

RÉMY DUFOUR

**DÉVELOPPEMENT D'UN PEIGNE DE FILS FROIDS
POUR L'ÉTUDE D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS EN
PRÉSENCE D'UN CHAMP THERMIQUE**

**Mémoire
présenté
à la Faculté des études supérieures
de l'Université Laval
pour l'obtention
du grade de maître ès sciences (M.Sc.)**

**Département de Génie Mécanique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL**

AOUT 1998

© Rémy Dufour, 1998



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-33626-3

Résumé

Ce mémoire présente les travaux réalisés dans le cadre du développement d'un peigne de fils froids pour l'étude de la structure d'écoulements turbulents en présence d'un champ thermique. Le peigne ainsi réalisé possède 16 sondes d'alliage Pt-10% Rh de $1.17 \mu\text{m}$ de diamètre chacune et espacées également de 3.1 mm. La partie sensible a une longueur d'environ 1 mm. La plus grande partie des travaux porte sur la réalisation mécanique du peigne et d'un anémomètre à courant constant permettant la lecture du signal des fils froids. Des essais dans un jet circulaire turbulent chauffé ($D = 16.5 \text{ mm}$, $Re_D = 16500$) permettent de donner un exemple typique d'application de la technique de mesure par peigne de sondes à fils froids. La prise de mesures s'effectue dans la partie intermédiaire du jet, soit à $x/D = 5$ et 10. Dans un premier temps, cette expérience valide le bon fonctionnement du peigne en comparant les profils de température moyenne à ceux obtenus par un thermocouple. Dans un deuxième temps, des exemples d'analyse du champ instantané sont donnés par le biais des profils rms et des spectres. Plusieurs exemples de visualisation font finalement ressortir les interfaces ou frontières des structures cohérentes de l'écoulement.

Avant-Propos

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, M. Jean Lemay, pour l'aide inestimable apportée tout au long de ce travail tant sur les plans scientifique, moral que financier. Je tiens aussi à souligner l'importante contribution technique et scientifique de M. Yves Jean, en particulier lors du développement du circuit électronique.

Je tiens aussi à justifier les raisons pour lesquelles le délai pour le dépôt a été si long. Premièrement, l'orientation du travail a d'abord été donné vers l'étude d'un sillage turbulent derrière un cylindre circulaire. D'ailleurs, une somme importante de travail pour la réalisation de ce mémoire a été fait en ce sens (voir annexe A et B). Mais étant donné les travaux d'agrandissement qui eurent lieu au pavillon Pouliot, le laboratoire de mécanique des fluides devenait inaccessible, rendant impossible la finalisation des essais. C'est la raison pour laquelle les essais ont été réorientés vers le jet turbulent qui restait disponible. Il est à noter que cette réorientation de la phase d'essais du sillage en jet turbulent n'affecte en rien l'atteinte de l'objectif principal. De plus, la réalisation du mémoire a été entrecoupée de plus ou moins long séjours en industrie. De ce fait, je tiens à remercier M. Claude Bourque, ex-directeur des études post-graduées, pour sa compréhension des événements qui me poussèrent à reculer l'échéance pour la remise du présent mémoire.

Table des Matières

Résumé	ii
Avant-Propos	iii
Liste des symboles	1
1 Introduction	3
2 Mise en oeuvre de la technique de mesure par anémométrie à fil froid	6
2.1 Bilan thermique pour un fil chaud	6
2.1.1 Détermination de la constante de temps	8
2.1.2 Détermination de l'influence de la vitesse pour différentes surchauffes	13
2.1.3 Détermination des coefficients de surchauffe	14
2.2 Circuit électronique CCA	19
2.2.1 Boîtier et caractéristiques générales	19
2.2.2 Principe de fonctionnement	20
2.2.3 Alimentation du circuit	22
2.2.4 Ajustement du courant	22
2.2.5 Réglage dynamique	24
2.2.6 Réglage et détermination du gain	26
2.2.7 Étalonnage statique d'une sonde	27

3	Fabrication des corps de sondes	29
3.1	Moulage des sondes	29
3.2	Préparation d'une sonde simple	31
3.2.1	Soudage du fil de Wollaston	31
3.2.2	Décapage du fil de Wollaston	34
3.3	Fabrication du peigne	35
3.3.1	Support des sondes	36
3.3.2	Soudage du fil de Wollaston	37
3.3.3	Décapage du fil de Wollaston	38
4	Préparation de la campagne d'essais dans un jet circulaire turbulent	39
4.1	Introduction	39
4.2	Description du montage	40
4.3	Description des instruments de mesure	40
4.4	Caractéristiques de l'écoulement moyen	41
4.5	Choix des positions de mesure par peigne	43
4.6	Paramètres d'acquisition de données pour les mesures par peigne . . .	44
5	Résultats des mesures par peigne	49
5.1	Étape d'acquisition et de dépouillement des données	49
5.2	Comparaison entre les valeurs moyennes du peigne et les mesures préliminaires	50
5.3	Analyse du champ instantané	50
6	Conclusion	66
	Bibliographie	70
A	Montage expérimental pour l'étude d'un sillage thermique	74
A.1	Qualification de la soufflerie	74
A.1.1	Description de la soufflerie et des équipements connexes	74
A.1.2	Estimation et mesure des épaisseurs de couche-limites	75
A.1.3	Technique de détermination de la vitesse en veine libre	78

A.2	Réalisation d'un cylindre chauffé	81
A.2.1	Conception du cylindre	82
A.2.2	Éléments du cylindre	83
B	Critère de scalaire passif pour l'écoulement derrière un cylindre chauffé	84
C	Plan du circuit imprimé	102

Liste des Tableaux

2.1	Tableau des constantes A , B et n pour différentes lois.	13
2.2	Sommaire des paramètres dans la présente étude.	18
4.3	Tableau des atténuations à f_N sur l'axe du jet, pour $x/D = 5$ et 10 . .	47

Liste des Figures

2.1	Bilan thermique pour un élément cylindrique de longueur dx	7
2.2	Distribution de la température d'un fil chaud.	9
2.3	Influence de la vitesse sur l'erreur d'évaluation de la température. . .	15
2.4	Graphique du coefficient de surchauffe en fonction de la vitesse. . . .	16
2.5	Rapport des coefficients de sensibilité en fonction de la vitesse.	17
2.6	Graphique de la dérivée du rapport des coefficients de sensibilité en fonction de la vitesse.	18
2.7	Description des façades et identification des différentes composantes. .	19
2.8	Schéma global d'un circuit CCA.	21
2.9	Connecteur d'alimentation situé en façade arrière.	22
2.10	Schéma illustrant le montage utilisé pour ajuster le courant parcourant une sonde alimentée par un circuit CCA.	23
2.11	Schéma illustrant le montage utilisé pour ajuster le courant et mesurer le gain d'un circuit CCA.	24
2.12	Traces d'oscilloscope typiques obtenues avec un fil en Pt-10%Rh de 1 μm de diamètre.	25
3.13	Moule à sonde.	30
3.14	Vue d'ensemble de la guillotine.	31
3.15	Autre vue d'ensemble de la guillotine.	32
3.16	Vue d'ensemble du montage pour la préparation des sondes.	33
3.17	Autre vue d'ensemble du montage pour la préparation des sondes. . .	34
3.18	Élimination des contraintes résiduelles.	35
3.19	Décapage du fil de Wollaston.	36

3.20	Décapage du fil de Wollaston.	37
3.21	Schéma du peigne de 16 sondes à fils froids.	38
4.22	Montage expérimental pour la campagne d'essais.	41
4.23	Graphique de la vitesse en fonction de la position.	42
4.24	Graphique de la vitesse sur l'axe du jet en fonction de la position.	43
4.25	Graphique de la demi-largeur du jet en fonction de la position.	44
4.26	Profils de la température du jet en fonction de la position.	45
4.27	Spectre de dissipation de la variance des fluctuations de température à la position $x/D = 5$	46
4.28	Fonctions de densité auto-spectrale des fluctuations de température à la position $x/D = 5$	47
4.29	Fonction de densité auto-spectrale des fluctuations de température à la position $x/D = 5$	48
5.30	Organigramme de la méthode de dépouillement des données.	53
5.31	Profils de la température moyenne du jet à $x/D = 5$	54
5.32	Profils de la valeur rms des fluctuations de température à $x/D = 5$	54
5.33	Profils de la température moyenne du jet à $x/D = 10$	55
5.34	Profils de la valeur rms des fluctuations de température à $x/D = 10$	55
5.35	Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle linéaire.	56
5.36	Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle linéaire.	57
5.37	Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle linéaire.	58
5.38	Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle linéaire.	59
5.39	Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle logarithmique.	60
5.40	Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle logarithmique.	61

5.41 Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle logarithmique.	62
5.42 Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle logarithmique.	63
5.43 Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours à la position $x/D = 5$	64
5.44 Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours à la position $x/D = 5$	64
5.45 Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours à la position $x/D = 10$	65
5.46 Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours à la position $x/D = 10$	65
A.47 Schéma du montage de la soufflerie.	75
A.48 Évolution de la couche-limite à la paroi verticale.	78
A.49 Évolution de la couche-limite horizontale et verticale en fonction du nombre de Reynolds.	79
A.50 Évolution de la vitesse accélérée dans la veine libre en fonction de la vitesse de référence.	80
A.51 Photo du bloc isotherme montrant l'élément chauffant.	83

Liste des symboles

A_w	Aire d'une section de fil
c_w	Capacité du fil
f_c	Fréquence de coupure
h	Coefficient de convection
I	Courant électrique
k_w	Capacité thermique du fil
l	Longueur du fil
Nu	Nombre de Nusselt
r	Distance radiale à partir de l'axe du jet
R	Résistance électrique du fil
Re	Nombre de Reynolds
Ru	Demi-largeur du jet
s	Coefficient de surchauffe
T_a	Température ambiante
T_m	Température moyenne du film
T_w	Température du fil
U	Vitesse de l'écoulement
U_c	Vitesse de l'écoulement sur l'axe du jet
U_0	Vitesse de l'écoulement à la sortie du jet
x_0	Origine virtuelle du jet
α_I	Coefficient de sensibilité aux fluctuations de vitesse
γ_I	Coefficient de sensibilité aux fluctuations de température
ϵ	Emissivité du fil

η	Rayon adimensionnelle
ν	Viscosité cinématique
ρ_w	Densité massique du fil
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Constante de temps du fil

Chapitre 1

Introduction

Depuis quelques années, on reconnaît le rôle prédominant du mouvement structuré à grande échelle dans les écoulements turbulents. Les études fondamentales des vingt-cinq dernières années convergent en ce sens et il en émerge le concept de *structures cohérentes* auquel on se réfère de façon courante maintenant. Il est de plus en plus évident que ces structures cohérentes influencent certains phénomènes de transport turbulent tels le mélange, le bruit, les vibrations, le transfert de chaleur, la traînée, les réactions chimiques, etc. Par exemple, l'étude des mécanismes affectant le mélange et la combustion trouve son application directe dans les systèmes de propulsion par jet.

Hussain [18] propose en 1980 une définition formelle des structures cohérentes: "Une structure cohérente est un mouvement organisé à grande échelle de fluide turbulent avec des concentrations de vorticité cohérentes." Ainsi, la vorticité devient la meilleure propriété du fluide à étudier afin de reconnaître les structures cohérentes ¹. Les méthodes traditionnelles de visualisation d'écoulement telles la fumée, l'injection d'un colorant ou de bulles d'hydrogène ne permettent cependant pas de détecter adéquatement ces structures lorsque la diffusion turbulente commence à prendre de l'importance (nombre de Reynolds  lev ). Il est par conséquent nécessaire d'opter

¹La structure cohérente, spécialement dans le sillage turbulent parfaitement développé, est tridimensionnel.

pour une méthode alternative à celle de la visualisation comme par exemple les techniques de peignes de fils froids, de peignes de fils chauds (sondes simples ou sondes croisées) ou de l'interférométrie holographique. La technique par peigne consiste à aligner plusieurs sondes dans une direction perpendiculaire à l'écoulement de façon à détecter sur une base de temps continue le passage des structures de grande échelle.

Les peignes de fils chauds à sondes simples permettent d'analyser la variation de la composante longitudinale du champ de vitesse ($u(y)$ ou $u(z)$). Les peignes de fils chauds à sondes croisées permettent d'identifier par exemple les composantes u et v du champ de vitesse et d'en déduire la composante ω_z de la vorticité. Les peignes de fils froids identifient quant à eux un champ instantané de température (champ scalaire généralement passif dans ce type d'application) et qui est nécessairement étroitement lié à la dynamique des structures cohérentes. En particulier, cette dernière technique met en relief les interfaces ou frontières des structures cohérentes. L'intérêt du marqueur thermique tient principalement au fait qu'il est plus simple de traiter un champ scalaire plutôt qu'un champ vectoriel.

Une des premières utilisations d'un peigne de sondes est redevable à Blackwelder et Kaplan [4] qui ont examiné à l'aide de sondes à fils chauds (peigne de 10 sondes d'un diamètre de 0.0001 po) la structure d'une couche-limite turbulente. Ce dernier point d'intérêt a été relevé de nouveau par Chen et Blackwelder [7] qui utilise cette fois-ci un peigne de 10 sondes à fils froids (d'un diamètre de 2.5 μm , espacés de 6.4 mm et ayant un rapport $l/d = 300$) et contamine thermiquement l'écoulement. Le sillage lointain derrière un cylindre circulaire est étudié à l'aide d'un peigne de 5 sondes à fils froids ($d = 0.63 \mu\text{m}$; Pt-10% Rh; $l = 1 \text{ mm}$) par Antonia, Browne et Bisset [2]. Ferré et Giralt [11] font de même en utilisant un peigne de six fils froids.

Les structures cohérentes sont aussi étudiées largement à l'aide de peignes de sondes croisées permettant une lecture directe de la vorticité entre autres par [30], [31], [22], [1], [17], [16], [19], [21] et [10].

Les peignes à fils chauds sont eux aussi largement utilisés par plusieurs auteurs, notamment [15], [14], [28] et [32].

Le livre de Bonnet et Glauser [5] est une autre excellente source de référence de plusieurs auteurs sur le sujet de l'identification des structures cohérentes par les

méthodes mentionnée ci-haut.

Ainsi, il est possible d'obtenir à l'aide d'imagerie par ordinateur et de calculs statistiques appropriés une image qui se rapproche le plus de ce qui se passe réellement dans l'écoulement. Une des techniques de visualisation utilisée fréquemment est la pseudo-visualisation (PFV en anglais pour *pseudo-flow-visualisation*, Delville *et al* [9]). Le signal recueilli simultanément par les sondes est emmagasiné dans la mémoire de l'ordinateur et traité de façon à ce que l'on puisse finalement obtenir une image de l'écoulement, mise en relief soit par des couleurs ou par des lignes d'iso-contours reflétant par exemple différents niveaux de vorticité, d'où l'appellation de pseudo-visualisation. Il faut toutefois être conscient de ses limites d'utilisation surtout en ce qui a trait à son inaptitude à visualiser un écoulement tridimensionnel et aux problèmes inhérents à l'intégration spatiale.

Le but principal de ce travail de recherche expérimentale est donc de mettre en oeuvre la technique de mesure par peigne de fils froids pour étudier l'évolution de la température instantanée dans divers écoulements turbulents. Le peigne ainsi réalisé possède 16 sondes d'alliage Pt-10% Rh de $1.2 \mu\text{m}$ de diamètre chacune et espacées également de 3.1 mm. La partie sensible a une longueur d'environ 1 mm.

Pour y arriver, une technique de fabrication des sondes est d'abord développée. Une fois les seize sondes réalisées, le peigne est assemblé. Parallèlement à la réalisation mécanique du peigne, une série de 16 circuits électroniques (anémomètres à courant constant CCA) permettant la lecture du signal est conçue et fabriquée. Le peigne est ensuite validé par une phase d'essais dans un jet circulaire turbulent en comparant les profils moyens de température obtenus par peigne à ceux obtenus par un thermocouple. L'auteur s'est principalement inspiré de Ligrani [23] [24] [25], Lomas [26], Bruun [6] et de Freymuth [13] pour ce qui est de la construction mécanique du peigne et des sondes.

Chapitre 2

Mise en oeuvre de la technique de mesure par anémométrie à fil froid

2.1 Bilan thermique pour un fil chaud

Le développement de la théorie pour le bilan thermique d'un fil chauffé par *effet Joule* permet d'établir ses paramètres d'utilisation. L'étude du bilan thermique en régime permanent et non permanent permet de définir les relations statique et dynamique entre le fil et le fluide en mouvement. Afin de simplifier les équations pour le bilan thermique, on suppose que le transfert de chaleur est monodimensionnel étant donné l'allongement¹ du fil qui est dans notre cas de l'ordre de 1000. On établit le bilan thermique en considérant les effets physique suivants:

- énergie fournie à l'élément par conduction:

$$-k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_x$$

- énergie perdue par l'élément par conduction:

$$-k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_{x+dx} = -k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} - A_w \frac{\partial}{\partial x} \left(k_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) dx$$

¹L'allongement est défini comme étant le rapport de la longueur sensible du fil l sur le diamètre du fil d .

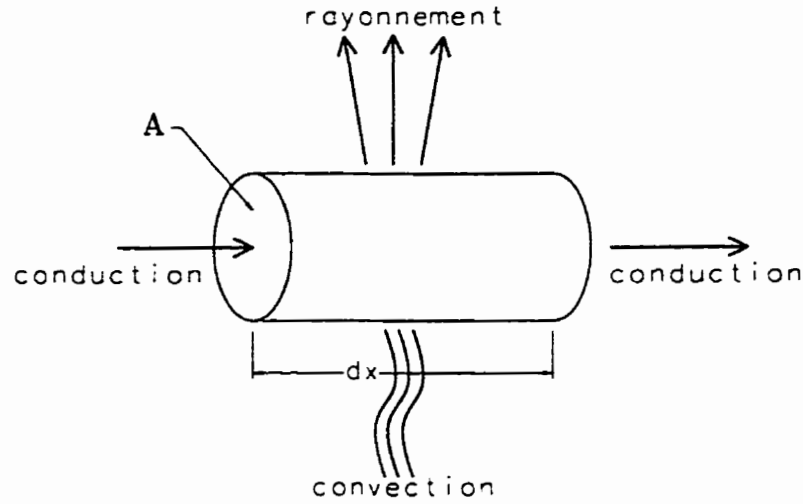


Figure 2.1: Bilan thermique pour un élément cylindrique de longueur dx .

- énergie fournie à l'élément par effet Joule:

$$\frac{I^2 \rho_r}{A_w} dx$$

- énergie emmagasinée par l'élément (capacité thermique du fil):

$$\rho_w c_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx$$

- énergie cédée au fluide par convection:

$$\pi dh(T_w - T_a) dx$$

- énergie cédée au fluide par rayonnement:

$$\pi d\sigma\varepsilon(T_w^4 - T_a^4) dx$$

Ainsi, en écrivant le bilan thermique total du fil, nous avons:

$$\frac{I^2 \rho_r}{A_w} dx - k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} - \rho_w c_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx = -k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} - A_w \frac{\partial}{\partial x} \left(k_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) dx + \pi dh(T_w - T_a) dx + \pi d\sigma\varepsilon(T_w^4 - T_a^4) dx \quad (2.1)$$

En réécrivant l'équation, nous obtenons:

$$A_w \frac{\partial}{\partial x} \left(k_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) dx + \frac{I^2 \rho_r}{A_w} dx - \pi dh(T_w - T_a) dx - \pi d\sigma\varepsilon(T_w^4 - T_a^4) dx - \rho_w c_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx = 0 \quad (2.2)$$

En négligeant les pertes par radiation et par conduction (voir e.g. Lomas [26]), en posant $\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{dT_w}{dt}$ (car on suppose la température du fil uniforme) et en intégrant sur la longueur l du fil, nous obtenons:

$$\rho_w c_w l A_w \frac{dT_w}{dt} = RI^2 - \pi dlh(T_w - T_a) \quad (2.3)$$

Cette intégration est valable dans le cas des allongements relativement importants ($l/d > 200$). La figure 2.2 montre bien la distribution de température le long d'un fil chaud pour trois allongements différents de fils. Pour un allongement de 99, la température n'est jamais constante le long du fil. Ce n'est qu'à partir d'un allongement de l'ordre de 200 que l'on peut considérer la partie centrale du fil à température constante. Dans la présente étude, l'allongement de l'ordre de 1000 ne pose aucun problème quant à la validation de l'hypothèse simplificatrice. On peut récrire l'équation (2.3) afin de mettre en évidence les paramètres d'utilité pour les anémomètres à courant constant, ainsi:

$$RI^2 = \pi dlh(T_w - T_a) + \rho_w c_w l A_w \frac{dT_w}{dt} \quad (2.4)$$

Dans un anémomètre CCA, on impose un courant constant $I = cte$, ce qui revient à dire que $R = f(T, h)$. C'est-à-dire que le fil est sensible à la température et à la vitesse et ceci se traduit par une variation de sa résistance R . Le circuit anémométrique CCA est donc conçu de manière à détecter ces variations de la résistance du fil à une fréquence relativement élevée. Le circuit anémométrique CCA est présenté en détail à la section 2.2.

2.1.1 Détermination de la constante de temps

Les sondes à fils froids ont comme élément sensible un fil de métal dont la résistance électrique varie avec la température. En fait, il s'agit plus exactement de la *résistivité*

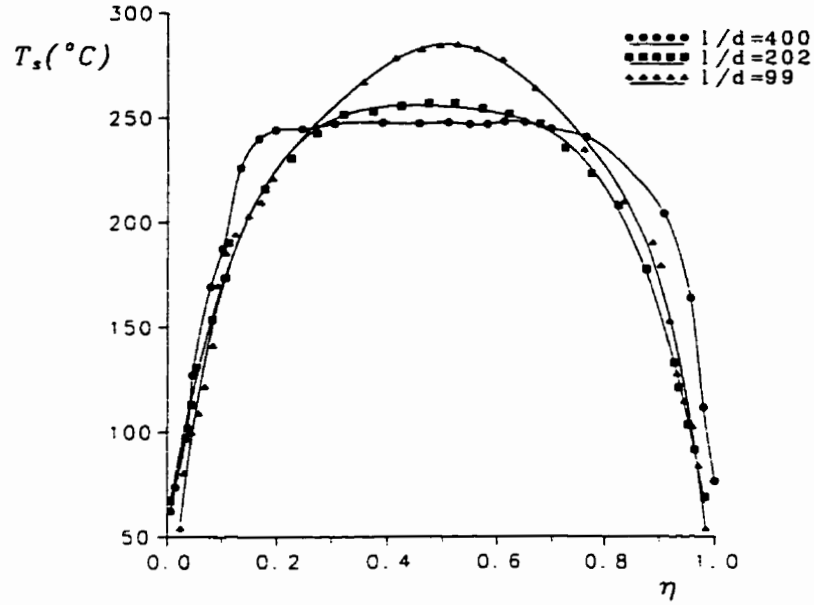


Figure 2.2: Distribution de la température d'un fil chaud dans la direction longitudinale (y). La position y est normalisée avec la longueur l du fil ($\eta = y/l$).

du métal qui varie avec la température. Ce changement de résistivité produit un changement de résistance électrique suivant la relation:

$$R = \frac{\rho_e l}{A} \quad \text{avec} \quad \rho_e = f(T)$$

La résistance électrique $R(T)$ peut s'exprimer à partir d'une expansion en série de Taylor centrée sur T_0 , cette dernière étant une température de référence à laquelle la résistance est R_0 . Dans le cas où seule la température fait varier la résistance, on obtient:

$$R = R_0 + (T - T_0) \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{T_0} + \frac{(T - T_0)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 R}{\partial T^2} \right|_{T_0} + \dots + \frac{(T - T_0)^n}{n!} \left. \frac{\partial^n R}{\partial T^n} \right|_{T_0} + r_n(T).$$

En notant

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{T_0}, \quad \beta = \frac{1}{2! R_0} \left. \frac{\partial^2 R}{\partial T^2} \right|_{T_0}, \quad \dots$$

la série de Taylor peut être réécrite sous la forme d'un polynôme de degré n (pour des applications particulières, certains utilisent jusqu'à $n = 20$...):

$$R = R_0 [1 + \alpha(T - T_0) + \beta(T - T_0)^2 + \dots].$$

Pour des variations de température relativement faibles² plusieurs se limitent à une loi d'étalonnage linéaire:

$$R = R_0 [1 + \alpha(T - T_0)]$$

Ainsi, sachant que la température du fil est donnée par

$$T_w = \frac{R_w - R_0}{\alpha_0 R_0} + T_0 \quad (2.5)$$

et que

$$T_a = \frac{R_a - R_0}{\alpha_0 R_0} + T_0, \quad (2.6)$$

on obtient, en dérivant (2.5)

$$\frac{dT_w}{dt} = \frac{1}{\alpha_0 R_0} \frac{dR_w}{dt} \quad (2.7)$$

et, en soustrayant (2.6) de (2.5),

$$T_w - T_a = \frac{R_w - R_a}{\alpha_0 R_0}. \quad (2.8)$$

En combinant ces deux dernières équations dans (2.3), nous obtenons:

$$R_w + \frac{\rho_w c_w A_w l}{\pi d h l - I^2 \alpha_0 R_0} \frac{dR_w}{dt} = \frac{\pi d h l R_a}{\pi d h l - I^2 \alpha_0 R_0} \quad (2.9)$$

Il s'agit d'une équation ayant la forme générale d'un système dynamique du premier ordre:

$$y + \tau \frac{dy}{dt} = kx \quad (2.10)$$

Ce système est caractérisé par sa constante de temps τ qui définit sa fréquence de coupure $f_c = 1/(2\pi\tau)$:

$$\tau = \frac{\rho_w c_w A_w l}{\pi d h l - I^2 \alpha_0 R_0} \quad (2.11)$$

²Par exemple 0 à 100 °C.

En imposant un courant I très faible, nous avons:

$$\tau \simeq \frac{\rho_w c_w A_w}{\pi d h} \quad (2.12)$$

Avec $A_w = \pi d^2/4$ et en introduisant le nombre de Nusselt, $Nu = hd/k$, nous obtenons une relation explicite pour la constante de temps du fil froid:

$$\tau \simeq \frac{\rho_w c_w d^2}{4kNu} \quad (2.13)$$

Il existe une grande variété de lois expérimentales en régime de convection forcée permettant de définir le nombre de Nusselt, dont:

- la loi de King:

$$\frac{RI^2}{T_f - T} = A_0 + B_0 \left(\frac{U_n d}{\nu} \right)^n = \pi l k Nu \quad (2.14)$$

où A_0 et B_0 sont des constantes déterminées lors de l'étalonnage statique de la sonde. King a trouvé une valeur pour l'exposant n de 0.5.

- la loi de Kramer (pour le cas du cylindre circulaire infiniment long):

$$Nu = 0.42Pr^{0.2} + 0.57Pr^{0.33}Re^{0.5} \quad (2.15)$$

où Pr est le nombre le Prandtl, défini par $Pr = \nu/\alpha$. La loi de Kramer est valide dans la plage du nombre de Reynolds de $.1 < Re < 10000$. Sachant que $h = \frac{k}{d}Nu$ et que $Pr = 0.708$ pour de l'air à 300 K, nous obtenons une relation explicite pour h :

$$h = \frac{k}{d} \left[0.392 + 0.509 \left(\frac{d}{\nu} \right)^{0.5} U^{0.5} \right] \quad (2.16)$$

- la loi de Collis et Williams (tient compte des effets de la variation de température du milieu):

$$Nu = (0.24 + 0.56Re^{0.45}) \left(\frac{T_m}{T_a} \right)^{0.17} \quad (2.17)$$

où T_m est la température moyenne du film

$$T_m = \frac{T_w + T_a}{2} \quad (2.18)$$

Toutes les propriétés physiques des fluides des lois de Kramer et de Collis et Williams sont évaluées à la température moyenne du film. Sachant que pour un fil froid $T_m = T_a$, nous obtenons:

$$h = \frac{k}{d} \left[0.24 + 0.56 \left(\frac{d}{\nu} \right)^{0.45} U^{0.45} \right] \quad (2.19)$$

C'est en général cette dernière équation de Collis&Williams que nous utilisons pour définir le nombre de Nusselt. Ceci nous permet d'écrire la constante de temps comme:

$$\tau \simeq \frac{\rho_w c_w d^2}{4k \left[0.24 + 0.56 \left(\frac{d}{\nu} \right)^{0.45} U^{0.45} \right]} \quad (2.20)$$

En régime permanent ou stationnaire, nous avons $\frac{dT_w}{dt} = 0$ et l'équation (2.3) devient,

$$RI^2 - \pi dlh(T_w - T_a) = 0 \quad (2.21)$$

c'est-à-dire que toute l'énergie fournie au fil par effet Joule est équilibrée par une perte égale en convection. En reprenant l'équation (2.21) pour le bilan thermique et en remplaçant les coefficients de convection trouvés ci-haut, nous obtenons:

- pour King:

$$RI^2 = [A + BU^n] \underbrace{(T_w - T_a)}_{\Delta T} \quad (2.22)$$

avec $d = 0.65 \mu\text{m}$, $l = 1 \text{ mm}$ et $R_0 = 600 \Omega$, Fiedler trouve par étalonnage pour cette sonde:

$$RI^2 = \underbrace{[2.25 \times 10^{-5}]_A + \underbrace{[6.55 \times 10^{-6} U^{0.5}]_B}_{\Delta T}} \quad (2.23)$$

	A	B	n
Kramer	3.226×10^{-5}	8.715×10^{-6}	0.5
Collis et Williams	1.975×10^{-5}	11.23×10^{-6}	0.45
étalonnage Fiedler	2.25×10^{-5}	6.55×10^{-6}	0.5

Tableau 2.1: Tableau des constantes A , B et n pour différentes lois ($l = 1$ mm et $d = 0.65$ μm).

- pour Kramer:

$$RI^2 = \pi l k \left[0.392 + 0.509 \left(\frac{d}{\nu} \right)^{0.5} U^{0.5} \right] \Delta T \quad (2.24)$$

Pour le cas particulier où $d = 0.65$ μm , $l = 1$ mm, $\nu = 1.5 \times 10^{-5}$ m^2/s , $k = 2.62 \times 10^{-2}$ $\text{W}/\text{m}^\circ\text{C}$, nous avons:

$$RI^2 = \underbrace{[3.226 \times 10^{-5}]_A + \underbrace{[8.721 \times 10^{-6} U^{0.5}]_B}_{\Delta T} \quad (2.25)$$

- pour Collis et Williams:

$$RI^2 = \pi l k \left[0.24 + 0.56 \left(\frac{d}{\nu} \right)^{0.45} U^{0.45} \right] \Delta T \quad (2.26)$$

ce qui donne, avec les mêmes valeurs que ci-haut mentionnées:

$$RI^2 = \underbrace{[1.975 \times 10^{-5}]_A + \underbrace{[1.123 \times 10^{-5} U^{0.45}]_B}_{\Delta T} \quad (2.27)$$

On s'aperçoit donc que toutes ces lois peuvent s'écrire sous la forme de la loi de King. Les valeurs que peuvent prendre les constantes A , B et n sont résumées dans le tableau (2.1). Soulignons que les lois de Kramer et de Collis&Williams ont été élaborées pour des cylindres de longueur infinie. L'étalonnage de Fiedler a été effectué sur une sonde de longueur finie ($l = 1$ mm et $d = 0.65$ μm).

2.1.2 Détermination de l'influence de la vitesse pour différentes surchauffes

Tel qu'énoncé par Fiedler [12], pour un anémomètre à fil froid avec un diamètre du fil de l'ordre de 0.65 μm et pour un courant dans le fil de l'ordre de 0.1 mA,

l'effet induit par une vitesse de 10 m/s correspond à une différence de température de 0.12°C. Ainsi, un fil chauffé avec un courant de faible intensité peut très bien servir de sonde à température, la vitesse ayant une influence négligeable sur celle-ci. Il est par conséquent très important de pouvoir estimer l'erreur induite par l'écoulement sur la température réelle de celui-ci pour notre type de sonde car l'analyse des résultats en dépend. Pour y arriver, nous partons de la loi de King:

$$RI^2 = [A + BU^n] \Delta T \quad (2.28)$$

En posant $U = 0$, on aura $\Delta T_0 = \frac{RI^2}{A}$ et pour U donné, on aura $\Delta T = \frac{RI^2}{A+BU^n}$. Pour $RI^2 = \text{cte}$, on peut exprimer l'influence de la vitesse en terme d'une erreur d'évaluation de ΔT réel. Soit $\varepsilon_{\Delta T} = \Delta T_0 - \Delta T$, nous avons:

$$\varepsilon_{\Delta T} = \frac{RI^2}{A} - \frac{RI^2}{A + BU^n} = RI^2 \left[\frac{1}{A} - \frac{1}{A + BU^n} \right] \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_{\Delta T} = \frac{RI^2}{A} \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{BU^n}{A}} \right] \quad (2.30)$$

Ainsi, si l'on fait le calcul de $\varepsilon_{\Delta T}$ en fonction de U avec les constantes $A = 1.975 \times 10^{-5}$, $B = 1.462 \times 10^{-5}$ et $n = 0.45$ obtenus de Collis et Williams pour le diamètre que nous utilisons, soit $d = 1.17 \mu\text{m}$, nous obtenons pour une vitesse $U = 15 \text{ m/s}$ et un courant $I = 0.15 \text{ mA}$ une valeur de $\varepsilon_{\Delta T} = 0.19^\circ\text{C}$ qui est négligeable (voir figure 2.3).

