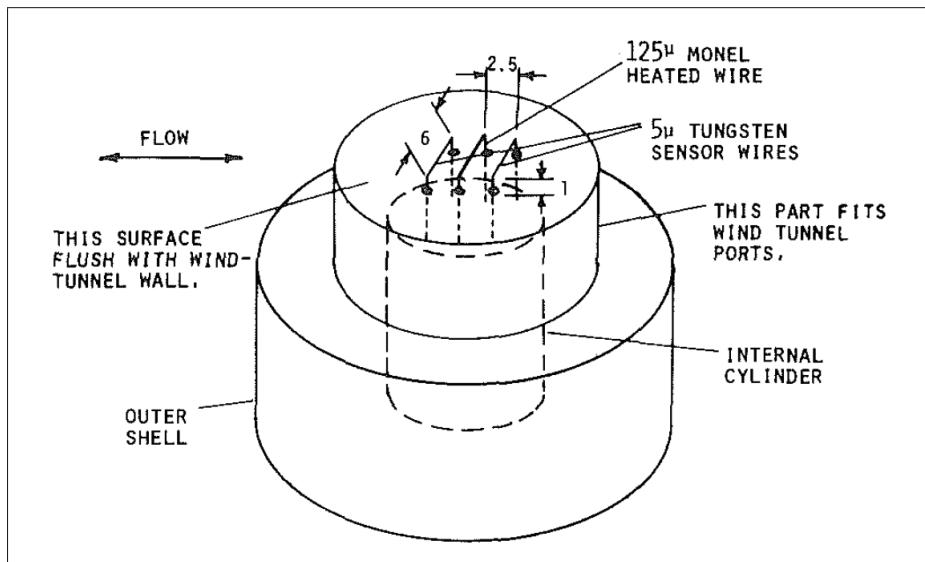


Figure 1.11 «Thermal Tuft»  
Tirée de Eaton *et al.* (1979)

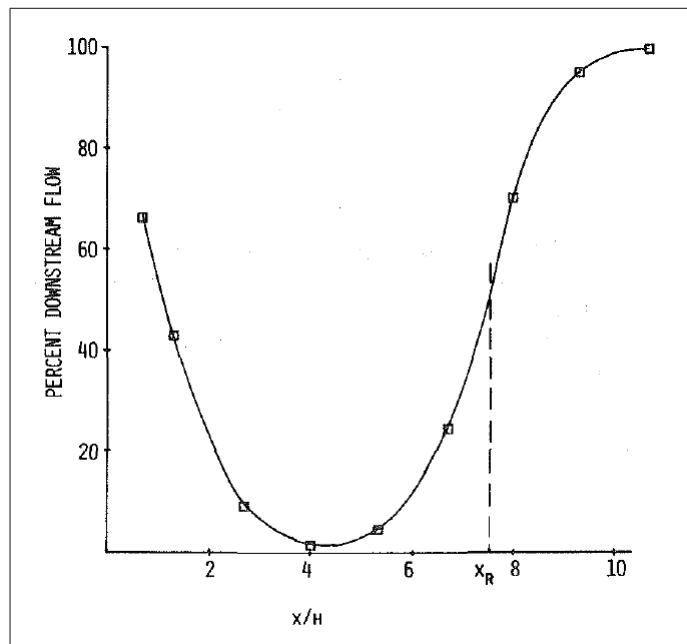


Figure 1.12 Évolution de  $\gamma(\%)$  dans la zone de recollement après une marche descendante  
Tirée de Eaton *et al.* (1979)

Shivaprasad et Simpson (1982) apportent une amélioration au capteur de Eaton *et al.* (1979) dans le but de mesurer l'intermittence dans la direction transversale. Deux autres fils chauffants sont ajoutés sur les côtés à  $90^\circ$  par rapport au premier (Figure 1.13). Les résultats de  $\gamma$  obtenus dans la direction longitudinale sont bien en accords avec ceux issus de la sonde non modifiée. En revanche les mesures d'intermittence dans la direction transversale se sont avérées beaucoup trop sensibles aux dissymétries géométriques inhérentes à la construction de la sonde.

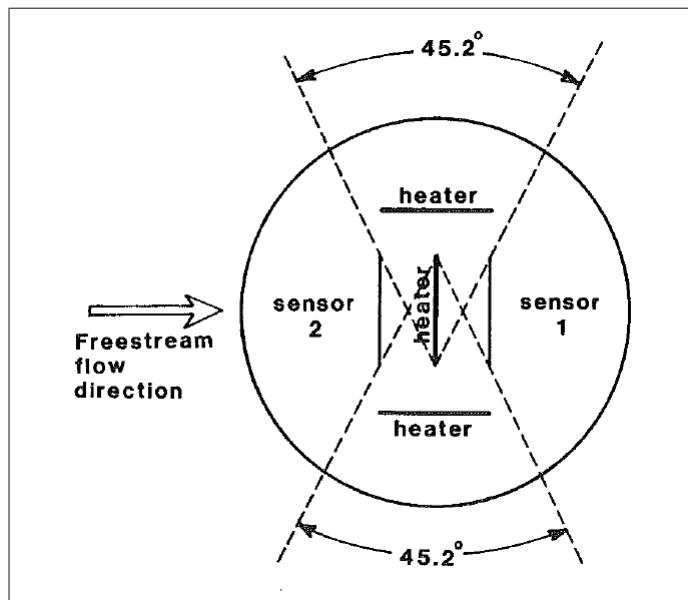


Figure 1.13 Amélioration du «Thermal Tuft» pour la prise en compte de l'intermittence dans la direction transversale  
Tirée de Shivaprasad et Simpson (1982)

Depuis peu d'autres auteurs ont adapté le principe de mesure utilisé par Eaton *et al.* (1979) en s'appuyant sur de nouveaux procédés de fabrication et parfois même pour des domaines d'applications différents. Par exemple, Latorre *et al.* (2006) ont utilisé la technologie CMOS (Complementary Metal Oxyde Conductor) pour fabriquer un accéléromètre thermique basé sur le même principe que le TT (Figure 1.14).

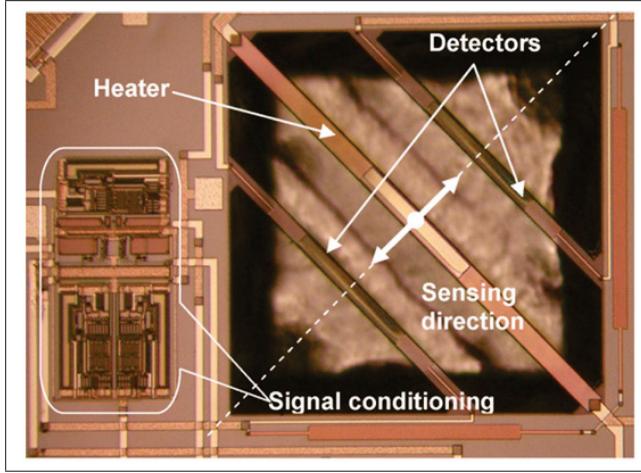


Figure 1.14 Accéléromètre thermique de type «Thermal Tuft» basé sur la technologie CMOS  
Tirée de Latorre *et al.* (2006)

### 1.3.2 Capteurs à deux éléments couplés

Spazzini *et al.* (1999), ayant pour objectif de mesurer la contrainte de cisaillement pariétale dans un écoulement à retour, ont fabriqué un capteur thermique qui diffère de celui de Eaton *et al.* (1979) par le fait que seulement deux éléments sont nécessaires à son fonctionnement. Deux fils chauds sont montés parallèlement au dessus d'une cavité de 1mm de diamètre et de 1mm de profondeur (Figure 1.15(a)). Ils sont opérés à une surchauffe de 1.8 à l'aide de deux anémomètres à température constante (CTA) indépendants. Selon le sens de l'écoulement, le fil qui est dans le sillage de l'autre a besoin de moins de courant de la part du CTA qui l'alimente pour maintenir sa résistance constante. Le signal de sortie du CTA diminue donc et une comparaison des signaux de sortie permet de déduire le sens de l'écoulement. Une interrogation subsiste quand à l'influence de la présence de la cavité sur le comportement de l'écoulement proche paroi. De plus Spazzini *et al.* (1999) insistent sur le fait que les variations du signal du CTA dues au sillage du fil en amont sont extrêmement faibles et qu'il faut donc prendre un grand nombre de précautions quand à la précision et la stabilité de la chaîne d'acquisition.

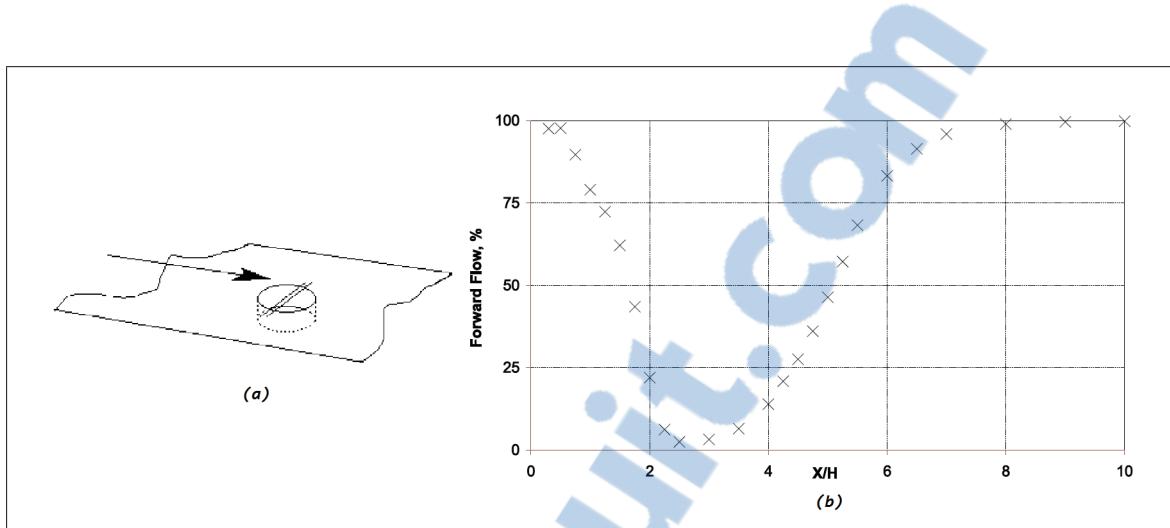


Figure 1.15 (a) Schéma du capteur à deux fils et (b) Évolution de  $\gamma$ (%) dans la zone de recollement après une marche descendante à  $Re_H = 5100$   
Tirée de Spazzini *et al.* (1999)

Au cours de l'une des phases de validation, Spazzini *et al.* (1999) ont effectué une mesure de la distribution de  $\gamma$  dans le cas similaire à Eaton *et al.* (1979) d'une marche descendante (Figure 1.15(b)). La longueur de recollement est alors estimée à  $x_R = 5.3H$  ce qui est consistant celle déterminée par Eaton *et al.* (1979) ( $x_R = 6.8H$ ). La différence peut s'expliquer en partie par le fait que les fils de Eaton *et al.* (1979) étaient situés à environ 1mm de la paroi. De plus, directement en aval de la marche Spazzini *et al.* (1999) ont obtenu des valeurs de  $\gamma$  proches de 100% indiquant la présence d'une bulle de séparation secondaire.

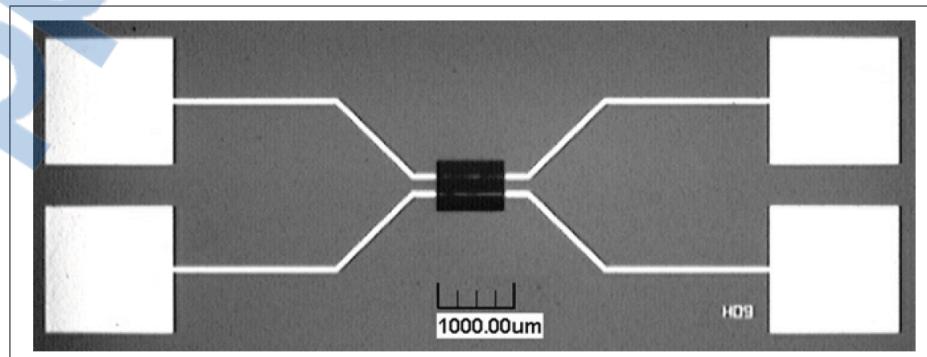


Figure 1.16 Vue de dessus du micro-capteur à deux fils  
Tirée de Buder *et al.* (2008)

Dans le cadre de l'étude du recollement après un profil d'ail d'avion, Buder *et al.* (2008) ont mis au point un micro-capteur électromécanique (MEMS) basé sur le même principe de mesure (Figure 1.16). Les principales caractéristiques géométriques du capteur sont résumées dans le Tableau 1.3. Aucune distribution de  $\gamma$  n'a cependant été présentée.

Tableau 1.3 Principales caractéristiques du capteur  
à deux fils de Buder *et al.* (2008)

Élément	Matériau	Dimensions
Fils chauds	Nickel	$2\mu m \times 2\mu m \times 800\mu m$
Substrat	Polyamide	$e = 125\mu m$
Cavité	Air	$800\mu m \times 600\mu m \times 100\mu m$

### 1.3.3 Capteurs à deux éléments séparés

Ra *et al.* (1990) utilisent un instrument dérivé de la sonde à film chaud : le «Split film» (SF). Cette sonde commercialisée par *Thermo Systems, Inc (TSI)* est constituée de deux films électriquement indépendants (Figure 1.17) et est destinée initialement à des mesures de turbulence. Elle offre en effet une alternative à la sonde en X pour la mesure des composantes axiale et transversale de la vitesse. Comme en témoigne Thermo-Systems-Inc. (1980), la procédure de calibration pour une mesure de vitesse quantitative peut s'avérer très fastidieuse et nécessite un lourd post-traitement. En revanche, comme le montrent Ra *et al.* (1990), la mesure d'intermittence ne nécessite pas de calibration particulière. Dans ce cas, le plan de séparation des deux film est placé perpendiculairement à l'écoulement principal et lorsque l'écoulement se fait dans une direction donnée, le film qui fait face a l'écoulement est plus refroidit que l'autre. Les signaux issus des deux CTAs sont alors directement comparés par un circuit analogique.

Par cette méthode, toujours dans le cas d'une marche descendante, Ra *et al.* (1990) ont effectué des mesures de  $\gamma$  qui étaient en très bon accord avec les données existantes. L'analyse de la réponse fréquentielle de la sonde n'a pas été effectuée puisqu'un filtre passe bas à une fréquence de coupure de 100 Hz a été appliqué au niveau du circuit conditionneur. Lors

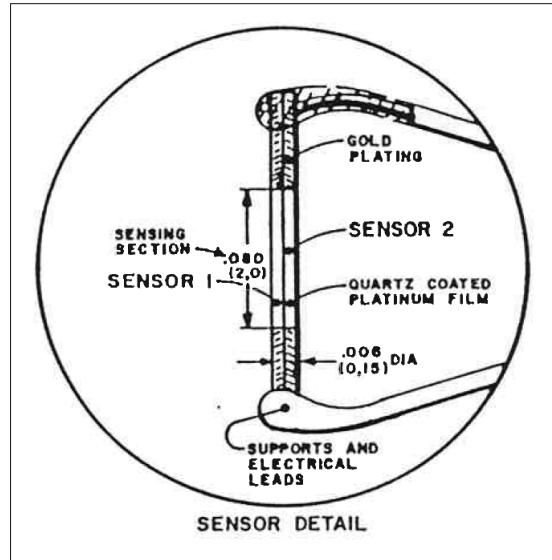


Figure 1.17 Sonde «Split Film»  
Tirée de Thermo-Systems-Inc. (1980)

de ces manipulations, ils sont parvenus à approcher la sonde à une distance de la paroi de  $y = 0.2mm$ . Pour autant, l'un des grands avantages du SF est de pouvoir mesurer  $\gamma$  à n'importe quelle distance de la paroi. Ainsi Kiya et Sasaki (1983), dans l'expérience de la plaque à bord d'attaque épais déjà présentée plus haut, grâce à l'utilisation du SF, ont pu déterminer la distribution bidimensionnelle de  $\chi = 1 - \gamma$  dans l'ensemble de la bulle de séparation (Figure 1.18). Une telle distribution est primordiale pour définir les zones où l'utilisation des instruments traditionnels est valide (tube de Pitot, fil chaud, etc...). Conjointement, il ont pu représenter la distribution de la fréquence d'intermittence  $f_c$ , c'est à dire la fréquence moyenne des «aller-retours» de l'écoulement. Ils ont pu constater que celle-ci était maximale au voisinage des lieux où  $\gamma = 0.5$ .

### 1.3.4 Capteur de type «Pulsed-wire»

Les méthodes de mesure thermiques présentées jusqu'à présent ont permis de déterminer le sens de la composante longitudinale de la vitesse instantanée mais sans jamais en mesurer l'amplitude. Westphal *et al.* (1981) présentent cependant une nouvelle sonde pour la mesure de la vitesse longitudinale (norme et sens) en présence d'écoulement intermittent : la «Pulsed

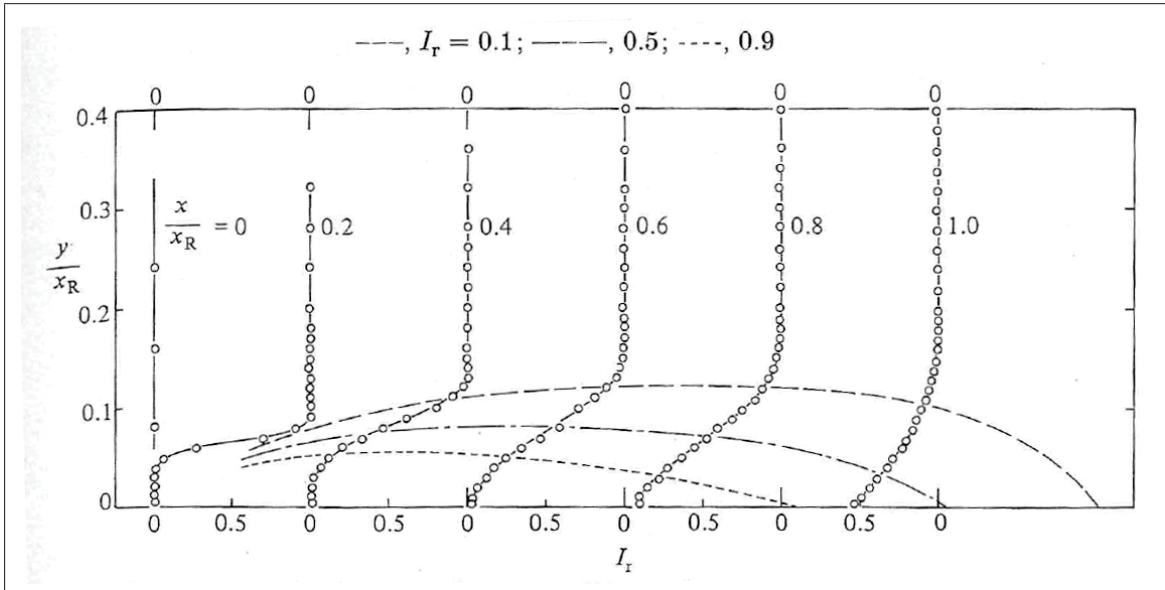


Figure 1.18 Distribution de la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est à retour ( $I_r = \chi = 1 - \gamma$ ) dans le plan médian de la plaque à bord épais  
Tirée de Kiya et Sasaki (1983)

Wall Probe» (PWP). Sa configuration géométrique à trois fils est sensiblement identique à celle de Eaton *et al.* (1979) (Figure 1.19) mais elle a la possibilité supplémentaire de mesurer quantitativement la vitesse instantanée en mesurant le temps de parcours des traceurs thermiques générés par le fil central et détectés à l'un ou l'autre des fils latéraux. Pour ce faire, le fil central est alimenté par des impulsions de courant longues de  $5\mu s$ . Au départ d'une impulsion, un compteur décimal compte le temps qui s'écoule jusqu'à ce qu'une variation forte de résistance soit détectée sur l'un des fils latéraux. Le traceur thermal n'étant pas strictement discret, sa diffusion dans l'air environnant lors de son parcours impose la mise en œuvre d'une calibration rigoureuse de chaque PWP et de son circuit de contrôle (Eaton *et al.*, 1981, p.71). La valeur de la vitesse est alors déduite à  $0.1m/s$  près par l'intermédiaire de la fonction de calibration. La vitesse maximale mesurable est limitée par les performances du circuit à  $|u| = 8m/s$ . De plus si la vitesse est trop faible, c'est à dire inférieure à  $|u| = 0.3m/s$ , «il y a une grande probabilité que le circuit l'interprète comme une vitesse nulle» (Westphal *et al.*, 1981, p.479).

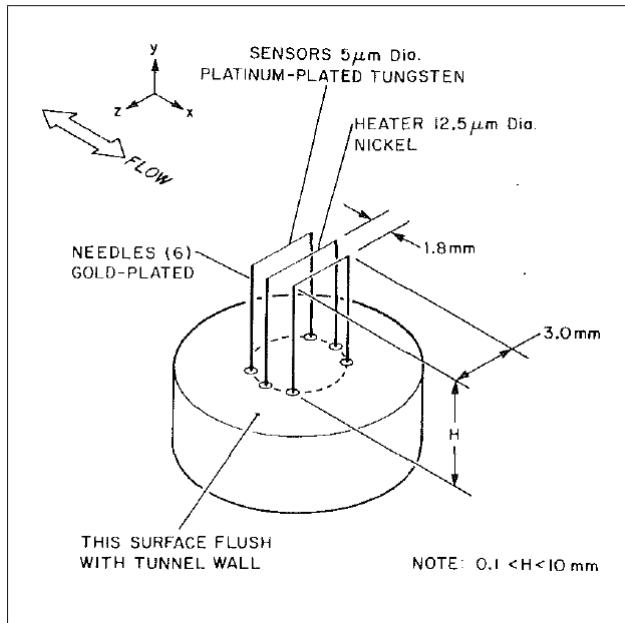


Figure 1.19 «Pulsed Wall Probe»

Tirée de Westphal *et al.* (1981)

À la différence du TT qui délivre un signal continu, le PWP ne permet d'obtenir qu'une série discontinue d'échantillons. Cependant il n'a pas été noté de biais statistique lors de la mesure de  $\gamma$ . Après comparaison des résultats issus du PWP et ceux du TT derrière la même marche descendante à une distance de  $h = 0.2\text{mm}$  de la paroi, les résultats sont en accord à quelques pour cent près dans l'ensemble de la région du recollement (Westphal *et al.*, 1981, p.480). Une autre propriété intéressante du PWP est la possibilité de faire varier la hauteur  $h$  du plan formé par les trois fils par rapport à la paroi sur une plage de 0.1 à 10mm à l'aide d'une vis micrométrique. Il n'a pas été observé de différence notable dans les résultats de calibration pour le temps de parcours en modifiant la hauteur  $h$ . En revanche, l'influence de  $h$  sur la distribution de  $\gamma$  n'a pas été documentée.

### 1.3.5 Discussion

Il semble que la sonde PWP développée par Westphal *et al.* (1981) apporte le plus grand nombre d'informations quant à la structure de la bulle de séparation. Cependant cette sonde nécessite une calibration et l'utilisation d'un circuit de contrôle beaucoup plus complexe que le circuit de comparaison associé au TT. En ce qui concerne les résultats de  $\gamma$ , ce qui constitue notre intérêt central, le PWP et TT semblent avoir abouti aux mêmes résultats. D'ailleurs, le fait que le TT délivre un signal continu, par opposition aux échantillons discrets de la PWP, le rend plus adéquat à des mesures statistiques. Par ailleurs, la sonde SF a l'avantage de pouvoir être déplacée à n'importe qu'elle hauteur dans l'écoulement et ainsi permettre la mesure de la distribution de  $\gamma$  dans deux directions. Néanmoins, outre son prix élevé ( $\sim \$5000$ ), elle présente le fâcheux désavantage de nécessiter l'utilisation de deux canaux d'anémomètre de précision. Ainsi, le nombre total d'anémomètres nécessaires devient trop important lorsqu'il s'agit d'effectuer des corrélations spatiales à partir de plusieurs sondes. Cette remarque s'applique en général à tous les capteurs à deux éléments séparés, comme par exemple celui présenté par Spazzini *et al.* (1999). Enfin, du point de vue du procédé de fabrication, le laboratoire de TFT ne dispose pas des moyens ni de l'expertise nécessaire pour l'utilisation des technologies CMOS ou MEMS.

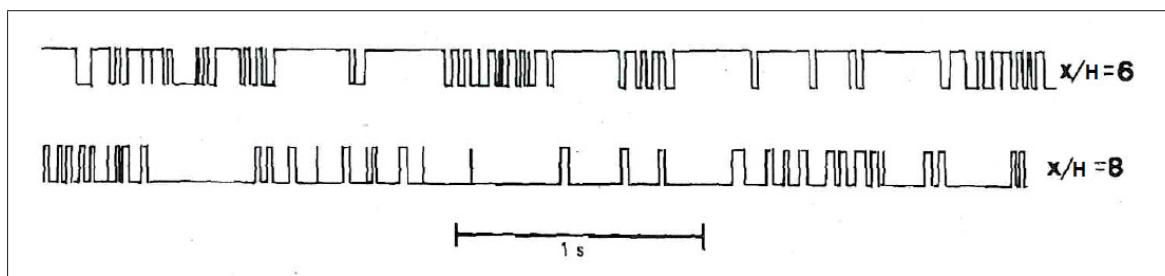


Figure 1.20 Signaux pris simultanément à  $x/H = 6$  et  $x/H = 8$   
après une marche descendante  
Tirée de Eaton et Johnston (1982)

Le TT apparaît donc comme la sonde la mieux adaptée à notre étude. Celle-ci permet non seulement une mesure statistique convenable de  $\gamma$  mais présente également une réponse dy-

namique suffisante pour l'observation d'événements instantanés et la mesure de  $f_c$ . Son prix réduit fait d'elle un outil parfaitement propice à l'étude de corrélations spatiales et temporelles au sein d'une bulle de séparation. C'est d'ailleurs ce qui a été entrepris par Eaton et Johnston (1982). Trois TTs ont été disposés à différentes positions dans l'écoulement intermittent derrière la marche descendante. La Figure 1.20 montre par exemple les histogrammes mesurés simultanément aux positions  $x/H = 6$  et  $x/H = 8$ . «When a burst is occurring at one location, the output is relatively quiescent at the other location» (Eaton et Johnston, 1982, p.167). Cette observation a été associée au mouvement de structures de grande échelle spatiale, ce qui vient corroborer la contribution des basses fréquences mise en évidence par les mesures de pression fluctuante.

#### 1.4 Conclusion

La problématique du projet de recherche est de mettre en place un instrument capable de mesurer la direction instantanée de l'écoulement afin de déterminer la répartition des grandeurs  $\gamma$  et  $f_c$  sur la surface d'essai de la soufflerie du TFT. La présente revue de littérature nous a permis de déterminer la méthode de mesure et le type de capteur les mieux adaptés à notre étude. En effet, les performances du «Thermal Tuft» introduit par Eaton *et al.* (1979) nous amènent à considérer de manière légitime que son utilisation sera adaptée, tant pour une mesure statistique de  $\gamma$  et  $f_c$  que pour une analyse d'événements instantanés au sein de la bulle de séparation. Son prix peu élevé et sa géométrie relativement simple nous permettent d'envisager de mettre en place une série de plusieurs TTs le long du canal d'essai dans le but d'établir des corrélations spatiales et temporelles des structures d'écoulement mises en jeu. L'objectif principal du projet est donc de mettre au point un capteur de direction instantanée d'écoulement basé sur l'architecture du «Thermal Tuft» présenté par Eaton *et al.* (1979). Les objectifs spécifiques constituent la conception du capteur, sa fabrication, sa validation et enfin son application dans la soufflerie à couche limite du TFT. En outre, ce premier chapitre a permis d'aborder un certain nombre de propriétés propres aux bulles de séparation et les données présentées seront d'une grande utilité pour l'analyse des résultats obtenus grâce au capteur.



## CHAPITRE 2

### CONCEPTION

L'architecture globale du capteur que l'on souhaite concevoir est désormais connue et s'appuie sur le modèle du «Thermal Tuft» développé par Eaton *et al.* (1979). Il s'agit maintenant de définir l'ensemble des caractéristiques du capteur. Cet objectif sera poursuivi en trois grandes étapes : le dimensionnement des trois fils, la conception du socle et le choix du circuit de conditionnement.

#### 2.1 Choix des éléments actifs

L'objectif de cette section est de dimensionner les éléments actifs du capteurs, à savoir le fil central destiné à être chauffé électriquement et les deux fils latéraux. Les paramètres de conception à déterminer sont résumés dans le Tableau 2.1 et illustrés sur la Figure 2.1. Nous nous baserons en grande partie sur les capteurs du même type qui ont déjà été présentés dans la littérature.

Tableau 2.1 Paramètres de conception des éléments actifs

Paramètre	Symbol	Unité
Matériau du fil central	—	—
Matériau des fils latéraux	—	—
Diamètre du fil central	$d_c$	$\mu m$
Diamètre des fils latéraux	$d_t$	$\mu m$
Longueur du fil central	$l_c$	$mm$
Longueur des fils latéraux	$l_t$	$mm$
Espacement entre les fils	$\Delta x$	$mm$
Courant d'alim. du fil central	$I_c$	$A$
Courant d'alim. des fils latéraux	$I_t$	$mA$

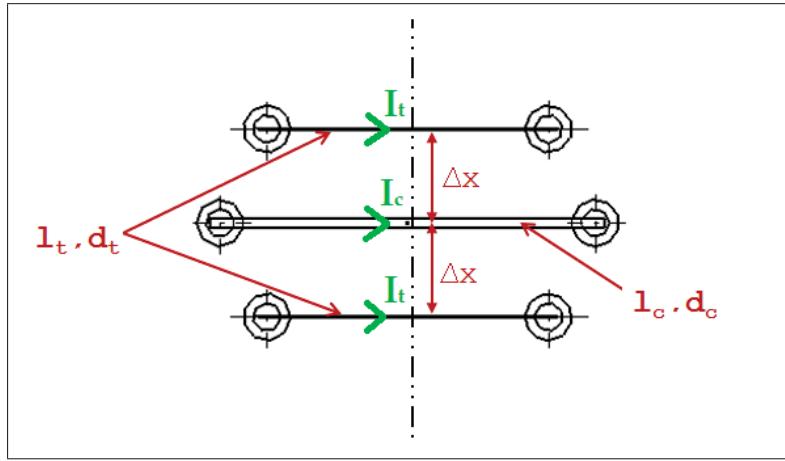


Figure 2.1 Définition des paramètres de conception des éléments actifs

### 2.1.1 Fils latéraux

Les fils latéraux sont parcourus par un courant très faible de sorte qu'ils agissent comme des thermomètres à résistance, c'est à dire qu'ils doivent être sensibles aux variations de température mais pas aux variations de vitesse. On parle alors de *fils froids*.

#### 2.1.1.1 Matériau

La résistance des fils froids doit varier significativement lors de l'apport d'un flux de chaleur convectif de la part du fil central. Il est donc primordial que leur résistivité  $r_e$  varie significativement avec l'augmentation de température. En général, de la même manière qu'en anémométrie par fil chaud, on suppose une variation linéaire de la résistance d'un fil  $R_w$  en fonction de sa température  $T_w$  :

$$R_w = R_0 \cdot (1 + \alpha (T_w - T_0)) \quad (2.1)$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{R_w} \frac{\partial R_w}{\partial T_w} \quad (2.2)$$

le coefficient de température en ( $K^{-1}$ ),  $T_0$  la température de référence et  $R_0$  la résistance du fil à cette température. Ainsi la principale caractéristique recherchée pour les fils latéraux est une grande valeur du coefficient de température  $\alpha$ . En anémométrie par fil chaud, le tungstène ( $\alpha = 0,0045K^{-1}$ ) et le platine ( $\alpha = 0,0039K^{-1}$ ) sont communément employés. Le platine présente une très bonne résistance à l'oxydation mais est naturellement fragile et mou. Au contraire, le tungstène est apprécié pour sa grande résistance à la traction mais présente l'inconvénient de s'oxyder au dessus de  $600K$ . Néanmoins, en plaquant un fil de tungstène avec du platine, on améliore sa résistance à l'oxydation et son coefficient de température devient alors très proche de celui du platine seul. Le Tableau 2.2 résume les caractéristiques des fils latéraux utilisés par Eaton *et al.* (1979) (Figure 1.11), Shivaprasad et Simpson (1982) (Figure 1.13) et Westphal *et al.* (1981) (Figure 1.19).

Tableau 2.2 Propriétés des fils latéraux utilisés dans la littérature  
Source : Comte-Bellot *et al.* (2007)

	<b>Eaton <i>et al.</i> (1979)</b>	<b>Shivaprasad et Simpson (1982)</b>	<b>Westphal <i>et al.</i> (1981)</b>
<b>Matériau</b>	Tungstène	Platine-Rhodium (Pt90Rh10)	Tungstène plaqué Platine
<b><math>\alpha (K^{-1})</math> [0; 100°C]</b>	$4,5.10^{-3}$	$1,7.10^{-3}$	$3,9.10^{-3}$
<b><math>r_e (\mu\Omega.cm)</math> à 20°C</b>	6,0	19	5,5

Une bonne expérience dans l'utilisation et la réparation de sondes à fils chauds en tungstène a déjà été acquise au sein du TFT. Le laboratoire possède une quantité importante de fil de tungstène de diamètre  $5\mu m$  et dispose d'un montage expérimental permettant la soudure de tels fils sur des sondes à fil chaud. L'oxydation des fils n'apparaît pas comme un problème majeur si on veille bien à contrôler la température de fonctionnement du capteur. Il est donc convenu que les fils latéraux seront constitués de fils de tungstène.