2.1.3 Détermination des coefficients de surchauffe

Tel qu'il a été mentionné plus-haut, l'anémométrie à fil froid est caractérisée par de très petites surchauffes. Il est par conséquent utile de pouvoir déterminer ce coefficient de surchauffe en fonction des paramètres d'utilisations ($U, I, R_0, \alpha_0, A, B, n$). Ainsi, en isolant ΔT de (2.28) et de (2.8), et en les égalisant, nous obtenons:

$$\frac{RI^2}{R - R_a} = \frac{A + BU^n}{\alpha_0 R_0} \quad (2.31)$$

Le coefficient de surchauffe est donné par:

$$s = \frac{R - R_a}{R_a} = \frac{R}{R_a} - 1 \quad (2.32)$$

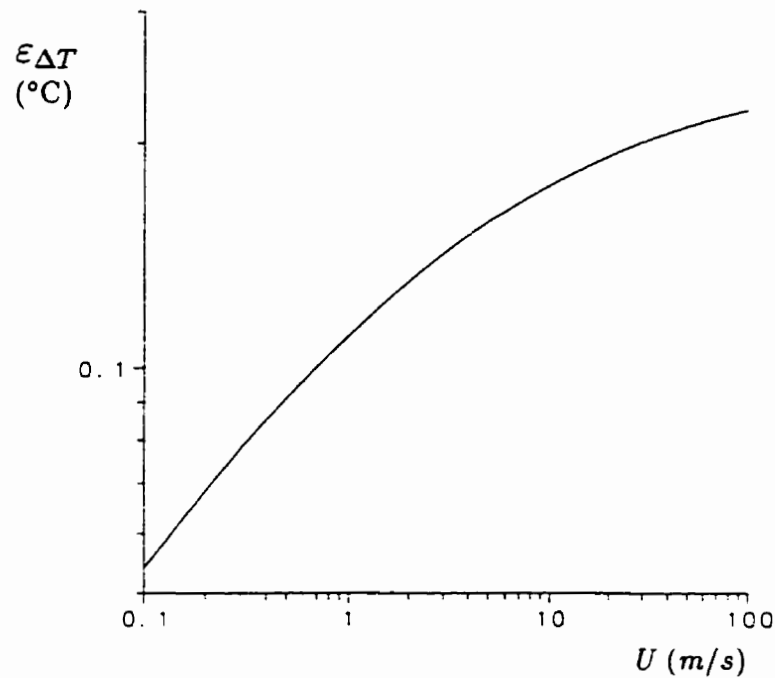


Figure 2.3: Influence de la vitesse sur l'erreur d'évaluation de la température ($I = 0.15 \text{ mA}$, $R = 228 \Omega$, $d = 1.17 \mu\text{m}$).

En manipulant l'équation, nous avons:

$$\frac{R}{R - R_a} = \frac{s + 1}{s} \quad (2.33)$$

En introduisant (2.33) dans (2.31), on obtient:

$$\frac{s + 1}{s} I^2 = \frac{A + BU^n}{\alpha_0 R_0} \quad (2.34)$$

et en isolant s , on en obtient une relation explicite:

$$s = \left[\frac{A + BU^n}{\alpha_0 R_0 I^2} - 1 \right]^{-1} \quad (2.35)$$

Cette fonction, tracée à la figure 2.4, a une variable indépendante U et les paramètres A, B, n sont ceux obtenus de Collis et Williams. On remarque que pour une vitesse de 15 m/s nous avons un coefficient de surchauffe d'environ 1.223×10^{-4} . Comte-Bellot [8] estime que s peut facilement atteindre 10^{-3} sans qu'il y ait une influence notable de la vitesse sur la lecture en température. Nous sommes donc largement en deçà des limites critiques d'utilisation.

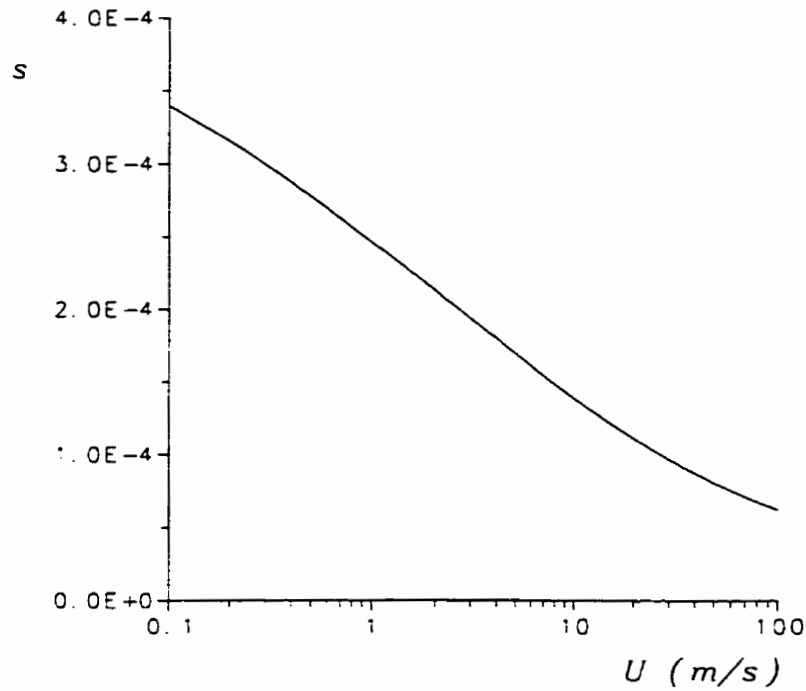


Figure 2.4: Graphique du coefficient de surchauffe en fonction de la vitesse ($I = 0.15 \text{ mA}$, $R = 228 \Omega$, $d = 1.17 \mu\text{m}$).

Il est possible d'avoir un bon estimé de l'importance relative de l'effet des fluctuations de température par rapport à celui des fluctuations de vitesse en utilisant la relation suivante:

$$\frac{\gamma_I}{|\alpha_I|} = \frac{1}{s} \left(\frac{A + BU^n}{nBU^n} \right) \quad (2.36)$$

où γ_I est le coefficient de sensibilité aux fluctuations de température et $|\alpha_I|$ le coefficient de sensibilité aux fluctuations de vitesse (Comte-Bellot [8, page 18]). Cette relation est tracée à la figure 2.5 pour différentes intensités de courant et pour le diamètre de fil que nous utilisons, soit $d = 1.17 \mu\text{m}$. Par exemple, pour un courant de 0.15 mA et une vitesse de 15 m/s , le fil est environ 25420 fois plus sensible aux fluctuations de température qu'aux fluctuations de vitesse. Ce dernier point n'est pas sans considérations lors de l'étalonnage statique du fil.

On remarque que pour chaque courbe, le rapport des coefficients de sensibilité va en diminuant avec une augmentation de la vitesse, atteint un minimum vers 2 m/s et

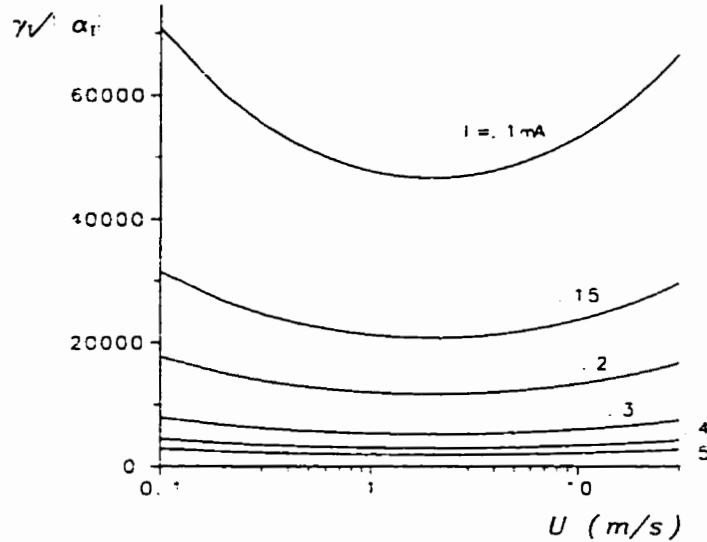


Figure 2.5: Rapport des coefficients de sensibilité en fonction de la vitesse pour différentes valeurs de courant ($R = 228 \Omega$, $d = 1.17 \mu\text{m}$, $l = 1 \text{ mm}$, $A = 1.975 \times 10^{-5}$, $B = 1.462 \times 10^{-5}$, $n = 0.45$).

se remet ensuite à augmenter. À priori, aucun phénomène physique trivial ne peut expliquer cette courbe en forme de cloche inversée. Il faut donc s'en remettre à une analyse mathématique plus poussée pour y arriver. En posant $H(U) = \frac{\gamma_l}{|\alpha_l|}$ et en dérivant par rapport à U , on obtient:

$$\frac{\partial H(U)}{\partial U} = \frac{BU^{n-1}}{\alpha_0 R_0 I^2} - \frac{A}{BU^{n+1}} \left(\frac{A}{\alpha_0 R_0 I^2} - 1 \right) \quad (2.37)$$

et en égalant cette dernière équation à zéro, nous trouvons la vitesse qui donne le rapport des coefficients de sensibilité le plus faible:

$$U = \left[\frac{A}{B} \left(\frac{A - \alpha_0 R_0 I^2}{B} \right) \right]^{\frac{1}{2n}} \quad (2.38)$$

Considérant le terme $\alpha_0 R_0 I^2$ négligeable, car le courant est très petit, et utilisant une valeur pour n de 0.5, nous approximations cette dernière équation par:

$$U \simeq \left(\frac{A}{B} \right)^2 \quad (2.39)$$

Ce qui veut dire que pour de très petites surchauffes, le minimum de la fonction est indépendant du courant passant dans le fil. Dans notre cas, le minimum est atteint à une vitesse $U = 1.95 \text{ m/s}$ (voir figure 2.6).

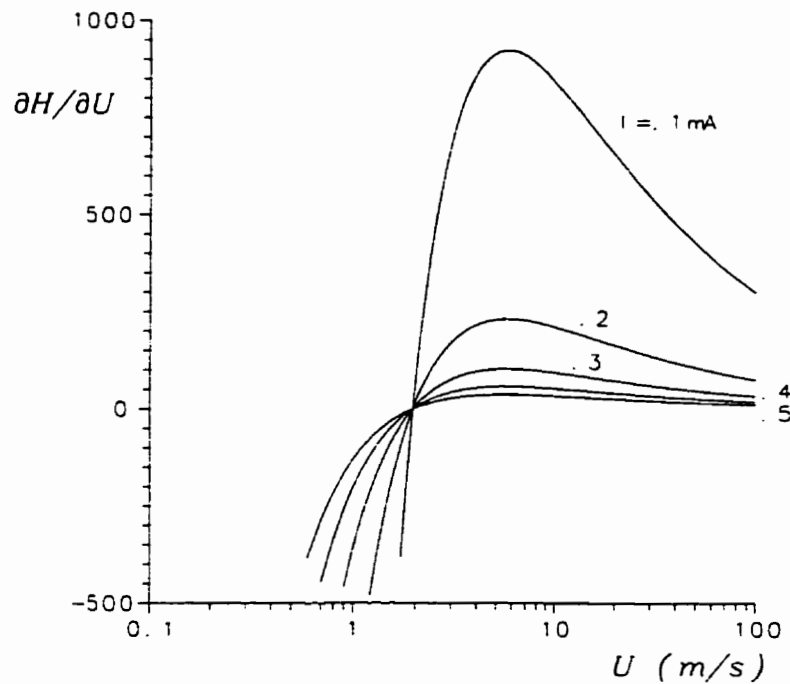


Figure 2.6: Graphique de la dérivée du rapport des coefficients de sensibilité en fonction de la vitesse pour différentes intensités de courant ($R = 228 \Omega$, $d = 1.17 \mu\text{m}$, $l = 1 \text{ mm}$, $A = 1.975 \times 10^{-5}$, $B = 1.462 \times 10^{-5}$, $n = 0.45$).

Sommaire des paramètres dans la présente étude

Nous retrouvons résumés dans le tableau ci-dessous les paramètres utilisés.

$U =$	15	m/s	$s =$	1.223×10^{-4}
$l =$	1	mm	$\gamma_I/ \alpha_I =$	25420
$d =$	1.17	μm	$A =$	1.975×10^{-5}
$l/d \simeq$	855		$B =$	1.462×10^{-5}
$i =$	0.15	mA	$n =$	0.45
$R =$	228	Ω	$\alpha_0 =$	$1.65 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$\varepsilon_{\Delta T} =$	0.19	$^\circ\text{C}$	$\rho_e =$	$17.7 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$

Tableau 2.2: Sommaire des paramètres dans la présente étude.

2.2 Circuit électronique CCA

L'anémomètre à courant constant (*Constant Current Anemometer* \Rightarrow CCA) développé à l'Université Laval est destiné à effectuer des mesures de température suivant la technique du *fil froid*. Cet appareil se présente sous la forme d'un boîtier contenant deux circuits CCA.

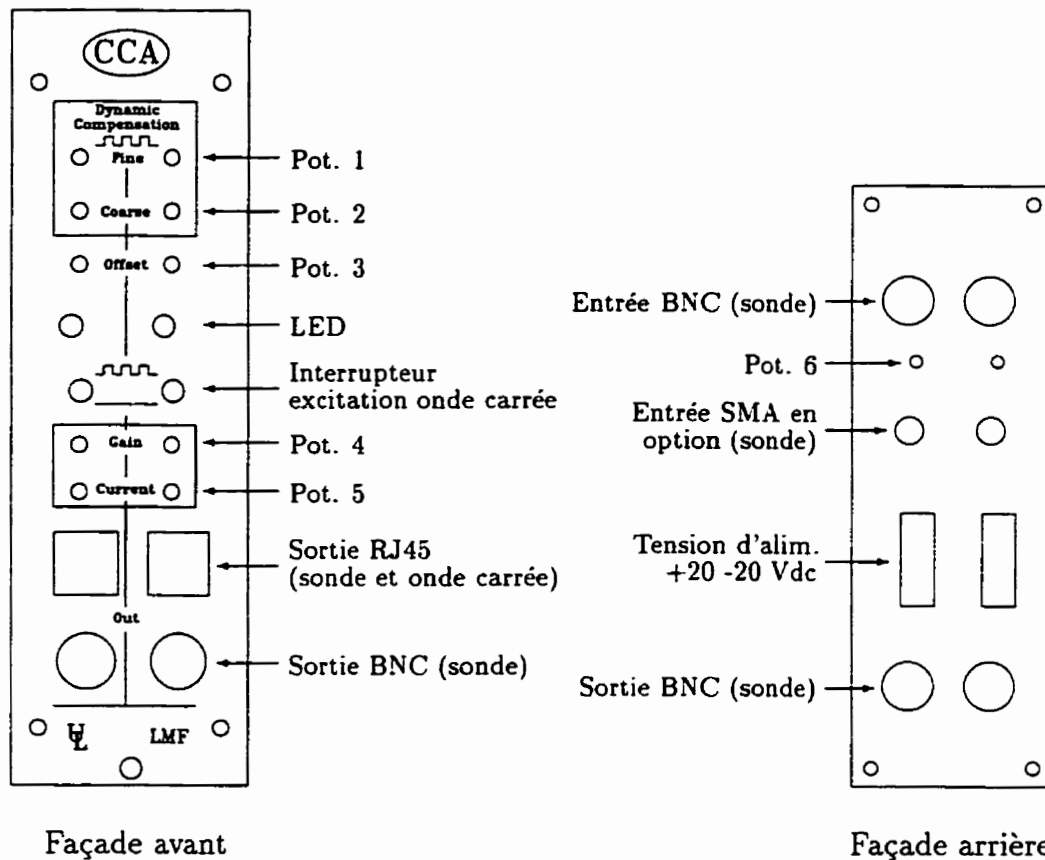


Figure 2.7: Description des façades et identification des différentes composantes.

2.2.1 Boîtier et caractéristiques générales

Un boîtier contenant deux circuits CCA est muni d'une façade avant de 50.4 mm (2") de largeur par 176 mm (7") de hauteur. Le boîtier est conçu de telle sorte que l'on puisse disposer 8 boîtiers dans un châssis 19" 4U standard aux normes IEEE.

Les éléments situés sur les façades des boîtiers sont identifiés sur la figure 2.7. Nous ferons référence à cette figure dans les sections subséquentes traitant des différents réglages.

Les caractéristiques générales des circuits CCA sont résumées dans la table suivante:

Plage des tensions de sortie	± 10 V
Bande passante	60 kHz
Gain global	1500 à 52500
Courant de base ajustable	$i_{\text{base}} = 0.035 \rightarrow 0.3$ mA
Surchauffe de l'onde carrée	$13i_{\text{base}}$
Fréquence de l'onde carrée	100 Hz
Alimentation	+20 -20 Vdc, 100 mA

2.2.2 Principe de fonctionnement

La variation de l'impédance du fil pendant une série de mesures est très faible. C'est pourquoi nous avons opté pour la technique de mesure différentielle afin de pouvoir détecter le signal avec une sensibilité suffisante. Le circuit de la figure 2.8 décrit le principe de fonctionnement de l'anémomètre à courant constant.

Deux sources de courant identiques (miroir de courant) alimentent la sonde et une résistance de référence caractérisée par une grande stabilité par rapport aux variations de température. Au début de l'expérience, la résistance de référence ou d'équilibre est ajustée égale à celle du fil de platine. Dans ces conditions, la tension aux bornes de la sonde équivaut à celle aux bornes de la résistance d'équilibre. L'utilisation d'un amplificateur différentiel A1 à fort gain ($G1$) permet de mesurer de faibles écarts de température par rapport à la température initiale. La tension de sortie de l'amplificateur A1 est augmentée par A2 pour rendre le signal compatible avec le système d'acquisition de données. L'étage A2 comporte un tampon (BUFFER) qui minimise l'impédance de sortie. Soulignons que la bande passante de l'appareil (60 kHz) est définie par un filtre RC du premier ordre situé entre l'étage d'amplification différentielle (A1) et l'amplificateur de sortie (A2). Les bandes passantes des amplificateurs A1 et A2 sont supérieures à 60 kHz pour tous les gains ajustables. La bande

passante des CCA résultant de l'utilisation du filtre est donc indépendante du gain global ($G1 \times G2$) de l'appareil.

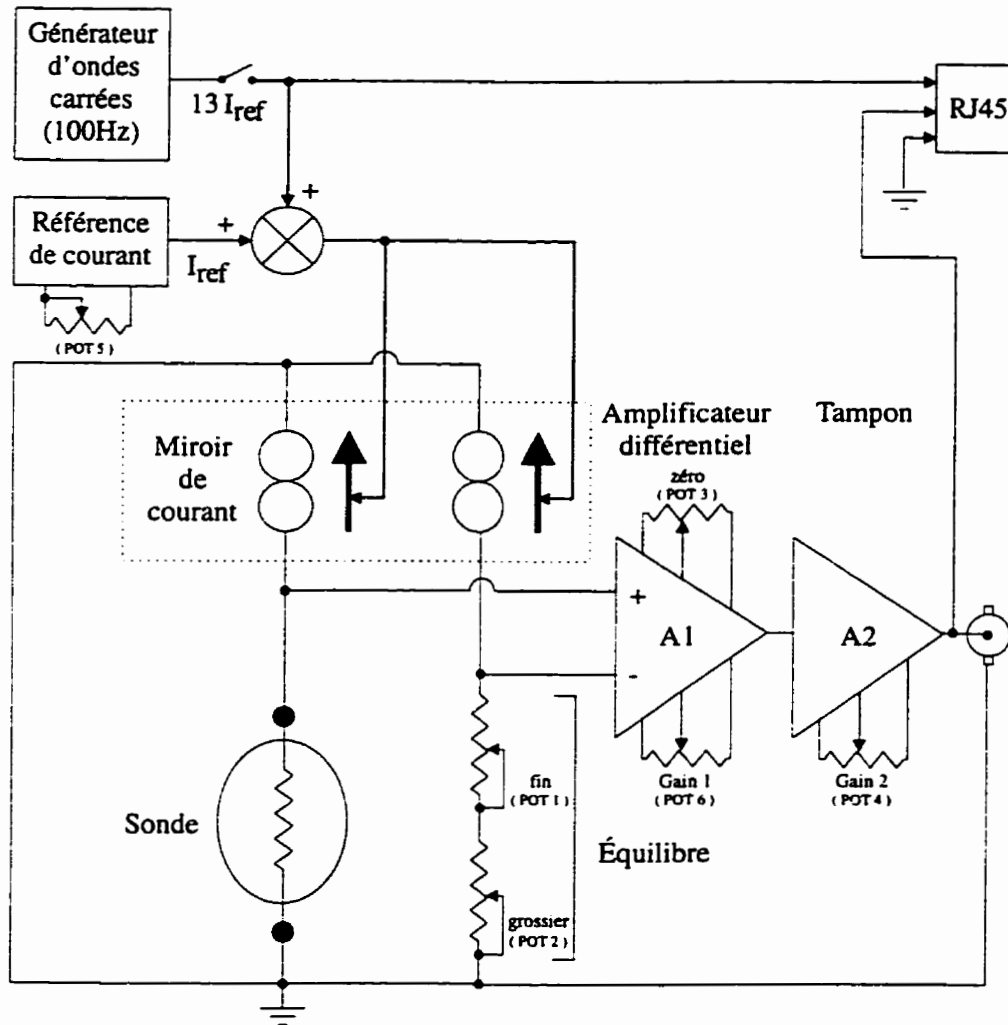


Figure 2.8: Schéma global d'un circuit CCA.

Comme l'indique la figure 2.8, plusieurs paramètres doivent être ajustés dont l'amplitude de courant d'excitation (Pot. 5) les gains $G1$ et $G2$ des amplificateurs $A1$ et $A2$ (Pot. 4 et 6), de même que le zéro de l'amplificateur différentiel $A1$ (Pot. 3). Les sections suivantes décrivent la procédure de réglage de l'appareil.

2.2.3 Alimentation du circuit

Chaque circuit doit être alimenté en tension $+20 -20 \text{ Vdc}$ ³ par l'intermédiaire d'un connecteur situé en façade arrière. Le schéma de branchement du connecteur est illustré sur la figure 2.9.

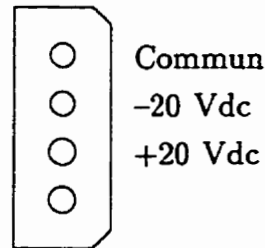


Figure 2.9: Connecteur d'alimentation situé en façade arrière.

La source de tension doit être réglée et l'emploi d'un transformateur toroïde est recommandé pour minimiser le niveau de bruit. Dans le cas où l'on dispose de plusieurs boîtiers contenant chacun deux CCA, nous recommandons d'effectuer un raccordement en *étoile* à partir de la source de tension.

2.2.4 Ajustement du courant

Le courant circulant dans le fil est un paramètre que l'on doit régler avec soin. On cherche à obtenir un très faible courant de façon à minimiser la sensibilité de la sonde à la vitesse. Cependant, ce courant ne doit pas être trop faible si on désire obtenir un bon rapport signal à bruit. Il faut donc faire des compromis et ce, en fonction du diamètre du fil que l'on utilise.

Le courant des circuits CCA est réglé par l'intermédiaire du potentiomètre Pot. 5 situé en façade avant des boîtiers (figure 2.7). La valeur du courant i est ajustée en remplaçant la sonde par une résistance de précision. En mesurant la tension V aux bornes de cette résistance de valeur R connue (et stable par rapport aux variations de température ambiante), on en déduit le courant ($i = V/R$). Le schéma de la figure 2.10 illustre une résistance de 100Ω disposée à la place de la sonde. Pour ajuster un

³En fait, la tension d'alimentation peut se situer entre $+18 -18 \text{ Vdc}$ et $+30 -30 \text{ Vdc}$; nous suggérons toutefois d'opter pour le niveau de tension $+20 -20 \text{ Vdc}$.

courant de 0.15 mA par exemple, on doit régler le Pot. 5 jusqu'à ce qu'on mesure 15 mV aux bornes de cette résistance.

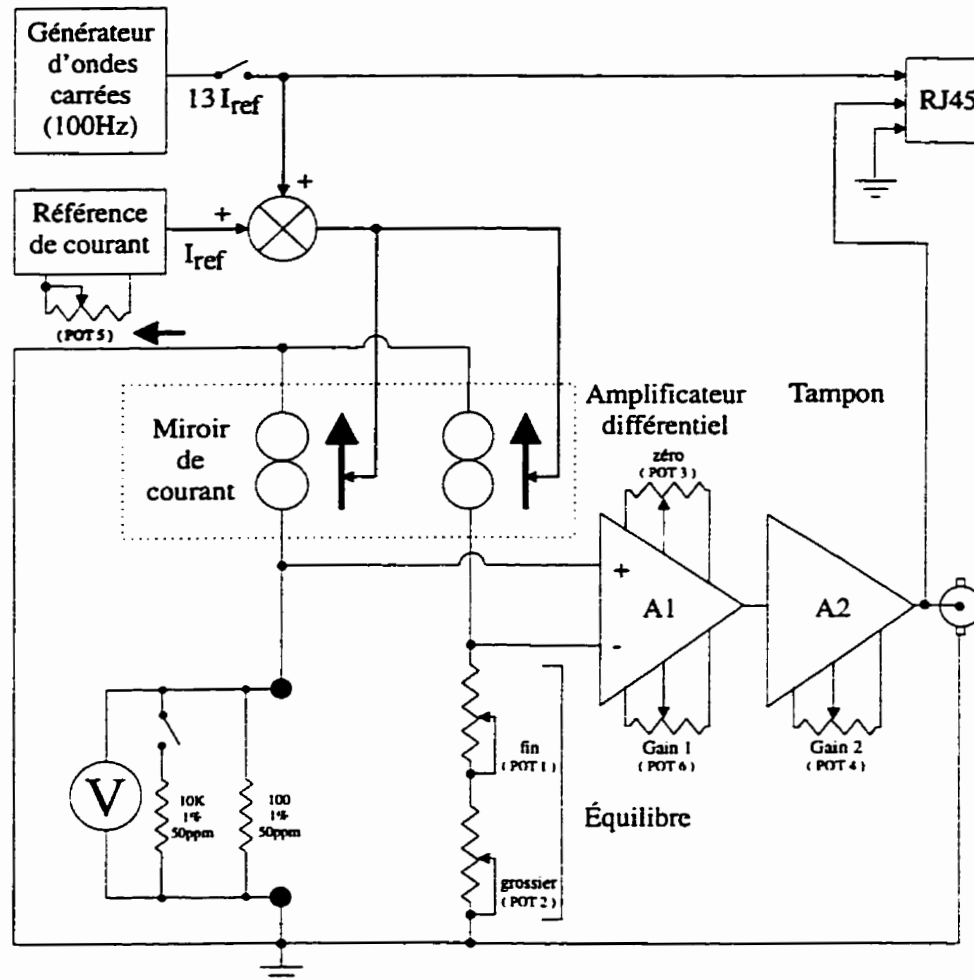


Figure 2.10: Schéma illustrant le montage utilisé pour ajuster le courant parcourant une sonde alimentée par un circuit CCA.

Notons que lorsque l'on effectue le réglage du courant, le circuit ne doit pas être saturé. Il faut donc s'assurer que le CCA est bien équilibré au niveau dynamique; la section 2.2.5 traite de ce réglage. Notons aussi que sur la figure 2.10, nous avons disposé une résistance de $10k\Omega$ que l'on peut introduire en parallèle avec la résistance de 100Ω par le biais d'un interrupteur. Cette résistance sert à déterminer le gain

du CCA. Nous verrons la procédure de détermination du gain à la section 2.2.6. Le courant une fois réglé demeure à une valeur stable. Si on utilise toujours des fils de même diamètre, on peut régler tous les circuits CCA à la même valeur de courant et celle-ci ne devrait pas dériver dans le temps. Le gain cependant doit être ajusté et mesuré fréquemment. C'est pourquoi il est fort utile de concevoir et de disposer dans un petit boîtier le circuit schématisé à la place de la sonde sur la figure 2.10. Nous avons extrait cette partie du circuit de la figure 2.10 pour la mettre en évidence sur la figure 2.11.

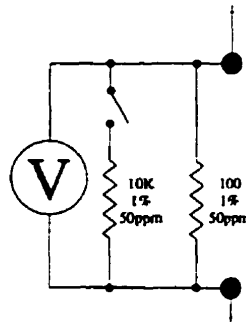


Figure 2.11: Schéma illustrant le montage utilisé pour ajuster le courant et mesurer le gain d'un circuit CCA.

2.2.5 Réglage dynamique

Le niveau de tension statique en sortie de l'appareil dépend de deux facteurs. Le premier est la valeur de la résistance d'équilibre par rapport à l'impédance de la sonde. Le second facteur est l'ajustement du zéro de l'étage d'amplification différentielle. Pour dissocier l'ajustement de ces paramètres, une perturbation alternative de l'amplitude des sources de courant est introduite. Si la résistance d'équilibre égale celle de la sonde, alors la perturbation a peu d'incidence sur le signal en sortie de l'appareil. Pour procéder à l'ajustement de la résistance d'équilibre, le générateur d'ondes carrées est activé. Observant le signal en sortie de l'anémomètre sur un oscilloscope, la résistance d'équilibre (Pot. 1 et 2) est ajustée de façon à minimiser l'effet de l'onde carrée. Si le signal sature rapidement, il faut réduire le gain G_2 de l'étage de sortie (Pot. 4).

Lorsque la résistance d'équilibre est réglée correctement, la forme du signal en

sortie est celle présentée à la figure 2.12. On observe deux courbes exponentielles liés à l'échauffement et au refroidissement du fil. Ce phénomène s'explique par l'augmentation de l'effet joule d'un facteur $\simeq 170$ (l'onde carrée impose un courant variant de i à $13i$) dans la sonde. En mesurant la constante de temps liée au refroidissement du fil, la bande passante de l'appareil peut aussi être établie; celle-ci est de l'ordre de $3 \mu s$.

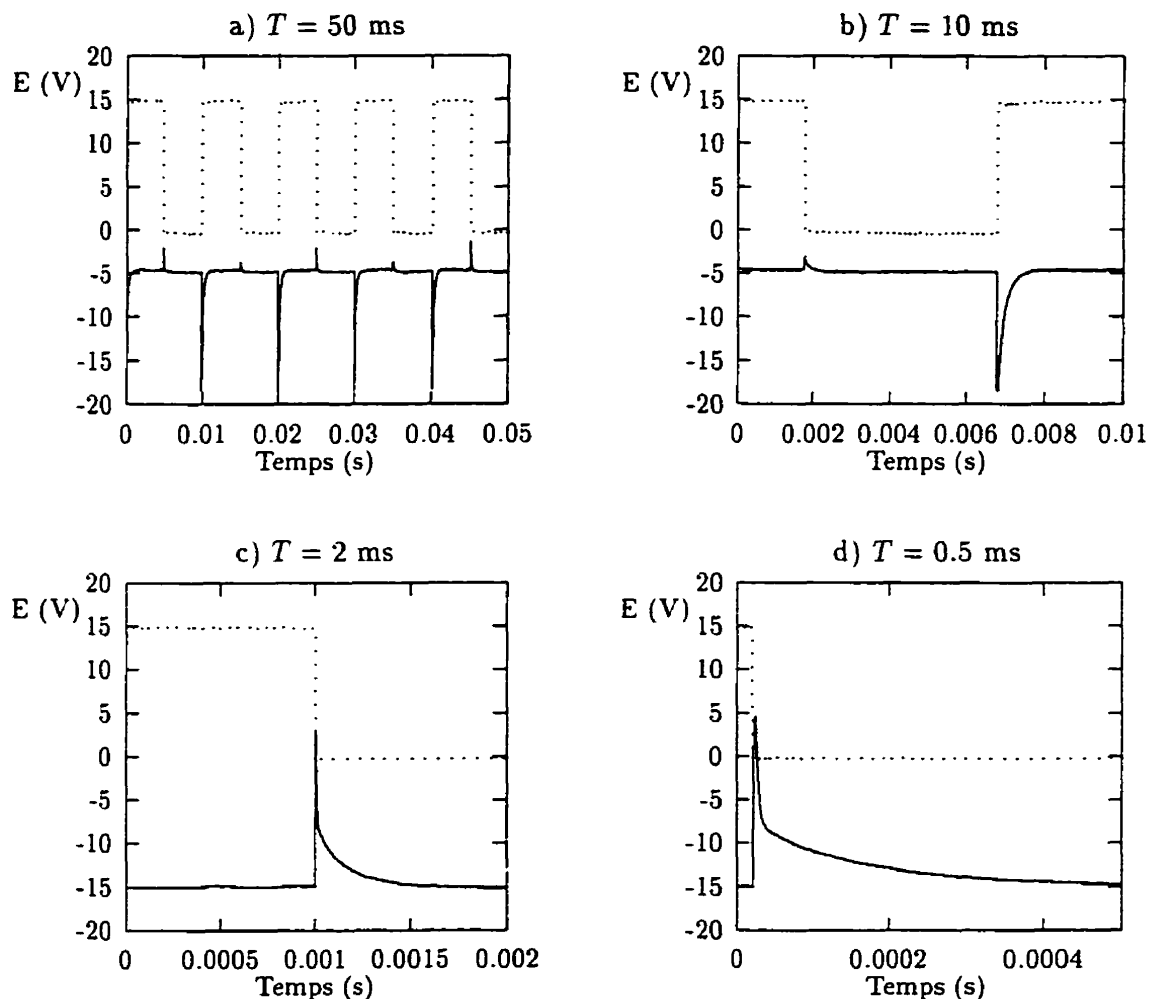


Figure 2.12: Traces d'oscilloscope typiques obtenues avec un fil en Pt-10%Rh de $1 \mu m$ de diamètre. Le signal du fil a un niveau de tension amplifié d'un facteur 5 sur les traces c) et d) par rapport aux traces a) et b).