### 2.1.1.2 Géométrie

Le fil disponible au laboratoire TFT est de diamètre  $d_t = 5\mu m$ , de même que Eaton *et al.* (1979) et Westphal *et al.* (1981) (Tableau 2.3). Nous conserverons donc ce diamètre. La longueur des fils doit être suffisamment faible pour ne pas trop perturber l'écoulement et pour assurer une résolution spatiale suffisante. Par contre il est important de garantir un rapport  $l/d$  suffisant afin de minimiser les pertes de chaleur par conduction dans les aiguilles par rapport au transfert par convection. Typiquement, un rapport d'au moins  $l/d = 500$  est préconisé (Doebelin, 2010, p.148). Au vu de ces considérations nous décidons de fixer la longueur des fils latéraux à  $l_t = 3mm$ , de même que Westphal *et al.* (1981), soit un rapport  $l_t/d_t = 600$ .

Tableau 2.3 Dimensions des fils latéraux utilisés dans la littérature.

	<b>Eaton <i>et al.</i> (1979)</b>	<b>Shivaprasad et Simpson (1982)</b>	<b>Westphal <i>et al.</i> (1981)</b>
<b>diamètre</b>	$5\mu m$	$25\mu m$	$5\mu m$
<b>longueur</b>	$6mm$	$6mm$	$3mm$

### 2.1.1.3 Courant d'alimentation

Le courant d'alimentation  $I_t$  doit être suffisamment faible pour que les fils se comportent comme des fils froids. En contre-partie, l'amplitude du signal de sortie du pont de Wheatstone sera d'autant plus réduite que le courant d'alimentation sera petit. En thermométrie par fil froid on utilise communément des fils de *Pt90Rh10* de diamètre  $1\mu m$  dans lesquels on fait parcourir un courant de l'ordre de  $0.5mA$ . De leur côté, Eaton *et al.* (1979) font parcourir un courant beaucoup plus important ( $3mA$ ) dans chacun des fils latéraux car ceux-ci sont de diamètre d'autant plus important ( $5\mu m$ ). Néanmoins, la résistivité  $r_e$  du tungstène étant inférieure à celle du platine, pour un même rapport  $I_t/d_t$ , la puissance électrique dissipée est plus faible pour le capteur de Eaton *et al.* (1979). Dans notre cas, similaire à celui de Eaton *et al.* (1979), il est donc légitime de penser qu'un même courant de  $I_t = 3mA$  est suffi-

sant pour obtenir un signal d'amplitude satisfaisante tout en garantissant un comportement de type «fils-froids». À postériori, il a été constaté que le coefficient de surchauffe des fils latéraux en fonctionnement était de l'ordre de  $2.10^{-3}$ , ce qui est suffisamment faible pour valider notre hypothèse.

### 2.1.2 Fil central

Le fil central doit générer un flux de chaleur suffisamment important pour induire une variation significative de la résistance des fils latéraux. Idéalement on souhaiterait que le fil chauffant ait une très faible inertie thermique de manière à ce que tout changement dans la direction du fluide se répercute instantanément sur la direction du flux de chaleur généré. L'utilisation d'un Anémomètre à Température Constante (CTA) permettrait de palier à ce problème en maintenant la résistance du fil central constante. Néanmoins il faut garder à l'esprit que le capteur est destiné à être reproduit en plusieurs exemplaires et que l'utilisation de plusieurs CTAs deviendrait trop coûteuse. Nous choisissons donc d'alimenter le fil central par une simple source de courant constant. Lorsqu'il s'agira d'alimenter plusieurs capteurs, il suffira d'utiliser une source de tension constante qui débitera dans plusieurs grosses résistances montées en parallèles (transformation de type *Norton-Thévenin*). Dans cette optique, afin de limiter la puissance débitée par cette source, il est décidé de fixer le courant maximal à fournir au fil central à  $1A$ .

#### 2.1.2.1 Matériaux

Le fil central et son courant d'alimentation  $I_c$  doivent être dimensionnés de manière à générer la plus grande puissance thermique par unité de longueur sans pour autant brûler le fil. Le choix du matériau du fil chauffant est primordial. D'une part une bonne résistivité électrique  $r_e$  permet une plus grande puissance dissipée pour un même courant d'alimentation. D'autre part une faible conductivité thermique  $k_c$  permet de minimiser les pertes par conduction dans les broches (Bruun, 1995, p.26). Le Tableau 2.4 résume les matériaux utilisés par les mêmes auteurs que précédemment. Le Nickel est un moins bon conducteur électrique que les autres alliages. En revanche, il présente la température maximale d'opération la plus importante.

Cette propriété est capitale dans le cas du PWP de Westphal *et al.* (1981) puisque les impulsions de courant envoyées dans le fil central sont très brèves ( $\sim 5\mu s$ ) et donc de très forte amplitude de manière à maximiser l'énergie fournie. Le Chromel utilisé par Shivaprasad et Simpson (1982) semble un meilleur compromis que le Monel employé par Eaton *et al.* (1979). Néanmoins, force est de constater que le Nichrome, alliage de Nickel (80%) et de Chrome (20%), est encore plus avantageux, tant du côté de la résistivité électrique que de la conductivité thermique. De plus, sa plus faible teneur en Nickel le rend moins coûteux que le Chromel. Le matériau élu pour le fil central est donc le Nichrome (Ni80Cr20).

Tableau 2.4 Propriétés des fils chauffants utilisés dans la littérature.

	<b>Eaton <i>et al.</i> (1979)</b>	<b>Shivaprasad et Simpson (1982)</b>	<b>Westphal <i>et al.</i> (1981)</b>	<b>Conception</b>
<b>Matériau</b>	Monel (Ni63Cu30)	Chromel (Ni90Cr10)	Nickel	Nichrome (Ni80Cr20)
<b>Résistivité électrique à <math>20^\circ C</math> [<math>\mu\Omega.cm</math>]</b>	51.1	70.6	9.5	108
<b>Conductivité thermique à <math>20^\circ C</math> [<math>W.m^{-1}.K^{-1}</math>]</b>	22	19	70.2	11.3
<b>Température max. d'opération [<math>^\circ C</math>]</b>	1330	1000	1440	1200
<b>Source</b>	Metals (2013)	Omega-Engineering (2013)	Alloy-Wire (2013b)	Alloy-Wire (2013a)

### 2.1.2.2 Géométrie

Il est plus avantageux que le fil central soit plus long que les fils latéraux, d'une part pour générer une puissance thermique totale plus importante et d'autre part pour limiter la sensibilité angulaire de la sonde, point qui sera développé plus loin. Cependant, toujours dans le soucis de ne pas perturber l'écoulement, la longueur du fil central ne doit pas être trop importante. Un compromis est trouvé en fixant la longueur du fil central à  $l_c = 4mm$ , soit 1mm plus long que les fils latéraux.

Le diamètre du fil central  $d_c$  doit être soigneusement dimensionné. S'il est trop important, il ne sera pas possible de transmettre une puissance thermique suffisante avec la limite de  $1A$  que nous nous sommes fixée. Si il est trop faible, le fil ne sera pas capable de dissiper la puissance électrique et brûlera inévitablement. Le Tableau 2.5 rapporte les caractéristiques des fils centraux utilisés dans la littérature. La puissance électrique dissipée par unité de longueur est définie par :

$$P'_e(T_w) = \frac{r_e(T_w)}{\pi \frac{d_c^2}{4}} I_c^2 \quad (2.3)$$

Étant donné que la résistivité électrique  $r_e$  dépend de la température d'opération du fil,  $P'_e$  varie selon les conditions d'utilisation de la sonde. Par conséquent, c'est la puissance électrique par unité de longueur basée sur la résistivité à  $20^\circ C$  qui est ici comparée. Shivaprasad et Simpson (1982) ont choisi un diamètre très important, ce qui leur permet de faire passer  $3A$  sans endommager le fil. Pourtant, la configuration de Eaton *et al.* (1979) semble indiquer qu'une puissance électrique par unité de longueur 25% plus faible est suffisante au bon fonctionnement de la sonde. Par ailleurs ces derniers spécifient que le courant de  $1.5A$  était largement supérieur au courant minimum permettant l'obtention d'un signal. Pour notre part, nous fixons le diamètre du fil à  $d_c = 100\mu m$ . Celui-ci étant inférieur à celui de Eaton *et al.* (1979), et compte tenu de la grande résistivité du Nichrome, un courant d'alimentation de  $I_c = 0.85A$  suffit à générer une puissance par unité de longueur comparable à celle de la sonde de Eaton *et al.* (1979). Il reste néanmoins à s'assurer que le fil ne risque pas de brûler avec un tel courant d'alimentation.

Tableau 2.5 Caractéristiques des fils chauffants utilisés dans la littérature

	<b>Eaton <i>et al.</i> (1979)</b>	<b>Shivaprasad et Simpson (1982)</b>	<b>Conception</b>
$r_e(20^\circ)[\mu\Omega.cm]$	51.1	70.6	108
$d_c[mm]$	0.125	0.254	0.1
$I_c[A]$	1.5	3	0.85
$P'_e(20^\circ)[W/m]$	94	125	99

### 2.1.2.3 Courant d'alimentation

Il s'agit ici de vérifier que le courant d'alimentation de  $0.85A$  ne risque pas de détruire le fil, et ceci même lorsque la sonde n'est pas utilisée en phase de test, c'est à dire en l'absence d'écoulement. Pour cela on assimile le fil à un cylindre infini horizontal de température uniforme  $T_w$ . En première approximation, on suppose que la dépendance de la résistivité du Nichrome avec la température est linéaire dans toute la plage considérée avec un coefficient de température  $\alpha = 10 \cdot 10^{-5} K^{-1}$ . Il est chauffé en régime permanent par une source de chaleur linéique  $P'_e(T_w)$  et on fait l'hypothèse qu'il n'est soumis qu'à la convection naturelle avec l'air environnant à la température de  $T_a = 23^\circ C$  et de conductivité thermique  $k_{air}$ . En réalité, comme la longueur du fil est finie, les pertes par conduction dans les aiguilles (plus massives donc plus froides) sont non négligeables (Bruun, 1995). En ne les prenant pas en compte, on se place en position de sécurité. Le bilan énergétique du fil peut alors s'écrire :

$$r_e I_c^2 = \left( \frac{\pi d_c}{2} \right)^2 N u_{d_c} \cdot k_{air} (T_w - T_a) \quad (2.4)$$

Le nombre de Nusselt du fil ( $N u_{d_c}$ ) se détermine ensuite grâce à la corrélation de *Churchill et Chu* (Incropera et Bergman, 2011, p.163) :

$$N u_{d_c} = \left( 0.60 + \frac{0.387 \cdot R a_{d_c}^{1/6}}{\left( 1 + \left( \frac{0.559}{P r} \right)^{9/16} \right)^{8/27}} \right)^2 \quad (2.5)$$

$$R a_{d_c} = \frac{g \cdot \beta \cdot d_c^3}{\nu^2} P r \lesssim 10^{12} \quad (2.6)$$

où  $P r$ ,  $\beta$  et  $\nu$  sont respectivement le nombre de Prandlt, le coefficient de dilatation thermique et la viscosité cinématique de l'air et  $g$  représente l'accélération de la pesanteur. Toutes les propriétés de l'air sont prises à la température de film définie par :

$$T_f = \frac{T_w + T_a}{2} \quad (2.7)$$

Pour un diamètre  $d_c = 100\mu m$  et un courant  $I_c = 0.85A$ , le calcul de l'équation (2.4) converge après quelques itérations vers la température de  $T_w = 1474K \simeq 1200^\circ C$  qui correspond environ à la température maximale d'opération du Nichrome. Les pertes par conduction dans les aiguilles ayant été négligées, le fil ne devrait pas brûler, même en l'absence d'écoulement. Ceci valide le choix du diamètre de  $d_c = 100\mu m$  et on décide de définir le courant d'alimentation nominal du fil à  $I_c = 0.8A$ . Par ailleurs, la validation expérimentale du dimensionnement du fil, présentée en Annexe A-III, montre que le fil peut être opéré sans risque d'endommagement jusqu'à  $I_c = 0.9A$ .

### 2.1.3 Espacement des fils

Les trois fils étant dimensionnés, il s'agit de définir l'espacement  $\Delta x$  entre chacun d'entre eux. Ce paramètre est crucial dans la mesure où c'est lui qui va définir la taille minimale des structures que le capteur est capable de détecter. En effet, si les fils sont trop espacés les uns des autres, il est possible que certaines particules de fluide n'aient pas le temps de parcourir la totalité du chemin qui sépare le fil central des fils latéraux avant de faire demi-tour. Au contraire, si les fils sont trop rapprochés les uns des autres, le transfert par conduction dans l'air peut devenir prédominant devant la convection pour de faibles valeurs de vitesse (Westphal *et al.*, 1981), ce qui risquerait de réduire la sensibilité du capteur par rapport au phénomène d'intermittence que l'on souhaite observer. Néanmoins en pratique, la distance minimale entre les fils est surtout limitée par le diamètre des aiguilles et celui des trous à travers lesquels elles passent.

L'autre caractéristique régie par l'espacement entre les fils est la sensibilité angulaire. Théoriquement, pour tout écoulement orienté d'un angle  $\theta$  en deçà de l'angle limite  $\theta_l$ , le signal délivré par la sonde reste inchangé (Figure 2.2(a)). Au delà de cet angle, une partie du sillage chaud créé par le fil central n'atteint pas les fils latéraux (Figure 2.2(b)). On s'attend donc à ce que l'amplitude du signal diminue. Pourtant, par symétrie de la sonde, la valeur de  $\gamma$  mesurée doit rester inchangée jusqu'à l'angle critique  $\theta_c$ . Passé cet angle, la totalité du flux de chaleur émis le signal manque les fils latéraux. La mesure de  $\gamma$  devient alors théoriquement

impossible (Figure 2.2(c)). Les angles limites et critiques s'expriment respectivement :

$$\theta_l = \arctan \left( \frac{|l_c - l_t|}{2\Delta x} \right) \quad (2.8)$$

$$\theta_c = \arctan \left( \frac{l_c + l_t}{2\Delta x} \right) \quad (2.9)$$

Le Tableau 2.6 résume les limites angulaires des capteurs utilisés dans la littérature. Eaton *et al.* (1979) et Shivaprasad et Simpson (1982) ont choisi d'utiliser la même longueur pour le fil central que pour les fils latéraux. De ce fait, il suffit que le capteur soit désorienté d'un angle  $\theta$  quelconque pour que le signal mesuré perde en sensibilité. Par contre, dans la configuration de Westphal *et al.* (1981) l'amplitude du signal doit théoriquement rester inchangé pour  $\theta < 25^\circ$ . En outre l'ensemble des conceptions proposées dans la littérature amènent à un angle critique d'au moins  $65^\circ$ . Nous décidons de fixer  $\Delta x$  de manière à ce que les angles limites et critiques soient plus grands que ceux rencontrés dans la littérature tout en veillant à ce que cet espacement soit réalisable en pratique. On choisit  $\Delta x = 1mm$ . Les angles limites et critiques correspondants sont alors respectivement de  $27$  et  $74^\circ$ .

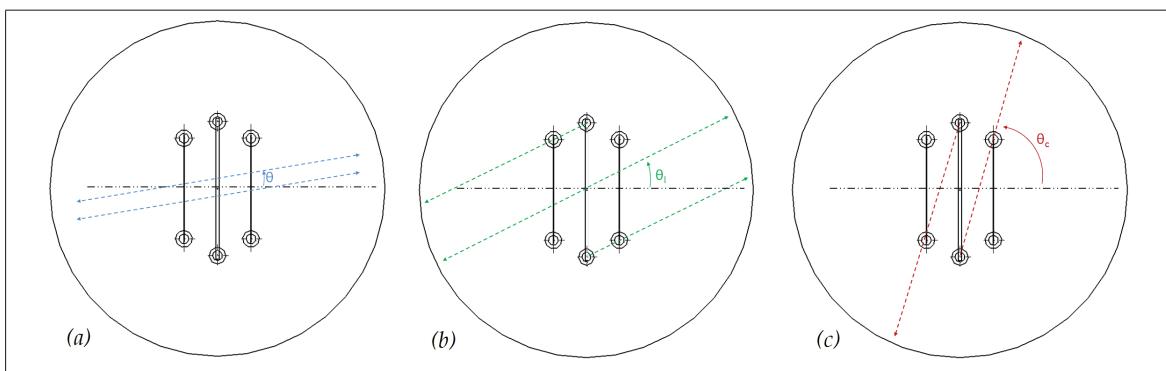


Figure 2.2 Définitions de (a) l'angle d'incidence par rapport à l'écoulement,  
(b) l'angle limite et (c) l'angle critique

Tableau 2.6 Espacements et angles limites des capteurs utilisés dans la littérature.

	<b>Eaton <i>et al.</i> (1979)</b>	<b>Shivaprasad et Simpson (1982)</b>	<b>Westphal <i>et al.</i> (1981)</b>	<b>Conception</b>
$l_c(\text{mm})$	6	6	4.7	4
$l_t(\text{mm})$	6	6	3	3
$\Delta x(\text{mm})$	2, 5	2, 5	1, 8	1
$\theta_l(^{\circ})$	0	0	25	27
$\theta_c(^{\circ})$	67	67	65	74

#### 2.1.4 Bilan

Le Tableau 2.7 résume la conception des éléments actifs.

Tableau 2.7 Bilan de conception des éléments actifs

<b>Paramètre</b>	<b>Symbol</b>	<b>Valeur</b>
Matériau du fil central	—	Ni80Cr20
Matériau des fils latéraux	—	Tungstène
Diamètre du fil central	$d_c$	$100 \mu\text{m}$
Diamètre des fils latéraux	$d_t$	$5 \mu\text{m}$
Longueur du fil central	$l_c$	4 mm
Longueur des fils latéraux	$l_t$	3 mm
Espacement entre les fils	$\Delta x$	1 mm
Courant d'alim. du fil central	$I_c$	0.8 A
Courant d'alim. des fils froids	$I_t$	3 mA

## 2.2 Conception du socle

La conception du socle (ou base du capteur) est une étape cruciale puisque celui-ci doit non seulement permettre au capteur de s'intégrer à la section d'essai de la soufflerie du TFT mais également faciliter le procédé de soudure des trois fils. Le socle conçu est illustré en détail sur les Figures 2.3 et 2.4. Il peut se décomposer en quatre parties : le bouchon, la lamelle, le coulisseau et les aiguilles, chacune répondant à une fonction particulière décrite dans la suite de cette section.

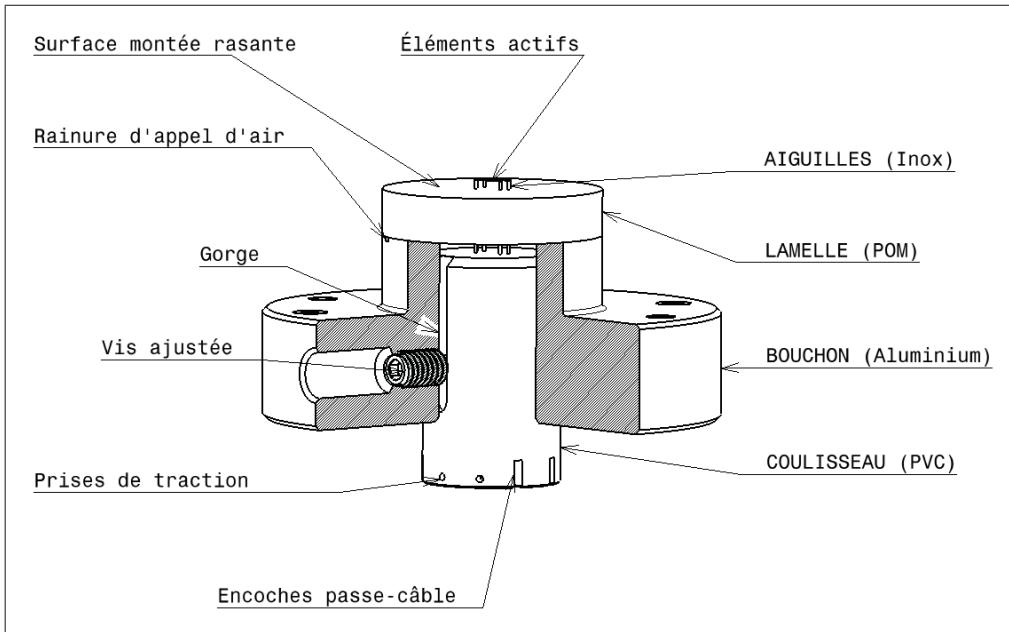


Figure 2.3 Vue détaillée du socle

### 2.2.1 Aiguilles

En anémométrie par fil chaud, d'après Hegge Zijnen (1951), «il est souvent d'usage d'utiliser des aiguilles de couture de diamètre uniforme de l'ordre de 0.2 à 0.3mm ou même au dessus» pour constituer les supports de fil. Les aiguilles choisies sont des aiguilles en acier inoxydable (Inox) de diamètre  $d_a = 0.35mm$ . Elles sont suffisamment fines pour ne pas trop perturber l'écoulement mais sont assez rigides pour éviter qu'elles ne fléchissent trop.

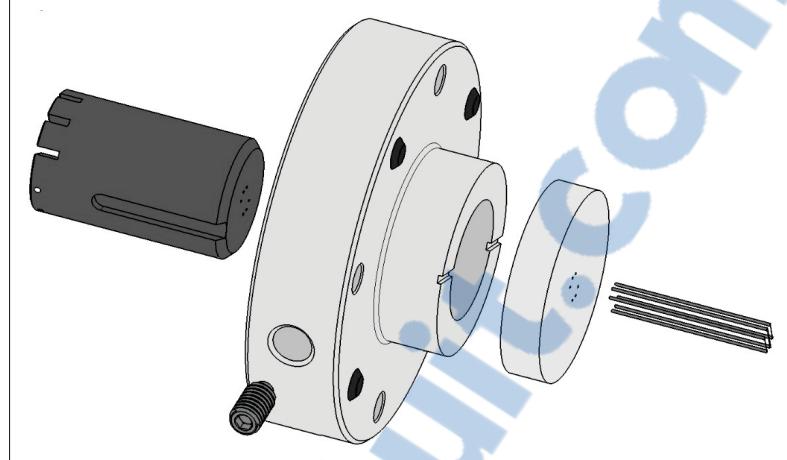


Figure 2.4 Vue éclatée du socle

Elles sont encastrées et collées au coulisseau puis passent à travers la lamelle. Comme elles sont destinées à conduire un courant électrique, elles ne doivent pas être en contact avec un matériau conducteur.

### 2.2.2 Lamelle

La lamelle d'épaisseur 5mm est collée à l'extrémité du bouchon et comporte 6 trous de 0.35mm de diamètre à travers lesquelles les aiguilles peuvent glisser. Elle sera fabriquée en POM (Polyoxyméthylène) de type Delrin® , un bon isolant électrique.

### 2.2.3 Bouchon

Le bouchon est conçu pour s'adapter à la surface d'essai de la soufflerie du TFT constituée par une plaque en aluminium de 50cm x 50cm d'une épaisseur nominale de  $\frac{1}{2}$ " et dans laquelle sont perforés 5 rangées de 5 trous de diamètre 24mm. Lorsque le bouchon est inséré dans un des trous, la surface de la lamelle doit être parfaitement rasante avec la surface intérieure du canal d'essai. Les tolérances sur l'épaisseur d'une plaque de cette dimension sont telles que la différence d'épaisseur entre différents endroits de la plaque peut atteindre 0.2mm. Ainsi on prévoit une longueur utile de l'ensemble {bouchon-lamelle} supérieure à l'épaisseur nominale de la plaque et on utilise quatre vis d'ajustement (M4x6mm) qui permettent de

surélever plus ou moins le bouchon dépendamment du trou dans lequel il se trouve. Enfin, quatre autres vis (M3x16mm) sont utilisées pour maintenir le bouchon en position sur la plaque. La Figure 2.5 illustre la mise en place du bouchon sur la plaque. Le bouchon n'étant pas en contact avec les aiguilles, il sera fabriqué en aluminium.

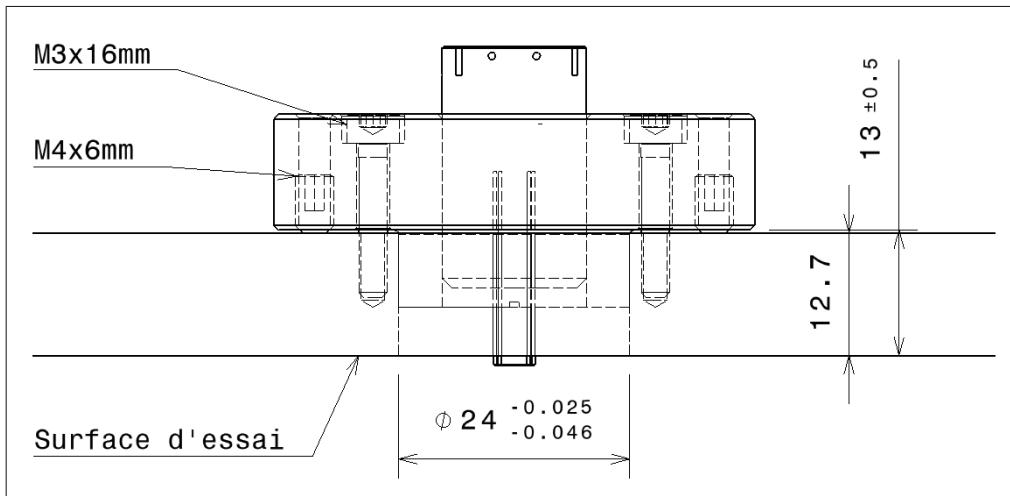


Figure 2.5 Montage du bouchon sur la plaque d'essai

## 2.2.4 Coulisseau

Afin de mesurer  $\gamma$  au voisinage de la paroi, il faut que le plan formé par les trois fils soit suffisamment proche de la surface de la lamelle (1mm dans le cas de Eaton *et al.* (1979)). Or, comme nous le verrons dans le chapitre FABRICATION, la soudure des trois fils sur le bout des aiguilles est très difficile à réaliser si celles-ci sont trop courtes. De ce fait il faut prévoir un coulisseau dans lequel les 6 aiguilles seront encastrées et capable de se translater par rapport au bouchon de manière à pouvoir rapprocher simultanément les trois fils de la paroi après les avoir soudés. La Figure 2.6 illustre les deux configurations, avant et après soudage des fils. Il est important que la translation se fasse sans que le coulisseau ne pivote dans le bouchon afin d'éviter que les aiguilles ne se tordent par contact avec la lamelle, ce qui entraînerait inévitablement la rupture des soudures très fragiles. À cet égard, une vis ajustée dans une gorge empêche la rotation du coulisseau (Figre 2.3). Cette même vis permet ensuite,

par serrage, de maintenir le coulisseau dans la position désirée. Le coulisseau est évidé de manière à réduire la longueur de perçage des trous de  $0.35\text{mm}$ . Des encoches permettant de coincer les câbles ainsi que des trous facilitant la traction du coulisseau sont conçus à son extrémité. Aussi, afin d'éviter la succion du coulisseau au fond du bouchon, deux orifices d'appel d'air ont été prévus. Le coulisseau sera fabriqué en PVC.

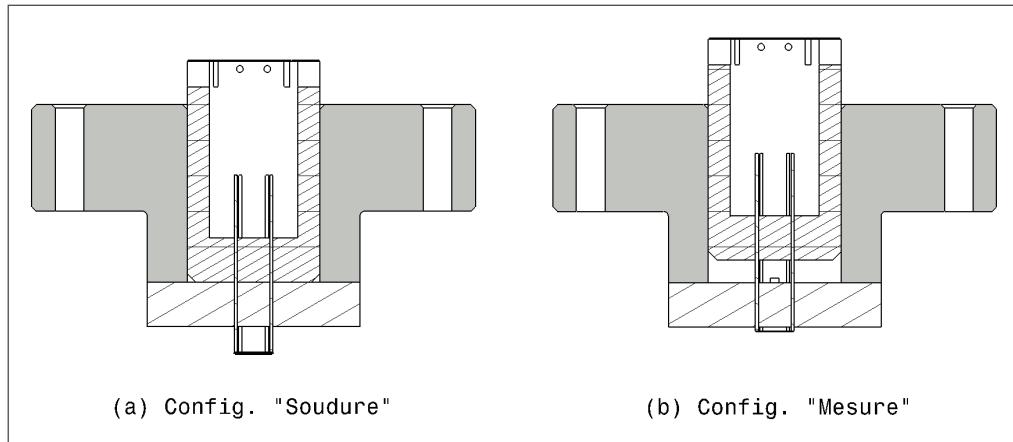


Figure 2.6 Positions du coulisseau (a) pour la soudure et (b) pour la mesure

### 2.3 Conditionnement du signal

Le but du circuit conditionneur est de comparer les résistances  $R_{t1}$  et  $R_{t2}$  des fils latéraux afin d'en déduire la direction instantanée de l'écoulement. Un premier circuit a été conçu pour permettre la mesure indépendante de ces deux résistances de manière à contrôler le signal de sortie analogique du capteur. Il est présenté au début de cette section. Idéalement, dans la perspective de multiplier le nombre de capteurs, on souhaiterait avoir un circuit capable de délivrer une sortie de type 0/5V afin qu'il puisse être enregistré sur une entrée numérique de la carte d'acquisition. Le circuit de Eaton *et al.* (1979) permet un tel conditionnement et sera présenté en deuxième lieu dans cette section. Enfin, en s'appuyant sur ce modèle nous décrirons notre version modifiée du circuit.

### 2.3.1 Double-pont

Le circuit double-pont a pour unique rôle de mesurer indépendamment les tensions  $V_1$  et  $V_2$  aux bornes des résistances  $R_{t1}$  et  $R_{t2}$ . Le schéma du circuit est présenté sur la Figure 2.7. Les résistances attendues pour chacun des fils sont de l'ordre  $8\Omega$ . Des résistances de précision de  $2213,4\Omega$  sont placées dans chacune des branches du pont. Une tension d'alimentation de  $V_+ = 6.5V$  permet de faire parcourir des courants  $I_{t1}$  et  $I_{t2}$  de l'ordre de  $3mA$  dans chacun des fils.

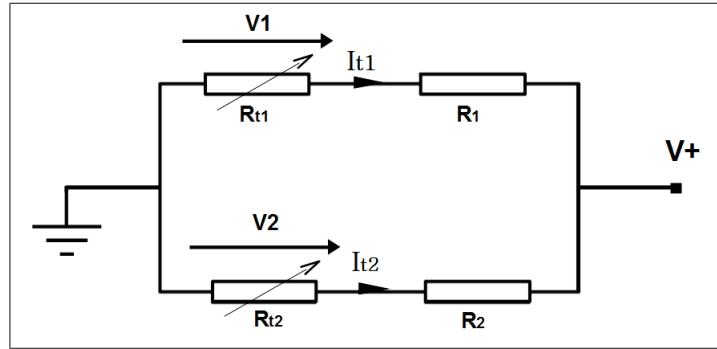


Figure 2.7 Schéma du double pont  
 $R_1 = R_2 = 2213,4\Omega$  ;  $V_+ = 6,5V$

### 2.3.2 Circuit de Eaton *et al.* (1979)

La Figure 2.8 présente le circuit conditionneur utilisé par Eaton *et al.* (1979). Les deux fils sont montés dans un pont de Wheatstone dont la tension de déséquilibre est envoyée à l'entrée d'un amplificateur opérationnel (AO) CA3140 suivi d'un comparateur LM311N. Un potentiomètre de  $1\Omega$  monté en série avec le fil  $F_2$  permet d'équilibrer le pont avant la mesure. En pratique, même après réglage de ce potentiomètre, la tension de sortie du pont n'est jamais parfaitement nulle. On peut donc ajuster la tension de sortie de l'AO à zéro à l'aide de deux potentiomètres (un grossier et un plus fin) de réglage de biais. Lorsque le fil  $F_1$  est chauffé par le fil central sa résistance augmente et une tension positive apparaît en sortie de l'AO ce qui induit une tension de  $15V$  en sortie du comparateur. Si au contraire c'est le fil  $F_2$  qui est plus chaud,

le comparateur renvoie 0V. Un filtre passe bas dont la fréquence de coupure est d'environ 200Hz est placé entre l'AO et le comparateur afin d'atténuer les hautes fréquences dues au bruit électromagnétique. Le signal de sortie du LM311N contrôle ensuite une bascule CD4016 AE qui délivre 0 ou 5V pour faciliter l'acquisition par voie numérique. Enfin un second AO CA3140 monté en suiveur est placé en fin de circuit et permet de régler finement le zéro de sortie par le biais de son offset.