On remarque que les échauffements (pics vers le bas sur le signal de la sonde) sont plus prononcés que les refroidissements. Ceci est normal car la tension de sortie est proportionnelle au courant circulant dans le fil, soit $\Delta E = G i \Delta R$ (où G est le gain; voir la section 2.2.6). Sachant que pendant les périodes chauffées, le courant est 13 fois le courant de base, on observe pendant ces périodes un signal dont les petites fluctuations sont amplifiées. Ainsi, le signal observé à l'oscilloscope nous apparaîtra comme étant plus "propre" pendant les périodes de courant faible.

2.2.6 Réglage et détermination du gain

Lorsque le réglage dynamique est fait, on enlève l'excitation carrée et on peut procéder à l'ajustement du gain. On peut ainsi optimiser la plage dynamique de la tension de sortie en fonction de la chaîne d'acquisition de données (plage pleine échelle des convertisseurs A/N). On peut également régler le gain de telle sorte que la sonde puisse donner un signal de sortie dont la sensibilité est facilement interprétable (*e.g.* 1V/°C ou 10 V/°C). Ceci peut être utile dans des phases de développement d'une expérience.

On a déjà vu à la section 2.2.1 que l'on dispose de deux ajustements de gain. L'amplificateur A1 est ajustable par la façade arrière par le Pot. 6 et son gain G_1 est variable de 1500 à 2500. Notons qu'il faut tourner le Pot. 6 dans le sens anti-horaire pour augmenter la valeur du gain G_1 . L'amplificateur A2 est ajustable par le Pot. 4 (sens horaire pour augmenter G_2) sur la façade avant et son gain G_2 est variable de 1 à 21. Il faut tourner le Pot. 4 dans le sens horaire pour augmenter la valeur du gain G_2 . Le gain maximum global du circuit CCA est ainsi de 52 500. Tous les circuits CCA sont vérifiés lors de l'assemblage et les gains sont ajustés à $G_1=2500$ et $G_2=10$, donnant un gain global du CCA de 25 000.

Lorsque l'on veut mesurer le gain, on peut utiliser un circuit tel que celui illustré sur la figure 2.11. L'interrupteur nous permet de placer une résistance de 10 k Ω en parallèle avec la résistance de 100 Ω servant au réglage du courant. En faisant cette

opération, on produit une variation ΔR de -1Ω qui nous donne une variation de tension ΔE . Le gain est alors $G = \Delta E / (i \Delta R)$.

2.2.7 Étalonnage statique d'une sonde

Selon l'équation (2.5), la loi d'étalonnage que l'on utilise est du type:

$$\Delta T = \frac{\Delta R}{\alpha R_0} = \frac{\Delta E}{G i \alpha R_0} = m \Delta E$$

où la sensibilité m est

$$m = \frac{1}{G i \alpha R_0} \quad (2.40)$$

et la différence de potentiel mesurée aux bornes de la sonde et amplifiée d'un gain G est:

$$\Delta E = G i \Delta R \quad (2.41)$$

Ainsi, on peut aisément évaluer le gain de chacun des anémomètres CCA en imposant un ΔR connu et en mesurant à l'aide d'un multimètre la différence de potentiel ΔE .

La température instantanée est déterminée de la façon suivante:

$$T = \Delta T + T_{\text{ambient}} \quad (2.42)$$

où

$$\Delta T = m \times \underbrace{[Tension\ lue - Offset]}_{\Delta E} \quad (2.43)$$

La sensibilité m de chaque sonde doit donc être déterminée à priori avant de calculer les températures instantanées.

Prenons l'exemple d'un cas typique où on impose une variation de -1Ω à une sonde où la température ambiante est de 23.3°C . Cette variation de résistance se traduit par une variation de potentiel $\Delta E = -1.81$ Volts lue au multimètre qui donne directement la valeur du produit $G i = \Delta E / \Delta R = -1.81$ A. De là, on évalue directement la valeur du gain, ayant préalablement imposé un courant $i = 0.15$ mA,

$$G = \frac{\Delta E}{i \Delta R} = \frac{-1.81 \text{ Volts}}{0.15 \times 10^{-3} \text{ A} \times (-1)\Omega} = 12066.67,$$

et connaissant les paramètres physiques de la sonde α et R_0 , on évalue ensuite la sensibilité de la sonde

$$m = \frac{1}{Gi\alpha R_0} = \frac{1}{-1.81 \times 0.00165 \times 191.09} = 1.752^\circ\text{C/Volts},$$

on peut alors calculer la différence de température pour une tension lue de 2 Volts où l'*offset* à la température ambiante est de -4.06 Volts

$$\Delta T = m \times \underbrace{[Tension\ lue - Offset]}_{\Delta E} = 1.752(2 - (-4.06)) = 10.617^\circ\text{C},$$

qui donne finalement la température

$$T = \Delta T + T_{\text{ambient}} = 10.617^\circ\text{C} + 23.3^\circ\text{C} = 33.917^\circ\text{C}.$$

Chapitre 3

Fabrication des corps de sondes

L'élément capteur de la sonde est un fil de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre composé d'un alliage à 90% de platine et 10% de rhodium¹. Le fil est fabriqué selon le procédé Wollaston et est disponible de la compagnie Sigmund Cohn². Plusieurs étapes précèdent la réalisation du peigne de sondes à fils froids. On peut regrouper celles-ci en quatre groupes d'opérations principales: le moulage des sondes, le soudage du fil de platine-rhodium, le décapage du fil de platine-rhodium, la réalisation du peigne de sonde. Pour chacune de ces étapes, l'auteur a utilisé certaines techniques déjà existantes et les a adaptées en fonction de ses besoins spécifiques.

3.1 Moulage des sondes

Les sondes de fabrication maison sont faites d'époxy et de durcisseur pour le corps, et d'un fil d'alliage de cuivre et de beryllium (2%) de 0.3 mm de diamètre pour les broches. Pour réaliser les sondes, plusieurs moules en aluminium tels que celui montré à la figure 3.13 ont été fabriqués.

Ceux-ci sont conçus de manière à faciliter leur démoulage. Aussi, afin d'obtenir des broches de longueurs précise et répétitive d'une sonde à l'autre, une guillotine

¹L'alliage utilisé possède les caractéristiques physiques suivantes: $\alpha_0 = 0.00165^\circ\text{C}^{-1}$; $\rho_e = 17.7 \times 10^{-8}\ \Omega\cdot\text{m}$; $T_{oxy} = 800^\circ\text{C}$.

²Sigmund Cohn Corporation, 121 South Columbus Avenue, Mt. Vernon, New York; export distributor-Leico Industries, Inc., 250 West 57th Street, New York, New York 10019.

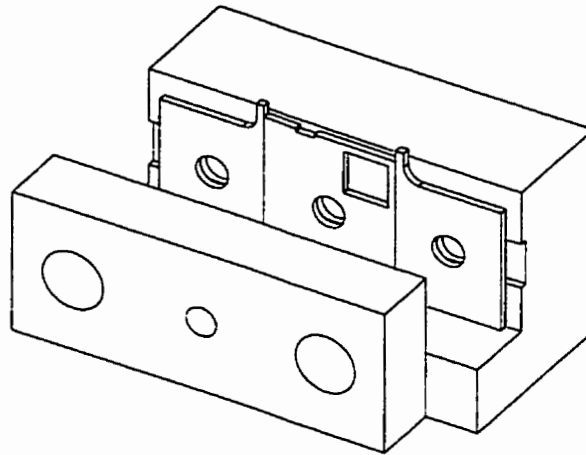


Figure 3.13: Moule à sonde.

(voir figure 3.14 et 3.15) a été fabriquée. Cette guillotine possède un micromètre sur lequel est fixée la sonde ainsi qu'un fin couperet orientable (-45° , 0° , 45°) permettant l'obtention d'une coupe franche et précise.

Ainsi, on devra suivre les étapes de fabrication suivantes pour réaliser convenablement le moulage des sondes:

1. rendre, au besoin, le plus rectiligne possible les broches de 5 cm de long à la main;
2. ouvrir le moule et l'enduire d'agent démoulant au silicone;
3. installer les broches dans le moule;
4. refermer les moules;
5. mélanger l'époxy avec le durcisseur dans les proportions indiquées tout en évitant de faire des bulles d'air dans l'époxy;
6. mettre l'époxy dans le moule en utilisant une aiguille ou un bout de broche;
7. enlever le surplus d'époxy avec une lame de rasoir;
8. mettre les moules au four pour une durée de 6 heures à 50°C ;

9. démouler les sondes avec précautions;
10. avec l'aide de la guillotine (voir figures 3.14 et 3.15), couper les broches à 5 mm.



Figure 3.14: Vue d'ensemble de la guillotine.

3.2 Préparation d'une sonde simple

3.2.1 Soudage du fil de Wollaston

Dans le procédé de fabrication du fil de Wollaston, le fil de platine-rhodium est d'abord inséré dans un tube d'argent pour être ensuite extrudé de manière à obtenir un diamètre final d'environ 30 à 40 μm . Ainsi, ce fil peut facilement être manipulé durant le procédé de fabrication de la sonde. Connaissant la résistivité électrique du fil de platine-rhodium, le fabricant détermine indirectement son diamètre à partir d'une mesure de résistance d'une certaine longueur de fil (celui-ci étant préalablement décapé). Pour faciliter le soudage du fil de Wollaston, il est préférable d'adopter une

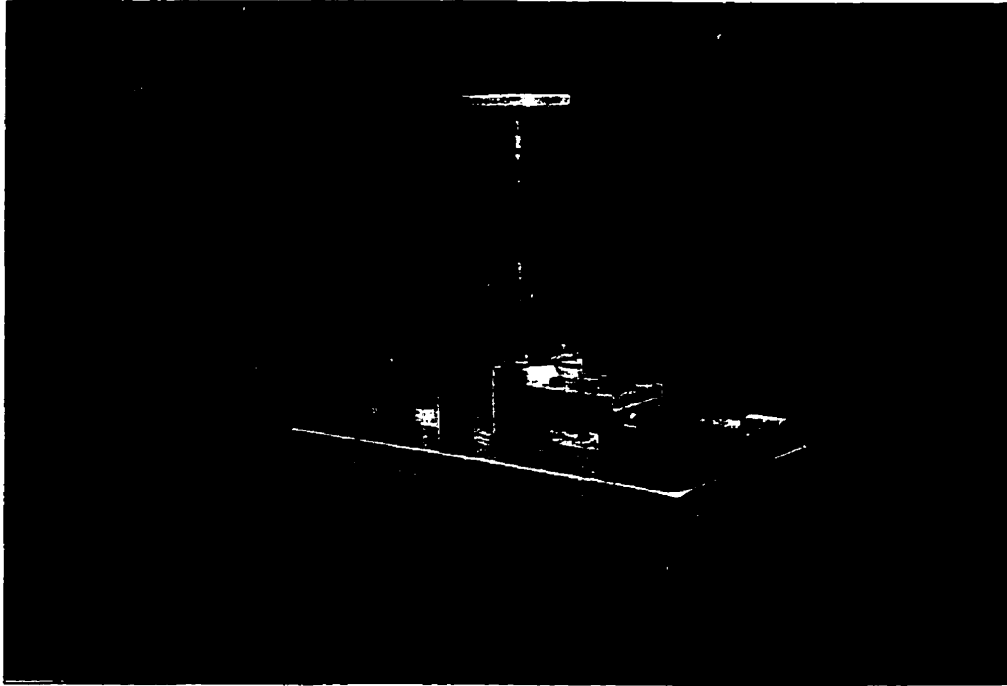


Figure 3.15: Autre vue d'ensemble de la guillotine.

position ergonomique en s'aidant du plan de travail incliné spécialement conçu pour le positionnement de la seringue lors de l'opération de décapage (voir figure 3.16 et 3.17).

Ce plan de travail aide au soudage de précision en servant d'appui pour les mains et le fer à souder, réduisant ainsi de beaucoup les vibrations inhérentes à tout travail manuel. Le protocole expérimental pour le soudage du fil de platine-rhodium a été établi par essais et erreurs. Ainsi, les étapes à suivre sont:

1. Apposer une petite quantité de pâte à souder sur le bout des deux broches de la sonde.
2. Apposer une petite quantité d'étain sur la pointe chaude (520°F, 270°C) du fer à souder. Ne pas attendre plus d'une minute avant d'étamer les broches car sinon l'étain se cristallise et perd ses propriétés.
3. Étamer chaque broche de la sonde en apposant une petite quantité d'étain sur le bout de celles-ci.

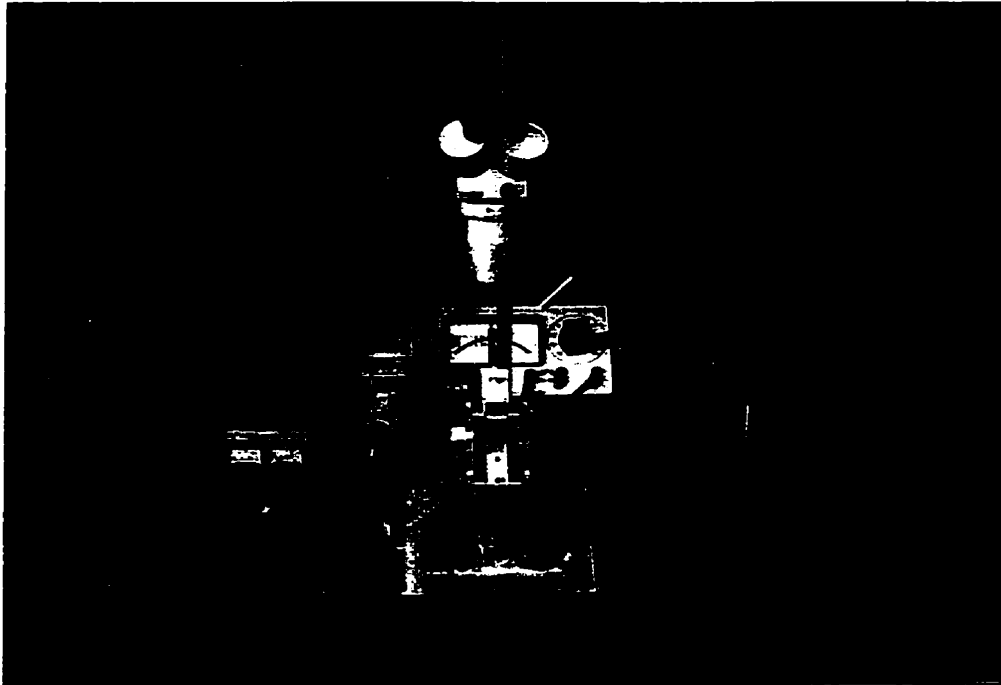


Figure 3.16: Vue d'ensemble du montage pour la préparation des sondes.

4. Apposer de nouveau une petite quantité de pâte à souder sur le bout des deux broches.
5. Positionner et centrer le bout du fil de Wollaston sur le bout d'une des deux broches en le laissant dépasser d'environ 3 mm.
6. Souder le fil en approchant déliquatement le fer à souder de celui-ci jusqu'à l'obtention d'un léger contact.
7. Couper l'autre extrémité du fil pour laisser dépasser d'environ 3 mm de l'autre broche.
8. Répéter l'étape 6.
9. Couper avec l'aide de petit ciseaux les bouts de fil qui dépassent des broches.
10. Cette dernière étape permet d'éliminer les contraintes résiduelles sur le fil pouvant apparaître lors de l'étape 8: appliquer une petite quantité d'étain sur le



Figure 3.17: Autre vue d'ensemble du montage pour la préparation des sondes.

fer-à-souder afin de créer une bulle d'étain en fusion et passer celle-ci sur les deux soudures précédentes (voir figure 3.18).

3.2.2 Décapage du fil de Wollaston

L'opération de décapage consiste à enlever la couche d'argent enveloppant le fil de Wollaston sur une longueur inférieure à 1 mm et ainsi de mettre à nue la partie sensible, c'est-à-dire l'alliage platine-rhodium. Pour cette fin, le décapage par électrolyse s'avère être la meilleure méthode (voir Ligrani [23]). L'électrolyte est une solution à 5% d'acide nitrique, l'anode est le fil de Wollaston et la cathode une aiguille en acier inoxydable.

L'acide est contenue dans une seringue. Il faut en tout premier lieu approcher le fil à décaper au dessus de l'orifice de l'aiguille de la seringue. Une fois bien centré, faire sortir une goutte d'acide de l'aiguille (voir figures 3.19 et 3.20) afin que le fil soit immergé en sa partie centrale sur la longueur désirée, soit un peu moins de 1 mm. Il faut ensuite mettre le circuit sous tension afin de créer un courant continu

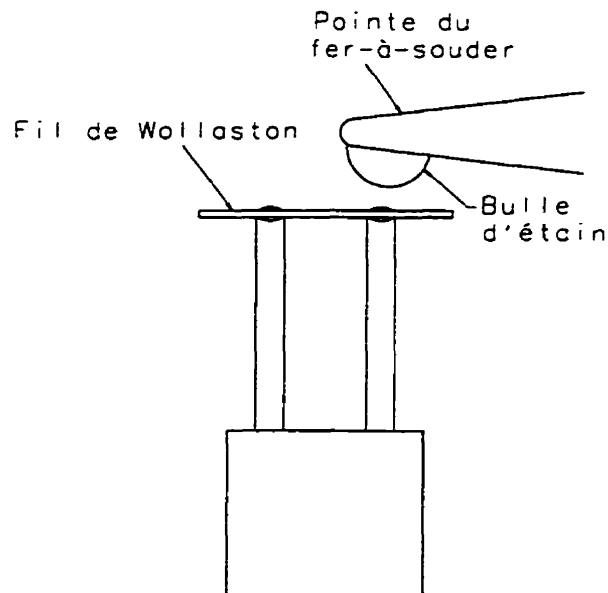


Figure 3.18: Élimination des contraintes résiduelles.

et d'enclencher le processus d'électrolyse. Il est préférable d'utiliser un courant plus élevé au départ afin d'accélérer le processus et plus faible vers la fin pour minimiser les risques de cassure du fil. En effet, si le courant d'électrolyse est trop élevé vers la fin du processus, il est possible de brûler le fil car son diamètre en certains endroits (là où le décapage est complété) peut être faible. Le décapage est entièrement observé sous binoculaire et celui-ci est arrêté lorsque le fil est de visu jugé bien nettoyé de sa couche d'argent. Il est possible qu'en plein décapage il faille arrêter le processus afin de remplacer la goutte d'acide car l'électrolyse est ralentie lorsque celle-ci est saturée d'argent. Une fois le fil bien décapé, il faut le nettoyer avec une goutte d'eau distillée. Le décapage est réussi si la sonde atteint la résistivité électrique prédéterminée de $228 \Omega/\text{mm}$ (pour un fil de $1.17 \mu\text{m}$ de diamètre).

3.3 Fabrication du peigne

Une fois les sondes fabriquées, nous pouvons passer à la réalisation du peigne. Le peigne est constitué des sondes et de leur support (voir la figure 3.21). Il est préférable que les étapes de soudage et de décapage du fil de Wollaston décrites plus haut



Figure 3.19: Décapage du fil de Wollaston.

soient effectuées sur le peigne car ceci permet une économie de temps et de travail importante.

3.3.1 Support des sondes

Le support des sondes est fait d'une plaque de circuit imprimé de $140 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 1.66 \text{ mm}$. La largeur effective du peigne, soit la distance entre les sondes 1 et 16, est de 47 mm. Le plan du circuit imprimé est présenté en annexe. Les sondes sont encastrées dans des fentes usinées par fraisage afin d'obtenir un positionnement précis entre elles. Des pistes conductrices des deux côtés du circuit imprimé permettent l'alimentation de la sonde. Enfin un connecteur à 34 contacts est soudé à l'autre extrémité afin de permettre le raccordement via un fil plat à 32 brins aux anémomètres.



Figure 3.20: Décapage du fil de Wollaston.

3.3.2 Soudage du fil de Wollaston

Cette opération peut être effectuée lorsque toutes les sondes sont installées sur le peigne. Les étapes à suivre sont les mêmes que celles décrites à la section 3.2.1. Il faut cependant faire très attention de ne pas toucher les sondes voisines avec le fer à souder. L'inconvénient majeur du soudage par peigne est la formation de minuscules gouttelettes sur les fils décapés voisins due aux vapeurs du *flux* de l'étain. Si des gouttelettes se forment ainsi, une étape supplémentaire de nettoyage est nécessaire. Plusieurs méthodes ont été expérimentées afin d'y arriver, telle l'utilisation de plusieurs types de solvants, mais la plus efficace demeure le chauffage du fil par effet Joule. Pour ce faire, on ajoute une résistance de 1000Ω en série avec la sonde et l'on fait circuler un courant continu de 7 à 7.5 mA. L'opération ne dure que quelques secondes et l'on peut observer sous binoculaire l'évaporation des gouttelettes.

3.3.3 Décapage du fil de Wollaston

De la même façon, les étapes à suivre sont les mêmes que celles décrites à la section 3.2.2. Il faut simplement éviter de contaminer les sondes voisines avec l'acide. Si tel était le cas, un nettoyage à l'eau distillée suffit.

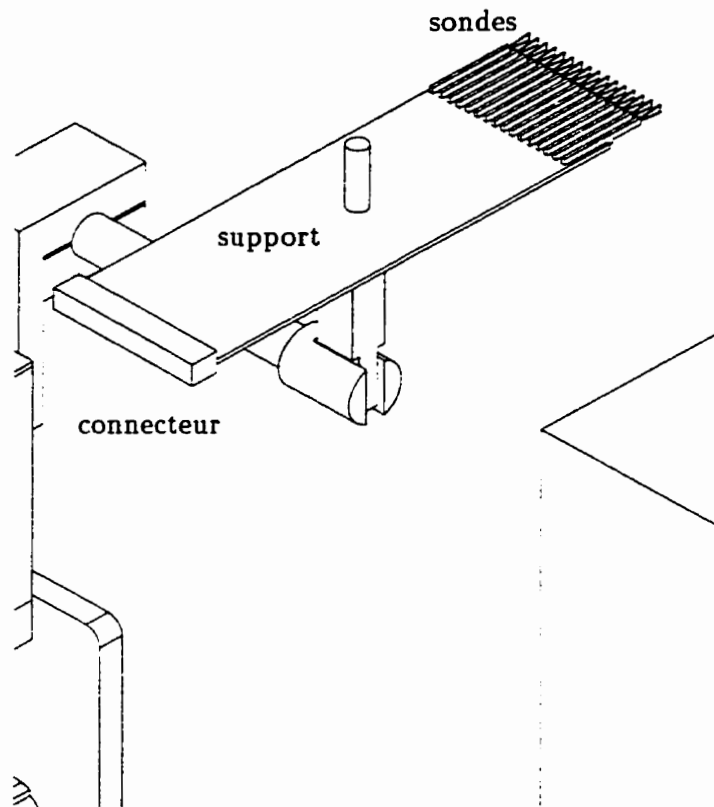


Figure 3.21: Schéma du peigne de 16 sondes à fils froids.

Chapitre 4

Préparation de la campagne d'essais dans un jet circulaire turbulent

4.1 Introduction

Le jet circulaire turbulent a été depuis longtemps l'objet d'études théoriques et expérimentales très poussées. Il s'agit donc là d'une excellente plateforme d'étude pour le peigne de fils froids étant donné l'abondante littérature sur le sujet. Citons notamment les travaux de Hussein, Capp et George [20], et antérieurement de Wygnanski et Fiedler [29]. Tel que mentionné plutôt, la température est utilisé comme un marqueur passif de l'écoulement. Le montage doit d'abord être qualifié en démontrant que les profils de vitesse moyenne \bar{U} et de température moyenne $\bar{\theta}$ sont auto-similaires. Pour ce faire, la vitesse \bar{U} est mesurée avec un tube de Pitot et la température $\bar{\theta}$ est mesurée avec un thermocouple. Les profils de température $\bar{\theta}$ obtenus du thermocouple peuvent ensuite servir de critère de validation des mesures par peigne. Les mesures par peigne pourront enfin être exploitées pour tracer les spectres, les profils de $\overline{\theta'^2}$, les pseudo-visualisations et les corrélations.

4.2 Description du montage

Le montage expérimental comporte un jet circulaire chauffant (voir figure 4.22) et un système de traverse permettant le déplacement du peigne dans l'écoulement. Le jet est alimenté par une source d'air comprimé régulée permettant d'ajuster avec précision et répétitivité les vitesses d'écoulements désirées (0-80 m/s). La vitesse à la sortie du jet U_o est fixée à 15 m/s pour l'entière durée des essais. Le diamètre de la tuyère dans le plan de sortie du jet est de 16.5 mm et le nombre de Reynolds basé sur ce diamètre $Re = 16500$. Un élément radiant d'une puissance de 1200 W régulé par un auto-transformateur et inséré dans un tube en amont de la chambre de tranquillisation du jet permet le chauffage de l'écoulement. Celui-ci permettra d'atteindre une valeur constante de la température à la sortie du jet de 64°C. Le chauffage de l'écoulement agit ici comme un scalaire passif (aucun effet sur le champ dynamique) car l'analyse du rapport des forces de flottaisons sur les forces visqueuses, définit par le nombre de Richardson $Ri = Gr/Re^2$ (Gr est le nombre de Grashof), est très petit (de l'ordre de 10^{-4}). Le système de traverse permet le déplacement suivant les trois axes et est motorisé suivant x et y avec l'aide d'un ordinateur.

4.3 Description des instruments de mesure

Un multimètre de précision de marque Philips modèle PM2535 mesure la tension produite par le thermocouple. Le multimètre transmet ses lectures via un câble GPIB à un ordinateur pour l'acquisition et le traitement des données.

Un oscilloscope HP modèle 54603 60 MHz à 2 canaux permet l'ajustement des circuit CCA. Un capteur de pression de marque Schaevitz (gamme 0-5" H_2O , précision ± 0.025 " H_2O) et un thermocouple de type J de 0.005 pouce de diamètre permettent de connaître les profils de vitesse et de température moyennes pour différentes positions dans l'écoulement.

Un système d'acquisition de données à haut débit Bakker 2570 (fréquence d'échantillonnage de 300 kHz et mémoire tampon de 128 k échantillons par voie) permet d'acquérir simultanément les signaux des 16 sondes. Une fois lu, les signaux sont

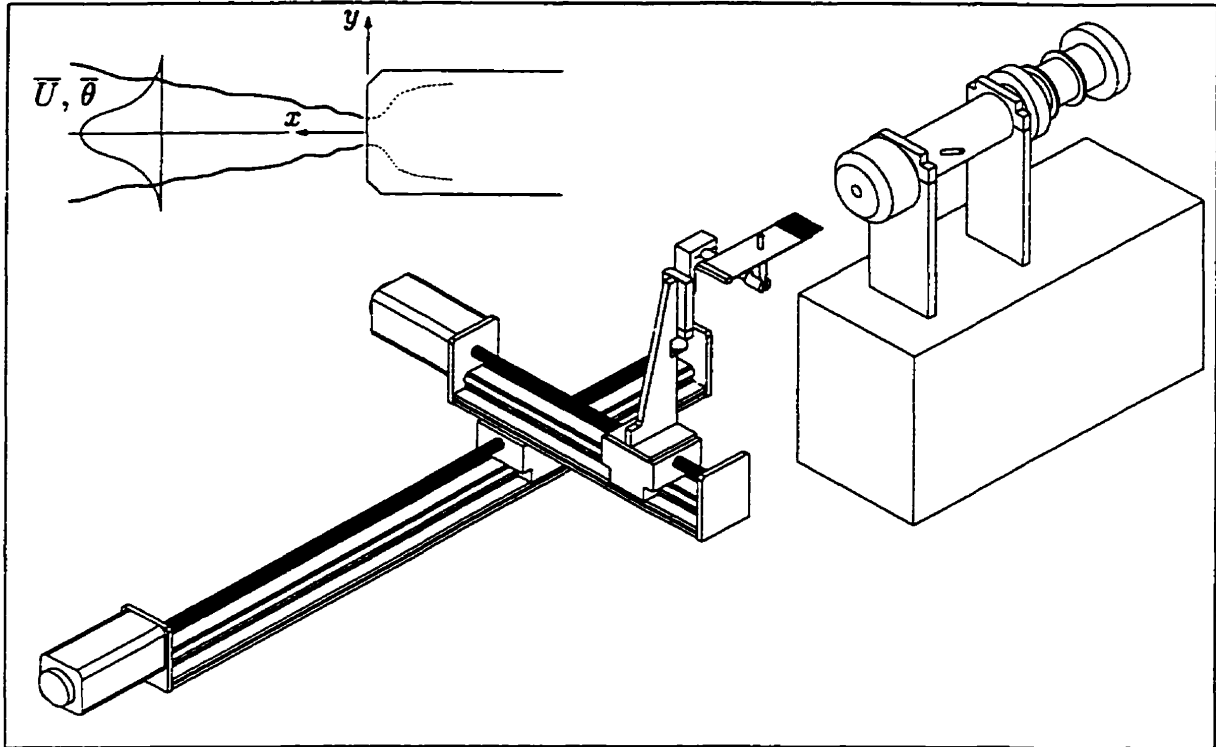


Figure 4.22: Montage expérimental pour la campagne d'essais.

transférés aux stations de travail UNIX pour leur traitement numérique.

4.4 Caractéristiques de l'écoulement moyen

Pour une utilisation adéquate du peigne à fils froids, il faut connaître les caractéristiques propres du jet. Ainsi, les profils de température et de vitesse du jet sont tracés en fonction de la position radiale r pour les stations $x/D = 5, 10, 15, 20, 30$ et 40 . Les profils de vitesse sont présentés à la figure 4.23.

À partir de $x/D = 15$ les profils deviennent auto-similaires, c'est-à-dire que l'allure de ceux-ci reste la même peu importe la position x/D . La courbe pour $x/D = 40$ n'est pas tracée étant donné que le signal lu par le capteur de pression pour cette position est en deçà du seuil de précision de celui-ci¹. De plus, le bruit généré par les structures

¹En effet, à $x/D = 40$ la vitesse sur l'axe de sortie du jet est $U_0 \simeq 2.5$ m/s, ce qui implique une pression dynamique de l'ordre de $\Delta P_0 = \frac{1}{2}\rho U_0^2 \simeq 3.8$ Pa = 0.39 mm H₂O = 0.015" H₂O alors que

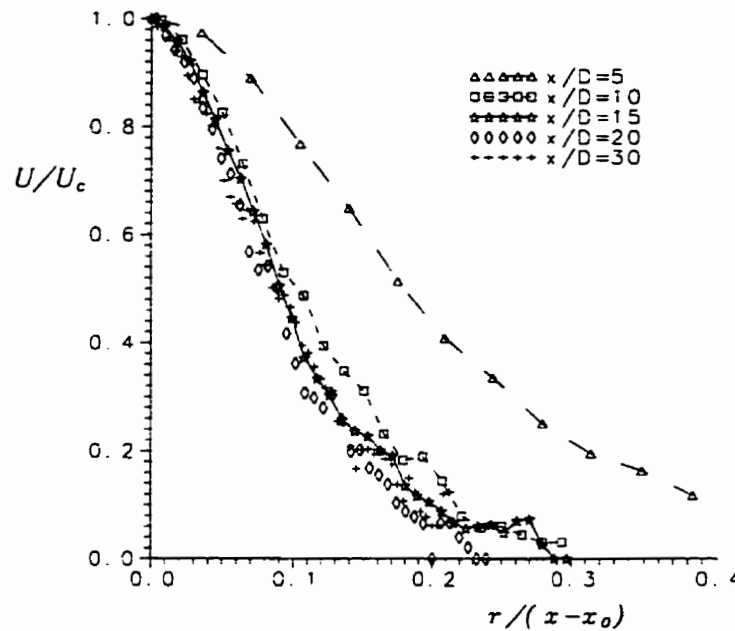


Figure 4.23: Graphique de la vitesse U/U_c en fonction de la position $\eta = r/(x - x_0)$.

de basses fréquences augmente l'erreur sur la lecture du signal. La figure 4.24 établit la linéarité entre la vitesse sur l'axe du jet et la position x/D . Cette courbe sert à déterminer la valeur de x_0 , l'origine virtuelle du jet auto-similaire. C'est-à-dire qu'en ce point virtuel la vitesse U_c doit être infinie pour que le rapport U_o/U_c égale zéro. Dans le cas présent, on trouve $x_0 \simeq 1.52D$, soit $x_0 = 21.5$ mm, sachant que $D = 16.5$ mm. La partie linéaire (région autosimilaire) de la courbe U_o/U_c est définie de façon générale (Hussein [20], Wygnanski et Fiedler [29]) comme:

$$\frac{U_o}{U_c} = \frac{1}{B_u} \left[\frac{x}{D} - \frac{x_0}{D} \right] \quad (4.44)$$

où B_u est une constante. Le cas particulier de notre jet donne:

$$\frac{U_o}{U_c} = 0.15475 \left[\frac{x}{D} - 1.5218 \right] \quad (4.45)$$

Un autre paramètre d'analyse important est la demi-largeur du jet Ru que l'on définit comme étant la distance r à laquelle la vitesse est la moitié de celle sur l'axe du jet pour une position donnée x/D . On peut obtenir une bonne approximation de la

la précision du capteur de pression est de $\pm 0.025^\circ \text{ H}_2\text{O}$.