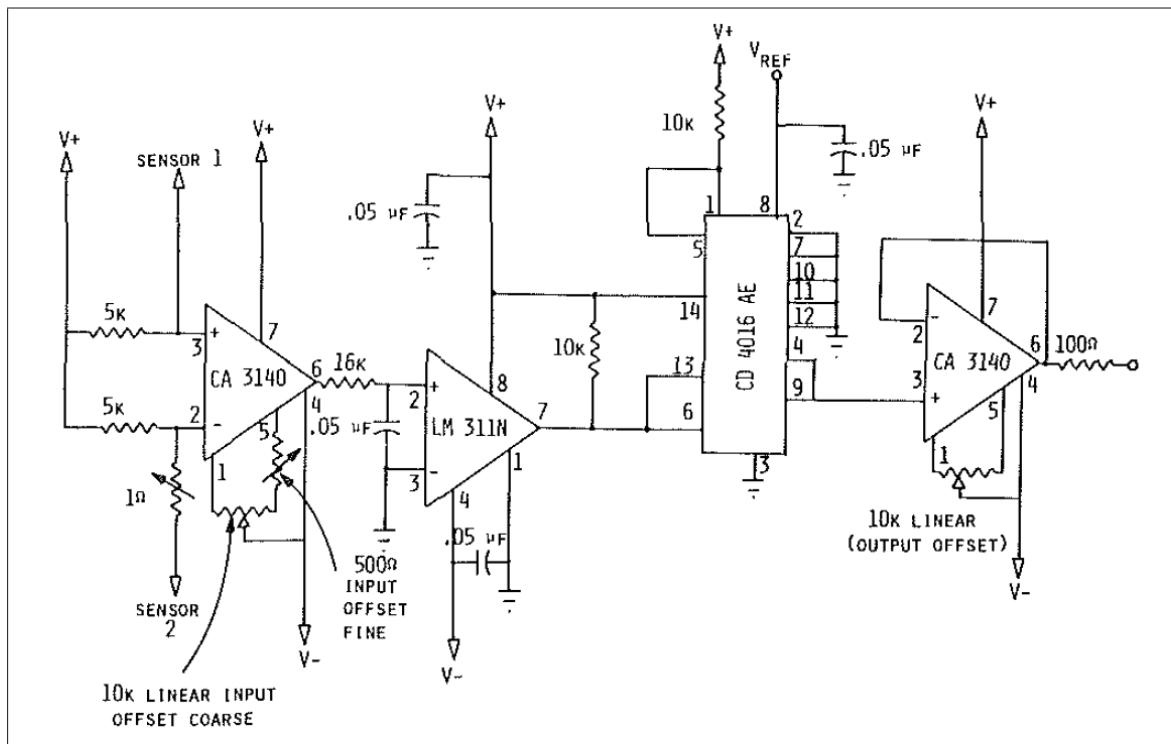


Figure 2.8 Schéma du circuit de Eaton *et al.* (1979)

$$V_+ = 15V; V_- = -15V; V_{REF} = 5V.$$

Tirée de Eaton *et al.* (1979)

### 2.3.3 Circuit modifié

Eaton *et al.* (1979) ayant montré la fiabilité du circuit lors de leur expérience de recollement derrière une marche descendante, nous décidons de nous appuyer sur son architecture pour concevoir notre circuit de conditionnement. Un certain nombre de modifications sont néanmoins apportées. Tout d'abord l'utilité de la bascule CD4016 AE est fortement remise en cause. En fait, en sortie du comparateur on a déjà une tension de type «tout ou rien» qui dépend du sens de l'écoulement. La tension de  $V+ = 15V$ , nécessaire à l'alimentation de l'AO et du comparateur, est effectivement trop grande pour être enregistrée sur une voie numérique de la carte d'acquisition. Cependant on peut se passer d'une bascule en utilisant un simple pont diviseur de tension. Par exemple en choisissant des résistances de  $5.1k\Omega$  et  $10k\Omega$  on divise la tension de sortie par trois pour obtenir les  $5V$  qui conviennent à l'acquisition par voie numérique. Un AO LM1458N est monté en suiveur en amont du pont diviseur de manière à ne pas influencer la sortie du comparateur.

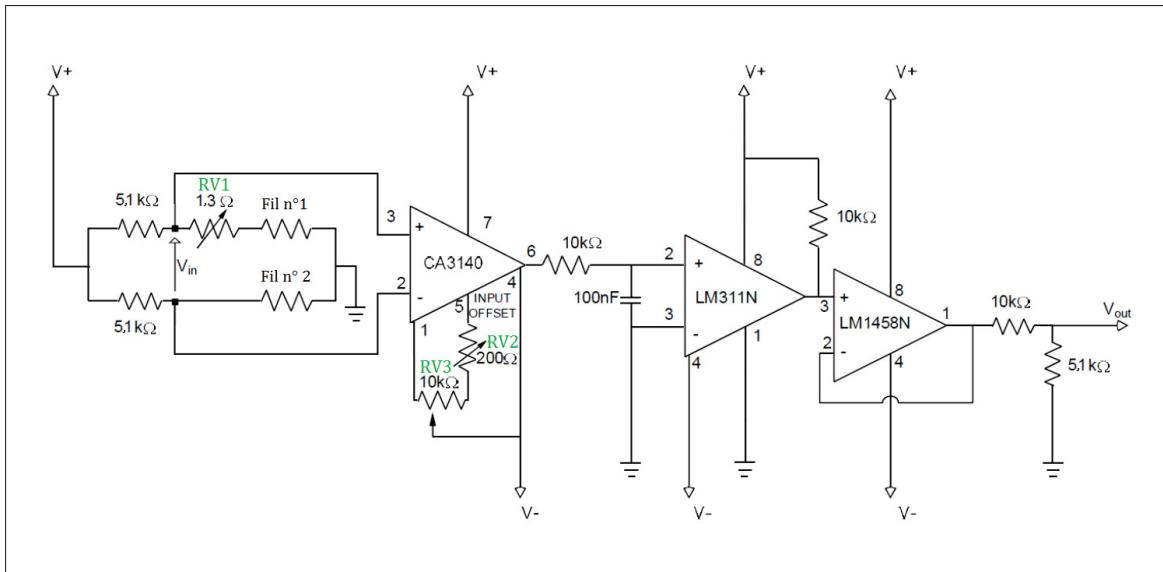


Figure 2.9 Schéma du circuit de conditionnement

Pour des raisons pratiques le potentiomètre d'équilibrage du pont (*RV1*) est constitué d'une résistance variable de  $10\Omega$  en parallèle avec une résistance de  $1.5\Omega$ . Le potentiomètre fin de réglage de l'offset de l'AO CA3140 *RV2* est remplacé par un potentiomètre de  $200\Omega$  pour permettre une meilleure résolution. De même, les composants choisis pour le filtre passe bas sont différents ce que induit une fréquence de coupure d'environ  $160Hz$ . Cette fréquence est à priori largement suffisante puisque d'après Eaton *et al.* (1981) la plus grande fréquence des événements intermittents enregistrés dans le cas du recollement derrière une marche descendante est de l'ordre de  $60Hz$ . Les amplificateurs opérationnels et le comparateur sont alimentés en  $\pm 15V$ . Des condensateurs de découplage sont ajoutés entre les bornes d'alimentation et la masse de manière à évacuer les harmoniques de haute fréquence (Figure 2.10).

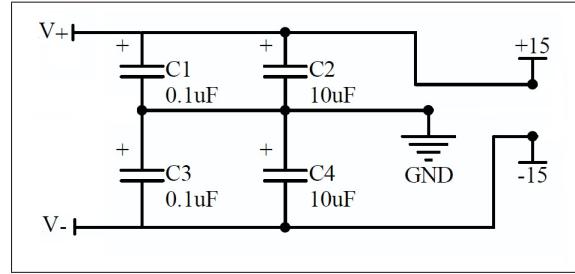


Figure 2.10 Découplage capacitif de l'alimentation.



## **CHAPITRE 3**

### **FABRICATION**

Au cours de ce chapitre nous développerons les procédés de fabrication qui ont été mis en place pour permettre la confection du capteur, de la préparation du socle jusqu'aux circuits de conditionnement en passant par la délicate opération de soudure des fils.

#### **3.1 Préparation du socle**

##### **3.1.1 Usinage**

Le socle a été intégralement fabriqué au département de génie mécanique de l’ÉTS. Un certain nombre d’éléments ont dû être pris en compte pour parvenir à un résultat satisfaisant. Tout d’abord l’ajustement du socle dans la plaque en aluminium nécessite d’obtenir le diamètre de  $24mm$  de l’ensemble {bouchon-lamelle} avec une classe de tolérance IT7. Quatre étapes sont nécessaires :

- a. Tournage de la lamelle : passe grossière ;
- b. Tournage du bouchon : passe grossière ;
- c. Collage de la lamelle sur le bouchon ;
- d. Tournage de l’ensemble bouchon-lamelle : passe de finition.

D’autre part il faut s’assurer que les 6 trous du coulisseau soient bien en vis-à-vis des 6 trous de la lamelle. Or les forêts de  $0.35mm$  sont très flexibles et présentent une longueur utile très courte. Il n’est donc pas possible de percer les 6 trous simultanément dans la lamelle et le coulisseau sans que la trajectoire ne dévie de façon majeure. Ainsi les deux séries de 6 trous sont usinés indépendamment, ceux de la lamelle étant bien entendu effectués après collage de celle-ci sur le bouchon.

### 3.1.2 Montage des aiguilles

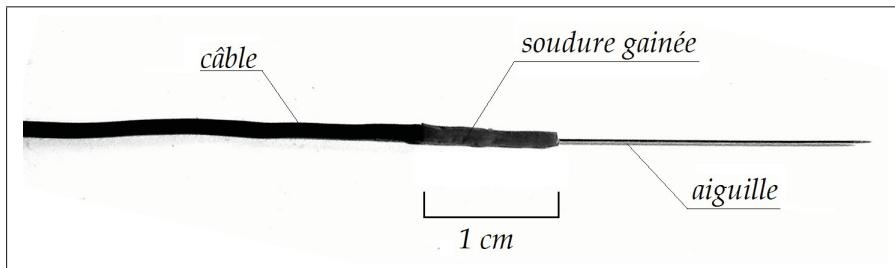


Figure 3.1 Préparation des aiguilles

Des câbles électriques avec une gaine de diamètre extérieur  $1.1mm$  sont utilisés. Ils sont soudés à l'étain à l'extrémité de chaque aiguille après en avoir sectionné le chas. Une gaine est ensuite enfilée autour de la soudure comme illustré sur la Figure 3.1. Il faut veiller à ce que la soudure ne soit pas trop épaisse. En effet, étant donnée la disposition des trous de  $0.35mm$ , les gaines doivent avoir un diamètre inférieur à  $1.12mm$  afin de pouvoir s'ériger conjointement dans le coulisseau.

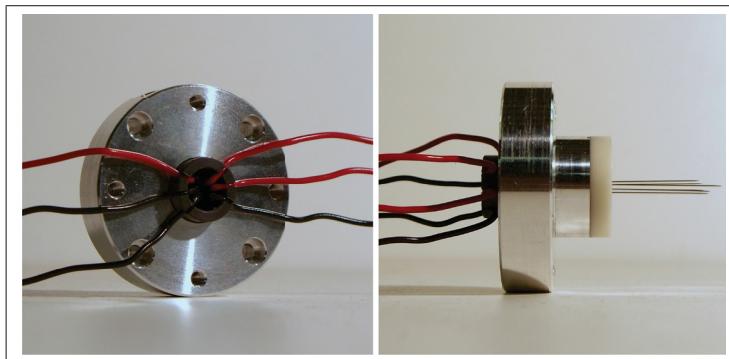


Figure 3.2 Socle après insertion des aiguilles

Les aiguilles sont insérées à travers le socle alors que le coulisseau est maintenu en butée contre la lamelle. Les câbles sont ensuite coincés dans les encoches du coulisseau pour éviter que les aiguilles ne se meuvent (Figure 3.2). Afin que les 6 aiguilles aient la même taille, une embase a été fabriquée. Le socle y est inséré et les aiguilles passent à travers une série

supplémentaire de 6 trous sur une épaisseur de  $4mm$  (Figure 3.3). En coupant puis limant les aiguilles à ras-bord de l'embase on s'assure que chacune d'entre elle dépasse de  $4mm$  de la lamelle. Elles sont alors collées à l'intérieur du coulisseau avec de la colle Loctite495<sup>TM</sup>. Une fois la colle sèche, le socle est retiré de l'embase (Figure 3.4). À ce stade, il est important d'évaluer la résistance électrique de chaque aiguille et de son câble associé. En général la résistance de l'ensemble {câble+aiguille} est d'environ  $0.2\Omega$ . Enfin, en vue de la soudure des trois fils sur le bout des aiguilles, celles ci sont rapprochées à  $2mm$  de la lamelle. Ceci présente plusieurs intérêts qui seront développés dans la section «déplacement du coulisseau».

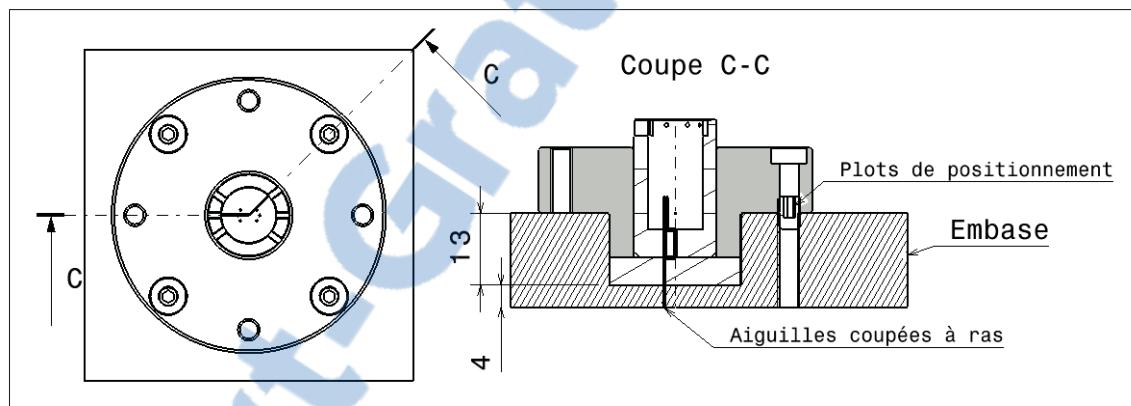


Figure 3.3 Montage du socle dans l'embase

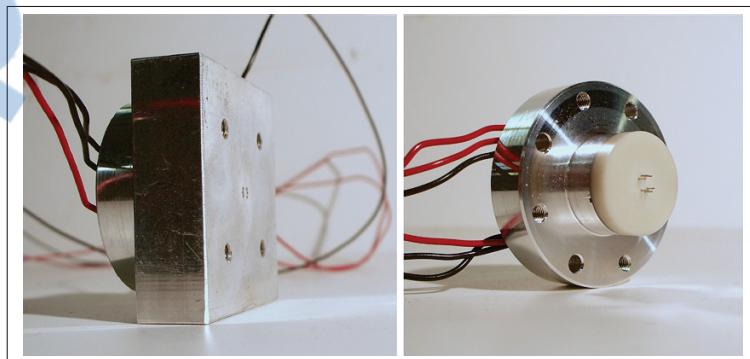


Figure 3.4 Socle prêt pour la soudure des fils

### 3.2 Soudure des fils

La préparation des éléments actifs se fait en trois étapes consécutives : la soudure du fil central, la soudure des fils latéraux, puis le rapprochement des trois fils de la paroi. L'équipement générique du laboratoire de soudure comprend notamment un microscope optique, une lampe de type *LB-150 Cold-Light Illumination* et deux bras de positionnement. Le microscope optique est muni d'oculaires de grossissement X20 et d'un objectif réglable entre X0, 7 et X4, 5. Les bras sont aimantés à la table et permettent d'effectuer des micro-déplacements dans les trois directions de l'espace à l'aide de trois vis. Une vis micrométrique supplémentaire permet d'obtenir un réglage plus fin dans la direction verticale. Une photographie du laboratoire de soudure est présentée en Annexe II (Figure-A II-1).

#### 3.2.1 Fil de Nichrome

Le Nichrome est compatible avec le brasage à l'étain. En revanche les points de soudure ont peu de chance de tenir si le fil est opéré à des hautes températures comme celle calculées dans le chapitre «Conception». De plus il semble à première vue difficile d'obtenir un résultat propre pour un diamètre aussi fin que  $0.1mm$ . Le fil de Nichrome est donc soudé à l'arc l'aide d'un *L60 Fine Wire Welder de Labfacility®*. Cet appareil, en général utilisé pour souder les jonctions de thermocouples, peut délivrer une énergie maximale de  $60J$  et est adapté pour des diamètres de fils allant jusqu'à  $1mm$  (Labfacility, 2013). De ce fait, il comporte une électrode de carbone très imposante qui rend la soudure délicate. La Figure 3.5 présente le montage expérimental permettant la soudure du fil central. Un support permet de tendre le fil de Nichrome entre deux pinces, à la hauteur de l'électrode de carbone. Les aiguilles sont portées au contact du fil à l'aide du bras  $n^{\circ}1$ . En poussant le fil à l'aide des aiguilles, on approche lentement le tout en direction de l'électrode jusqu'à ce qu'un arc électrique se produise et fasse fondre le fil de Nichrome sur l'aiguille. Après de nombreux essais il a été constaté qu'une énergie de soudure d'au moins  $1J$  est nécessaire pour notre application. Cependant cette énergie est à ajuster avec précaution afin de ne pas faire fondre l'aiguille. Le Grafcet fourni en Annexe II (Figures-A II-3 et II-4) décrit en détail le protocole de soudure mis en place pour le fil central.

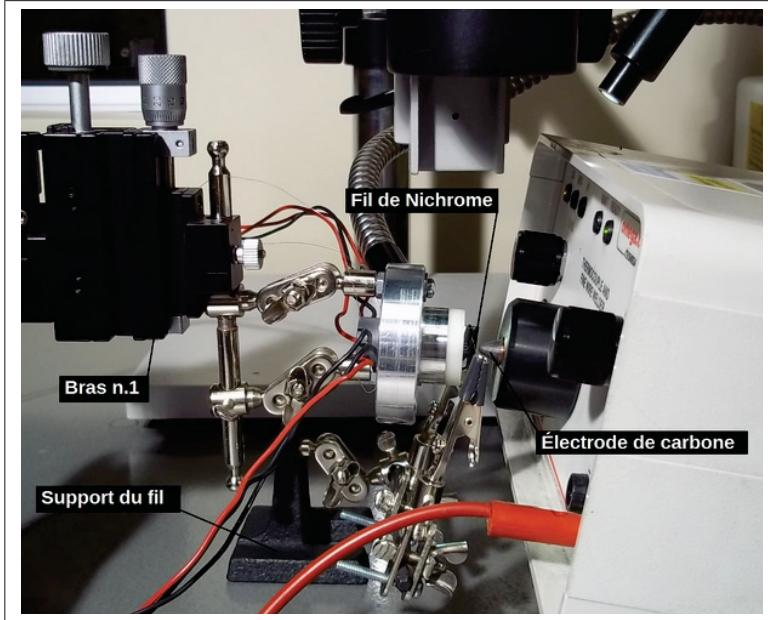


Figure 3.5 Montage de soudure du fil central

### 3.2.2 Fils de Tungstène

Contrairement au nichrome le tungstène n'est pas soudable à l'étain (Hegge Zijnen, 1951, p.356). Les fils latéraux sont donc soudés par résistance à l'aide d'un *Auspex® Spot-Welder Model AE-SPW100* spécifiquement destiné à la fabrication de sondes à fil chaud. Ce procédé délicat consiste à porter le fil de tungstène en contact d'une part avec l'aiguille(+) et d'autre par avec une électrode(-) avant de décharger un condensateur dans le circuit formé par ces trois éléments. Au passage de la résistance de contact, l'énergie dissipée fait fondre le fil qui vient alors se souder sur l'aiguille. L'énergie de soudure s'exprime par :

$$E_{spot} = \frac{1}{2} C_{spot} V_{spot}^2 \quad (3.1)$$

où  $C_{spot}$  et  $V_{spot}$  représentent respectivement la capacité du condensateur et la tension au bornes du circuit. Auspex-Scientific (1988) préconise une tension de 12V et une capacité de  $1000\mu F$  pour des fils de diamètre  $5\mu m$ . De part notre expérience, nous utilisons  $C_{spot} = 1000\mu F$  et  $V_{spot} = 14V$ , ce qui correspond à une énergie de soudure de  $E_w = 98mJ$ , soit dix

fois moins que pour le fil central. Il est également à noter que l'énergie maximale que peut délivrer le poste *Auspex* est de  $900mJ$ , ce qui n'aurait pas été suffisant pour le fil central.

Le Graftec fourni en Annexe II (Figure-A II-5) décrit en détail le protocole de soudure mis en place pour les fils latéraux. La Figure 3.6 présente le montage expérimental utilisé au TFT. Il est important que l'électrode ne soit pas en contact direct avec l'aiguille lors de la décharge dans quel cas ces deux se souderaient ensemble. Au contraire, si celles-ci sont trop éloignées l'une de l'autre, le joint de soudure sera trop fragile. Il est également important de polir régulièrement les aiguilles avec du papier de verre et de les nettoyer à l'acétone afin d'éliminer tout dépôt qui viendrait fragiliser la soudure.

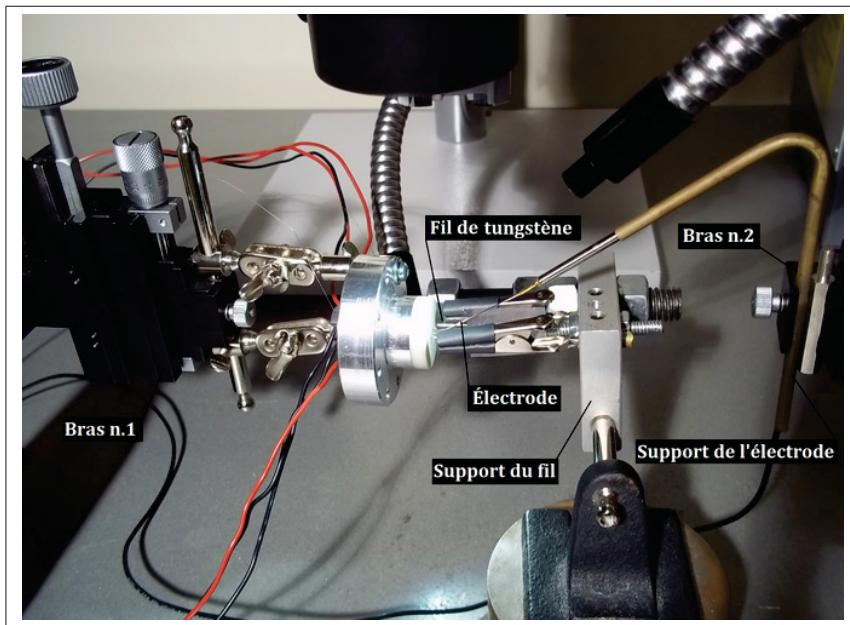


Figure 3.6 Montage de soudure des fils latéraux

Un support pour maintenir le fil de tungstène tendu entre deux pinces à été fabriqué à l'aide de deux aiguilles dont les chas ont été partiellement sectionnés (Figure 3.7). Ce système permet d'approcher le fil à environ  $1mm$  de la surface du socle. Il faut veiller à ce que le fil soit bien tendu lors de la soudure. En effet, d'éventuelles contraintes de flexion tendent à éjecter le fil de l'aiguille lors de la décharge. Bien évidemment le fil est très fragile et est à manipuler

avec précaution. Un fil trop précontraint fait inévitablement échouer la soudure. De plus, il est essentiel que les deux fils latéraux présentent une résistance proche l'une de l'autre afin que leur sensibilité thermique soit équivalente. Par exemple, Shivaprasad et Simpson (1982) stipulent qu'en maintenant les fils suffisamment tendus lors de la soudure ils parviennent à limiter la différence relative entre les deux résistances à moins de 5%. Pour notre part, une différence relative de l'ordre de 4% est généralement relevée. Une différence plus importante peut par exemple survenir si le bout des aiguilles n'a pas été suffisamment nettoyé avant la soudure ou si la longueur séparant les deux points de soudure est significativement différente entre les deux fils. Dans un tel cas, la sonde est rejetée et la procédure de soudure est répétée.

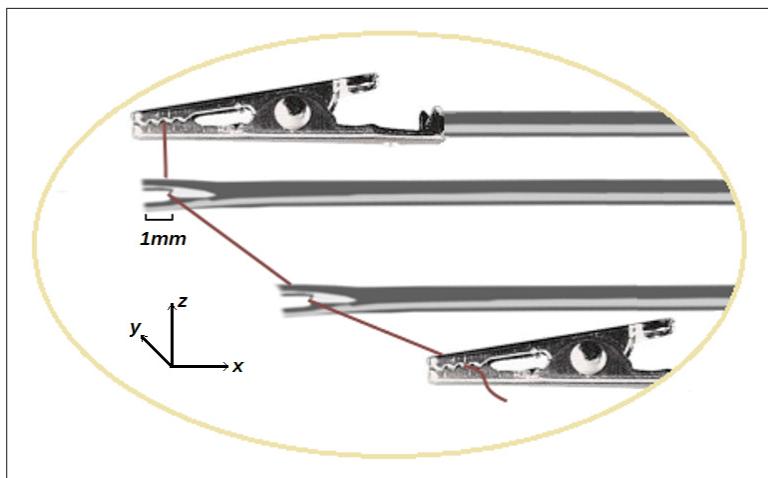


Figure 3.7 Schéma du support du fil de tungstène.

### 3.2.3 Déplacement du coulisseau

Les trois fils étant soudés sur le bout des aiguilles à environ 2mm de la surface de la lamelle, il s'agit maintenant de translater le coulisseau de manière à les rapprocher de la paroi. Étant donnée la fragilité des soudures, particulièrement des deux fils de tungstène, cette étape est très délicate. Comme on a pu le constater sur la Figure 3.2, les 6 trous percés à travers la lamelle ne sont pas parfaitement parallèles, infligeant ainsi une orientation légèrement différente à chacune des aiguilles. Ainsi, lors de la translation du coulisseau il n'est pas exclu que les extrémités des aiguilles s'écartent ou se rapprochent les unes des autres ce qui entraîne

selon le cas la traction ou la flexion des fils. Ce phénomène étant inévitable il faut s'assurer de limiter la course du coulisseau au maximum. C'est pour cette raison que les éléments actifs ont été soudés le plus proche possible de la lamelle ( $2mm$ ). De plus, il faut s'assurer de ne pas faire pivoter le coulisseau lors de la translation afin de ne pas faire fléchir les aiguilles. Pour ce faire, un fil de nylon est enfilé dans les 4 trous prévus à cet effet à l'extrémité du coulisseau et est attaché au bras n°1. En dévissant légèrement la vis ajustée transversale on s'assure qu'elle n'exerce plus de pression sur le coulisseau mais qu'elle demeure insérée dans la rigole. En manipulant très lentement le bras dans l'axe du coulisseau on parvient à translater ce dernier sans lui exercer de couple rotatif. L'observation du mouvement se fait au microscope. La Figure 3.8 présente le montage expérimental utilisé pour effectuer l'opération de translation du coulisseau. Dès que les trois fils sont parvenus à la distance recherchée on resserre la vis ajustée pour maintenir le coulisseau en position. La distance à la paroi est estimée en se basant sur le fil de Nichrome de diamètre  $d_c = 0.1mm$ .

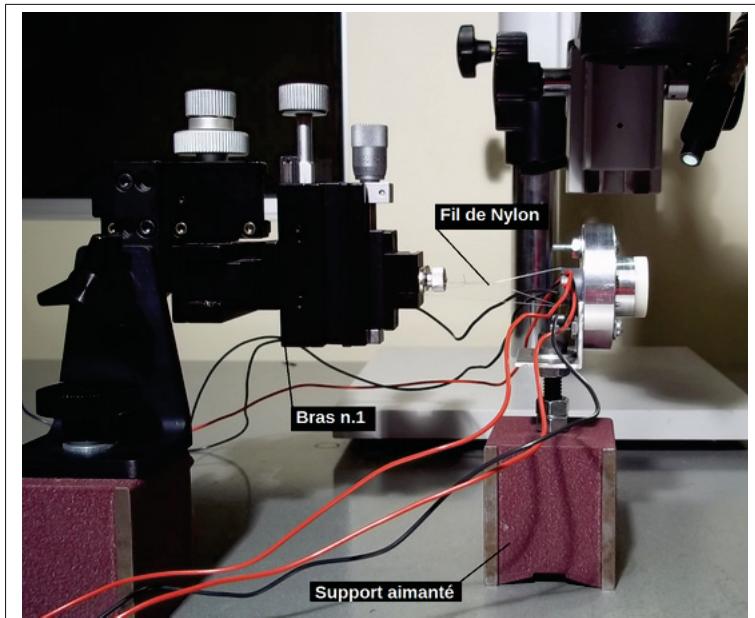


Figure 3.8 Translation du coulisseau

### 3.3 Montage des circuits

#### 3.3.1 Double-pont

Le circuit double-pont a été monté dans une cage de Faraday afin de minimiser le bruit électromagnétique. Trois connecteurs BNC sont destinés aux deux fils latéraux et l'alimentation  $V_+$ . La masse du circuit est reliée à la cage de Faraday et un câble de mise à la terre est prévu. La Figure 3.9 illustre le montage.

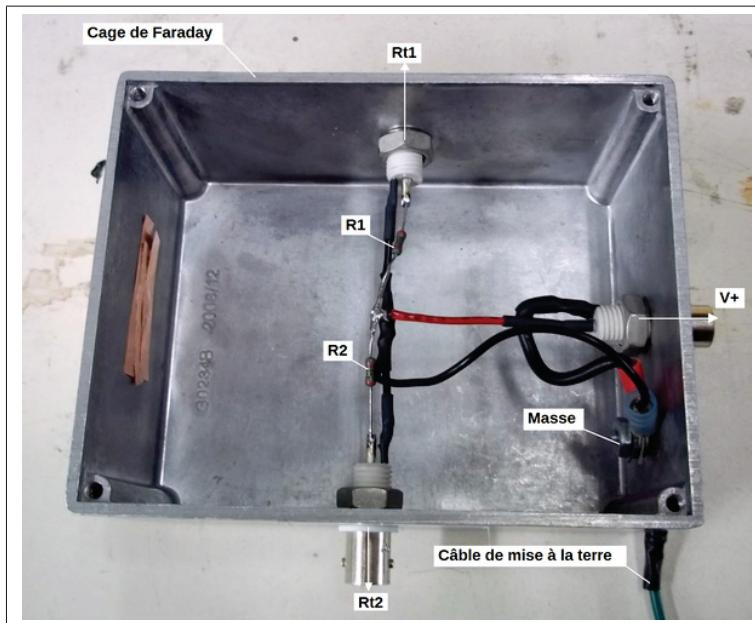


Figure 3.9 Photographie du montage double-pont

#### 3.3.2 Circuit imprimé

Le circuit imprimé conditionneur a été développé par un ingénieur du département de génie mécanique et a été fabriqué en externe. La Figure 3.10 présente le circuit imprimé complet. Il est monté dans une boîte en aluminium comportant quatre ports BNC. On se rappellera que  $RV1$  désigne le potentiomètre d'équilibrage du pont de Wheatstone, et  $RV2$  (respectivement  $RV3$ ) le potentiomètre de réglage fin (respectivement grossier) du zéro de l'amplificateur opérationnel CA3140.

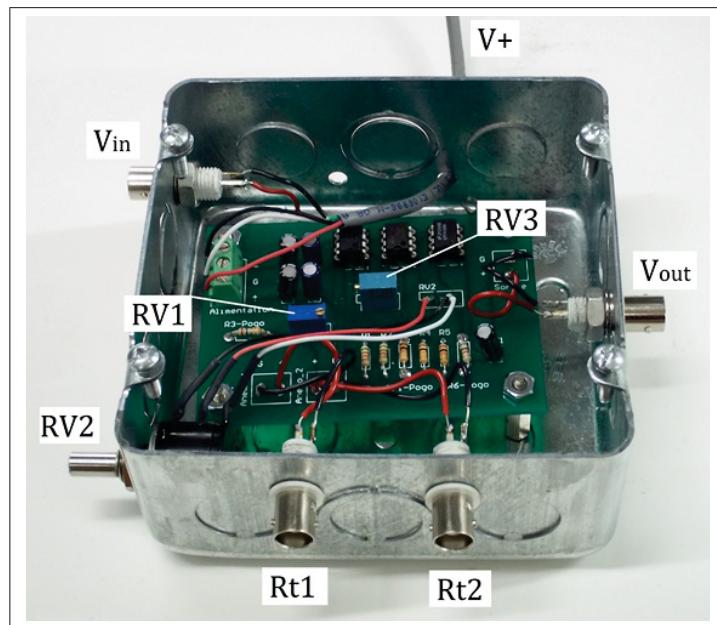


Figure 3.10 Photographie du montage circuit imprimé conditionneur

## CHAPITRE 4

### VALIDATION

L'objectif de ce chapitre est de démontrer la fiabilité du capteur pour la mesure des deux grandeurs qui nous intéressent particulièrement dans l'étude de la bulle de séparation : la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est dirigé vers l'aval  $\gamma$  et la fréquence d'intermittence  $f_c$  définie comme la moitié de la fréquence à laquelle l'écoulement change de direction. La validation du capteur seul à l'aide du circuit Double-Pont et celle du circuit conditionneur ont été découplées de manière à bien caractériser l'ensemble de la chaîne de mesure.

#### 4.1 Caractérisation du capteur dans un résonateur acoustique

Grâce à la collaboration de l'équipe du centre acoustique de l'École Centrale de Lyon (France), une campagne de caractérisation du capteur a pu être menée dans un résonateur acoustique. Ce type d'installation est particulièrement bien adaptée à notre étude puisqu'elle permet de créer une onde acoustique stationnaire s'accompagnant d'une variation sinusoïdale de vitesse. Les objectifs poursuivis comprennent la caractérisation de l'influence du courant d'alimentation du fil central, la recherche d'une limite basse sur la taille des structures mesurables, la vérification de l'insensibilité angulaire et la caractérisation du défaut de symétrie de la sonde.

##### 4.1.1 Dispositif expérimental

###### 4.1.1.1 Résonateur

Le résonateur est constitué d'un haut-parleur Audax® HM130Z0 et d'une enceinte à section carrée de  $80mm \times 80mm$  et de longueur  $L_{res} = 860mm$  (Figure 4.1). Il est dimensionné pour fonctionner en demie longueur d'onde ( $L_{res} = \lambda/2$ ) à une fréquence nominale de :

$$f_0 = \frac{c_0}{\lambda} = \frac{344}{1.720} = 200Hz \quad (4.1)$$

où  $c_0$  est la célérité du son dans l'air à température ambiante. Cette fréquence peut varier légèrement en fonction des conditions ambiantes et de l'encombrement du dispositif qui y est introduit. De ce fait, la fréquence de commande du haut-parleur est recalée régulièrement. Au cours des manipulations on surveille également l'évolution des grandeurs électriques de la commande du haut-parleur afin de prévenir une éventuelle usure de la membrane. Un microphone 1/4" (Bruél&Kjaer, type 4939) associé à un préamplificateur (Bruél&Kjaer, type 2670) est placé à environ  $x_m = 15\text{mm}$  de l'entrée du résonateur et permet de mesurer le signal de pression acoustique de référence. Le microphone a été étalonné à 1000Hz à l'aide d'un Pistonphone type 4231 et présente une sensibilité de  $4.329\text{mV/Pa}$ . Un conditionneur NEXUS (Bruél&Kjaer, type 2690) est utilisé avec un gain de  $1\text{mV/Pa}$ . Le processus de calage en fréquence consiste à envoyer un signal de commande de type sinus glissant au haut-parleur. La densité spectrale de puissance du signal issu du microphone ( $V_{micro}$ ) est alors analysée afin d'en extraire le premier harmonique qui correspond à la fréquence de calage. Le haut-parleur est alors commandé par un sinus pur à cette fréquence. En pratique, en raison de la présence d'harmoniques, la fréquence de réponse du résonateur peut encore légèrement différer de la fréquence de calage. C'est alors la fréquence déterminée à partir du microphone qui sert de référence et qui définit la fréquence  $f_c$  de l'onde acoustique.

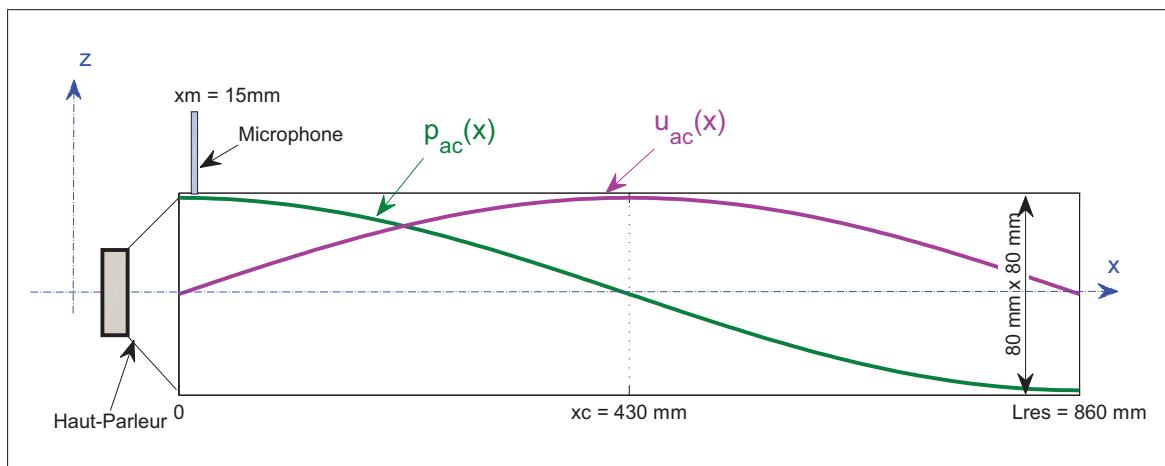


Figure 4.1 Schéma du résonateur acoustique ;  $u(x)$  et  $p_{ac}(x)$  représentent respectivement les enveloppes de forme des champs de vitesse et pression acoustique

#### 4.1.1.2 Pression de référence

La pression acoustique au sein du résonateur s'écrit :

$$p_{ac}(x, t) = p_{ac}(x) \sin(\omega t) = P_{ac} \cos(kx) \sin(\omega t) \quad (4.2)$$

Avec  $P_{ac}$  la pression acoustique maximale dans le résonateur,  $k = \omega/c_0$  la longueur d'onde et  $\omega$  la fréquence angulaire. On définit la pression acoustique de référence par :

$$p_0(t) = p_{ac}(0, t) = P_{ac} \sin(\omega t) \quad (4.3)$$

En toute rigueur, celle-ci ne correspond pas exactement à la pression acoustique mesurée à l'aide du microphone puisque ce dernier n'est pas exactement situé à  $x = 0$  et s'écrit donc :

$$p_0(t) = \frac{p_{ac}(x_m, t)}{\cos(kx_m)} \quad (4.4)$$

Le facteur  $\cos(kx_m)$  étant pratiquement égal à 1, la pression acoustique de référence est en fait très proche de celle mesurée à l'aide du microphone.

#### 4.1.1.3 Vitesse de référence

La vitesse longitudinale au sein du résonateur est donnée par Berson *et al.* (2011) :

$$u_{ac}(x, t) = u_{ac}(x) \sin(\omega t \pm \frac{\pi}{2}) = \pm U_{ac} \sin(kx) \cos(\omega t) \quad (4.5)$$

$$U_{ac} = \frac{P_{ac}}{\rho_0 c_0} \quad (4.6)$$

où  $\rho_0$  représente la densité de l'air à température ambiante. Le capteur sera placé au ventre de vitesse, à  $x_c = L_{res}/2$ , où la vitesse maximale  $U_{ac}$  est atteinte. Étant donné le faible encombrement du capteur, on peut considérer que la vitesse acoustique au voisinage des trois

fils correspond à la vitesse acoustique de référence définie par :

$$u_0(t) = u_{ac}(x_c, t) = \pm U_{ac} \cos(\omega t) \quad (4.7)$$

En pratique celle-ci est déduite du signal de pression acoustique de référence en le déphasant de  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$  et en le divisant par  $\rho c_0 \simeq 412.8 \text{ Pa.s.m}^{-1}$ . Il est à noter que la mesure seule de la pression acoustique en entrée du résonateur ne permet pas de résoudre l'indétermination sur le signe du déphasage angulaire  $\phi$ .

#### 4.1.1.4 Montage expérimental

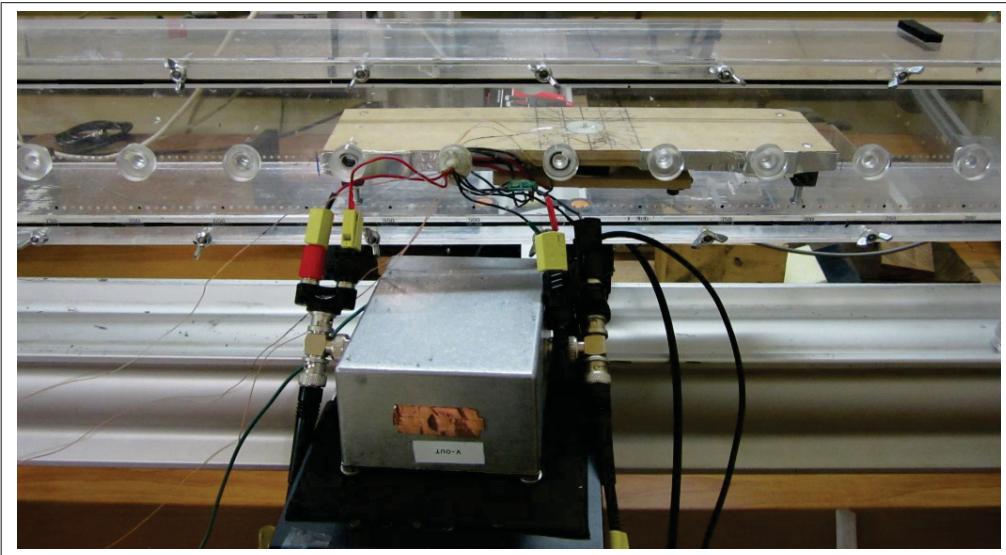


Figure 4.2 Montage du capteur dans le résonateur acoustique.

Un prototype en *Delrin®* est monté sur un socle en bois qui est posé au centre du résonateur ( $x_c = 430\text{mm}$ ) et maintenu serré sur les parois latérales (Figure 4.2). Le plan formé par les trois fils est situé à environ  $3\text{mm}$  de la surface du socle et  $44\text{mm}$  du plancher du résonateur. Par défaut, ceux-ci sont placés de sorte que le fil  $F_2$  soit situé du côté du haut-parleur, comme indiqué sur la Figure 4.3(a). Le capteur peut être pivoté autour de son axe tout en garantissant un ajustement rasant avec la surface du socle. L'angle  $\theta$  définissant l'orientation

du capteur est défini sur la Figure 4.3(b). Les résistances des fils latéraux à température ambiante, comprenant les câbles de connexions utilisés pour la mesure, sont respectivement de  $R_{t1,0} = 7.7\Omega$  et  $R_{t2,0} = 7.3\Omega$ . Les câbles passent à travers la paroi latérale du résonateur par un trou hermétique et sont connectés au circuit Double-Pont. Le courant  $I_c$  parcourant le fil central est apporté par une source HQ Power Supply PS3010. L'alimentation du Double-Pont ( $V+ = 6.5V$ ) est assurée par une source EX354D Dual Power Supply.

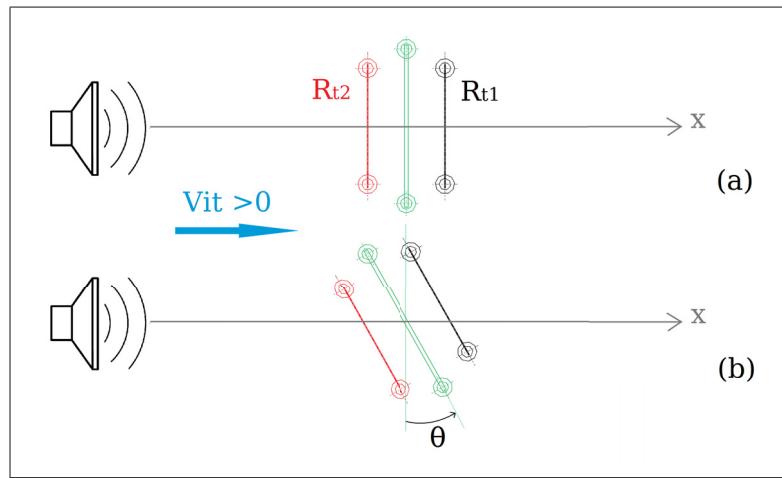


Figure 4.3 Disposition du capteur dans le résonateur  
(a) par défaut et (b) après rotation d'un angle  $\theta$

#### 4.1.2 Méthodologie

##### 4.1.2.1 Protocole de mesure

Le résonateur étant en marche à la fréquence de calage, une mesure consiste en trois étapes :

- Une mesure de l'état de référence «à froid» ;
- La mesure principale lorsque le fil central est alimenté ;
- Le contrôle de l'état de référence après coupure de l'alimentation du fil chauffant.

Une carte d'acquisition NI PXI-4462 (24bits) est utilisée pour mesurer simultanément la tension aux bornes de chaque fil  $V_1$  et  $V_2$  ainsi que la tension du microphone  $V_{micro}$ , comme indiqué dans le Tableau 4.1. La fréquence d'échantillonnage choisie dépend de la fréquence de calage du résonateur et est fixée à  $F_s = 800.f_c$ . Le nombre d'échantillons par voie est de 160000. Un déclencheur automatique commandé par  $V_{micro}$  est mis en place avec *LabVIEW* afin que tous les signaux enregistrés soient en phase en vue d'en faciliter le traitement.

Tableau 4.1 Grandeurs mesurées dans l'expérience  
du résonateur acoustique

Grandeur	$V_1(V)$	$V_2(V)$	$V_{micro}(V)$
Gamme d'entrée	$\pm 316mV$	$\pm 316mV$	$\pm 10V$
Résolution	$13.6nV$	$13.6nV$	$1.19nV$

#### 4.1.2.2 Traitement des données

La mesure de référence de l'étape **a.** permet de définir les tensions d'offset de chacun des fils :  $V_{1,0}$  et  $V_{2,0}$ . Les tensions  $V_1$  et  $V_2$  obtenues à l'étape **b.** sont alors comparées à leurs tension d'offset respective. On définit pour cela :

$$V_1^* = V_1 - V_{1,0} \quad (4.8)$$

$$V_2^* = V_2 - V_{2,0} \quad (4.9)$$

$$V_{12}^* = V_1^* - V_2^* \quad (4.10)$$

L'histogramme  $R_{12}$  est calculé comme : Si  $V_{12}^* > 0$ ; Alors  $R_{12} = 5$ ; Sinon  $R_{12} = 0$ . La fraction de temps pendant laquelle la vitesse de l'écoulement est positive, c'est à dire dirigée vers le fil  $F_1$ , est calculée comme le nombre d'échantillons qui vérifient  $V_{12}^* > 0$  divisé par le nombre total d'échantillons. La pression acoustique de référence  $p_0(t)$  et la vitesse acoustique de référence  $u_0(t)$  sont calculées à partir du signal de pression issu du microphone. Pour la vitesse, deux courbes sont possibles en raison de l'indétermination du signe du déphasage mentionnée plus haut. Seule la solution physiquement vraisemblable pour l'explication

de notre phénomène est conservée. Les calculs sont effectués sur l'intégralité des signaux mais seules les trois premières périodes acquises sont représentées graphiquement.

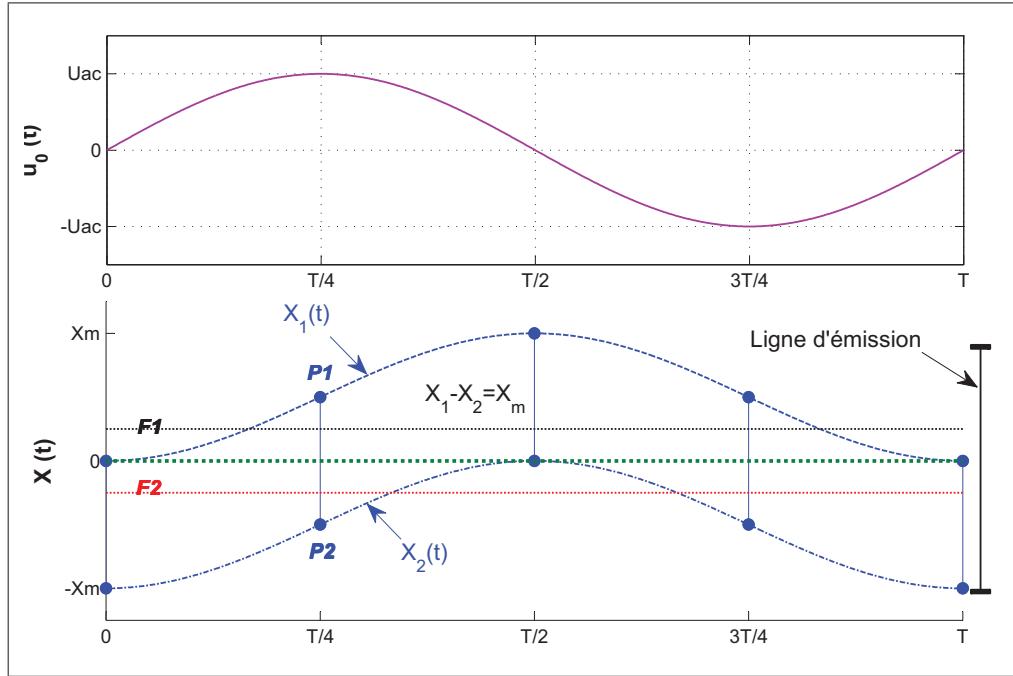


Figure 4.4 Représentation simplifiée du sillage chaud généré par le fil central

Afin de faciliter l'analyse des signaux nous choisissons de représenter la position du sillage chaud généré par le fil central par deux courbes  $X_1(t)$  et  $X_2(t)$  associées au déplacement de deux particules de fluide limites  $P_1$  et  $P_2$ . Tel qu'illustré sur la Figure 4.4, lorsque la vitesse devient positive, le sillage chaud issu du fil central se déplace en direction du fil  $F_1$  et est délimité par la particule  $P_1$  qui évolue selon  $X_1(t)$ . Après avoir atteint son maximum lorsque  $u_0(t) = 0$ ,  $P_1$  revient en direction du fil central alors que la vitesse est négative. Au même moment, un sillage chaud délimité par  $P_2$  est généré en direction du fil  $F_2$ . L'amplitude crête à crête de l'oscillation des particules est donnée par :

$$X_m = 2 \frac{U_{ac}}{\omega} \quad (4.11)$$

Celle-ci doit théoriquement être supérieure à la distance  $\Delta x = 1mm$  qui sépare le fil central des fils latéraux pour espérer récupérer un signal  $V_{12}^*$  significatif. Ceci revient à dire que les deux fils latéraux doivent être inclus dans la ligne d'émission de longueur  $2X_m$  décrite par les particules  $P_1$  et  $P_2$ . Il est important d'insister qu'il ne s'agit ici que d'un modèle simplifié dans lequel on néglige notamment la dissipation de la chaleur par diffusion thermique et par convection naturelle.

#### 4.1.2.3 Plan d'expérience

Afin de poursuivre l'ensemble des objectifs définis au début de cette section, le plan d'expérience ci-dessous à été respecté :

- a. Cas de référence :  $I_c = 0.8A$ ,  $P_{ac} \simeq 1000Pa$ ,  $\theta = 0$ ;
- b. Influence du courant d'alimentation du fil central :  $0A \leq I_c \leq 0.9A$ ;
- c. Influence de la pression acoustique de référence :  $100Pa \leq P_{ac} \leq 2000Pa$ ;
- d. Influence de la l'orientation du capteur :  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ;
- e. Vérification de la symétrie :  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 180^\circ$ .

#### 4.1.3 Résultats

##### 4.1.3.1 Cas de référence

Les courbes du cas de référence sont présentées sur la Figure 4.5 et les tensions moyennes des signaux obtenus pour chaque étape sont résumées dans le Tableau 4.2. Lorsque la vitesse est positive, la tension  $V_1$  du fil situé en aval du fil central augmente : il est bien réchauffé par le flux de chaleur émis. Un court laps de temps après que la vitesse soit devenue positive (à  $t = 4ms$  par exemple) sa résistance augmente très fortement puis son comportement semble suivre celui de la vitesse avec un léger retard. Dans le même temps, le fil  $F_2$  situé du côté du haut-parleur ne subit que l'effet de la vitesse qui tend à le refroidir : la tension  $V_2$  diminue

d'abord puis reste sensiblement constante à une valeur beaucoup plus faible que  $V_1$ . Au cours de la demi-période qui suit, alors que la vitesse est négative, le même phénomène se reproduit de manière symétrique, le fil  $F_2$  étant chauffé et le fil  $F_1$  subissant l'effet du «plateau froid». L'amplitude crête à crête de  $V_1$  et  $V_2$  est respectivement de 2.8 et 2.5mV. La légère différence de sensibilité des fils s'explique par le fait que le fil  $F_2$  présente une résistance à température ambiante plus faible que celle de  $F_1$ .

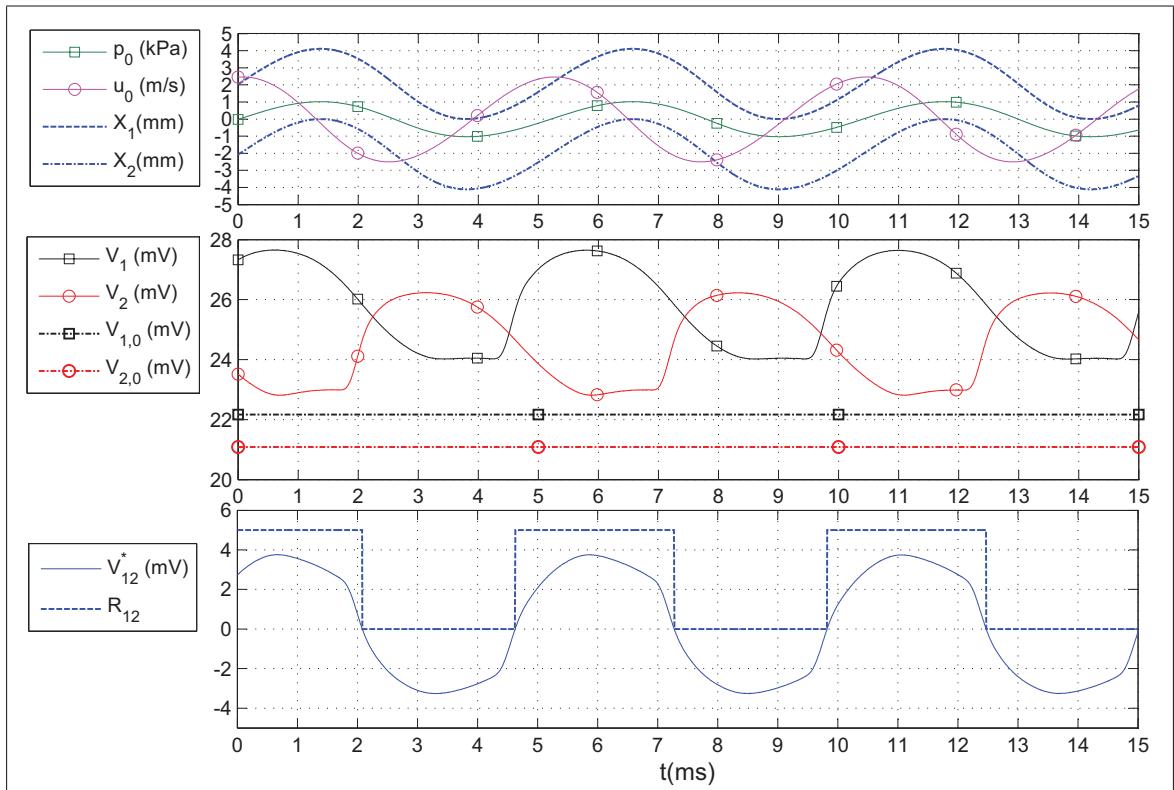


Figure 4.5 Cas de référence :  $f_c = 192.49\text{Hz}$ ;  $I_c = 0.8A$ ;  $P_{ac} = 1023\text{Pa}$ ;  $\theta = 0$ .

Tableau 4.2 Niveaux des signaux rencontrés dans le résonateur

Étape	$V_1(\text{mV})$	$V_2(\text{mV})$
a.	22.15	21.06
b.	25.80	24.60
c.	22.28	21.20

Avec une pression acoustique maximale de  $1023Pa$ , la vitesse dans le résonateur atteint  $2.4m/s$ . Dans ces conditions, lors du changement de signe de la vitesse, il faut théoriquement un temps de  $0.85ms$  pour que les particules puissent parcourir la distance de  $1mm$  qui sépare le fil central des fils latéraux. Or l'augmentation forte de résistance apparaît déjà à  $0.4ms$  après que la vitesse ait changé de signe. Ceci porte à penser qu'un modèle simple de traceurs thermiques ponctuels ne convient pas à expliquer le phénomène étudié. Il semble qu'en régime permanent, la chaleur émise par le fil central pendant une demi-période n'ait pas le temps de se dissiper complètement par convection naturelle et apporte une contribution à l'augmentation de la température de l'autre fil lorsque l'écoulement change à nouveau de direction. Ainsi une distribution de température particulière s'établit dans un large voisinage du fil central et se déforme en fonction du signe et de l'intensité de la vitesse. Cette affirmation est d'ailleurs supportée par le fait que les valeurs moyennes de  $V_1$  et  $V_2$  sont largement supérieures aux niveaux de références  $V_{1,0}$  et  $V_{2,0}$  obtenus alors que le fil central est éteint, ce qui témoigne d'une augmentation globale de température autour du fil central. Le Tableau 4.2 montre de plus qu'après l'arrêt du courant de chauffe du fil central les valeurs moyennes de  $V_1$  et  $V_2$  retombent au même niveau que celles de l'état initial, ce qui est primordial pour assurer une bonne répétabilité des mesures.

Le signal calculé  $V_{12}^*$  décrit une évolution périodique à une fréquence de  $f_c = 192.49Hz$  qui correspond exactement à la fréquence de l'onde acoustique déterminée à partir du microphone. Le fait que  $V_{12}^*$  soit convenablement centrée sur zéro atteste que les deux fils ont bien un comportement thermique équivalent. La valeur de  $\gamma_{12}$  déduite de l'histogramme  $R_{12}$  est de  $51.0\%$ . Il est à noter qu'en raison de la présence d'harmoniques dans le signal de pression acoustique, la fraction de temps pendant laquelle la vitesse  $u_0$  est positive pour cette mesure est de  $\gamma_0 = 49.6\%$ . Enfin, le délai noté entre le changement de signe de la vitesse acoustique et la commutation de  $R_{12}$  est d'environ  $0.7ms$ , ce qui est somme toute assez proche du temps de  $0.85ms$  mis par les particules pour parcourir  $1mm$ .

#### 4.1.3.2 Influence du courant d'alimentation

Les résultats obtenus avec différents courants de chauffe, pour un niveau de pression acoustique de  $P_{ac} = 1024\text{Pa}$ , sont présentés sur la Figure 4.6 et dans le Tableau 4.3. Durant l'ensemble des mesures la vitesse de référence est restée telle que  $\gamma_0 = 49.6\%$ . La puissance thermique dissipée par le fil central a été calculée pour chaque courant à partir de la tension mesurée à ses bornes et est indiquée dans la légende du graphique.

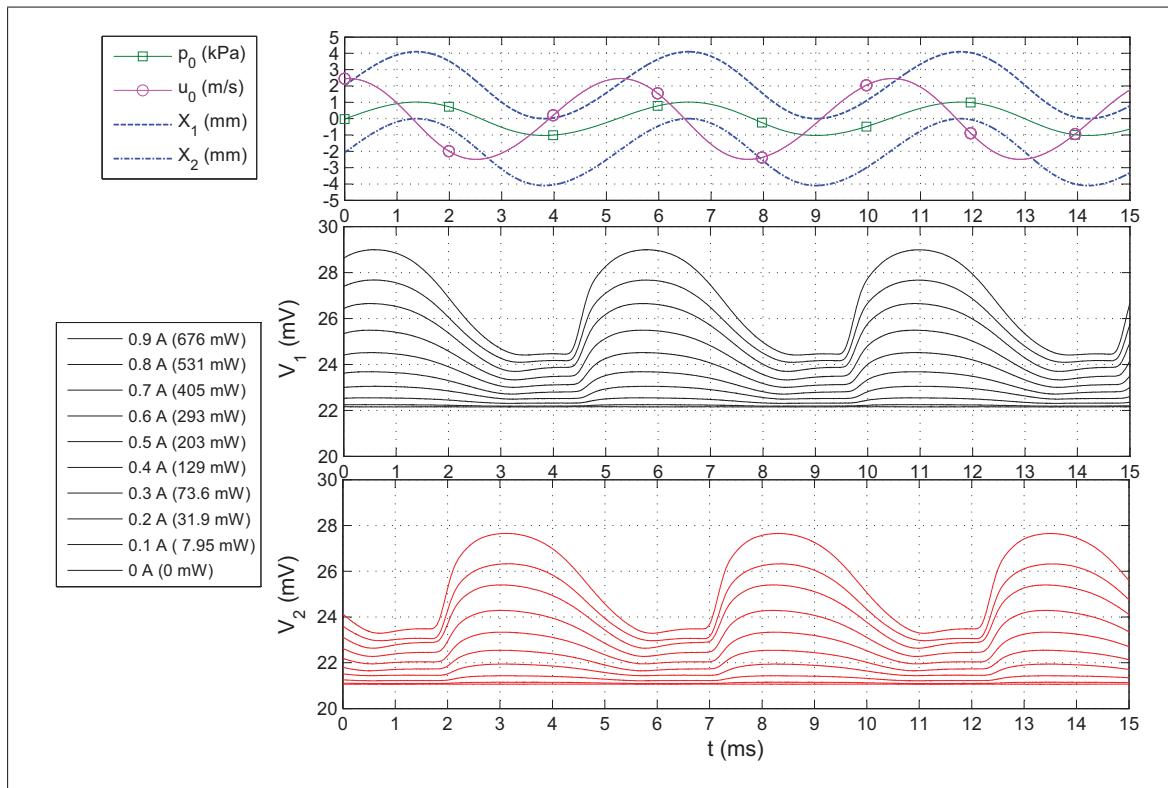


Figure 4.6 Influence du courant d'alimentation du fil central

Tableau 4.3 Résultats de  $\gamma$  selon le courant d'alimentation du fil central

$I_c(A)$	<b>0.1</b>	<b>0.2</b>	<b>0.3</b>	<b>0.4</b>	<b>0.5</b>	<b>0.6</b>	<b>0.7</b>	<b>0.8</b>	<b>0.9</b>
$\gamma_{12}(\%)$	51.1	51.1	50.9	50.9	50.9	50.9	50.7	50.7	51

On remarque que quelque soit le courant d'alimentation du fil central, le comportement des fils  $F_1$  et  $F_2$  est similaire au cas de référence. En augmentant le courant  $I_c$  on augmente la puissance thermique dissipée, ce qui a pour conséquence d'une part d'augmenter les niveaux moyens de  $V_1$  et  $V_2$  (température globale plus importante) et d'autre part d'augmenter l'amplitude des signaux. Le développement vertical des courbes de la Figure 4.6 montre bien que les différents événements (augmentation brutale de résistance, position du plateau, etc...) apparaissent au mêmes instants, quelque soit la valeur du courant injecté. Les valeurs de  $\gamma_{12}$  calculées ne présentent pas de différence significative selon le courant  $I_c$ . Nous en déduisons que dans un environnement contrôlé tel que le résonateur, pour une vitesse de l'ordre de  $2.4m/s$ , une puissance inférieure à  $10mW$  suffit à mesurer  $\gamma$  convenablement. En revanche, étant donné la très faible amplitude des signaux, il est évident qu'il n'est pas souhaitable de se limiter à un tel courant. Dans un écoulement quelconque, la présence de structures de plus faible vitesse et la dissipation plus rapide de la chaleur nous impose de maximiser le flux thermique transmis par le fil central. À ce titre un courant d'alimentation de  $0.8A$  à  $0.9A$  semble être adapté.

#### 4.1.3.3 Influence du niveau de pression acoustique

La modification de la puissance électrique envoyée au haut-parleur a permis de faire varier le niveau de pression acoustique de référence entre  $100$  et  $2000Pa$ , ce qui correspond à des amplitudes de vitesse comprises entre  $0.22m/s$  et  $6.0m/s$  environ. La fraction de temps pendant laquelle la vitesse est positive ( $\gamma_0$ ) varie légèrement selon la pression à laquelle était opéré le résonateur et tend vers  $50\%$  avec l'augmentation de  $P_{ac}$ . Le courant d'alimentation du fil central pour ces tests était de  $I_c = 0.8A$ . Les résultats sont présentés sur la Figure 4.7 et dans le Tableau 4.4. Pour plus de visibilité, seule la tension  $V_1$  a été représentée,  $V_2$  ayant le même comportement en opposition de phase.

Contrairement à la section précédente, la superposition des différentes courbes ne se fait pas verticalement et des différences structurales apparaissent entre les signaux. À  $100Pa$ , l'amplitude du déplacement des particules est seulement de  $X_m \simeq 0.4mm$ . On peut alors penser

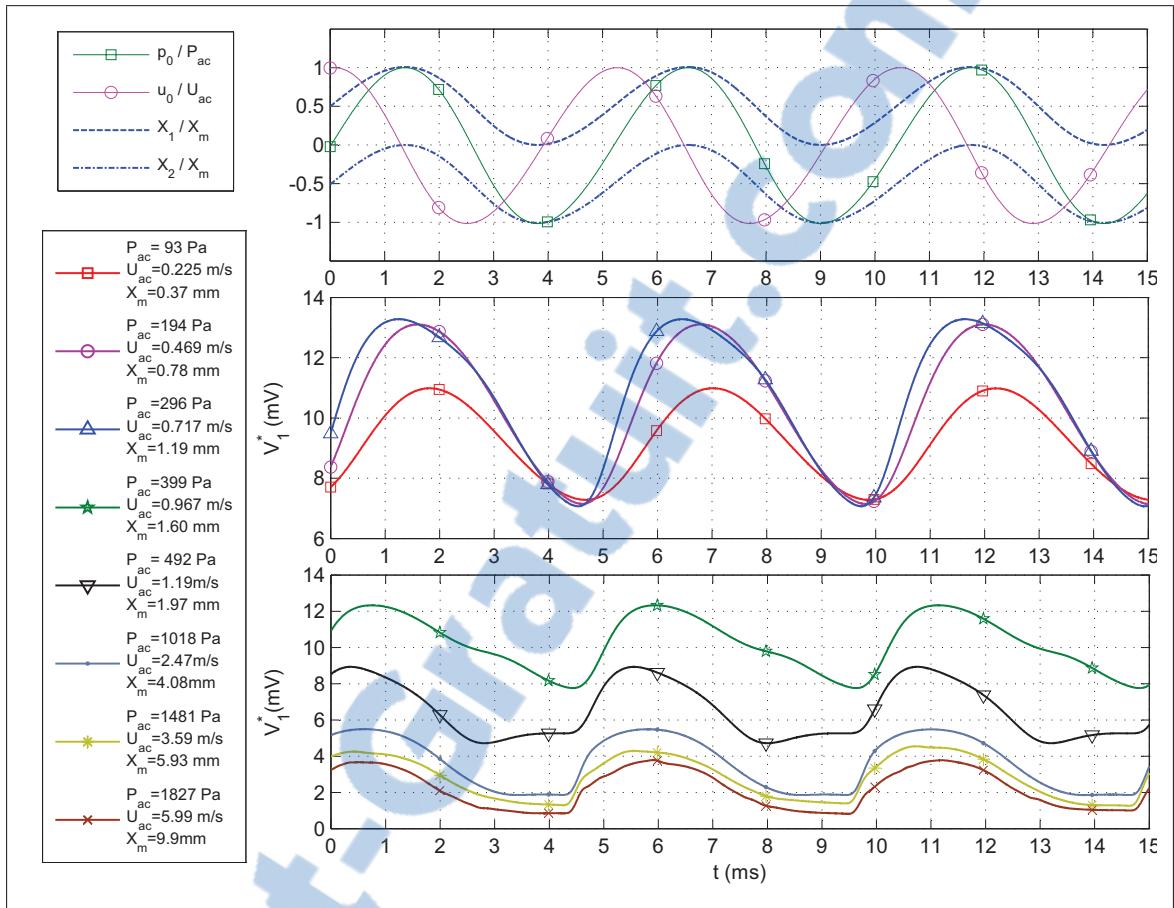


Figure 4.7 Influence du niveau de pression acoustique

Tableau 4.4 Résultats de  $\gamma$  selon le niveau de pression acoustique

$p_0 (Pa)$	100	200	300	400	500	1000	1500	2000
$\gamma_0 (\%)$	47.0	48.5	49.0	49.2	49.4	49.6	49.9	49.9
$\gamma_{12} (\%)$	61.8	55.6	51.6	53	52.5	51.0	50.7	51.1

qu'aucun flux de chaleur énergétique n'est vraiment capté par les fils latéraux et qu'on assiste simplement à un déplacement oscillant de la distribution de température autour du fil central. Ceci induit un comportement thermique des fils très différent du cas de référence traduit par des signaux  $V_1$  et  $V_2$  quasiment sinusoïdaux, en retard d'environ  $0.5ms$  sur les courbes de position  $X_1$  et  $X_2$  respectivement. Au départ, plus on augmente le niveau de pression acoustique plus les niveaux moyens de  $V_1$  et  $V_2$  augmentent. En même temps, les extrema se déphasent

vers la gauche et l'augmentation abrupte de résistance apparaît progressivement. Au deçà de  $300Pa$ , la distance  $X_m$  parcourue théoriquement par le sillage est supérieure à  $1mm$ . Le «plateau froid» commence alors à apparaître pendant que les signaux continuent à avancer en phase. Pour les pressions supérieures à  $1000Pa$ , le comportement des fils coïncide bien à celui du cas de référence même si le niveau moyen ne cesse de diminuer à cause d'une plus grande dissipation de la chaleur par convection.