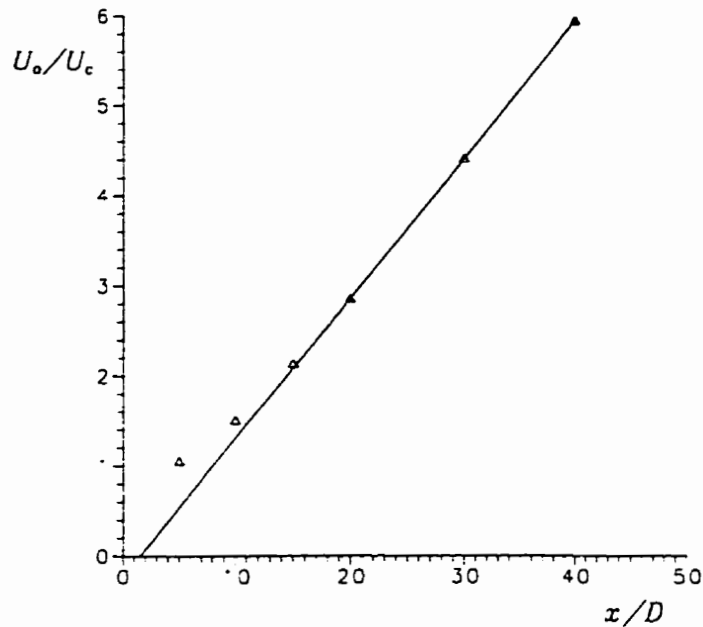


Figure 4.24: Graphique de la vitesse sur l'axe du jet U_o/U_c en fonction de la position x/D ($U_o = 15$ m/s).

largeur totale du jet en considérant celle-ci égale à $4Ru$ ($\pm 2Ru$ de part et d'autre de l'axe). La connaissance de ce paramètre est importante lorsque l'on doit déterminer la dimension physique du peigne. La demi-largeur est un indicateur de l'évolution globale du jet et il suit une progression linéaire avec la distance sur l'axe de celui-ci. La figure 4.25 montre bien la linéarité de Ru sur l'axe du jet. Son équation est:

$$Ru/D = 0.076 \left[\frac{x}{D} + 2 \right] \quad (4.46)$$

Le profil de température suit une progression en tout point semblable à celui de la vitesse (voir figure 4.26). L'auto-similarité est atteinte de la même manière vers $x/D = 15$. Pour les mêmes raisons que le profil de vitesse, la courbe de température pour la position $x/D = 40$ n'est pas tracée.

4.5 Choix des positions de mesure par peigne

Au chapitre précédent, nous avons décrit les caractéristiques géométriques du peigne de sondes. Sa largeur effective – distance entre les sondes 1 et 16 – est de 47 mm. Les

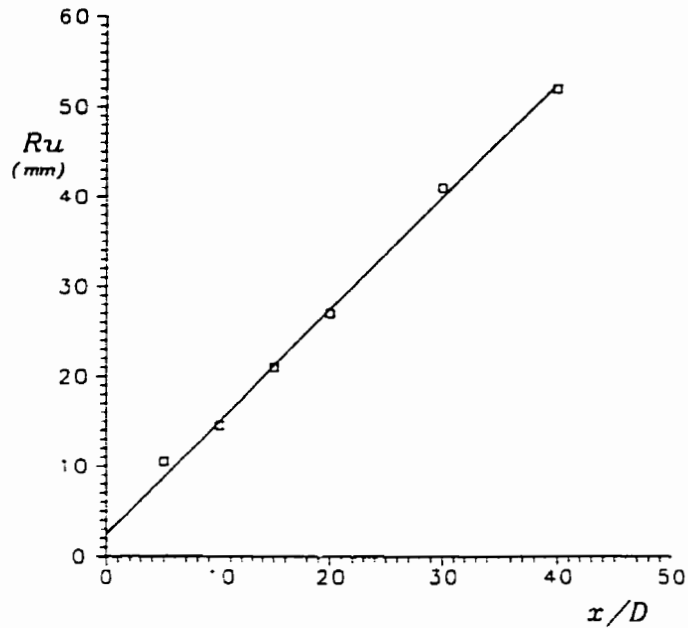


Figure 4.25: Graphique de la demi-largeur du jet Ru en fonction de la position x/D .

essais avec le peigne dans le jet circulaire turbulent sont effectués sur l'axe de celui-ci aux positions $x/D = 5$ et 10 . Nous avons une largeur totale du jet de $4Ru = 42$ mm pour $x/D = 5$ et de $4Ru = 58$ mm pour $x/D = 10$. Cette expérience exploratoire nous permet d'utiliser le peigne dans deux contextes différents. En $x/D = 5$, le peigne couvre complètement le champ physique, alors qu'en $x/D = 10$, il couvre principalement la position au voisinage de l'axe et des zones de forte production de turbulence.

4.6 Paramètres d'acquisition de données pour les mesures par peigne

Les paramètres d'acquisition de données que l'on a choisi sont les suivants:

$$f_{\text{éch}} = 4000 \text{ éch/s}$$

$$N_{\text{éch}} = 16384 \text{ points/canal}$$

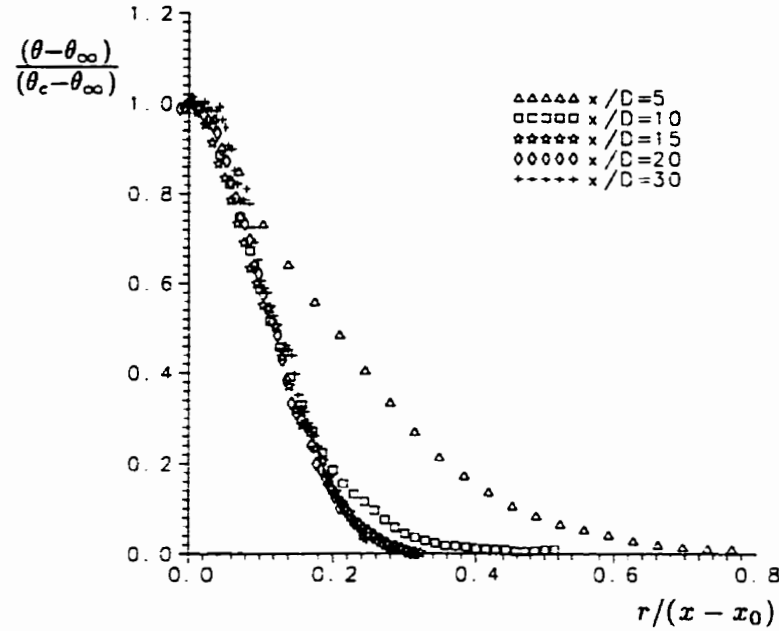


Figure 4.26: Profils de la température du jet en fonction de la position $\eta = r/(x - x_0)$.

Dans les paragraphes suivants, nous justifions ces choix en nous basant sur la distribution spectrale de l'énergie des fluctuations de température ainsi que sur la réponse dynamique de la sonde. La fréquence de coupure du fil froid est donnée par:

$$\tau \simeq \frac{\rho_w c_w d^2}{4k_w \text{Nu}} \quad (4.47)$$

où Nu est obtenu de la loi de Collis-Williams. Ainsi, on peut calculer la fréquence de coupure du fil sachant que: $c_w = 150 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$; $\rho_w = 19900 \text{ kg/m}^3$; $d = 1.17 \mu\text{m}$; $k_{\text{air}} = 0.0262 \text{ W/m}\cdot\text{K}$; $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Ce qui donne par exemple pour une vitesse autour de 10 m/s, une constante de temps de l'ordre de 50 μs et une fréquence de coupure ($f_c = 1/2\pi\tau$) de l'ordre de 3 kHz. En se basant sur le spectre de dissipation présenté à la figure 4.27, on constate que la fréquence de Kolmogorov² est de l'ordre de 20 kHz sur l'axe du jet à $x/D = 5$. Cette figure indique que la sonde de 1.17 μm de diamètre ne répond pas aux exigences requises pour faire des mesures de

²La fréquence de Kolmogorov est la fréquence des plus petites échelles présentes dans l'écoulement. À ces échelles, l'énergie est entièrement dissipée en chaleur sous l'effet du travail des contraintes de déformation des petites structures. Il n'y a aucune composante énergétique au delà de la fréquence de Kolmogorov.

dissipation. Benaïssa et Lemay [3] ont cependant démontré qu'il est possible de compenser numériquement le signal de la sonde de $1.17 \mu\text{m}$ pour que sa réponse dynamique devienne équivalente à celle d'une sonde de $0.58 \mu\text{m}$. Il est utile de rappeler ici que les mesures par peigne sont utilisées pour analyser la dynamique des grosses structures de l'écoulement. On ne s'intéresse donc pas à la mesure des structures dissipatives du jet. Comme on s'intéresse à la partie basse fréquence du spectre,

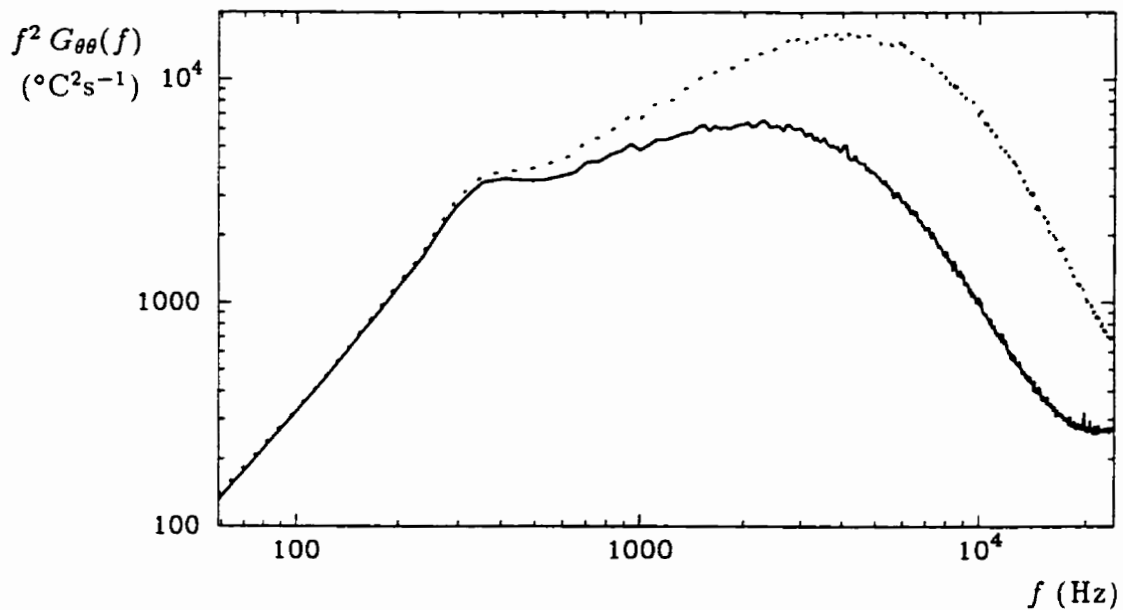


Figure 4.27: Spectres de dissipation de la variance des fluctuations de température obtenus avec deux sondes de diamètre différent disposées sur l'axe du jet à la position $x/D = 5$, pour une vitesse de sortie du jet de 15 m/s; ligne pointillée, $d = 0.58 \mu\text{m}$; ligne pleine, $d = 1.17 \mu\text{m}$ (d'après Benaïssa et Lemay [3]).

on peut choisir une fréquence d'échantillonnage, $f_{\text{éch}}$, plus basse que la fréquence de Kolmogorov. Dans le cadre du présent travail, la fréquence d'échantillonnage a été fixée à $f_{\text{éch}} = 4 \text{ kHz}$, ce qui donne une fréquence de Nyquist $f_N = 2 \text{ kHz}$. D'après le théorème d'échantillonnage, on sait que le contenu fréquentiel du signal se situant au delà de f_N sera replié vers des fréquences inférieures à f_N (problème de repliement). Afin d'éviter ce problème, on utilise habituellement des filtres anti-repliement (filtres passe-bas avec $f_{\text{filtre}} \simeq f_N$).

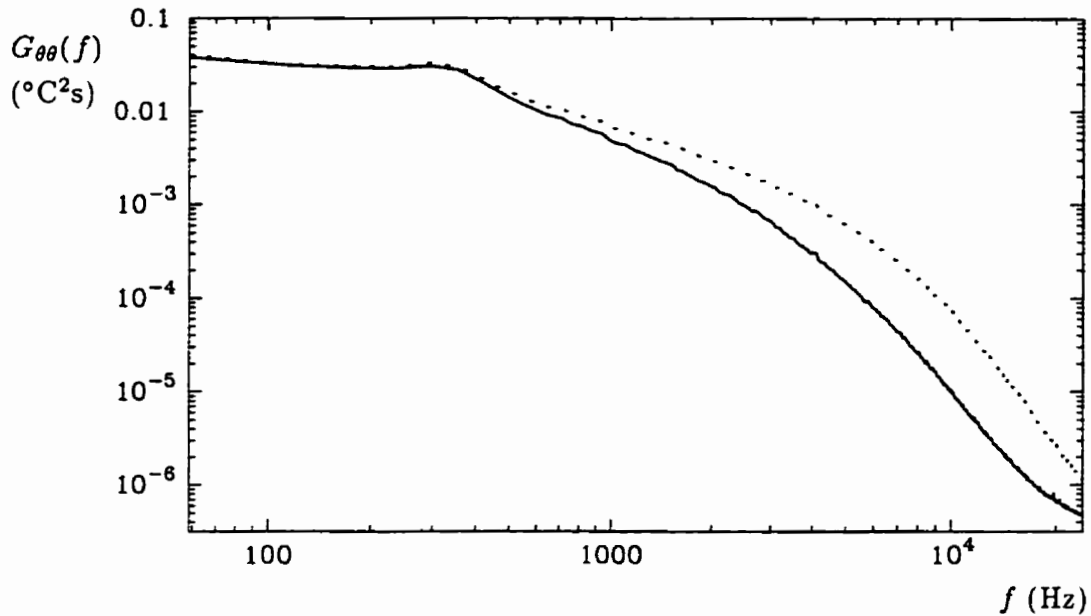


Figure 4.28: Fonctions de densité auto-spectrale des fluctuations de température obtenues avec deux sondes de diamètre différent disposées sur l'axe du jet à la position $x/D = 5$, pour une vitesse de sortie du jet de 15 m/s; ligne pointillée, $d = 0.58 \mu\text{m}$; ligne pleine, $d = 1.17 \mu\text{m}$; échelle logarithmique.

$\frac{x}{D}$	U_0 (m/s)	τ (μs)	f_c (Hz)	atténuation à f_N
5	14	47.40	3358	14%
10	10	52.64	3024	17%

Tableau 4.3: Tableau des atténuations à f_N sur l'axe du jet, pour $x/D = 5$ et 10.

Le laboratoire de mécanique des fluides n'était pas équipé de 16 filtres anti-repliement lors de l'exécution de la présente campagne d'essais. Il a donc été impossible de faire les mesures en respectant formellement la procédure classique d'acquisition de données. Les conséquences ne sont cependant pas très pénalisantes, tel qu'on le démontre par les deux arguments suivants. Premièrement, en comparant la sonde utilisée de $1.17 \mu\text{m}$ à une sonde de référence ayant un plus petit diamètre ($0.58 \mu\text{m}$), on voit bien (figures 4.27 et 4.28) l'atténuation naturelle de la sonde de plus grand diamètre. Cette atténuation ne se fait pas seulement sentir à partir de

$f = f_c$ (30% d'atténuation environ) mais déjà à partir de 900 Hz, elle est environ de 5% (bien apparent sur la figure 4.28). Ainsi, la sonde agit comme un filtre naturel pour $f > f_N$, ce qui est avantageux du point de vue du problème de repliement. Deuxièmement, le contenu énergétique de la bande spectrale 0-2000 Hz est beaucoup plus important que celui correspondant à la bande > 2000 Hz (voir figure 4.29). Ainsi, le contenu énergétique correspondant aux fréquences repliées ne devrait pas influencer la mesure des signaux propres aux grosses structures. Le choix d'utiliser une fréquence d'échantillonnage de 4 kHz sans filtre anti-repliement est donc adéquat dans le cadre de la présente campagne d'essais.

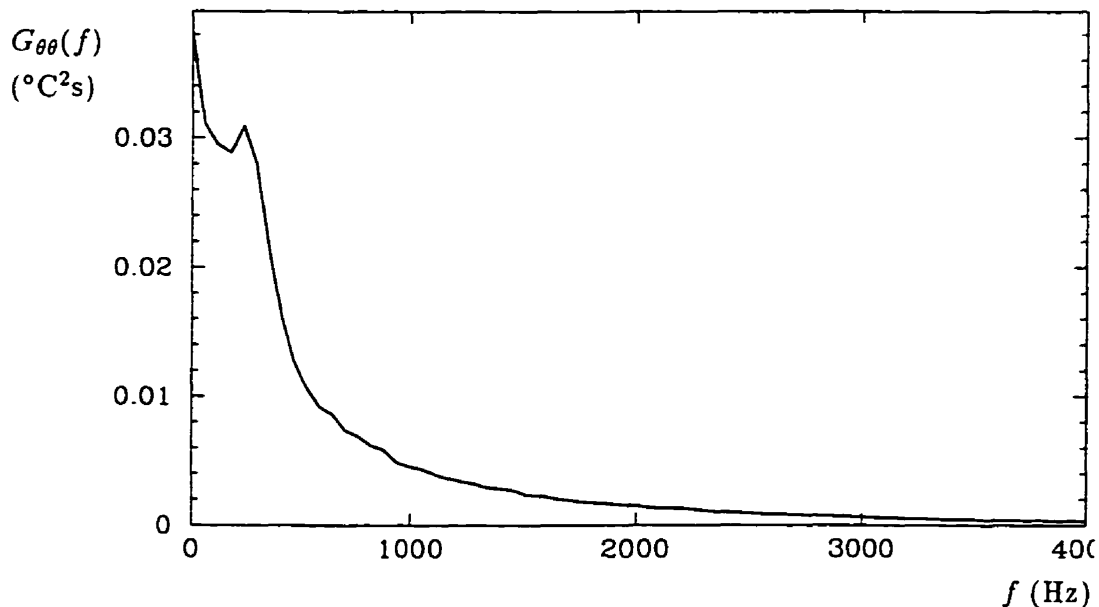


Figure 4.29: Fonction de densité auto-spectrale des fluctuations de température obtenues de la sondes de diamètre $d = 1.17 \mu\text{m}$ disposée sur l'axe du jet à la position $x/D = 5$, pour une vitesse de sortie du jet de 15 m/s; échelle linéaire.

Chapitre 5

Résultats des mesures par peigne

5.1 Étape d'acquisition et de dépouillement des données

Une fois les circuits CCA ajustés (courant, dynamique, gain), on effectue les tâches décrites aux étapes subséquentes de l'organigramme de la figure 5.30. Après l'acquisition des données sur le peigne, on retire ce dernier de l'écoulement et on mesure la tension moyenne de chaque sonde qui servira de zéro *offset* de référence lors du dépouillement des données. Le gain est déterminé en remplaçant la sonde par une résistance de 100 Ohms et en ajoutant une résistance de 10 kOhms en parallèle; la variation de résistance ΔR de -1 Ohm ainsi produite résulte en une variation de tension ΔE proportionnelle au gain du CCA. Ce gain sert lors du calcul de la sensibilité statique du système de mesure. La température ambiante est lue par un thermocouple à titre de référence absolue. La phase expérimentale sur le peigne se termine par une lecture de la résistance des sondes et des câbles. Un programme de dépouillement de données calcule d'abord les sensibilités pour chacune des sondes du peigne. On fait ensuite le calcul des températures instantanées. Les profils de la température θ et les pseudo-visualisations sont enfin tracés.

Quant à elles, les traverses par tube de pitot et par thermocouple servent principalement comme outil de comparaison afin de valider les mesures par peigne.

5.2 Comparaison entre les valeurs moyennes du peigne et les mesures préliminaires

La figure 5.31 montre le profil de la température adimensionnelle en fonction du rayon adimensionnel $\eta = r/(x - x_0)$ à $x/D = 5$. Le profil par peigne (en trait continu) suit dans l'ensemble très bien celui du thermocouple (trait pointillé). De plus, la symétrie par rapport à l'axe du jet ($\eta = 0$) est respectée. Les valeurs de θ_c et de θ_∞ sont respectivement de 56 et de 23.3°C.

La figure 5.33 montre les tracés des courbes pour $x/D = 10$. Les valeurs de θ_c et de θ_∞ sont respectivement de 44 et de 23.3°C. Les deux profils se chevauchent encore mieux que pour $x/D = 5$ et la symétrie est aussi bien respectée.

Ces deux derniers points démontrent la fiabilité du peigne de sondes à la température moyenne dans un écoulement turbulent connu.

5.3 Analyse du champ instantané

Le but de cette section n'est pas de faire une analyse approfondie de la dynamique des structures du jet turbulent ; cela ne fait pas partie des objectifs du présent travail. Il s'agit plutôt de montrer au lecteur le potentiel qu'offre le peigne de sondes en tant qu'outil d'étude de la turbulence. Nous illustrons ses possibilités par le biais d'une brève analyse du champ de température instantané. Dans cette optique, nous présentons les profils de valeurs rms, les fonctions de densité auto-spectrale et les pseudo-visualisations du champ thermique.

Les profils de valeur rms des fluctuations de température sont présentés sous forme adimensionnelle sur les figures 5.32 et 5.34. Sur ces graphiques, nous avons tracé une courbe (trait pointillé) représentant le profil usuel que l'on s'attend à retrouver dans un jet turbulent ; il ne s'agit pas d'une courbe représentant des points réels, mais simplement un guide servant à mettre dans le contexte d'un profil classique les mesures obtenues par le peigne. On constate dans un premier temps que la comparaison n'est pas aussi bonne que dans le cas des profils de température moyenne. Hormis les sondes # 10 et 11 qui sous-estiment la valeur rms à $x/D = 5$, on peut

cependant dire que les résultats sont satisfaisants. Il est possible que ces sondes aient été mal décapées. Pourtant, à la position $x/D = 10$, les valeurs rms semblent être mesurées adéquatement par ces deux sondes. Nous ne disposons pas des informations nécessaires qui nous permettraient d'éclaircir ce point de façon satisfaisante.

Les fonctions de densité auto-spectrale sont présentées en échelles linéaires (figures 5.35 à 5.38) et logarithmiques (figures 5.39 et 5.42) par paire de sondes (1-16, 2-15, ..., 8-9) de façon à faire ressortir différentes caractéristiques au niveau de la dynamique des échelles turbulentes. Des iso-contours sont tracés pour ces mêmes positions aux figures 5.43 à 5.46. Sur ces derniers, la numérotation des sondes #1 à #16 évolue de bas en haut et le temps évolue de gauche à droite. Il est bon de rappeler au lecteur qu'il ne s'agit pas d'une représentation spatiale du champ thermique du même type de ce que l'on obtient par les techniques de visualisation standards; il s'agit plutôt d'une image représentant ce qu'un observateur immobile verrait en regardant dans un volume de contrôle par une mince fenêtre (en l'occurrence le peigne).

Lorsqu'on analyse des spectres, il est pertinent de bien réaliser que l'intégrale de la fonction de densité auto-spectrale est égale à la variance du signal considéré ($\overline{\theta'^2}$ dans le cas présent), ceci en vertu de l'identité de Parseval. La surface sous la courbe des figures 5.35 à 5.38 est donc égale au carré de la valeur rms dont les profils sont présentés aux figures 5.32 et 5.34. Puisque que $\int G_{\theta\theta}(f)df = \overline{\theta'^2}$, si on observe les courbes de $\sqrt{\overline{\theta'^2}}$ on s'attend à voir des échelles de $G_{\theta\theta}(f)$ variant d'une sonde à l'autre pour $x/D = 5$ et des échelles assez constante pour $x/D = 10$. On invite le lecteur à porter une attention particulière aux échelles des ordonnées sur ces graphiques, car celles-ci sont ajustées de façon à toujours obtenir une courbe tracée sur la pleine surface graphique.

On observe à $x/D = 5$ un pic d'énergie autour de 200 à 350 Hz pour les paires de sondes 6-11 à 8-9 (figures 5.36 et 5.40). En faisant une analyse de stabilité linéaire (basée sur l'équation de Rayleigh), on trouve par analogie avec le jet Bickley une fréquence de coupure de l'instabilité inférieure à 350 Hz. Ce qui veut dire que la fréquence prépondérante dans la couche de mélange avoisinant le cône potentiel devrait se situer dans la bande passante 0-350 Hz. Cette analogie n'est pas des plus

rigoureuse, car le jet Bickley est une approximation du jet plan. On peut cependant en déduire que le pic d'énergie observé sur les spectres est issu du phénomène d'instabilité de type Kelvin-Helmholtz propre aux couches de mélange.

Pour les sondes 6-11 à 8-9, le niveau d'énergie des petites échelles (hautes fréquences) augmente de façon notable. Ceci indique que dans la zone axiale, c'est-à-dire la région délimitée par les deux bosses du profil de valeur rms (figure 5.32), on observe un spectre qui comporte une large gamme d'échelles. Notons que cette observation est classique en ce qui concerne le jet turbulent. La partie externe du peigne (paires 2-15 à 4-13) est caractérisée par une concentration de l'énergie des fluctuations essentiellement présente au niveau des grosses structures de l'écoulement (basses fréquences). Ces informations sont bien illustrées par les pseudo-visualisations des figures 5.43 et 5.44.

L'analyse des mesures effectuées en $x/D = 10$ doit être faite en rappelant les deux points suivants: 1- le peigne à cette position ne couvre qu'une région correspondant à $3.2Ru$ (on voit bien la différence sur les pseudo-visualisations des figures 5.45 et 5.46); 2- il s'agit d'une position s'approchant de la région auto-similaire. Le deuxième point est important, car on s'attend à retrouver une turbulence pleinement développée, n'ayant pas gardé une trace de l'instabilité initiale ayant menée à la transition. C'est effectivement ce qu'on observe sur les spectres des figures 5.37-5.38 et 5.41-5.42. Le pic à 200-350 Hz n'est plus présent et on observe sur les spectres en échelle logarithmique des comportements en $-5/3$ (zone inertielle) classiques d'une turbulence développée. Ceci est bien apparent sur les sondes 11 et 12 par exemple (figure 5.42).

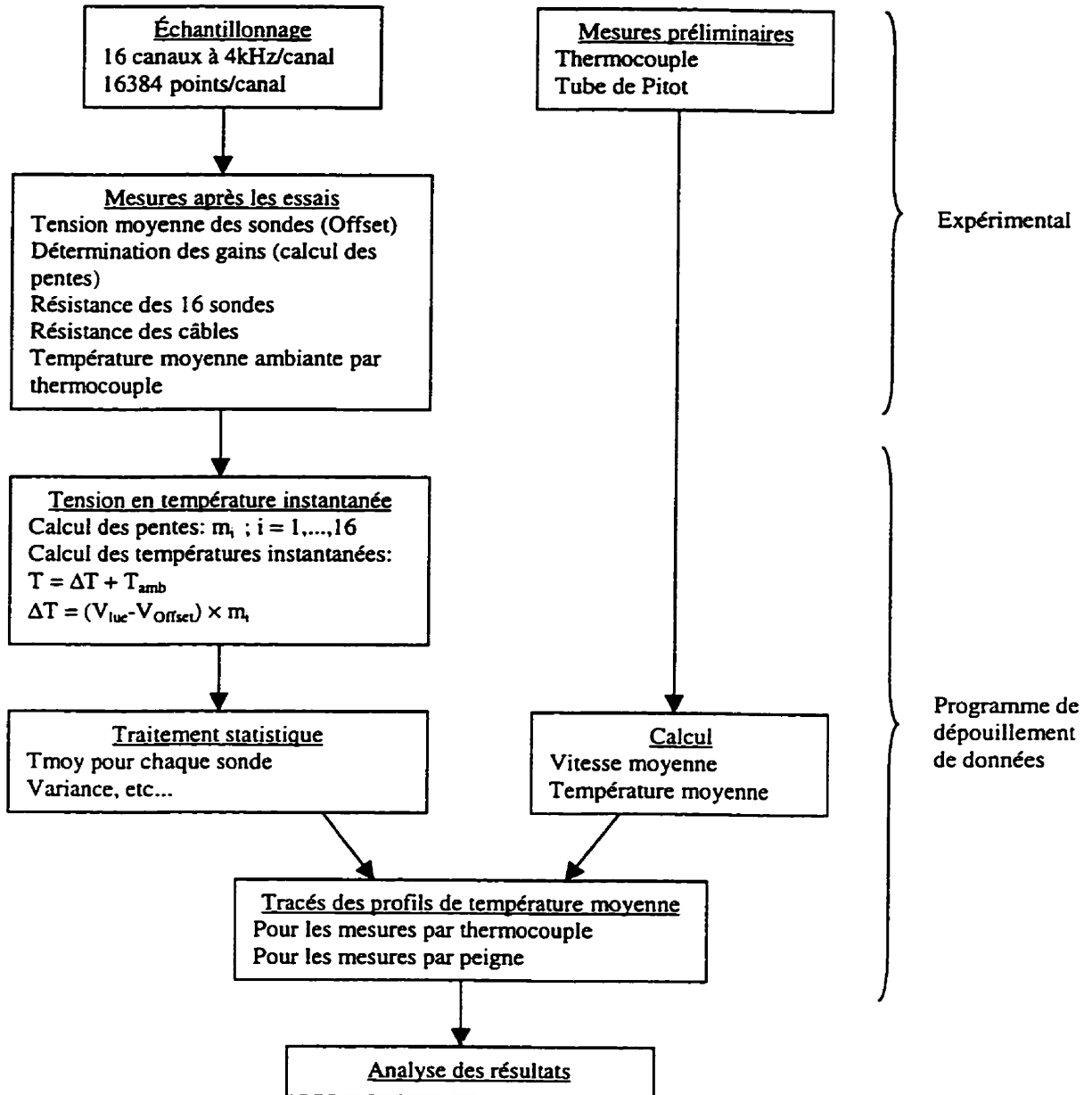


Figure 5.30: Organigramme de la méthode de dépouillement des données.

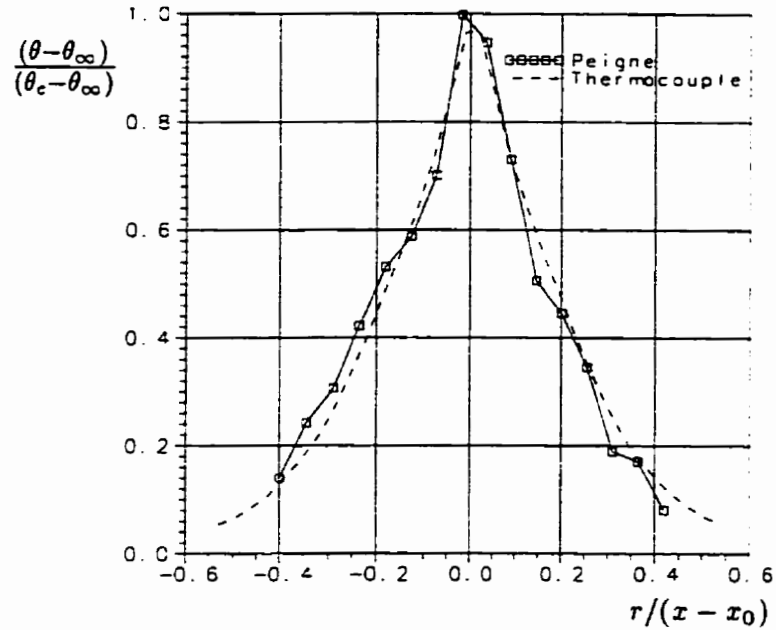


Figure 5.31: Profils de la température moyenne du jet à $x/D = 5$ par peigne de fils froids (trait solide) et par thermocouple (trait pointillé).

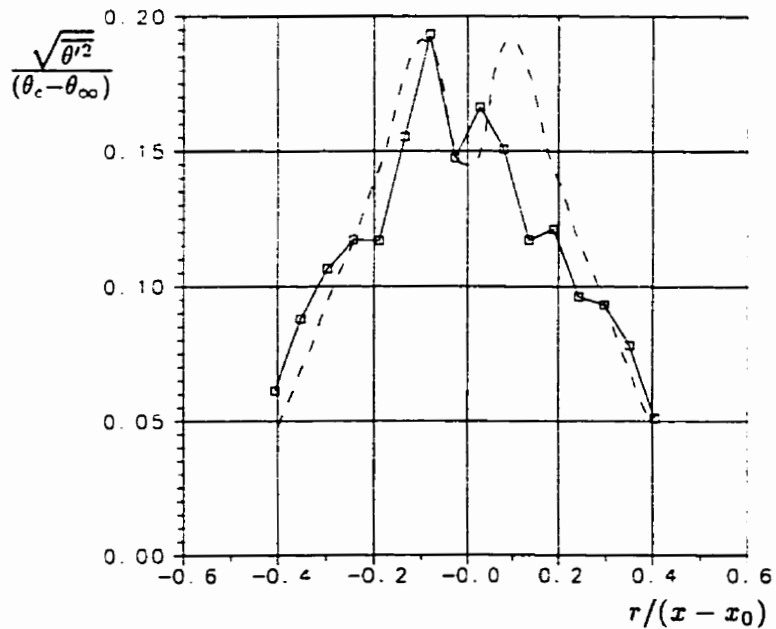


Figure 5.32: Profils de la valeur rms des fluctuations de température à $x/D = 5$; trait solide et symboles: mesures par peigne; trait pointillé: courbe illustrant la tendance usuelle observée dans un jet.