Le changement de comportement remarqué qualitativement sur les courbes est corroboré avec les résultats de  $\gamma_{12}$  du Tableau 4.4. Pour  $100$  et  $200Pa$  la valeur de  $\gamma_{12}$  est très éloignée du résultat escompté. Ceci confirme l'idée que le sillage chaud oscille au voisinage du fil central sans jamais vraiment atteindre les fils latéraux. À partir de  $300Pa$ , c'est à dire pour un déplacement du fluide supérieur à  $\Delta x$ , la valeur de  $\gamma_{12}$  retournée est satisfaisante. La limitation théorique de la taille minimale des structures mesurables à  $\Delta x \simeq 1mm$  est de ce fait vérifiée.

#### 4.1.3.4 Influence de l'orientation du capteur

Nous rappelons que l'angle critique à partir duquel le capteur n'est théoriquement plus capable de mesurer  $\gamma$  est de  $\theta_c = 74^\circ$ . La sonde a été pivotée autour de son axe jusqu'à un angle de  $90^\circ$ . Chaque modification de l'angle a nécessité l'ouverture du résonateur. Le niveau de pression acoustique a été maintenu entre  $1026$  et  $1029Pa$ , ce qui n'a résulté qu'en une légère variation de  $\gamma_0$  de l'ordre de  $0.1\%$  autour de la valeur de  $49.6\%$ . Le courant d'alimentation du fil central était de  $I_c = 0.8A$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.8 et dans le Tableau 4.5.

Pour un angle de  $30^\circ$ , proche de l'angle limite à partir duquel on s'attend à ce que la sensibilité soit atténuée, les signaux de  $V_1$  et  $V_2$  se superposent particulièrement bien avec le cas de référence à  $0^\circ$ . Un écart de moins de  $1\%$  est alors enregistré sur les valeurs de  $\gamma_{12}$  correspondantes. À  $60^\circ$ , l'amplitude du signal est divisée par deux et les extrema commencent à se déphasier vers la droite. Le résultat de  $\gamma_{12}$  est déjà à  $59\%$ . À partir de l'angle critique ( $75^\circ$  et  $90^\circ$ ) le signal est complètement dénaturé et les valeurs de  $\gamma_{12}$  ne doivent plus être considérées.

Les résultats expérimentaux sont donc en accord avec les angles calculés théoriquement. On considérera que la sonde est insensible à son orientation pour un angle  $\theta \leq 30^\circ$ .

Tableau 4.5 Résultats de  $\gamma$  selon l'orientation du capteur

$\theta(^{\circ})$	0	30	60	75	90
$\gamma_{12}(\%)$	50.9	51.6	59.0	51.8	17.5

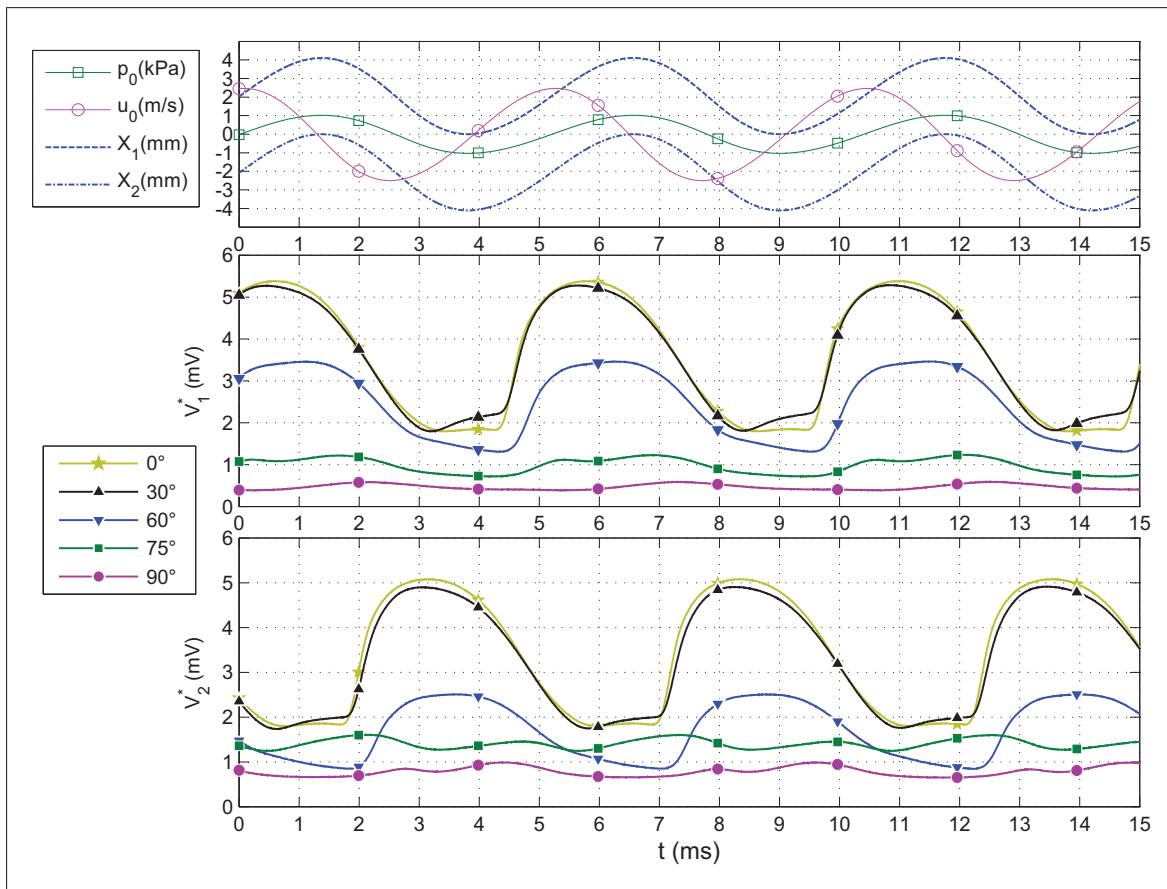


Figure 4.8 Influence de l'orientation du capteur

#### 4.1.3.5 Vérification de la symétrie

Dans le but de caractériser la symétrie de la sonde, une mesure à  $\theta = 180^\circ$  a été effectuée à  $P_{ac} = 1024Pa$  et  $I_c = 0.8A$ . Dans ce cas, c'est le fil  $F_1$  qui est situé du côté du haut-parleur. Par conséquent c'est la fraction  $\gamma_{21}$  associée à la variable  $V_{21}^* = -V_{12}^*$  qui doit être analysée. Les résultats obtenus pour  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 180^\circ$  sont superposés sur la Figure 4.8. Globalement, le comportement des fils  $F_1$  et  $F_2$  est symétrique :  $V_2^*$  pour  $180^\circ$  suit le même type d'évolution que celle de  $V_1^*$  pour  $0^\circ$  et inversement. Néanmoins, on constate que les signaux de  $V_1^*$  et  $V_2^*$  sont en moyenne plus faibles à  $0^\circ$  qu'à  $180^\circ$ . Cette différence de température globale ne peut être attribuée qu'à un changement des propriétés de l'écoulement (pression acoustique différente ou échauffement du résonateur par exemple). Quelque soit la configuration on retrouve le fait que l'amplitude de  $V_1^*$  est plus importante que celle de  $V_2^*$  en raison de la différence des résistances  $R_{t1,0}$  et  $R_{t2,0}$  à température ambiante. Une observation plus troublante est le comportement singulier du fil  $F_2$  au niveau du plateau froid, et ceci uniquement pour l'orientation de  $180^\circ$ . Il semble en effet que  $F_2$  se préchauffe avant la montée brutale de température, alors que la vitesse est encore négative. Ce phénomène induit un important décalage des courbes de  $V_{12}^*$  pour  $0^\circ$  et  $V_{21}^*$  pour  $180^\circ$  au niveau de leurs minima. Autrement, les deux courbes se superposent particulièrement bien au niveau de leur passage à zéro, induisant deux histogrammes très rapprochés. Les calculs de la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est dirigé vers le fil situé du côté opposé au haut-parleur ont aboutit à respectivement  $\gamma_{12} = 50.9\%$  pour  $0^\circ$  et  $\gamma_{21} = 49.1\%$  pour  $180^\circ$ . Ce résultat est primordial puisqu'il prévoit que malgré la dissymétrie de la sonde inhérente à sa fabrication, il suffit d'effectuer la moyenne entre une mesure effectuée à  $0^\circ$  et une autre à  $180^\circ$  pour s'approcher de la valeur vraie de  $\gamma$ .

#### 4.1.4 Conclusion

La validation du capteur dans le résonateur acoustique a permis de mettre en lumière un grand nombre d'éléments concernant le comportement thermique des deux fils latéraux soumis au flux de chaleur généré par le fil central et valide le bon fonctionnement de la sonde jusqu'à une fréquence de  $200Hz$ , tant pour la mesure de  $f_c$  que pour celle de  $\gamma$ . L'étude de l'influence

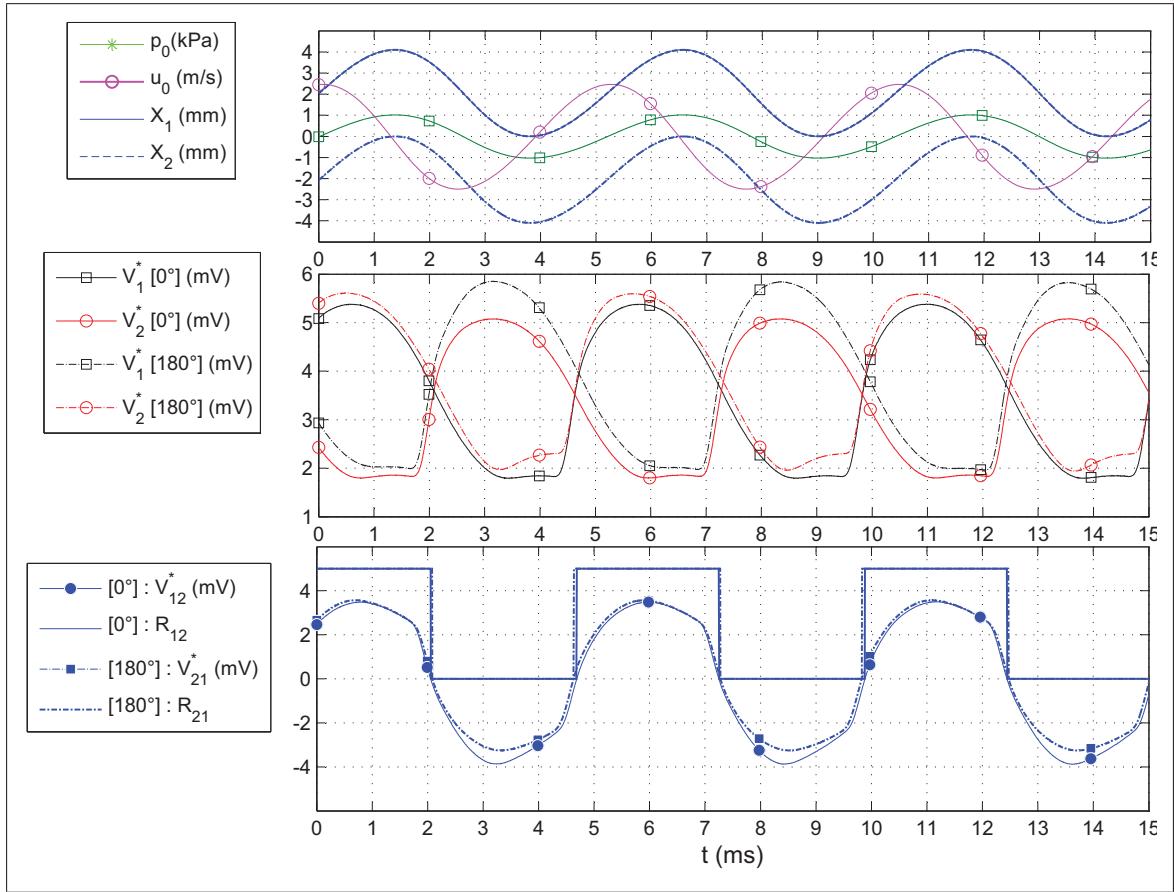


Figure 4.9 Caractérisation de la symétrie

du courant  $I_c$  n'a pas permis de mettre en évidence un courant d'opération minimal et nous assure du bon fonctionnement de la sonde jusqu'à au moins  $0.9A$ . De plus il a été noté que la mesure délivrée par le capteur est valide dès lors que l'amplitude des oscillations dépasse  $\Delta x = 1\text{mm}$ , ce qui confirme la limitation théorique sur la taille minimale des structures d'écoulement détectables. La sonde a en outre démontré une très bonne insensibilité angulaire jusqu'à  $30^\circ$ . Enfin, l'étude de la symétrie nous suggère qu'il est possible de palier en partie aux défauts de fabrication en considérant, pour chaque mesure de  $\gamma$ , la valeur moyenne entre les résultats obtenus avant et après rotation de la sonde de  $180^\circ$  autour de son axe.

## 4.2 Validation du circuit conditionneur sur pot vibrant

Le circuit conditionneur a été conçu pour fonctionner à des fréquences inférieures à  $160\text{Hz}$  et n'a donc pas pu être validé dans le résonateur acoustique. L'objectif de cette section est double. Il est tout d'abord question de contrôler que la tension de sortie du pont de Wheatstone  $V_{in}$  est bien consistante avec la mesure issue du circuit Double-Pont  $V_{12} = V_1 - V_2$  et que la présence du potentiomètre  $RV1$  n'influe pas l'équilibrage électrique des deux fils. Dans un second temps, il s'agit de vérifier que la sortie délivrée par le circuit  $V_{out}$  est bien cohérente avec la tension de sortie du pont de Wheatstone. Pour ce faire on choisit d'utiliser un pot vibrant afin de générer un mouvement oscillant à une fréquence de  $20\text{Hz}$ .

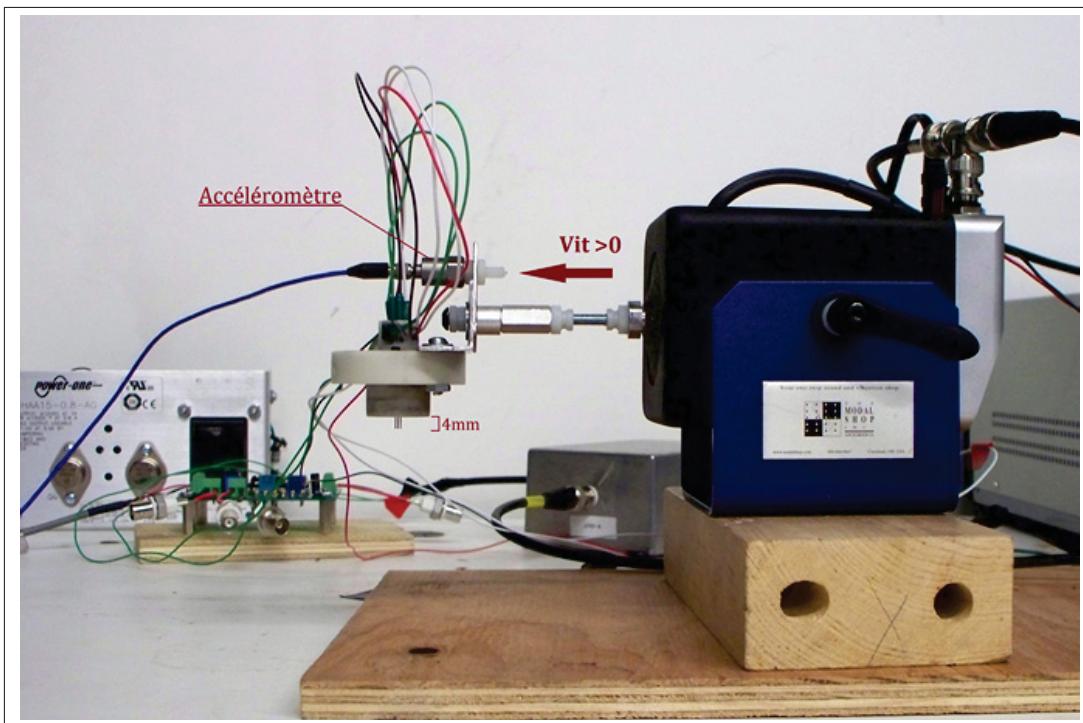


Figure 4.10 Montage du prototype sur pot vibrant

## 4.2.1 Méthodologie

### 4.2.1.1 Montage expérimental

Le capteur utilisé pour cette manipulation est un prototype en Delrin® dont les éléments actifs sont situés à environ  $4mm$  de la lamelle. La résistance des fils latéraux à température ambiante, câbles inclus, est de  $R_{t1,0} = 8.1\Omega$  pour le fil  $F_1$  et  $R_{t2,0} = 7.9\Omega$  pour le fil  $F_2$ . Le capteur est monté horizontalement sur le pot vibrant à l'aide d'un support en aluminium de sorte que les aiguilles soient dirigées vers le bas et que les trois fils soient perpendiculaires à l'axe du pot (Figure 4.10). On appelle sens  $S1$  (respectivement  $S2$ ) la configuration où le fil  $F_1$  (respectivement  $F_2$ ) est situé du côté pot vibrant. Le circuit conditionneur est alimenté en  $\pm 15V$  par une source de tension fixe Power-One®. Afin de permettre l'équilibrage du pont, on compense la présence de  $RV1$  dans le pont de Wheatstone par une résistance de  $1\Omega$  montée en série avec  $F_1$ . Le fil central est alimenté par une source de courant fixe de type Topward®6303D.

### 4.2.1.2 Contrôle du pot vibrant

Le pot vibrant SMARTSHAKER® modèle K20007E01 est commandé en tension à l'aide de LabVIEW en appliquant une consigne sinusoïdale de fréquence  $20Hz$  et d'amplitude  $500mV$ . La tension de commande du pot  $V_{SKR}$  est générée par une carte NI-PXIe-6363 et est contrôlée par la carte d'acquisition NI-PXIe-4492. L'amplitude crête à crête du mouvement oscillatoire obtenu est estimé à environ  $14mm$  ce qui est suffisant pour simuler un écoulement oscillant autour des éléments actifs. Ainsi en imposant une vitesse positive à la tige du pot vibrant par rapport à la table (définie sur la Figure 4.10) on simule un écoulement dans le référentiel du capteur dont la vitesse est dirigée vers le pot vibrant. On fait l'hypothèse que la fréquence de  $20Hz$  est suffisamment importante pour négliger l'effet de la convection naturelle.

L'accélération du pot est mesurée à l'aide d'un accéléromètre PCB modèle 352C04 d'une sensibilité de  $10.18mV/g$  qui est fixé au support en aluminium. Il est excité à  $4mA$  par la carte d'acquisition NI-PXIe-4492. Le signal issu de l'accéléromètre montre que le mouve-

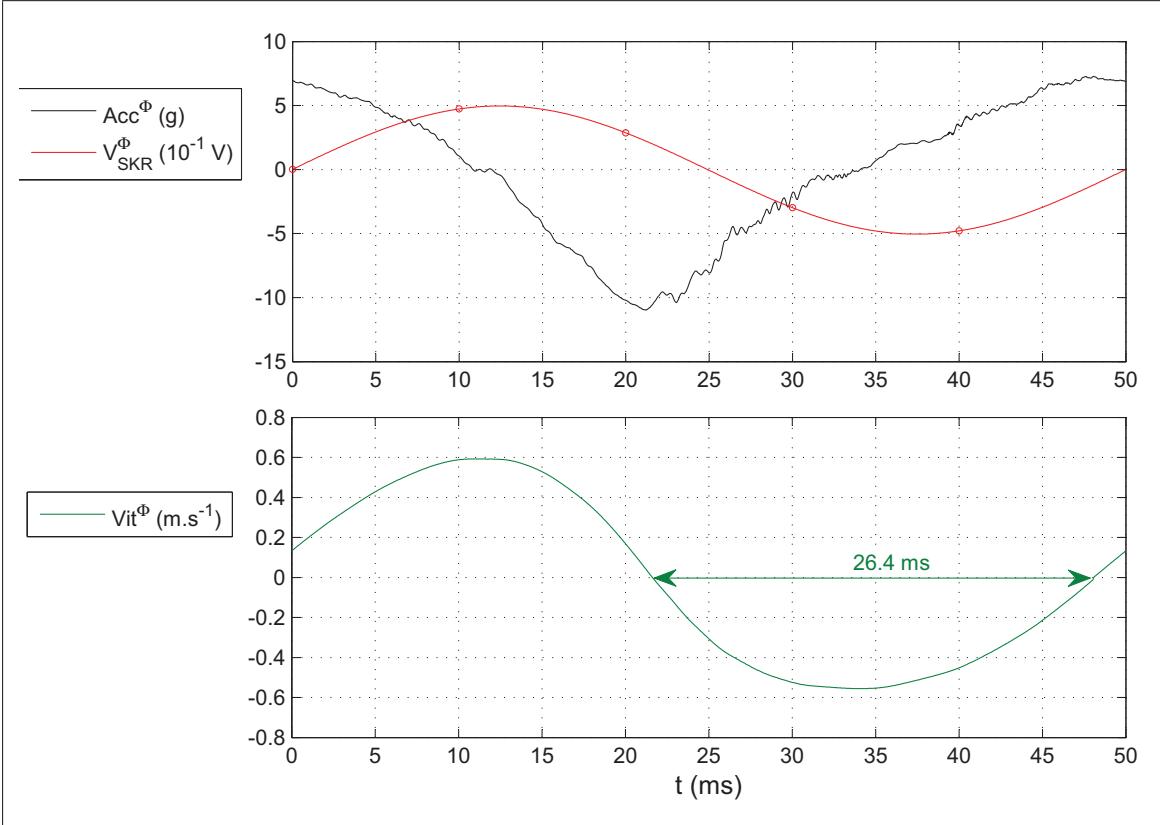


Figure 4.11 Calcul de la vitesse du pot vibrant

ment réel du pot présente bien une fréquence fondamentale de  $20Hz$  mais n'est pas purement sinusoïdal. À priori l'origine de ce comportement est d'ordre mécanique et n'est pas lié à la qualité du signal de commande. Pour illustrer cette affirmation le signal d'accélération  $Acc$  a été moyenné en phase sur 200 périodes. Le signal moyen  $Acc^\Phi$  a ensuite été intégré par la méthode des trapèzes pour obtenir le signal de vitesse  $Vit^\Phi$  avec une condition initiale nulle lorsque l'accélération est maximale (Figure 4.11). On remarque alors que le signal de vitesse n'est pas symétrique par rapport à zéro. De ce fait, la vitesse est plus souvent négative qu'elle n'est positive au cours d'une période. Dans le cas de la Figure 4.11 on s'attend donc à ce que le fil situé du côté du pot vibrant soit plus chaud que l'autre pendant une fraction de temps de  $\gamma_0 = 23.6ms * 20Hz = 47.2\%$ . En pratique cette fraction est sensible au chargement mécanique du pot vibrant et dépend donc légèrement du sens dans lequel est monté le prototype.

#### 4.2.1.3 Protocole expérimental

Le protocole expérimental pour la mesure avec le circuit conditionneur est le suivant :

- a. Le pot vibrant est mis en marche à  $20Hz$  ;
- b. Le pont de Wheatstone est équilibré le mieux possible grâce au potentiomètre  $RV1$  en mesurant la sortie du pont :  $V_{in,0}$  ;
- c. Le potentiomètre grossier  $RV3$  puis le potentiomètre fin  $RV2$  sont réglés de manière à se placer à la commutation de la tension de sortie  $V_{out}$  entre  $0$  et  $5V$  ;
- d. Une mesure de référence est effectuée sur  $10$  secondes ;
- e. Le fil central est alimenté à  $I_c = 0.8A$  ;
- f. Une mesure est effectuée sur  $10$  secondes ;
- g. L'alimentation du fil central est coupée ;
- h. Une mesure de contrôle de l'état de référence est effectuée sur  $10$  secondes ;
- i. Le pot vibrant est stoppé.

L'acquisition des données a été effectuée avec LabVIEW à partir de la carte NI-PXIe-4492 (24 bits). La fréquence d'échantillonnage et le nombre d'échantillons ont été fixés respectivement à  $F_s = 32kHz$  et  $N_s = 320\,000$ . Les grandeurs mesurées sont résumées dans le tableau 4.6.

Tableau 4.6 Grandeurs mesurées dans l'expérience du pot vibrant

Grandeur	$V_{in}(V)$	$V_{out}(V)$	$V_{SKR}(V)$	$Acc(g)$
Gamme d'entrée	$\pm 1V$	$\pm 5V$	$\pm 1V$	$\pm 1V$
Résolution	$0.119\mu V$	$0.596\mu V$	$0.119\mu V$	$11.71\mu g$

Pour chacun des sens S1 et S2, une mesure préalable de 10 secondes à partir du montage Double-Pont alimenté à  $V+ = 6.6V$  a été effectuée afin d'obtenir un signal  $V_{12}^*$  de référence, de la même manière que dans le résonateur acoustique, à la seule différence que  $V_{12}$  a été acquis directement de manière analogique sur une seule voie de la carte NI PXIe-4492.

#### 4.2.1.4 Traitement des données

La mesure de référence de l'étape **d** sert à définir la tension moyenne de déséquilibre du pont  $V_{in,0}$  lorsqu'aucun flux de chaleur n'est généré par le fil central. La tension  $V_{in}$  mesurée à l'étape **f** est alors comparée à cette valeur de référence en calculant :

$$V_{in}^* = V_{in} - V_{in,0} \quad (4.12)$$

L'histogramme  $R_{in}$  construit tel que : Si  $V_{in}^* > 0$ ; Alors  $R_{in} = 5$ ; Sinon  $R_{in} = 0$  est alors superposé à la tension de sortie  $V_{out}$ . La fraction de temps  $\gamma$  pendant laquelle l'écoulement simulé est dirigé vers le pot vibrant est calculée comme le nombre d'échantillons qui vérifient le critère reporté dans le tableau 4.7 divisé par le nombre d'échantillons total.  $V_{out}^{threshold}$  représente la valeur moyenne entre les tensions de commutation haute et basse de  $V_{out}$ .

Tableau 4.7 Critères pour le calcul de  $\gamma$

	$V_{in}$	$V_{out}$
<b>Sens S1</b>	$V_{in}^* > 0$	$V_{out} > V_{out}^{threshold}$
<b>Sens S2</b>	$V_{in}^* < 0$	$V_{out} < V_{out}^{threshold}$

## 4.2.2 Résultats

### 4.2.2.1 Réglage du zéro

Lorsque le pot vibrant est en marche on parvient en général, en jouant sur le potentiomètre  $RV1$ , à réduire la tension de déséquilibre jusqu'à environ  $V_{in,0} = 50\mu V$ . L'épaisseur du signal est alors importante (de l'ordre de  $50\mu V$ ) en raison du mouvement du pot. La mesure de contrôle de l'étape **h** a montré que la tension de déséquilibre variait de moins de  $30\mu V$  entre le début et la fin de l'expérience.

À l'état de référence, (pot en mouvement et fil central froid) on doit idéalement régler  $RV2$  de manière à ce que la sortie  $V_{out}$  oscille indifféremment entre 0 et 5V à la fréquence du réseau électrique ( $60Hz$ ). Néanmoins cet état d'équilibre n'a pas pu être obtenu correctement. En fait, on a constaté une dérive de la tension de sortie de l'amplificateur opérationnel CA3140 tendant à stabiliser la sortie  $V_{out}$  vers 0 ou 5V. La Figure 4.12 illustre une mesure de référence acquise juste après le réglage de  $RV2$ . Sur l'histogramme de  $V_{out}$  on observe clairement la sortie dériver au bout de quelques secondes et se stabiliser à 5V pendant que le niveau de la tension du pont reste stable. Des investigations ultérieures ont permis de montrer que le composant CA3140 était défectueux et dérivait lentement vers +13V ou -15V selon le signe de la tension de zéro fixée lors de l'équilibrage. Après remplacement du composant, l'état d'équilibre à un rapport cyclique proche de 50% a été obtenu sans difficulté.

Les tensions de commutation hautes et basses de  $V_{out}$  étant respectivement de  $4.897V$  et  $0.376V$ , la tension de seuil est fixée à  $V_{out}^{threshold} = 2.637V$ . Les commutations de front sont de très courte durée et sont estimées à quelques micro-secondes. De ce fait, le choix du seuil  $V_{out}^{threshold}$  n'aura quasiment aucune influence sur la valeur de  $\gamma$  calculée pour  $V_{out}$ .

Une dernière observation importante concerne la rétroaction du circuit de conditionnement sur le pont de Wheatstone. L'AO CA3140 a été choisi pour sa grande impédance d'entrée ( $15T\Omega$ ). Pourtant, on observe sur la Figure 4.12 qu'à chaque commutation du comparateur, un pic de tension d'environ  $60\mu V$  apparaît sur  $V_{in}$ . Ces pics sont positifs pour les fronts

montants et négatifs pour les fronts descendants et n'ont donc aucun effet sur la tension de déséquilibre moyenne du pont  $V_{in,0}$ .

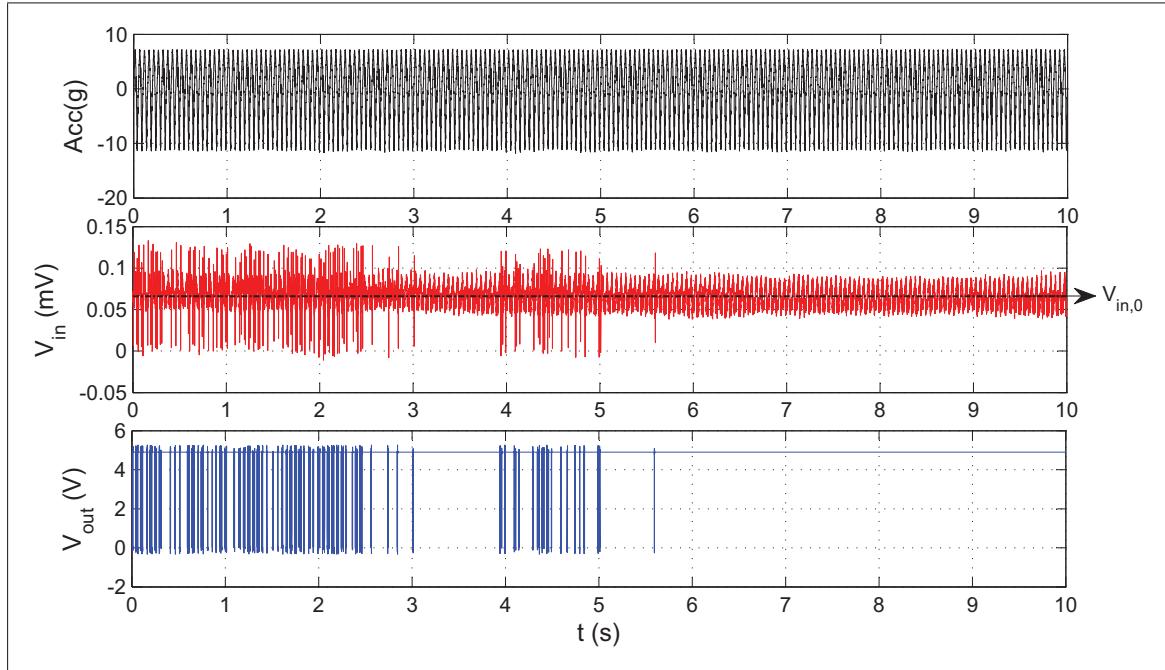


Figure 4.12 Mesure de référence sur pot vibrant

#### 4.2.2.2 Comportement du pont

Les signaux acquis avec le Double-Pont et le circuit conditionneur pour le sens S1 ont été superposés sur la Figure 4.13 de manière à faire coïncider la tension de contrôle du pot  $V_{SKR}$ . Trois périodes seulement sont représentées. Le capteur n'ayant pas été démonté de son support entre la mesure avec le montage Double-Pont et le circuit conditionneur, le signal de l'accéléromètre est très répétable et les deux signaux  $Acc$  se superposent parfaitement. Le signal de  $V_{in}^*$  a une amplitude crête à crête d'environ  $14mV$ , tout comme celui de  $V_{12}^*$ . Ce dernier est plus bruité que le signal obtenu par différence logicielle de  $V_1$  et  $V_2$  lors de l'expérience du résonateur car il s'agit ici d'une mesure flottante.