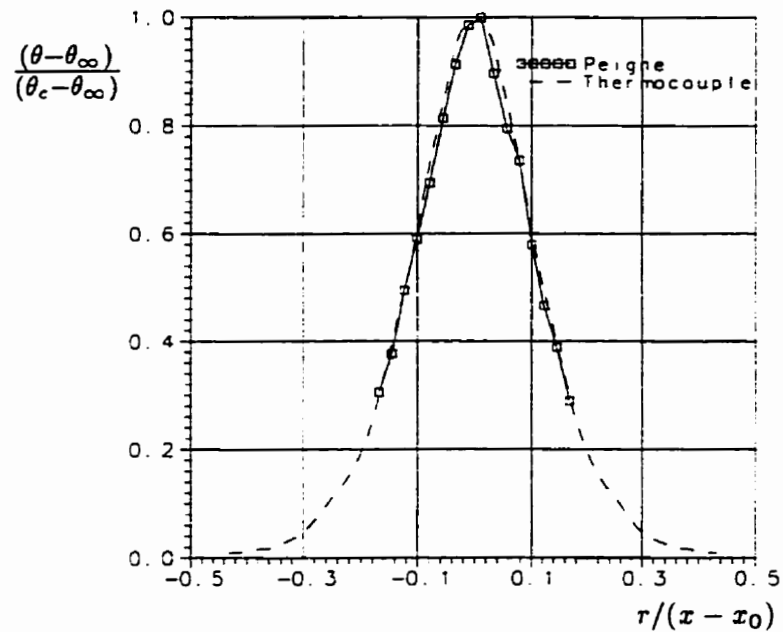


Figure 5.33: Profils de la température moyenne du jet à $x/D = 10$ par peigne de fils froids (trait solide) et par thermocouple (trait pointillé).

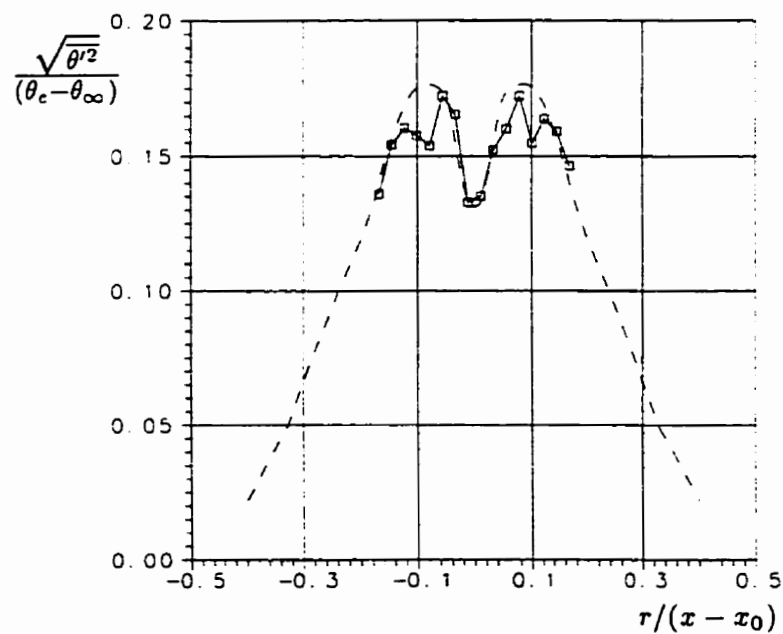


Figure 5.34: Profils de la valeur rms des fluctuations de température à $x/D = 10$; trait solide et symboles: mesures par peigne; trait pointillé: courbe illustrant la tendance usuelle observée dans un jet.

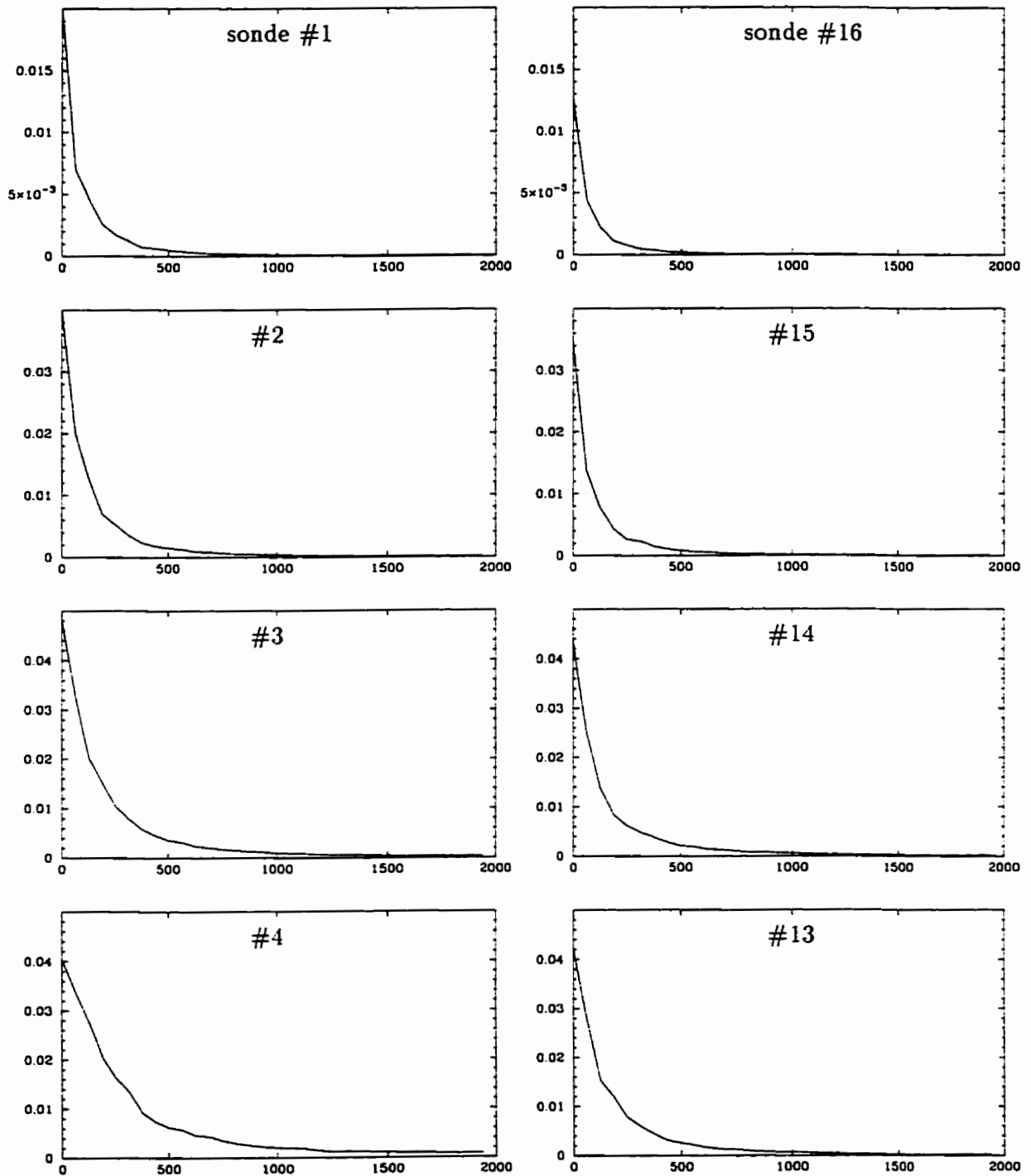


Figure 5.35: Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle linéaire.

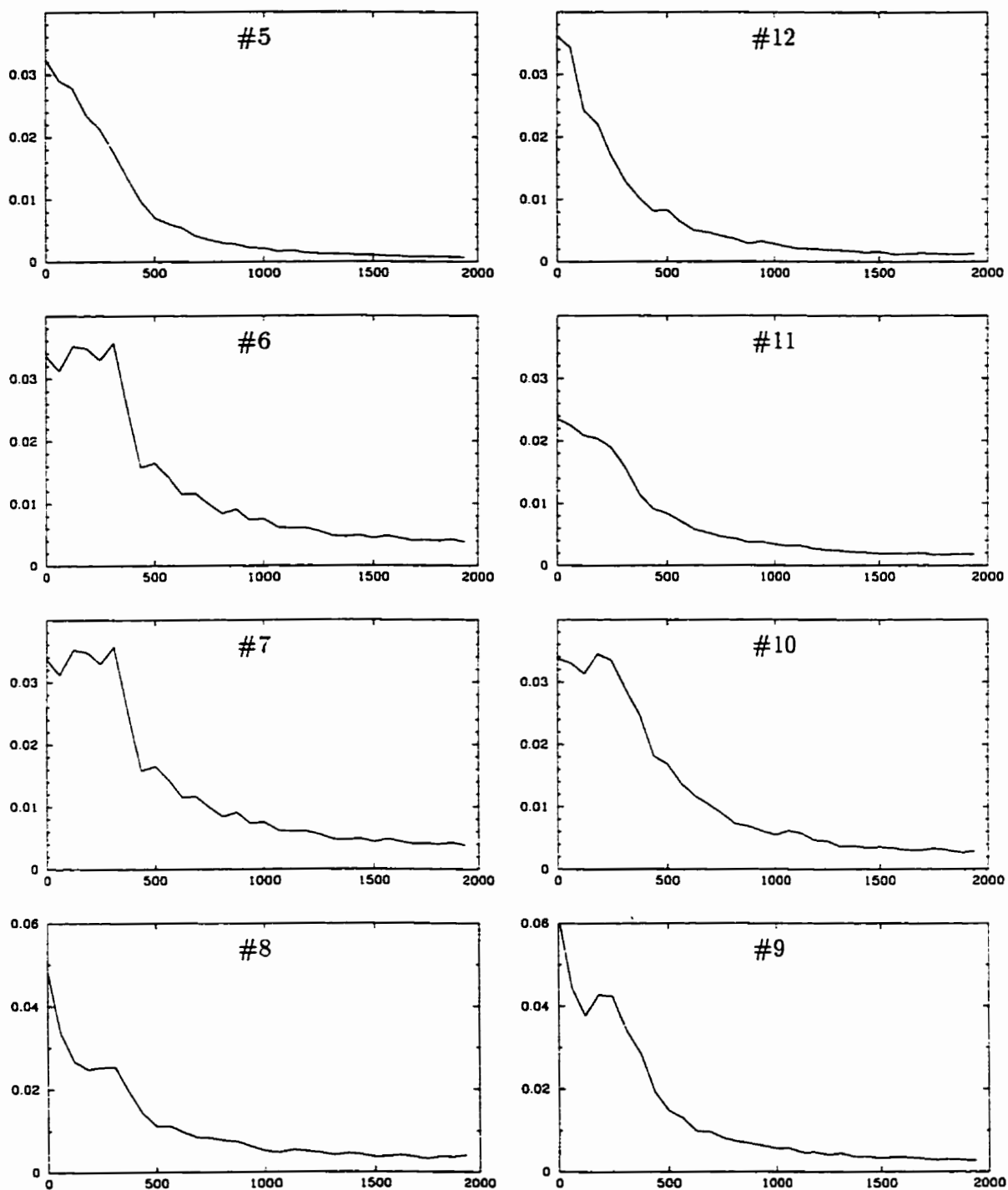


Figure 5.36: Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle linéaire.

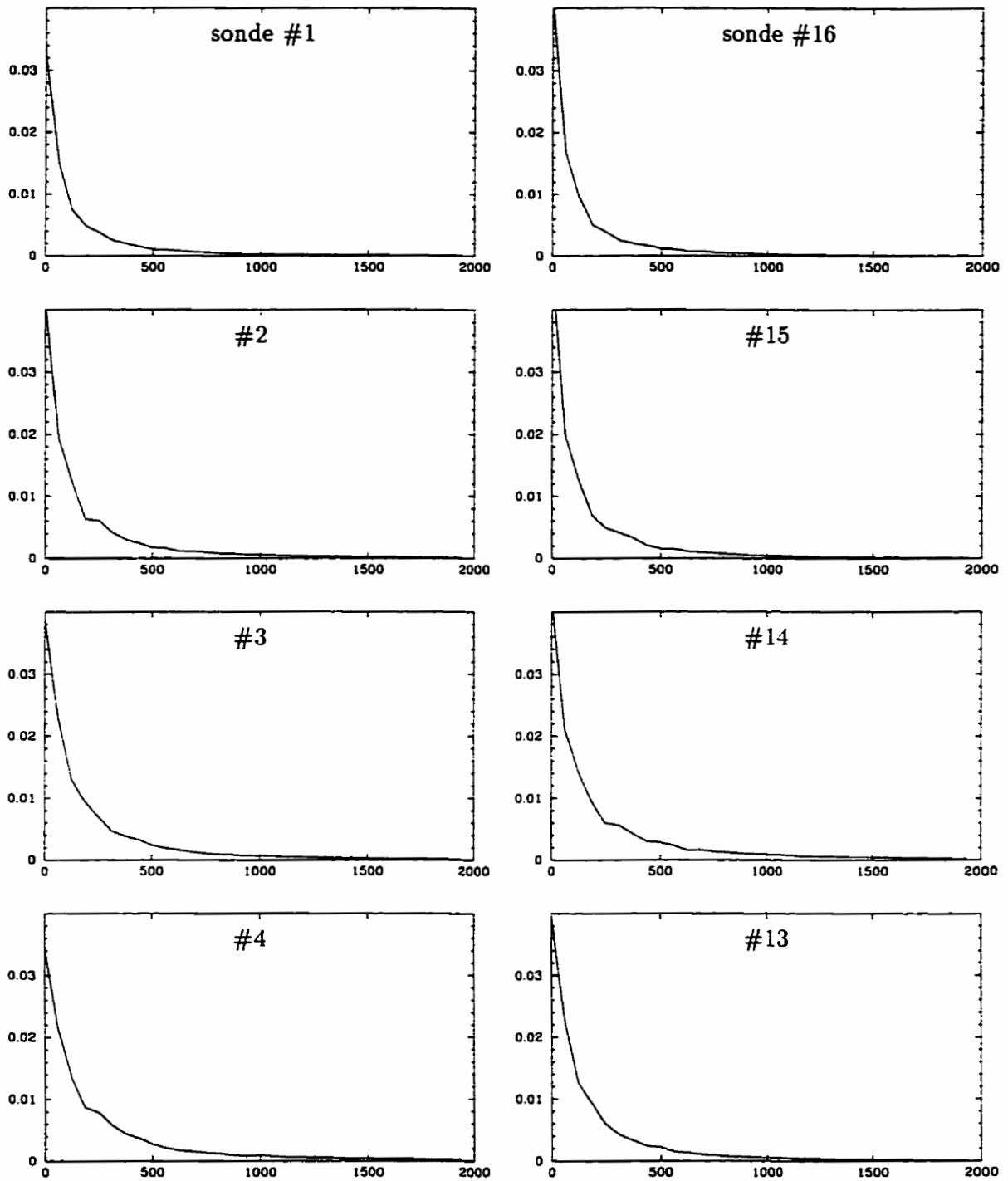


Figure 5.37: Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle linéaire.

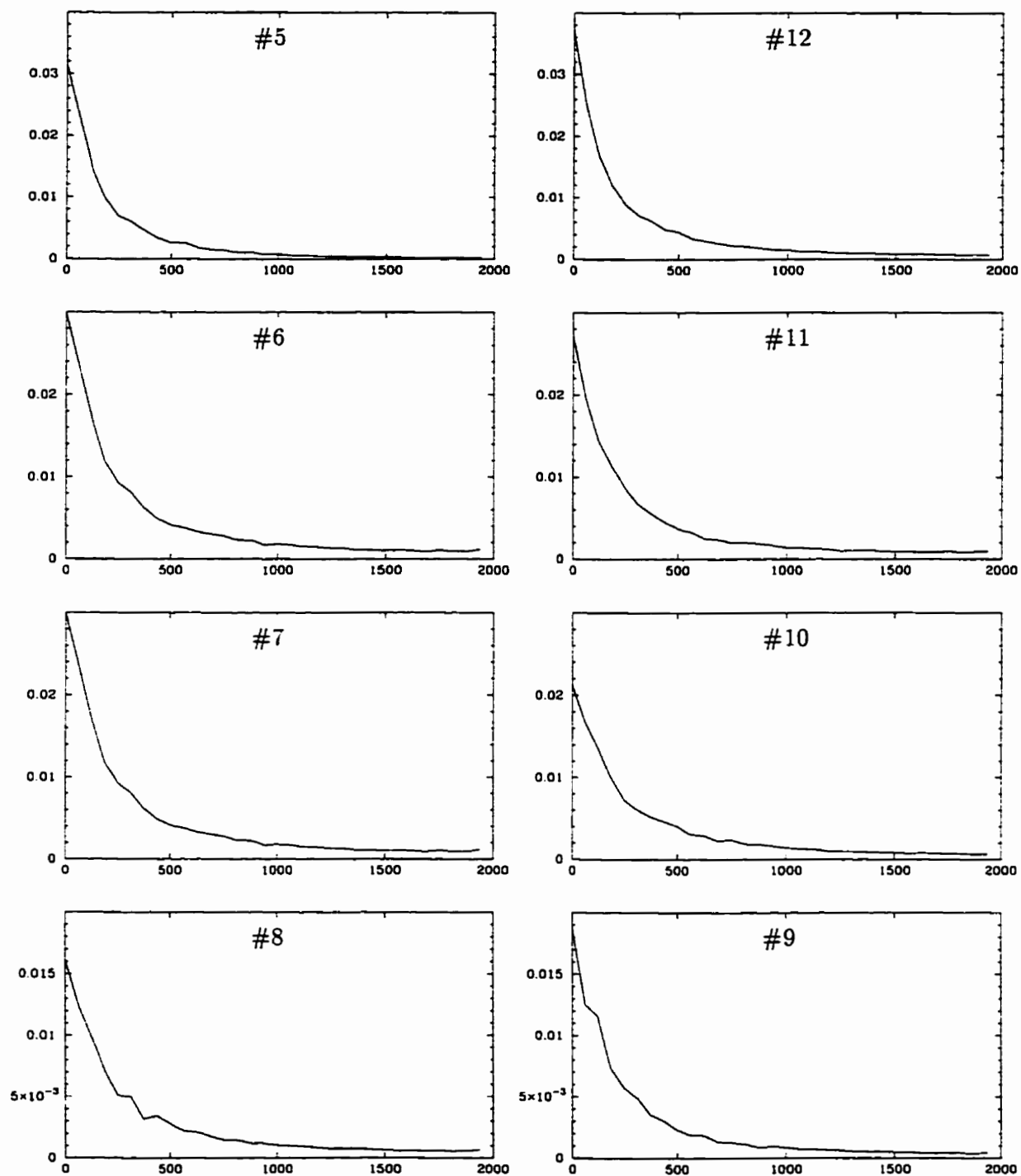


Figure 5.38: Densité auto-spectrale obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle linéaire.

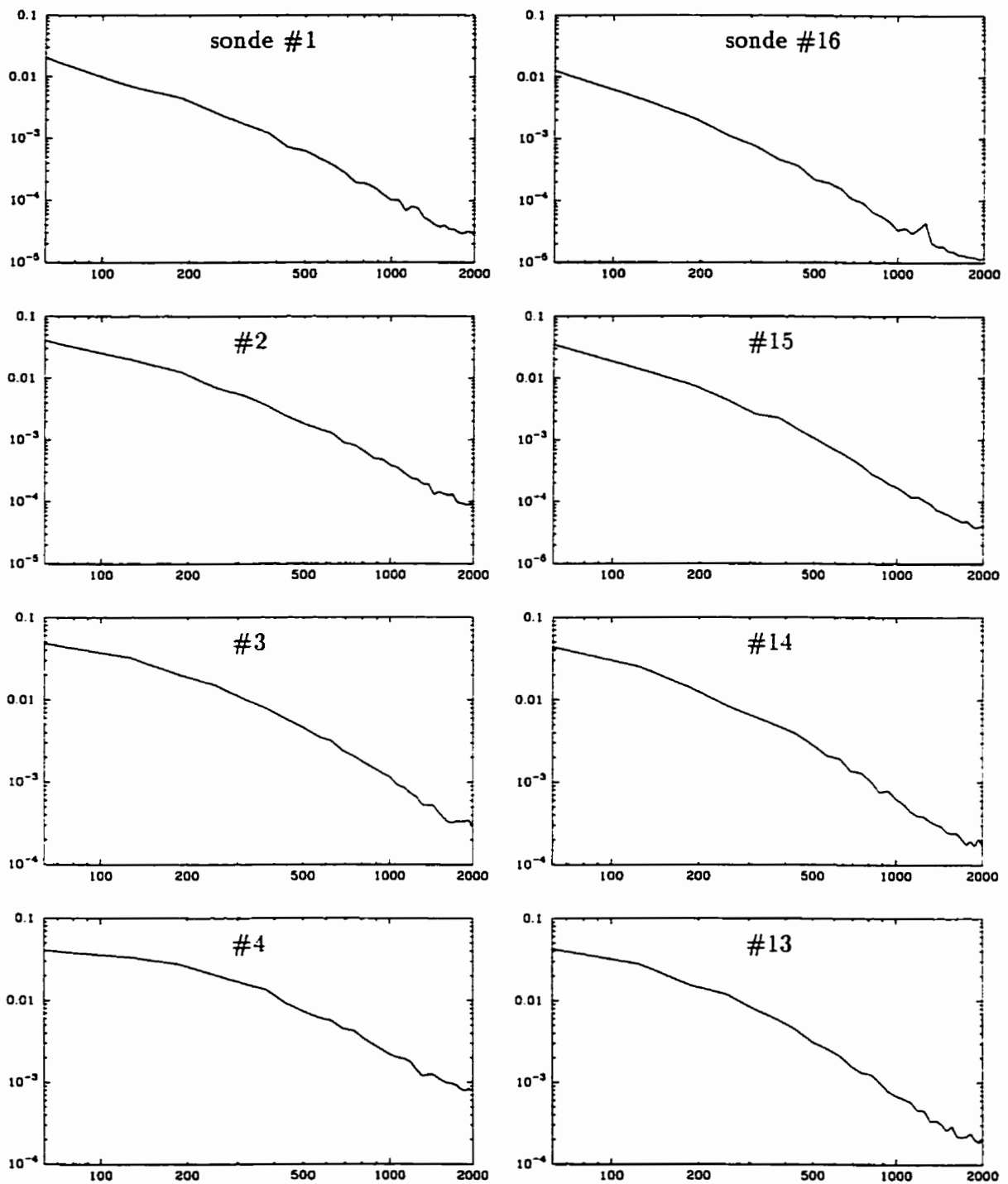


Figure 5.39: Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle logarithmique.

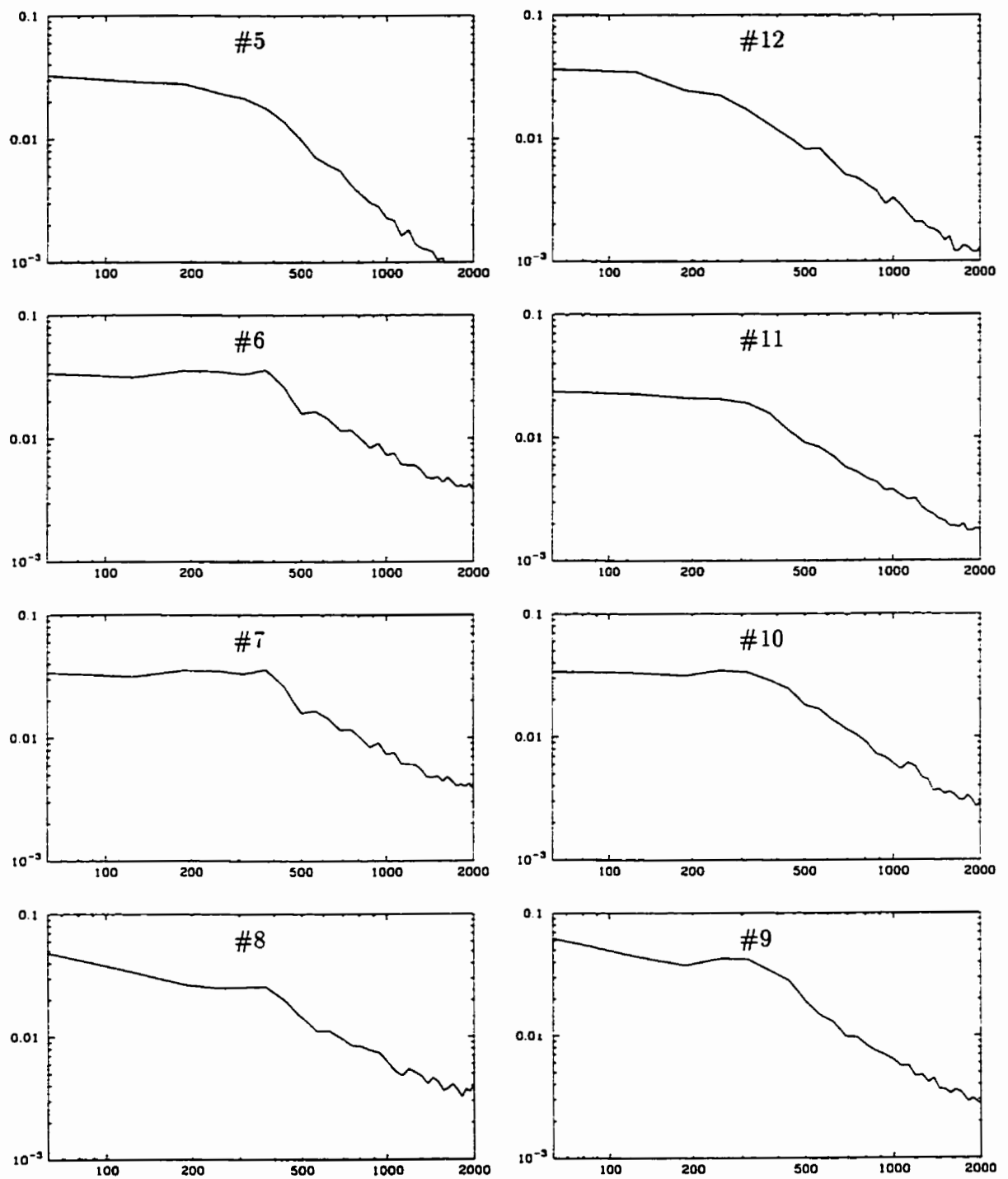


Figure 5.40: Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 5$; échelle logarithmique.

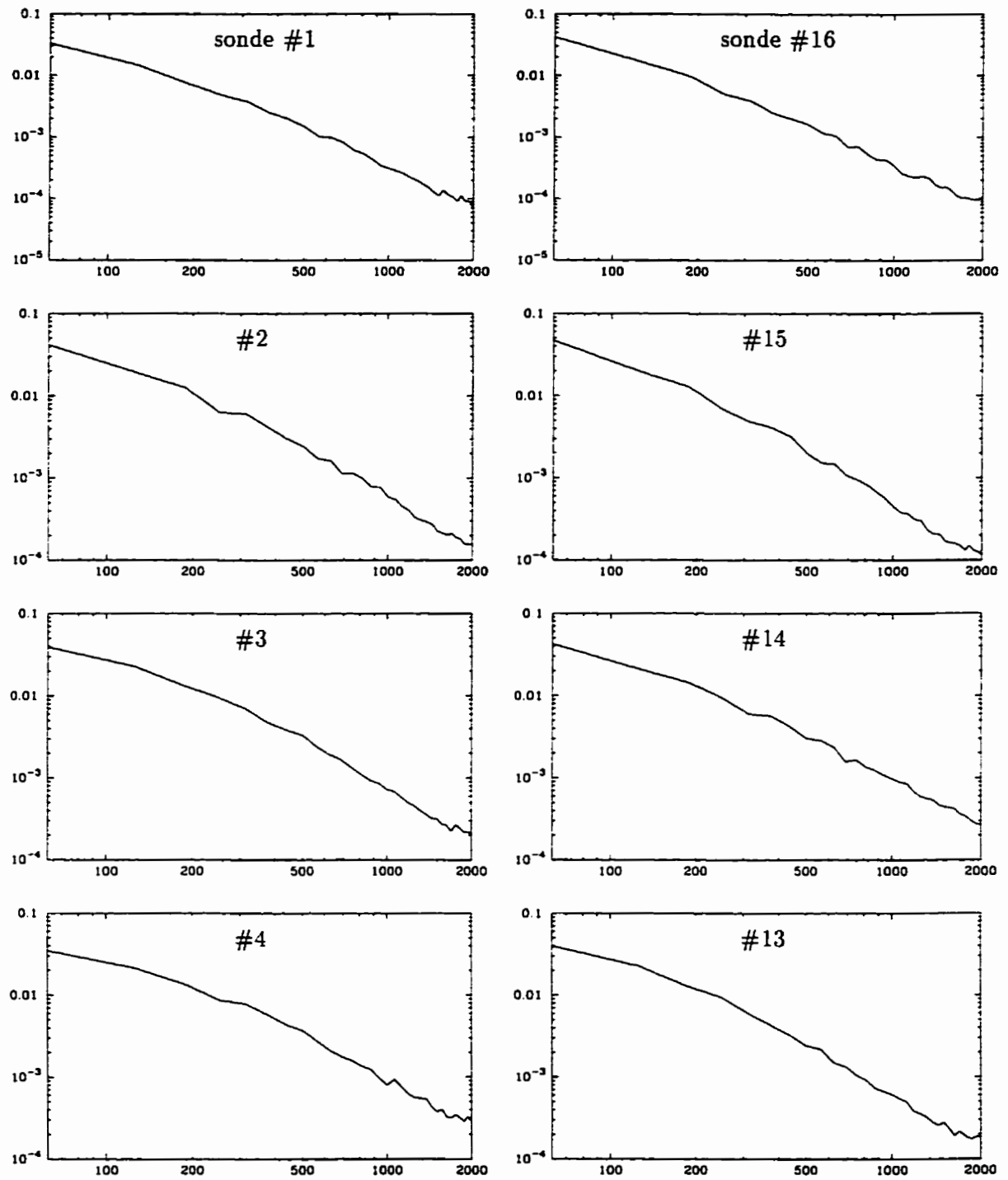


Figure 5.41: Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle logarithmique.

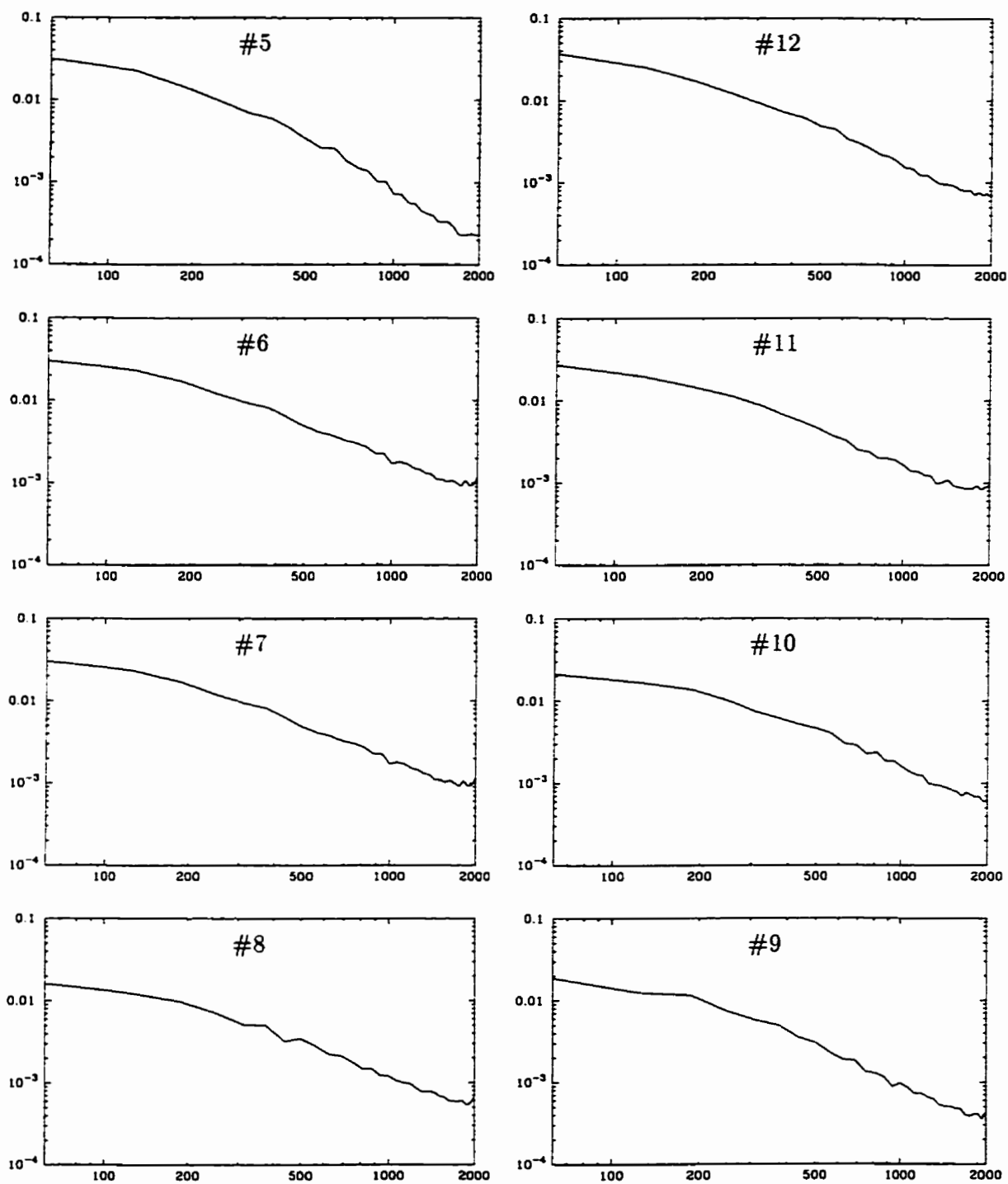


Figure 5.42: Spectre de dissipation obtenue des mesures par peigne à $x/D = 10$; échelle logarithmique.

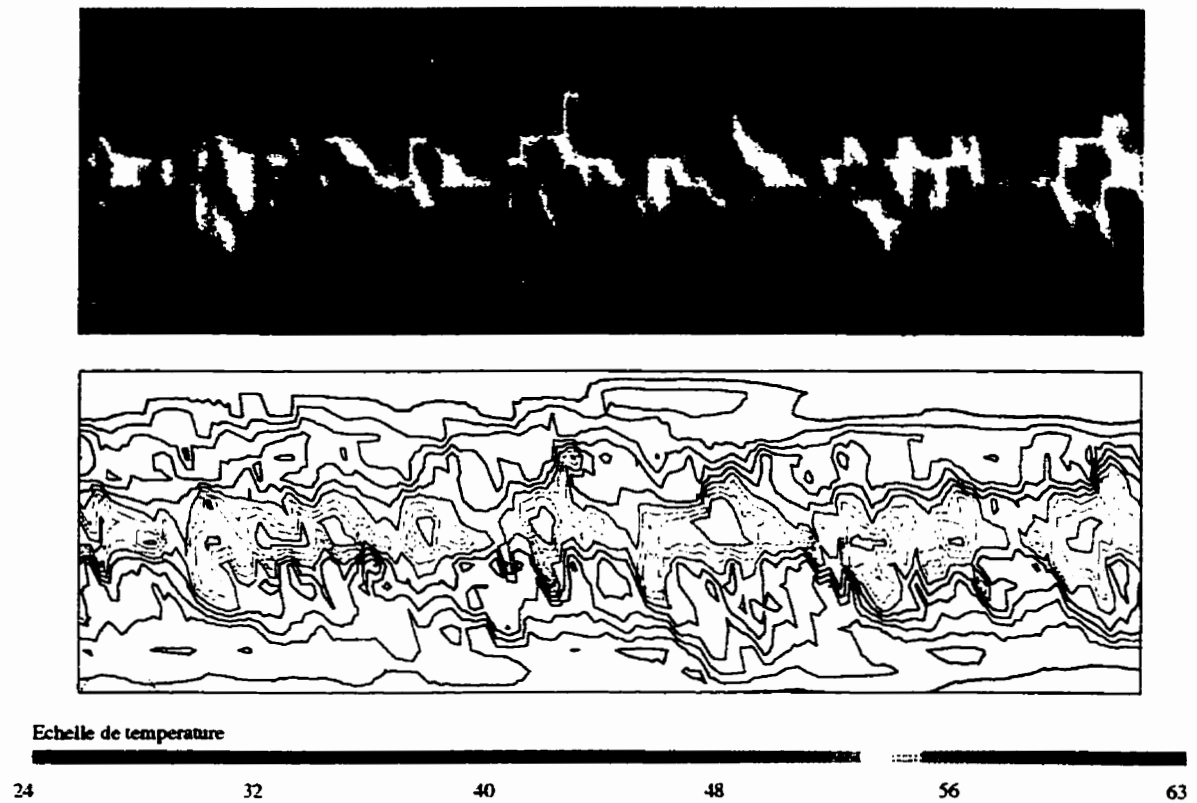


Figure 5.43: Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours colorés et iso-lignes: position $x/D = 5$, $N_{éch.} = 100$ pas de temps pour une durée de 0.025 s.

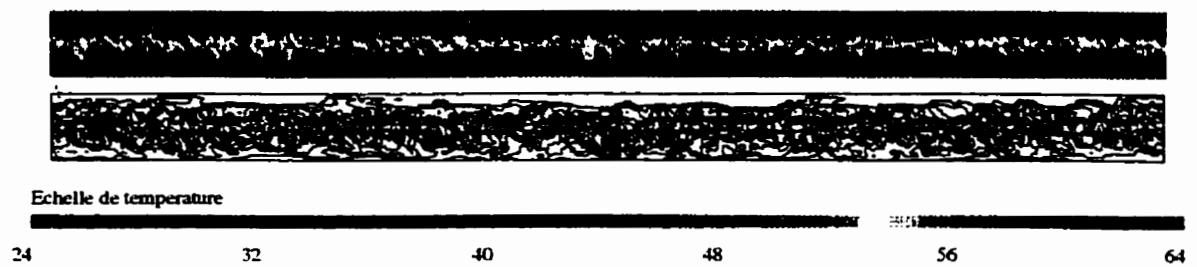


Figure 5.44: Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours colorés et iso-lignes: position $x/D = 5$, $N_{éch.} = 500$ pas de temps pour une durée de 0.125 s.

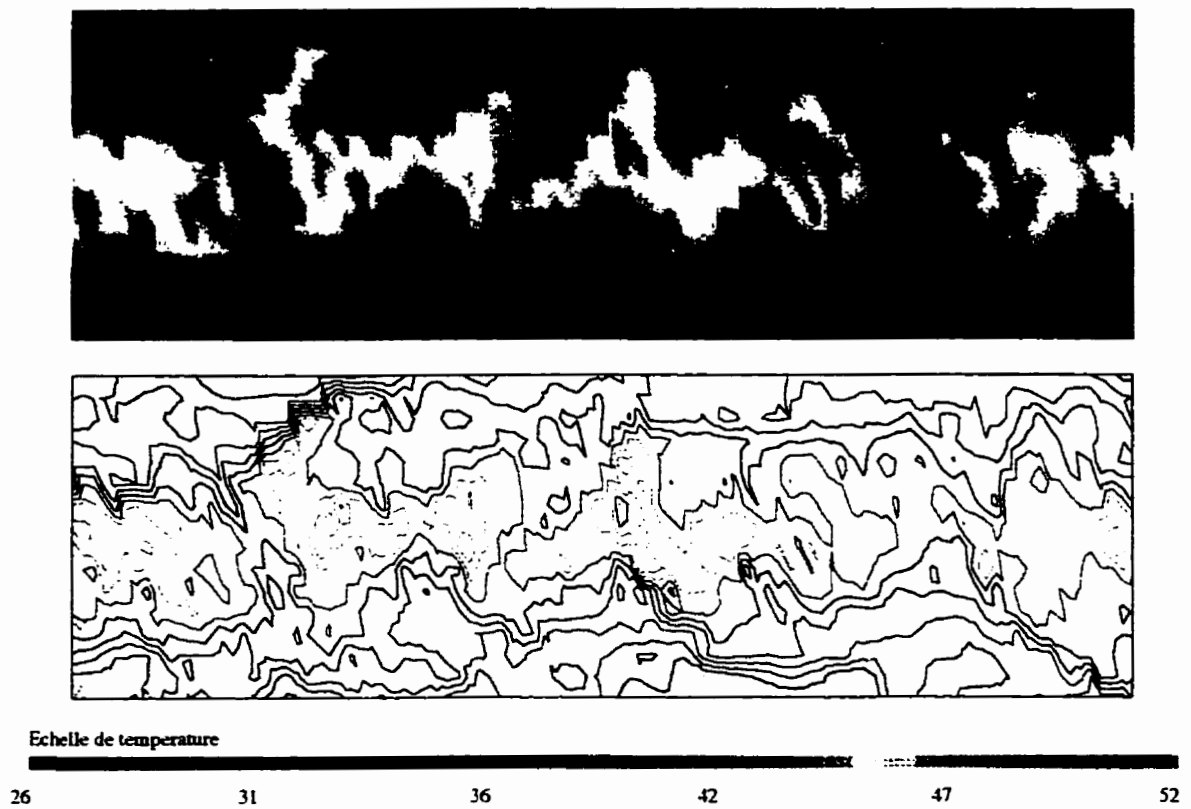


Figure 5.45: Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours colorés et iso-lignes; position $x/D = 10$, $N_{éch.} = 100$ pas de temps pour une durée de 0.025 s.

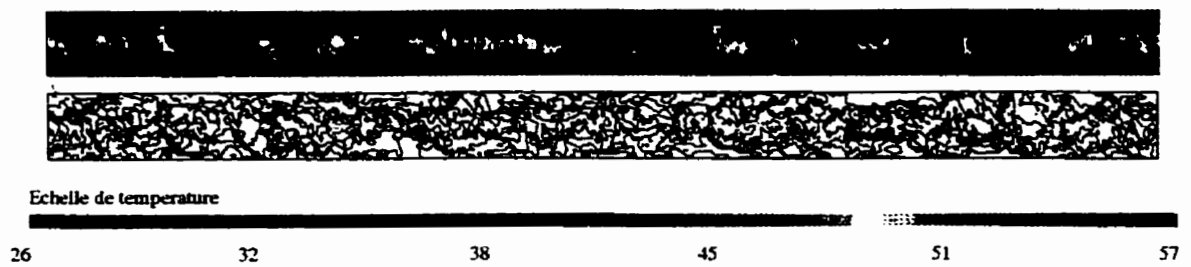


Figure 5.46: Pseudo-visualisation du champ thermique par iso-contours colorés et iso-lignes; position $x/D = 10$, $N_{éch.} = 500$ pas de temps pour une durée de 0.125 s.

Chapitre 6

Conclusion

Nous avons réalisé dans le cadre du présent mémoire la mise en oeuvre de la technique de mesure par anémométrie à fils froids. Cette mise en oeuvre passait par l'étude théorique du fil froid, la réalisation physique du peigne de sondes, le développement des anémomètres à fils froids CCA, la réalisation d'une campagne d'essais type et enfin l'analyse des résultats.

Il a été démontré qu'avec des variations de température relativement faibles, on peut approximer la loi d'étalonnage entre la résistance du fil et la température de celui-ci par une relation linéaire. En utilisant cette approximation ainsi que la relation de Collis et Williams qui définit le nombre de Nusselt Nu , et en imposant un très faible courant circulant dans le fil de la sonde, nous trouvons une relation explicite pour la constante de temps du fil froid en fonction de paramètres physiques identifiables. Pour un fil de $1.17 \mu\text{m}$ exposé à une vitesse de 15 m/s , cette constante de temps théorique est de l'ordre de $46 \mu\text{sec}$, soit une fréquence de coupure d'environ de 3.4 kHz . Nous avons aussi démontré que la vitesse a une influence sur la sonde qui peut se traduire en erreur d'évaluation de la température moyenne. Dans les présentes conditions, on obtient une erreur d'environ 0.19°C , ce qui est jugé comme étant négligeable. De même, l'étude du coefficient de surchauffe ainsi trouvé, de l'ordre de 10^{-4} , et du rapport des coefficients de sensibilité à la température versus la vitesse viennent corroborer ces faits, démontrant que les sondes sont en moyenne 25420 fois plus sensibles aux fluctuations de température qu'aux fluctuations de vitesse.

Le circuit électronique développé possède tous les contrôles nécessaires à l'ajustement des paramètres d'intérêts: soit le courant ($i=0.035$ à 0.3 mA), le réglage dynamique, le réglage du gain et ce, tout en conservant un excellent rapport signal/bruit. Cette étape de développement du circuit électronique fût très longue et nécessita de nombreux essais et erreurs afin de trouver la solution optimale pour le type de sondes utilisées.

La méthode de fabrication des sondes développée est tout à fait satisfaisante. Soit par le montage des sondes dans des moules en aluminium et l'utilisation d'une guillotine pour la coupe des broches. Cette guillotine a ainsi assuré l'obtention d'une longueur de broche identique pour toutes les sondes. Un protocole précis pour le moulage des sondes est alors établi.

L'étape de soudage du fil de Wollaston a quant à elle suivi des aléas différents. En effet, il a fallu essayer plusieurs techniques avant de trouver enfin celle qui convenait le mieux à nos besoins. Un protocole précis pour l'étape de soudage est donc établi. Un plan de travail incliné, minimisant les possibilités de faux mouvements et augmentant l'ergonomie, est fabriqué et utilisé lors des étapes de soudage et de décapage. Un des problèmes importants relié au soudage des fils est l'apparition de contraintes résiduelles, augmentant ainsi de beaucoup les risques de cassures du fil. Ce problème fût résolu en ajoutant une dernière étape d'élimination des contraintes résiduelles au protocole déjà établi: il s'agit simplement de passer une bulle d'étain en fusion sur les deux soudures du fil.

L'étape suivante de décapage du fil de Wollaston s'est avérée être l'une des plus difficile à établir. D'abord, il appert que la méthode par électrolyse est la plus appropriée, où l'électrolyte est une solution à 5% d'acide nitrique, l'anode est le fil de Wollaston et la cathode, une aiguille en acier inoxydable. Cette opération de décapage doit donc être entièrement faite sous binoculaire, étant donné le peu de jeu disponible. En effet, quelques secondes de trop sous électrolyse suffisent à décaper sur une trop grande longueur le fil, le rendant ainsi inapte à faire des mesures dans un écoulement turbulent dû aux problèmes d'intégration spatiale. Il faut donc bien savoir doser ce processus de décapage, qui ne s'acquiert que par l'expérience. Les bris de la partie décapée du fil d'une sonde ont été de beaucoup minimisés à partir du moment où

on a utilisé une goutte d'acide statique au lieu d'un jet d'acide. Le décapage est jugé réussi si la sonde atteint la résistivité électrique prédéterminée de $228 \Omega/\text{mm}$ pour un fil de $1.17 \mu\text{m}$. L'élimination des gouttelettes par effet Joule est réalisée en ajoutant une résistance de 1000Ω en série avec la sonde et en faisant circuler un courant électrique de l'ordre de 7 mA . En appliquant les opérations de soudage et de décapage sur le peigne, on s'assure d'une économie de temps et de travail importante car on évite ainsi les manipulations d'extractions et d'insertions des sondes dans le peigne qui pourraient s'avérer dangereuses pour le peigne et pour les sondes avoisinantes. Le circuit imprimé utilisé en guise de support à sondes s'est avéré être un bon choix pour le support physique des sondes procurant rigidité, stabilité et précision mécanique pour un bon positionnement spatial et une bonne discrétisation spatiale.

Le peigne est validé en le plaçant dans un jet circulaire turbulent chauffé, déjà largement étudié dans la littérature. L'auto-similarité du jet est atteinte, tel que prévu, vers $x/D = 15$. Aussi, le choix des positions $x/D = 5$ et 10 pour la prise des mesures par peigne est entièrement justifié par l'étude de la demi-largeur du jet Ru . Ainsi, on trouve à $x/D = 5$, $2Ru = 21 \text{ mm}$ et à $x/D = 10$, $2Ru = 29 \text{ mm}$, ce qui est largement en deçà de la largeur du peigne qui est de 50 mm . L'utilisation d'une fréquence d'échantillonnage de 4 kHz s'est avérée justifiée étant donné le peu d'énergie des fréquences susceptibles ($> 2000 \text{ Hz}$) au phénomène de repliement.

Ainsi, la comparaison des profils de température moyenne obtenus du peigne et ceux obtenus d'un thermocouple a permis d'établir la fiabilité du peigne de sondes. L'étude des graphiques de la densité auto-spectrale $G_{\theta\theta}(f)$ révèle une évolution attendue des paires de sondes #1-16 à 8-9 en ce qui a trait au niveau d'énergie de $x/D = 5$ à $x/D = 10$. En effet, $G_{\theta\theta}(f)$ s'est avéré plus important dans les basses fréquences mais cette importance s'est vue diminuer en se rapprochant des sondes du centre du peigne. C'est aussi ce qui est constaté lorsque le jet s'épanouit, c'est-à-dire passant de $x/D = 5$ à 10 . Ces mêmes évolutions des échelles turbulentes sont constatées en observant les traces d'iso-contours de lignes et de couleurs.

Ainsi, les solutions aux problèmes encourus tout au long de ce travail de recherche

relatives au développement des étapes de moulage, soudage, décapage et de la fabrication du peigne se sont avérées efficaces et appropriées. L'analyse des données recueillies démontrent clairement la fiabilité des résultats et conséquemment du peigne de sondes et de la technique utilisée. La technique d'anémométrie à fils froids est donc prête à servir pour d'autres types d'écoulements thermiquement contaminé par scalaire passif tels la couche-limite ou le sillage derrière un cylindre circulaire.

Bibliographie

- [1] R. A. Antonia, D. K. Bisset, et L. W. B. Browne. Effects of Reynolds number on the topology of the organized motion in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 213:267–286, 1990.
- [2] R. A. Antonia, L. W. B. Browne, et D. K. Bisset. Topology of organised structures in a turbulent plane wake. *De Proceedings of the first European turbulence conference*, 1986.
- [3] A. Benaissa et J. Lemay. Measurement of temperature dissipation by the use of compensated fine cold-wires. *Canadian Congress of Applied Mechanics*, 1997.
- [4] R. F. Blackwelder et R. E. Kaplan. On the wall structure of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 76:89–112, 1976.
- [5] J. P. Bonnet et M. N. Glauser. *Eddy structure identification in free turbulent shear flows*. Kluwer academic publishers, 1993.
- [6] H. H. Bruun. *Hot wire anemometry, Principles and signal analysis*. Oxford University Press, 1995.
- [7] C. H. P. Chen et R. F. Blackwelder. Large-scale motion in a turbulent boundary layer a study using temperature contamination. *Journal of Fluid Mechanics*, 89:1–31, 1978.
- [8] G. Comte-Bellot. *Anémométrie à fil chaud*. École centrale et Université de Lyon, 1973.

- [9] J. Delville, S. Beilin, J. H. Garem, et J. P. Bonnet. Analysis of structures in a turbulent plane mixing layer by use of pseudo flow visualisation method based on hot-wire anemometry. De *Proceedings in Advances in Turbulence of Berlin*, 1988.
- [10] J. A. Ferré et F. Giralt. Pattern-recognition analysis of the velocity field in plane turbulent wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 198:27–64, 1989.
- [11] J. A. Ferré et F. Giralt. Some topological features of the entrainment process in a heated turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 198:65–78, 1989.
- [12] H. Fiedler. On data acquisition in heated turbulent flows. De *Proceedings of the dynamic flow conference*, 1978.
- [13] P. Freymuth et M. S. Uberoi. Structure of temperature fluctuations in the turbulent wake behind a heated cylinder. *The Physics of Fluids*, 14(12):2574–2580, December 1971.
- [14] A. Glezer, Z. Kadioglu, et A. J. Pearlstein. Development of an extended proper orthogonal decomposition and its application to a time periodically forced plane mixing layer. *Physics of fluids*, 1:1363–1373, August 1989.
- [15] A. Glezer, I. Wygnanski, et X. Gu. Amplitude-modulated excitation of a turbulent mixing layer. *Physics of fluids*, 1:1007–1020, June 1989.
- [16] M. Hayakawa. Vorticity-based conditional sampling for identification of large-scale vortical structures in turbulent shear flows. De *Proceedings of the IUATM Symposium on Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows*, 1992.
- [17] M. Hayakawa et A. K. M. F. Hussain. Turbulence structure in a cylinder wake. De *Proceedings of the first European turbulence conference*, 1986.
- [18] A. K. M. F. Hussain. Coherent structures and studies of perturbed and unperturbed jets. *Lecture Notes in Physics*, 136:252–291, 1980.

- [19] A. K. M. F. Hussain et M. Hayakawa. Eduction of large-scale organized structures in a turbulent plane wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 180:193–229, 1987.
- [20] H. J. Hussein, S. P. Capp, et W. K. George. Velocity measurements in a high Reynolds number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258:31–75, 1994.
- [21] G. A. Kopp, J. G. Kawall, et J. F. Keffer. The evolution of the coherent structures in a uniformly distorted plane turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 291:299–322, 1995.
- [22] P. A. Krogstad et R. A. Antonia. Structure of turbulent boundary layers on smooth and rough walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 277:1–21, 1994.
- [23] P. M. Ligrani. Subminiature hot-wire sensor construction. Technical Report NPS69-84-010, Naval Postgraduate School, Monterey, California, November 1984.
- [24] P. M. Ligrani et P. Bradshaw. Spatial resolution and measurement of turbulence in the viscous sublayer using subminiature hot-wire probes. *Experiments in Fluids*, pages 407–417, 1987.
- [25] P. M. Ligrani et P. Bradshaw. Subminiature hot-wire sensors: development and use. *Journal of Physics E*, 1987.
- [26] C. G. Lomas. *Fundamentals of Hot Wire Anemometry*. Cambridge University Press, 1986.
- [27] H. Schlichting. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, seventh edition, 1979.
- [28] M. Tabatabai, J. G. Kawall, et J. F. Keffer. Flow visualisation using hot-wire anemometry. *Dantec Information*, 4, February 1987.
- [29] I. Wygnanski et H. Fiedler. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38:577–612, 1969.

- [30] Y. Zhou et R. A. Antonia. A study of turbulent vortices in the near wake of a cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 253:643–661, 1993.
- [31] Y. Zhou et R. A. Antonia. Critical points in a turbulent near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 275:59–81, 1994.
- [32] L. Zucherman, J. G. Kawall, et J. F. Keffer. An investigation of karman-vortex-street activity by means of a pattern recognition technique. De *Proceedings of TSFG*, 1987.

Annexe A

Montage expérimental pour l'étude d'un sillage thermique

Nous retrouvons dans cette annexe une partie des travaux préparatoires pour les essais en soufflerie réalisés dans le laboratoire de mécanique des fluides avant le début des rénovations de ce dernier.

A.1 Qualification de la soufflerie

A.1.1 Description de la soufflerie et des équipements connexes

La soufflerie utilisée (figure A.47) est en boucle ouverte et les dimensions de la veine d'essais sont de 621 mm × 621 mm pour la section et de 3 m pour sa longueur. La contraction de 7 pour 1 de l'entrée à la veine libre permet d'atteindre des vitesses de 16 m/s. Le moteur de la soufflerie est contrôlé par une boîte de contrôle électronique de marque *Reliance Electric*. La boîte est préprogrammable et permet d'établir certains paramètres comme les fréquences minimale et maximale d'utilisation (0-60 Hertz) ainsi que les rampes d'accélération et de décélération du moteur de la soufflerie. La boîte peut aussi être contrôlée par ordinateur via le port parallèle.

Le peigne de fils froids est monté sur un système de traverse profilé permettant

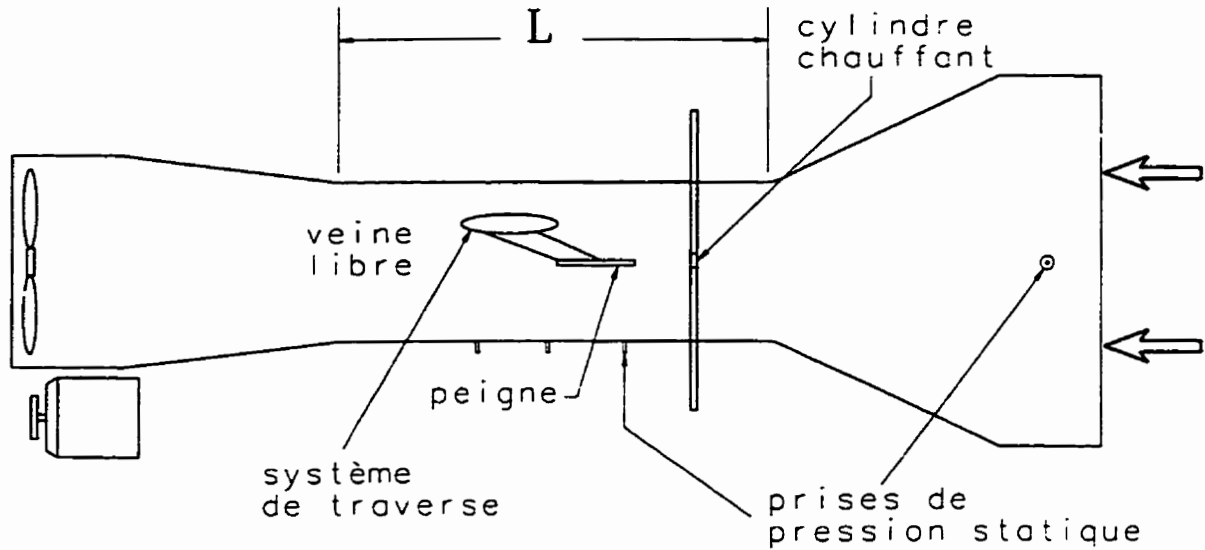


Figure A.47: Schéma du montage de la soufflerie.

son déplacement horizontal. Le déplacement s'effectue avec précision grâce à un moteur pas-à-pas (474 pas/mm). Celui-ci est systématiquement contrôlé par ordinateur, réduisant ainsi les risques d'erreurs de positionnement.

Un thermistor *OMEGA 44008* installé dans la veine libre permet de capter la température moyenne de l'écoulement. Aussi, plusieurs prises de pression statiques sont placées tout le long de la veine d'essais. Ces prises servent à déterminer la vitesse de l'écoulement dans la veine. Cette méthode particulière de détermination de la vitesse sera traitée plus en détails à la section A.1.3.

A.1.2 Estimation et mesure des épaisseurs de couche-limites

Selon Schlichting[27], l'épaisseur de couche-limites turbulente sans gradient de pression est donné par:

$$\delta_{turbulent} = .37x \left(\frac{U_{\infty}x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (\text{A.48})$$

Or, la difficulté réside dans la détermination de x car on ne sait pas où la couche-limite débute (i.e. l'endroit où $\delta = 0$). Pour y arriver, nous utilisons la méthode des moindres carrés. Ainsi pour une position x donné, l'épaisseur de couche-limite δ n'est

fonction que de U_∞ . Nous avons donc,

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{.37xx^{-1/5}}{\nu^{-1/5}}U_\infty^{-1/5} \\ &= \underbrace{(.37x^{4/5}\nu^{1/5})}_{cte}U_\infty^{-1/5} \\ &= cte \cdot U_\infty^{-1/5}\end{aligned}$$

En posant

$$d_i = (\delta_i - cte \cdot U_i^{-1/5})$$

et

$$Q = \sum_{i=1}^N d_i^2$$

N étant le nombre de vitesses, nous obtenons

$$Q = \sum_{i=1}^N (\delta_i - CU_i^{-1/5})^2$$

en minimisant Q par rapport à C , nous avons:

$$\begin{aligned}\frac{\partial Q}{\partial C} &= 0 \\ 2 \sum (\delta_i - CU_i^{-1/5})(-U_i^{-1/5}) &= 0 \\ \sum (\delta_i - CU_i^{-1/5})(U_i^{-1/5}) &= 0 \\ (\delta_i U_i^{-1/5} - CU_i^{-2/5}) &= 0 \\ \sum \delta_i U_i^{-1/5} &= \sum CU_i^{-2/5} \\ C = \frac{\sum \delta_i U_i^{-1/5}}{\sum U_i^{-2/5}} &= .37x^{4/5}\nu^{1/5}\end{aligned}\tag{A.49}$$

$$x = \left(\frac{C}{.37\nu^{1/5}}\right)^{5/4}\tag{A.50}$$

Ainsi, nous obtenons une relation explicite pour C et x .

Les valeurs de δ et de U_∞ sont déterminées expérimentalement. Étant donné la symétrie de la veine d'essai, nous supposons les couche-limites sur les deux parois horizontales, pour une position x donnée, de mêmes épaisseurs. Il en va de même pour les deux parois verticales. Par conséquent, la couche-limite est calculée sur une seule des deux parois verticales et une seule des deux parois horizontales.

Un tube de pitot plat à pression totale avec un très petit orifice sert à déterminer le profil de la couche-limite. La pression statique est prise au plancher de la soufflerie. Pour chaque paroi, il est déterminé pour sept vitesses d'écoulement ($1.2 \times 10^6 < Re < 3.4 \times 10^6$). De plus, les *épaisseurs de déplacement* δ_1 et de *quantité de mouvement* δ_2 sont calculées par intégration. Ceux deux quantités sont:

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (\text{A.51})$$

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (\text{A.52})$$

L'*épaisseur de déplacement* δ_1 est la distance à laquelle l'écoulement extérieur est dévié due à une diminution de la vitesse dans la couche-limite. On se sert de δ_1 pour évaluer la vitesse en veine libre. Cette technique sera discutée plus en détails à la section suivante.

Un autre paramètre important dans la détermination du profil de vitesse déduit de δ_1 et de δ_2 est le facteur de forme $H_{12} = \delta_1/\delta_2$. Pour une couche-limite turbulente sur une plaque plane avec un gradient de pression nul, il est estimé à environ 1.4.

Pour fins de comparaisons, tout les paramètres d'intérêts sont normalisés:

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_{\text{pitot}}}{U_{\text{réf}}} \\ U_\infty &= \frac{u_{\text{pitot loin}}}{U_{\text{réf}}} \\ \frac{u}{U_\infty} &= \frac{u_{\text{pitot}}}{u_{\text{pitot loin}}} \end{aligned}$$

Une première campagne d'essais a été lancée dans le but de déterminer l'épaisseur de couche-limite à une distance de 3 m derrière le cylindre chauffé. Un résultat typique d'exploration de la couche-limite est illustré à la figure A.48. On voit que u/U_∞ ne dépasse jamais l'unité car une fois sortie de la couche-limite, $u \equiv U_\infty$. Des résultats similaires sont obtenus par Schubauer et Klebanoff. Le facteur de forme H_{12} de 1,4 confirme le fait qu'on soit en régime turbulent. L'évolution de la couche-limite adimensionnelle $\delta\sqrt{U_\infty/\nu x}$ en fonction du nombre de Reynolds $U_\infty x/\nu$ est illustrée à la figure A.49. On voit que la couche-limite à la paroi verticale est plus épaisse de 3 mm qu'à la paroi horizontale, ce qui est normale. Il est par conséquent normal que

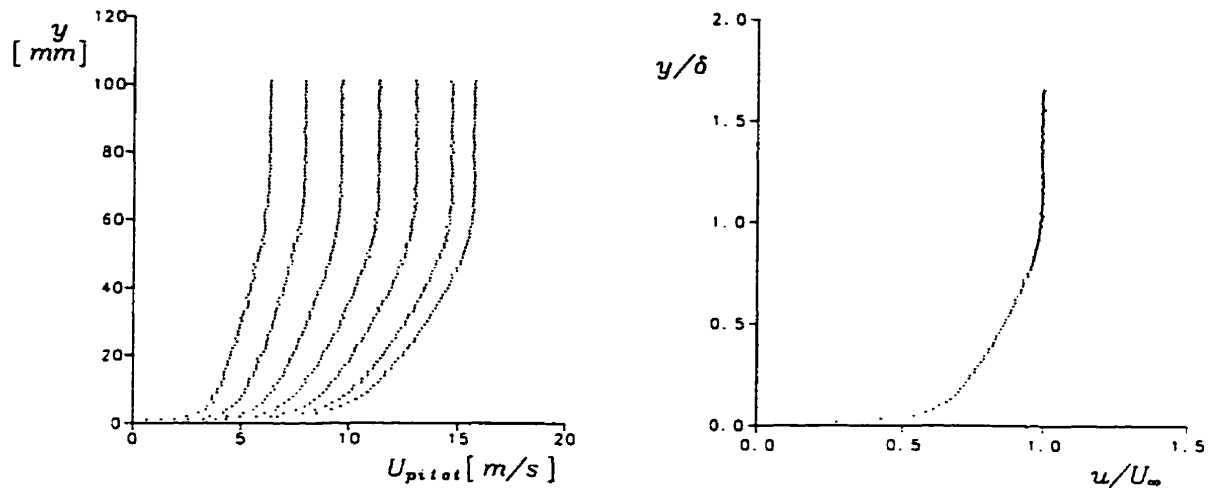


Figure A.48: Évolution de la couche-limite à la paroi verticale. À gauche: évolution de la couche-limite pour sept vitesses. À droite: évolution de la couche-limite non-dimensionnelle pour la dernière vitesse.

la couche-limite à la paroi verticale débute en amont de celle à la paroi horizontale. C'est ce que l'on constate en faisant le calcul par la méthode des moindres carrés pour x : $x = 3.272$ m à la paroi verticale et $x = 3.149$ m à la paroi horizontale. L'épaisseur de couche-limite δ est déterminée à la hauteur y de la paroi où $u = 0.99U_\infty$. Pour les nombres de Reynolds visés ($1.2 \times 10^6 < Re < 3.4 \times 10^6$), l'épaisseur de couche-limite δ se situe dans la gamme $57 \text{ mm} < \delta < 72 \text{ mm}$.

Lors de l'expérimentation, nous avons été incapable de détecter le sillage thermique du cylindre chauffé pour cette position. Les capteurs ont donc été rapproché du cylindre à $x = .2$ m. Pour cette valeur, le calcul de δ avec l'équation A.48 nous donne $6 \text{ mm} < \delta < 7 \text{ mm}$.

A.1.3 Technique de détermination de la vitesse en veine libre

Pour déterminer la vitesse dans la veine libre, deux méthodes différentes sont utilisées. La première consiste à étalonner la vitesse donnée par un tube de Pitot dans la veine en fonction de la vitesse de référence donnée par deux prises de pression statique, une dans la chambre de tranquillisation et l'autre à l'entrée de la veine d'essai.