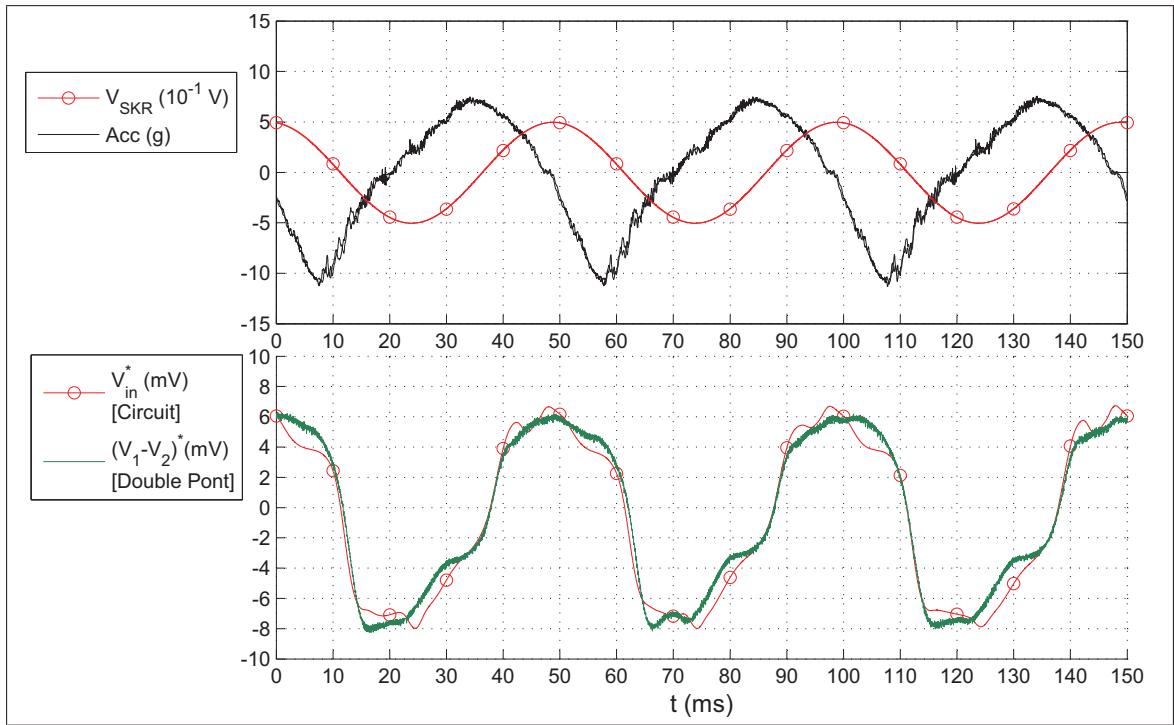


Figure 4.13 Signaux issus du Double-Pont et du circuit conditionneur

Lorsque la vitesse du pot vibrant est positive, l'écoulement simulé est dirigé vers le fil  $F_1$  dans la configuration S1 et on observe bien une tension  $V_1$  plus importante que  $V_2$ . Les signaux de  $V_{in}^*$  et  $V_{12}^*$  se superposent relativement bien et sont même quasiment confondus lors de leur passage par zéro. C'est en effet cette partie du signal qui est la plus cruciale puisque c'est elle qui traduit le changement de direction. On remarque néanmoins des comportements singuliers au niveau des maxima de tension qui peuvent être reliés à la forme saccadée du signal d'accélération à son passage par zéro. L'allure de ces maxima est d'ailleurs significativement différente selon le sens du capteur. Il est probable que ce phénomène s'explique par des chocs irréguliers et peu répétables causés par la vibration des câbles lorsque le capteur arrive en bout de course. Étant donné la dissymétrie de l'accélération du pot vibrant, nous ne tenterons pas de démystifier davantage cet aspect. La relativement bonne superposition de  $V_{in}^*$  et  $V_{12}^*$  suffit à valider le fonctionnement du pont de Wheatstone. De plus, aucune trace de rétroaction du circuit de conditionnement n'est visible sur le signal.

#### 4.2.2.3 Signaux de sortie

Les Figures 4.14 et 4.15 montrent les résultats obtenus respectivement dans les sens S1 et S2. Seulement trois périodes des signaux acquis sont représentés. Il est fondamental de constater que quelque soit le sens dans lequel le capteur est monté, la fréquence  $f_c$  du signal carré délivré par le circuit conditionneur correspond exactement à la fréquence de  $20Hz$  du pot vibrant. Autrement dit, aucune commutation n'est omise par le circuit conditionneur. En outre, on s'aperçoit que  $V_{out}$  commute systématiquement  $1.4ms$  après que  $R_{in}$  ait changé d'état, et ceci quel que soit le sens du capteur. Ce délai ne peut être imputé qu'à l'électronique située après le pont de Wheatstone. Les temps d'établissements de l'AO CA3140 et du comparateur LM311N sont typiquement de l'ordre de  $1\mu s$  et  $0.1\mu s$  et ne permettent pas d'expliquer à eux seuls un retard si important à la commutation. Nous ne pensons pas non plus que ce délai soit attribuable à la dérive de la tension de zéro du CA3140 survenue lors du réglage de l'état de référence. En effet, dans l'hypothèse où la tension de sortie de l'AO serait dé-balancée du côté positif on s'attendrait à ce que la sortie  $V_{out} = 5V$  soit privilégiée, induisant ainsi une avance à chaque commutation en front montant et un retard à chaque front descendant. Tout porte donc à croire que le délai de  $1.4ms$  soit majoritairement dû au filtre passe-bas situé en amont du comparateur et dont la fréquence de coupure est de  $160Hz$ . En effet, le retard introduit théoriquement par un filtre du premier ordre sur un signal harmonique à  $20Hz$  est de  $1ms$ .

#### 4.2.2.4 Analyse

La fraction de temps pendant laquelle la vitesse est positive  $\gamma$ , calculée indépendamment à partir des différents signaux  $Vit^\Phi$ ,  $V_{out}$ ,  $V_{in}^*$  et  $V_{12}^*$  est reportée dans le Tableau 4.8.

Tableau 4.8 Résultats du calcul de  $\gamma$   
exprimé en pourcent

%	$Vit^\Phi$	$V_{12}^*$	$V_{in}^*$	$V_{out}$
<b>Sens S1</b>	47.2	46.3	47.8	47.5
<b>Sens S2</b>	45.4	47.4	45.8	45.6

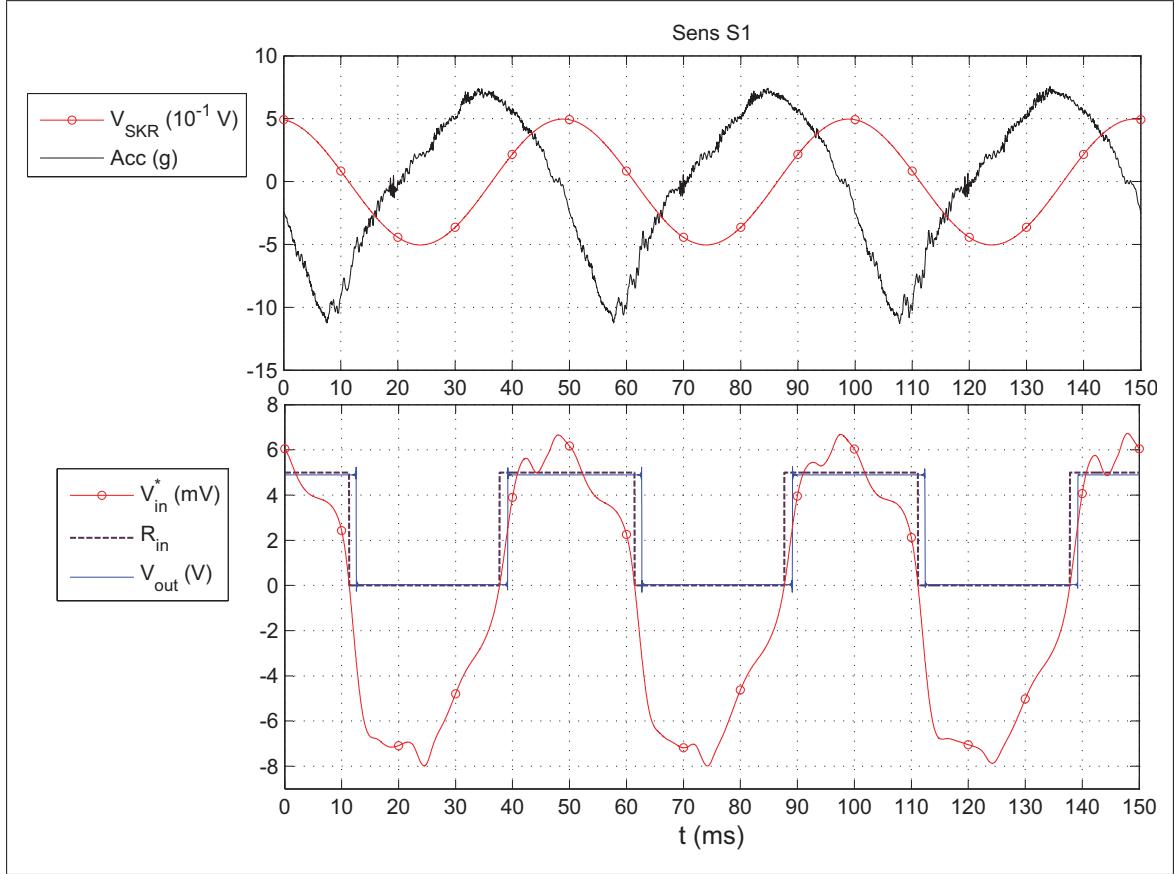


Figure 4.14 Mesure sur pot vibrant : sens S1

Tout d'abord on s'aperçoit que la fraction calculée à partir de  $V_{in}$  et celle calculée à partir de  $V_{out}$  sont très proches, la seconde étant légèrement inférieure, quelque soit le sens du capteur. Cela nous conforte dans l'idée que même si la commutation du circuit conditionneur est en retard par rapport à  $R_{in}$ , aucun des états hauts (5V) ou bas (0V) n'est privilégié par le circuit. Ainsi la dérive de la tension de zéro de l'AO constatée lors de la mesure de référence, qui avait mené à une stabilisation du côté 5V, ne semble pas avoir eu d'influence significative sur le rapport cyclique du comparateur. Nous expliquons ceci par le fait que le signal de  $V_{in}$  est de très forte amplitude par rapport à la dérive de la tension de l'AO. En tout état de cause, le remplacement du composant défectueux ne pourra qu'améliorer les résultats à venir. D'autre part, les valeurs de  $\gamma$  sont à la fois en accord avec celles calculées à partir de  $V_{12}^*$  issu du Double-Pont et de  $V_{it}^\Phi$  déduit du signal d'accélération du pot vibrant. Ce résultat nous

assure de la validité de la mesure de  $\gamma$  avec le circuit conditionneur jusqu'à une fréquence d'au moins  $20Hz$ .

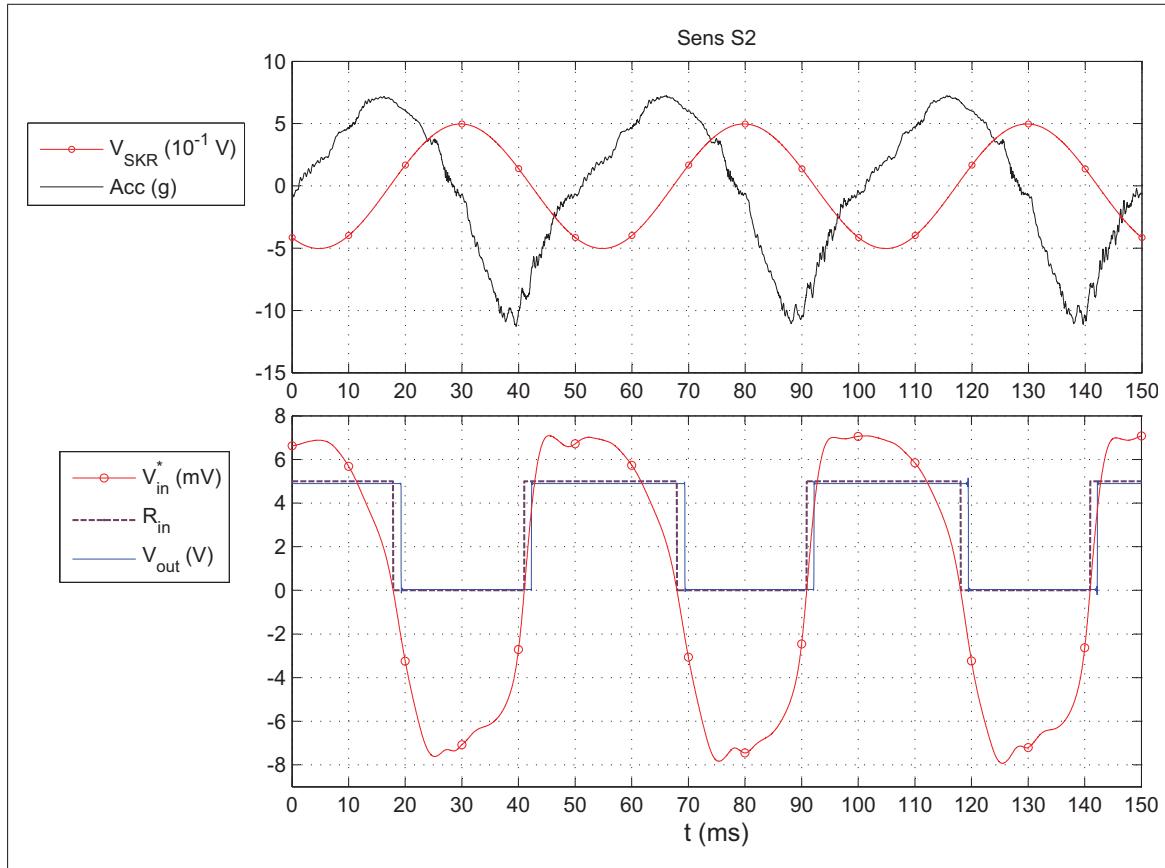


Figure 4.15 Mesure sur pot vibrant : sens S2

### 4.2.3 Conclusion

La validation du circuit de conditionnement à  $20Hz$  sur pot vibrant à permis de montrer non seulement que le pont de Wheatstone se comportait de manière analogue au circuit Double-Pont déjà utilisé dans le résonateur acoustique mais également que la tension de sortie  $V_{out}$  était cohérente avec la tension d'entrée  $V_{in}$ . Un délai d'environ  $1.4ms$  a été constaté entre le passage de  $V_{in}$  par sa valeur à l'équilibre et la commutation effective du comparateur. Ce retard a été imputé au filtre passe-bas situé en amont du comparateur et n'affecte pas la valeur de  $\gamma$ , qu'elle soit calculée à partir de  $V_{in}^*$  ou  $V_{out}$ . Malgré la dissymétrie du comportement mécanique du pot, la valeur de  $\gamma$  a pu être reliée à la vitesse du pot vibrant calculée à partir du signal d'accélération et ceci de manière consistante quelque soit le sens dans lequel était monté le capteur. La mesure d'intermittence de  $\gamma$  et  $f_c$  avec le capteur et son circuit comparateur est par conséquent validée jusqu'à une fréquence de  $20Hz$ .

Au vu des résultats obtenus dans le résonateur, des performances des composants électriques du circuit comparateur et de la valeur de  $160Hz$  de la fréquence de coupure du filtre passe-bas, nous sommes très confiants quant au bon fonctionnement de la chaîne de mesure pour des fréquences mêmes supérieures à  $100Hz$ , ce qui est largement suffisant compte tenu des fréquences d'écoulement attendues au sein de la bulle de séparation recréée au TFT.



## CHAPITRE 5

### APPLICATION

Le capteur de direction d'écoulement a été utilisé dans la soufflerie à décollement de couche limite du TFT dans le but de caractériser quantitativement la bulle de séparation à partir des deux quantités  $\gamma$  et  $f_c$ . Les résultats sont ensuite comparés à une visualisation par film d'huile ainsi qu'aux mesures effectuées par Patrick (1987) dans un écoulement similaire.

#### 5.1 Présentation de l'écoulement

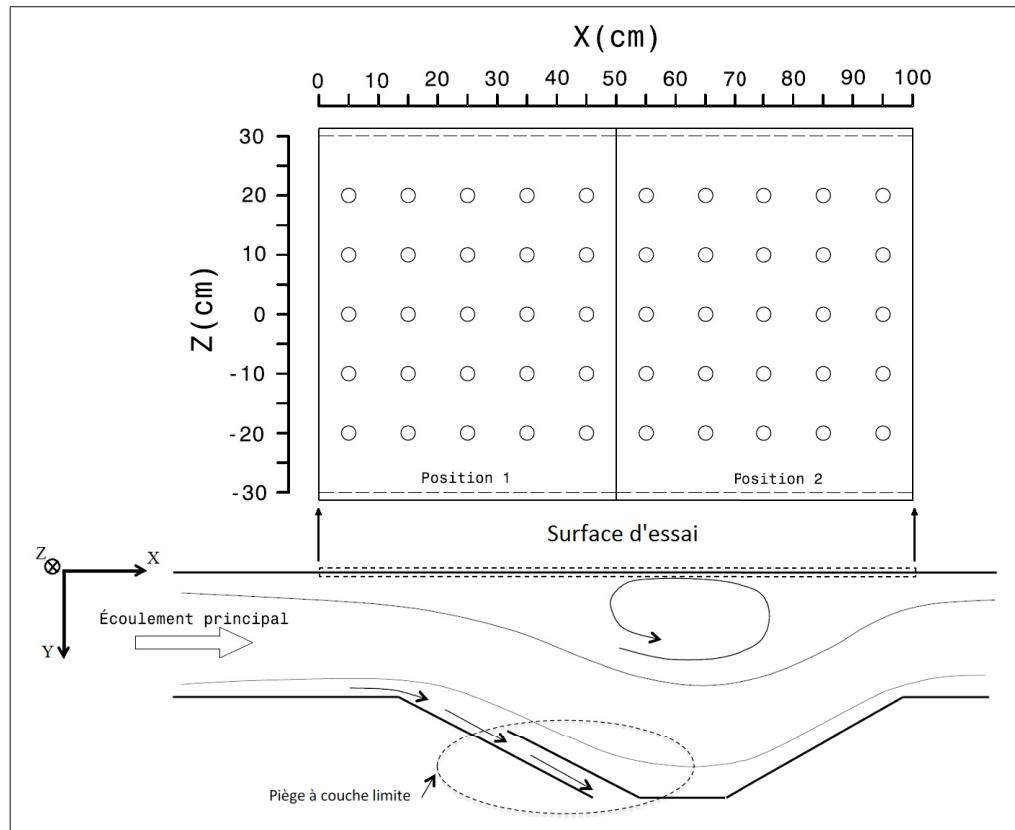


Figure 5.1 Repère associé à la surface d'essai du TFT

La soufflerie du TFT est à circuit ouvert et se compose essentiellement d'un compresseur centrifuge, un diffuseur grand angle, une chambre de tranquilisation, un convergent et un canal

d'essai. Un schéma détaillé de la soufflerie se trouve en Annexe IV Figure-A IV-2. Le canal d'essai, de section nominale  $600mm \times 150mm$  a une longueur totale de  $3m$ . Son principe est rappelé sur la Figure 5.1. Un gradient de pression (d'abord adverse puis favorable) est créé à l'aide d'un berceau ajustable afin de faire décoller puis recoller la couche limite de la surface supérieure (surface d'essai). La couche limite inférieure est quant à elle partiellement aspirée afin d'éviter qu'elle ne décolle, ce qui viendrait perturber la bulle de séparation étudiée. La surface d'essai est constituée de deux plaques en Plexiglas® de  $50cm \times 60cm$ . Chacune d'entre elle peut être remplacée successivement par une plaque en aluminium perforée afin d'y insérer le capteur. La différence de niveau entre la surface de deux plaques consécutives est minimisée à l'aide de vis d'ajustement et la hauteur de la marche résiduelle est estimée à environ  $0,1mm$ . Le repère associée à la surface d'essai est également défini sur la Figure 5.1. Son origine ( $X=0$ ) est située à  $1,50m$  de la sortie du convergent. Par la suite on notera  $Xi_Zj$  la station située à  $X = i\text{ cm}$  et  $Z = j\text{ cm}$ .

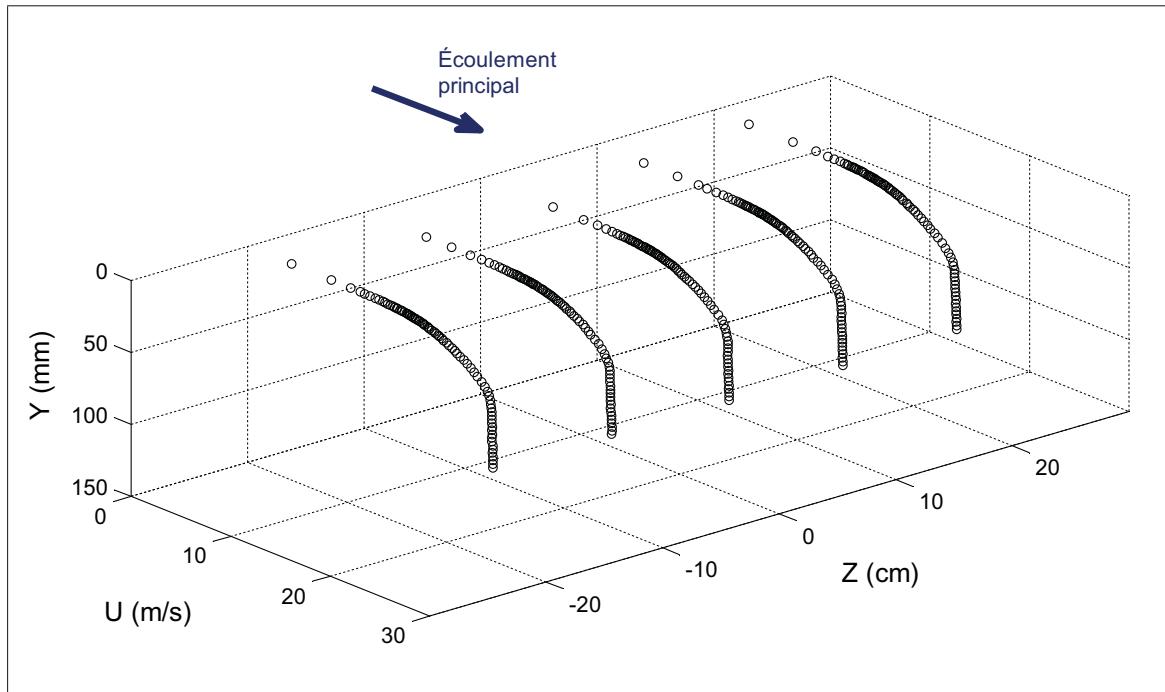


Figure 5.2 Profils de couche limite en amont du décollement

La vitesse de référence de la soufflerie  $U_0$  est contrôlée à partir du différentiel de pression mesuré entre l'amont et l'aval du convergent. L'intégralité des mesures sera effectuée à  $25m/s$ . À cette vitesse, l'écoulement incident est en régime turbulent pleinement établi. Les profils de vitesse moyenne longitudinale ( $\bar{U}$ ) en amont du décollement (pour  $X = -5cm$ ) ont été mesurés avec un anémomètre à fil chaud à voltage constant par Abdelouahab Mohammed Taifour dans le cadre de son projet de doctorat. Ils sont présentés sur la Figure 5.2. Les épaisseurs de couche limite  $\delta$  correspondantes, calculées à 99% de la vitesse dans l'écoulement potentiel, sont reportées dans le Tableau 5.1.

Tableau 5.1 Épaisseurs de couche limite des profils de la Figure 5.2

$Z(cm)$	-20	-10	0	10	20
$\delta(mm)$	39	37	38	38	40

## 5.2 Méthodologie

Les éléments actifs du capteur utilisé pour cette série de mesure sont situés à  $h \simeq 1mm$  de la paroi. D'après Eaton *et al.* (1981), les résultats de  $\gamma$  obtenus pour différentes hauteurs des éléments actifs sont consistants à  $\pm 2\%$  entre  $0.2$  et  $1mm$ . Nous ferons donc l'hypothèse que le capteur utilisé permet d'obtenir une bonne approximation de la position des points (D) et (R). Une étude plus rigoureuse de l'influence de la hauteur des éléments actifs sur la géométrie de la bulle pourra être envisagée dans le futur mais dépasse malheureusement le cadre de ce mémoire.

Pour chacun des 50 ports de la surface d'essai, deux acquisitions sont effectuées en pivotant la sonde de  $180^\circ$ . On notera  $\gamma^\Delta$  et  $\gamma^\nabla$  (respectivement  $f_c^\Delta$  et  $f_c^\nabla$ ) les résultats obtenus dans chacune des orientations. Ces valeurs sont ensuite moyennées pour obtenir  $\gamma$  et  $f_c$ . Avant chaque acquisition, alors que le fil central est froid, l'équilibrage du circuit de conditionnement est obtenu à l'aide de ses trois potentiomètres en contrôlant la tension de sortie de

pont de Wheatstone sur un multimètre *Agilent 34410A* et en visualisant la commutation de la tension de sortie par l’intermédiaire de *LabVIEW*. Le fil est ensuite alimenté à  $I_c = 0.9A$ .

Une entrée numérique de la carte d’acquisition NI PXIe-6363 est utilisée et la fréquence d’échantillonnage est réglée à  $F_s = 1MHz$ . Par défaut, la carte d’acquisition renvoie  $D_{out} = 1$  si l’écoulement va dans le sens principal et  $D_{out} = 0$  dans le cas contraire. Ainsi, la fraction  $\gamma$  est calculée simplement en divisant la somme de l’ensemble des échantillons numériques par le nombre total d’échantillons acquis  $N_s$ . La fréquence  $f_c$  est quant à elle calculée comme le rapport entre le nombre de fronts montants enregistrés et le temps total d’acquisition. Celui-ci est fixé à  $T_{acq} = 300s$ . En effet, de par la nature de l’écoulement, on s’attend à ce que les résultats convergent très lentement. À ce titre, Eaton et Johnston (1982) dans leur expérience de la marche descendante, ont observé que 200s d’acquisition étaient nécessaires pour faire converger les résultats à  $\pm 1\%$  près. Ceci a été imputé à la présence de structures d’écoulement non périodiques associées à des échelles temporelles très grandes (battement à basse fréquence).

Il est à noter que la soufflerie n’est jamais stoppée au cours des mesures, excepté lors de l’opération de changement de position de la plaque perforée. Afin d’évaluer la répétabilité de la sonde une série de 10 mesures successives est effectuée au port *X25\_Z0*. Ceci permet d’évaluer l’influence du montage/démontage du socle et du réglage du circuit conditionneur. Une photographie du montage du socle à cette station est disponible en Annexe IV Figure-A IV-1.

## 5.3 Résultats

### 5.3.1 Équilibrage du circuit

Lors de la validation sur pot vibrant, l’équilibrage du circuit conditionneur n’avait pas pu être correctement obtenu en raison du dysfonctionnement de l’AO CA3140. Depuis, le remplacement du composant a permis d’obtenir un état d’équilibre de manière très stable. En effet, au début de la série de mesure, l’équilibrage du circuit a été obtenu en réglant successivement les

potentiomètres  $RV1$ ,  $RV3$  puis  $RV2$ . Par la suite l'état d'équilibre a été vérifié avant chaque acquisition et réajusté si nécessaire par un très léger réglage du potentiomètre fin  $RV2$ .

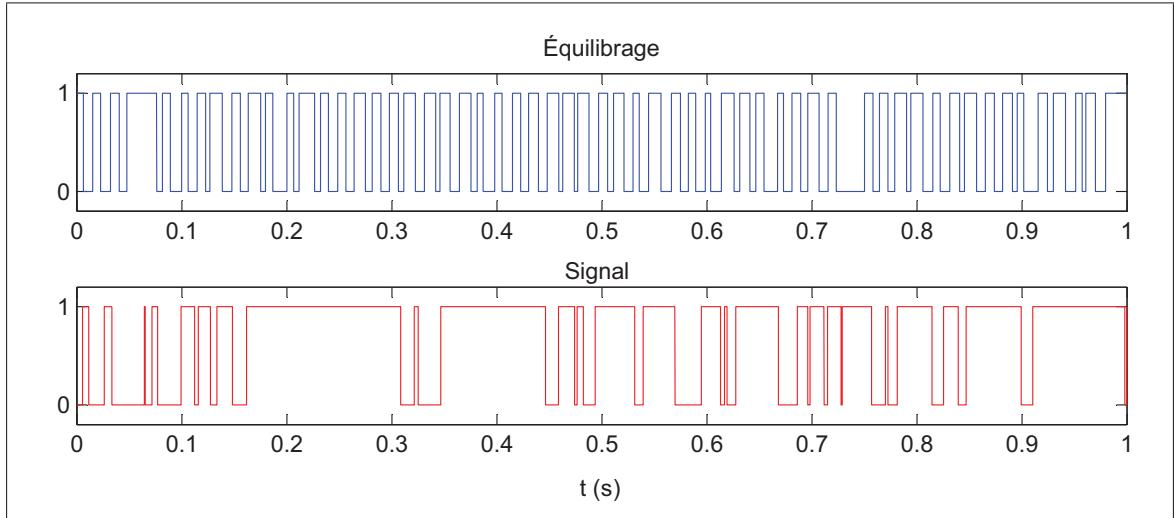


Figure 5.3 Comparaison des signaux de la sortie digitale du conditionneur lors de l'équilibrage (haut) et pendant une mesure (bas)

Sur la Figure 5.3 sont représentés deux signaux de la sortie digitale  $D_{out}$  acquis pendant 1 seconde, le premier à l'état d'équilibre (fil central «froid») et le second pendant une mesure (fil central alimenté à 0.9A). Lors de l'équilibrage, la sortie du circuit  $D_{out}$  oscille indifféremment entre 0 et 1 à une fréquence proche de celle du réseau électrique (60Hz). Par contre, lorsque que le fil central est alimenté les commutations sont régies par l'écoulement et apparaissent plus irrégulières. Il est intéressant de noter que ce changement de comportement apparaît brusquement vers 0.3A lorsque le courant d'alimentation est augmenté progressivement et son profil ne varie pas significativement jusqu'à 0.9A. Ceci nous conforte dans l'idée que le flux de chaleur généré pour le courant choisi de  $I_c = 0.9$  est suffisant pour notre étude.

### 5.3.2 Convergence et répétabilité

Tout comme Eaton et Johnston (1982) nous notons une convergence très lente des résultats, ce qui semble être lié à la nature de l'écoulement. Néanmoins, au bout de  $T_{acq} = 5\text{min}$ , les valeurs de  $\gamma$  et  $f_c$  convergent à moins de 0.5% et 0.2Hz respectivement.

Les résultats des 10 mesures successives prises à la station ( $X25\_Z0$ ) sont reportés dans le Tableau 5.2. Il est important de rappeler que cette étude de répétabilité ne prend pas en compte la variabilité des conditions ambiantes de l'écoulement puisque la soufflerie n'a pas été éteinte au cours des 10 mesures. En revanche, comme chacune des 10 mesures consiste en deux acquisitions à 0 et  $180^\circ$ , les influences du montage/démontage du socle dans la plaque et du rééquilibrage du circuit est bien considérée. On s'aperçoit tout d'abord que les écarts-types obtenus sur 10 acquisitions pour une orientation donnée sont très réduits : de l'ordre de 0.5% et  $0.3\text{Hz}$  pour  $\gamma$  et  $f_c$  respectivement. Nous pensons que ces écarts peuvent être en grande partie associés à l'erreur aléatoire de convergence des résultats. Eaton *et al.* (1981), dans leur expérience de la marche descendante, précisent que la différence mesurée sur  $\gamma$  selon l'orientation était en moyenne de 2%, ce qui est consistant avec nos valeurs de 55.4% et 53.9% (soit 1.5% de différence). Encore plus intéressant, on remarque que le fait de considérer la valeur moyenne entre les deux orientations permet de réduire la valeur des écarts-types de  $\gamma$  et  $f_c$  jusqu'à environ 0.4% et  $0.2\text{Hz}$ , ce qui confirme l'utilité de cette méthode. D'ailleurs, Eaton *et al.* (1981) stipulent que de cette manière ils sont parvenus à obtenir  $\gamma$  avec une répétabilité de l'ordre de 1%.