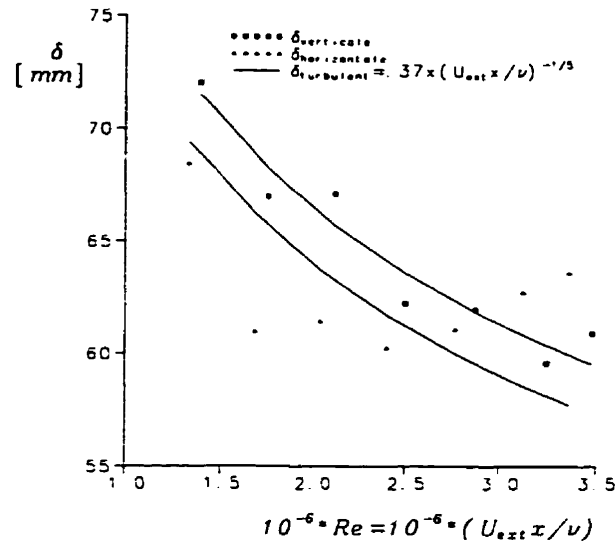


Figure A.49: Évolution de la couche-limite horizontale et verticale en fonction du nombre de Reynolds.

Ainsi, en supposant que la pression totale dans la chambre de tranquillisation est égale à la pression statique et que celle-ci se transforme entièrement en pression dynamique à l'entrée de la veine, la vitesse $U_{réf}$ à l'entrée est:

$$U_{réf} = \sqrt{2 \frac{(P_{stat\ chambre} - P_{stat\ veine})}{\rho}} \quad (A.53)$$

Connaissant la relation entre l'épaisseur de déplacement δ_1 , le nombre de Reynolds et la loi de conservation de la masse, il est aussi possible de déterminer la vitesse en veine libre sans l'utilisation d'un tube de Pitot. Si à l'entrée de la veine d'essai l'épaisseur de couche-limite δ est nul, alors l'aire libre A_1 est égale à:

$$A_1 = bh$$

et si $b = h$,

$$A_1 = b^2$$

Plus loin, là où s'effectue la prise de mesures, l'aire libre A_2 est égale à:

$$A_2 = (b - 2\delta_{1\ vert})_x (b - 2\delta_{1\ hor})_x \quad (A.54)$$

En appliquant le principe de conservation de la masse entre le point de référence et un deuxième point de l'écoulement, nous obtenons:

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_2 \\ U_{réf} A_1 &= V_2 A_2 \\ V_2 &= U_{réf} \frac{A_1}{A_2} \end{aligned} \quad (\text{A.55})$$

La détermination de U_{acc} , obtenu directement par le tube de Pitot, permet de valider les résultats obtenus indirectement par le calcul des couche-limites. Sur la figure A.50, on voit bien que les pentes sont presque condondues, démontrant que l'on peut

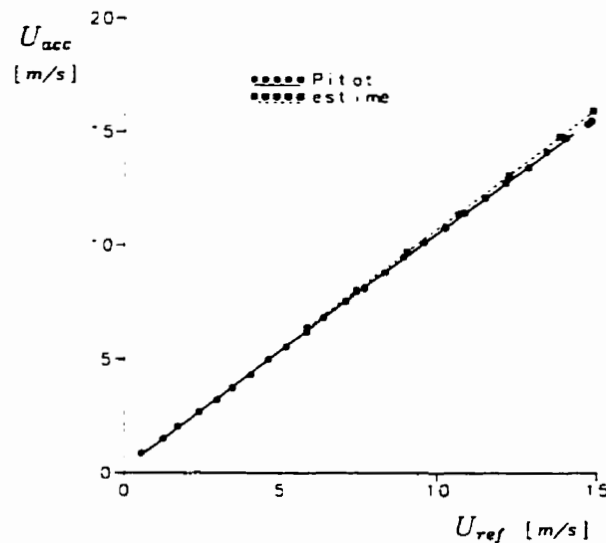


Figure A.50: Évolution de la vitesse accélérée dans la veine libre en fonction de la vitesse de référence par deux méthodes différentes pour $x_{ver} = 3.272$ m et $x_{hor} = 3.149$ m.

utiliser la méthode indirecte pour déterminer la vitesse dans la veine libre. La pente légèrement supérieure à 1 montre bien l'effet de la couche-limite sur l'accélération de la vitesse dans la veine libre.

Cette méthode simple a l'avantage de déterminer efficacement et avec une bonne précision l'épaisseur de couche-limite δ à n'importe quelle position x dans la veine d'essais car nous avons maintenant établi une position de référence. Il faut cependant

prendre soin de situer la prise de pression statique juste à l'entrée de la veine, là où la couche-limite est le plus près possible de zéro.

A.2 Réalisation d'un cylindre chauffé

Si on chauffe l'écoulement légèrement au dessus de sa température moyenne avec l'aide du cylindre et que celui-ci est imperceptiblement perturbé dans son champs dynamique, c'est-à-dire que les forces d'inertie sont beaucoup plus grandes que les forces de flottaison (convection forcée), on pourra alors considérer la température comme un contaminant passif (i.e. un écoulement bidimensionnel moyen¹ dans un plan horizontal). Ainsi, le cylindre chauffé contamine l'écoulement qui est par la suite détecté par le peigne de fils froids. Si le peigne possède suffisamment de sondes pour offrir une bonne discrétisation spatiale et une faible constante de temps pour offrir une bonne discrétisation temporelle, alors cette méthode de mesure s'avèrera être un bon moyen pour visualiser l'écoulement derrière le cylindre.

Le nombre de Richardson, définit globalement, indique bien les tendances de l'écoulement à être gouvernées soit par les forces d'inertie (Ri petit) ou soit par les forces de flottaison (Ri grand). Le nombre de Richardson est définit par:

$$Ri = \frac{Gr}{Re_D^2}$$

où

$$Gr = \frac{g\beta\Delta T d^3}{\nu^2}$$

et

$$Re_D = \frac{U_\infty d}{\nu}$$

Gr est le nombre de Grashof définissant l'importance relative qu'ont les forces inertielles et visqueuses entre elles. Ainsi, lorsque Gr est grand les forces visqueuses sont négligeables par rapport aux forces d'inertie et de flottaison. Re_D est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre.

¹Nous posons z comme étant l'axe de bidimensionnalité moyenne. Ce qui veut dire que toute variations de quantités en z sont, de façon générale, nulles ($\bar{w} = 0$, $\partial(\)/\partial z = 0$).

Dans le cadre d'un travail qu'il a réalisé pour un cours à l'Université Laval, l'auteur a tenté d'établir un *critère de scalaire passif pour l'écoulement derrière un cylindre chauffé* (voir Annexe B). Cette étude est faite par le biais d'une simulation numérique avec comme modèle mathématique celui de Boussinesq. Malgré le fait que le calcul numérique ait été réalisé en régime laminaire ($Re_D = 33$, $Pe = 23.1$, $Pr = 0.7$), il permet d'établir que pour des petits nombres de Richardson de l'ordre de 0.04, la température agira comme un scalaire passif. Si, par exemple, la différence de température entre le cylindre et l'air est de 50°C pour une vitesse de 15 m/s, nous obtenons $Ri \simeq .0001$, ce qui est très en deçà du critère établi.

A.2.1 Conception du cylindre

Étant donné que nous avons un écoulement bidimensionnel en moyenne, il n'est pas nécessaire de contaminer l'écoulement sur toute la hauteur du cylindre; une longueur de 1.27 cm (1/2 pouce) suffit. Le diamètre du cylindre a intérêt à être petit, la région auto-similaire étant atteinte plus rapidement². Le cylindre doit posséder un élément chauffant permettant d'élever sa température à un niveau permettant une lecture de signal ($\Delta T \approx 50^\circ\text{C}$). Ainsi, l'intérieur du cylindre est rempli d'époxy conductrice thermiquement et isolante électriquement permettant d'émettre l'hypothèse que celui-ci se comporte comme un bloc isotherme. L'époxy conductrice a l'avantage d'abaisser la constante de temps du cylindre.

Le cylindre chauffé est isolé du reste du cylindre par deux pastilles de plexiglass. S'il ne l'était pas, sa constante de temps deviendrait très grande car la chaleur serait transmise par conduction sur toute sa longueur.

Un thermistor inséré dans l'époxy donne la température du bloc. Il permet d'éviter d'atteindre des températures de chauffage pouvant faire fondre les pastilles.

²Cette région auto-similaire derrière le cylindre est aussi appelé le *sillage lointain*. Pour cette région, on stipule l'hypothèse que les gradients longitudinaux sont très petits devant les gradients transversaux ($\partial(\)/\partial x \ll \partial(\)/\partial y$).

A.2.2 Éléments du cylindre

Le cylindre est principalement composé de quatre éléments: un élément chauffant, de l'époxy conductrice, deux pastilles isolantes et une sonde de température.

Élément chauffant Pour chauffer le cylindre, un élément chauffant du même type que ceux utilisés dans les fers-à-souder est enroulé autour du bloc d'époxy (figure A.51). On remarque qu'il est enroulé de manière à dissiper uniformément la chaleur sur toute la hauteur du cylindre. Une fois l'élément chauffant enroulé, il est enduit d'une mince couche d'époxy pour être ensuite inséré dans le cylindre d'aluminium. Une fois l'époxy durci, le tout forme un bloc isotherme.



Figure A.51: Photo du bloc isotherme montrant l'élément chauffant.

Époxy conductrice Le bloc isotherme doit être électriquement isolant pour ne pas interférer avec l'élément chauffant et la sonde de température. L'époxy *OMEGA* est le matériau idéal pour remplir cette fonction. Celui-ci a de plus la qualité d'être un excellent conducteur thermique, qualité qui est à la base de l'hypothèse selon laquelle le cylindre se comporte en bloc isotherme. Si tel n'était le cas, l'écoulement ne serait pas contaminé uniformément autour du cylindre, nuisant ainsi à la fiabilité des résultats.

Annexe B

Critère de scalaire passif pour l'écoulement derrière un cylindre chauffé

Nous retrouvons dans cette annexe une étude réalisée dans le cadre du cours gradué *Simulation directe en fluide* et qui présente les résultats d'une simulation numérique d'un écoulement thermiquement contaminé au passage d'un cylindre chauffé.

Critère de scalaire passif pour l'écoulement
derrière un cylindre chauffé

présenté à

Guy Dumas

pour le cours

Simulation directe en fluide

GMC-64507

par

Rémy Dufour

le 28 avril 1993

Université Laval

Objectif principal

Déterminer le domaine de valeurs des nombres de Richardson versus Péclet pour un nombre de Prandtl donné qui satisferont le critère de contaminant passif pour le régime laminaire stationnaire.

Géométrie physique

- Critère de contaminant passif

Le profil de vitesse aura donc une allure bien spécifique pour chacune des positions x/d en aval du cylindre non chauffé. Par contre, à mesure qu'on chauffe le cylindre, le profil de vitesse change car la convection naturelle prend de l'importance. Ainsi, il faut poser un seuil à partir duquel la température ne se comporte plus comme un contaminant passif. Ce seuil définit donc le critère de contaminant passif comme suit: "la température est considéré comme un contaminant passif à partir du moment où la différence entre le profil de vitesse du cylindre chauffé et celui du cylindre non-chauffé est plus petite ou égale à 1% (pour $x/d=10$, $Re=33$, Ri varie, $Pr=0.7$, $Pe=23.1$).

- Paramètres non-dimensionnels

Les paramètres non-dimensionnels d'intérêt dans cette étude sont les nombres de Reynolds, Grashof, Prandtl, Richardson et Péclet ainsi que certains paramètres physiques. Ils sont définis comme:

$$Re = \frac{\rho_o U_o d}{\mu} \theta = T_c - T_o = 1 \quad Gr = \frac{g \alpha d^3}{\nu^2} \quad Pr = \frac{\mu / \rho_o}{k / \rho_o C_p}$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad Pe = Re Pr$$

La température non-dimensionnelle du domaine étudié est défini tel que:

$$\bar{T} = \frac{T - T_o}{T_c - T_o} \quad \text{où } \theta = T_c - T_o = 1 \quad \text{et } \rho_o = 1 \quad U_o = 1 \\ d = 1 \quad C_p = 1$$

- Description de la géométrie

La géométrie numérique ne diffère pas de la géométrie physique étudiée dans le cas présent. On impose un champ de vitesse uniforme unitaire à l'entrée et des conditions de gradients normaux nuls à la sortie ("outlet"). On utilise deux plans de symétrie pour définir les limites supérieures et inférieures du domaine pour éviter que les gradients tangentiels ne soient nuls. La géométrie est décrite entièrement en fonction du diamètre du cylindre (voir *fig. 1*).

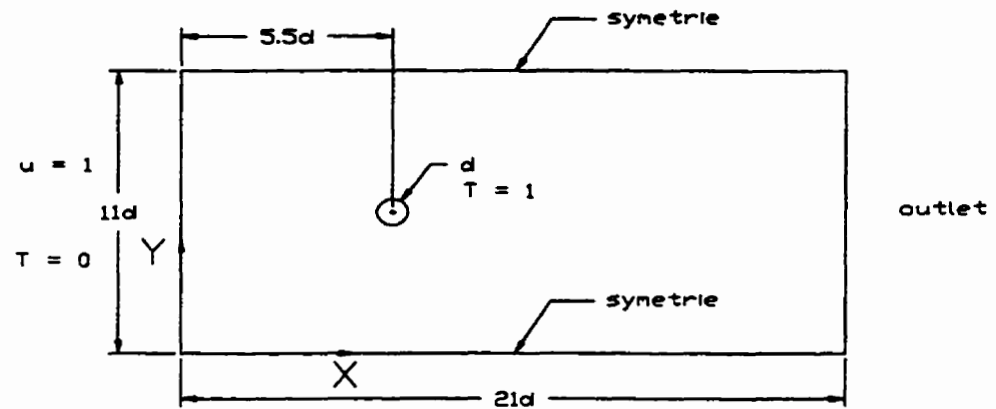


fig. 1

Modèle mathématique

Le modèle mathématique utilisé est celui de Boussinesq où toutes les variations des propriétés du fluide autres que la densité sont ignorées. Sous forme adimensionnelle, nous avons:

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0$$

$$\underline{u} \cdot \nabla \underline{u} = -\nabla p + \frac{Gr}{Re^2} \underline{T} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \underline{u}$$

$$\underline{u} \cdot \nabla T = \frac{1}{Pe} \nabla^2 T$$

soit dans l'ordre: continuité; quantité de mouvement; énergie.

- Utilisation de FLUENT en non-dimensionnel

Les nombres adimensionnels qui régissent les équations sont:

$$Re = \frac{\rho_0 U_0 d}{\mu} = \frac{1}{\mu} \rightarrow \text{car } \rho_0 = 1, U_0 = 1, d = 1$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \rightarrow Gr = \frac{g \alpha \theta d^3}{\nu^2} = \frac{\alpha g}{\mu^2} \rightarrow \text{car } \theta = T_c - T_o = 1, d = 1$$

$$Pe = Re Pr \rightarrow Pr = \frac{\mu / \rho_0}{\nu / \rho_0 c_p} = \frac{\mu}{k} \rightarrow \text{car } C_p = 1$$

de plus, on aura $\rho(T) \equiv \rho_o$, car $\rho(T) = \rho_o (1 + \alpha \overline{T})$, et où le terme entre parenthèse devient négligeable car α est très petit et varie comme $\alpha \equiv \frac{1}{T_o}$ pour un gaz parfait.

Ainsi, on pourra faire varier le nombre de Reynolds avec μ , le nombre de Grashof avec g et μ et le nombre de Prandtl avec μ et k . Cette façon de faire est très efficace car on ne fait varier que très peu de paramètres.

Maillage utilisé

Plusieurs types de maillage ont été réalisés sur preBFC ("O-grid", symétriques, plusieurs régions, etc.) mais celui qui a été retenu pour les calculs est montré à la figure 2a. La dimension de ce maillage est de 91×111 (10101 noeuds) mais une fois chargé dans FLUENT, elle est de 92×112 (10304 noeuds). La densité des noeuds est non-uniforme et augmente lorsqu'on s'approche du cylindre en i et en j . Ainsi, nous aurons une forte concentration de cellules dans les régions d'intérêts: couches limites et région en aval du cylindre. La paroi solide du cylindre a été discrétisée avec 120 cellules, ce qui est suffisant pour obtenir les structures d'écoulements attendues. Afin de minimiser les changements brusques de direction le long d'une ligne de noeuds en i ou en j dans le maillage, un "smoothing" de deux itérations a été effectué (voir *fig.2b*).

Visualisation de l'écoulement

- Lignes de courant

Pour valider le maillage, un premier calcul a été fait avec un nombre de Reynolds de 41 pour fins de comparaison avec un résultat expérimental obtenu par visualisation (voir *fig.3*). Le calcul et la visualisation nous donnent tous deux une longueur de bulbe rattaché d'environ $2.25d$ (voir *fig.4*), ce qui valide le maillage pour cet écoulement. Par contre, un nombre de Reynolds de 41 est un peu trop grand pour lancer des calculs incluant les forces d'archimèdes car 41 est la limite supérieure pour demeurer en écoulement stationnaire. Ainsi, pour s'assurer la convergence de nos prochains calculs, nous utiliserons un nombre de Reynolds légèrement inférieur, soit 33.

À la *figure 5*, on a la visualisation du calcul pour $Re=33$ et $Ri=0$. On obtient ainsi une longueur de bulbe rattaché d'environ $1.66d$. Étant donné que je ne possède pas de visualisation pour le cas précis $Re=33$, un graphique de la longueur du bulbe rattaché obtenu expérimentalement ("Album of Fluid Motion") en fonction du nombre de Reynolds démontre clairement (voir *fig.6*) que pour $Re=33$, la longueur du bulbe est effectivement de $1.66d$. Ce dernier résultat valide le calcul pour $Re=33$.

Pour un $Ri=.0374$, la déviation de l'écoulement est presque imperceptible (voir *fig.7*). Pour $Ri=.374$, les forces d'archimèdes ont déjà un effet non négligeables sur les lignes de courant (voir *fig.8*). Pour $Ri=1.87$, les forces d'archimède ont nettement le dessus sur les forces d'inertie (voir *fig.9*).

Profils de vitesse

Sur la *figure 10*, on peut voir trois profils de vitesse en trois endroits différents derrière le cylindre pour $Ri=0$. Il y a un premier profil à $i=52$ (voir "LP-File"), c'est-à-dire collé sur le cylindre, un deuxième à $i=61$ (environ $5d$ derrière le cylindre) et un troisième à $i=81$ (environ $10d$ en aval du cylindre). On remarque la parfaite symétrie des trois profils et la pointe de la courbe pour $i=61$ qui a des vitesses négatives. Ces dernières sont dues à l'effet de la recirculation derrière le cylindre (bulbe rattaché). On remarque aussi que non loin derrière le cylindre, il y a une légère augmentation de la vitesse en bas et en haut du cylindre.

La *figure 11* montre quatre profils de vitesse pour une même position derrière le cylindre, soit $10d$. On remarque qu'à des valeurs de $Ri=.374$ et plus, l'écoulement est clairement dévié et ne satisfait certainement pas a priori le critère de scalaire passif défini plus haut. Par contre, pour $Ri=.0374$, on voit bien que l'écoulement est à peine dévié et pourrait fort probablement satisfaire le critère de scalaire passif.

Discussion des résultats

- Qualité et fiabilité

La qualité des résultats numériques est excellente pour un Ri très petit ou nul. Mais dès qu'on augmente ce dernier, les résidus normalisés augmentent très rapidement et il est impossible d'atteindre le même critère de convergence que l'on s'était fixé au début. On peut mieux voir l'influence de Ri sur les résidus dans le tableau suivant:

Comme le tableau le démontre, on ne pourra faire une analyse quantitative des résultats mais plutôt qualitative, vu la grandeur des résidus normalisés.

Conclusion

Étant donné le peu de résultats numériques obtenus et la grandeur des résidus normalisés lorsque le nombre de Richardson augmente, on ne peut tirer aucune conclusion quantitative de l'étude. Ainsi, il m'est impossible de définir avec précision le critère de scalaire passif tel que définit plus haut. Par contre, en analysant la *figure 11*, on peut affirmer d'une façon qualitative que pour un $Ri = .374$, la température n'agira plus comme un scalaire passif.

Maillage 91×111 réalisé sur preBFC
10101 noeuds sur preBFC
10304 noeuds sur FLUENT (92×112)

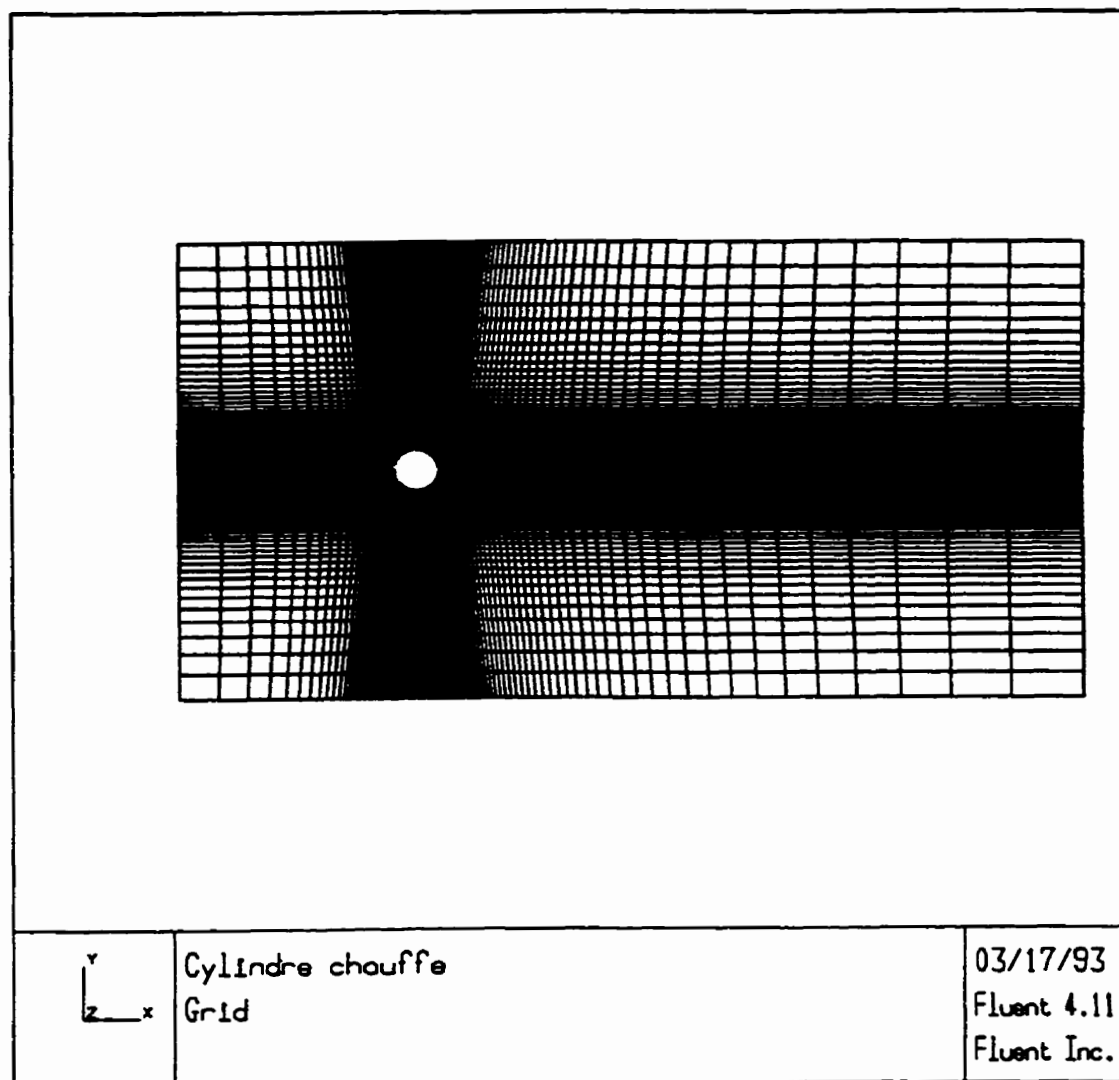


Fig. 2a

Maillage 91×111 réalisé sur preBFC
10101 noeuds sur preBFC
"Smoothing" après 2 itérations

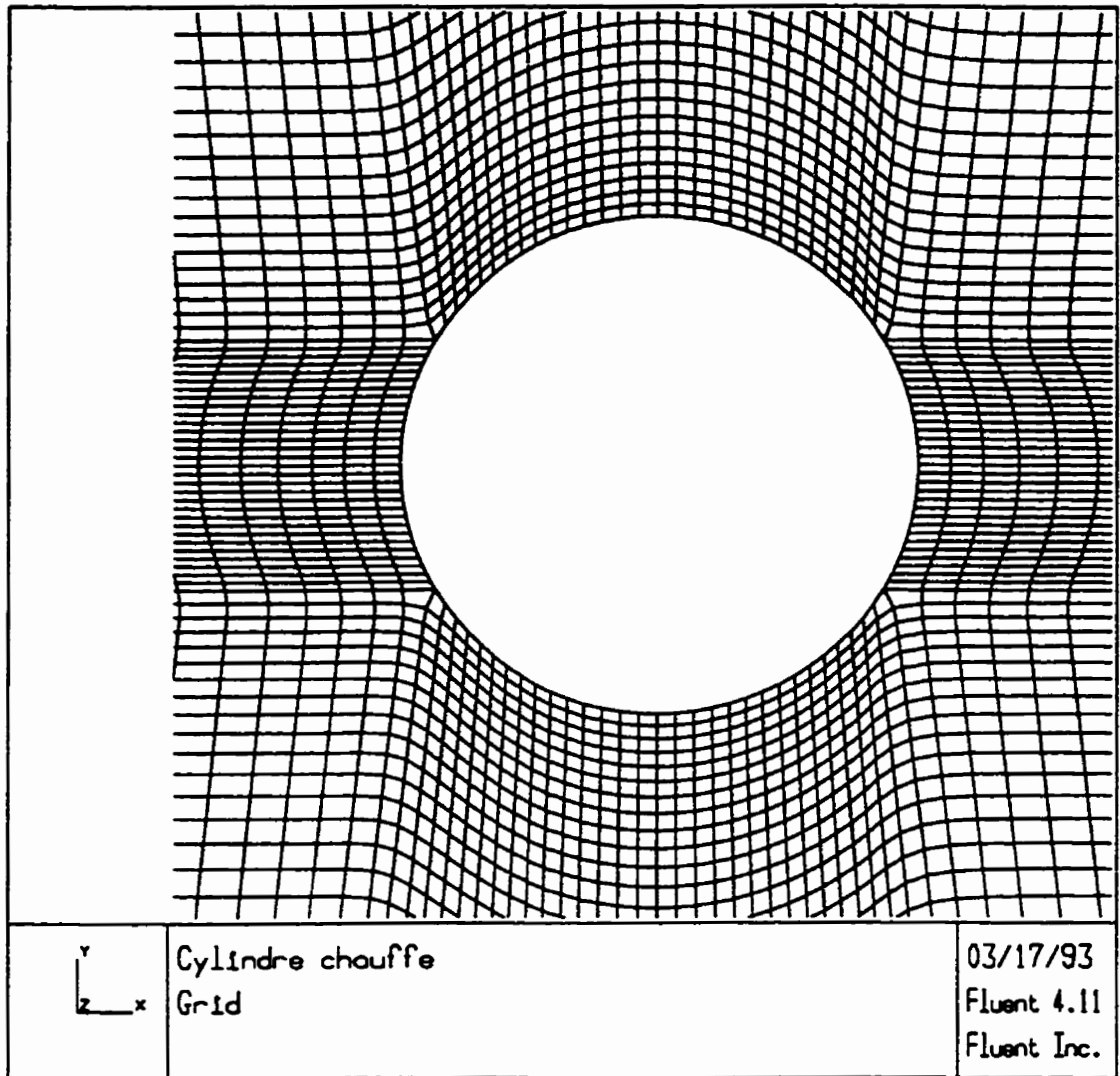


fig. 26

$$\begin{aligned} Re &= 41 & Pe &= 28.7 \\ Pr &= .7 & Ri &= 0 \\ Gr &= 0 \end{aligned}$$

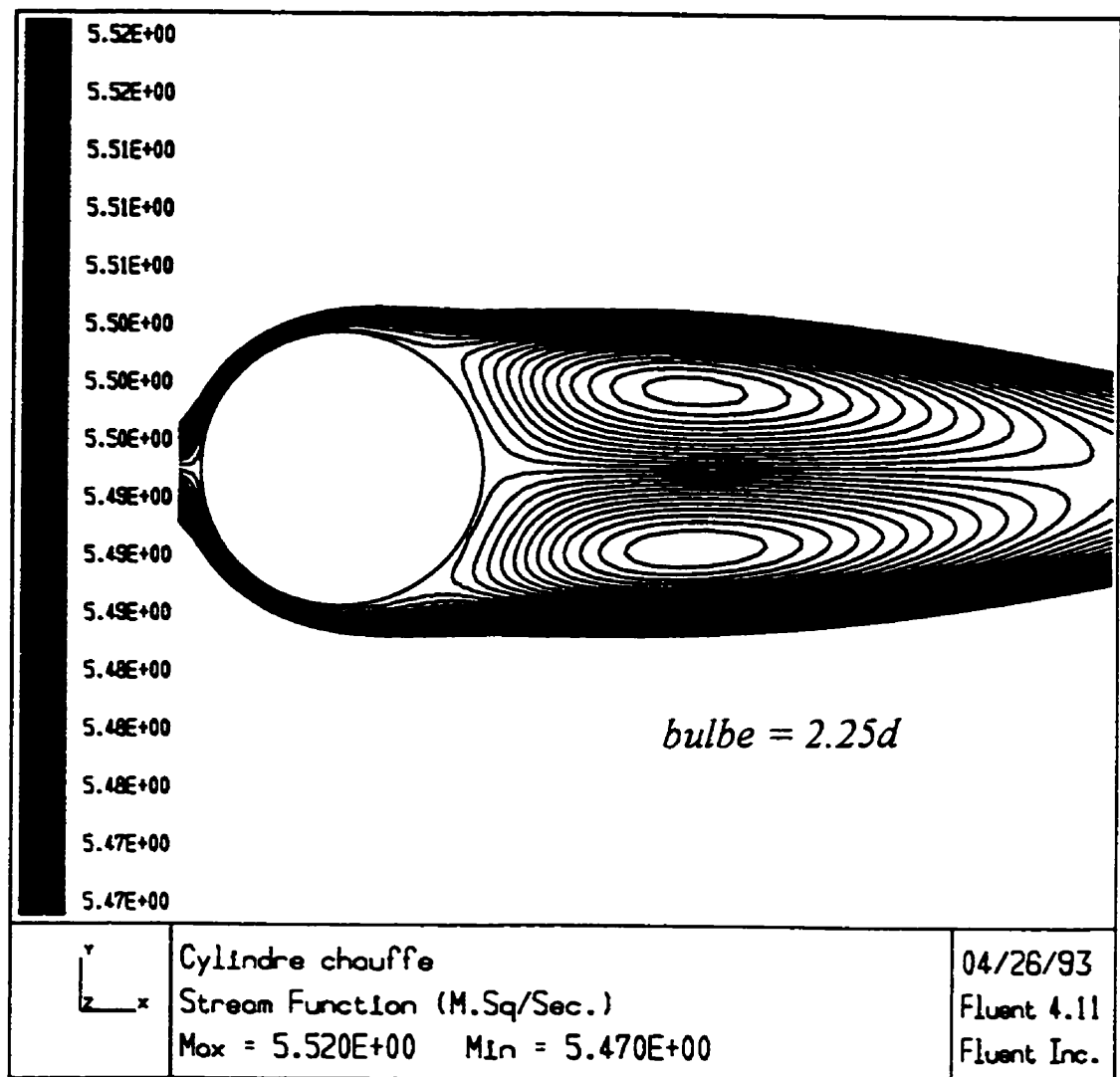


fig. 3

$Re=33$ $Pe=23.1$
 $Pr=.7$ $Ri=0$
 $Gr=0$

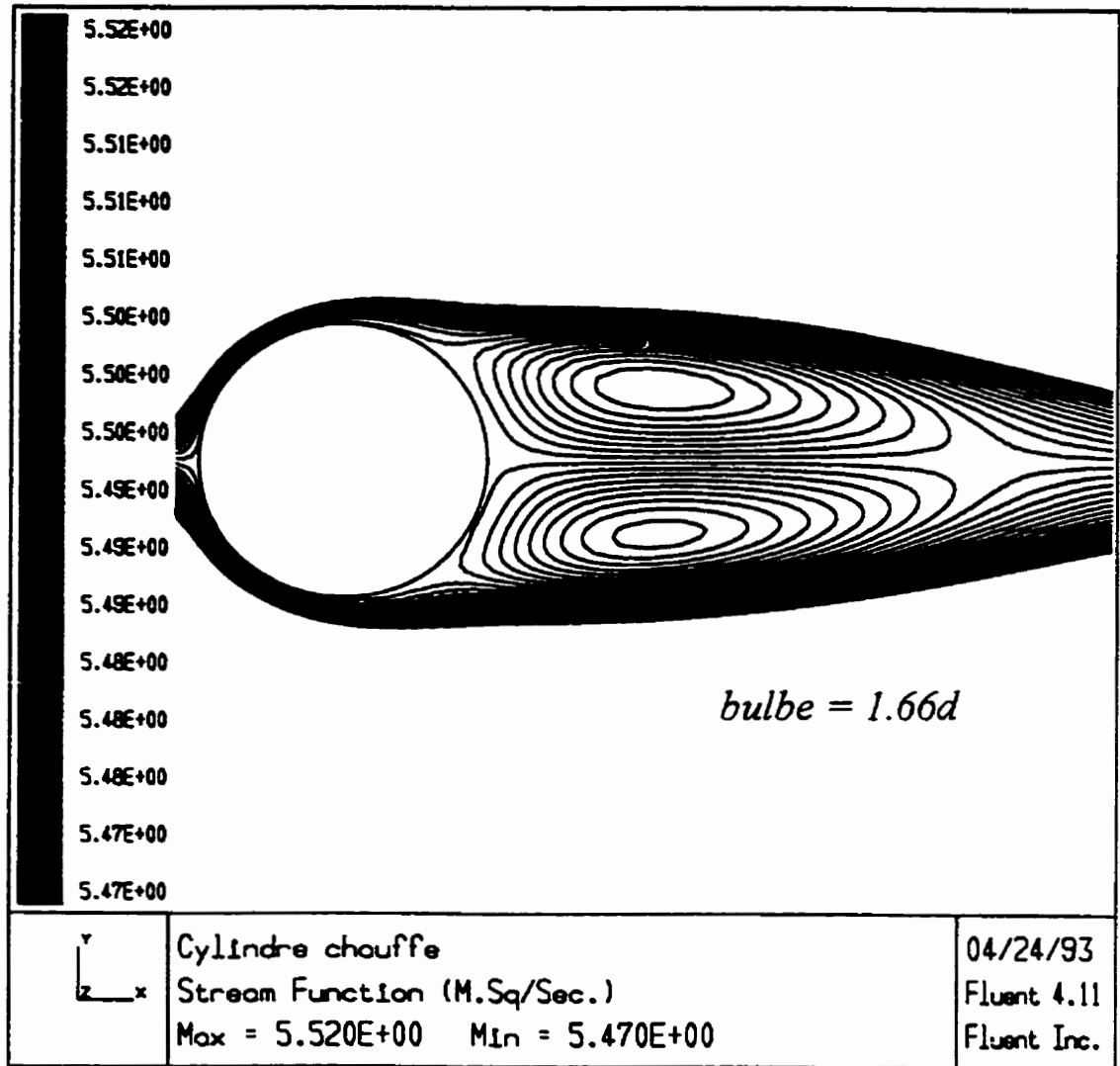


fig. 5

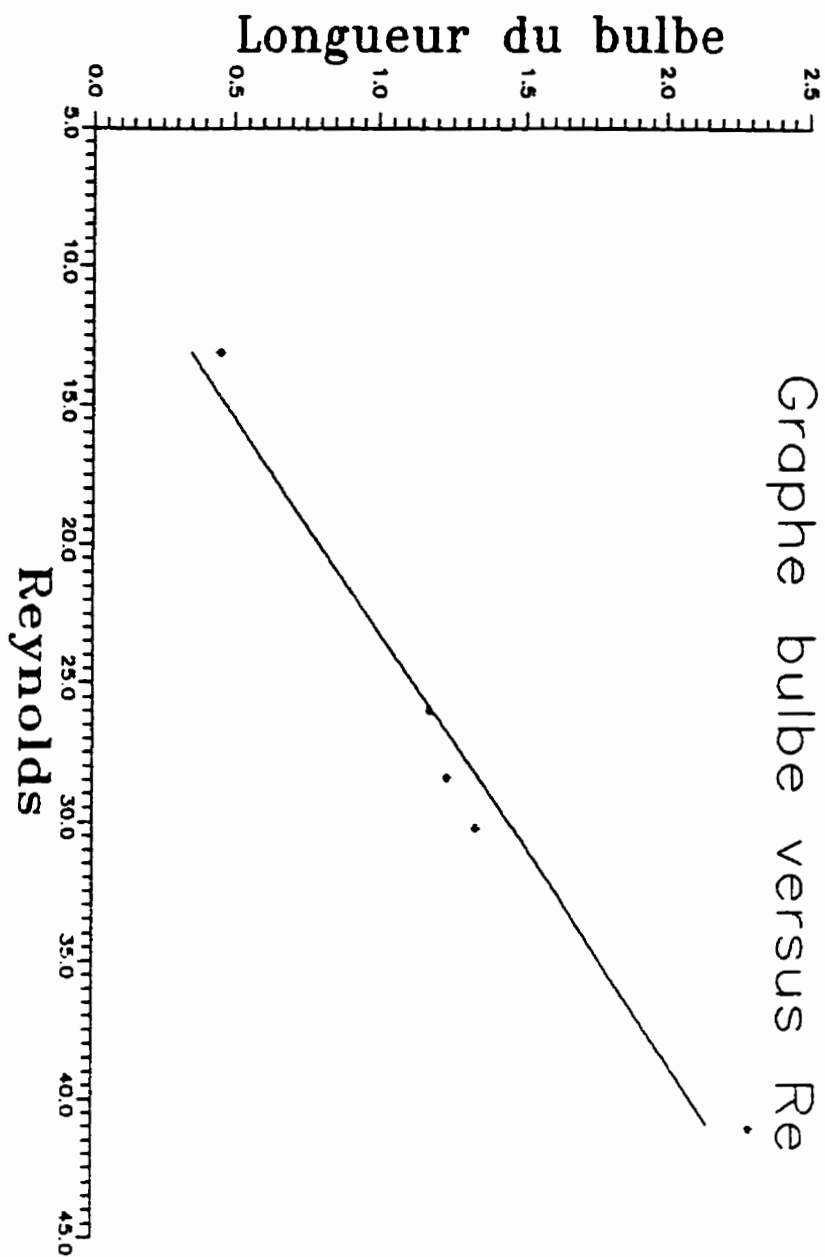


Fig. 6

$$\begin{aligned}
 Re &= 33 & Pe &= 23.1 \\
 Pr &= .7 & Ri &= .0374 \\
 Gr &= 40.7
 \end{aligned}$$

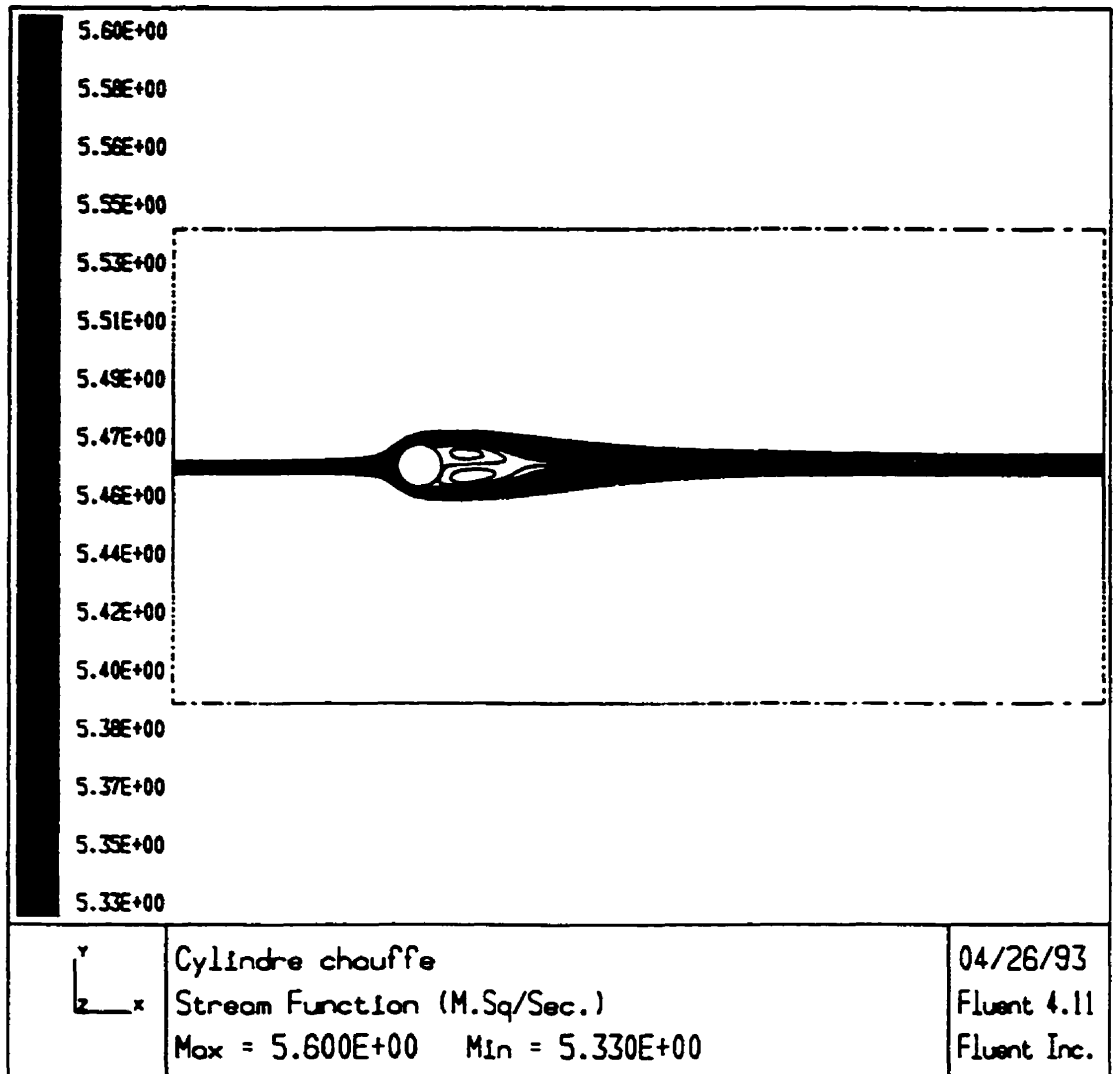


fig. 7

$$\begin{aligned} Re &= 33 & Pe &= 23.1 \\ Pr &= .7 & Ri &= .374 \\ Gr &= 407 \end{aligned}$$

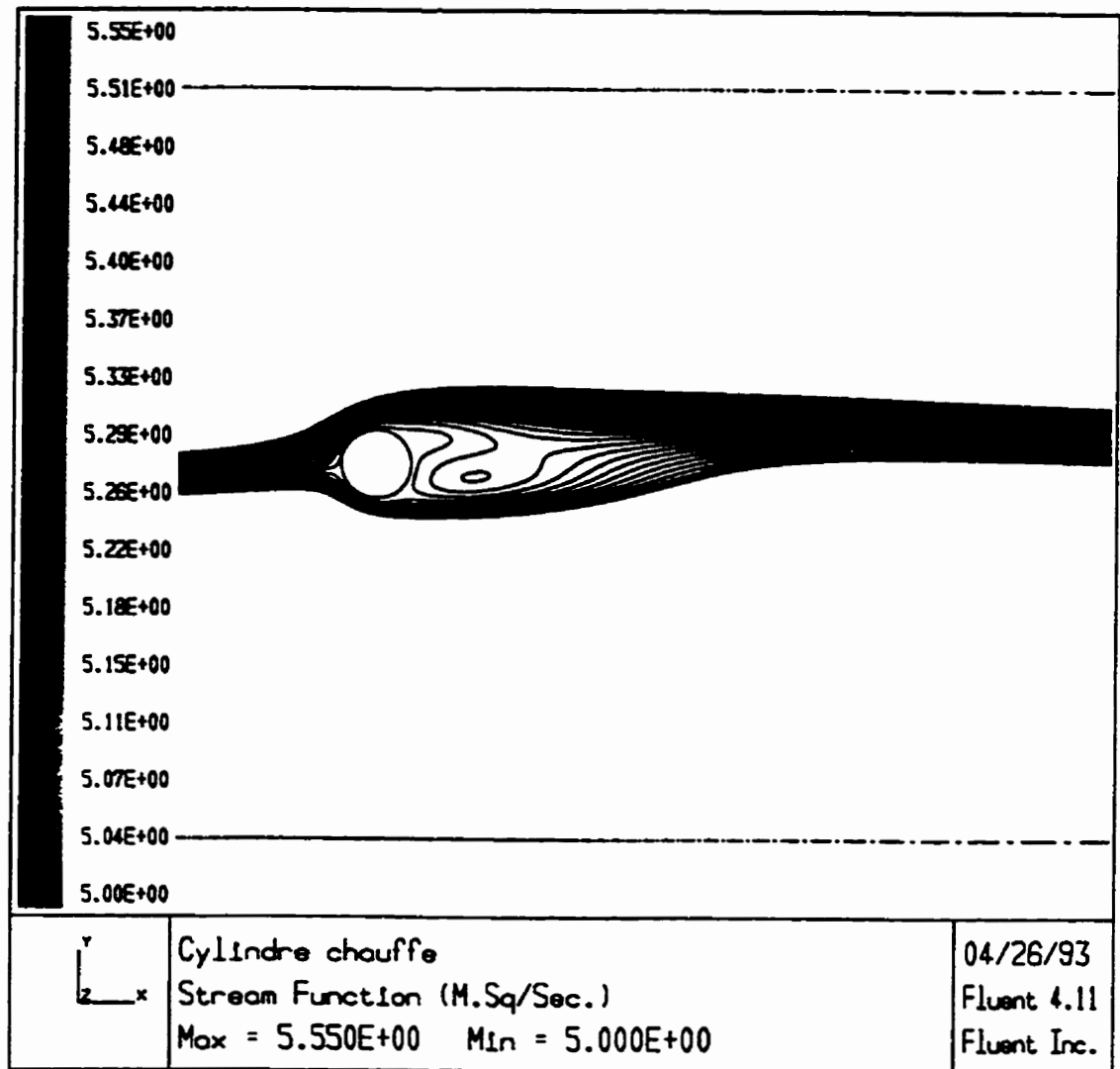


fig. 8

$$\begin{aligned}
 Re &= 33 & Pe &= 23.1 \\
 Pr &= .7 & Ri &= \frac{Gr}{Re^2} = \frac{4070}{1089} = 3.73 \\
 Gr &= 4070
 \end{aligned}$$

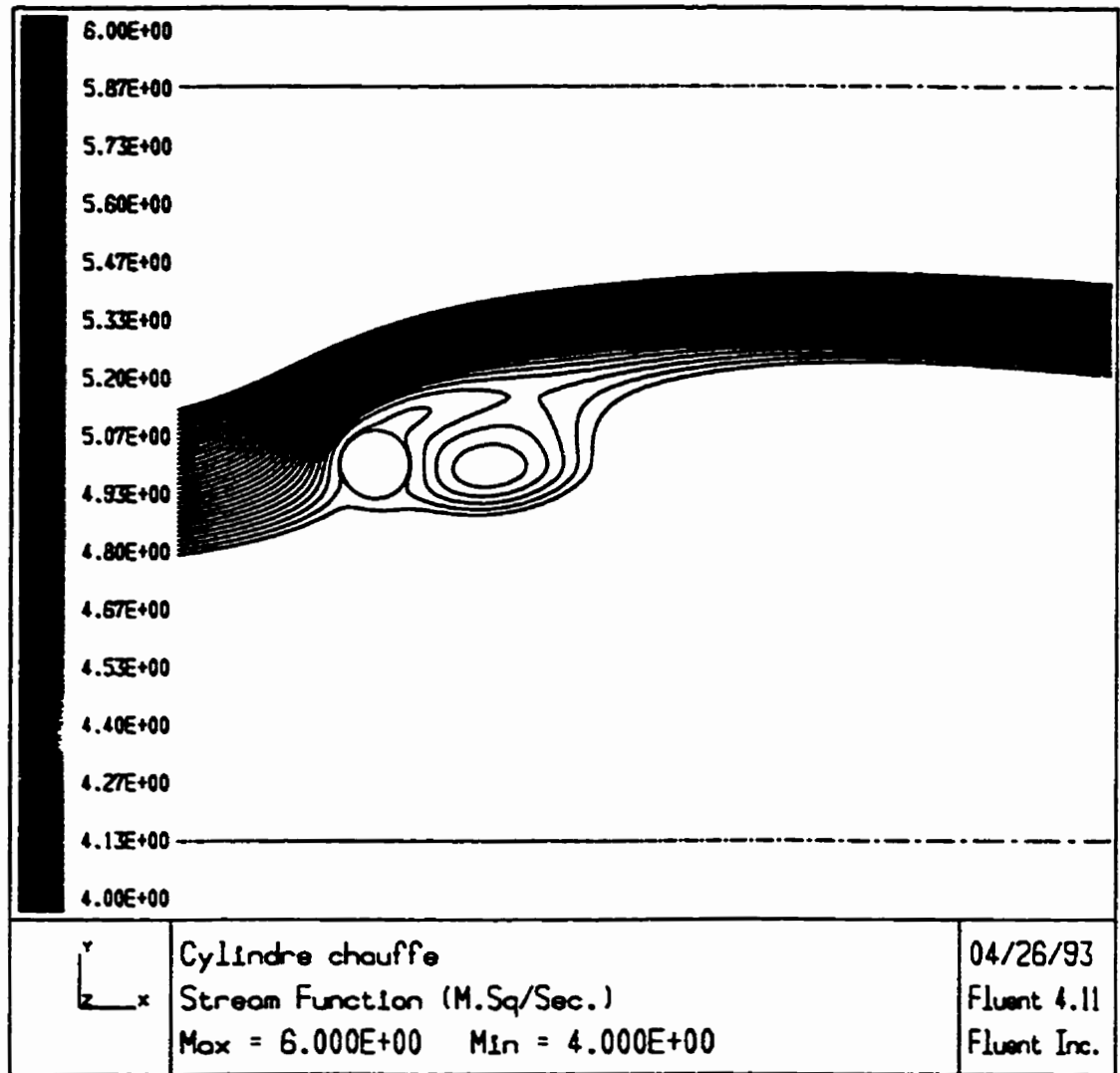


fig. 9

$Re=33$ $Pe=23.1$
 $Pr=.7$ $Ri=0$
 $Gr=0$

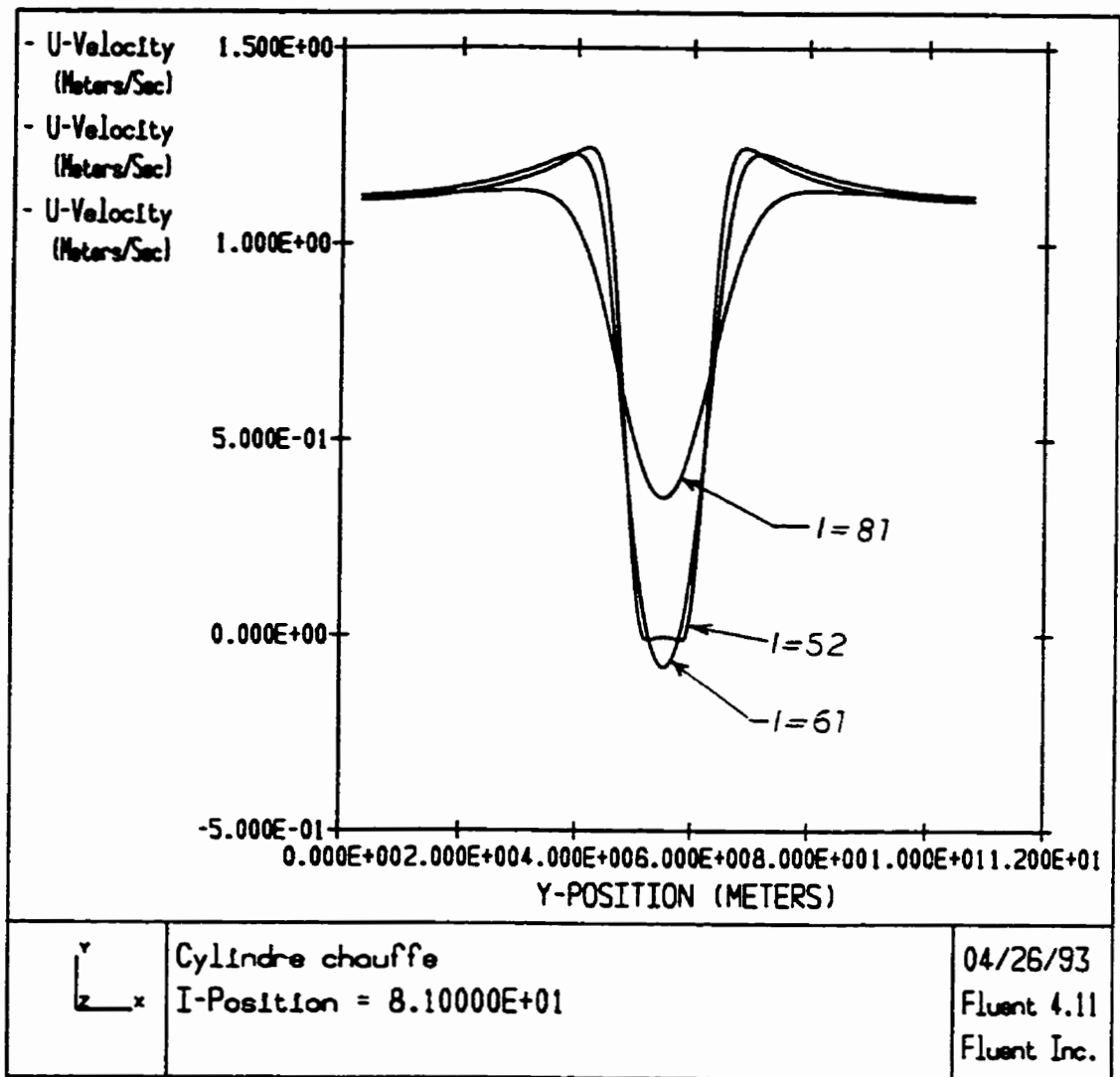


fig. 10

$Re=33$ $Pe=23.1$
 $Pr=.7$

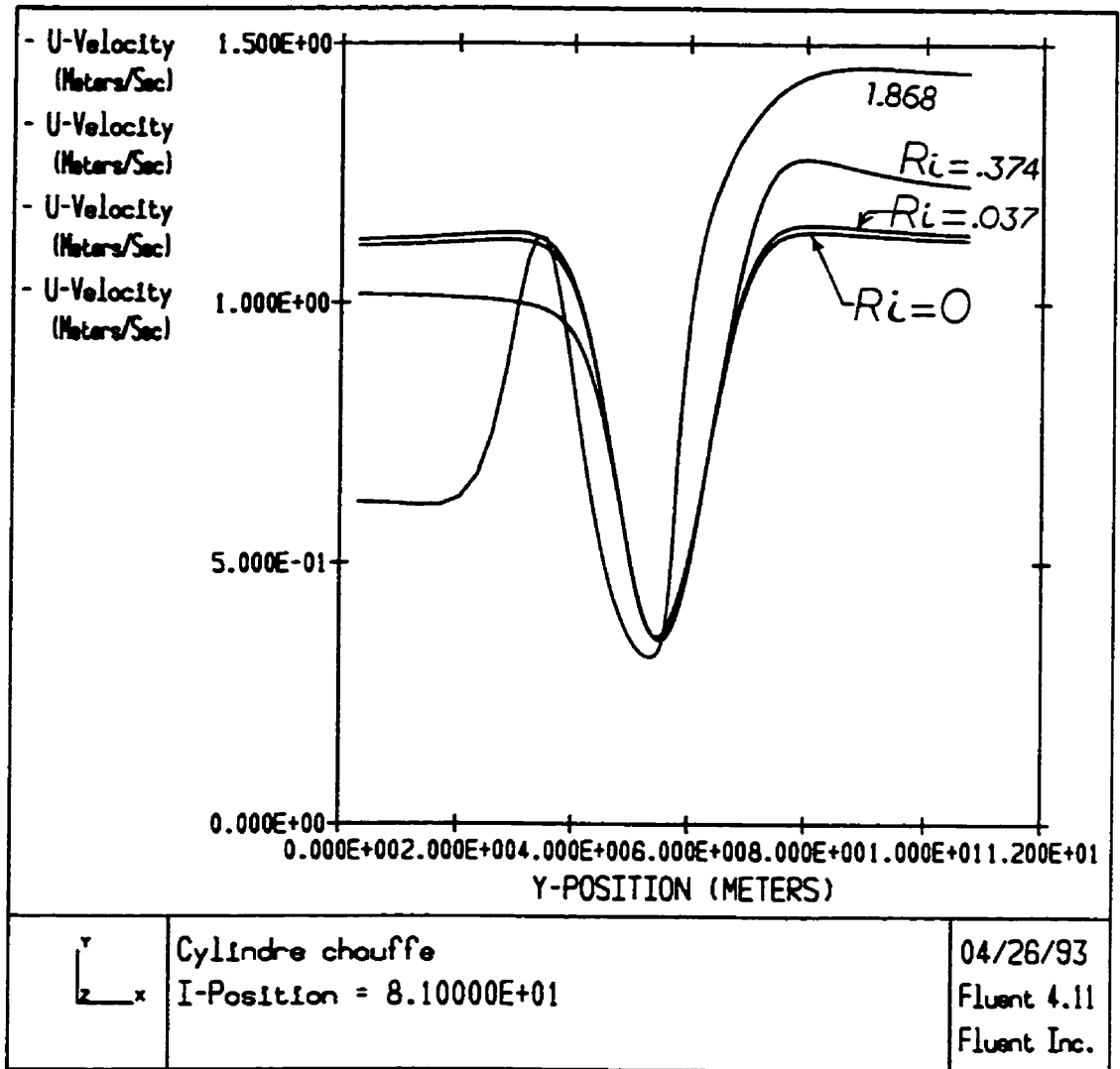


Fig. 11

Annexe C

Plan du circuit imprimé

Nous retrouvons dans cette annexe le plan du circuit imprimé pour la réalisation du peigne. Les pistes conductrices sont électro-usinées.

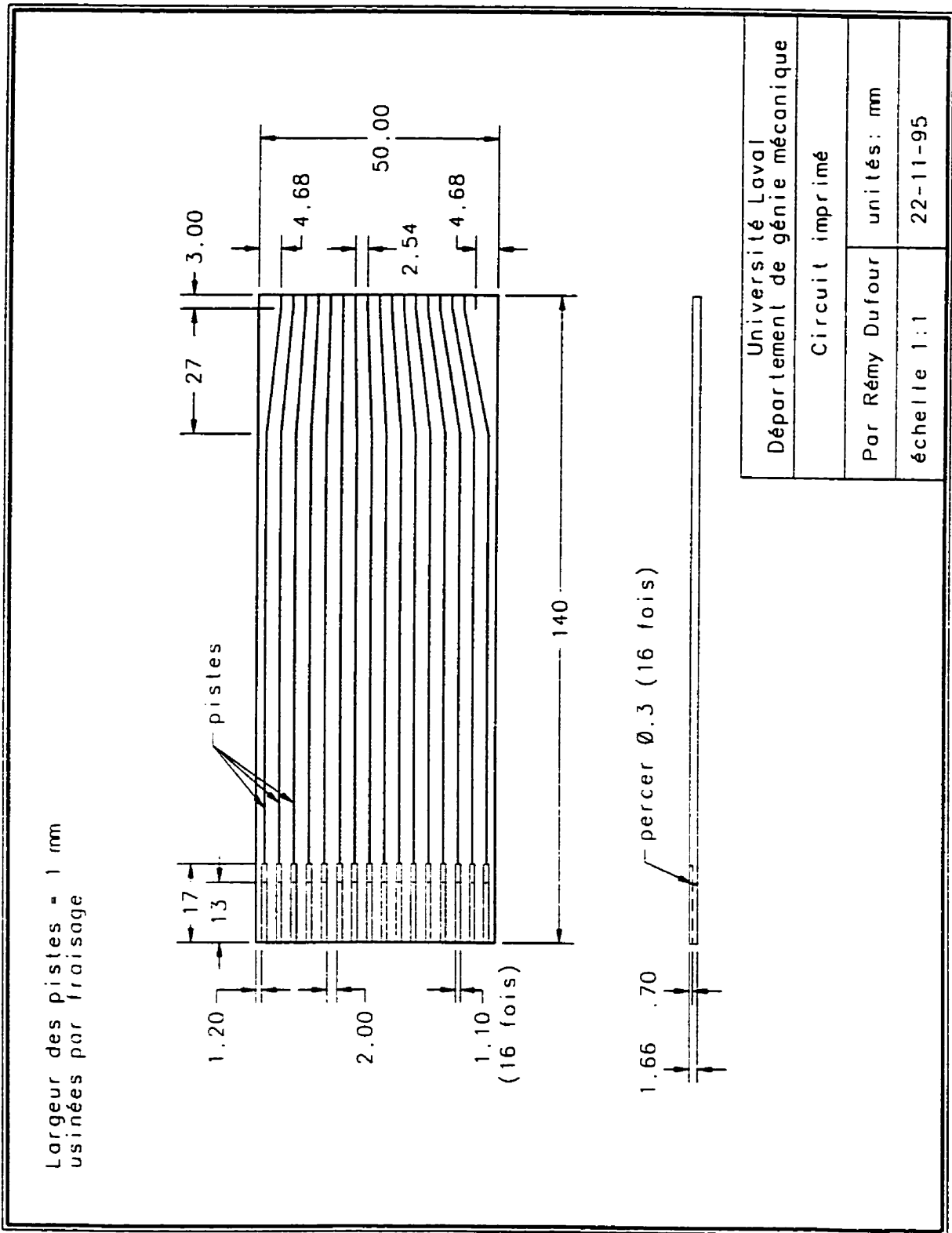
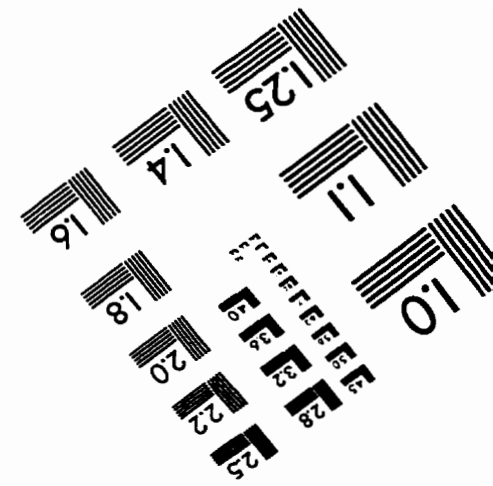
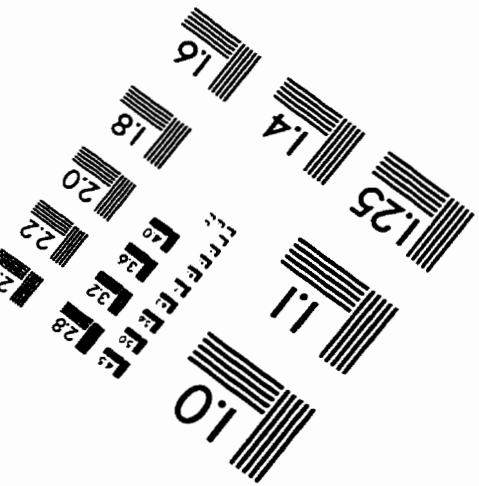
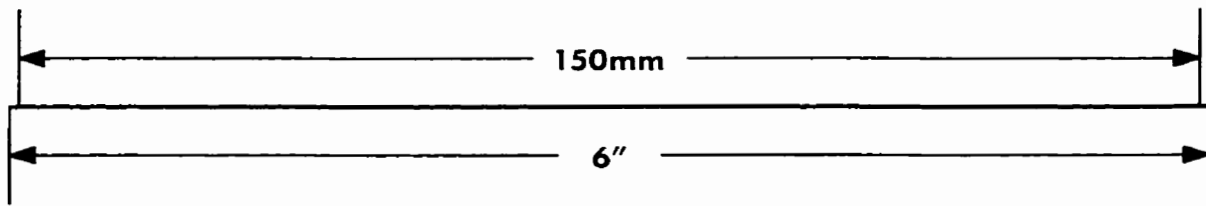
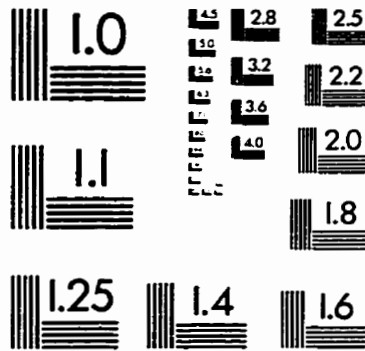
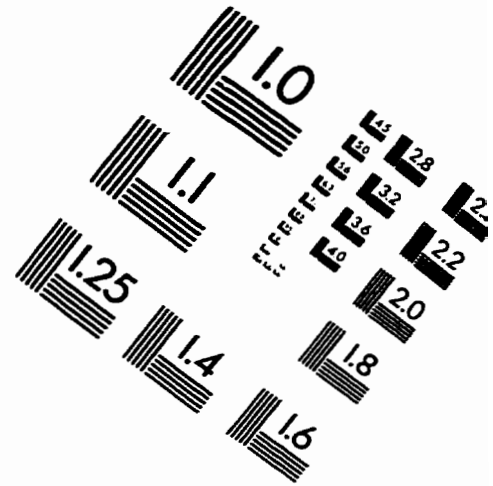
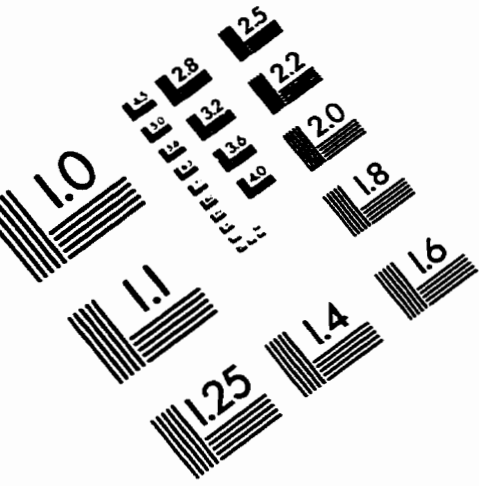


IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc
 1653 East Main Street
 Rochester, NY 14609 USA
 Phone: 716/482-0300
 Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc. All Rights Reserved