Tableau 5.2 Résultats de l'étude de répétabilité basée sur 10 mesures successives à la station  $X25\_Z0$

	$\gamma^\Delta(\%)$	$\gamma^\nabla(\%)$	$\gamma(\%)$	$f_c^\Delta(\text{Hz})$	$f_c^\nabla(\text{Hz})$	$f_c(\text{Hz})$
<b>Moyenne</b>	55.4	53.9	54.7	26.2	26.7	26.4
<b>Écart-type</b>	0.51	0.47	0.35	0.28	0.29	0.18

### 5.3.3 Distributions de $\gamma$ et $f_c$

Les distributions de  $\gamma$  et  $f_c$  au sein de la bulle de séparation sont présentées respectivement sur les Figures 5.4 et 5.5. Les lignes ont été tracées dans un intérêt purement visuel et ne permettent qu'une interprétation qualitative des résultats. Pour  $\gamma$ , la fonction d'interpolation *pchip* (*Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial*) de *Matlab* a été utilisée afin d'évi-

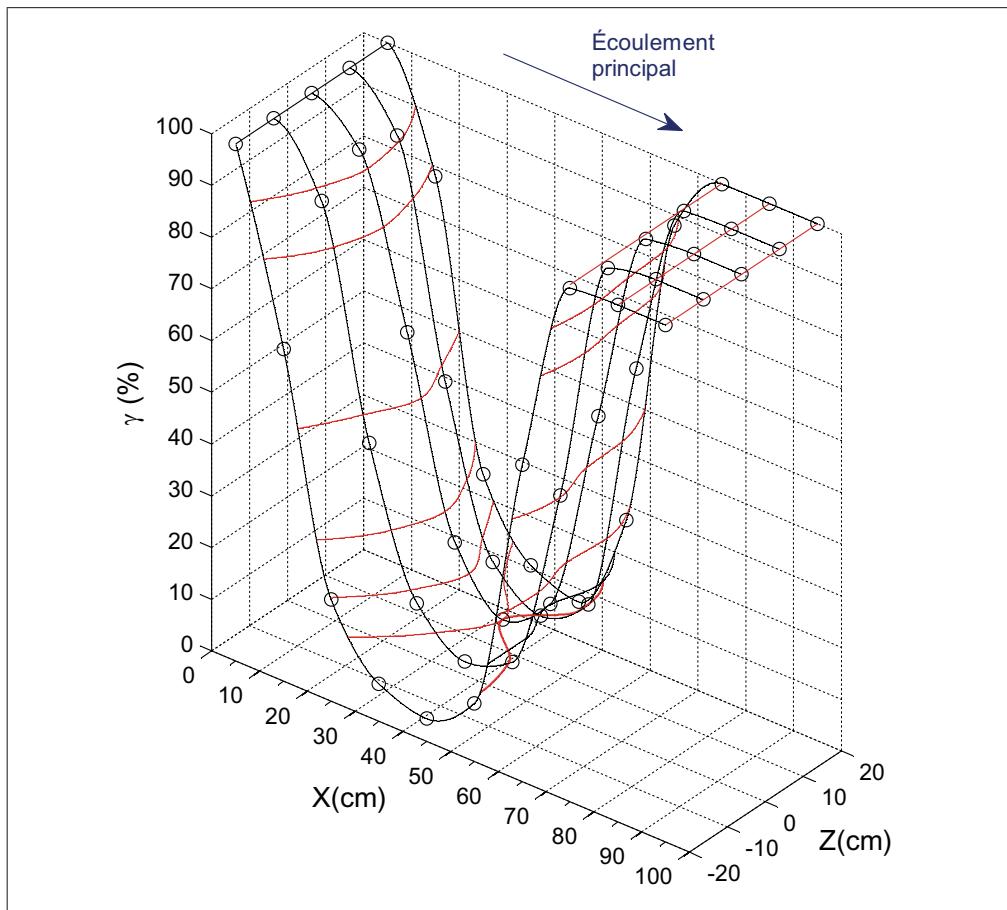


Figure 5.4 Distribution de  $\gamma$  au sein de la bulle de séparation.  
Les courbes d'interpolation ne sont tracées que pour faciliter la lecture

ter les effets de bords. Les lignes transversales (en rouge sur la Figure 5.4) représentent les courbes  $iso - \gamma$  calculées à partir des courbes d'interpolation. Pour  $f_c$ , la fonction *spline* de *Matlab* a été utilisée afin de prédire au mieux la position des extrema locaux de fréquence. Ces derniers ont par ailleurs été reliées par les courbes transversales (en rouge sur la Figure 5.5). La nécessité d'utiliser de telles fonctions d'interpolations pour l'interprétation des résultats montre avant toute chose que la plaque perforée en aluminium n'est pas assez résolue spatialement pour permettre une bonne estimation des caractéristiques géométriques de la bulle de séparation.

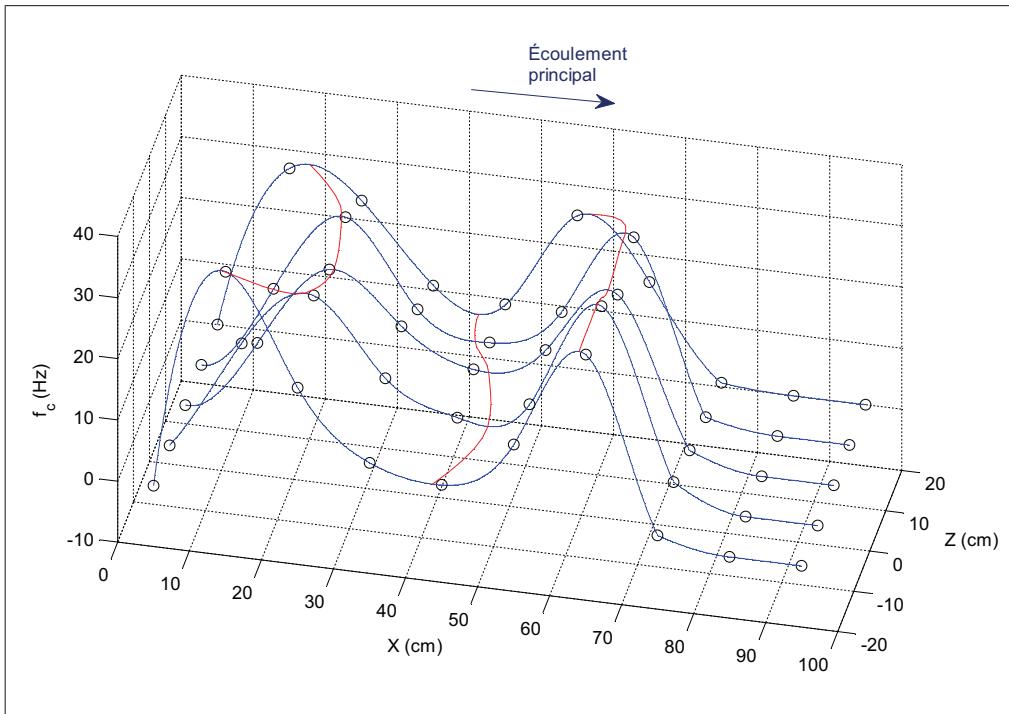


Figure 5.5 Distribution de  $f_c$  au sein de la bulle de séparation.  
*Les courbes d'interpolation ne sont tracées que pour faciliter la lecture*

Quoiqu'il en soit, les résultats obtenus révèlent un grand nombre d'informations. Tout d'abord, en amont et en aval de la bulle de séparation, on ne mesure effectivement aucun retour de flux ( $\gamma = 100$  et  $f_c = 0\text{Hz}$ ). On s'aperçoit également qu'à aucune position, l'écoulement n'est complètement à retour ( $\gamma = 0\%$ ). L'allure des courbes obtenues est différente selon la position transverse  $Z$ . Le minimum atteint par  $\gamma$  est d'autant plus petit que l'on se rapproche des parois latérales, signifiant que la bulle de séparation n'est pas bi-dimensionnelle. De plus, la bulle de séparation semble être dissymétrique par rapport à l'axe médian. D'autre part il est primordial de constater qu'au voisinage des lieux de décollement et de recollement ( $\gamma = 50\%$ )  $f_c$  présente un maximum local. La valeur de ces maxima varie entre 25 à 30Hz selon les positions transversales et dépend sensiblement du choix de la courbe d'interpolation. La fréquence d'intermittence  $f_c$  semble donc à priori être un bon indicateur du décollement et du recollement, au même titre que  $\gamma$ .

Les résultats obtenus sur la ligne médiane ( $Z=0$ ) sont présentés plus particulièrement sur la Figure 5.6. Dans la zone où l'écoulement est majoritairement à retour, la valeur minimale de  $\gamma$  est de 13.8% avec une fréquence intermittente de  $12Hz$ . La répartition de  $\gamma$  est sensiblement symétrique par rapport à l'axe  $X = 45mm$  même si encore une fois, la résolution spatiale des ports de mesures ne permet qu'une approche qualitative. En se basant sur la courbe interpolée par la fonction *pchip*, la longueur de la bulle sur la ligne médiane, définie comme la longueur séparant le point (D) du point (R), est estimée à  $X_{DR} \simeq 35cm$ . En prenant en compte l'erreur de répétabilité obtenue à la station  $X25\_Z0$  et en considérant d'autres courbes d'interpolation, on observe une variation de  $X_{DR}$  de l'ordre de  $\pm 5\%$ . Cette estimation ne tient pas compte de la modification de l'écoulement susceptible d'être survenue lors du déplacement de la plaque d'aluminium.

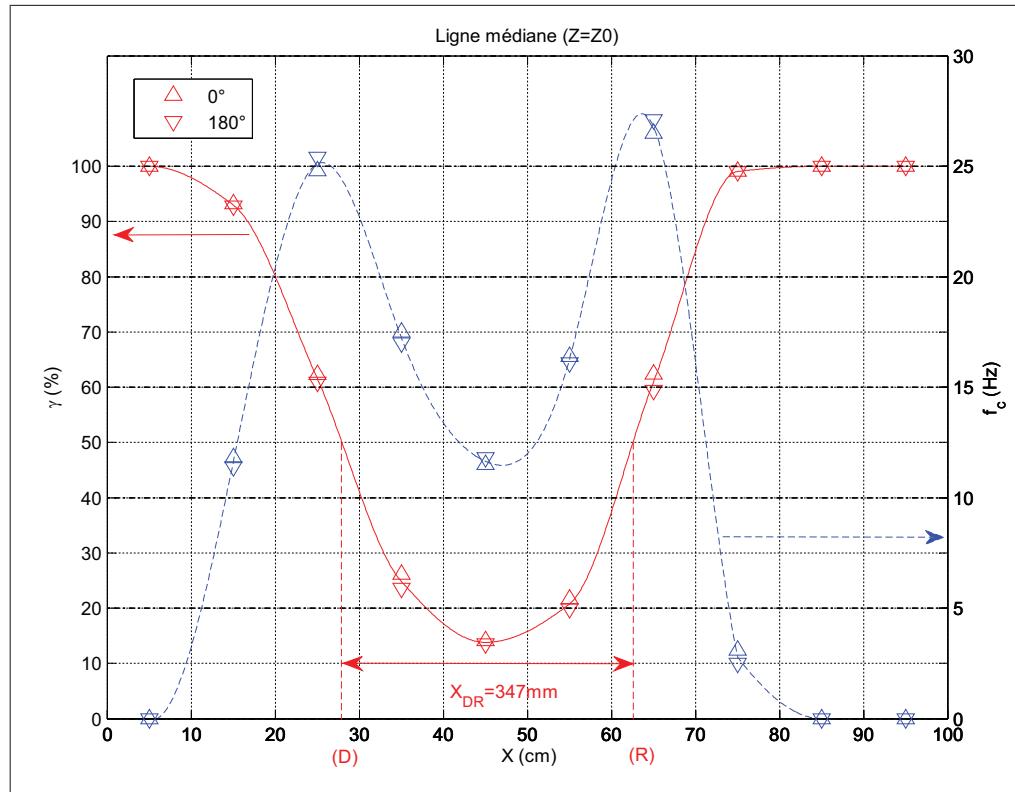


Figure 5.6 Résultats obtenus pour la ligne médiane ( $Z=0$ )

## 5.4 Analyse

### 5.4.1 Comparaison à la visualisation par film d'huile

Une visualisation par film d'huile a été effectuée à  $U_0 = 25m/s$ . Cette technique de visualisation est basée sur la déviation de pigments contenus dans l'huile qui décrivent alors une trajectoire localement parallèle au champ de vecteur vitesse proche paroi. Une étude détaillée de la topologie associée à la visualisation par film d'huile du décollement et du recollement a été présentée par Pioton (2012).

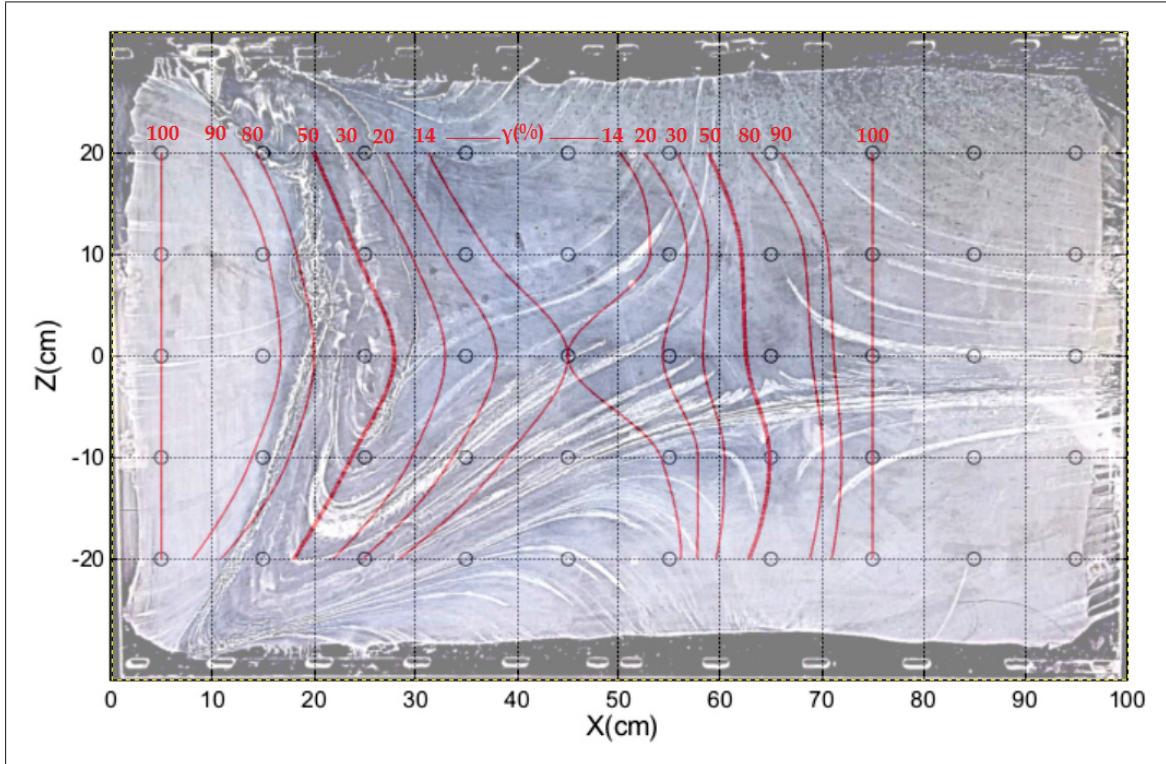


Figure 5.7 Superposition des courbes  $iso - \gamma$  au film d'huile obtenu pour  $U_0 = 25m/s$

Les lignes  $iso - \gamma$  obtenues sur les représentations 3D sont superposées au film d'huile obtenu. Le film confirme que la bulle de séparation n'est pas parfaitement symétrique. La ligne moyenne de décollement est facilement identifiable puisqu'elle correspond au lieu où les lignes de courant issues de l'écoulement amont et celles de la zone de retour de flux se

rejoignent, créant ainsi une bande relativement large où l'huile «stagne» en moyenne. Celle-ci se superpose pratiquement à la première ligne  $\gamma = 50\%$ . Le recollement est quand à lui caractérisé par un large col qui coïncide très bien avec la seconde ligne  $\gamma = 50\%$ . D'une manière générale, la forme des lignes  $iso - \gamma$  épouse relativement bien la répartition des pigments, comme par exemple au niveau du décollement intermittent transitoire (ITD) à  $\gamma = 80\%$ . La longueur de la bulle au niveau de la ligne médiane ne peut être estimée que très grossièrement à partir du film d'huile ( $\sim 40cm$ ) mais est cohérente avec celle déterminée précédemment. Ceci permet donc d'une part de vérifier la pertinence de la distribution de  $\gamma$  obtenue et dans le même temps de justifier l'intérêt de l'utilisation d'un capteur de direction d'écoulement pour une analyse quantitative. La bulle de séparation étant très complexe et fortement tridimensionnelle nous nous contenterons par la suite d'analyser les résultats obtenus dans le plan médian ( $Z=0$ ).

#### 5.4.2 Comparaison aux résultats de Patrick (1987)

Afin de superposer la courbe obtenue sur la ligne médiane aux résultats obtenus par Patrick (1987) par LDA, l'abscisse  $X$  est adimensionnalisée par la longueur de la bulle  $X_{DR}$  en considérant :

$$X^* = \frac{X - X_{DR}}{X_{DR}} \quad (5.1)$$

L'épaisseur de la couche limite incidente dans l'expérience de Patrick (1987) est de  $\delta = 89mm$ , soit 2.4 fois plus grande que dans notre configuration. Ainsi, nous collectons les valeurs de  $\gamma$  obtenus par Patrick (1987) pour un volume de contrôle de son LDA situé à  $y = 2.04mm$  et à  $y = 3.05mm$  afin de conserver un rapport  $y/\delta$  consistant avec notre valeur de  $h/\delta \simeq 0.03$ , sachant que nos fils se situent à  $h \simeq 1mm$  de la paroi.

La Figure 5.8 présente les résultats. La bulle de séparation de Patrick (1987), à une distance de 2 à 3mm de la paroi, a une longueur  $X_{DR} \simeq 59cm$ . Les mesures effectuées au LDA ne sont pas non plus suffisamment résolues spatialement pour caractériser convenablement la géométrie de la bulle. La première différence notable entre la bulle de séparation obtenue au TFT

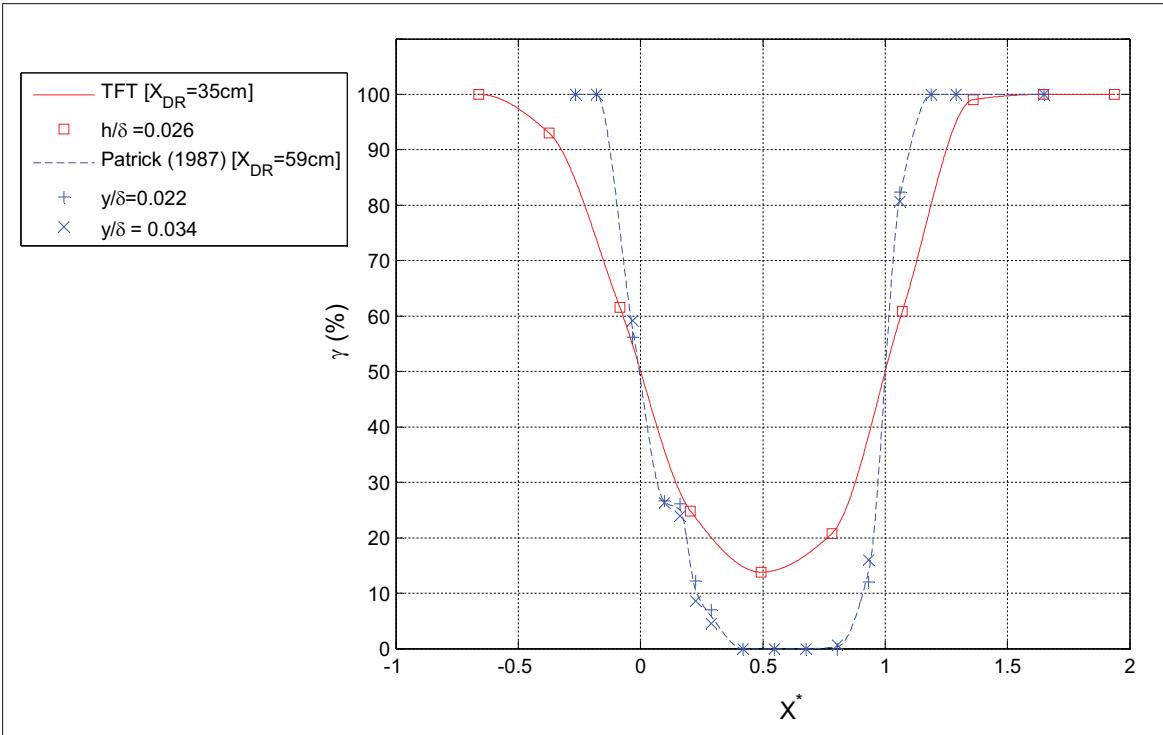


Figure 5.8 Comparaison des résultats à ceux obtenus par Patrick (1987) par LDA

et celle de Patrick (1987) et que cette dernière comprend une zone d'une longueur d'environ  $X_{DR}/2$  où l'écoulement est complètement à retour ( $\gamma = 0\%$ ). De plus la bulle est moins «étiée» en longueur que celle du TFT. Ainsi la distance séparant le point de décollement naissant (ID) (à  $\gamma = 99\%$ ) et le point de décollement (D) est respectivement de  $0.56X_{DR}$  et  $0.16X_{DR}$  pour la bulle du TFT et celle de Patrick (1987).

#### 5.4.3 Aspects dynamiques

On a vu que les points de décollement (D) et de recollement (R) étaient associés à des maxima de la fréquence intermittente. Les deux maxima rencontrés sur la ligne médiane sont de l'ordre de  $26\text{Hz}$ , ce qui correspond à un nombre de Strouhal de  $St_{X_{DR}} \simeq 0.36$ . Patrick (1987) n'a pas étudié les fréquences mises en jeu dans la bulle de séparation. Néanmoins, Eaton et Johnston (1982) dans leur expérience de la marche descendante, puis Kiya et Sasaki (1983) pour la plaque à bord épais, en mettant en évidence le battement à basse fréquence

dû au mouvement du point de recollement instantané par mesure de pression instationnaire, ont abouti à un nombre de Strouhal de 0.12 et 0.16 respectivement. Kiya et Sasaki (1983) précisent de plus que la contribution du battement est limitée à des nombres de Strouhal inférieurs à 0.2. Par contre la fréquence d'intermittence maximale qu'ils ont rencontré avec la sonde *Split-Film*, aux lieux où  $\gamma = 50\%$ , correspond à un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.6 à 0.7 et peut donc être associée au passage de structures tourbillonnaires cohérentes de grande échelle. De leur côté Spazzini *et al.* (1999), pour une marche descendante, obtiennent même un nombre de Strouhal d'environ 1 au point de recollement.

Dans notre cas, la valeur de  $St_{X_{DR}} = 0.36$  déterminée à partir de  $f_c$  ne peut être à priori associée ni au mouvement de battement ni aux structures tourbillonnaires cohérentes. Une explication plausible pourrait être que notre bulle de séparation diffère de celle de Eaton et Johnston (1982) et Kiya et Sasaki (1983) dans la mesure où ni le point de décollement ni le point de recollement ne sont figés géométriquement. Ainsi les nombres de Strouhal associés aux deux phénomènes pourraient être sensiblement différents. Afin de vérifier cette hypothèse, des mesures de pression instationnaire au sein de la bulle sont nécessaires et font partie des futures investigations à mener au TFT. Afin de différencier la fréquence de battement de celle des structures tourbillonnaires à l'aide d'un seul capteur de direction d'écoulement, on pourrait envisager de le placer au voisinage du point (D) et d'enregistrer la variation de la fraction instantanée  $\gamma'$  calculée sur un court laps de temps ( $\sim 0.5s$ ) afin d'en extraire des informations fréquentielles. C'est d'ailleurs ce qui a été entrepris par Eaton et Johnston (1982) en calculant  $\gamma'$  toutes les  $0.2s$ , soit pour 8 événements en moyenne, afin d'observer les variations de la position du point (R') au cours du temps. Néanmoins la dispersion statistique pour un si petit nombre d'événements rend les résultats très difficilement exploitables.



## CONCLUSION

Un capteur de direction instantanée d'écoulement a été conçu et fabriqué au sein du laboratoire TFT. Son architecture globale, basée sur celle du «Thermal Tuft» introduit par Eaton *et al.* (1979), comprend un fil chauffant central en Nichrome ( $\varnothing 0.1mm$ ) alimenté par un courant de  $I_c = 0.9A$  et deux fils latéraux en Tungstène ( $\varnothing 5\mu m$ ) agissant comme des thermomètres. Les deux fils latéraux sont montés dans un pont de Wheatstone et un circuit conditionneur permet de transposer la tension de déséquilibre du pont en un signal interprétable par une carte d'acquisition numérique. Lorsque l'écoulement est dirigé dans le sens principal, le fil situé en amont du fil central est chauffé : une tension de déséquilibre positive apparaît en sortie du pont et le circuit conditionneur renvoie  $5V$ . Dans le cas contraire, lorsque l'écoulement est à retour, la tension de sortie est proche de  $0V$ . L'utilisation d'une seule entrée numérique de la carte d'acquisition permet alors de calculer très facilement la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est dirigé dans le sens aval  $\gamma$  ainsi que la fréquence d'intermittence  $f_c$ . Avant chaque mesure, lorsque le capteur est dans l'écoulement mais que le fil central n'est pas alimenté, un état d'équilibre où le capteur oscille indifféremment entre  $0$  et  $5V$  est obtenu en réglant un ou plusieurs des potentiomètres du circuit conditionneur.

Le principe de fonctionnement du capteur a été validé dans un résonateur acoustique où un écoulement oscillant a été généré à une fréquence proche de  $200Hz$ . Il a pu être vérifié que la mesure délivrée par le capteur est valide dès lors que l'amplitude des oscillations dépasse la distance de  $\Delta x = 1mm$  séparant les fils latéraux du fil central. Le courant d'alimentation de  $I_c = 0.9A$  s'avère être largement suffisant au bon fonctionnement de la sonde. Par ailleurs, celle-ci a démontré une très faible sensibilité angulaire jusqu'à  $30^\circ$ . Enfin, l'intérêt de prendre une seconde mesure en pivotant la sonde à  $180^\circ$  pour en moyenner les résultats a été justifié.

Conjointement, la validité du circuit conditionneur a été démontrée en simulant un écoulement oscillant à l'aide d'un pot vibrant fonctionnant à  $20Hz$ . La cohérence entre la tension de sortie du circuit  $V_{out}$  et la tension de déséquilibre du pont  $V_{in}$  a été vérifiée. Un retard systématique de  $1.4ms$  existe entre le changement de signe de  $V_{in}$  et la commutation de  $V_{out}$  en raison de

la présence d'un filtre passe-bas dans le circuit mais n'influe pas sur la valeur de  $\gamma$  qui est par ailleurs consistante avec la valeur attendue pour l'écoulement simulé.

Le capteur a été utilisé dans la soufflerie à décollement de couche limite du TFT où une bulle de séparation est engendrée par un gradient de pression. Les distributions spatiales de  $\gamma$  et  $f_c$  ont été obtenues à une distance  $h \simeq 1mm$  de la paroi. La superposition des courbes avec une visualisation par film d'huile a permis de valider qualitativement la pertinence des résultats. La distribution de  $\gamma$  le long de la ligne médiane indique une longueur de bulle de  $X_{DR} = 35cm$  que l'on estime être déterminée à  $\pm 5\%$ . Malgré la mauvaise résolution spatiale des ports de mesure, il a pu être mis en évidence que les lieux du décollement et du recollement ( $\gamma = 50\%$ ) étaient associés à des maxima de la fréquence d'intermittence, à des valeurs de l'ordre de  $26Hz$  sur la ligne médiane. Le nombre de Strouhal correspondant, basé sur  $X_{DR}$ , ne correspond pas à celui présenté dans la littérature. Des mesures supplémentaires de pression instationnaire au sein de la bulle sont donc nécessaires avant de pouvoir associer la mesure de  $f_c$  à l'un ou l'autre des phénomènes de battement et de passage des structures tourbillonnaires cohérentes, voire à leur effet cumulé.

D'un point de vue global, les travaux de recherche exposés dans ce mémoire ont permis de mettre au point un outil essentiel à l'investigation du décollement d'une couche limite turbulente sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Sa validation rigoureuse et son procédé de fabrication peu coûteux font de lui un instrument fiable et aisément reproductible pour une étude plus approfondie des caractéristiques de la bulle de séparation.

## ANNEXE I

### INVESTIGATIONS FUTURES

L'un des précieux avantages du présent capteur est de pouvoir être dupliqué en plusieurs exemplaires afin de mesurer  $\gamma$  et  $f_c$  simultanément à différents endroits dans la bulle de séparation. En effet seulement deux sources de tension suffiraient à alimenter l'ensemble des circuits conditionneurs et des fils chauffants. De plus, une seule entrée numérique est nécessaire par capteur (sachant que la carte NI PXIE-6363 en possède 48). Ainsi le potentiel d'application offert par le capteur conçu dépasse l'utilisation qui en a été faite dans la soufflerie du TFT. Cependant, avant de pouvoir exploiter pleinement ses possibilités, un certain nombre de validations semblent nécessaires. Notamment on pourrait envisager de :

- a. Réajuster la géométrie du berceau en contrôlant la distribution du coefficient de pression  $C_p$  afin de rendre la bulle de séparation symétrique. Effectuer ensuite un film d'huile afin de valider le bon ajustement du berceau ;
- b. Mesurer une nouvelle fois la distribution de  $\gamma$  et  $f_c$  au sein de la bulle de séparation.
- c. Effectuer des mesures de pression instationnaire dans le but de mettre en évidence la fréquence de battement de la bulle et celle associée au passage des structures tourbillonnaires cohérentes ;
- d. Effectuer une étude de répétabilité sur l'estimation des caractéristiques géométriques de la bulle en tenant compte de la variabilité de l'écoulement et des conditions ambiantes ;
- e. Étudier l'influence de l'erreur systématique imputée à un capteur particulier en mesurant la distribution de  $\gamma$  avec différents capteurs ;
- f. Étudier l'influence de la distance  $h$  des éléments actifs par rapport à la paroi ;
- g. Étudier l'influence de la vitesse de référence  $U_0$  sur la géométrie de la bulle ;

- h. Investiguer la pertinence de mesurer la fraction instantanée  $\gamma'$  sur un court laps de temps dans le but d'en extraire des informations fréquentielles ;
- i. Affiner la résolution spatiale de la plaque d'instrumentation ;
- j. Mettre en place une batterie de capteurs au voisinage des points de décollement et de recollement et effectuer des corrélations spatio-temporelles des signaux dans le but de caractériser le mouvement des points instantanés ( $D'$ ) et ( $R'$ ).

## ANNEXE II

### PROTOCOLES DE SOUDURE DES ÉLÉMENTS ACTIFS

#### 1 Préambule

Dans cette section, le repère défini sur la Figure-A II-1 sera utilisé pour simplifier la description du procédé de soudure, le plan (xy) correspondant au plan de la table et l'axe z à la verticale ascendante. De plus, les différentes aiguilles seront référencées comme sur la Figure-A II-2.

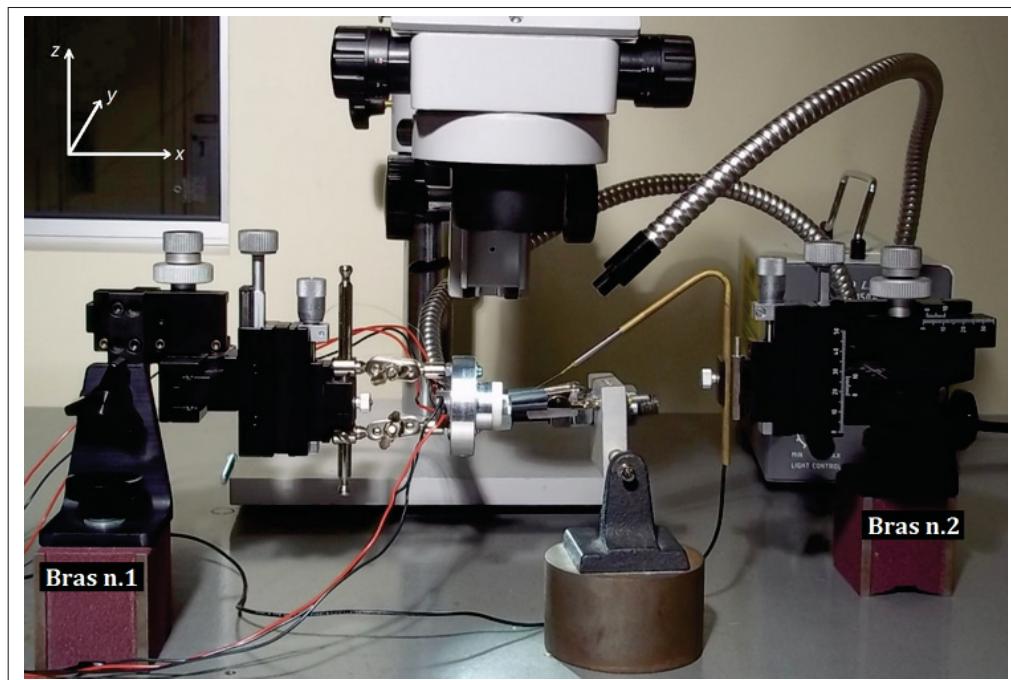


Figure-A II-1 Définition du repère géométrique pour la soudure des fils fins.

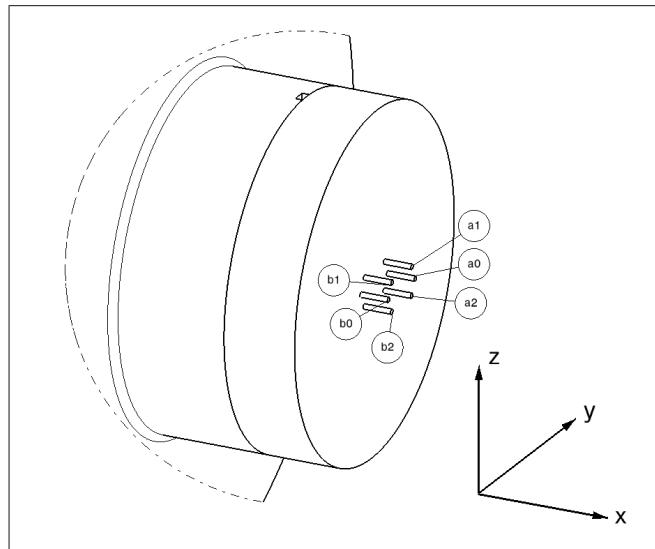


Figure-A II-2 Dénomination des aiguilles.

## 2 Protocole de soudure du fil central

Le Grafcet du procédé de soudure du fil de Nichrome est présenté en deux parties sur les Figures-A II-3 et II-4.

## 3 Protocole de soudure des fils latéraux

Le Grafcet de la Figure-A II-5 présente le procédé de soudure d'un des fils latéraux sur le bout des aiguilles *a1* et *b1*. Une fois cette étape achevée, on pivote le socle de  $180^\circ$  autour de l'axe *x* et on réitère le même procédé pour la soudure du second fil sur les aiguilles *a2* et *b2*.

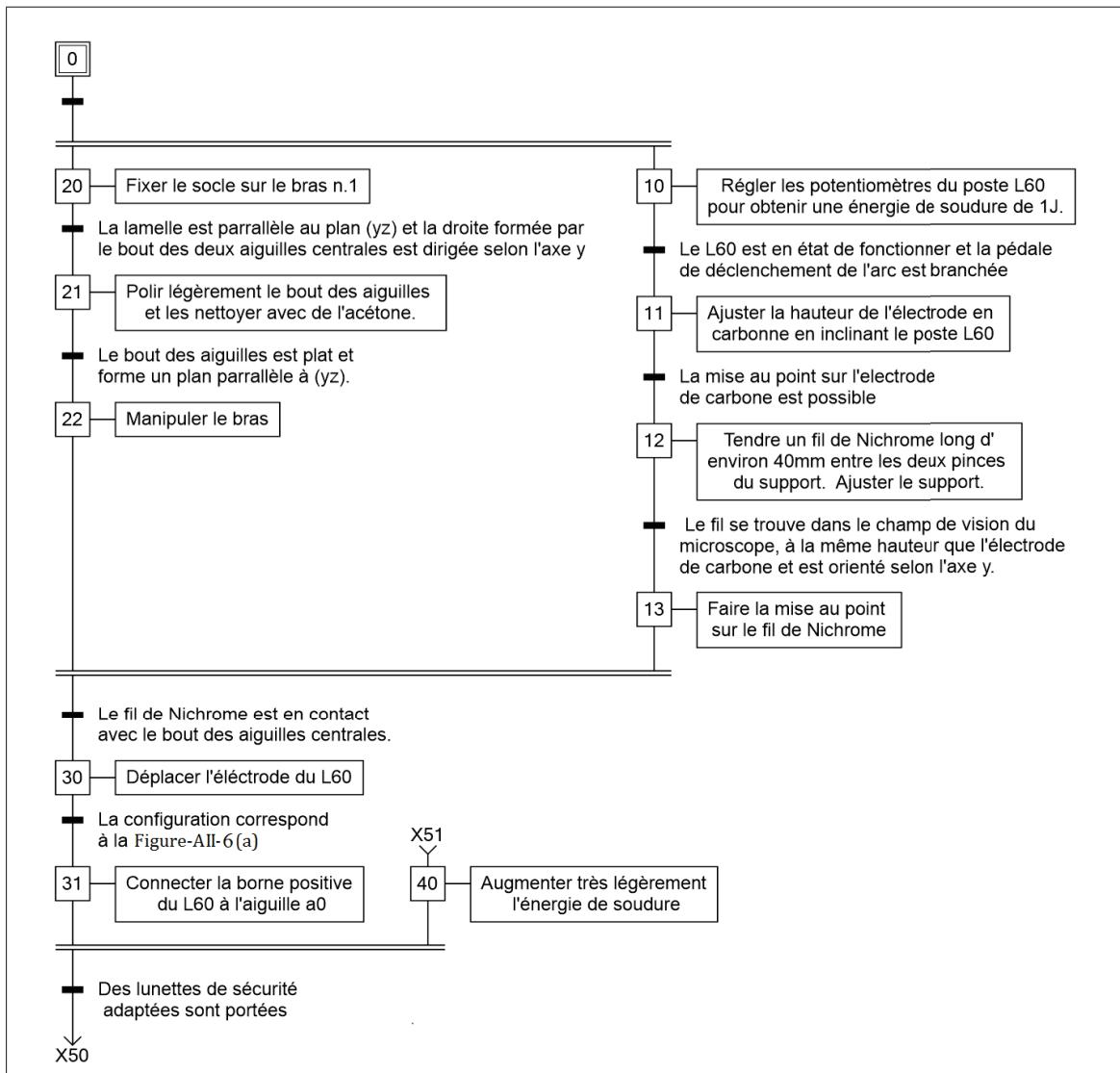


Figure-A II-3 Grafcet du procédé de soudure à l'arc du fil de Nichrome : Partie 1

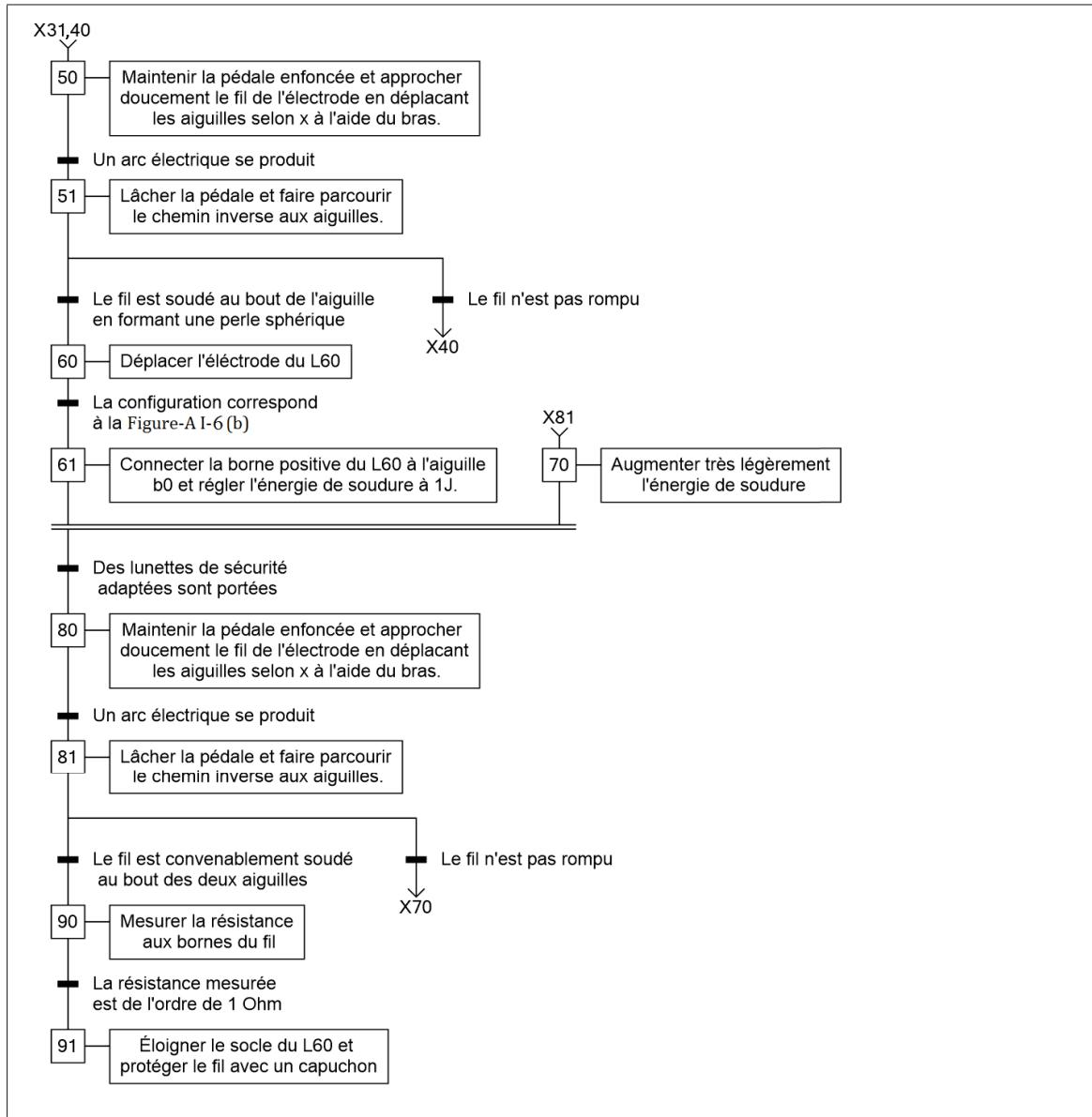


Figure-A II-4 Grafcet du procédé de soudure à l'arc du fil de Nichrome : Partie 2

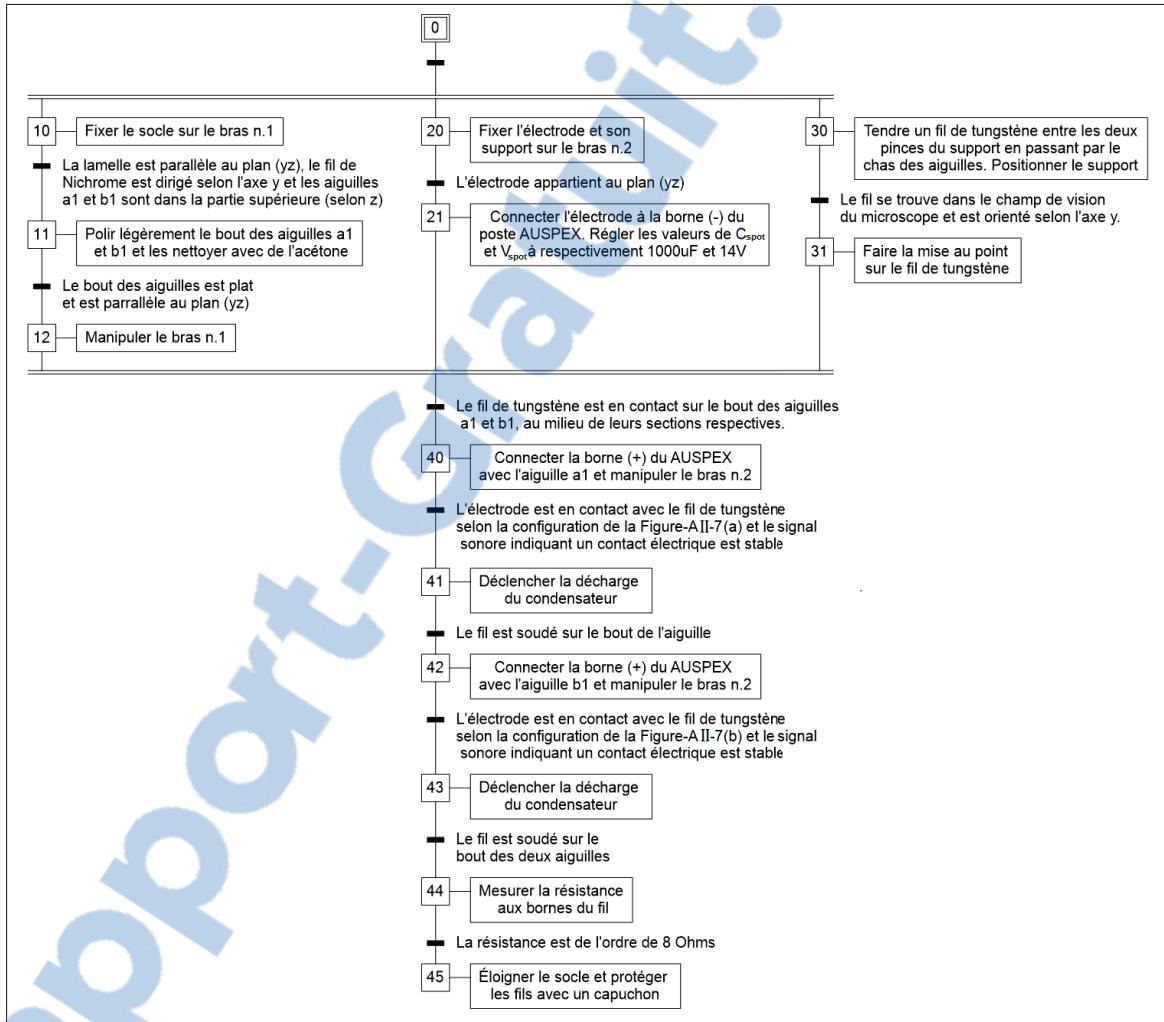


Figure-A II-5 Grafcet du procédé de soudure par résistance d'un des deux fils latéraux

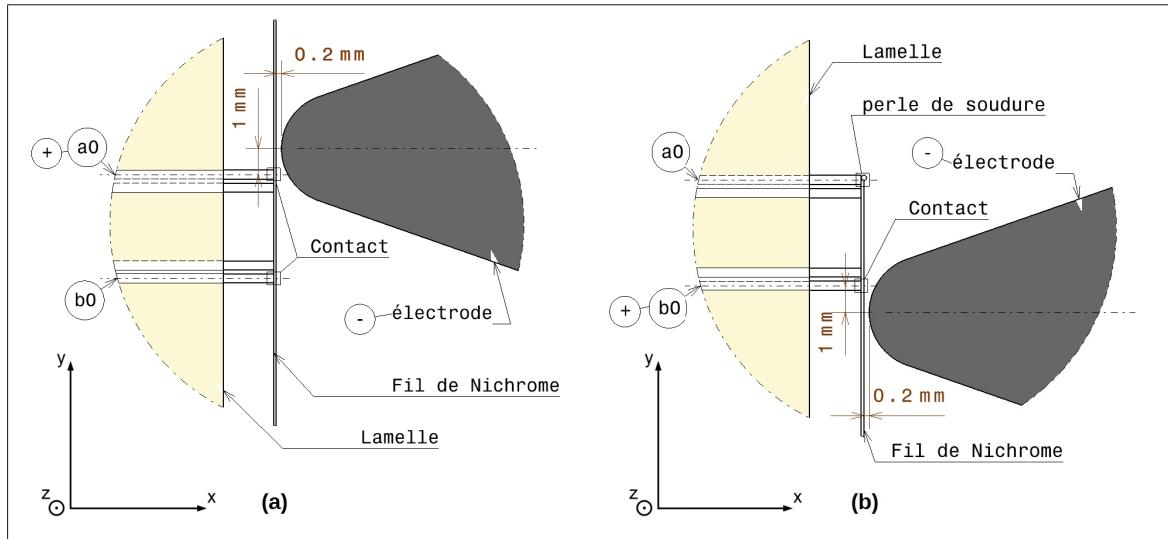


Figure-A II-6 Schéma des configurations (a) et (b) associées au Grafcet des Figures-A II-3 et II-4.

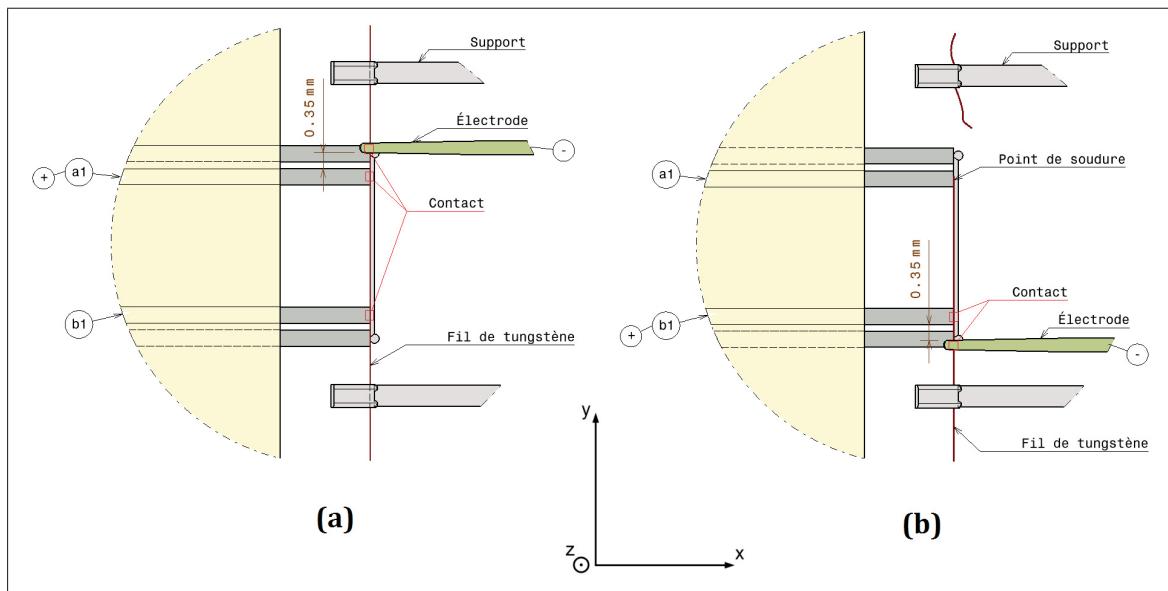


Figure-A II-7 Schéma des configurations (a) et (b) associées au Grafcet Figure-A II-5

### ANNEXE III

#### VALIDATION DU DIMENSIONNEMENT DU FIL CENTRAL

Dans le chapitre «Conception», nous avons fixé le courant d'alimentation nominal du fil central à  $I_c = 0.8A$  afin que celui ci génère une puissance thermique suffisante sans qu'il ne brûle, même en l'absence d'écoulement. Il s'agit ici de vérifier que ce courant a été correctement dimensionné.

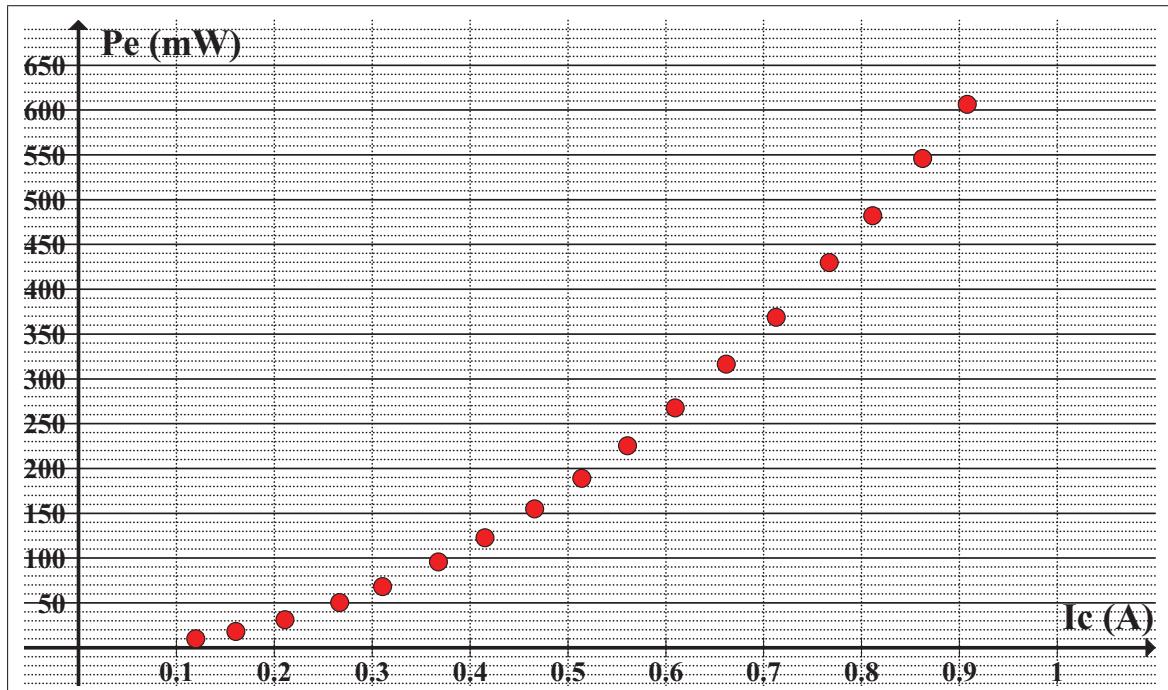


Figure-A III-1 Puissance électrique dissipée  $P_e$  selon le courant d'alimentation  $I_c$

Afin de vérifier la puissance électrique dissipée par le fil central, un prototype dont les éléments actifs sont situés à environ  $3mm$  de la surface de la lamelle est utilisé. Il est disposé horizontalement, les aiguilles dirigées vers le haut. Le fil central, soumis uniquement à la convection naturelle, est alimenté par une source de courant fixe de type Topward®6303D, le courant  $I_c$  parcourant le fil est mesuré à l'aide d'un multimètre Agilent 34410A et la tension aux bornes du fil  $V_c$  est mesurée à l'aide d'une carte NI-PCIe-6363. Le courant dans le fil cen-

tral est progressivement augmenté de 0 à 0.9 A. La puissance électrique dissipée  $P_e = I_c \cdot V_c$  en fonction du courant d'alimentation est présentée sur la Figure III-1.

Le fil résiste bien jusqu'à un courant de  $I_c = 0.9A$  sans présenter de comportement suspect. À  $I_c = 0.8A$ , la puissance électrique dissipée est environ de  $525mW$ , ce qui est légèrement supérieur à la puissance de  $425mW$  qui était attendue théoriquement, malgré que les pertes par conduction dans les broches aient été négligées. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la dépendance de la résistance du fil en fonction de sa température ne soit en réalité pas linéaire, contrairement à ce qui a été considéré pour le calcul théorique. De plus les tolérances sur le diamètre du fil ( $\pm 0.0076mm$ ), ajoutées aux incertitudes sur la longueur réelle entre les points de soudure et sur la résistance des câbles de connexion, permettent également de justifier ce résultat.

Le fil de Nichrome tel que dimensionné permet donc à priori de générer une puissance suffisante au bon fonctionnement du capteur et ne risque pas de s'endommager, même en l'absence d'écoulement.

## ANNEXE IV

### SOUFFLERIE À DÉCOLLEMENT DE COUCHE LIMITÉ DU TFT

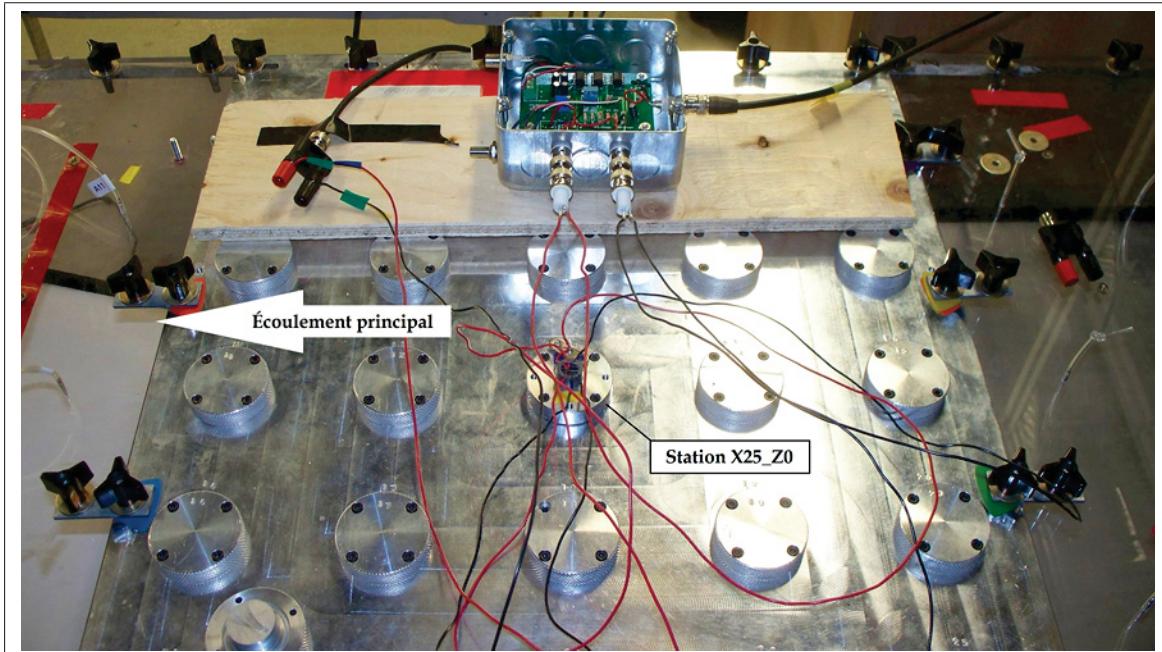


Figure-A IV-1 Photographie du montage du capteur dans la plaque d'instrumentation

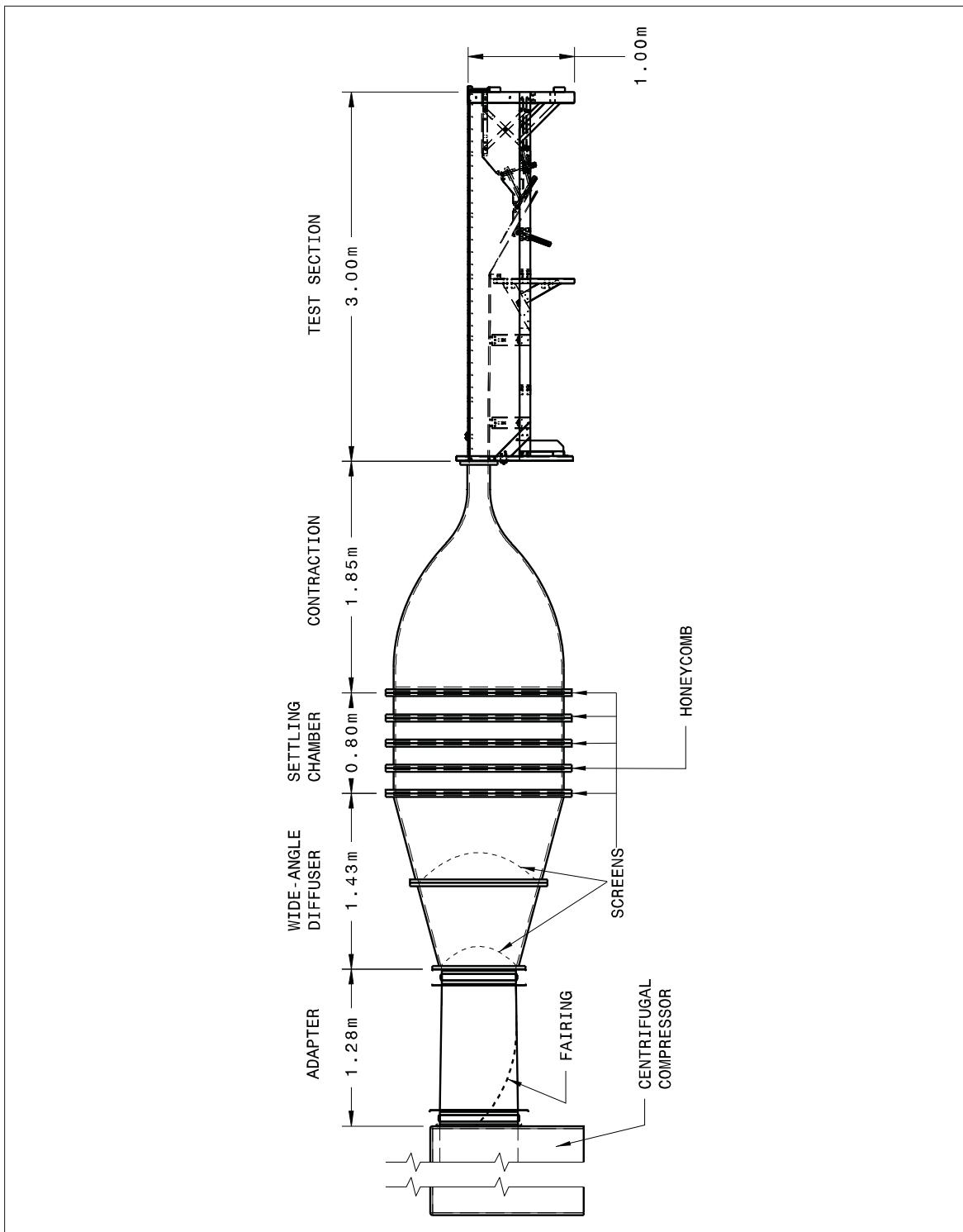


Figure-A IV-2 Schéma de la soufflerie de recherche sur le décollement des couches limites du laboratoire TFT

## BIBLIOGRAPHIE

- Alloy-Wire. 2013a. « Caractéristiques du Nichrome 80 ». <[http://www.alloywire.com/french/products\\_RW80.html](http://www.alloywire.com/french/products_RW80.html)>. En ligne. Consulté le 15 Avril 2013.
- Alloy-Wire. 2013b. « Caractéristiques Nickel 200 ». <[http://www.alloywire.com/french/nickel\\_alloy\\_200.html](http://www.alloywire.com/french/nickel_alloy_200.html)>. En ligne. Consulté le 15 Avril 2013.
- Angele, K.P. et B. Muhammad-Klingmann. 2006. « PIV measurements in a weakly separating and reattaching turbulent boundary layer ». *European Journal of Mechanics*, vol. 25, p. 204-222.
- Auspex-Scientific. 1988. « Spot Welder Model AE-SPW100 ». *Operating instructions manual*.
- Berson, Arganhael, Gaelle Poignand, Philippe Blanc-Benon, et Genevieve Comte-Bellot. 2011. « Nonlinear temperature field near the stack ends of a standing-wave thermoacoustic refrigerator ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, n° 21-22, p. 4730 - 4735.
- Bruun, H. H., 1995. *Hot-wire Anemometry : Principles and Signal Analysis*, p. 19-84. Oxford ; New York : Oxford University Press.
- Buder, U., R. Petz, M. Kittel, W. Nitsche, et E. Obermeier. 2008. « AeroMEMS polyimide based wall double hot-wire sensors for flow separation detection ». *Sensors and actuators - A. Physical*, vol. 142, n° 1, p. 130 - 7.
- Comte-Bellot, Geneviève, Beverley McKeon, et John Foss, 2007. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, p. 215 - 471.
- Dantec-Dynamics. 2013. « Laser Optical Measurement Systems and Sensors ». <<http://www.dantecdynamics.com>>. En ligne. Consulté le 9 Avril 2013.
- Doebelin, Ernest O., 2010. *Instrumentation Design Studies*, p. 147-176. Boca Raton, Fla. : CRC Press.
- Eaton, J.K., A.H. Jeans, J. Ashjaee, et J.P. Johnston. 1979. « A wall-flow-direction probe for use in separating and reattaching flows ». *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, vol. 101, n° 3, p. 364 - 6.
- Eaton, John K. et James P.. Johnston. 1982. « Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer ». In *Turbulent Shear Flow 3*. (Davis, CA, United states 1982), p. 162-170.
- Eaton, John K., Russell V. Westphal, et James P. Johnston. 1981. « Two new instruments for flow direction and skin -friction measurements in separated flows ». (St Louis, MO, USA 1981), p. 77 - 90.

- Godefroy, Jean-Claude. 2000. « Pressions rapidement variables ». *Techniques de l'ingénieur : Métrologie relative aux fluides - Niveaux et pressions*.
- Hartmann, A., P. Christian Steimle, Michael Klaas, et Wolfgang Schroder. 2010. « Time-resolved particle-image velocimetry of unsteady shock-boundary layer interaction ». (Chicago, IL, United states 2010).
- Hegge Zijnen, B.G. 1951. « On the construction of hot-wire anemometers for the investigation of turbulence ». *Applied Scientific Research*, vol. 2, n° 1, p. 351-363.
- Incropera, Frank P et T. L Bergman, 2011. *Fundamentals of heat and mass transfer*, p. 1048. Hoboken, N. J. : J. Wiley, éd. 7.
- Joss, C. Paul, John Bush, et C. Chiang C. Mei. 2003. « Introduction to Laser Doppler Velocimetry ». <[http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper\\_techniques/LDA.text.pdf](http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper_techniques/LDA.text.pdf)>. En ligne. Consulté le 9 Avril 2013.
- Kiya, M. et K. Sasaki. 1983. « Structure of a turbulent separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 137, p. 83 - 113.
- Labfacility. 2013. « Labfacility L60 Operation Manual ». <<http://www.labfacility.co.uk/pdf/l60-operation-instructions.pdf>>. En ligne. Consulté le 12 Mai 2013.
- Latorre, L., A. Chaehoi, F. Mailly, et P. Nouet. 2006. « Experimental and finite-element study of convective accelerometer on CMOS ». *Sensors and Actuators A (Physical)*, vol. 132, n° 1, p. 78 - 84.
- McLaughlin, D.K. et W.K. Tiederman. 1973. « Biasing correction for Individual Realization of Laser Anemometer Measurements in Turbulent Flows ». *Physics of Fluids*, vol. 16, p. 2082-2088.
- Metals, Special. 2013. « Propriétés du Monel 400 ». <<http://www.specialmetals.com/documents/Monel\%20alloy\%20400.pdf>>. En ligne. Consulté le 15 Avril 2013.
- Omega-Engineering. 2013. « Physical Properties of Thermoelement Materials ». <<http://www.omega.com/temperature/Z/pdf/z016.pdf>>. En ligne. Consulté le 15 Avril 2013.
- Patrick, William P. 1987. « Flowfield Measurements in a Separated and Reattached Flat Plate Turbulent Boundary Layer ». *NASA Contractor Report*, vol. 4052.
- Pionton, Julien. 2012. « Mise en oeuvre et étalonnage d'une soufflerie de recherche sur les couches limites ». Maîtrise en génie mécanique, Montréal, École de Technologie Supérieure, 171 p.
- Ra, S.H., P.K. Chang, et S.O. Park. 1990. « Measurement of the forward-flow fraction using a split film sensor ». *Experiments in Fluids*, vol. 10, n° 1, p. 57 - 59.

- Ruderich, R. et H.H. Fernholz. 1986. « Experimental Investigation of a Turbulent Shear Layer Flow with Separation, Reverse Flow, and Separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 163, p. 283 - 322.
- Sandborn, V.A. et Seung H. Seong. 2012. « Fence probe measurement of flow reversal in separating turbulent boundary layers ». *Experiments in Fluids*, vol. 53, n° 2, p. 391 - 399.
- Seika-Corp. 2010. « Principle of PIV ». <[http://www.seika-mt.com/product/piv-en/Principle\\_of\\_PIV.html](http://www.seika-mt.com/product/piv-en/Principle_of_PIV.html)>. En ligne. Consulté le 9 Avril 2013.
- Shi, Liu Liu, Ying Zheng Liu, et Jin Jin Wan. 2010. « TR-PIV measurement of separated and reattaching turbulent flow over a surface-mounted square cylinder ». *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 24, n° 1, p. 421 - 428.
- Shivaprasad, B.G. et R.L. Simpson. 1982. « Evaluation of a wall-flow direction probe for measurements in separated flows. », vol. V 104, n° N 2. p. 162 - 166.
- Simpson, R.L. 1981. « A review of some phenomena in turbulent flow separation. ». *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, vol. 103, n° 4, p. 520 - 533.
- Simpson, R.L. 1989. « Turbulent flow separation. ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 21, p. 205 - 234.
- Spazzini, P.G., G. Iuso, M. Onorato, et N. Zurlo. 1999. « Design, test and validation of a probe for time-resolved measurement of skin friction ». *Measurement Science and Technology*, vol. 10, n° 7, p. 631 - 9.
- Tavoularis, Stavros, 2005. *Measurements in fluid mechanics*. Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 354 p.
- Thermo-Systems-Inc. 1980. « TSI Split Film Sensor Calibration and Application ». *Technical bulletin TB 20*.
- Westphal, R.V., J.K. Eaton, et J.P. Johnston. 1981. « A new probe for measurement of velocity and wall shear stress in unsteady, reversing flow ». *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, vol. 103, n° 3, p. 478 - 82.
- Zhang, Zhengji, 2010. *LDA Application Methods Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics*, p. 19 - 40. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg.