

THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

Pour l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE ROUEN
Discipline : PHYSIQUE
Spécialité : ENERGETIQUE

PAR

Abdelkader DOUDOU

ETUDE DES TECHNIQUES POUR L'ANALYSE
DES AUTOCORRELATIONS, DES ECHELLES ET DES SPECTRES EN TURBULENCE
A PARTIR DES DONNEES DE LA VELOCIMETRIE LASER

- APPLICATION EN COMBUSTION -

Soutenue, le 8 Novembre 1990

Membres du jury :

- | | |
|-------------------------|---|
| <i>M. R. BORGHI</i> | <i>Professeur à l'Université de ROUEN</i> |
| <i>M. I. GOKALP</i> | <i>Chargé de recherche CNRS au CRCCHT ORLEANS</i> |
| <i>M. M. LEDOUX</i> | <i>Professeur à l'Université de ROUEN</i> |
| <i>M. J-M. MOST</i> | <i>Chargé de recherche CNRS au GRCPC POITIERS</i> |
| <i>M. P. PARANTHOEN</i> | <i>Directeur de recherche CNRS au CORIA ROUEN</i> |
| <i>M. M. TRINITE</i> | <i>Directeur de recherche CNRS au CORIA ROUEN</i> |

*A Mes parents,
Mes frères et sœurs,
Ma grande mère.*

Ce mémoire de thèse est l'aboutissement d'une étude de recherche réalisée au laboratoire de thermodynamique de URA CNRS N° 230 de la faculté des Sciences et Techniques de ROUEN, sous la Direction de Monsieur le Professeur P. Valentin à qui j'exprime ma gratitude de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Ce travail s'est effectué sous la direction de Monsieur M. Trinité que je tiens tout particulièrement à remercier pour la confiance, la sympathie et l'aide permanente qu'il a bien voulu m'apporter tout au long de cette étude, ce qui m'a permis de mener ce travail dans de bonnes conditions.

Je tiens également à remercier Monsieur P. Paranthoën pour ces conseils et l'aide qu'il m'a apportée.

Je tiens à remercier vivement les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'examiner et de juger ce travail :

<i>Monsieur R. BORGHI</i>	<i>Professeur à l'Université de Rouen</i>
<i>Monsieur I. GOKALP</i>	<i>Chargé de recherche CNRS au CRCCHT Orléans</i>
<i>Monsieur M. LEDOUX</i>	<i>Professeur à l'Université de Rouen</i>
<i>Monsieur J-M. MOST</i>	<i>Chargé de recherche CNRS au GRCPC Poitiers</i>
<i>Monsieur P. PARANTHOEN</i>	<i>Directeur de recherche CNRS au CORIA Rouen</i>
<i>Monsieur M. TRINITE</i>	<i>Directeur de recherche CNRS au CORIA Rouen</i>

J'adresse mes sincères remerciements :

- A Monsieur **Jean Mouard** et Madame **Sylvie Vottier** pour la partie informatique.
- A Monsieur **Alain Picard** pour son aide apportée lors de mon installation sur le Sun.
- A Mademoiselle **Michèle levé** pour le soin apporté et la qualité de son travail dans la mise en forme de ce mémoire.
- A Mademoiselle **Turquet Isabelle** pour la dactylographie de ce mémoire.
- A Madame **Nadine Couillard** pour le soin apporté à la reprographie.
- A tous ceux, professeurs, chercheurs, thésards ou autres, qui m'ont facilité l'intégration dans le laboratoire et que je ne peux tous citer .

SOMMAIRE

pages

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

2

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

5

PREMIERE PARTIE

THEORIE DES SPECTRES ET L'ECHANTILLONNAGE ALEATOIRE

INTRODUCTION

11

CHAPITRE I :

TURBULENCE ET LA THEORIE DES SPECTRES

12

I-1 INTRODUCTION

12

I-2 FONCTION DE DISTRIBUTION DE L'ENERGIE DE TURBULENCE

12

I-3 ECHELLES EULERIENNES

17

I-3-1 ECHELLE INTEGRALE

17

I-3-2 MICROECHELLE DE DISSIPATION

17

I-4 TAUX DE DISSIPATION

19

I-5 NOMBRE DE REYNOLDS DE LA TURBULENCE

19

I-6 INFLUENCE DE LA COMBUSTION

20

I-7 CONCLUSION

21

CHAPITRE II :	
ANALYSE SPECTRALE DES DONNEES	
IRREGULIEREMENT ECHANTILLONNEES DE LA	
VELOCIMETRIE DOPPLER LASER	22
II-1 INTRODUCTION	22
II-2 THEORIE DU SIGNAL	22
II-3 METHODE DES INTERPOLATIONS	24
II-4 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES EXACTS	26
II-5 METHODE SPECTRALE DIRECTE	27
II-6 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES DISCRETS	28
II-6-1 AUTOCORRELATION	28
a) Biais dû au temps d'incrémentation	29
b) Histogrammes H(k)	29
c) Choix des paramètres	32
d) Variance de l'autocorrélation	32
II-6-2 SPECTRE DE PUISSANCE	32
a) Calcul du spectre	32
b) Biais dû aux basses fréquences	34
c) Variance de l'estimation spectrale	34
d) Stationnarité et sous-blocs	35
II-6-3 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA MPID	37
a) Effet de la fréquence maximale	38
b) Effet du taux d'échantillonnage	38
c) Effet du nombre d'échantillons	38
d) Effet du retard de temps maximal	38
e) Effet de l'intervalle de temps	40
II-7 CONCLUSION	40
CHAPITRE III :	
LE BRUIT ET LES MESURES ALEATOIRES OBTENUS PAR	
LA VDL	46
III-1 INTRODUCTION	46
III-2 BRUITS DES SIGNAUX DE LA VDL	46
III-3 ELIMINATION DU BRUIT	48
III-4 CONCLUSION	49

CHAPITRE IV :	
LE PROBLEME DU BIAIS STATISTIQUE	50
IV-1 INTRODUCTION	50
IV-2 TECHNIQUE DE PONDERATION	52
IV-2-1 PONDERATION PAR LE TEMPS DE SEJOUR	52
IV-2-2 PONDERATION PAR L'INTERVALLE DE TEMPS ENTRE DEUX MESURES CONSECUTIVES	53
IV-3 ECHANTILLONNAGE DECORRELE DE LA VITESSE	53
IV-3-1 ECHANTILLONNAGE FIXE OU CONTROLE	54
IV-3-2 MOYENNE EN DEUX ETAPES	54
IV-4 CONCLUSION	58

DEUXIEME PARTIE
LES CHAINES D'ACQUISITION VDL ET LES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

INTRODUCTION	63
CHAPITRE V :	
VELOCIMETRIE DOPPLER LASER	64
V-1 INTRODUCTION	64
V-2 PRINCIPE DE LA VDL	64
V-2-1 SIGNAL DE LA VDL	67
V-2-2 DIFFUSION DE MIE	68
V-3 CHAINES D'ACQUISITION	68
V-3-1 COMPOSITION D'UNE CHAINE D'ACQUISITION	71
V-3-2 DEROULEMENT DES ACQUISITION	71
V-4 SYSTEMES D'ENSEMENCEMENT	76
V-5 CONCLUSION	77

CHAPITRE VI :	
LES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	78
VI-1 INTRODUCTION	78
VI-2 DISPOSITIF DES JETS COAXIAUX	78
VI-3 DISPOSITIF DU BRULEUR "INDUSTRIEL"	80
VI-4 DISPOSITIF DE LA TORCHE A PLASMA	82
VI-5 DISPOSITIF DE LA FLAMME EN "V"	84
VI-6 DISPOSITIF DE LA CHAMBRE DE COMBUSTION	87
VI-7 CONCLUSION	89
TROISIEME PARTIE	
LES TESTS DES METHODES SPECTRALES SUR LES DIFFERENTS DISPOSITIFS	
INTRODUCTION	93
CHAPITRE VII :	
LE BIAIS STATISTIQUE DES MESURES DE LA VDL	95
VII-1 INTRODUCTION	95
VII-2 DIFFERENTES PROCEDURES DE MOYENNE	96
VII-2-1 COMPARAISON DES PROCEDURES DE MOYENNE	97
VII-3 CONCLUSION	100
CHAPITRE VIII :	
LE BRULEUR "INDUSTRIEL"	103
VIII-1 INTRODUCTION	103
VIII-2 BRULEUR SANS COMBUSTION	103
VIII-2-1 REGIME PULSE	103
VIII-2-2 REGIME TURBULENT	104
VIII-3 BRULEUR AVEC COMBUSTION	104
VIII-4 CONCLUSION	112

CHAPITRE IX :
LA FLAMME EN "U" **113**

IX-1 INTRODUCTION	113
IX-2 COMPARAISON DES TECHNIQUES	114
IX-2-1 TECHNIQUE DES INTERPOLATIONS	117
IX-2-2 TECHNIQUE DE LA MPID	118
IX-2-3 BRUIT	119
a) Le filtre passe-bas	119
b) La correction de l'autocorrélation	122
IX-3 CONCLUSION	126

CHAPITRE X :
LA TORCHE A PLASMA **127**

X-1 INTRODUCTION	127
X-2 REGIME TURBULENT DE LA TORCHE	128
X-3 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES DISCRETS	130
X-4 METHODE DES INTERPOLATIONS	133
X-5 METHODE SPECTRALE DIRECTE	136
X-6 CONCLUSION	139
CONCLUSION	140

QUATRIEME PARTIE
APPLICATION A L'INTERACTION TURBULENCE- COMBUSTION EN STATIONNAIRE ET INSTATIONNAIRE

INTRODUCTION	145
---------------------	-----

CHAPITRE XI :
FLAMME EN "U"
ECOULEMENT STATIONNAIRE **146**

XI-1 INTRODUCTION	146
XI-2 MESURES DE VITESSE	147
XI-3 AUTOCORRELATIONS ET SPECTRES	152
a) Axe longitudinal	152
b) Axe transversal	155
XI-4 ECHELLES EULERIENNES	167
a) Axe longitudinal	167
b) Axe transversal	167
XI-5 CONCLUSION	172
 CHAPITRE XII :	
LA CHAMBRE DE L'ARC	
ECOULEMENT INSTATIONNAIRE	
176	
XII-1 INTRODUCTION	176
XII-2 EVALUATION DE LA VITESSE	177
XII-2-1 SANS COMBUSTION	177
XII-2-2 AVEC COMBUSTION	180
XII-3 DEFINITION DE LA TURBULENCE	180
XII-3-1 DEFINITION I	183
XII-3-2 DEFINITION II	183
XII-4 CARATERISTIQUE DE LA TURBULENCE SANS COMBUSTION	185
XII-4-1 ENERGIE DE TURBULENCE	185
XII-4-2 ECHELLES DE LA TURBULENCE	185
XII-4-3 LA DISPERSION CYCLIQUE	190
XII-5 CARATERISTIQUES DE LA TURBULENCE AVEC COMBUSTION	190
XII-5-1 LE NIVEAU DE TURBULENCE	190
XII-5-2 LES ECHELLES DE TURBULENCE	190
XII-6 COMPARAISON DES RESULTATS AVEC ET SANS COMBUSTION	199
XII-7 CONCLUSION	207
CONCLUSION	208

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE **212**

NOMENCLATURE

N O M E N C L A T U R E

\bar{U}	: Vitesse moyenne
u', v', w'	: Fluctuation de vitesse
σ_u, σ_v	: Ecarts-types
σ_u^{mes}	: Ecart-type bruité
I_u, I_v	: Intensité de turbulence
I_u^{mes}	: Intensité de turbulence bruitée
t	: Temps
τ	: Retard de temps
$R_u(\tau), R_v(\tau)$: Autocorrélations temporelles
$\rho_u(\tau), \rho_v(\tau)$: Coefficients d'autocorrélation temporelle
n	: Fréquence
$E_u(n), E_v(n)$: Spectre monodimensionnel en fonction de n
$F_u(n), F_v(n)$: Densités spectrales monodimensionnelles en fonction de n
k	: Nombre d'ondes
k_u, k_v, k_w	: Nombre d'ondes monodimensionnel
$E(k)$: Spectre tridimensionnel en fonction de k
$E_u(k_u), E_v(k_u)$: Spectres monodimensionnels en fonction de k_u
K	: Energie cinétique
ϵ	: Energie de dissipation
T_u, T_v	: Echelles intégrales temporelles
τ_u, τ_v	: Microéchelles temporelles
L_u, L_v	: Echelles intégrales spatiales
λ_u, λ_v	: Microéchelles spatiales
B	: Energie intégrale
$Re_{\lambda u}, Re_{L u}$: Reynolds de la turbulence
ν	: Viscosité
t_i	: Instant de la mesure
Δt_i	: Intervalle de temps entre deux mesures
U_i	: Mesure de la vitesse
e_i	: Portion de bruit aléatoire

ϵ	: Contribution du bruit à la turbulence
T	: Durée d'enregistrement
N	: Nombre d'échantillons
N_s	: Nombre d'échantillons
N_r	: Nombre de rééchantillons
$\Delta\tau$: Résolution de l'autocorrélation
τ_{max}	: Retard de temps maximal de l'autocorrélation
η	: Fréquence d'échantillonnage
η_s	: Fréquence de Nyquist
η_r	: Fréquence de rééchantillonnage
Δt_{max}	: Intervalle de temps maximal
Δt_{moy}	: Intervalle de temps moyen
Δt_{min}	: Intervalle de temps minimum
H(k)	: Histogramme des produits croisés
SUM(k)	: Somme des produits croisés
D(τ)	: Fenêtre de lissage
τ_w	: Fenêtre de coïncidence
Δf	: Battement de fréquence
f_D	: Fréquence Doppler
f_{Br}	: Fréquence de Bragg
f_i	: Fréquence du faisceau incident
f_d	: Fréquence du faisceau diffusé
i_f	: Interfrange
λ	: Longueur d'onde
\hat{k}	: Demi angle entre deux faisceaux
\vec{k}	: Vecteur d'onde
E, E_1, E_2, E_o, E_d	: Energie électromagnétique
d_p	: Diamètre des particules
d	: Diamètre
Re	: Reynolds
R_c	: Reynolds critique
T_e	: Fluide de crêneau
T_o	: Période de contrôle
T_n	: Période de rééchantillonnage
$\epsilon'_{1p}, \epsilon_{1p}$: Précision spectrale
St	: Nombre de Strouhal
Δt	: Fenêtre d'intégration
Δt_f	: Fenêtre du filtre passe-bas

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La Vélocimétrie Doppler Laser (VDL), introduite dans les années soixante, a entraîné un net progrès dans la métrologie des écoulements à environnement hostile et particulièrement en combustion. C'est une technique non intrusive (dans la mesure où l'accès optique est possible) et absolue, elle ne nécessite pas d'étalonnage, c'est sa qualité primordiale. Elle reste la seule méthode utilisable en combustion.

En écoulement turbulent, cette technique, qui est liée à la présence de particules diffusantes, reste délicate. En effet, contrairement au fil chaud qui fournit un signal analogique continu représentatif de la vitesse, la VDL donne accès à la vitesse échantillonnée aléatoirement au rythme de l'arrivée des particules. Celà peut poser problème si cette arrivée aléatoire des particules est corrélée à un autre paramètre aléatoire de l'écoulement (vitesse, température, concentration...). C'est le problème de biais qui a été longuement étudié depuis **Buchhave [1]**.

Les grands progrès réalisés ces dernières années dans le domaine de l'informatique et l'accroissement des capacités mémoires permettent maintenant de réaliser l'acquisition de données de façon routinière en incluant les instants d'arrivée des particules validées traversant le volume focal. Ainsi pour les statistiques classiques, il est maintenant admis [2, 9] que la prise en compte de ces temps permet la suppression des biais même dans les cas difficiles comme les milieux en combustion et ceci sans hypothèse particulière si la cadence des mesures est suffisante.

Pour la modélisation des écoulements réactifs turbulents, la connaissance des moyennes et écart-types se révèle souvent insuffisante et il y a lieu de prendre en compte la répartition spectrale de l'énergie de turbulence ou, pour le moins la valeur des échelles (intégrales, micro-échelles) dont l'importance est considérable pour ce qui concerne les réactions chimiques les moins rapides. C'est un paramètre essentiel pour pouvoir prédire par exemple la formation des oxydes d'azote, polluants qui posent un problème actuellement compte

tenu des normes nouvellement adoptées. Or, il faut pour cela résoudre dans le temps l'évolution des fluctuations de vitesse en réalisant des mesures à cadence de mesure élevée.

Cette cadence étant de toute façon limitée pour diverses raisons (comme la modification thermique des particules ou l'effet d'expansion des gaz brûlés), l'analyse spectrale rencontre d'énormes problèmes en Vélocimétrie Laser. En plus des difficultés habituelles (**Oppenheim et Schafer** [10]), le calcul des spectres est pénalisé par l'arrivée aléatoire des particules qui ne permet pas l'utilisation des algorithmes classiques de la transformée de Fourier rapide. De nombreux auteurs ont abordé ce sujet, en particulier **Gaster et Roberts** [11, 13], **Mayo** [14, 15], **Buchhave et Lumley** [2], **Norsworthy** [16], **Bell** [17], **Boyer et Searby** [18], **Srikantaiah et Coleman** [19], **Tropea** [20], ...

Deux approches restent possibles en analyse spectrale :

1- Appliquer la méthode des interpolations (linéaire ou trapèze) de façon à rééchantillonner régulièrement le signal de vitesse. Pour résoudre les hautes fréquences, des cadences de mesure moyennes très supérieures à la fréquence maximum de l'écoulement sont nécessaires, ce qui n'est pas facile à obtenir en combustion.

2- Concevoir des algorithmes nouveaux spécialement adaptés à l'échantillonnage aléatoire, telle que la méthode des produits à intervalles discrets (MPID) qui consiste à rétablir la fonction d'autocorrélation exacte. Cette méthode introduite par **Jones** [21] puis reprise par **Mayo et al** [14] divise le temps de l'autocorrélation en M intervalles de largeur constante $\Delta\tau$ et les produits des fluctuations sont réalisés pour tous les intervalles quand les mesures existent et cumulés dans les classes appropriées. Le temps d'acquisition T doit être suffisamment long pour que dans chaque classe existe au moins un produit croisé. Cette méthode peut donner de bons résultats dans les cas de cadence relativement faible (combustion) car l'information peut exister par paquets isolés où la densité de mesure est élevée. De plus, la mesure correspondante validée par le compteur est toujours entachée d'une incertitude aléatoire. Ce bruit d'origines diverses optique et électronique, augmente si on cherche une cadence élevée. Il est encombrant pour les faibles niveaux de turbulence. Le bruit peut être maîtrisé et éliminé dans la MPID par l'intermédiaire du coefficient, d'autocorrélation $\rho_u(\tau)$, en corrigeant l'écart-type.

Ce bruit, en effet fort gênant pour la détermination précise de la micro-échelle de Taylor et la détermination d'un coefficient d'autocorrélation fiable et physiquement contrôlable est un étonnant moyen pour une bonne analyse spectrale.

LE CADRE DE L'ETUDE

En Vélocimétrie Doppler Laser chaque expérience est spécifique et il n'existe pas de situation universelle où toutes les techniques d'analyse spectrale pourraient être étudiées et comparées. Le but de ce travail est de profiter des diverses expériences existant au CORIA pour tester et mettre au point une technique capable de donner satisfaction dans la plupart des cas, ou tout au moins de connaître les limites des méthodes dans chaque situation. Cette étude reste particulièrement orientée vers la combustion, préoccupation essentielle du laboratoire. Le difficile problème de la modification de la turbulence par la combustion n'est pas à ce jour éclairci et nous tenterons, grâce à la méthode mise au point d'aborder cette question.

Ce travail sera présenté en quatre parties :

Dans la première partie nous définissons les grandeurs essentielles en turbulence (Chapitre I), puis nous passons en revue les difficultés techniques d'analyse spectrale spécifiques aux données échantillonnées aléatoirement (Chapitre II). Le problème de biais est abordé au Chapitre III et celui du bruit au Chapitre IV.

La seconde partie est consacrée à l'aspect expérimental avec la description des chaines de Vélocimétrie Doppler Laser qui ont été utilisées (Chapitre V) et avec la présentation rapide des expériences qui ont servi de support pour les études spectrales (Chapitre VI).

Les différentes techniques d'analyse ont été comparées dans la troisième partie à partir des résultats sur les diverses expériences qui couvrent une large gamme de conditions de turbulence (Chapitres VII, VIII, IX, X).

Enfin, la dernière partie est consacrée à l'application de la méthode des produits à intervalles discrets (MPID) à deux cas spécifiques : la combustion de prémélange stationnaire (flamme en "V") et instationnaire (chambre à volume constant avec turbulence initiale dite "Chambre de l'ARC" en raison du programme CNRS qui a initié cette recherche).

Dans ces deux cas on s'attachera à dégager l'influence de la combustion sur les échelles et les spectres.

REFERENCES

- [1] **P. Buchhave** : "The measurement of turbulence with the burst-type Laser Doppler Anemometer - Errors and correction methods". Turbulence Research Lab., SUNY, Buffalo, TRC-106, Sept. 1979.
- [2] **P. Buchhave, W.K. George, J.L. Lumley** : "The measurement of turbulence with the Laser Doppler Anemometer". Ann. Rev. Fluid Mech., 443 (1979).
- [3] **P. Buchhave, W.K. George** : "Bias corrections in turbulence measurements by the Laser Doppler Anemometer". Proc. on 3rd Int. Workshop on Laser Velocimetry, H.D. Thomson, W.H. Stevenson. Ed. Hemisphere Publ. Corp. (1978).
- [4] **D.K. Mc Laughlin, W.G. Tiederman** : "Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows". Phys. of Fluids, 16, n° 13 (1973).
- [5] **F. Durst, A. Melling., J.H. Whitelaw** : "Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry" Academic Press, 2nd Edition (1981).
- [6] **R.V. Edwards** : "A new look at particle statistics in Laser Anemometer Measurements". J. Fluid Mech., 105, 317 (1981).
- [7] **J.C. Erdmann, C.D. Tropea** : "Statistical bias of the velocity distribution function in laser anemometry". Int. Symp. on LDA, Lisbonne 1982.
- [8] **F. Durst, F. Ernst, M. Founti** : "A new counter signal processor for true time averaged fluid velocity measurements". 2nd Int. Symp. on LDA, Lisbonne 1984.
- [9] **D.O. Barnett, H.T. Bentley** : "Statistical bias of individual realization laser velocimeter". 2nd Int. Workshop on laser velocimetry. Ed. H.D. Thomson and W.H. Stevenson. Purdue Univ. Bulletin n° 144, p. 428-444 (1974).
- [10] **A.V. Oppenheim, R.W. Schafer** : "Digital signal processing". Ed. Prentice Hall (1975).
- [11] **M. Gaster, J.B. Roberts** : "Spectral analysis of randomly sampled signals". J. of the Int. of Math. and its applications, 15, 195-216 (1975).

- [12] **M. Gaster, J.B. Roberts** : "Spectral analysis of randomly sampled records by a direct transform". Proc. of the Royal Soc., Ser. A, 354, 27-58 (1977).
- [13] **J.B. Roberts, M. Gaster** : "Rapid estimation of spectra from irregularly sampled records". Proc. IEEE, 125, n° 2 (1978).
- [14] **W.T. Mayo Jr, M.T. Shaz, S. Riter** : "The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a laser velocimeter". AD-784-891, AEDC-TR-53, Texas A et M University (1974).
- [15] **W.T. Mayo Jr** : "Spectrum measurements with laser velocimeters". Proc. Dynamic Flow Conference. DISA Electronik, Denmark, 851-868 (1978).
- [16] **K.H. Northwotz** : "Fourier transformation and spectrum analysis of sparsely sampled signals". "Laser Velocimetry and Particle Sizing". H.D. Thomson, W.H. Stevenson. Proc. of third Int. Workshop on laser velocimetry. Ed. Hemisphere Publ. Corp., July 11-13 (1978).
- [17] **W.A. Bell** : "Spectral analysis algorithms for laser velocimetry. A comparative study". AIAA J., 21, n° 5 (1983).
- [18] **L. Boyer, G. Searby** : "Echantillonage aléatoire : distorsion et restitution du spectre". 1er Séminaire sur l'Anémométrie Laser en Combustion, organisé par la Section Française du Combustion Institute.E.D.F., Saint Denis, 20 Avril 1983.
- [19] **D.Srikantarah, H.W. Coleman** : "Turbulence spectra from individual realization laser velocimetry data". Exp. in Fluids, n°82, 35-44 (1985).
- [20] **C.D. Tropea** : "Turbulence induced spectral bias in laser anemometry". Rep. LSMT/86. Lehrstuhl für stromungsmechanik, Erlanger FRG (1986).
- [21] **R.H. Jones** : "Aliasing with unequally spaced observations". J. Appl. Meteorology, Vol.11, n°2, 245-254 (1972).

PREMIERE PARTIE

**THEORIE DES SPECTRES
ET
L'ECHANTILLONNAGE ALEATOIRE**

INTRODUCTION

La densité spectrale de puissance (DSP) calculée à partir des signaux des fluctuations de vitesse est un outil très important pour l'analyse et la compréhension de la turbulence dans les écoulements. Le spectre des fluctuations de vitesse peut être un point de départ pour la création des modèles pouvant prédire l'évolution des écoulements. En effet, l'estimation du spectre permet de calculer les échelles spatiales et temporelles qui caractérisent la turbulence. La connaissance de ces échelles qui gouvernent les mécanismes de transport est essentielle pour les écoulements réactifs notamment en combustion.

Souvent, le calcul spectral est obtenu par les routines de la transformée de Fourier rapide (FFT). Bien que ces algorithmes soient rapides et exacts, ils ne s'appliquent qu'aux données échantillonnées régulièrement. Dans les expériences où les mesures de vitesse sont obtenues par la VDL (Vélocimétrie Doppler Laser), des difficultés supplémentaires proviennent du fait que les données disponibles sont espacées aléatoirement. Pour calculer les spectres des données de la VDL de nouvelles approches sont proposées :

- la méthode des interpolations.
- la méthode des produits à intervalles exacts.
- la méthode spectrale directe.
- la méthode des produits à intervalles discrets.

Toutes ces méthodes supposent que les processus aléatoires sont Gaussiens et que les intervalles de temps aléatoires séparant les données suivent une distribution de Poisson, et le processus échantillonné et l'échantillonnage sont indépendants. Nous allons aborder chacune de ces méthodes et déterminer celle qui nous paraît la plus adaptée. Ensuite, nous verrons comment le bruit se dissimule dans les données de la VDL et nous envisagerons les moyens de le filtrer pour éviter des estimations biaisées dans le calcul des autocorrelations et des spectres.

Enfin, nous discuterons du biais statistique intervenant ~~dans les~~ estimations de la moyenne et de l'écart-type pour les mesures de vitesse réalisées par la VDL.

CHAPITRE II

LA TURBULENCE

ET

LA THEORIE DES SPECTRES

I-1 INTRODUCTION

La turbulence est le résultat des superpositions des mouvements aléatoires des masses individuelles de fluides. Ceux-ci ont des dimensions très variées, couvrant une large gamme d'échelles spatiales qui correspondent à des grands et petits tourbillons ; les petits coexistent à l'intérieur et à côté des grands tourbillons. La turbulence est marquée par l'action conjuguée des grands et des petits tourbillons.

I-2 FONCTION DE DISTRIBUTION DE L'ENERGIE DE TURBULENCE

L'énergie cinétique de la turbulence est distribuée en fonction des fréquences associées aux tourbillons. Les énergies des différentes fréquences s'ajoutent, il n'existe pas d'énergie d'interaction entre les fréquences distinctes (hypothèse d'équilibre universel). Une certaine énergie $E(n)\Delta n$ est attribuée à chaque bande de fréquence Δn , comprise entre les fréquences n et $n + \Delta n$.

La décomposition du spectre de turbulence peut se faire arbitrairement en deux parties principales et distinctes. La première partie correspond aux grands tourbillons (basses fréquences), porteurs de beaucoup d'énergie (fraction macroscalaire) et la seconde relative aux petits tourbillons (hautes fréquences), contenant peu d'énergie (fraction microscalaire).

Les grands tourbillons soustraient de l'énergie à l'écoulement moyen. Les forces d'inerties créent des tourbillons plus petits au détriment des plus grands. L'énergie cinétique turbulente est transférée aux échelles les plus petites et moins énergétiques. Au niveau des petites échelles, la dissipation de l'énergie cinétique devient prépondérante. Elle se dissipe sous forme de chaleur au niveau moléculaire.

Taylor a montré que les fluctuations de vitesse en un point donné de l'écoulement peuvent être prises en valeur quadratique moyenne comme le résultat des contributions d'une infinité de fluctuations de fréquences différentes. L'hypothèse de la turbulence stationnaire, qui implique l'homogénéité statistique dans le temps, lui a permis de définir la fonction de distribution unidimensionnelle de l'énergie turbulente par :

$$\overline{u'^2} = \int_0^{+\infty} E_u(n) dn \quad (I-1)$$

$E_u(n)dn$ étant la contribution de la bande de fréquence entre n et $n + dn$ à l'énergie u'^2 . En introduisant la densité spectrale des fluctuations $F_u(n) = E_u(n)/\overline{u'^2}$, l'équation (I-1) devient :

$$1 = \int_0^{+\infty} F_u(n) dn \quad (I-2)$$

Taylor donne la relation entre la fonction spectrale $E_u(n)$ et le coefficient Eulérien d'autocorrélation $\rho_u(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}}$.

$$E_u(n) = 4 \overline{u'^2} \int_0^{+\infty} \rho_u(\tau) \cos(2\pi n\tau) d\tau \quad (I-3)$$

Et en considérant \bar{U} , la vitesse moyenne de l'écoulement suivant la direction Ox, plus importante que les fluctuations turbulentes de la vitesse $(\bar{U} \gg (\overline{u'^2})^{1/2})$, Taylor pose :

$$x = \bar{U} \tau \quad (I-4)$$

L'équation (I-3) devient :

$$E_u(n) = \frac{4}{U} \overline{u'^2} \int_0^{+\infty} \rho_u(\tau) \cos\left(\frac{2\pi n x}{U}\right) dx \quad (I-5)$$

Et comme $E_u(n)$ et $\rho_u(\tau)$ sont les transformées de Fourier réciproques (théorème Wiener Khinchine). On a de même :

$$\rho_u(\tau) = \frac{1}{\overline{u'^2}} \int_0^{+\infty} E_u(n) \cos\left(\frac{2\pi n x}{U}\right) dn \quad (I-6)$$

$E_u(k_u, t)$ est la fonction spectrale unidimensionnelle et k_u , défini par $k_u = 2\pi n/U$, est le nombre d'onde unidimensionnel. En réalité la fonction spectrale est tridimensionnelle, on la note $E(k, t)$ et $k(k_u, k_v, k_w)$ le nombre d'onde tridimensionnel. La figure I-1 montre le spectre théorique tridimensionnel $E(k, t)$, cependant le spectre monodimensionnel $E_u(n)$ normalisé par $\overline{u'^2} L_u / U$ (L_u : échelle intégrale spatiale, $\overline{u'^2}$: l'énergie cinétique monodimensionnelle et U : vitesse moyenne) est présenté sur la figure I-2 en fonction de nL_u / U .

Pour une turbulence homogène et isotrope, il n'existe pas de direction privilégiée, le champ des fluctuations reste invariant dans les trois directions. Donc nous avons :

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (I-7)$$

et

$$K = \frac{3}{2} \overline{u'^2} = \frac{3}{2} \int_0^{+\infty} E_u(k_u, t) dk_u = \int_0^{+\infty} E(k, t) dk \quad (I-8)$$

L'équation de la variation de l'énergie cinétique de la turbulence dans le temps se réduit à :

$$\frac{\partial K}{\partial t} = -\epsilon \quad (\epsilon \text{ fonction de dissipation}) \quad (I-9)$$

Ceci montre que pour la turbulence homogène isotrope, la turbulence est décroissante, on considère qu'il n'y a pas de gradient de vitesse (pas de production de turbulence).

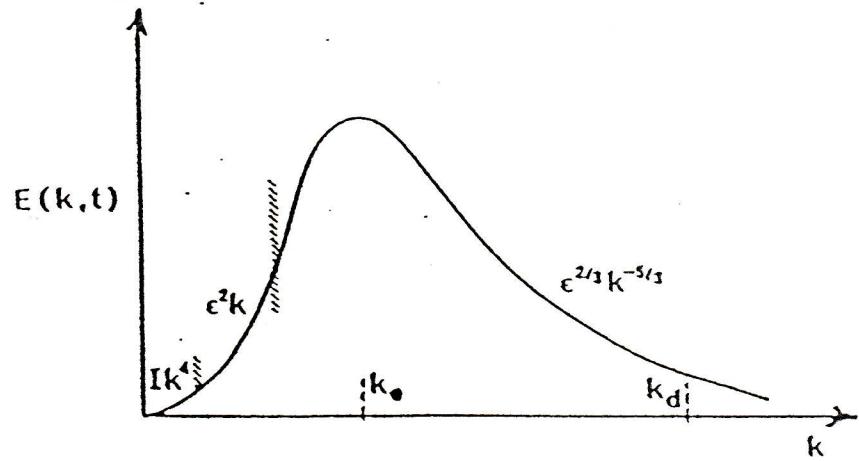


Figure I-1 Spectre tridimensionnel pour différentes zones de nombres d'ondes
(Hinze, 1975)

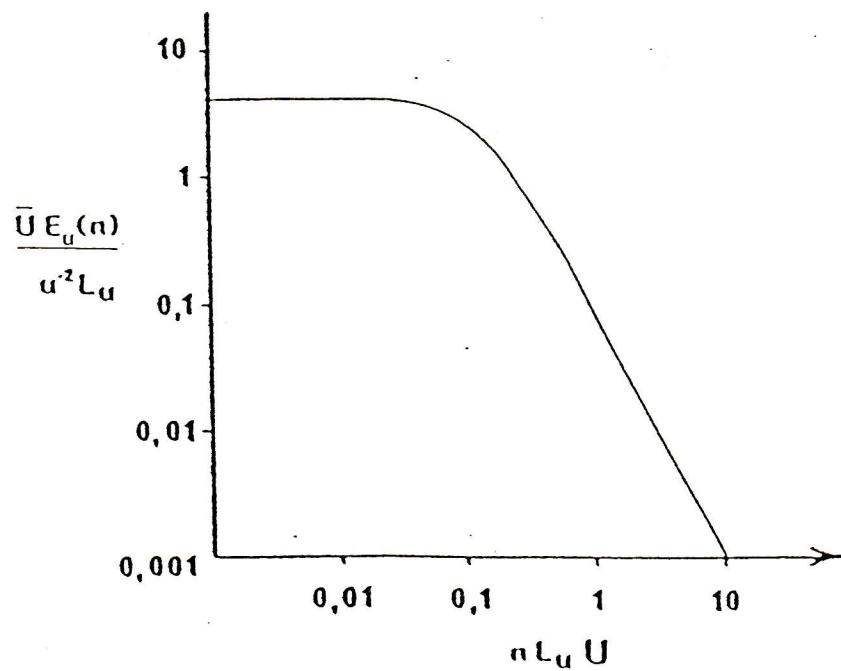


Figure I-2 Distribution spectrale de l'énergie turbulente de la vitesse longitudinale
(Hinze, 1975)

Puisque la turbulence est un phénomène tridimensionnel, il serait plus exact d'introduire la fonction spectrale tridimensionnelle, de manière à prendre en compte la totalité de l'énergie de la turbulence. Et l'équation dynamique qui régit l'énergie pour une turbulence homogène localement est :

$$\frac{\partial K(k, t)}{\partial t} = T(k, t) - 2\nu k^2 E(k, t)$$

Transfert Dissipation

(I-10)

Mais, le spectre tridimensionnel ne peut pas être mesuré directement, comme on peut mesurer le spectre unidimensionnel.

$$E(k, t) = -\frac{1}{2} \left[k_u \frac{\partial E_u(k_u, t)}{\partial k_u} - k_u^2 \frac{\partial^2 E_u(k_u, t)}{\partial k_u^2} \right]$$
(I-11)

$$E_u(k_u, t) = k_u^2 \left[\int_0^{k_u} \frac{E(k, t)}{k^3} dk + A \right] - \int_0^{k_u} \frac{E(k, t)}{k} dk + B$$
(I-12)

Avec $\lim_{k_u \rightarrow \infty} E_u(k_u, t) = 0$

$$E_u(k_u, t) = \int_{k_u}^{+\infty} \frac{E(k_u, t)}{k} \left(1 - \frac{k_u^2}{k^2} \right) dk$$
(I-13)

Les deux expressions de l'énergie de turbulence unidimensionnelle $E_u(k_u)$ et $E_u(n)$ (n est la fréquence) sont reliées par la relation suivante :

$$E_u(n) = \frac{2\pi}{U} E_u(k_u)$$
(I-14)

On verra par la suite que pour obtenir une bonne fonction spectrale et par la suite déduire des échelles Eulériennes correctes, il faut absolument bien estimer la fonction d'autocorrélation.

I-3 ECHELLES EULERIENNES

Deux de ces échelles nous intéressent particulièrement : l'échelle intégrale et la microéchelle de dissipation appelée microéchelle de Taylor.

I-3-1 ECHELLE INTEGRALE

Elle caractérise la dimension moyenne des plus gros tourbillons présents dans le champ turbulent.

$$T_u = \int_0^{+\infty} \rho_u(\tau) d\tau \quad (I-15)$$

$$T_u = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{E_u(n)}{4u'^2} \simeq \frac{E_u(0)}{4u'^2} \quad (I-16)$$

L'hypothèse de Taylor ($x = \bar{U} t$ ou $\partial/\partial x = \partial/\bar{U}\partial t$) , nous permet d'établir une relation simple entre les échelles temporelles et spatiales.

$$L_u = \bar{U} T_u \quad (I-17)$$

I-3-2 MICROECHELLE DE DISSIPATION

Elle caractérise la dimension moyenne des tourbillons à partir de laquelle la dissipation visqueuse devient prédominante. Celle-ci se perpétue jusqu'à la dissipation en chaleur de l'énergie de ces tourbillons. On peut la calculer à partir du coefficient de l'autocorrélation ou du spectre de dissipation $n^2 E(n)$:

$$\text{A- } \rho_u(\tau) = 1 + \frac{\tau^2}{2!} \left[\frac{\partial^2 \rho_u}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0} + \frac{\tau^4}{4!} \left[\frac{\partial^4 \rho_u}{\partial \tau^4} \right]_{\tau=0} + \dots \quad (I-18)$$

$$\simeq 1 + \frac{\tau^2}{2} \left(-\frac{2}{\tau_u^2} \right)$$

$$\simeq 1 - \frac{\tau^2}{\tau_u^2} \quad \text{équation de la parabole osculatrice} \quad (I-19)$$

d'où

$$\frac{1}{\tau_u^2} = - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \rho_u}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0}$$

$$\tau_u = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\tau}{\sqrt{1 - \rho_u(\tau)}} \quad (I-20)$$

Donc τ_u s'obtient par l'intersection de la fonction d'autocorrélation et de la parabole osculatrice (figure I-3).

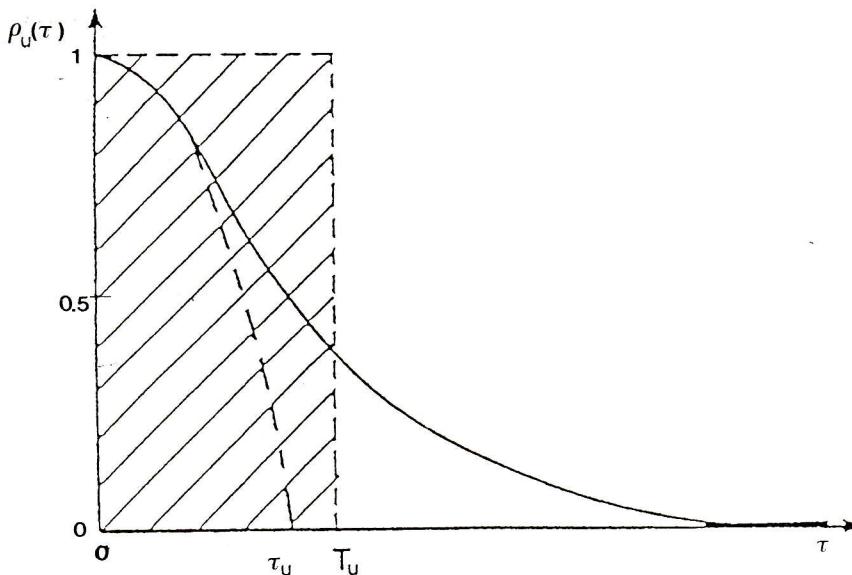


Figure I-3 Coefficient d'autocorrélation temporelle de la vitesse longitudinale et la parabole osculatrice

B- De même, τ_u s'obtient à partir du spectre de dissipation $n^2 E(n)$ par :

$$\frac{1}{\tau_u^2} = \frac{2\pi^2}{u'^2} \int_0^{+\infty} n^2 E(n) dn \quad (I-21)$$

Et par hypothèse de Taylor ($\bar{U} \gg (u'^2)^{1/2}$), la microéchelle spatiale τ_u est donnée par la formule :

$$\lambda_u = \frac{\bar{U}}{\tau_u} \quad (I-22)$$

Pour une turbulence homogène isotrope, les échelles longitudinales et transversales se déduisent les unes des autres par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_v = \frac{L_u}{2} \\ \lambda_v^2 = \frac{\lambda_u^2}{2} \end{array} \right. \quad (I-23)$$

I-4 TAUX DE DISSIPATION

La relation entre la fonction de dissipation et la valeur moyenne du gradient instantané des fluctuations et leurs corrélations pour une turbulence homogène isotrope est donnée par :

$$\epsilon = - \nu \overline{\alpha_i \frac{\partial \alpha_i}{\partial \beta_j}} \quad (I-24)$$

avec $\alpha (\alpha_1 = u', \alpha_2 = v', \alpha_3 = w')$ et $\beta (\beta_1 = x, \beta_2 = y, \beta_3 = z)$

La relation entre ϵ et la microéchelle de dissipation λ_u (ou λ_v) déduite de l'équation (I-24) s'écrit :

$$\epsilon = 15 \nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda_u^2} \quad \text{ou} \quad 30 \nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda_v^2} \quad (I-25)$$

I-5 NOMBRE DE REYNOLDS DE LA TURBULENCE

Pour les deux composantes de vitesse U (ou V), les nombres de Reynolds s'écrivent en fonction des échelles dynamiques de la turbulence :

$$Re_{\lambda_u} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\nu} \lambda_u \quad (I-26)$$

$$\text{Re}_{L_u} = \frac{\sqrt{u'^2}}{\nu} L_u \quad (\text{I-27})$$

(ν est la viscosité)

Re et L_u sont deux grandeurs essentielles pour la modélisation.

I-6 INFLUENCE DE LA COMBUSTION

Une bonne analyse du comportement spectral de la turbulence en combustion permettra une meilleure compréhension de la combustion turbulente.

En combustion turbulente, la forme du spectre change. Le spectre des fluctuations de vitesse devient de plus en plus inertiel et la pente de Kolmogorov s'installe en $(-5/3)$. En réalité, les réactions chimiques ont tendance à projeter la partie énergétique du spectre vers les plus grands nombres d'ondes et à augmenter sa fraction microscalaire, c'est pourquoi le spectre est moins dissipatif comme cela est rapporté par Eschenroeder [1].

En combustion turbulente, on assiste à l'effet d'ensemble dû aux deux phénomènes aux rôles antagonistes : d'un côté, l'élévation de la température moyenne augmente la dimension des grosses structures et détruit les petites structures par expansion volumique des gaz chauds et de l'autre côté, les réactions chimiques intenses diminuent la taille des grosses structures pour augmenter l'énergie des petites Gokälp [27].

L'influence globale de la combustion est le résultat de plusieurs facteurs "microscopiques" (Gokälp [27]), dont on dénombre :

- 1 - La réduction du temps de dissipation par l'élévation de la vitesse moyenne dans la flamme.
- 2 - La création des gradients de vitesse locaux par la combustion des volumes de gaz inhomogènes.
- 3 - L'accentuation de la dissipation visqueuse par l'augmentation du coefficient de viscosité.
- 4 - L'accentuation de la diffusion moléculaire.
- 5 - Le rôle des gradients de température à proximité de la zone de réaction.

6 - Le rôle de la modification de la composition chimique de l'écoulement par la production des gaz brûlés.

7 - L'augmentation de l'échelle intégrale de la turbulence.

I-7 CONCLUSION

Après une introduction rapide des grandeurs caractérisant la turbulence et concernant l'analyse spectrale, il apparaît que toutes les grandeurs essentielles peuvent être déduites du coefficient d'autocorrélation. Il y a donc lieu de calculer celui-ci de la façon la plus exacte possible. Dans ce qui suit nous passerons en revue les problèmes spécifiques à la vélocimétrie Doppler Laser (VDL), ainsi que les solutions proposées pour y remédier.

CHAPITRE II

ANALYSE SPECTRALE DES DONNEES
 IRREGULIEREMENT ECHANTILLONNEES
 DE
 LA VELOCIMETRIE DOPPLER LASER (VDL)

II-1 INTRODUCTION

La technique classique pour l'estimation de la densité spectrale de puissance (DSP) des signaux déterministes et stochastiques est basée sur les routines de la transformée de Fourier rapide (FFT) mais pose des problèmes d'échantillonnage, de segmentation et de fenêtre [2] : elle est mal adaptée au traitement des séquences de données de durée courtes des phénomènes brefs et rapides et donne des spectres constants pour les phénomènes lents.

L'échantillonnage aléatoire de la vitesse, donné par la VDL (une mesure n'est disponible que si une particule traverse le volume de mesure), complique davantage l'analyse spectrale.

On suppose, par la suite, que la moyenne est soustraite aux signaux et qu'on ne traite que les fluctuations de vitesse.

II-2 THEORIE DU SIGNAL

Le coefficient d'autocorrélation d'un signal (fluctuation de la vitesse) $u'(t)$ est :

$$\rho_u(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}} = \frac{R_u(\tau)}{\overline{u'^2}}$$

$$R_u(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T-\tau} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}-\tau} u'(t)u'(t+\tau) dt \quad (\text{II-1})$$

Où τ est le retard de temps. Pour un phénomène stationnaire, les moyennes d'ensemble et temporelles sont égales (hypothèse d'ergodicité). L'autocorrélation et le spectre de puissance de $u'(t)$ sont transformées de Fourier réciproques.

$$E_u(n) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_u(\tau) e^{-j2\pi n \tau} d\tau = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} u'(t) e^{-j2\pi n t} dt \right|^2 \quad (\text{II-2})$$

et

$$R_u(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_u(n) e^{+j2\pi n \tau} dn \quad (\text{II-3})$$

σ_u^2 représente l'énergie totale contenue dans le signal $u'(t)$ ($R_u(0) = \sigma_u^2$). En fait, on ne peut pas calculer la DSP d'un signal continu, mais seulement à partir de ses échantillons. Si on réalise l'échantillonnage uniforme à la fréquence $\eta_r = 1/T_r$ avec une fonction composée d'une série d'impulsions d'amplitude égale à l'unité, le spectre résultant est :

$$\hat{E}_u(n) = \eta_r^2 \sum_{j=-\infty}^{+\infty} E_u(n-j\eta_r) \quad (\text{II-4})$$

En effet, le résultat est un ensemble de pics d'amplitude $E_u(n)$. Pour éviter le piétinement de deux estimations voisines (distorsion), la fréquence d'échantillonnage η doit être deux fois plus grande que la fréquence maximale présente dans le signal (fréquence de Nyquist η_s). L'échantillonnage à une telle cadence demande un grand nombre de données, et la FFT peut en réduire le temps de calcul.

L'échantillonnage aléatoire évite le repliement et les autres problèmes liés à l'échantillonnage uniforme tels que le stockage et le traitement des grands blocs de données. Pour simplifier, on suppose le processus d'échantillonnage aléatoire et le phénomène échantillonné indépendants. Si η est la fréquence d'échantillonnage moyenne et si les intervalles d'échantillonnage ont une distribution de Poisson, alors le spectre estimé [3] est :

$$\hat{E}_u(n) = \eta^2 E_u(n) + 2\pi\eta\sigma_u^2 \quad (\text{II-5})$$

Donc, le spectre estimé contient le spectre $E_u(n)$ du signal continu plus le second membre $(2\pi\eta\sigma_u^2)$.

Dans la littérature, plusieurs méthodes ont été proposées pour la déduction du spectre à partir des données échantillonées aléatoirement :

- La méthode des interpolations
- La méthode des produits à intervalles exacts (MPIE)
- La méthode spectrale directe (MSD)
- La méthode des produits à intervalles discrets (MPID)

II-3 METHODE DES INTERPOLATIONS

Il est tentant de reconstruire un enregistrement échantillonné régulièrement à partir des échantillons aléatoires. Ensuite les routines de la FFT peuvent être utilisées pour estimer le spectre. Cette approche est la plus attirante, car avec l'échantillonnage uniforme, le signal continu est complètement rétabli grâce à un filtre linéaire (si le critère de Nyquist est satisfait). Malheureusement, au spectre original, les filtres linéaires laissent passer le bruit exprimé par le second terme de l'équation (II-5). Ceci implique que pour une bonne reconstruction du signal avec un filtre linéaire, la fréquence moyenne d'échantillonnage doit être deux fois plus grande que la bande passante. En fait, **Leneman** et **Lewis** [5] conseillent l'utilisation des filtres non linéaires : carré, trapèze ou spline cubique. Même la meilleure de ces interpolations nécessite un taux d'échantillonnage moyen au moins trois fois supérieur à la fréquence de Nyquist ($\eta \geq 3\eta_s$). Par contre ces techniques peuvent compromettre le calcul spectral ; la perte d'information est inévitable sur les fréquences élevées (Fig. II-1).

Pour utiliser cette méthode, il est donc nécessaire d'avoir des cadences de mesures élevées, toutefois en VDL l'arrivée des particules étant irrégulière, si on se base sur la cadence moyenne, l'existence de mesures très rapprochées n'est pas exploitée alors que l'information existe.

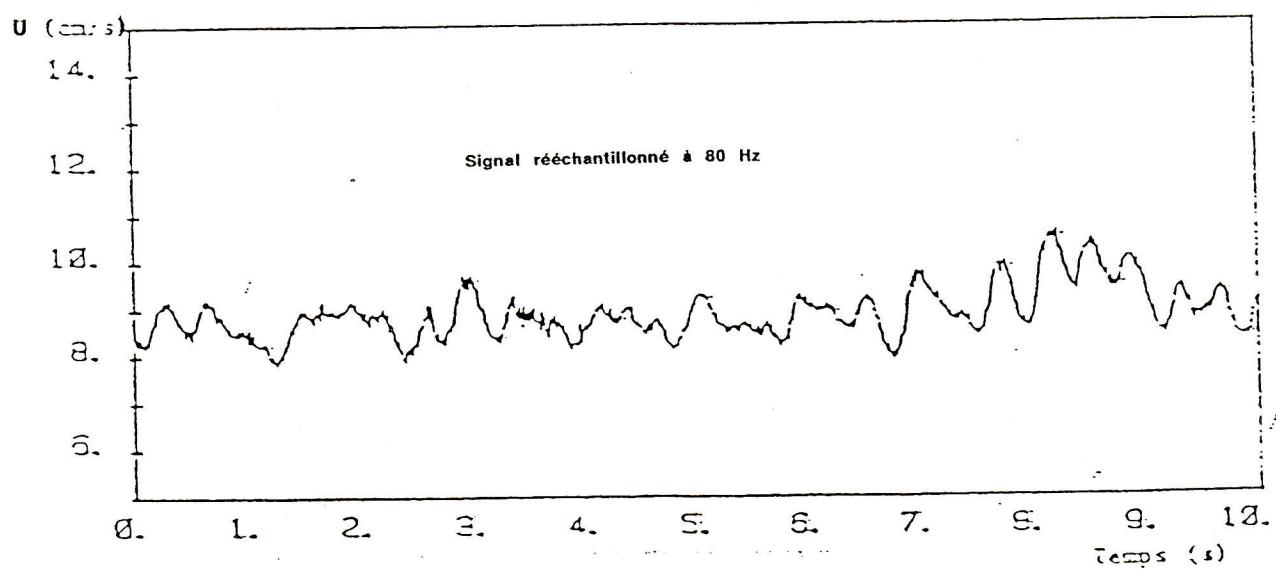
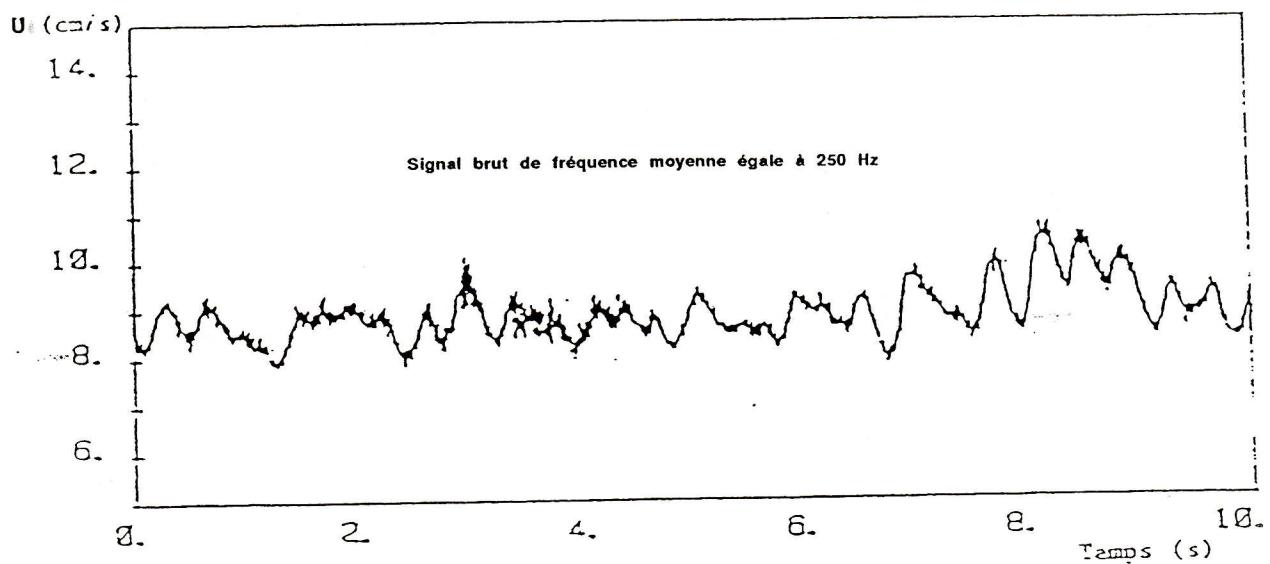


Figure II-1 Influence d'un rééchantillonnage sur le signal de vitesse

III-4 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES EXACTS

Cette méthode est l'application directe de l'équation (II-2), et elle correspond à la méthode de produits à intervalles standards de **Blackman et Tuckey** [6] pour des données équidistantes. **Gasters et Roberts** [7], en substituant l'équation (II-1) dans (II-2) donnent :

$$E_u(n) = \frac{4\pi}{\eta^2 T} \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N D(t_j - t_i) u'(t_i) u'(t_j) \cos(2\pi\eta(t_j - t_i)) \quad (\text{III-6})$$

t_i et t_j représentent deux instants de mesures différents. Avec ($1 \leq i \leq N$), ($i \leq j$), $t_j - t_i$ est l'intervalle de temps exact entre deux mesures consécutives. τ_{\max} l'intervalle de temps maximal est choisi pour donner la résolution désirée ($\Delta n = 1/\tau_{\max}$). $D(\tau)$ représente la fenêtre de lissage entre $\pm \tau_{\max}$, fenêtre indispensable pour réduire l'instabilité de $E_u(n)$ provoquée par la durée limitée d'enregistrement du signal, T .

Notons que les produits de retard nul sont ignorés pour éliminer le bruit blanc dans le spectre, ce bruit étant décorrélé dans les produits croisés.

Gaster et Roberts [7] donnent la variance de cette estimation (pour un phénomène gaussien discrétisé par un échantillonnage Poissonnien indépendant avec un taux d'échantillonnage moyen η) :

$$\text{Var}(E_u(n)) = \frac{3}{4} \frac{\tau_{\max}}{T} \left[E_u(n) + \frac{\sigma_u^2}{\eta} \right]^2 \quad (\text{III-7})$$

Il faut choisir la durée T suffisamment supérieure à l'échelle intégrale (T_u) du signal ($u'(t)$) pour supposer le spectre constant sur les bandes de fréquence de largeur $\frac{1}{T}$, et $\eta T \gg 1$.

Le premier terme de l'équation (III-7) est dû à la nature aléatoire du phénomène, et le deuxième est le résultat de l'échantillonnage aléatoire. Si η est très élevé, la variance deviendra celle du signal continu, en se réduisant au premier terme. Cette méthode a été démontrée non-biaisée [7,8] et elle donne de bons résultats. Toutefois elle est trop lente car elle nécessite de calculer un cosinus pour chaque produit d'intervalle [7,4,3].

II-5 METHODE SPECTRALE DIRECTE

Il s'agit d'une application de la méthode des périodogrammes :

$$\widehat{E}_u(n) = \frac{1}{T} \left| \sum_{i=1}^N u'(t_i) D(t_i) e^{-j2\pi n t_i} \right|^2$$

A partir de l'équation (II-5), on extrait le vrai spectre de $u'(t)$.

$$E_u(n) = \frac{T}{N^2} \left[\left| \sum_{i=1}^N D(t_i) u'(t_i) e^{-j2\pi n t_i} \right|^2 - \sum_{i=1}^N (D(t_i) u'(t_i))^2 \right] \quad (\text{II-8})$$

Gaster et Roberts [7] affirment que la méthode possède la même variance que la méthode des produits à intervalles exacts. En effet ces deux méthodes ne sont pas indépendantes, elles sont équivalentes, **Masry** [3] l'a démontré. Les formules de ces deux méthodes peuvent évaluer le spectre à n'importe quelle fréquence, mais, en fait, pour un enregistrement de N échantillons, un maximum de N valeurs indépendantes du spectre sont possibles.

Gaster et Roberts [8] ont démontré que la méthode directe souffre de biais plus élevé par rapport à la méthode exacte. Cette différence est attribuée d'une part, à la décomposition des grands blocs en sous blocs, et d'autre part, à l'effet de la fenêtre de lissage qui n'est pas la même sur les sous et grands blocs. **Roberts et Gaster** [9] constatent que le biais introduit par l'échantillonnage aléatoire est constant. En fait, l'erreur est très importante vers les fréquences élevées où la densité spectrale est faible. Pour atténuer cet effet, ils réduisent σ_u^2 en filtrant les grandes amplitudes des termes de basses fréquences.

Cette méthode est trop lente. Toutefois, elle permet de calculer le spectre pour des fréquences espacées logarithmiquement au lieu d'un espace linéaire.

Les résultats tant expérimentaux (**Roberts, Downie et Gaster**) que théoriques (**Tropea**) montrent que le calcul direct donne de bons résultats tant que le taux de turbulence n'est pas trop élevé (c.à.d σ_u^2 faible).

Pour la turbulence élevée, **Tropea** recommande l'utilisation de l'échantillonnage régulier, si l'information est suffisante. Par contre, le traitement est difficile dans le cas où peu de mesures sont disponibles.

II-6 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES DISCRETS (MPID)

II-6-1 AUTOCORRELATION

Cette dernière approche est une modification de la méthode des produits d'intervalles exacts. Cependant elle est beaucoup plus rapide. Jones [10] fut le premier à l'appliquer, puis elle a été reprise par d'autres [4,11,12]. Pour cette méthode, l'axe des retards de temps (τ) est divisé en M intervalles de largeur constante ($\Delta\tau$) et les produits croisés des données de fluctuation de vitesse sont cumulés dans les matrices appropriées $\text{SUM}(k)$ tant que le retard de temps le plus grand (τ_{\max}) n'est pas atteint. La valeur moyenne de tous les produits croisés à l'intérieur de chaque intervalle est la valeur de la fonction d'autocorrélation ($\widehat{R}_u(k)$) au milieu de l'intervalle, et $\widehat{R}_u(0)$ est l'autocorrélation des autoproduits. Le résultat final est une fonction d'autocorrélation discrète avec M valeurs équidistantes, séparées par $\Delta\tau$.

Si $\widehat{R}_u(k)$ est la valeur estimée de $R_u(k)$ pour le retard $\tau = k\Delta\tau$ ($k \neq 0$), et $H(k)$ est le nombre de produits qui tombent à l'intérieur de l'intervalle k , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \widehat{R}_u(k) = \frac{\text{SUM}(k)}{H(k)} \\ \\ \left| \frac{|t_i - t_j|}{\Delta\tau} - k \right| < 0,5 \end{array} \right. \quad (\text{II-9})$$

$\widehat{R}_u(0)$ est la valeur de l'autocorrélation pour $k=0$, dans laquelle sont regroupés les produits des retards de temps qui satisfont à $|t_i - t_j| < \frac{\Delta\tau}{2}$, et les produits de retard nul ($\tau=0$). Cependant, en négligeant les premiers termes, $H(k=0)=N$ avec ($N=\eta T$), on a :

$$\widehat{R}_u(0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u'^2_i \quad (\text{II-10})$$

Le résultat est une fonction d'autocorrélation discrète avec M valeurs équidistantes de $\Delta\tau$ depuis $\tau=0$ jusqu'au retard de temps maximal τ_{\max} . Dès lors toutes les contraintes de l'échantillonnage uniforme

s'appliquent (ex : distorsion). Le spectre se déduit facilement de l'autocorrélation discrète par les routines de la FFT.

a) Biais dû au temps d'incrémentation

L'erreur dans le domaine des temps en estimant la fonction d'autocorrélation est de l'ordre de $\pm \Delta\tau/2$. Dans le but de garder les erreurs faibles [10] et d'obtenir une bonne estimation de $R_u(\tau)$ par la MPID, $\Delta\tau$ doit être beaucoup plus faible que l'intervalle de temps moyen entre les échantillons (Δt_{moy}) et supérieur au plus petit des intervalles de temps entre les échantillons (Δt_{min}). Pour éviter le repliement du spectre, $\Delta\tau$ doit respecter le critère de Nyquist (Fig. II-2). Le nombre d'échantillons (N) doit être suffisamment grand pour que chaque intervalle k admette au moins un produit croisé.

b) Histogramme $H(k)$

L'histogramme $H(k)$ du nombre de produits obtenus, pour chaque valeur de k , joue un rôle important dans l'estimation de $\widehat{R}_u(k)$. Mayo et al [11] l'ont évalué avec seulement les autoproduits u'_i^2 dans $\widehat{R}_u(0)$ en supposant $\eta\Delta\tau$ faible et N grand :

$$H(k=0)=N$$

$$\overline{H}(k) \simeq N\eta\Delta\tau - k(\eta\Delta\tau)^2 \simeq \left(\frac{T}{\Delta\tau} - k \right) (\eta\Delta\tau)^2 \quad (II-11)$$

Le nombre de produits dans chaque intervalle k , est en général inférieur à N (nombre d'autoproduits $N \simeq \eta T$ en moyenne). Donc $H(k)$ doit décroître linéairement en fonction de k (Fig.II-3). Pourtant, si la durée des blocs ~~de~~ données, T, est beaucoup plus grande que le retard de temps maximal, τ_{max} , ($T \gg M\Delta\tau$ et $N \gg M\eta\Delta\tau$) ; alors $H(k)$ est presque constant (Fig.II-3). Cette condition doit être observée quand la technique des sous-blocs est utilisée. La valeur de $Var(H(k))$ n'a pas été évaluée théoriquement, mais Mayo et al [4] s'attendent à ce qu'elle se comporte comme un processus de Poisson pour des valeurs de T grandes :

$$Var(H(k)) = \overline{(H(k) - \overline{H(k)})^2} = \overline{H(k)} \quad (II-12)$$

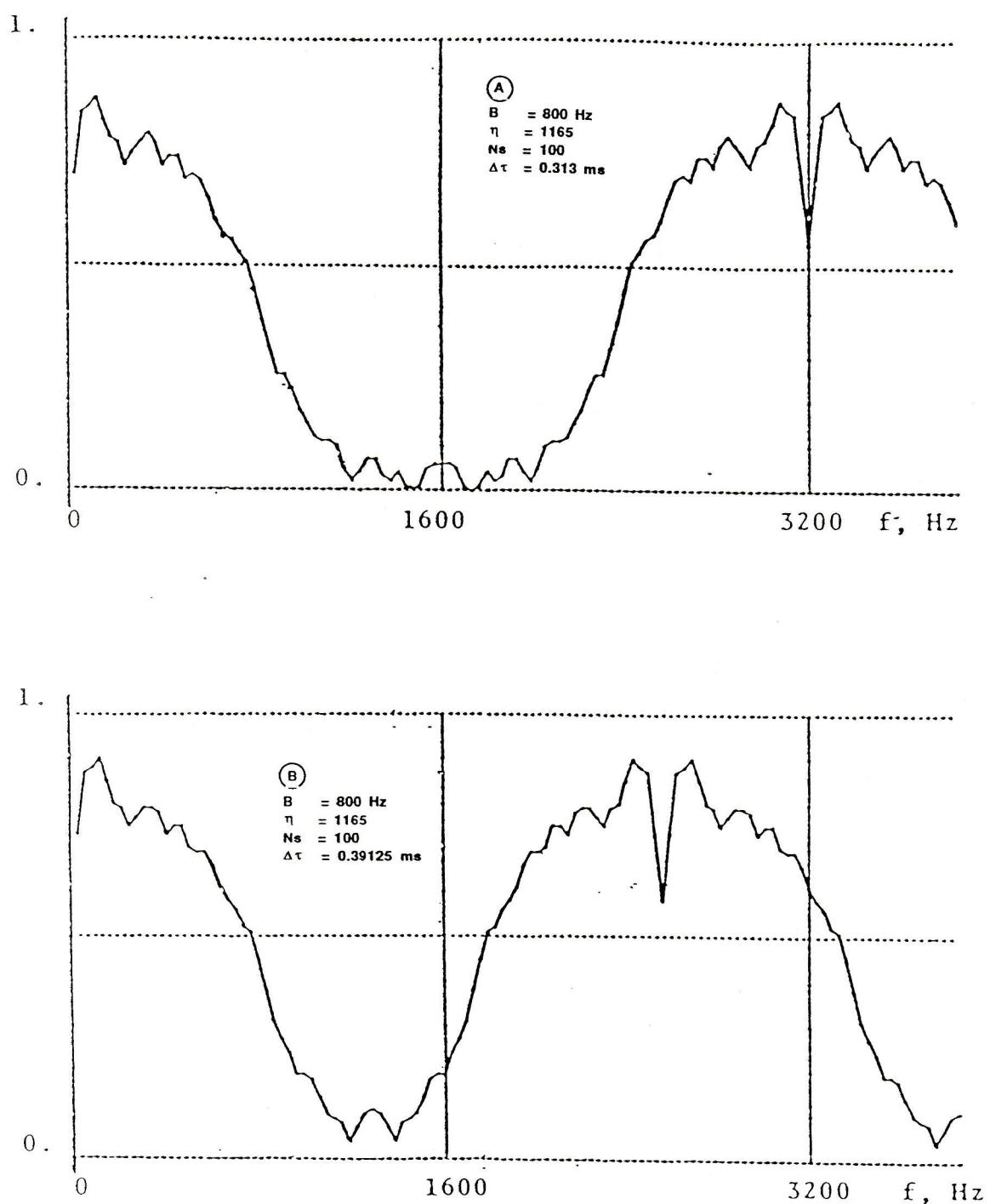


Figure II-2 Effet du repliement sur le spectre
(Mayo)

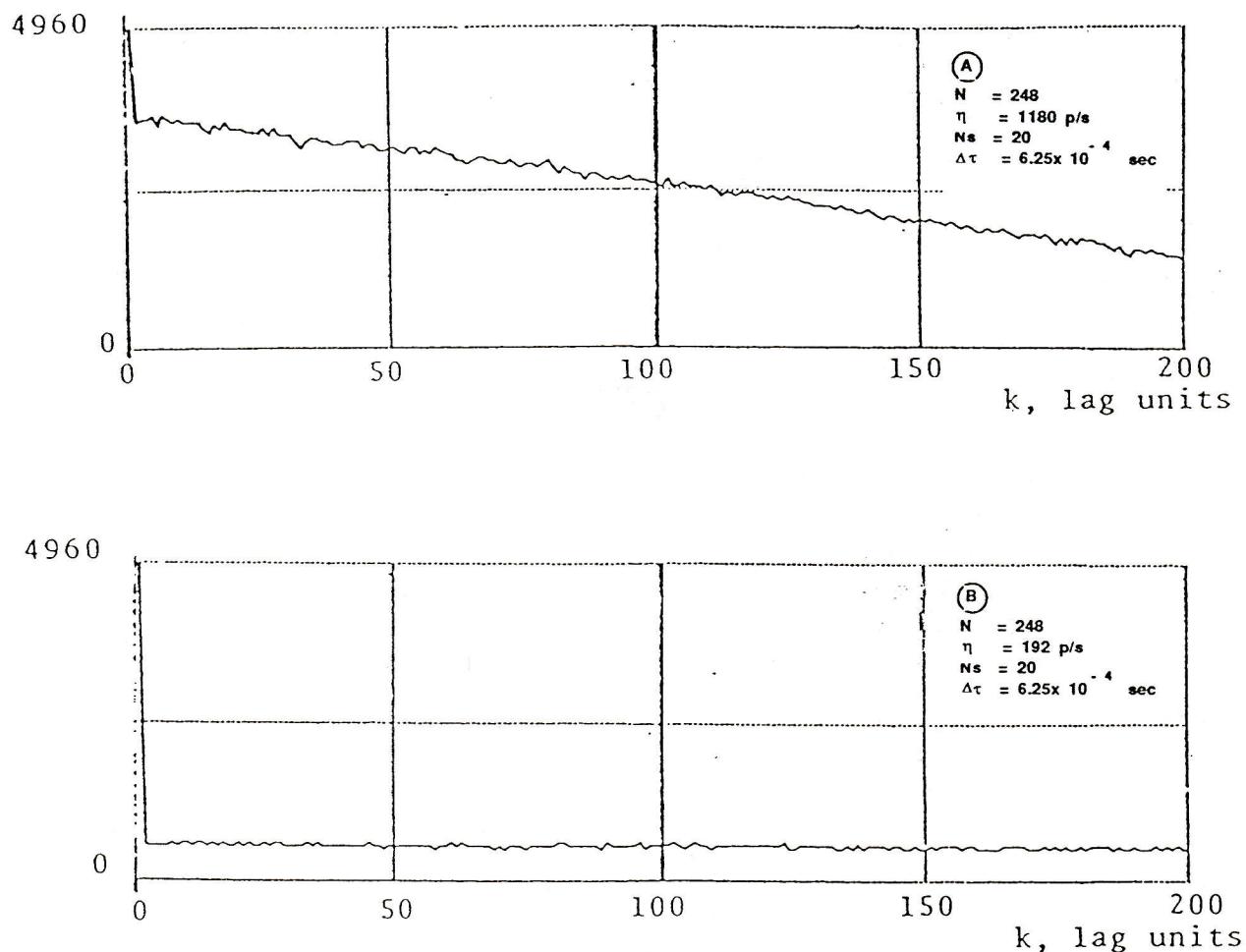


Figure II-3 Histogrammes des produits d'intervalles discrets
(Mayo)

c) Choix des paramètres

Le choix de ($\Delta\tau$) et du nombre d'intervalles (M) dépend aussi du temps pendant lequel le signal reste corrélé, de la résolution spectrale voulue et de la fréquence maximale recherchée. Cependant, il doit être noté qu'une perte de l'information au dessus de $1/\Delta\tau$ est obligatoire dans le processus de MPID. N doit être égal à 10^5 ou plus **Srikantaiah et Coleman [18]**.

d) Variance de l'autocorrélation

Si les paramètres sont convenablement choisis pour éviter le biais, le problème restant est la détermination du biais statistique de la fonction d'autocorrélation en fonction des données traitées.

En supposant la variance de $H(k)$ faible et le taux normalisé $\eta/2B < 1$ (B étant la bande passante spectrale du signal), **Mayo et al. [4]** donnent l'expression suivante de la variance de $R_u(k)$:

pour $k \neq 0$

$$\begin{aligned}\sigma_{R_u(k)}^2 &= \overline{(\hat{R}_u(k) - R_u(k\Delta\tau))^2} \\ &= \frac{1}{H(k)} [\sigma_u^4 + R_u^2(k\Delta\tau)]\end{aligned}\quad (\text{II-13})$$

sous les mêmes conditions et avec $\hat{R}_u(0) = \sigma^2$

pour $k = 0$

$$\sigma_{R_u(0)}^2 = \frac{2\sigma_u^4}{N} \quad (\text{II-14})$$

II-6-2 SPECTRE DE PUISSANCE

a) Calcul du spectre

Une fois la fonction d'autocorrélation discrète $\hat{R}_u(k)$ calculée, l'estimation spectrale s'en déduit par une transformée de Fourier discrète [13, 14]. Dans ce qui suit on traitera les problèmes généraux de la déduction du spectre à partir de l'autocorrélation.

$$\hat{E}_u(i\Delta n) = \Delta\tau \left[\hat{R}_u(0) + 2 \sum_{k=1}^{M-1} D(k) \hat{R}_u(k) \cos \left(\frac{ik\pi}{M} \right) \right] \quad (\text{II-15})$$

$$i = 1, 2, \dots, M$$

avec

$$M = \frac{\tau_{\max}}{\Delta\tau}$$

$$\Delta n = \frac{1}{2M\Delta\tau} = \frac{1}{2\tau_{\max}}$$

$$n = i\Delta n$$

$D(k)$ est une fonction de lissage qui vaut 1 pour $k = 0$ ($D(0) = 1$) et qui décroît vers zéro pour $k = M$ ($D(M) = 0$). La transformée discrète peut être calculée par une transformée de Fourier rapide (FFT) avec certaines précautions préconisées par Brumbach [14] concernant les termes nuls.

$\widehat{E}_u(n)$ est une fonction périodique de raison $1/\Delta\tau$. Puisque le spectre se reproduit pour $n > 1/\Delta\tau$, le critère de Nyquist est une condition nécessaire sur $\Delta\tau$ pour éviter le repliement, comme dans le cas de l'échantillonnage uniforme des données brutes.

Le meilleur choix de la fenêtre de lissage, nécessite une bonne connaissance de la forme du spectre et des objectifs des mesures. Pour lisser la bande de spectre de turbulence, ne comportant pas de pics des composantes périodiques, la fenêtre de lissage de Bartlett suffit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} D(k) = 1 - \frac{k}{M} & , k < M \\ D(k) = 0 & , k \geq M \end{array} \right. \quad (\text{II-16})$$

La fenêtre de lissage est une sorte de pondération (ou de convolution) dans le domaine fréquentiel, qui réduit l'instabilité du spectre. En supposant $\widehat{R}_u(k)$ non biaisé on a :

$$\overline{\widehat{E}_u}(n) = \widehat{E}_u(n) * D(n) \quad (\text{II-17})$$

$D(n)$ étant la transformée de Fourier de $D(\tau)$. Pour la fenêtre de Bartlett, $D(n)$ s'écrit :

$$D(n) = M\Delta\tau \left[\frac{\sin(\pi n M \Delta\tau)}{\pi n M \Delta\tau} \right]^2 \quad (\text{II-18})$$

La résolution en fréquence est l'étendue entre le premier pic et le

premier zéro de $D(n)$, elle est égale à $1/M\Delta\tau$. D'autres fenêtres de lissage ayant des résolutions meilleures existent dans la littérature, par exemple, la fenêtre de **Hamming**, plus performante que celle de **Bartlett** dans beaucoup de cas, elle est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{ll} D(k) = 0,54 + 0,46 \cos\left(\frac{\pi k}{M}\right) & , k < M \\ D(k) = 0 & , k \geq M \end{array} \right. \quad (\text{II-19})$$

b) Biais dû aux basses fréquences

La résolution de valeur finie imposée par la largeur fixe de la fenêtre de temps (T), implique que n'importe quelle composante de fréquence discrète dans le signal produit une impulsion dans le spectre. Ceci entraîne une duplication de la fenêtre spectrale à la position du pic de fréquence avec une distorsion des estimations voisines. La présence d'une tendance linéaire sous la forme d'une sinusoïde de très basse fréquence dans le signal et la vitesse moyenne de l'échantillon provoquent le même effet de distorsion bien que les fluctuations de vitesse périodiques soient absentes dans le signal. Pour cette raison, il faut absolument soustraire la moyenne de l'échantillon et corriger les composantes de très basses fréquences [13].

En fait, la nature exacte de l'effet de suppression de la moyenne dans l'échantillon n'est pas claire quand les blocs de données sont très courts. D'après **Mayo**, lorsque les blocs de données sont suffisamment longs, le biais des basses fréquences, résultat de la soustraction de la moyenne estimée de l'échantillon et non de la moyenne exacte, sera confiné dans l'estimation de fréquence nulle et se répercute sur l'estimation de la première fréquence ($n = \Delta n$).

c) Variance de l'estimation spectrale

Mayo et al ont déduit la variance du spectre, en supposant $\eta/2B \ll \eta M\Delta\tau < 1$ (B représente l'énergie intégrale du spectre : $B \simeq \sigma_u^2 / \widehat{E}_u(n_{pic}) = R_u(0) / 2\widehat{E}_u(n_{pic})$), $\Delta\tau$ assez petit, M et N assez grands, $H(k)$ approximativement égale à $N\eta\Delta\tau$ et la moyenne exacte soustraite aux échantillons :

$$\text{Var}[\hat{E}_u(n)] \simeq \frac{\tau_{\max}}{3\tau} \left| \hat{E}_u(n) + \frac{\sigma_u^2}{\eta} \right|^2 \quad (\text{II-20})$$

L'équation (II-20) peut s'écrire aussi :

$$\text{Var}[\hat{E}_u(n)] \simeq \rho \left(\frac{\tau_{\max}}{T} \right) \left| \hat{E}_u(n) + \frac{2B\hat{E}_u(n_{\text{pic}})}{\eta} \right|^2 \quad (\text{II-21})$$

Mayo et al (1973) comparent le spectre estimé au spectre théorique et trouvent une discordance pour la bande passante et une coïncidence pour la bande d'arrêt ou $\hat{E}_u(n) \rightarrow 0$. Pour comprendre cela, ils introduisent la variance relative :

$$\begin{cases} \epsilon'_{lp} = \frac{\text{Var}[\hat{E}_u(n)]}{E_u(n_{\text{pic}})} = A\sqrt{2B\alpha} \left(\frac{\hat{E}_u(n)}{\hat{E}_u(n_{\text{pic}})} + \frac{1}{\alpha} \right) \\ A=\text{Cste}, \alpha=\eta/2B \end{cases} \quad (\text{II-22})$$

Pour la partie du spectre où $\hat{E}_u(n) \rightarrow 0$, la variance relative est :

$$\epsilon'_{lp} = \frac{A\sqrt{2B}}{\sqrt{\alpha}} \simeq \frac{0,06}{\sqrt{\alpha}} \quad (\text{II-23})$$

(0,06 est déterminé expérimentalement)

Cependant, pour la bande passante où $\hat{E}_u(n)/\hat{E}_u(n_{\text{pic}}) \simeq 1$, la variance relative devient égale à :

$$\epsilon'_{lp} = 0,06 \sqrt{\alpha} \left| 1 + \frac{1}{\alpha} \right| \quad (\text{II-24})$$

La figure II-4 résume les résultats de la variance relative du spectre estimé.

d) Stationnarité et sous-blocs

L'hypothèse d'ergodicité inclut la stationnarité de la turbulence et des échantillons aléatoires. En fait, l'hypothèse de stationnarité est rarement respectée expérimentalement. Les analyses des phénomènes aléatoires instationnaires sont difficiles et demandent généralement des modèles et des paramètres inexistant actuellement. **Evans et Mc Carty** [15] ont essayé d'étudier le problème pour l'échantillonnage uniforme.

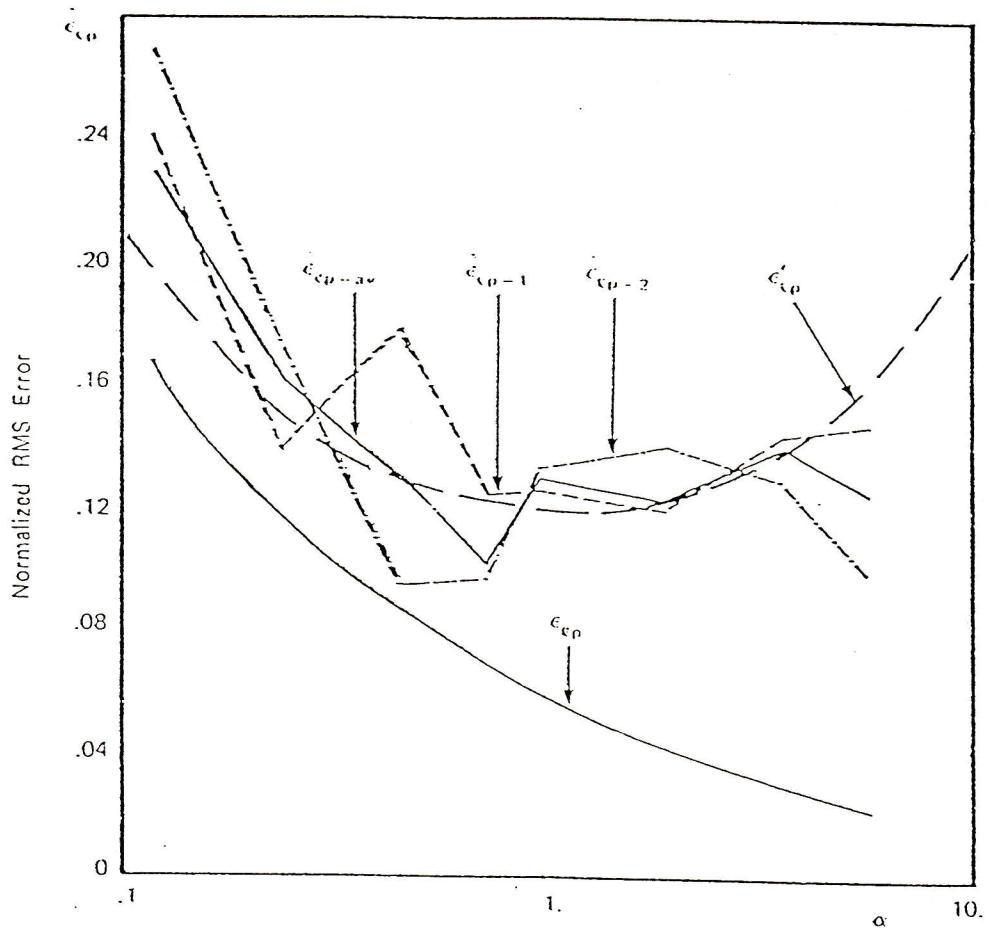


Figure II-4 Erreur spectrale en fonction de $\alpha = \pi/2B$
et l'instabilité sur ϵ_{t_p}

La difficulté, en pratique, est de choisir entre l'acquisition, le stockage et le traitement d'un bloc d'un plus grand nombre de données N, et entre l'acquisition, le stockage et le traitement de plusieurs sous-blocs de données plus courts et de déduire leur moyenne. L'hypothèse de stationnarité est directement applicable aux sous-blocs individuels avec des nombres identiques d'échantillons (N). La moyenne de Ns sous-blocs n'éliminera pas les biais prédictifs, mais réduira les variances en remplaçant N par NNs dans les équations.

Il faut noter que dans beaucoup de situations d'instationnarité, les statistiques varient légèrement, de telle manière que, le processus peut être supposé stationnaire sur des segments de données courts. En résumé le choix sera un compromis qui dépendra des caractéristiques de l'écoulement et des capacités de l'acquisition.

II-6-3 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA MPID

Une étude systématique des paramètres de la MPID a été menée par **Saxena** [16]. Pour ce faire, il a généré avec une technique proposée par **Shinozuka** [17] des échantillons $u'(t_i)$ à partir d'un spectre spécifié. Ainsi un spectre de bande limitée $E_u(n)$ est divisé en N bandes de largeur égale, Δn . Le processus est simulé par :

$$u'(t) = 2 \sum_{i=1}^N \{E_u(n_i)\Delta n\}^{1/2} \cos(2\pi n'_i t + \varphi_i) \quad (\text{II-25})$$

n_i est le milieu de la première bande

n'_i représente n_i augmenté de δn_i petit et variable ($n'_i = n_i + \delta n_i$)

δn_i est compris entre $\pm \Delta n'/2$ avec $\Delta n' \ll \Delta n$

φ_i est une phase aléatoire indépendante ($0 < \varphi_i < \pi$)

Shinozuka [17] démontre analytiquement que le spectre estimé des échantillons $u'(t)$ converge comme $1/N^2$ vers le spectre spécifié. Cette convergence rapide est un avantage, car peu de cosinus sont évalués pour chaque valeur de $u'(t)$.

La précision du spectre estimé est évaluée de trois manières différentes :

- {1} - Par une comparaison graphique entre le spectre estimé et spécifié sur les figures II-5 à II-10.
- {2} - Par l'écart quadratique absolu $\{2\}^A$ et relatif $\{2\}^R$ (sommaison des écarts quadratiques entre les spectres réel et estimé sous toutes les fréquences). Ces écarts nous renseignent sur l'erreur dans la distribution de l'énergie

Ces résultats sont comparés avec ceux de la MPIE dans les tableaux II-1 à II-5.

- {3} - Par l'écart d'énergie entre l'aire du spectre estimé et l'énergie totale contenue dans les données. Cet écart nous renseigne sur l'évaluation de cette énergie en % d'erreur. (Tableaux II-1 à II-5).

a) Effet de la fréquence maximale

La MPID est appliquée aux données générées à partir du spectre spécifié avec les valeurs des fréquences maximales de 1,5,10,20 et 50Hz et avec une fréquence d'échantillonnage moyenne égale à la fréquence de Nyquist. Sur la figure II-5 sont représentés les spectres estimés. Sur le tableau II-1, l'écart quadratique absolu $\{2\}^A$ décroît avec l'augmentation de n_{max} , exactement comme pour les données échantillonnées uniformément, mais il est beaucoup plus important. Cependant l'écart quadratique relatif $\{2\}^R$ décroît d'abord puis augmente car quand n_{max} augmente, plus de points estimés sont situés dans la partie haute fréquence des spectres.

b) Effet du taux d'échantillonnage

La méthode fut testée sur des données échantillonnées avec des taux d'échantillonnage moyen, η , différents. Les résultats montrent l'avantage de l'échantillonnage aléatoire et principalement celui de l'absence de distorsion pour des taux η trop faibles. Selon l'équation (II-7), les erreurs diminuent en fonction de l'augmentation de η (Fig.II-6). Cependant pour les taux trop élevés, le second terme dans l'équation (II-7) devient faible par rapport au premier et leur somme ne décroît presque pas (tableau II-2).

c) Effet du nombre d'échantillons

Pour l'étude de l'influence des variations du nombre d'échantillons sur la MPID, un bloc de 8192 échantillons, un taux d'échantillonnage égal au taux de Nyquist, et une fréquence maximale de 10 Hz sont choisis. En fixant τ_{max} et $\Delta\tau$, le nombre d'échantillons des blocs de données est augmenté pour changer la durée des blocs. Ceci a entraîné une augmentation du nombre de produits croisés dans chaque intervalle $\Delta\tau$ en impliquant une meilleure estimation de la fonction d'autocorrélation, donc un meilleur spectre (Fig. II-7). Les résultats des erreurs sont portés dans le tableau II-3.

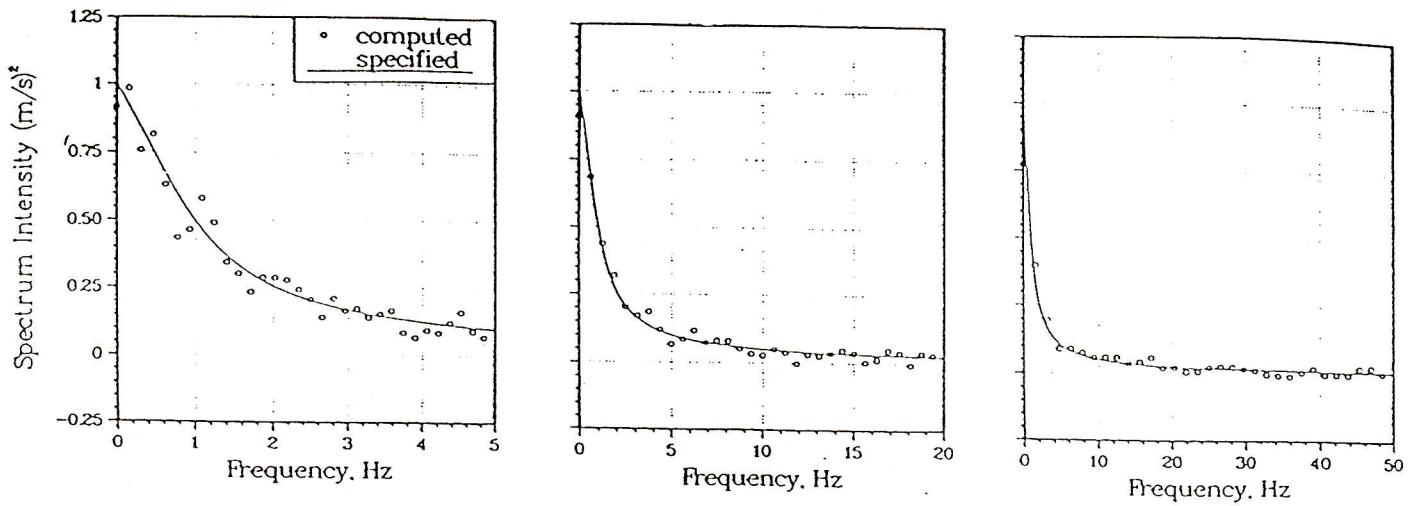


Figure II-5 Effet de variation de N_{\max}

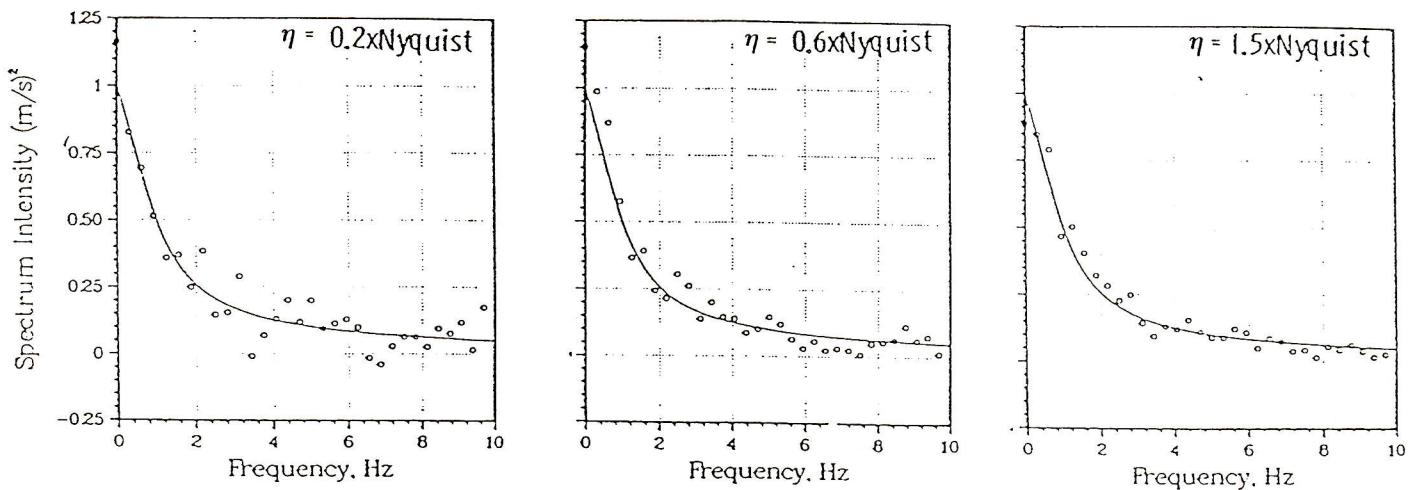


Figure II-6 Effet de variation de η

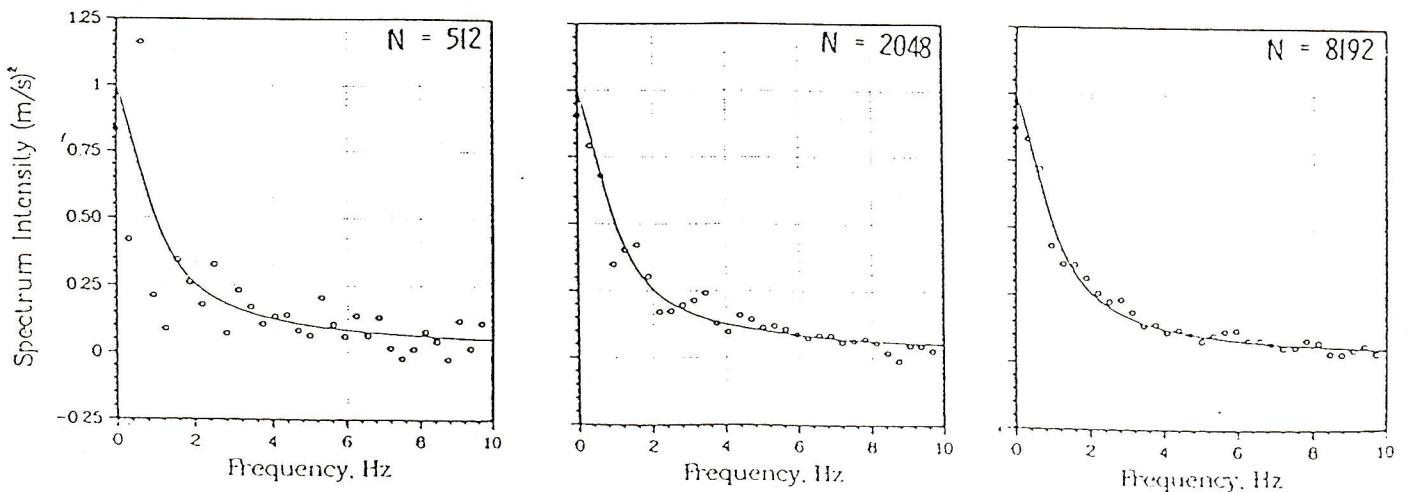


Figure II-7 Effet de variation de N

d) Effet du retard de temps maximal

τ_{\max} varie, en gardant la taille des données ($N = 8192$) et $\Delta\tau$ (0,05 sec) constants. L'évaluation de τ_{\max} augmente la longueur de la fenêtre de temps sous laquelle l'autocorrélation est vue en introduisant une meilleure résolution de fréquence ($\Delta n = 1/(2\tau_{\max})$). La figure II-8 met en évidence l'effet de ce paramètre. L'erreur sur σ_u^2 {3} décroît puisque le spectre est plus correctement estimé avec une meilleure résolution (Δn). Mais, l'erreur {2} sur la distribution de cette énergie augmente avec plus d'information (τ_{\max} plus grand) (Tableau II-4). En fait, l'augmentation de τ_{\max} ne diminue pas la variabilité dans les estimations du spectre, il donne uniquement plus d'estimations car la résolution augmente. Pour réduire les instabilités dans le spectre, il faut donc lisser les fréquences adjacentes.

e) Effet de l'intervalle de temps

Le rôle de $\Delta\tau$, est étudié en fixant T et τ_{\max} . La variation de $\Delta\tau$ entraîne la variation de la fréquence maximale n_{\max} par la relation qui lie les deux ($\Delta\tau = 1/2 n_{\max}$). Les deux erreurs {1} et {2} dans le Tableau II-5 décroissent au fur et à mesure que $\Delta\tau$ diminue (croissance de n_{\max}). Après une certaine valeur de $\Delta\tau$ ($\Delta\tau = 0,05$ sec (ou $n_{\max} = 10\text{Hz}$)), le spectre théorique est nul, mais l'erreur dans la distribution de l'énergie sur cette gamme augmente à cause de l'instabilité statistique (Fig. II-9). La diminution de $\Delta\tau$ implique que très peu de produits croisés sont sommés dans chaque fenêtre $\Delta\tau$. Remarquons que même avec n_{\max} faible ($\Delta\tau$ grand), le spectre estimé est proche du spectre théorique (Fig. II-9), ce qui n'est pas le cas pour l'échantillonnage uniforme pour lequel cela entraînerait une distorsion.

II-7 CONCLUSION

La méthode des interpolations (classiques) nécessite théoriquement des cadences de données très élevées, ce qui n'est pas toujours possible avec les expériences de la VDL (voir les Figures II-10, II-11 et II-12 ainsi que les erreurs dans les Tableaux II-6, II-7 et II-8).

Les résultats des études sur les données simulées [17] et les données de la VDL [18] ont montré que, quand l'échantillonnage aléatoire suit la loi de Poisson, la méthode de corrélation de Mayo (MPID) et la méthode spectrale directe (MSP) de Gaster et Roberts peuvent donner des estimations spectrales acceptables, même si la cadence moyenne d'échantillonnage est sous-Nyquist. Effectivement, ces deux méthodes peuvent conduire au spectre de turbulence pour des

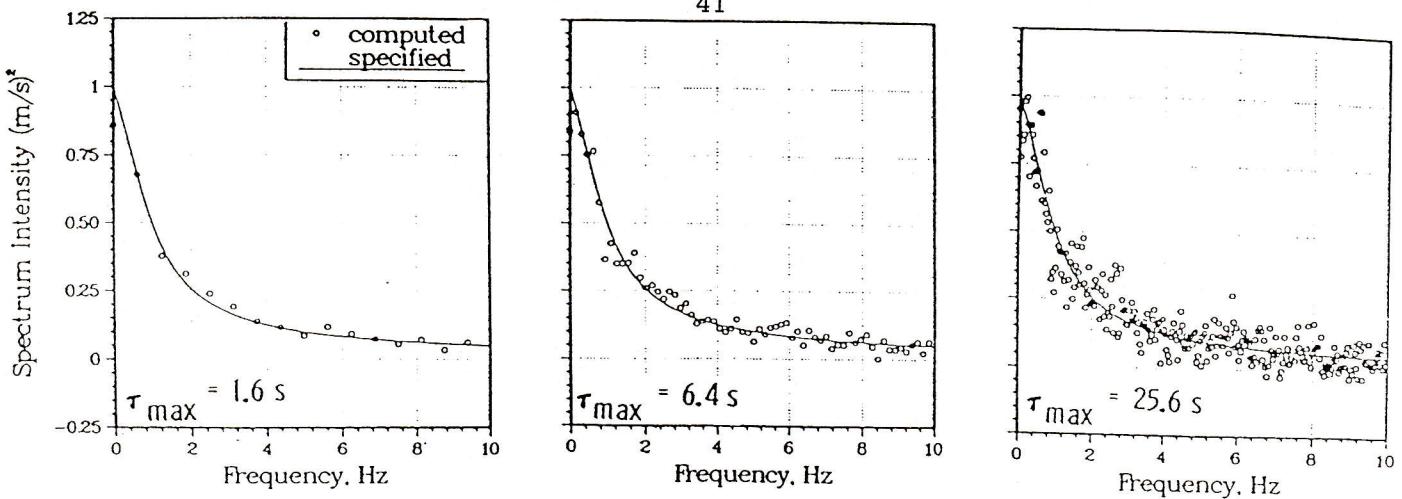


Figure II-8 Effet de variation de τ_{\max}

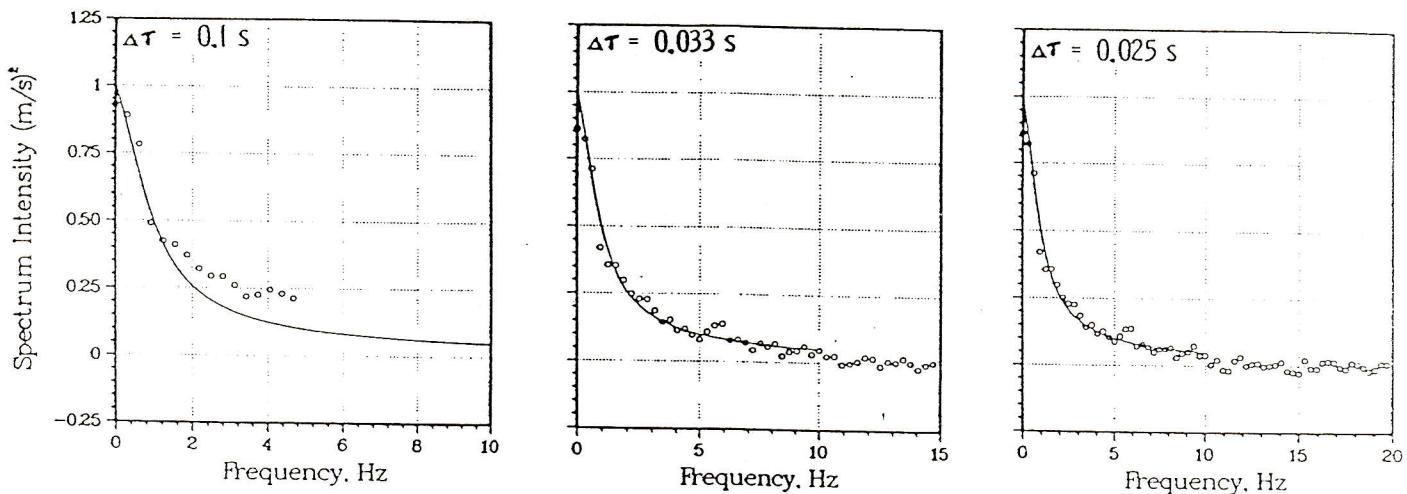


Figure II-9 Effet de variation de $\Delta\tau$

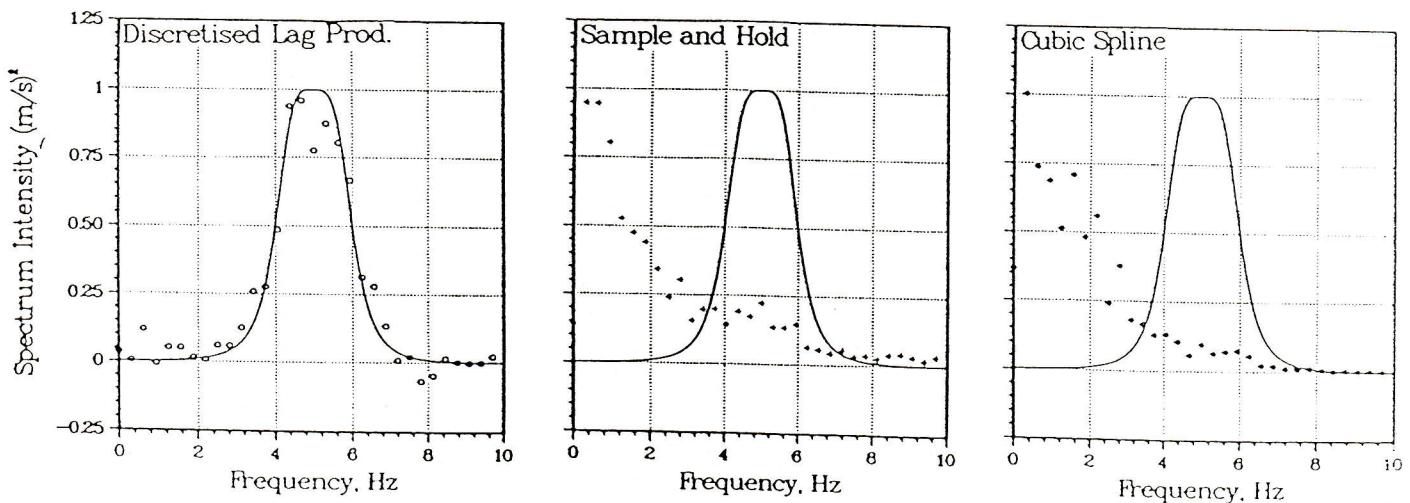


Figure II-10 Méthodes d'interpolations et MPID appliquées à un écoulement périodique

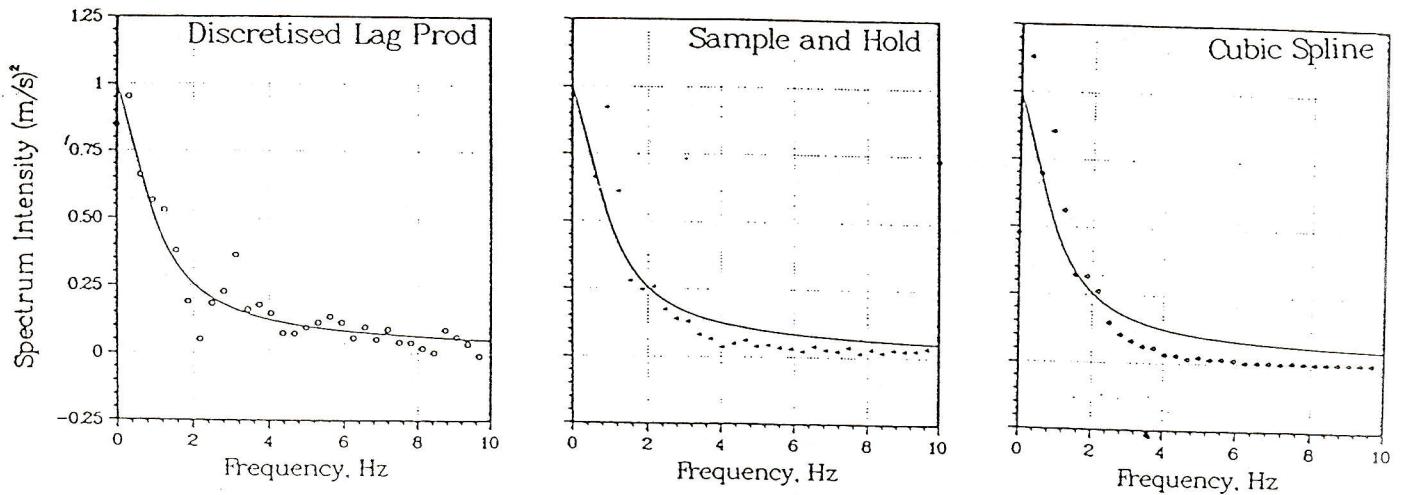


Figure II-11 Méthodes d'interpolations et MPID appliquées à un écoulement turbulent

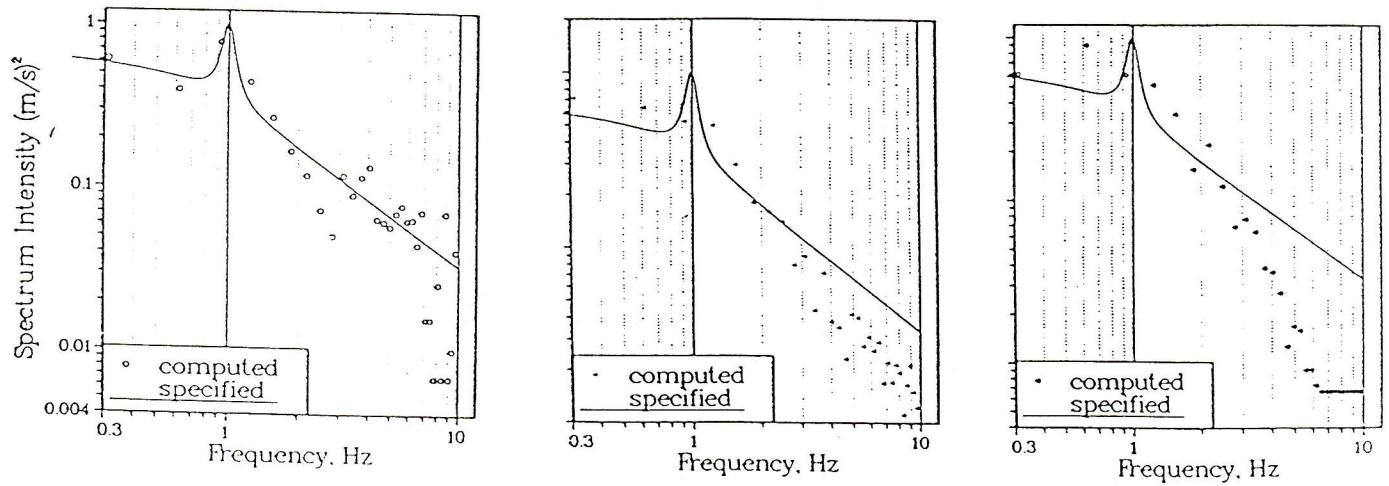


Figure II-12 Méthodes d'interpolations et MPID appliquées à un écoulement périodique et turbulent

f_{\max} (Hz)	%	Square Error					
		MPIID		MPIIE		Abs^{-1}	Rel.
		Abs^{-1}	Rel.	Abs^{-1}	Rel.		
1	5.92	11.63	2.569	4.902	0.880		
5	6.16	0.944	1.445	1.182	0.953		
10	8.92	0.729	3.730	0.536	0.994		
20	14.1	0.152	7.149	0.219	1.062		
50	22.3	0.102	20.61	0.045	1.137		

Tableau II-1 Effet de variation de n_{\max}

$\lambda/N_{\text{Nyqst.}}$	%	Square Error					
		MPIID		MPIIE		Abs^{-1}	Rel.
		Abs^{-1}	Rel.	Abs^{-1}	Rel.		
0.2	9.67	1.537	21.02	0.150	0.514		
0.4	7.06	1.545	13.86	0.123	0.298		
0.6	10.4	1.155	7.136	0.116	0.249		
0.8	8.01	0.475	4.374	0.111	0.217		
1.0	8.92	0.730	3.730	0.107	0.199		
1.2	7.97	0.631	9.821	0.107	1.194		
1.5	5.38	0.762	4.356	0.104	1.181		
2.0	8.94	0.771	8.433	1.104	1.174		

Tableau II-2 Effet de variation de η

N	%	Square Error					
		MPIID		MPIIE		Abs^{-1}	Rel.
		Abs^{-1}	Rel.	Abs^{-1}	Rel.		
512	9.06	7.090	14.30	2.087	3.823		
1 024	8.14	1.965	7.698	1.098	2.040		
2 048	8.92	0.730	3.730	0.536	0.994		
4 096	9.15	0.421	2.820	0.267	0.498		
8 192	8.54	0.269	1.763	0.136	0.253		

Tableau II-3 Effet de variation de N

τ_{\max} (s)	%	Square Error					
		MPIID		MPIIE		Abs^{-1}	Rel.
		Abs^{-1}	Rel.	Abs^{-1}	Rel.		
1.6	16.6	0.071	0.588	0.027	0.064		
3.2	8.54	0.269	1.763	0.136	0.253		
6.4	4.08	0.819	4.920	0.598	1.006		
12.8	2.16	3.244	23.84	2.507	4.016		
25.6	1.18	11.90	84.21	10.27	16.05		

Tableau II-4 Effet de variation de τ_{\max}

$\Delta\tau$ (s)	%	Square Error					
		MPIID		MPIIE		Abs^{-1}	Rel.
		Abs^{-1}	Rel.	Abs^{-1}	Rel.		
0.2	17.6	8.299	9.437	0.118	0.051		
0.1	10.7	1.297	5.734	0.129	0.110		
0.067	9.10	0.410	3.324	0.133	0.177		
0.05	8.54	0.269	1.763	0.136	0.253		
0.04	7.60	0.435	9.161	0.137	0.338		
0.033	7.40	0.535	17.31	0.138	0.433		
0.028	7.30	0.637	28.39	0.139	0.538		
0.025	7.29	0.725	38.76	0.140	0.655		

Tableau II-5 Effet de variation de $\Delta\tau$

DLPM ≡ MPID Méthode des produits à intervalle discrets

$\frac{1}{N} \gamma q$	DLPM	ζ	Square Error		Square Error		Square Error		Square Error	
			Abs ₋₁ $\times 10^4$	Rel ₋₁ $\times 10^4$						
0.2	DLPM	2.14	3.161	1.541	0.2	DLPM	9.67	1.537	21.02	0.2
		5.151	99.26	86.16		Linear	11.6	11.50	24.10	Linear
		2.63	103.4	83.29		Sample & Hold	50.9	28.91	16.05	Sample & Hold
		Large	Lage	Lage		Exponential	5.65	12.71	12.65	Exponential
		39.6	169.5	196.6		Cubic Spline	14.5	18.18	23.75	Cubic Spline
		0.63	1.655	0.373		DLPM	0.4	1.545	24.59	DLPM
0.4	DLPM	34.5	63.17	23.58	0.4	Linear	7.06	1.545	13.86	Linear
		3.19	67.69	39.64		Sample & Hold	26.6	3.091	19.12	Sample & Hold
		31.6	62.89	24.45		Exponential	5.23	4.772	8.754	Exponential
		3.00	77.32	36.57		Cubic Spline	13.6	3.306	16.45	Cubic Spline
		25.1	49.61	8.992	0.6	DLPM	10.4	1.155	7.136	DLPM
		1.04	1.443	0.156		Linear	26.0	2.497	15.53	Linear
0.6	DLPM	6.11	11.16	1.116	0.6	Sample & Hold	1.98	6.937	2.79	Sample & Hold
		35.4	50.36	9.389		Exponential	25.3	2.569	14.25	Exponential
		9.19	57.92	16.35		Cubic Spline	13.7	3.233	13.75	Cubic Spline
		0.69	0.959	0.051	0.8	DLPM	8.01	0.475	4.374	DLPM
		42.1	37.43	3.686		Linear	26.2	1.134	13.12	Linear
		1.11	36.79	17.10		Sample & Hold	9.86	1.135	6.780	Sample & Hold
0.8	DLPM	41.8	36.74	3.067	0.8	Exponential	23.0	1.095	12.61	Exponential
		20.5	35.36	7.974		Cubic Spline	18.3	0.961	10.09	Cubic Spline
		2.05	1.060	0.651	1.0	DLPM	8.92	0.730	3.730	DLPM
		34.6	27.83	2.238		Linear	23.8	0.889	11.38	Linear
		8.52	25.97	5.232		Sample & Hold	1.18	1.179	3.329	Sample & Hold
		33.7	28.53	3.269		Exponential	23.0	0.810	10.43	Exponential
1.0	DLPM	16.1	19.25	2.252	1.2	Cubic Spline	15.4	0.792	6.496	Cubic Spline
		1.22	1.417	0.084	1.2	DLPM	7.96	0.651	9.821	DLPM
		37.8	20.68	0.902		Linear	18.9	1.591	9.706	Linear
		7.97	19.28	2.883		Sample & Hold	2.86	1.319	3.106	Sample & Hold
		26.0	21.31	0.939		Exponential	6.00	1.743	9.227	Exponential
		21.0	10.95	0.958		Cubic Spline	1.91	1.033	6.136	Cubic Spline
1.2	DLPM	0.92	2.546	0.364	1.5	DLPM	5.38	0.762	4.356	DLPM
		30.5	18.13	1.694		Linear	18.9	0.762	7.852	Linear
		1.72	17.84	3.946		Sample & Hold	0.19	2.051	2.256	Sample & Hold
		27.1	18.50	1.937		Exponential	16.9	0.870	7.536	Exponential
		13.8	9.189	1.428		Cubic Spline	10.5	0.826	4.464	Cubic Spline
		1.09	2.038	0.294	2.0	DLPM	8.94	0.771	8.433	DLPM
2.0	DLPM	23.4	5.765	0.106		Linear	6.88	0.971	5.098	Linear
		8.03	5.087	0.859		Sample & Hold	5.73	1.429	2.277	Sample & Hold
		21.7	5.755	0.172		Exponential	5.10	0.933	4.630	Exponential
		4.68	1.195	0.037		Cubic Spline	1.13	1.071	3.032	Cubic Spline

Tableau II-6 Erreurs pour un écoulement simulé périodique Tableau II-7 Erreurs pour un écoulement turbulent - Tableau II-8 Erreurs pour un écoulement simulé turbulent et périodique

Tableau II-6 Erreurs pour un écoulement simulé périodique Tableau II-7 Erreurs pour un écoulement turbulent - Tableau II-8 Erreurs pour un écoulement simulé turbulent et périodique

écoulements dont les acquisitions sont réalisées avec des cadences de particules relativement basses et incontrôlées.

La méthode spectrale directe a quelques avantages par rapport à la méthode de corrélation (MPID). Ainsi la méthode directe n'est pas limitée au niveau de la résolution des fréquences les plus élevées. En effet, dans la méthode de corrélation, la résolution est limitée par la technique du "slotting". La méthode de corrélation est pénalisée par la distorsion. Théoriquement par la méthode directe, il n'existe pas de limite sur le nombre des estimations qui peuvent être calculées. La méthode directe filtre le bruit haute fréquence, mais n'élimine pas le biais des données incontrôlées pour les niveaux de turbulence élevés.

Par contre, les résultats de la méthode de corrélation contiennent l'effet du bruit haute fréquence qui ne peut être éliminé sur l'autocorrélation qu'en supprimant le terme des retards de temps courts ou nuls ($\tau \rightarrow 0$) ou en la corrigeant comme on le verra dans le Chapitre III.

Pour nous, la méthode de corrélation de Mayo est le meilleur choix car elle est la plus rapide et, moyennant quelques précautions, ses biais peuvent rester dans des limites acceptables. De plus l'analyse de l'autocorrélation permet de discuter plus physiquement des phénomènes (influence de la combustion sur les échelles par exemple).

CHAPITRE III

LE BRUIT ET LES MESURES ALÉATOIRES OBTENUES PAR LA VDL

III-1 INTRODUCTION

Le traitement du signal et les méthodes de corrélations s'appliquent principalement aux phénomènes aléatoires. Par opposition aux phénomènes déterministes, les phénomènes aléatoires sont des processus dont les grandeurs ne peuvent être reliées que par des lois statistiques.

En pratique, au processus aléatoire vient se superposer un autre phénomène qui est aussi aléatoire et qu'on appelle le bruit. Et il est extrêmement difficile physiquement de définir le bruit par rapport au signal. Le bruit peut être créé par des éléments très différents, il peut avoir des origines optiques, électriques et autres.

La figure III-1 schématise ce qui est le traitement de l'information et les phases où le bruit s'associe aux mesures.

III-2 BRUIT DES SIGNAUX DE LA VDL

Dans le cas de la VDL, le bruit devient important par rapport aux fluctuations de vitesse pour des niveaux de turbulence faibles. Soit $(U_i + e_i)$ la vitesse bruitée mesurée et e_i le bruit aléatoire qui est associé à la vitesse vraie U_i .

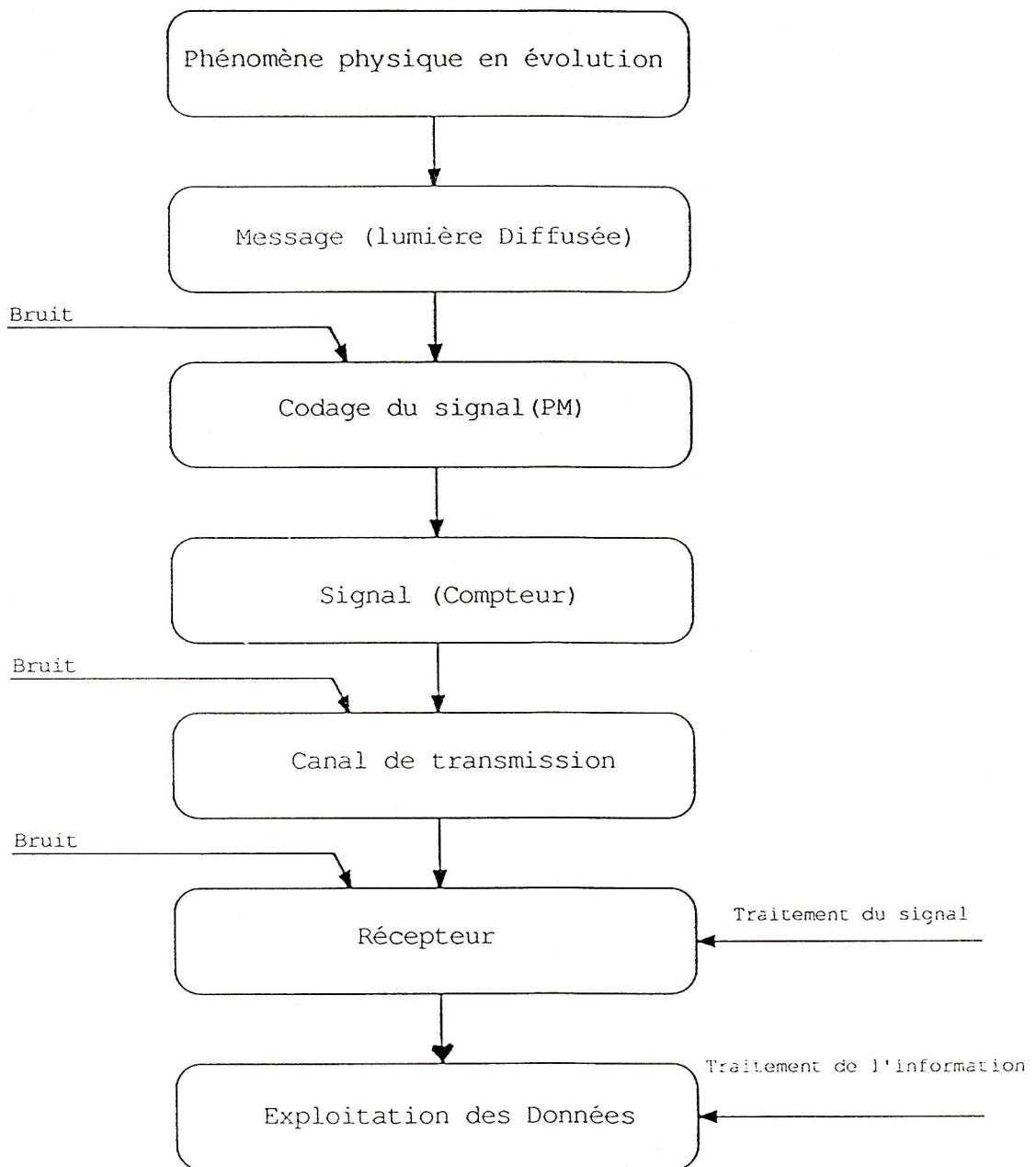


Figure III-1 Schématisation de l'introduction du bruit dans les données

$$\begin{aligned}
 \overline{u'}_{\text{mes}}^2 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\bar{u} - (U_i + e_i))^2 \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\bar{u}^2 - 2\bar{u}U_i + U_i^2 - 2\bar{u}e_i + 2U_i e_i + e_i^2 \right) \\
 &= \overline{u'^2}_{\text{vrai}} + e^2
 \end{aligned} \tag{III-1}$$

L'hypothèse fondamentale est que le bruit est decorrélé de la turbulence :

$$\frac{\sum_{i=1}^N U_i e_i}{N} = 0 \tag{III-2}$$

Dans l'autocorrélation calculée par la MPID, aucun des produits croisés ne tombent à l'intérieur du premier retard $\tau = 0$, cela signifie que $R_u(0)$ est essentiellement la moyenne d'ensemble des autoproduits. Alors $R_u(0)$ n'est rien d'autre que la valeur quadratique moyenne des fluctuations de vitesse, $\overline{u'}_{\text{mes}}^2$ est très sensible aux contributions du bruit comme cela est montré dans l'équation III-1. Par contre les autres termes de $R_u(k\Delta\tau)$ sont calculés en moyennant les produits croisés qui decorrèlent les contributions du bruit. Ceci implique que la normalisation des termes de $R_u(k\Delta\tau)$ par $R_u(0)$ donne des valeurs de $\rho_u(k\Delta\tau)$ trop faible, sauf $\rho_u(0) \approx 1$.

III-3 ELIMINATION DU BRUIT

Diverses techniques sont proposées pour s'affranchir de ce bruit qui fausse les résultats sur l'écart-type, l'autocorrélation et le spectre. **Lau et al** (1981) [19] ont proposé l'application d'une technique de corrélation croisée pour supprimer l'effet du bruit. Ainsi, **Absil** (1987) [20] utilise deux voies d'acquisition A et B chacune comporte un photomultiplicateur et un compteur qui fournissent un enregistrement, et la corrélation croisée des données des deux enregistrements permet d'éliminer le bruit et donne la vraie valeur de $R_u(0)$ et par conséquent des valeurs correctes de $\rho_u(k\Delta\tau)$ tel que :

$$\begin{aligned}
 \overline{u'_A u'_B} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - (U_i + e_{iA})) (U_i - (U_i + e_{iB})) \\
 \overline{u'_A u'_B} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\bar{U}^2 - 2\bar{U}U_i + U_i^2 + (U_i - \bar{U})(e_{iA} + e_{iB}) + e_{iA}e_{iB} \right) \\
 &= \bar{U}^2 - \bar{U}^2 = \bar{u'^2}_{\text{vrai}}
 \end{aligned} \tag{III-3}$$

Les bruits issus des deux voies sont decorrélates. Par contre, **Gaster** et **Roberts** (1975), pour éliminer l'ambiguité introduite par le bruit dans $R_u(0)$ suggèrent de négliger le premier terme dans l'autocorrélation.

III-4 CONCLUSION

A partir de la détermination de l'autocorrélation des fluctuations de vitesse, il est possible d'évaluer le bruit contenu dans le signal. Nous développerons cette idée dans le Chapitre IX. Ceci sera facilité si l'autocorrélation est calculée par la MPID tel que cela a été présenté au Chapitre II.

CHAPITRE IV

LE PROBLEME DU BIAIS STATISTIQUE

IV-1 INTRODUCTION

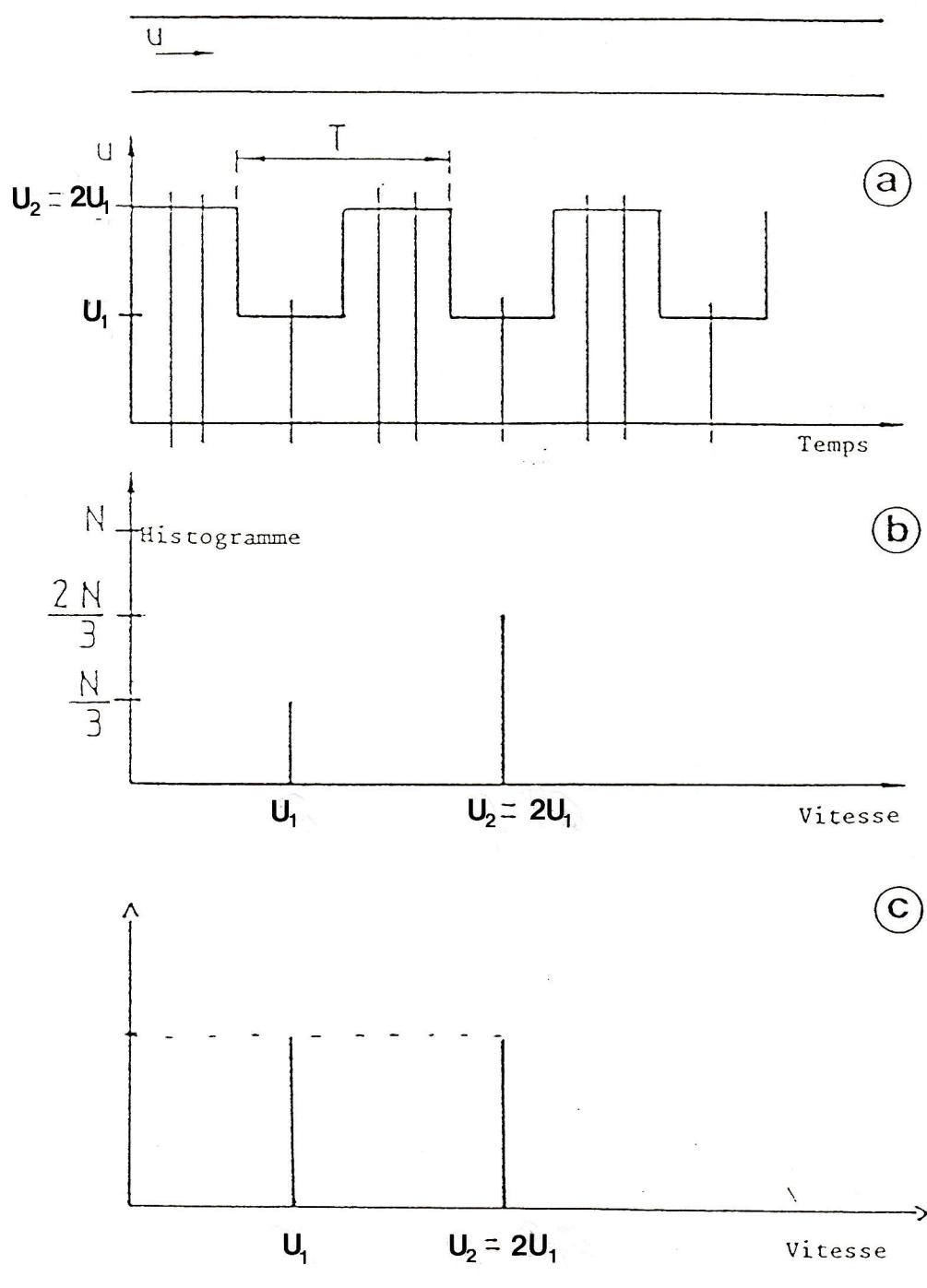
L'analyse statistique des mesures réalisées par la VDL se complique considérablement, lorsque l'échantillonnage et la vitesse se trouvent corrélés (Figure IV-1) . Une estimation simple des moments statistiques peut être biaisée, exemple :

Si on dispose d'un écoulement monodimensionnel dont la vitesse est modulée en créneau de période T_e qui oscille entre les valeurs U_1 et $U_2 = 2U_1$ et si l'ensemencement est suffisant et homogène, il y aura deux fois plus de particules qui traversent le volume de mesure à la vitesse U_2 qu'à la vitesse U_1 . En effet, avec l'acquisition de N mesures successives, $2N/3$ et $N/3$ mesures sont données respectivement par les particules de vitesse U_2 et U_1 , ainsi les histogrammes des particules et des vitesses de l'écoulement ne se confondent pas, et la moyenne mesurée \bar{U}_{mes} et la moyenne vraie \bar{U}_{vraie} sont différentes.

$$\bar{U}_{\text{mes}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i = \frac{1}{N} \left(\frac{2N}{3} 2U_1 + \frac{N}{3} U_1 \right) = \frac{5}{3} U_1 \quad (\text{IV-1})$$

$$\bar{U}_{\text{vraie}} = \frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} U(t) dt = \frac{3}{2} U_1 \quad (\text{IV-2})$$

Cet effet de biais est le résultat de la dépendance de l'échantillonnage (passage d'une particule dans le volume focal) et de la vitesse mesurée.



- (a) signal de vitesse
- (b) histogramme des vitesses de particules
- (c) histogramme des vitesses d'écoulement

Figure IV-1 Exemple montrant l'effet de biais.

Pour remédier à ce biais, les praticiens et les théoriciens proposent deux catégories de solutions :

- soit de pondérer les résultats
- soit d'échantillonner indépendamment de la vitesse mesurée.

IV-2 TECHNIQUES DE PONDERATION

Les types de pondérations de la vitesse sont multiples. Parmi les plus utilisées, on distingue :

- La pondération par le temps de séjour
- La pondération par l'intervalle de temps entre deux mesures

IV-2-1 PONDERATION PAR LE TEMPS DE SEJOUR

Buchhave, George et **Lumley** proposent de calculer \bar{U} en pondérant la vitesse par le temps de séjour de la particule dans le volume de mesure. Ainsi la moyenne s'écrit :

$$\bar{U} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \Delta t_i} \sum_{i=1}^N U_i \Delta t_i \quad (\text{IV-3})$$

Δt_i représente le temps de séjour de la particule i dans le volume de mesure. En supposant que $U_i \sim 1/\Delta t_i$ et L la longueur du volume focal ($L = U_i \Delta t_i$), donc $\Delta t_i = L/U_i$, l'expression de la moyenne devient :

$$\bar{U} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{U_i}} \quad (\text{IV-4})$$

Et de la même manière, l'écart-type s'écrit sous forme de deux expressions :

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \Delta t_i} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2 \Delta t_i \quad (\text{IV-5})$$

$$\overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N U_i}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{U_i}} - \overline{U}^2 \quad (\text{IV-6})$$

La pondération monodimensionnelle a été proposée par **Mc Laughin et Tiederman** (1973) [21] pour sa simplicité. Cette pondération n'est pas adaptée aux mesures en combustion, car il faut que toutes les particules soient prises et que leur nombre ne dépende que de la vitesse. Or en combustion la concentration des particules dépend essentiellement de la température.

IV-2-2 PONDERATION PAR L'INTERVALLE DE TEMPS ENTRE DEUX MESURES CONSECUTIVES

La pondération, proposée par **Barnett et Bentley** [22], revient à estimer directement l'intégrale qui définit la moyenne temporelle :

$$\overline{U} = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt \quad (\text{IV-7})$$

Si N valeurs U_i de la vitesse sont acquises aux instants t_i , un calcul de la vitesse moyenne par l'interpolation carrée donne :

$$\overline{U} = \frac{1}{t_N - t_1} \sum_{i=1}^{N-1} U_i (t_{i+1} - t_i) \quad (\text{IV-8})$$

Ceci corrige bien le biais puisque plus la vitesse est élevée, plus l'intervalle de temps entre deux mesures est court. La formule du trapèze donne une estimation plus parfaite de l'intégrale :

$$\overline{U} = \frac{1}{t_N - t_1} \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{U_i + U_{i+1}}{2} \right) (t_{i+1} - t_i) \quad (\text{IV-9})$$

IV-3 ECHANTILLONNAGE DECORRELE DE LA VITESSE

On distingue deux méthodes pour calculer la vitesse moyenne :

- Le rééchantillonnage fixe ou l'échantillonnage contrôlé
- Le calcul en deux étapes

IV-3-1 ECHANTILLONNAGE FIXE OU CONTROLE

Si la fréquence moyenne des données est supérieure à la fréquence d'évolution de la vitesse mesurée, alors le rééchantillonnage du signal de vitesse à fréquence fixe, comme un signal continu, évite l'effet du biais (Fig.IV-2). Pour les écoulements mal ensemencés (combustion), le rééchantillonnage à fréquence fixe, **Edwards** [23], ou l'échantillonnage à fréquence contrôlé, **Erdmann et Tropea** [24], permet de réduire ce biais sans pondération. Ceci à condition que la période de contrôle soit supérieure au temps moyen entre deux particules (Fig. IV-3).

IV-3-2 MOYENNE EN DEUX ETAPES

D'autres auteurs, tel **Durst, Ernst et Faunti** [25] proposent de calculer la moyenne en deux étapes. Les moyennes des vitesses calculées sur des intervalles de temps de largeur $\Delta\tau$, sont :

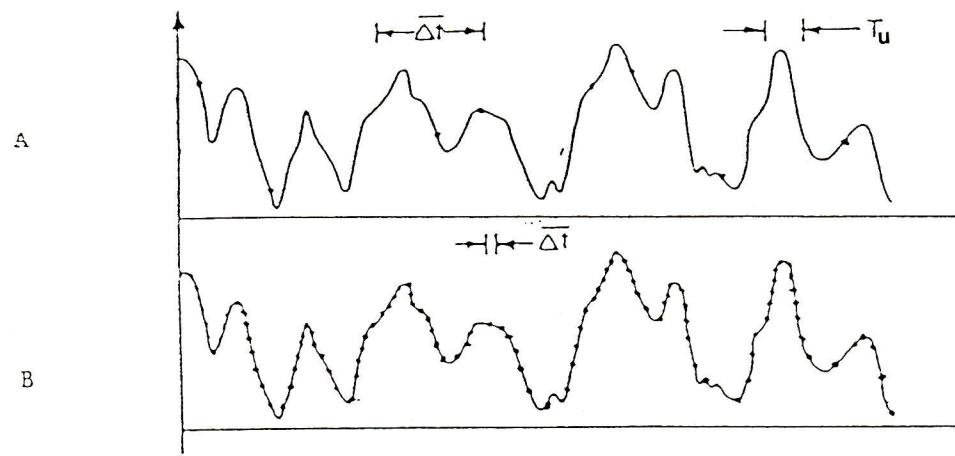
$$\bar{U}_j = \frac{1}{N_j} \sum_{i=1}^{N_j} U_i \quad (\text{IV-10})$$

Avec N_j le nombre de valeurs U_i dans l'intervalle j et le temps t_i qui doit satisfaire à la condition $[(j-1)\Delta\tau \leq t_i < j\Delta\tau]$. Le résultat donne N valeurs moyennes \bar{U}_j affectées aux instants $[(j - 1/2)\Delta\tau]$. Et la valeur moyenne de l'échantillon est alors la moyenne des vitesses moyennes \bar{U}_j .

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{U}_j \quad (\text{IV-11})$$

Cette méthode nécessite la condition que $\Delta\tau \ll T_u$ (T_u temps de cohérence de la vitesse) et un nombre suffisant de mesures durant chaque $\Delta\tau$. Ce processus s'apparente à un échantillonnage régulier de fréquence $1/\Delta\tau$ (Fig. IV-4).

En combustion, l'échantillonnage régulier semble être le meilleur, comme il a été démontré expérimentalement par **K. Labbacci, M. Trinité et D. Stepowski** [26].



- (a) faible densité de mesures $T_U \ll \bar{\Delta t}$
 - (b) densité élevée de mesures $T_U \gg \bar{\Delta t}$
- $\frac{1}{\bar{\Delta t}}$ est la densité moyenne de mesure
 T_U est la durée de cohérence de la vitesse

Figure IV-2 Comparaison de l'échantillonnage et de l'évolution temporelle de la vitesse
(R.J.Adrian et L.M.Fingerson)

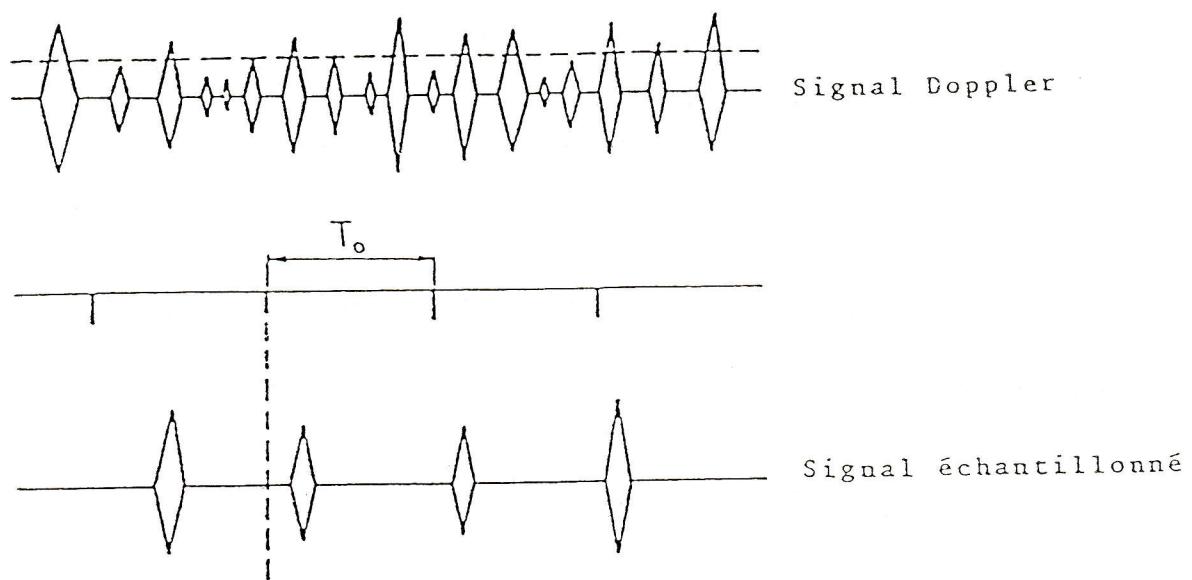


Figure IV-3 Echantillonnage contrôlé à fréquence $1/T_o$
(Erdmann et Tropéa)

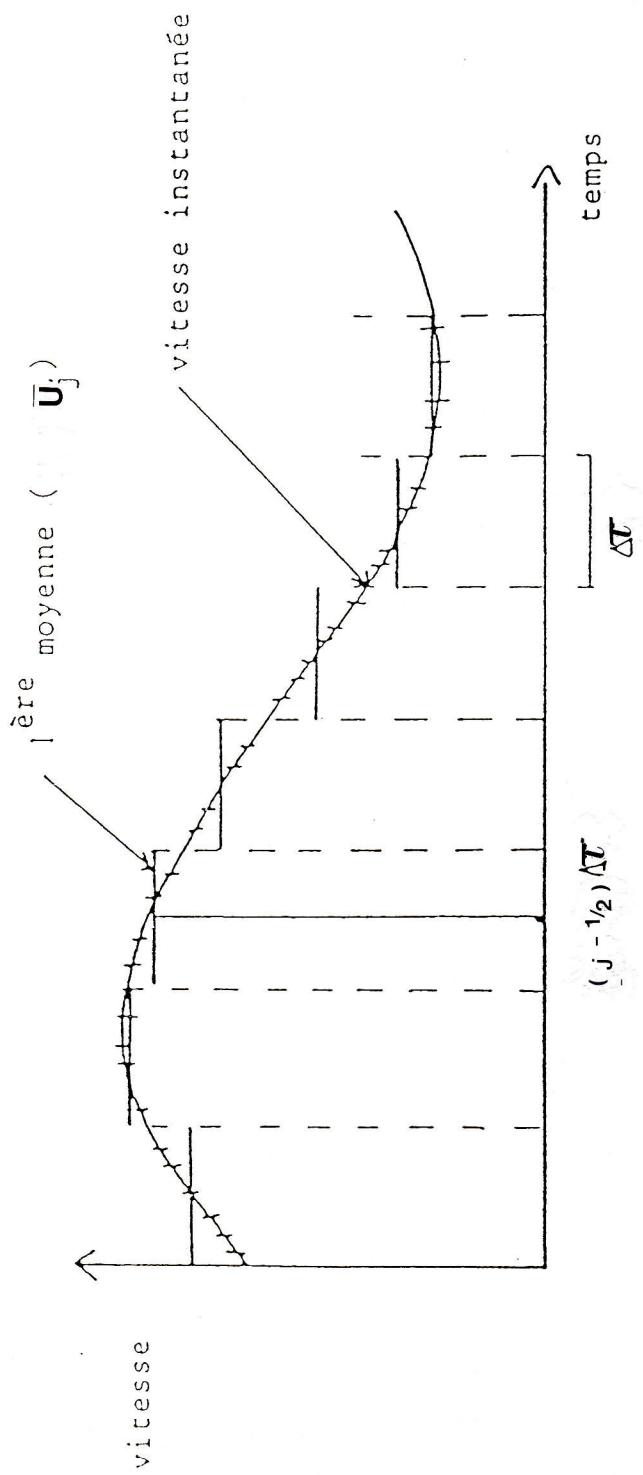


Figure IV-4 Principe de calcul de grandeurs moyennes en deux étapes
(Durst, Ernst et Fount)

IV-4 CONCLUSION

Nous avons donc vu que pour supprimer le biais sans hypothèse particulière sur l'arrivée des données, on peut utiliser soit l'échantillonnage régulier soit la pondération par le temps entre l'arrivée des particules. La première méthode a l'inconvénient de ne pas prendre en compte l'ensemble des informations présentes et de ce fait est inadaptée pour l'étude spectrale. La seconde qui en définitive reconstitue l'histoire de la vitesse, prend en compte l'ensemble des informations et de ce fait est beaucoup plus satisfaisante et ceci d'autant plus en combustion où il est souvent difficile d'obtenir des cadences de mesures élevées et régulières.

REFERENCES

- [1] **A.P. Eschenroeder**, "Turbulence spectra in a reacting gas", AIAA J., 3, p. 1839, 1965.
- [2] **A.V. Oppenheim, R.W. Schafer** "Digital signal processing", ed. Prentice Hall, 1975.
- [3] **E. Masry** , "Poisson sampling and spectral estimation of continuous Time Processes", IEEE Transf. Info. Theory, Vol. IT-24, N° 2, 1978.
- [4] **W.T. Jr. Mayo** , "Spectrum Measurements with Laser Velocimeters", Proceeding of Dynamic Flow Conference 1978, Sept. 78, Baltimore, Maryland.
- [5] **O.D.Z. Leneman and J.B. Lewis** , "Random Sampling of Random Processes : Mean Square Comparison of various Interplators", IEEE Trans. Auto. Catl., Vol. 4-11, N° 3, 1966, pp. 386-403.
- [6] **R.B. Blackman and J.W. Tukey** , "The Measurement of power spectra", Dover Publications, Inc., New York, 1959.
- [7] **M. Gaster and J.B. Roberts** , "Spectrum Analysis of Randomly Sampled Records by Direct Transform", Proc. Royal Soc. London, Vol. A-354, 1977, pp. 27-58.
- [8] **E. Masry** , "Poisson Sampling and Spectral Estimation of Continuous Time Processes", IEEE Trans. Info. Theory, Vol. IT-24, N°2, 1978.
- [9] **J.B. Roberts and M. Gaster** , "On the estimation of spectra from Randomly Sampled Signals. A Methode of Reducing Variability" Roc. Royal. Soc. London, Vol. A-371, 1980, pp. 235-258.
- [10] **R.H. Jones**, "Aleasing with Unequally Spaced Observations", J. Appl. Metrology, Vol. 11, N° 2, 1972, pp. 245-254.
- [11] **W.T. Mayo, M.T. Shay and S. Ritter** , "The Development of New Digital Data Processing Techniques for turbulence Measurements with a Laser Velocimeter", Final Report AEDC-TR-74-53, August 1974.
- [12] **M. Gaster and J.B. Roberts**, "Spectrum Analysis of Randomly Sampled Signals", J. Inst. Math. Applies., Vol. 15, 1975, pp. 195-216.

- [13] **P.I. Richards** , "Computing Reliable Power Spectra". FEEE Spectrum, Vol. 4, N° 1, pp. 83-90, January 1967.
- [14] **R.P. Brumbach** , "Digital Computer Routines for Power Spectral Analysis". TR68-31 (AD673859), AC Electronics Defense Research Laboratories, General Motors Corp., July 1968.
- [15] **G.W. Evans and R.C. Mc Carty** , "Applied Spectral Analysis of Mixed Random and Deterministic Processes". AD 6913021 Stanford Research Institute, March 1960.
- [16] **V. Sexena** , "Power Spectrum estimation from Randomly sampled Velocity Data" Fluid Mechanics Department, General Motors Research Laboratories Warren, Michigan.
- [17] **M. Shinozuka** , "Digital Simulation of Random Processes in Engineering Mechanics with the Aid of FFT technique", Stochastic Problems in Mechanics, University of Waterloo Press, 1974, pp. 227-286.
- [18] **D.V. Srikantaiah and H.W. Coleman** , "Turbulence spectra from individual realization Laser Velocimetry data", Experiments in Fluids 3, 1985, 65-44.
- [19] **J.C. Can, M.C. Wriffen, M.J. Fisher and D.M. Smith** , "A Note on turbulence measurements with a LV", J. Fluid Mech. 102, 1981, 353-366.
- [20] **L.A.J. Absil** , "Laser Doppler measurements of mean turbulence quantities, time- and spatial- correlation coefficients in the wake of a circular cylinder", Fourth Int. Symp. on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, July 11-14th, 1988
- [21] **D.K. Mc Laughlin, W.G. Tiederman** , "Biasing correction for individual realization of laser anenometer measurements in turbulent flows", Phys. of Fluids (1973), 16, n° 13.
- [22] **D.O. Barnett, H.T. Bartley** , "Statistical bias of individual realization laser velocimeter". 2nd Int. Workshop on Laser Velocimetry, Ed. H.D. Thomson and W.H. Stevenson. Purdue n°144, p.428 (1974).
- [23] **R.V. Edwards** , "A New look at particle statistics in laser anemometer measurements", J. Fluid Mech. (1981), 105, 317.

- [24] J.C. Erdmann, C.D. Tropea , "Statistical biais of the velocity distribution function in laser anenometry", Int. Symp. on LDA, Lisbonne 1982.
- [25] F. Durst, F. Ernst, M. Feunti, "A New counter signal processor for true time averaged fluid velocity measurements" and Int. Symp. on LDA, Lisbonne 1984.
- [26] K. Labbacci, M. Trinité, D. Stepowski , "Comparison of Velocimetry statistics as obtained by different averaging procedures in a turbulent Diffusion Flame", U.A. CNRS 230 - Faculté des Sciences de Rouen. B.P. 67 - 76130 Mont Saint Aignan France.
- [27] I. Gokalp, "Sur les problèmes d'interaction entre une flamme et un écoulement turbulent (flamme froide) et écoulement à température élevée". Thèse de 3ème cycle.

DEUXIEME PARTIE

**LES CHAINES D'ACQUISITION VDL
ET
LES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX**

INTRODUCTION

Dans cette partie, nous aborderons plus en détail la Vélocimétrie Doppler Laser ainsi que la chaîne complète d'acquisition à laquelle elle est associée, en insistant tout particulièrement sur le problème d'ensemencement, la clef de voûte de la VDL (Chapitre V). Ensuite, nous présenterons les différents dispositifs sur lesquelles les mesures de $(U_i, \Delta t_i)$ ont été entreprises, en montrant l'intérêt lié à chaque problème spécifique que nous avons étudié (Chapitre VI).

CHAPITRE V

VÉLOCIMÉTRIE DOPPLER LASER

V-1 INTRODUCTION

La VDL est une technique de mesure récente (1964), très utilisée actuellement, dont le principe de base repose sur l'effet Doppler de la lumière laser diffusée par des particules mobiles, baignant dans l'écoulement, dont on cherche à déterminer la vitesse. Contrairement aux techniques de mesures classiques, en mécanique des fluides (tube de Pitot, fils chauds, moulinets, ... etc), la VDL est une technique non intrusive, elle ne perturbe pas l'écoulement et ne nécessite pas d'étalonnage. Plus important, sans la VDL aucune mesure des champs de vitesse turbulents ne serait possible dans les milieux hostiles et très difficiles d'accès aux techniques habituelles, comme la combustion.

Les faisceaux laser sont focalisés pour créer un volume de mesure avec des franges d'interférence, et les particules, traversant ce volume de franges, diffusent de la lumière. La lumière diffusée est focalisée sur un photomultiplicateur, qui la collecte et la transforme en tension électrique modulée par la fréquence Doppler, laquelle est transmise vers un processeur du signal VDL. La fréquence Doppler du signal donne la vitesse de la particule à l'instant de son passage. Les particules arrivent aléatoirement dans le volume de mesure et le signal donné par la VDL dans un écoulement turbulent est un signal aléatoire qui est de plus échantillonné aléatoirement.

V-2 PRINCIPE DE LA VDL

Une particule en mouvement avec une vitesse \vec{v} , en traversant le faisceau laser de vecteur d'onde \vec{k}_o , diffuse de la lumière dans la direction d'observation de vecteur d'onde \vec{k}_s . La fréquence de battement entre les deux faisceaux, incident et diffusé est :

$$\Delta f = (\vec{k}_s - \vec{k}_o) \cdot \vec{v} \quad (V-1)$$

Il existe trois types de montage VDL (Fig. V-1), donc trois expressions différentes de la fréquence de battement :

a) Montage Doppler

Le battement s'effectue entre deux faisceaux diffusés dans deux directions différentes à partir d'un même faisceau incident.

b) Montage référentiel

Le battement se réalise entre le faisceau incident et le faisceau diffusé.

c) Montage interférentiel

Le faisceau laser est dédoublé en deux faisceaux qui convergent au point de mesure. Le battement est lié à l'angle des deux faisceaux.

Ce dernier montage est le plus intéressant de tous, car la fréquence de battement ne dépend pas de la direction d'observation. Si \vec{k}_{o1} et \vec{k}_{o2} sont les vecteurs d'ondes relatifs aux deux faisceaux incidents le décalage en fréquence relative à chaque faisceau s'écrit :

$$\Delta f_1 = (\vec{k}_s - \vec{k}_{o1}) \cdot \vec{v} \quad (V-2)$$

$$\Delta f_2 = (\vec{k}_s - \vec{k}_{o2}) \cdot \vec{v} \quad (V-3)$$

Le battement résultant dans la direction \vec{k}_s est :

$$f_D = \Delta f_1 - \Delta f_2 = (\vec{k}_{o2} - \vec{k}_{o1}) \cdot \vec{v} \quad (V-4)$$

En posant U la composante de \vec{v} perpendiculaire à la bissectrice de l'angle $2\hat{k}$ entre les deux faisceaux lasers incidents de longueur d'onde λ , on a :

$$f_D = \frac{2 \sin \hat{k}}{\lambda} U \quad (V-5)$$

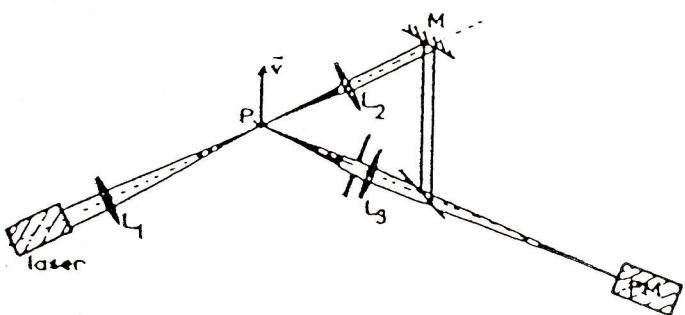
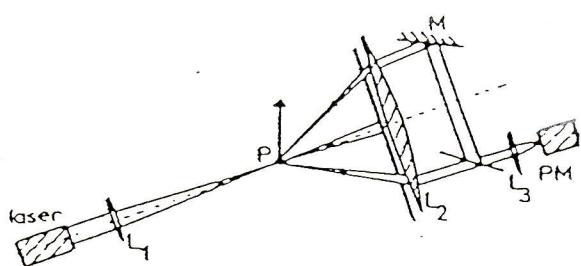
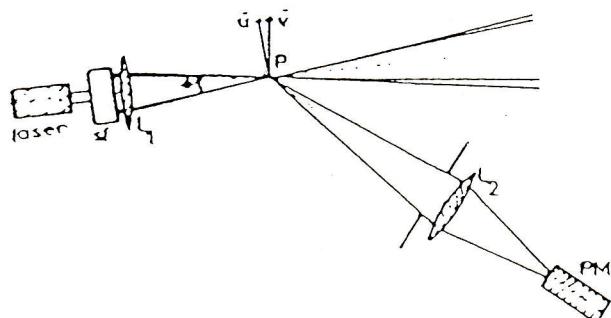
MONTAGE REFERENTIELMONTAGE DOPPLERMONTAGE
INTERFERENTIEL

Figure V-1 Montages optiques possibles pour la VDL

\hat{k} est constant pour un montage donné. Le système de franges, qui est engendré par le volume focal, a une interfrange i_f qui s'exprime en fonction de λ , telle que :

$$i_f = \frac{\lambda}{2 \sin \hat{k}} \quad (V-6)$$

Ainsi, une particule, qui traverse le plan des franges avec une composante de vitesse U perpendiculaire à ces franges, diffuse une lumière modulée de fréquence f_D :

$$f_D = \frac{U}{i_f} = \frac{2Us \in \hat{k}}{\lambda} \quad (V-7)$$

Le résultat est le même que celui établit précédemment par l'effet Doppler.

V-2-1 SIGNAL DE LA VDL

On suppose, les ondes incidentes et diffusées sont polarisées rectilignement et ont même direction et sans retard de phase. Leurs énergies électromagnétiques s'écrivent :

$$E_1 = E_0 \cos (2\pi f_0 t) \quad (V-8)$$

$$E_2 = E_d \cos (2\pi f_d t) \quad (V-9)$$

$$E = E_1 + E_2 \quad (V-10)$$

Le photomultiplicateur (PM), sensible à l'intensité de rayonnement total, fournit un courant proportionnel au carré de l'énergie lumineuse reçue :

$$I = C E^2$$

$$I = C \left[\frac{E_0^2}{2} (1 + \cos(4\pi f_0 t)) + \frac{E_d^2}{2} (1 + \cos(4\pi f_d t)) + E_0 E_d (\cos(2\pi(f_0 + f_d)t) + \cos(2\pi(f_0 - f_d)t)) \right] \quad (V-11)$$

Le PM a une bande passante inférieure à quelque centaines de Mhz et avec des fréquences optiques très élevées ($\sim 10^{15}$ Hz) ; les termes de hautes fréquences disparaissent dans le signal transmis. I devient :

$$I = C \left[\frac{E_0^2 + E_d^2}{2} + E_d E_0 \cos(2\pi(f_0 - f_d)t) \right] \quad (V-12)$$

Donc I est une fonction du temps qui suit la répartition Gaussienne de l'énergie dans le faisceau laser. Le signal Doppler est une suite de bouffées aléatoires d'énergie distribuées dans le temps, composées d'une sinusoïde à enveloppe Gaussienne (Fig. V-2) et d'une amplitude dépendante de la taille des particules diffusantes.

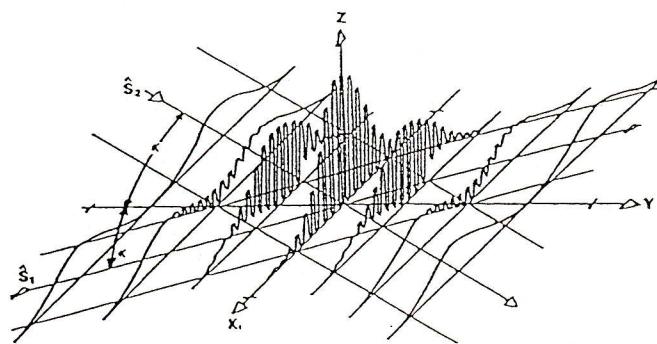
V-2-2 DIFFUSION DE MIE

Pour rester dans les limites de la diffusion de Mie, les diffuseurs utilisés en VDL doivent avoir un paramètre de taille $\alpha_p = \pi d_p / \lambda$ qui ne doit pas dépasser quelques unités (avec d_p , diamètre de la particule).

La Fig.V-3 montre le diagramme de diffusion d'une particule sphérique obtenue par Gouesbet et Gréhan [1] à partir du programme "Supermidi". On remarque que l'intensité lumineuse diffusée vers l'avant est plus importante que celle diffusée vers l'arrière, c'est pourquoi il est recommandé de travailler en diffusion avant, quand c'est possible.

V-3 CHAINES D'ACQUISITION

Au CORIA, on dispose deux types de chaînes VDL. La première à une composante ($\lambda = 514,5$ nm) et la deuxième à deux composantes ($\lambda = 514,5$ nm, $\lambda = 488$ nm). Les deux chaînes peuvent être utilisées en diffusion avant ou en rétrodiffusion, selon les cas. La diffusion



Niveaux des intensités relatives à chaque partie traversée du volume de mesure

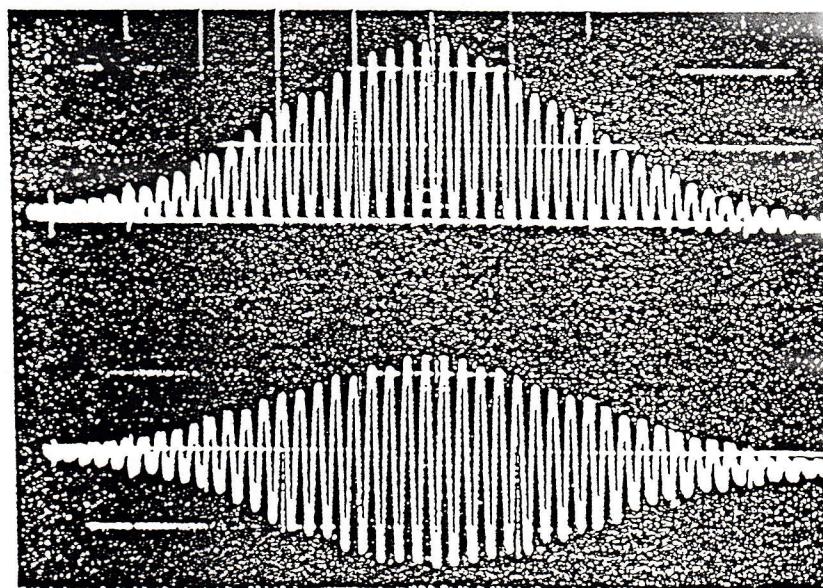


Figure V-2 Signal de la VDL nonfiltré et filtré

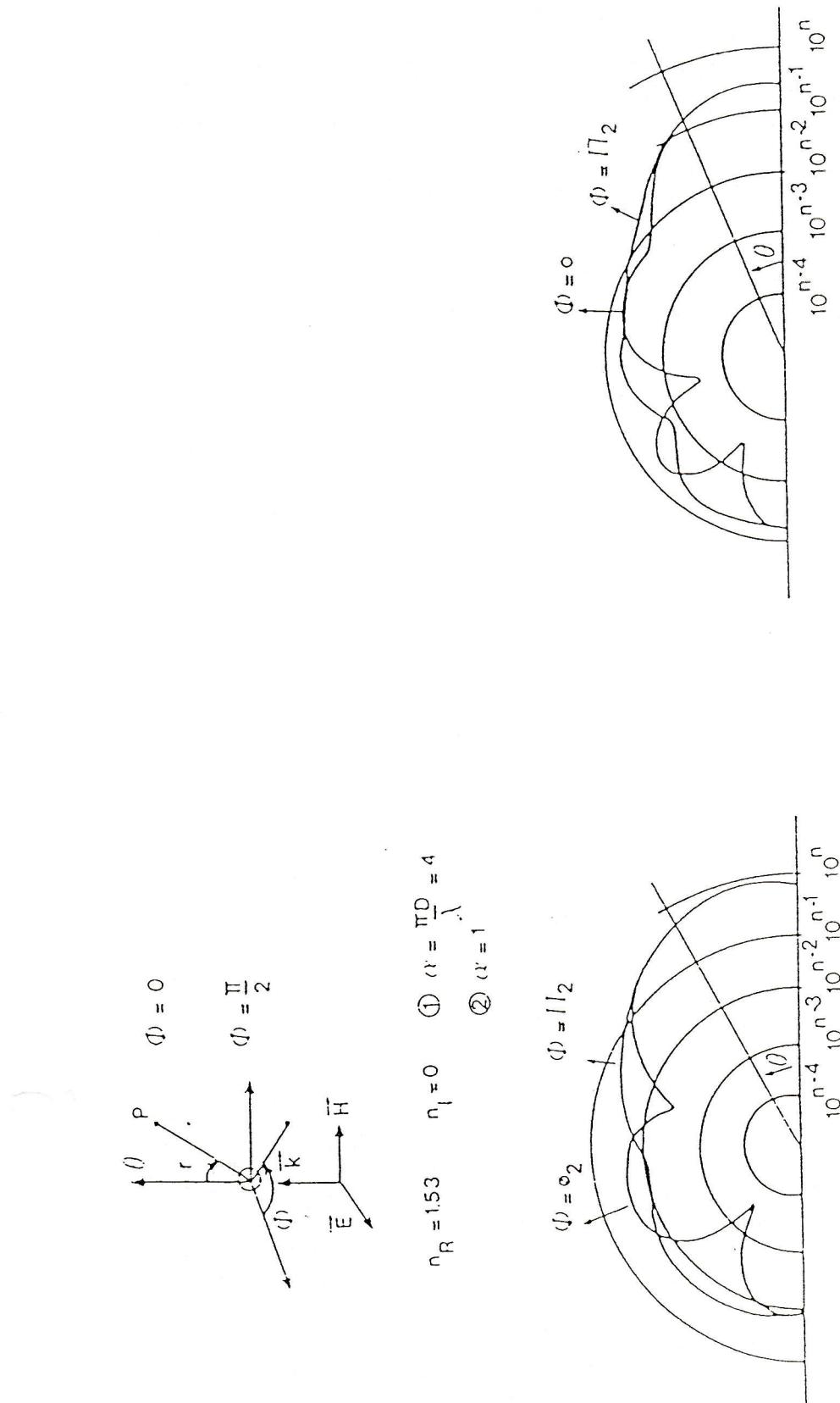


Figure V-3 Intensité lumineuse diffusée en fonction de l'angle par une particule

permet d'acquérir des signaux de meilleure qualité. Par contre, la rétrodiffusion a l'avantage de permettre des déplacements et des orientations rapides et faciles de l'optique.

V-3-1 LA COMPOSITION D'UNE CHAINE D'ACQUISITION

Les chaînes d'acquisition VDL se composent des éléments suivants :

- a) Une source de lumière cohérente générée par un laser Spectra Physic à Argon Ionisé.
- b) Un ensemble optique composé d'un séparateur de faisceau, qui décompose le faisceau incident en deux faisceaux et d'une lentille convergente qui focalise les faisceaux sur le point de mesure.
- c) Une cellule de Bragg, permettant de mesurer des vitesses autour de zéro avec un signe positif ou négatif par suite d'un décalage en fréquence entre les deux faisceaux issus du séparateur.
- d) Un PM qui convertit la lumière diffusée par les particules en signaux électriques et les transmet vers le processeur.
- e) Un compteur qui reçoit le signal provenant du PM et en donne simultanément la fréquence Doppler et l'intervalle de temps entre deux mesures successives après validation.
- f) Un ordinateur (PDP 11/34) dont le rôle est de stocker et de traiter les données acquises.

V-3-2 DÉROULEMENT DES ACQUISITIONS

Une particule, portée à la vitesse de l'écoulement, diffuse une lumière modulée à la fréquence Doppler f_D lors de sa traversée du volume de mesure. Si f_{Br} est le décalage en fréquence de l'un des deux faisceaux par l'interposition de la cellule de Bragg et i_f l'interfrange, la vitesse s'écrit :

$$U = i_f (f_D - f_{Br}) \quad (V-13)$$

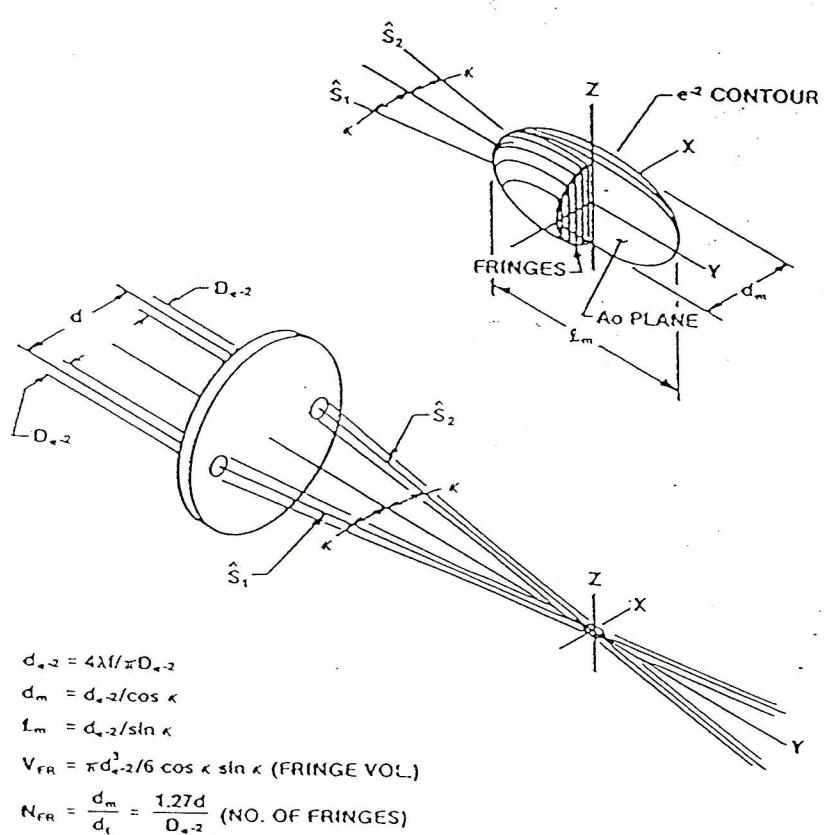
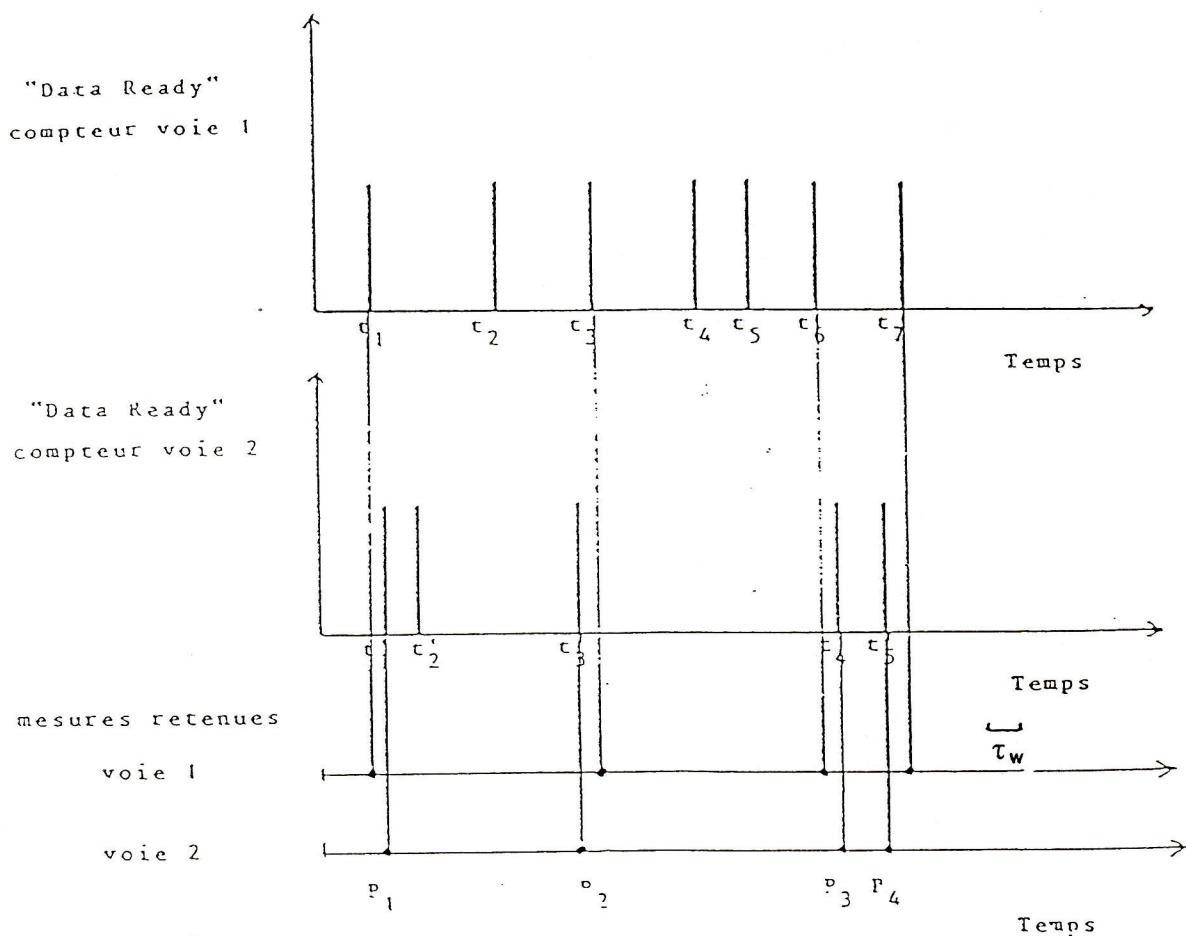


Figure V-4 Volume focal engendré par les franges d'interférence

U la composante de \vec{v} perpendiculaire au plan des franges, $i_f = \lambda / 2 \sin \hat{k}$ l'interfrange, λ la longueur d'onde, $2\hat{k}$ l'angle entre deux faisceaux (Fig. V-4).

Le système optique de la VDL est composé d'une source laser Spectra Physics à Argon Ionisé de 3W (laser à une composante) de 5W (laser à deux composantes). La chaîne dont une seule raie [la verte (514,5 nm)] est sélectionnée pour mesurer une seule composante de vitesse (une voie) pendant que la chaîne, dont deux raies [la verte (514,5) et la bleue (488 nm)] sont extraites, est pour mesurer les deux composantes de vitesse simultanément (U, V). Sur la chaîne à deux composantes un expulseur de faisceau, avec un coefficient d'expansion de 3,75, est interposé sur le chemin optique dans le but de réduire le "beam waist", et par suite la taille du volume de mesure, et aussi d'augmenter le rapport signal sur bruit ; il est absolument indispensable en rétrodiffusion. Le tableau V-1 résume les caractéristiques de deux chaînes VDL.

Les signaux analogiques du photomultiplicateur sont traités par le compteur TSI 1990. Le compteur opère dans le mode N cycles, avec $N=8$, 16 ou 32, représentant le nombre de franges qui doivent être traversées par les particules. La validation d'une mesure se fait par une comparaison N et $N/2$ cycles avec une tolérance maximale de 1% par rapport au bruit de fond et elle est signalée par une impulsion sur la voie de sortie "Data Ready", la sortie est alors "bloquée" jusqu'à la prochaine validation. Dans le cas de mesure de deux composantes U et V , les sorties des compteurs sont dirigées vers les interfaces Master/Slave TSI 1988. L'interface "Master" travaille dans le mode coïncidence (non-prioritaire), l'interface a pour rôle de refuser les données, si l'intervalle de temps entre les impulsions "Data Ready" issues des deux compteurs est supérieur à une fenêtre de temps choisi τ_w (Fig. V-5). Donc les mesures retenues doivent satisfaire au critère de coïncidence $|t_i - t_j| < \tau_w$. Toutes données simples (système VDL à 1 voie) ou doubles (système VDL à 2 voies) sont transférées vers la mémoire du PDP11/34. Dans le cas des calculs des autocorrelations temporelles et des spectres d'énergie, l'intervalle de temps entre les données "time between data" (Δt_i) est inclus dans les données. La taille de la zone mémoire allouée à l'acquisition est de 32 koctets sur le PDP 11/34. Donc, on ne peut acquérir que 15360 mots pour une donnée simple, 7680 mots pour une donnée double ($U, \Delta t_i$) et 5120 mots pour une donnée triple ($U_i, V_i, \Delta t_i$). Les signaux de vitesses acquis sont des fonctions en escaliers sans interpolation (Fig. V-6).



Les mesures retenues sont celles qui correspondent aux particules (P_k) ayant données un signal validé sur les deux voies simultanément.
 Cette simultanéité est vérifiée par l'inégalité :
 $|t_i - t_j| < \tau_w$ où τ_w est le seuil fixé à l'avance

Figure V-5 Contrôle de l'échantillonnage dans le cas de l'utilisation d'un système à deux composantes

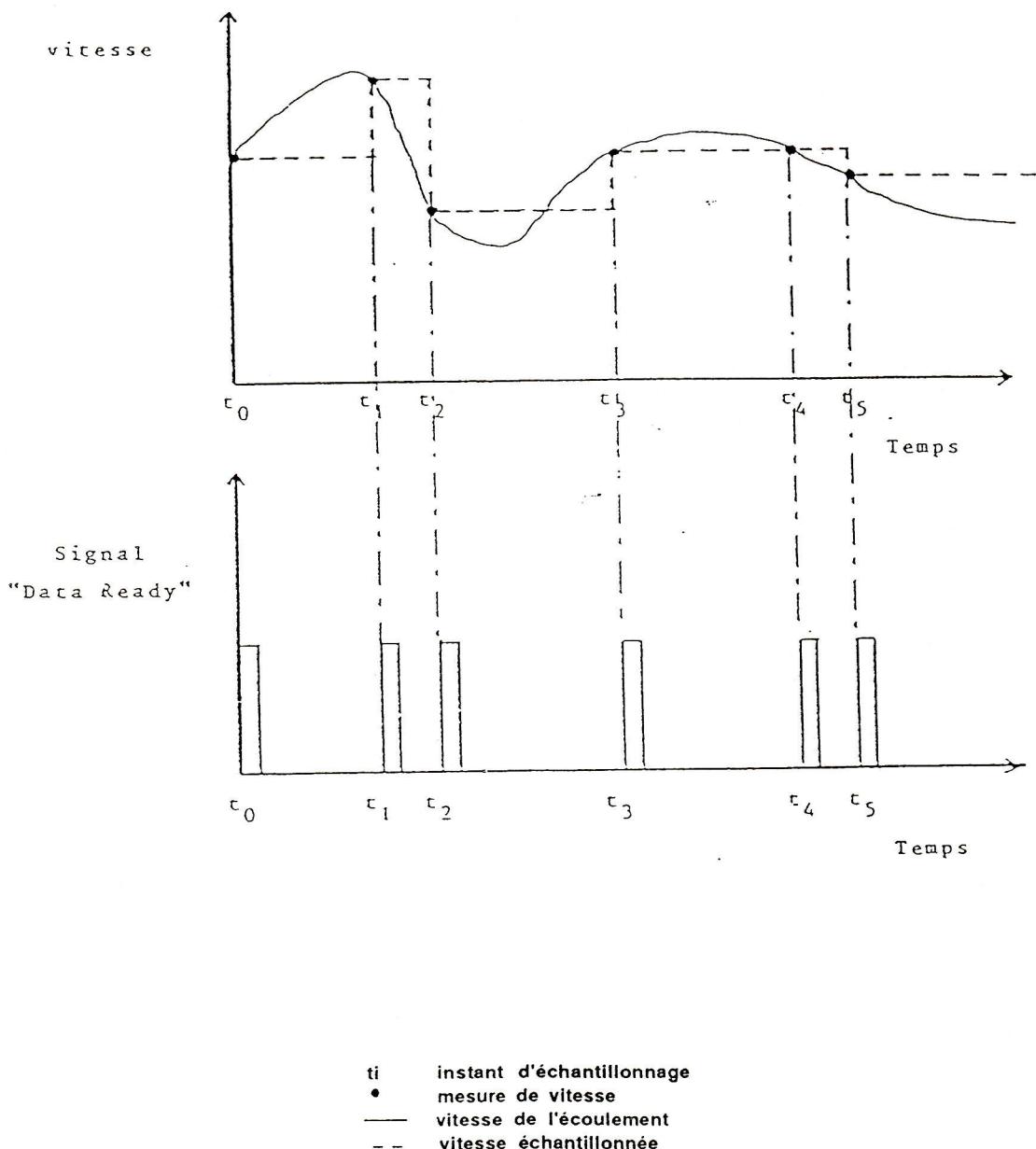


Figure V-6 Sorties "vitesse mesurée" et "Data Ready" du compteur

V-4 SYSTEMES D'ENSEMENCEMENT

Pour les écoulements sans flammes, une sorte d'atomiseur est employé pour générer des gouttes fines d'huile de Silicone 710, dont la température de vaporisation est $T_{vap} = 300^\circ\text{C}$. Le diamètre des gouttes dans tous les cas est compris entre 0,5 μm et 1 μm .

Pour le cas avec flamme, le système d'ensemencement est un appareil de type OEI Modèle SPS 101 dont le principe de fonctionnement est relativement simple, un cylindre est rempli de particules préalablement désséchées et un piston, déplacé lentement, éjecte ces particules. La poudre est alors dispersée par une brosse tournante en fils d'acier, puis entraînée par un écoulement d'air comprimé. L'air chargé de particules est envoyé à travers un cyclone avant de gagner l'injecteur. L'avantage de cet appareil, est qu'il est possible de l'arrêter ou de l'activer à tout moment, sans déséquilibrer pour autant le débit du fluide. On peut aussi obtenir des taux élevés pendant le temps d'une acquisition.

Ce système utilise des particules réfractaires qui sont soit un mélange d'Oxyde de Magnésium (MgO) et d'Oxyde de Titane (TiO_2) soit des particules d'Oxyde de Zirconium (ZrO). Les particules de (TiO_2) ont un bon coefficient de diffusion, mais elles s'agglomèrent relativement vite et se déposent beaucoup. Tandis que les particules de (MgO) s'agglomèrent et se décomposent très peu. Leur diamètre nominal est de l'ordre de 0,3 μm , elles ont un faible coefficient de diffusion, mais cela ne pose pas de problème en diffusion avant pour les faisceaux laser de l'ordre de 1 à 2 W. La combinaison des deux donne un bon diffuseur sans risque d'agglomération.

	Chaine VDL à une composante	Chaine VDL à deux composantes
Application	Diffusion avant (3W)	Rétrodiffusion (5W)
Longueur d'onde	514,5 nm (verte)	$\begin{cases} 514,5 \text{ nm (verte)} \\ 488 \text{ nm (bleue)} \end{cases}$
Focale Ecartement des faisceaux	250 mm 50 mm	480 mm 82,5 mm
Interfranges	2,585 μm (verte)	$\begin{cases} 3\mu\text{m (verte)} \\ 2,85\mu\text{m (bleue)} \end{cases}$
Volume mesure $\begin{cases} L (\text{longueur}) \\ d (\text{diamètre}) \end{cases}$	1,7 mm 165 μm	0,9 mm 84 μm
Fréquence de Bragg	5 MHz (chambre de l'ARC) 40 MHz (bruleur)	$\begin{cases} 5 \text{ MHz (verte U)} \\ 2 \text{ MHz (bleue V)} \end{cases}$
Fenêtre coincidence τ_w		10 ns
Ensemencement	Bruleur : (TiO_2 , MgO) Chambre de l'ARC : (huile de Silicone)	Jets coaxiaux : (ZrO) Flamme en "V" : (TiO_2 et huile)

Tableau I : Résumé des conditions expérimentales

V-5 CONCLUSION

Le problème auquel on est confronté pour l'acquisition en VDL, pour le calcul des autocorrélations temporelles et l'analyse spectrale, dépend essentiellement des performances de l'ordinateur et de la qualité d'ensemencement.

La performance de l'ordinateur est liée à sa vitesse et il doit acquérir toutes les mesures validées par le compteur, ainsi qu'à sa taille mémoire ("Buffer") réservée à l'acquisition, cela a une influence directe sur le nombre de mesures et la durée totale de chaque enregistrement. Le PDP 11/34, qui est à notre disposition, est très performant pour l'acquisition, mais malheureusement son buffer est limité à 32 Koctets.

Le second point crucial en VDL est l'ensemencement, qui demande certaines précautions, car il faut que les particules arrivent à suivre l'écoulement, et qu'elles soient de bons diffuseurs et résistantes en combustion. Plus la cadence de l'ensemencement est élevée, plus le suivi du signal réel est parfait, avec le risque d'associer au signal réel du bruit haute fréquence pour des concentrations en particules trop élevées.

Pour un signal déterminé, par rapport au niveau de bruit acceptable, on cherche toujours une cadence élevée pour préserver l'information haute fréquence et des grands "buffer" pour ne pas perdre l'information basse fréquence.

CHAPITRE VII

LES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

VI-1 INTRODUCTION

Ce dernier chapitre est réservé à la description des différents dispositifs expérimentaux sur lesquels nous avons entrepris des études de turbulence et plus particulièrement de combustion turbulente pour parvenir à définir les vitesses moyennes, écart-types et surtout leurs autocorrélations, spectres et échelles de turbulence. Grâce à ces différents dispositifs, on a pu bénéficier d'une diversité de configurations expérimentales et par conséquent des caractéristiques dynamiques très variées.

La description de chaque montage expérimental est accompagnée par un schéma explicatif. Nous rappellerons son principe de fonctionnement et l'objectif recherché pour lequel il a été conçu.

Enfin, tous les dispositifs sont présentés dans un tableau récapitulatif où apparaissent le type d'écoulement, le niveau de turbulence et les montages utilisés. Le tableau résume, aussi, l'essentiel des travaux qui ont été menés sur chacun et ainsi que le but recherché.

VI-2 DISPOSITIF DES JETS COAXIAUX

Ce dispositif a été conçu au laboratoire par D. Stepowski pour l'étude d'une flamme turbulente de diffusion.

Le schéma de la flamme de diffusion vertical $H_2 + N_2$, disponible au laboratoire, est montré sur la figure VI-1. Le dispositif se compose de deux jets verticaux et coaxiaux. Dans le tube central ($d = 10\text{mm}$), un mélange d'hydrogène et d'azote est introduit en proportions égales,

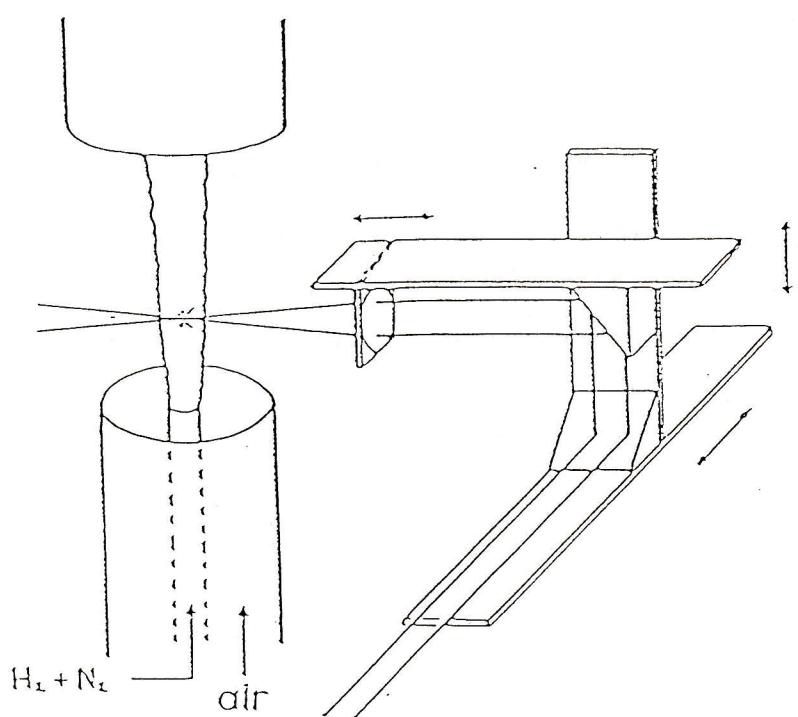


Figure VI-1 Dispositif des jets coaxiaux et le montage VDL

et s'écoule à une vitesse de l'ordre de 40 m/s ($R_d = 5000$). Un deuxième tube ($D = 10$ cm) englobe le premier et dans lequel un écoulement est généré par un ventilateur centrifuge à $U \approx 4$ m/s (Fig. VI-2).

Les deux écoulements sont ensemencés indépendamment par des particules d'oxyde de zirconium de $0,5 \mu\text{m}$ de diamètre en utilisant deux ensemençeurs à brosse rotative (modèle EOI 101 SPS). Cela permet des ajustements différents des taux d'ensemencement pour chaque écoulement sans perturber et changer la vitesse.

Le dispositif nous permettra d'illustrer le problème du biais statistique dû à l'arrivée non contrôlée des particules provenant des deux jets. Ces mesures sont effectuées sur la zone d'interaction des deux jets.

VI-3 DISPOSITIF DU BRULEUR "INDUSTRIEL"

L'étude du procédé d'étirage à la flamme, servant à la fabrication de la laine de verre, a été confiée au laboratoire par la société Isover St-Gobain. L'intérêt industriel de cette étude concerne à la fois la qualité du produit et les économies d'énergie.

Le dispositif est un brûleur à grande vitesse de sortie, appelé "brûleur jet". La buse de sortie a une forme rectangulaire de 4 cm de longueur et 2 cm de largeur (Fig.VI-3). La combustion du mélange gazeux s'effectue presque entièrement dans une chambre réfractaire de laquelle s'échappe un jet de produits de combustion à une température avoisinant 2000 °K avec des vitesses d'éjection s'étendant de 100 m/s à 300 m/s.

Dans ce jet de gaz chaud, on injecte une baguette de verre froide. En contact des gaz brûlés, la tige de verre s'échauffe, se tord, et puis s'étire par l'action des forces aérodynamiques de traînée. La fibre primaire de 0,5 mm de diamètre évolue vers une fibre finale d'un diamètre de $6 \mu\text{m}$ en moyenne. Le brûleur pilote comporte une seule fibre primaire, alors que dans celui du procédé industriel un grand nombre de ces fibres sont aspirées et nappées pour former la laine de verre.

Les mesures de turbulence par la VDL (Fig. VI-4) avaient permis de caractériser la zone d'interaction turbulence-fibrage. Le diamètre final est atteint par la laine de verre grâce à l'action de la turbulence. On peut émettre l'hypothèse que ce sont les fortes fluctuations accompagnées du fluide extérieur froid qui contribuent à l'étirage du verre de façon discontinue.

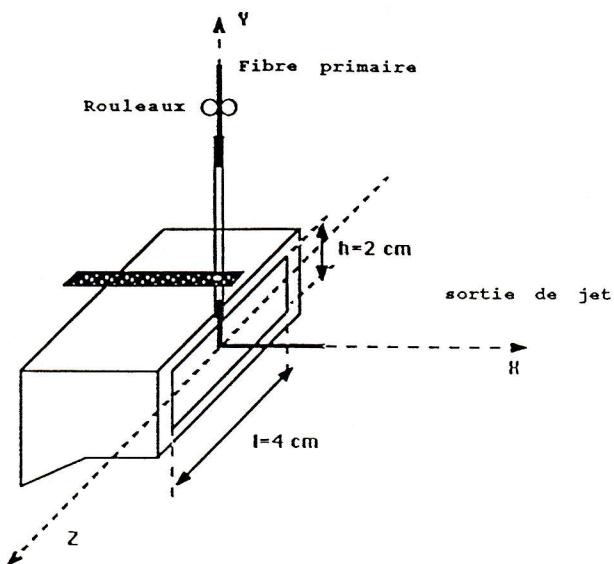


Figure VI-2 Dispositif du Brûleur "industriel"

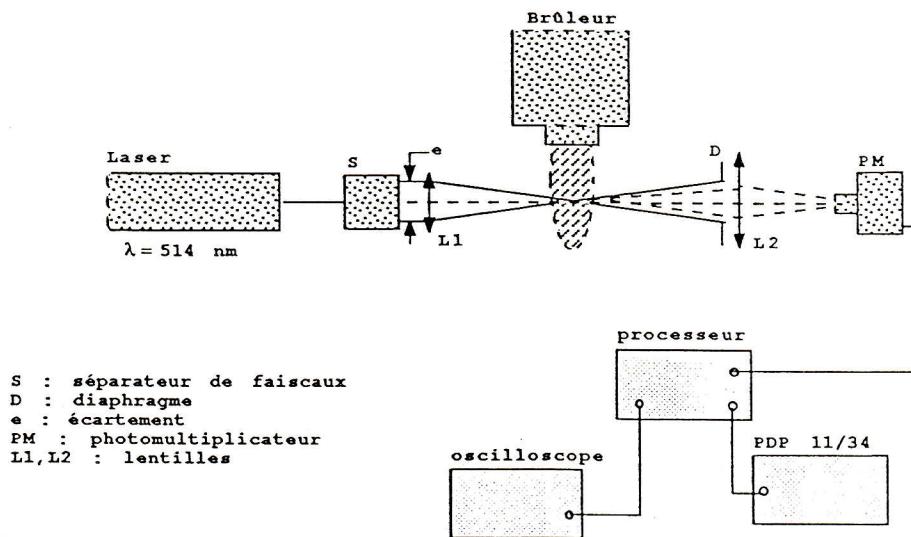


Figure VI-3 Chaîne d'acquisition VDL appliquée au brûleur "industriel"

Remarquons que la chambre de combustion et la buse de sortie constituent un résonateur de Helmoltz, dont la fréquence propre est :

$$\omega_0^2 = \gamma \frac{PS}{\rho LV}$$

V Volume de la chambre

S Section de la base

L Largeur de la base

P Pression de sortie

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

C_p La capacité calorifique à pression constante

C_v La capacité calorifique à volume constant

Nous avons retenu ici ce dispositif car il nous a permis une première approche classique de la détermination des spectres du fait de la bonne qualité du signal et du haut niveau de turbulence.

VI-4 DISPOSITIF DE LA TORCHE A PLASMA

Ce dispositif, qui a été conçu à Orléans par C. Izarra [2], a été déplacé au CORIA pour réaliser l'étude de vitesse par VDL.

Le montage présente une symétrie axiale. Il est constitué de deux éléments fondamentaux, un injecteur de gaz frais et un générateur à plasma (Fig. VI-5).

Le plasma de l'arc est produit par une torche SFEC de puissance électrique maximale de 10 KW. L'arc électrique soufflé se développe entre la tuyère anodique en cuivre ($d = 6$ mm) et la cathode de tungstène. L'ensemble est refroidit par une circulation interne d'eau (débit 620 l/h). La torche se déclenche grâce à une décharge haute tension. A l'extérieur de la buse, l'allumage s'effectue par un court-circuit entre les deux électrodes de la torche à l'aide d'un bâton de carbone "électrode starter". Le contrôle du débit du gaz plasmagène ($\leq 501/\text{mn}$) est réalisé par un rotamètre Fisher-Porter précédé d'un détendeur à membrane qui régule le flux du gaz.

Le gaz frais de dilution est introduit dans une pièce en acier qui entoure l'anode. Le diluant est injecté autour du plasma avec un angle de 45° par rapport à l'axe du tube, le débitmètre massique Alphagaz, après réetalonnage, contrôle les débits du diluant. Le mélange du plasma en extinction et du diluant se fait dans un tube de 30 mm de diamètre et de 250 mm de long. Le tube est en laiton.

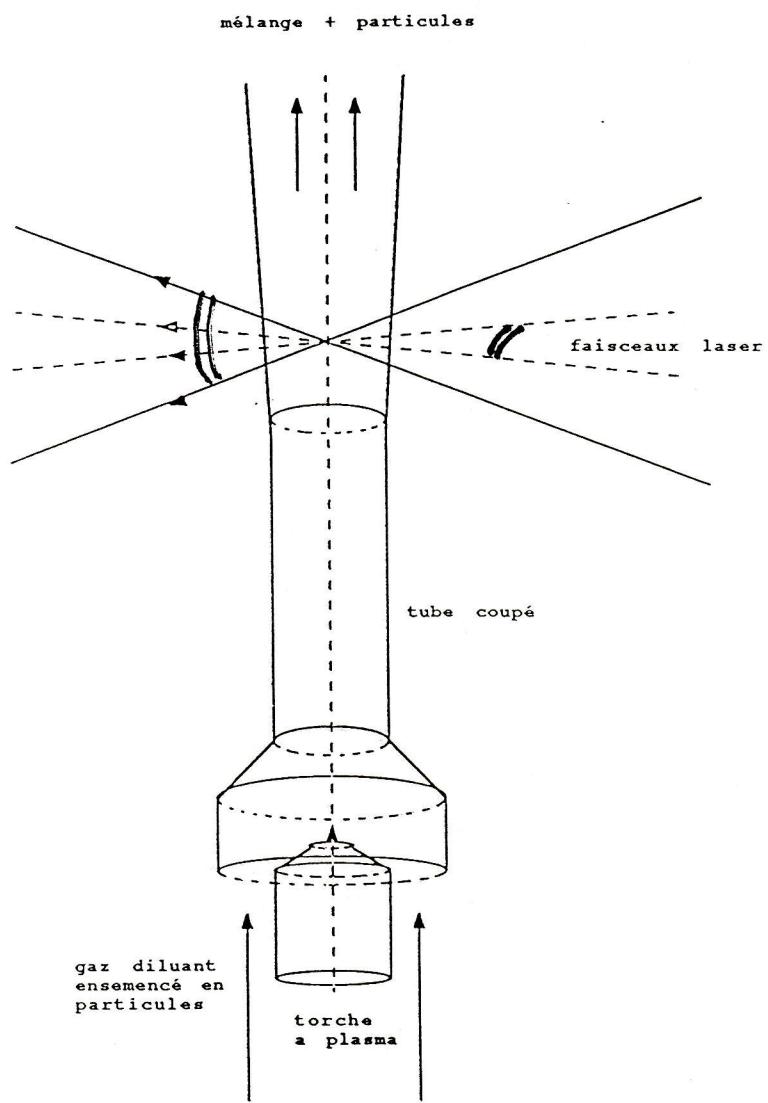


Figure VI-4 Dispositif de la torche à plasma adopté pour les mesures de la VDL

Pour la simplicité, il a été choisi un même gaz pour le plasma et le diluant. L'Argon a été sélectionné en fonction de ces caractéristiques physicochimiques simples et bien connues.

La torche peut fonctionner suivant deux types de régime distincts. Le régime laminaire silencieux s'obtient pour des débits de gaz plasmagène très faibles ($\sim \text{Nl/mn}$). Dans ce cas, le dard long de plusieurs dizaines de centimètres de longueur.

Tandis que, le régime turbulent très bruyant se déclenche avec des débits élevés du gaz plasmagène. Le dard devient très court ($\sim 2 \text{ cm}$) mais très lumineux.

Ce dispositif nous a permis de réaliser des cadences d'acquisition très élevées et nous avons pu tester les différentes méthodes introduites au Chapitre II.

VI-5 DISPOSITIF DE LA FLAMME EN "V"

L'étude de la flamme de prémélange en "V" a été le sujet de plusieurs thèses au laboratoire. La flamme en "V", stabilisée sur le fil catalytique, a été étudié par Baudet [3] et Escudie [4] dans une disposition horizontale. Puis pour s'affranchir des problèmes de gravité, cette même veine a été placée verticalement pour les travaux de A. Rachid [5] et Ph. Goix [6]. C'est cette dernière configuration qui a servi pour nos mesures.

Cette soufflerie, fonctionnant en circuit ouvert, est composée d'un ventilateur centrifuge de type HCHB tournant à 1800 tours/mn. Grâce à une perte de charge placée en amont du ventilateur, la vitesse peut être réglée de 1 à 9 m/s. A ce niveau, l'hydrogène est injecté, le débit est ajusté par un col sonique, tandis que la concentration en hydrogène dans l'écoulement est contrôlée par un catharomètre de type Mescalit. Une chambre de tranquillisation ($265 \times 265 \times 1500 \text{ cm}^3$) est raccordée au ventilateur par un divergent. Un convergent relie la chambre de tranquillisation à des cadres amovibles. Les cadres amovibles ($80 \times 80 \text{ mm}$) précèdent la zone d'étude. Le premier de ces cadres sert de support à la grille qui génère la turbulence, et le dernier sert de support au fil catalytique qui stabilise la flamme. En sortie des cadres peut être placée une veine d'essais ($80 \times 80 \times 60 \text{ mm}^3$) construite en acier inoxydable. Les hublots placés de chaque côté de la veine permettent d'y réaliser des mesures. Cette veine possède des parois réglables, des prises de pression espacées verticalement de manière à ajuster le gradient de pression pour obtenir le confinement désiré. Puis un système pneumatique permet de déplacer la veine verticalement par rapport au dispositif de mesure. Le dispositif complet est reporté sur les figures VI-6 et VI-7.

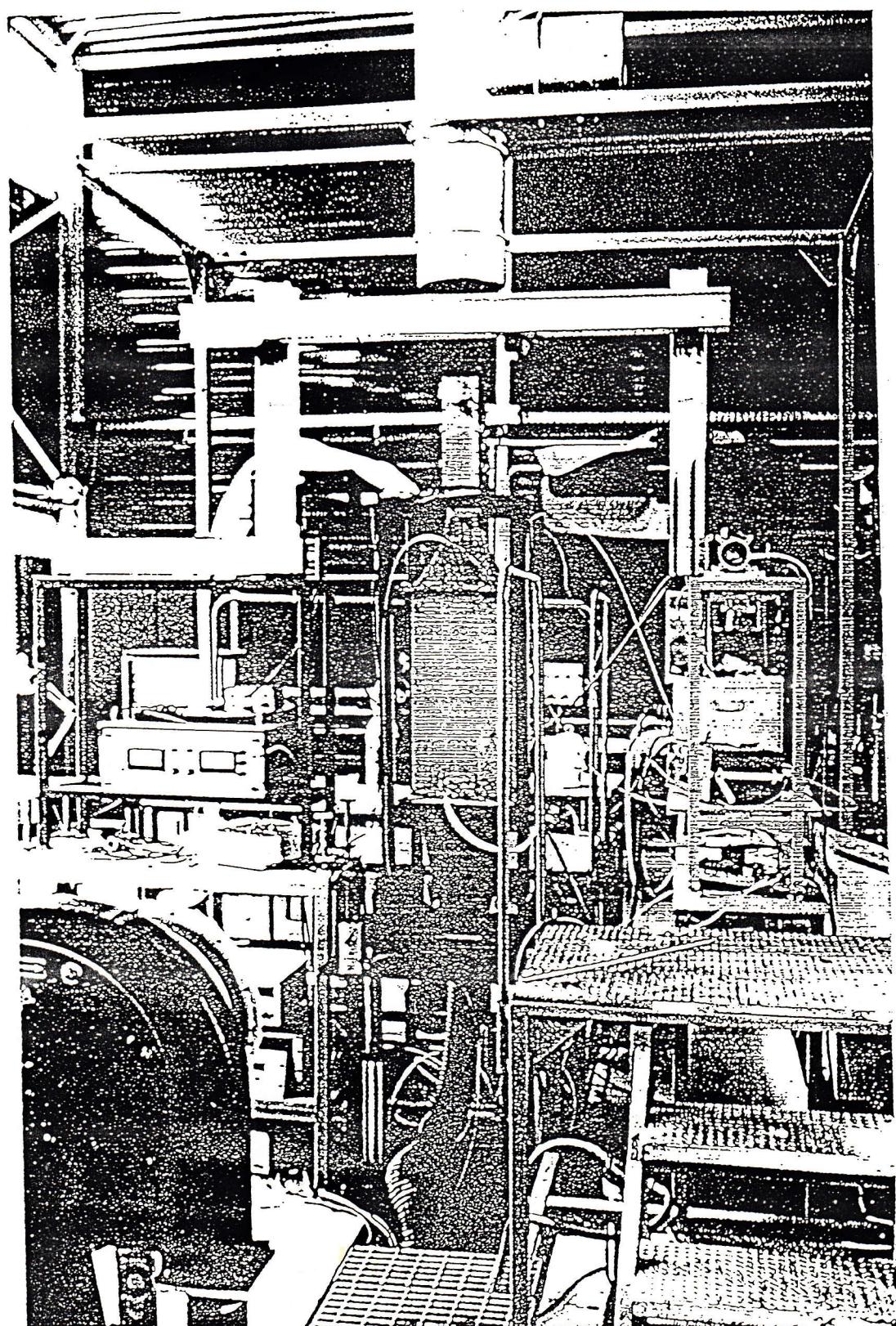


Figure VI-5 Photo du l'installation du dispositif de la flamme en "V"

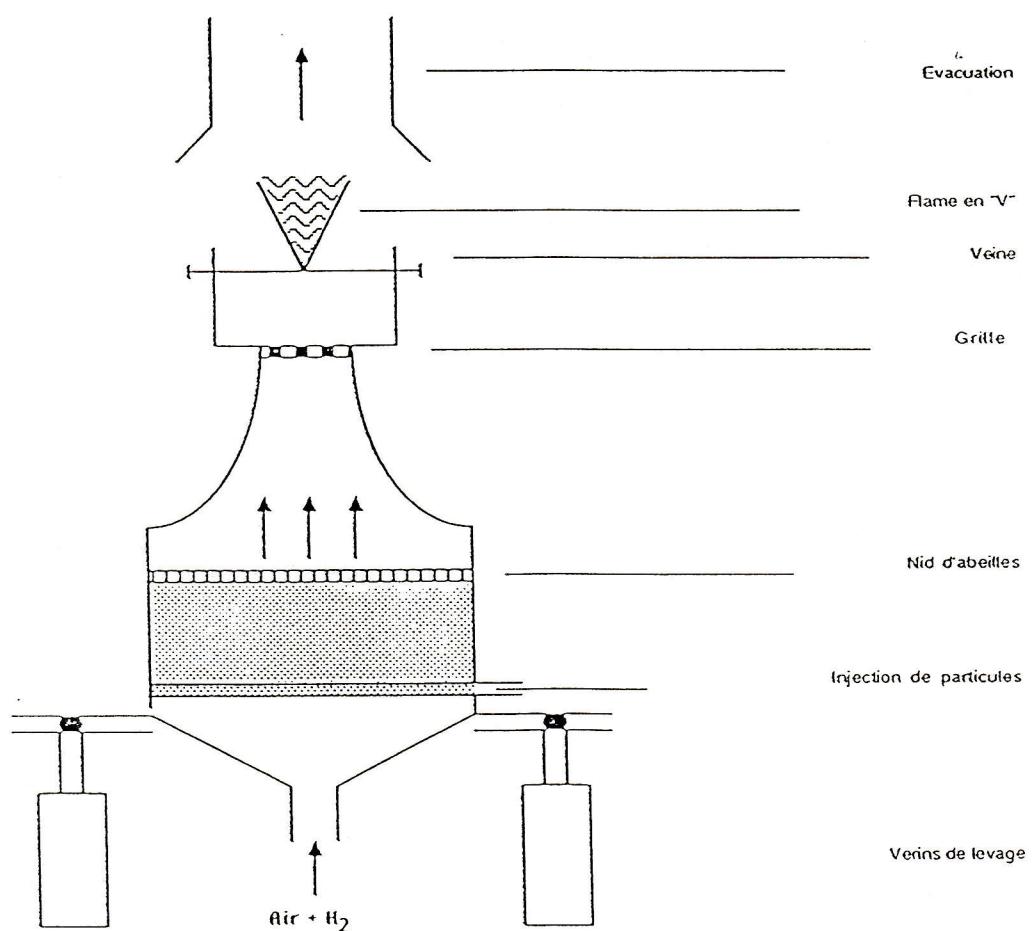


Figure VI-6 Schéma de l'installation de la flamme en "V"

L'allumage du mélange air-H₂ est réalisé par un fil catalytique en platine, porté à l'incandescence et situé à 12 M de la grille de maille M = 5mm. Le diamètre du fil d = 0,4 mm de façon à éviter les interactions entre le front de flamme et le sillage de l'accroche-flamme. La turbulence initiale est créée par des grilles de mailles carrés de différentes tailles à barres rondes. Pour ce qui nous concerne, une grille de M = 5 mm est utilisée. Les mesures des champs de vitesse sont réalisés sur l'axe vertical, à quatre stations Z (17M, 19M, 23M et 30M), ainsi que latéralement en s'écartant de l'axe, seulement en présence de la flamme (Fig. VI-8).

Dans ce travail nous nous sommes particulièrement intéressés à la modification des échelles et des spectres par la combustion qui a été observée ici.

VI-6 DISPOSITIF DE LA CHAMBRE DE COMBUSTION

Dans le cadre de l'Action de Recherche Concertée sur la modélisation de la combustion dans le moteur à piston, un nouveau type de chambre à combustion à volume constant a été réalisé par **T. Kageyama** [7] pour simuler, avec une meilleure reproductivité, les différentes conditions hydrodynamiques rencontrées dans les moteurs réels (Fig. VI-7). Les différents champs d'écoulements, introduits dans la chambre, sont générés par l'injection du mélange à partir d'un réservoir à volume variable (T) grâce à un piston mobile (P) (d = 120 mm, L= 50 mm) dans la chambre (V) (Fig. VI-8) ($S = 60 \times 60 \text{ mm}^2$, L = 160 mm) à travers un générateur de turbulence interchangeable (grille, fente ou canal) inséré entre les deux parties. Le réservoir et la chambre sont initialement remplis par un même mélange avec ou sans gouttes d'huile. Le piston est alors activé et verrouillé en fin de course par l'intermédiaire d'un contrôle électronique (S) et de l'admission de l'air comprimé placés sur ses faces arrières. Un système d'allumage en un point (18 mJ) est ajusté à l'autre bout de la chambre (V) en face des jets. Les accès optiques sont utilisés dans trois buts différents : la visualisation par tomographie laser, la cinématographie rapide et enfin, des mesures par velocimétrie Doppler laser.

La turbulence peut être générée avec des intensités et des échelles différentes, grâce à quatre générateurs de 25 canaux, espacés de 10 mm, dont les diamètres peuvent varier entre 2,6mm ; 4,2mm ; 6mm et 8,5mm.

Le système VDL à une voie est utilisé en diffusion avant. La lumière collectée par le PM provient de la diffusion par des gouttelettes d'huile de Silicone de diamètre $d \leq 1\mu\text{s}$. Ces gouttelettes sont introduites dans le mélange air/propane initial. La fenêtre de temps pour l'acquisition peut être ajustée en fonction du mouvement du piston et du temps d'allumage.

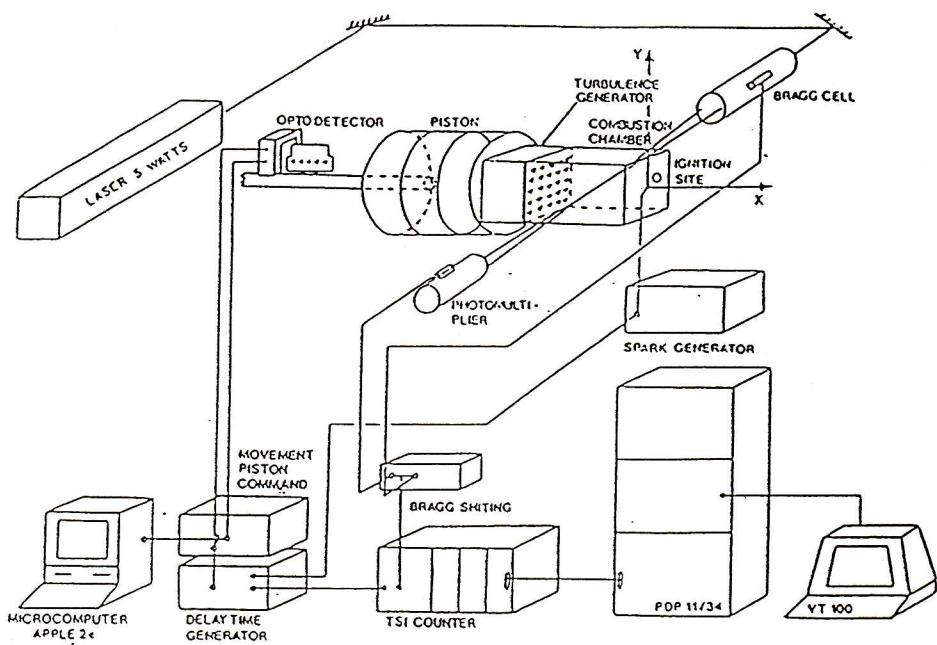


Figure VI-7 Dispositif de mesure VDL adopté à la Chambre de l'ARC

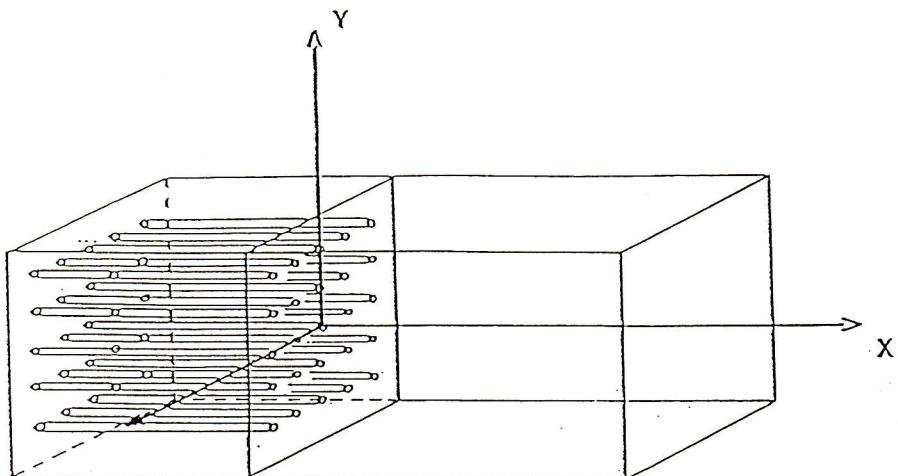


Figure VI-8 La chambre de l'ARC et le Bloc perforé

L'interaction turbulence-combustion dans cette chambre a fait l'objet d'une étude complète (Thèse d'**A. Floch [8]**). Nous aborderons ici la détermination des échelles et des spectres en insistant sur l'aspect instationnaire du phénomène.

VI-7 CONCLUSION

Voir Tableau VI-1

CONDITIONS	ÉCOULEMENT STATIONNAIRE		ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE		HAUTE ENERGIE
	BASSE ENERGIE	DIFFUSION AVANT	HAUTE ENERGIE	DIFFUSION ARRIÈRE	
DISPOSITIFS	DIFFUSION AVANT	DIFFUSION ARRIÈRE	DIFFUSION AVANT	DIFFUSION ARRIÈRE	DIFFUSION AVANT
COAXIAUX					
JET					
"INDUSTRIEL"					
BRULEUR					
"FLAMME EN V"					
TORCHE					
A PLASMA					
DE LARC					

TABLEAU VI-1 RECAPITULE LE TRAVAIL ENTREPRIS SUR TOUS LES DISPOSITIFS

REFERENCES

- [1] **G. Gouesbet et G. Gréhan**, "Mie theory calculations new progress, with emphasis on particle sizing. Appl. Opt., Vol.18, n°20 (1979).
- [2] **S. Izarra**, "Contribution à l'étude de colonnes de plasma d'Argon dans un domaine d'étude de températures (1000 K, 1400 K)". Thèse Nouveau Régime, Université d'Orléans (1988).
- [3] **D. Baudet**, Thèse de 3ème cycle, Université de Rouen (1979).
- [4] **D. Escudié**, "Etude expérimentale de la modification du champ turbulent par un front de flamme oblique". Thèse de 3ème cycle, Université de Rouen (1981).
- [5] **A. Rachid**, "Etude de l'interaction turbulence-combustion dans le cadre d'une flamme oblique". Thèse de 3ème cycle, Université de Rouen (1984).
- [6] **PH. Goix**, "Approche lagrangienne et étude statistique par tomographie laser d'une flamme oblique dans une turbulence de grille". Thèse Nouveau Régime, Université de Rouen (1987).
- [7] **T. Kageyama**, "Mise au point d'une chambre de combustion à turbulence variable". Rapport de l'ARC "Modélisation de la combustion dans les moteurs à piston". Janvier 1987.
- [8] **A. Floch**, Etude de la turbulence instationnaire dans une chambre de combustion à volume constant. Interaction avec la propagation d'une flamme allumée par étincelle". Thèse Nouveau Régime, Université de Rouen (1990).

TROISIEME PARTIE

**LES TESTS
DES METHODES SPECTRALES
SUR
LES DIFFERENTS DISPOSITIFS**

INTRODUCTION

Il n'existe pas d'expérience universelle sur laquelle toutes les méthodes d'analyse, mentionnées dans le deuxième chapitre, peuvent être testées, ni de méthodes qui peuvent donner des résultats satisfaisants de toutes les expériences.

Les différentes méthodes d'analyse spectrale ont été testées dans les situations expérimentales variées décrites au Chapitre VI.

Pour cela, des expériences avec les tests qui leurs sont appliqués sont résumées ci-dessous :

Chapitre VII - Jets coaxiaux :

- Le biais statistique
- La moyenne statistique (interpolation)
- La moyenne pondérée par le temps
- La moyenne d'ensemble
- L'échantillonnage contrôlé

Chapitre VIII - Brûleur "Industriel" :

- Le biais statistique
- La moyenne temporelle
- La moyenne statistique (interpolation)
- La méthode des interpolations

Chapitre IX - Flammes en "V" :

- Le bruit
- La méthode des interpolations
- La méthode des produits à intervalles discrets
- Le filtre passe-bas

Chapitre X - Torche à plasma :

- Le bruit
- La méthode des interpolations
- La méthode des produits à intervalles discrets
- La méthode des produits à intervalles exacts
- La méthode spectrale directe

Les résultats concernant plus spécifiquement l'influence de la combustion sur la turbulence seront regroupés dans la quatrième partie (Chapitres XI et XII).

CHAPITRE VII

LE BIAIS STATISTIQUE
DES MESURES DE LA VDL

VII-1 INTRODUCTION

Les mesures des vitesses sont réalisées sur le dispositif des jets coaxiaux (Cf § VI-2 Chap.VI). Le dispositif est composé de deux jets imbriqués. Dans le jet extérieur ($d = 10 \text{ cm}$) qui sert de contrôle un écoulement d'air faiblement ensemencé est injecté à une vitesse $U_e = 4 \text{ m/s}$. Dans le jet central ($d = 10 \text{ mm}$) règne une vitesse résiduelle faible. Les deux jets sont ensemencés indépendamment par des particules d'Oxyde de Zirconium (diamètre de la particule $d_p \approx 0,5 \mu\text{m}$). Le volume focal de la VDL est positionné sur le bord du jet central, et dans la zone du mélange des deux écoulements latéral et central.

Pour mettre en évidence le problème du biais dans l'estimation de la vitesse, quatre procédures différentes de moyenne sont appliquées avec des densités d'ensemencement différentes dans la zone de mélange.

Il est toujours très difficile en VDL de réaliser un ensemencement particulièrement idéal dans les couches de mélange et dans les écoulements réactifs :

- La densité uniforme de l'ensemencement n'est pas facilement réalisable dans les couches de mélange quand deux jets coaxiaux doivent être ensemencés
- Le taux de validation dépend du niveau du signal [1], des filtres électroniques, des temps morts des compteurs ainsi que de la fenêtre de coïncidence si les deux voies d'acquisitions sont utilisées.

- En combustion la densité de particule locale décroît avec l'expansion volumique des gaz chauds [2].
- Les particules peuvent perdre leur diffusivité à cause des temps de résidence long dans la flamme [3].
- La moyenne d'ensemble classique M_1 prend en considération tous les échantillons comme ils arrivent.

Quelque soit la cause de ces biais et sans aucune considération sur l'ensemencement, deux types statistiques peuvent alors être appliqués (Chapitre IV).

1- Le premier est basé sur une estimation de la vitesse moyenne temporelle qui peut être obtenue, si Δt_i est l'intervalle de temps entre deux mesures de vitesse successives U_i et U_{i+1} , par :

$$M_2 = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt \simeq \frac{\sum_{i=1}^N U_i \Delta t_i}{\sum_{i=1}^N \Delta t_i}$$

Sous la condition que Δt_i doit être plus faible que le temps de corrélation de la turbulence (ou plus faible que l'échelle intégrale).

2- La deuxième consiste à rééchantillonner le signal de vitesse avec une fréquence η_r plus faible que la fréquence d'échantillonnage aléatoire moyenne η , par suite la moyenne d'ensemble s'estime comme suit :

$$M_3 = \frac{\sum_{j=1}^{N_r} U_j}{N_r}$$

N_r étant le nombre d'échantillons obtenus après rééchantillonnage.

VII-2 DIFFERENTES MOYENNES

Sur les figures VII-1, VII-2 sont représentées les histogrammes de vitesses pour un écoulement fortement turbulent ($I_u \sim 0,3$) dans la zone de mélange et pour deux taux d'échantillonnage différents, respectivement avec des cadences de 1550 p/s et 2000 p/s. Les

histogrammes des figures VII-1a et VII-2a sont obtenus avec le mode Hs "Hanshake" où toutes les particules sont comptées, tandis que les histogrammes des figures VII-1b et VII-2b sont obtenus par un échantillonnage contrôlé qui n'autorise à effectuer une mesure que périodiquement (période de contrôle $T_0 \approx 3,243$ ms) sur la première particule qui se présente (Cf. § IV-3 Chapitre IV).

Le fait que les particules rapides, provenant du jet latéral, sont plus nombreuses à travers le volume focal que celles lentes qui proviennent du jet central entraîne des histogrammes biaisés (Fig. VII-1a et VII-2a). Lorsque toutes les particules sont comptées sans distinction, la moyenne d'ensemble M_4 s'écarte de la moyenne vraie \bar{U} . Par contre le mode périodique* ou contrôlé ne privilégie aucun des deux écoulements, ainsi cela se traduit par des histogrammes (Fig. VII-1b, Fig. VII-2b) plus équilibrés et symétriques autour des pics.

VII-2-1 LA COMPARAISON DES PROCÉDURES DE MOYENNE

Les résultats précédents de la moyenne d'ensemble M_4 et de la moyenne avec un échantillonnage contrôlé M_5 , obtenus par les histogrammes, sont comparés dans les tableaux VII-1 et VII-2 respectivement pour les deux taux d'échantillonnage aux trois procédures de calcul direct de la vitesse moyenne :

- M_1 La moyenne d'ensemble
- M_2 La moyenne temporelle
- M_3 La moyenne après le rééchantillonnage régulier à $\eta_r = \eta/2$
 η_r fréquence de rééchantillonnage
 η fréquence moyenne d'échantillonnage

La comparaison de ces cinq procédures d'estimation de la vitesse moyenne montre :

- 1 - La moyenne d'ensemble déduite de l'histogramme M_4 ou recalculée M_1 , surestime la moyenne et donne des résultats surestimés par rapport aux trois autres procédures, indépendamment du taux d'échantillonnage.
- 2 - La moyenne obtenue après le rééchantillonnage régulier avec l'interpolation carrée M_3 donne des résultats identiques à la moyenne temporelle M_2 .

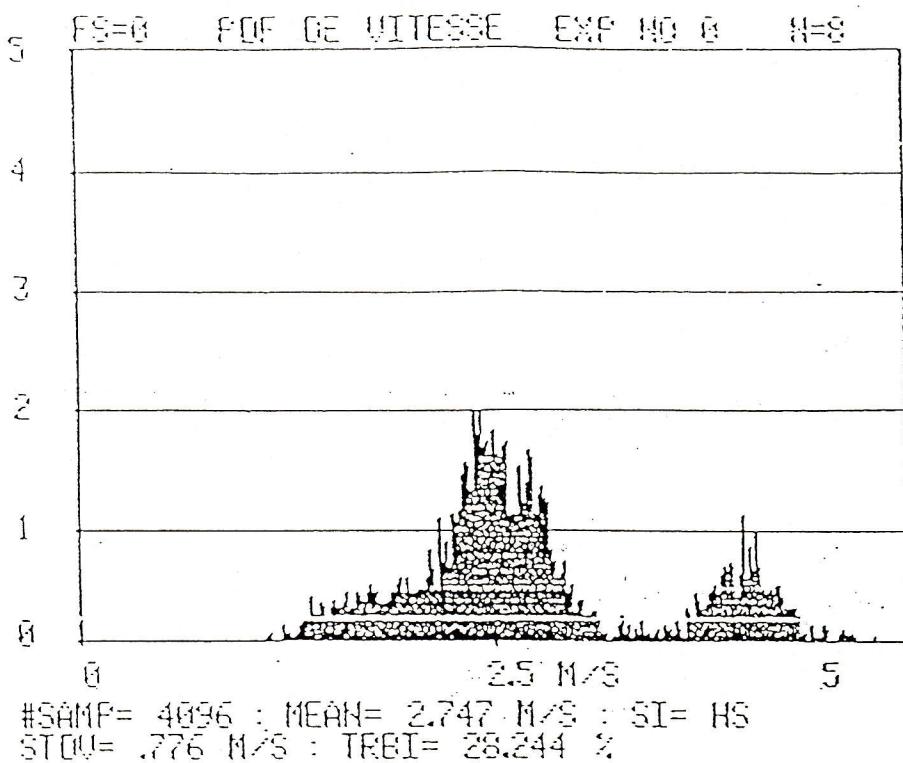


Fig. VII-1 a Histogramme de vitesse lorsque toutes les particules sont comptées pour un taux $\eta = 1550$ p/s

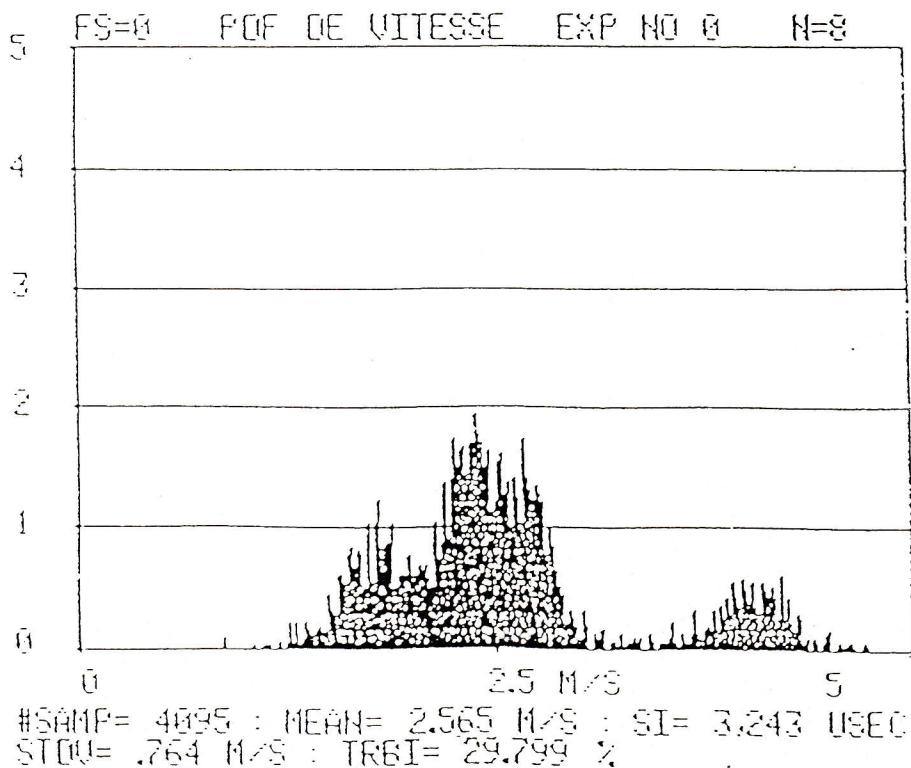


Fig. VII-1 b Histogramme de vitesse lorsque les mesures sont effectuées avec un échantillonnage contrôlé $T_0 = 3,243$ ms pour un taux $\eta = 1550$ p/s

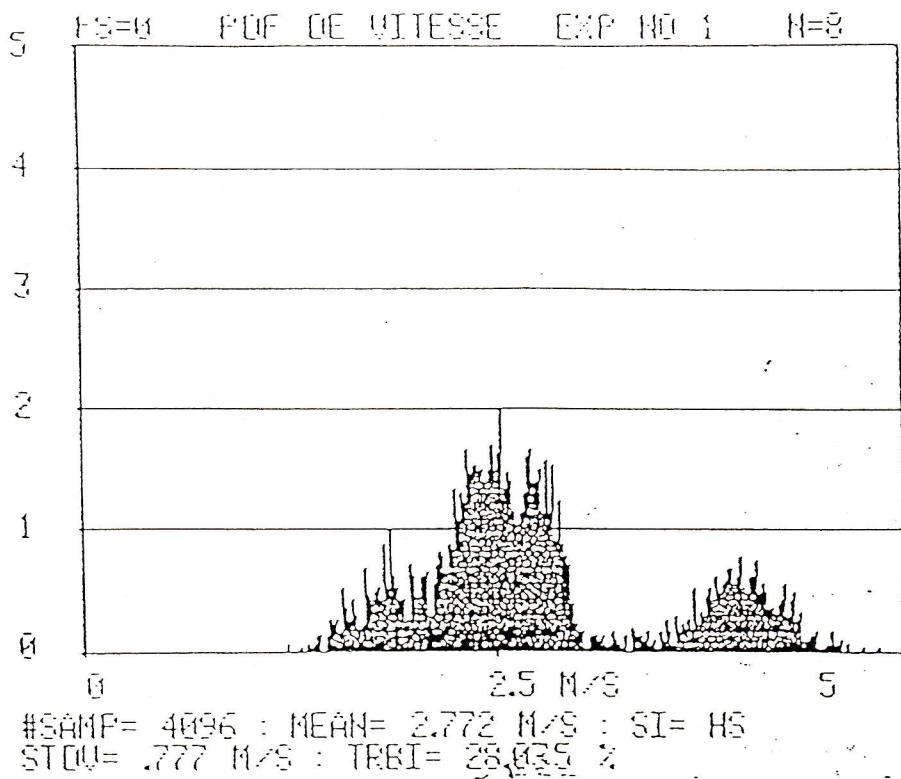


Fig. VII-2 a Histogramme de vitesse lorsque toutes les particules sont comptées pour un taux $\eta = 2000$ p/s

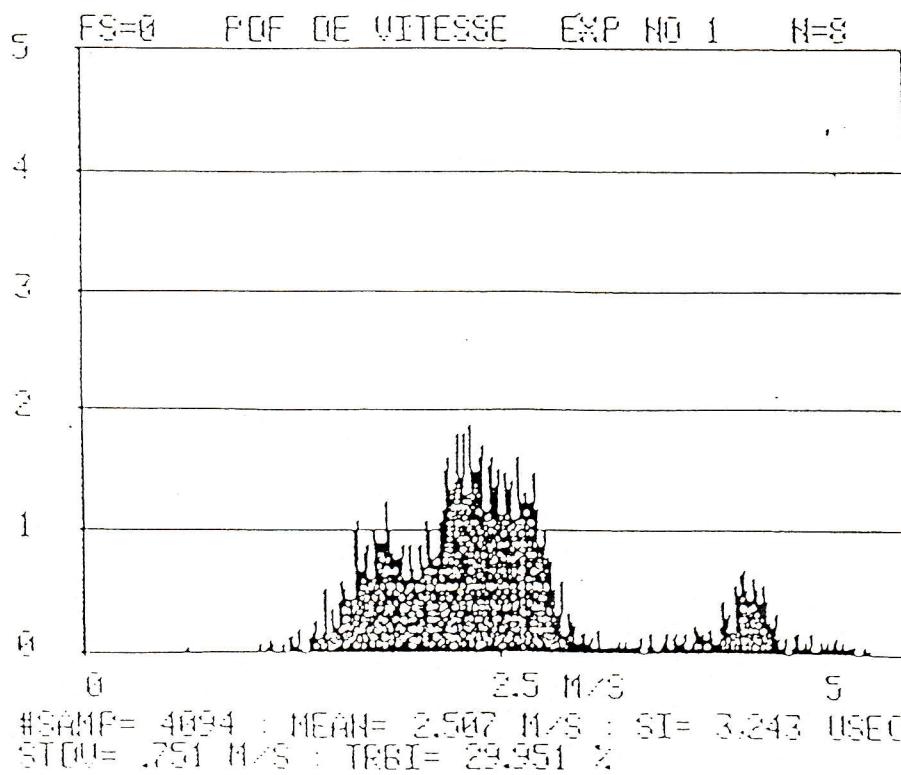


Fig. VII-2 b Histogramme de vitesse lorsque les mesures sont effectuées avec un échantillonnage contrôlé $T_0 = 3,243$ ms pour un taux $\eta = 2000$ p/s

3 - La moyenne calculée après l'échantillonnage contrôlé M_5 donne un résultat comparable à la moyenne temporelle M_2 pour la cadence de 1150 p/s.

Tropea constate que si la période de contrôle $T_0 \rightarrow 0$, l'erreur dans l'estimation de la moyenne est proportionnel à I_u^2 (I_u intensité de turbulence) quelque soit la valeur du taux d'ensemencement. Sur les figures VII-3 et VII-4, données par **Tropea** [4], on peut remarquer que l'erreur est fortement diminuée, si on prend des échantillons indépendants ($T_0 > 2T_u$, T_u échelle intégrale) et ceci d'autant plus vite que le taux de particules est grand indépendamment du niveau de la turbulence.

$\eta = 1550$ p/s (0,65 ms)	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
U (m/s)	2,749	2,596	2,594	2,747	2,569
σ_u (m/s)	0,773	0,770	0,760	0,776	0,764
I_u (%)	28,120	29,660	29,300	28,249	29,740

Tableau VII-1
Comparaison des différentes moyennes pour $\eta=1550$ p/s

$\eta = 2000$ p/s (0,50 ms)	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
U (m/s)	2,722	2,593	2,601	2,772	2,507
σ_u (m/s)	0,761	0,751	0,760	0,777	0,751
I_u (%)	27,960	28,960	29,220	28,040	29,950

Tableau VII-2
Comparaison des différentes moyennes pour $\eta=2000$ p/s

VII-3 CONCLUSION

Le biais dans l'estimation de la vitesse moyenne peut être éliminé ou réduit sans aucune restriction sur l'uniformité de l'ensemencement ni sur la validation de données par le compteur :

a) Ecoulement fortement ensemencé :

Pour la cadence de données très élevée ($r = T_u / \Delta t_{moy} \gg 1$), le rééchantillonnage régulier du signal comme un signal analogique ou la pondération par le temps peut réduire ce biais.

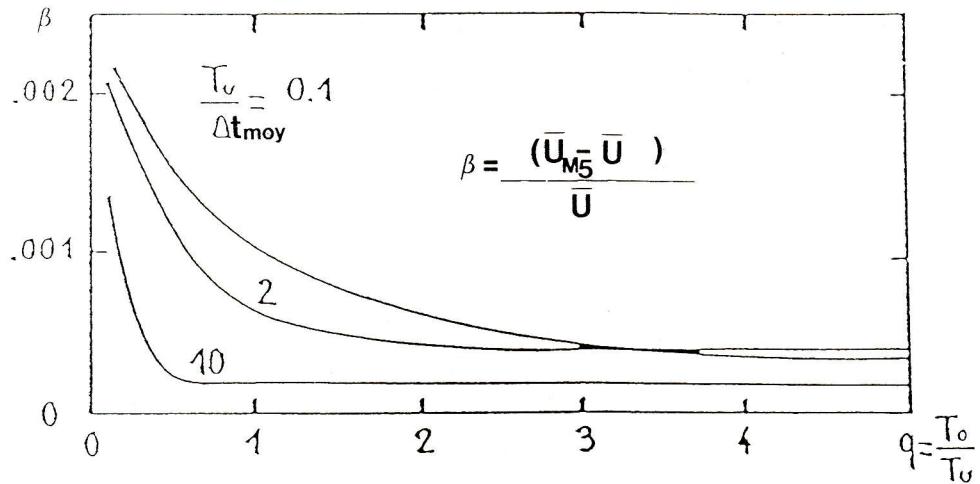


Fig. VII-3 Paramètre de biais statistique β en fonction de $q = T_0/T_U$ pour turbulence de 5%.
(Tropea)

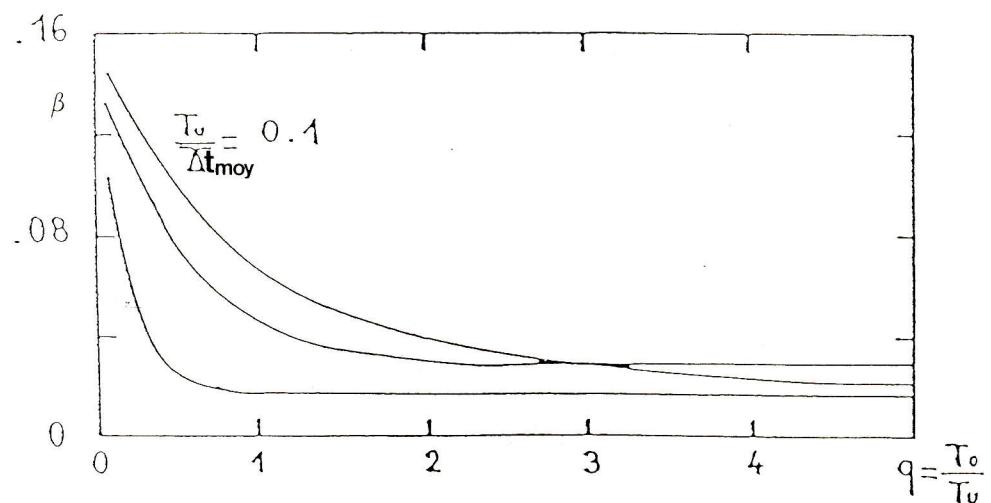


Fig. VII-4 Paramètre de biais statistique β en fonction de $q = T_0/T_U$ pour turbulence de 40%.
(Tropea)

b) Ecoulement faiblement ensemencé :

Dans le cas d'une cadence faible ($r < 1$), les particules n'arrivent pas à décrire le processus ce qui se traduit par une perte de l'information et de ce fait le calcul de la moyenne est biaisé. Par contre, l'échantillonnage régulier ou contrôlé peut éliminer le biais, sans utiliser de pondération, à condition que la période de contrôle ou de rééchantillonnage soit nettement supérieure au temps moyen entre deux particules.

CHAPITRE VIII

LE BRULEUR "INDUSTRIEL"

VIII-1 INTRODUCTION

L'étude du brûleur suppose que la répartition de l'information, arrivant par l'échantillonnage aléatoire de la VDL, est homogène. Avec cette hypothèse la technique classique (rééchantillonnage à pas de temps fixe + FFT) est possible.

Le travail mené sur le brûleur a été décomposé en deux parties. La première en absence de combustion a servi de test pour la méthode classique. La méthode ainsi validée a permis la détermination des caractéristiques dynamiques du jet à chaud. Les résultats sont donnés pour trois positions (50 mm ; 100 mm ; 150 mm) dans la seconde partie.

VIII-2 BRULEUR SANS COMBUSTION

Le brûleur non allumé est utilisé soit avec un faible débit en régime pulsé (la vibration est due à une membrane interne au circuit du jet (Chap. VI), soit avec un fort débit en régime turbulent. Les cadences d'échantillonnage sont variables, elles sont de 10000 p/s à 15000 p/s en régime pulsé de 5000 p/s à 20000 p/s en régime turbulent.

VIII-2-1 REGIME PULSE

Pour une position égale à 2,5 cm de la sortie du jet et un écoulement pulsé de 3,32 m/s de vitesse moyenne (Tableau VIII-1), des

prises de vue des signaux analogiques délivrés par le compteur sur oscilloscope ont été effectuées (Fig. VIII-1,2,3). Les tracés sur ces photos représentent, en temps réel, le passage des particules entraînées par le fluide dans le volume de mesure. Sur les figures VIII-1, VIII-2, VIII-3 le signal est représenté avec trois sensibilités différentes pour l'échelle des temps (0,1 sec/div ; 50 ms/div ; 20 ms/div). Sur les clichés, on a mesuré les harmoniques suivantes 8,69 Hz ; 83,3 Hz.

La densité spectrale (Fig. VIII-8) $(E_u(k)/u'^2)$ en fonction de k obtenue par la méthode classique confirme le résultat précédent et nous permet de déceler facilement les pics suivants : 16 m^{-1} (8,7 Hz) ; 33 m^{-1} (17,8 Hz) ; 51 m^{-1} (27 Hz) ; 67 m^{-1} (36 Hz), 84 m^{-1} (80,8 Hz)). Par contre l'amplitude de ces harmoniques décroît en fonction du nombre d'onde k . Dans ce cas l'intensité de turbulence calculée (27 %) est une fausse turbulence à cause de l'existence des pics de vibration (Tableau VIII-1).

VIII-2-2 REGIME TURBULENT

Pour étudier l'écoulement turbulent à froid, on s'est intéressé à deux positions particulières sur l'axe du jet, une à 25 mm ($x/h = 1,25$) du jet située dans le coeur potentiel (turbulence amont) et la deuxième à 100 mm ($x/h = 5$) ou dans la région de transition (turbulence de jet). Leurs histogrammes de vitesse obtenus sur des échantillons de 4096 particules sont représentées sur les figures VIII-4, 5, 6, 7. On peut remarquer que les deux derniers histogrammes (100 mm) sont plus étalés que les deux premiers histogrammes (25 mm), ce qui rend compte du taux élevé de la turbulence qui existe en aval.

Nous avons calculé la densité spectrale uniquement pour la station $x = 100$ mm. Sur la figure VIII-9 sont tracés trois spectres individuels lissés, ils s'accordent parfaitement bien avec le spectre lissé moyen sur huit spectres individuels. Les premières sont calculées avec un pas de rééchantillonnage égal à $4\Delta t_{moy}$ et 1024 données tandis que les huit autres sont calculés avec un pas de $2\Delta t_{moy}$ et 256 données par spectre et nous permettent d'avoir accès à la partie haute fréquence de ce spectre moyen.

VIII-3 BRULEUR AVEC COMBUSTION

Dans cette seconde étude, on a réalisé des mesures sur le brûleur allumé, en régime normal, à trois stations différentes sur l'axe avec des cadences relativement avoisinant les 60000 p/s pour pouvoir couvrir toutes les fréquences. La première station est située à $x/h = 2,5$ dans

115 ms (8,69 Hz)

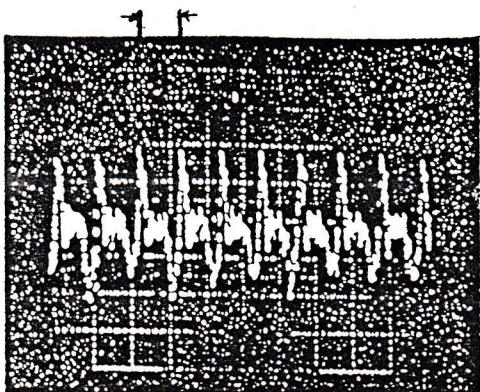


Fig VIII-1 Signal en temps réel de vitesse avec les échelles :
t= 0,1 sec/div et V = 2 Volts/div

110 ms (9,09 Hz)

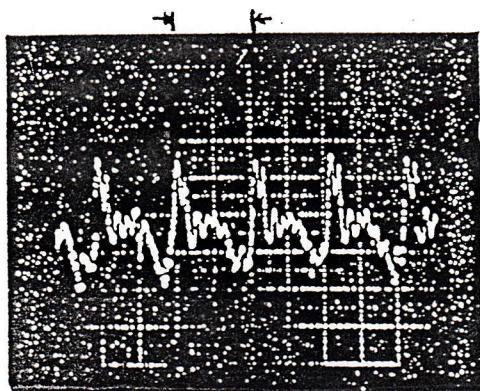


Fig VIII-2 Signal en temps réel de vitesse avec les échelles :
t= 50 msec/div et V = 2 Volts/div

5 harmoniques de 12 ms (83,33 Hz)

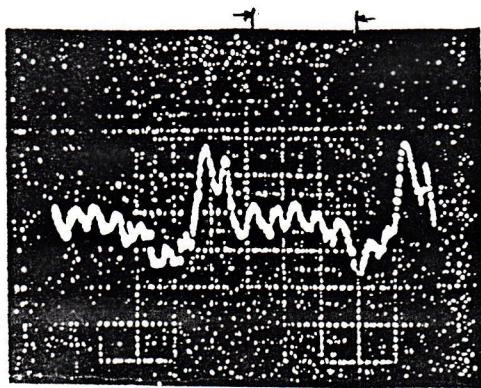


Fig VIII-3 Signal en temps réel de vitesse avec les échelles :
t= 20 msec/div et V = 2 Volts/div

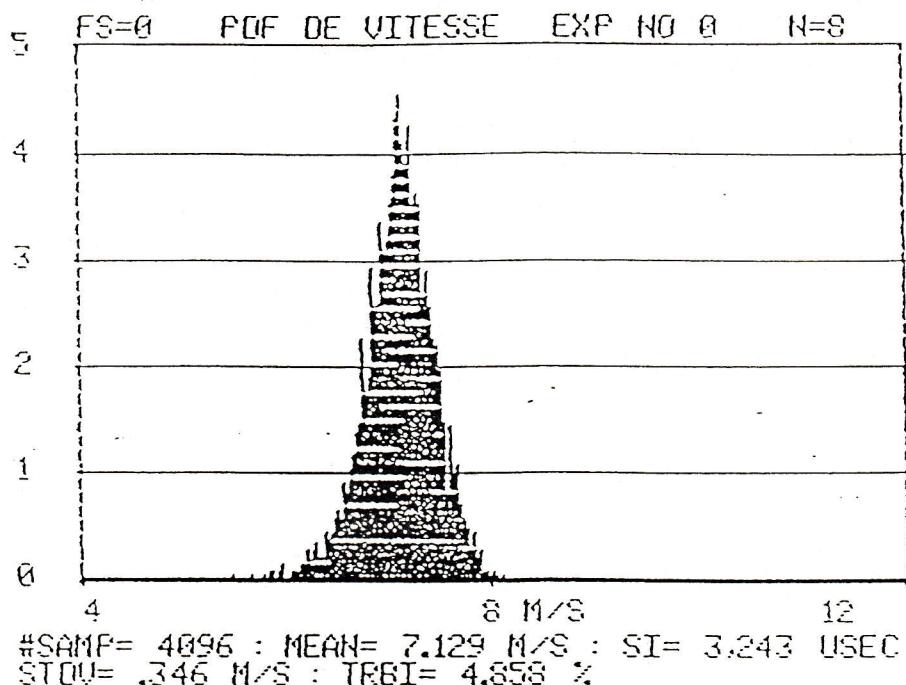


Fig. VIII-4 Histogramme de vitesse lorsque les mesures sont effectuées avec un échantillonnage contrôlé $To = 3,243 \text{ ms}$ $x/h = 12.5$
(Turbulence amont)

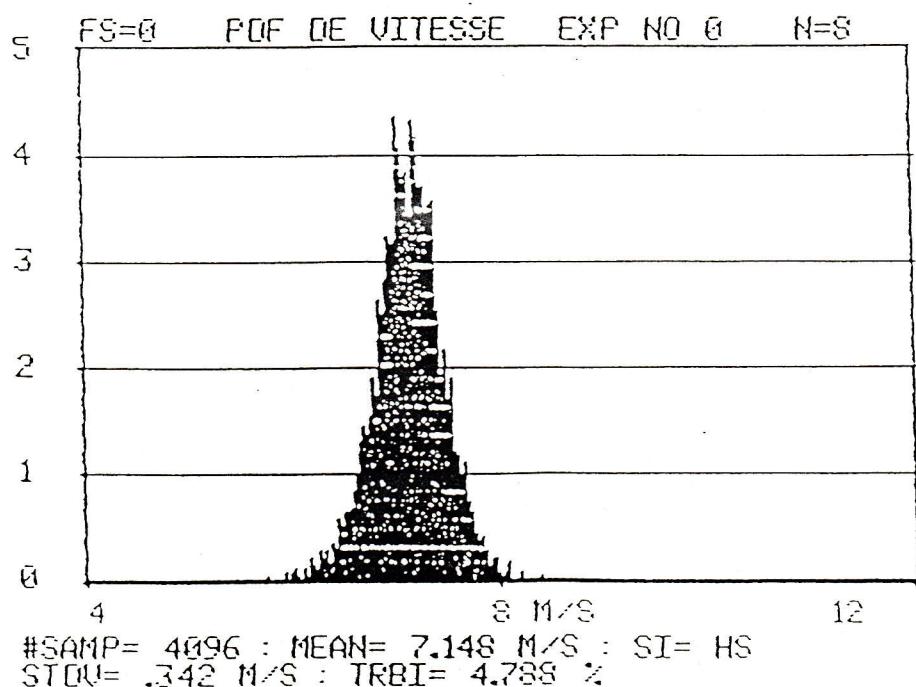


Fig. VIII-5 Histogramme de vitesse lorsque toutes les particules sont comptées
 $x/h = 12.5$
(Turbulence amont)

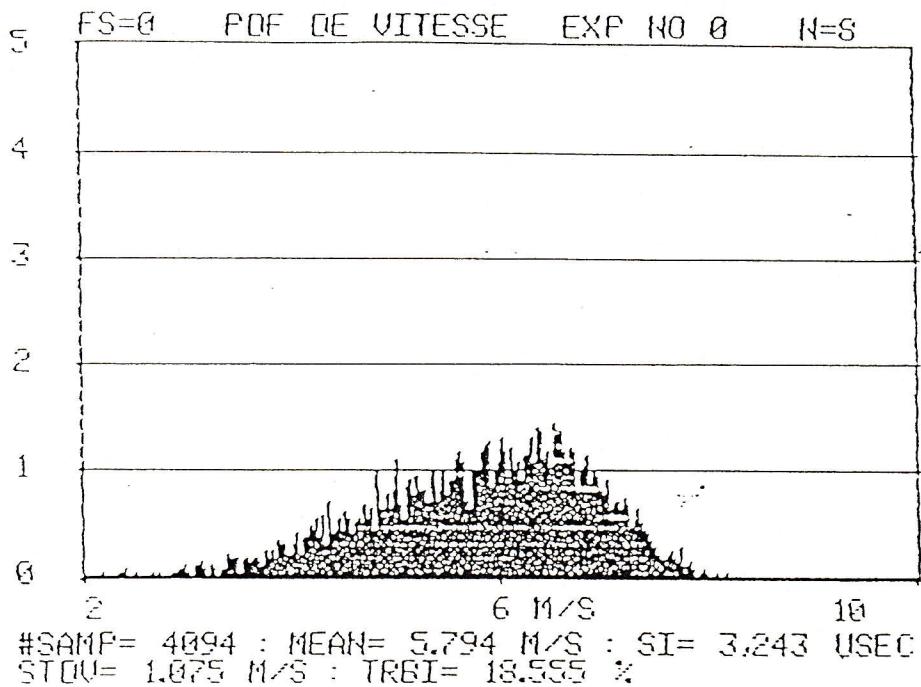


Fig. VIII-6 Histogramme de vitesse lorsque les mesures sont effectuées avec un échantillonnage contrôlé $T_0 = 3,243 \text{ ms}$ $x/h = 5$
(Turbulence de jet)

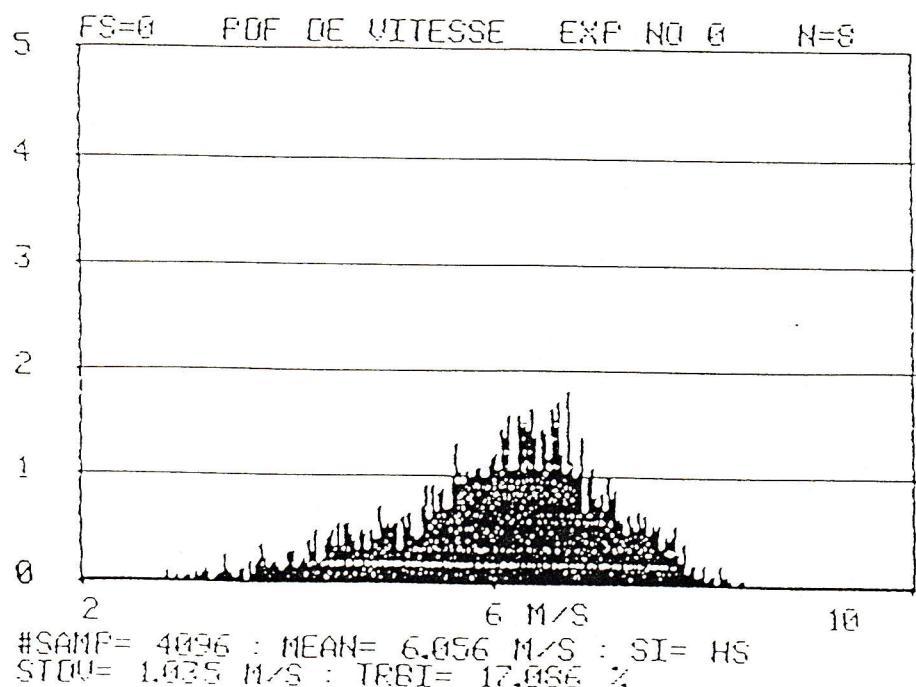


Fig. VIII-7 Histogramme de vitesse lorsque toutes les particules sont comptées
 $x/h = 5$
(Turbulence de jet)

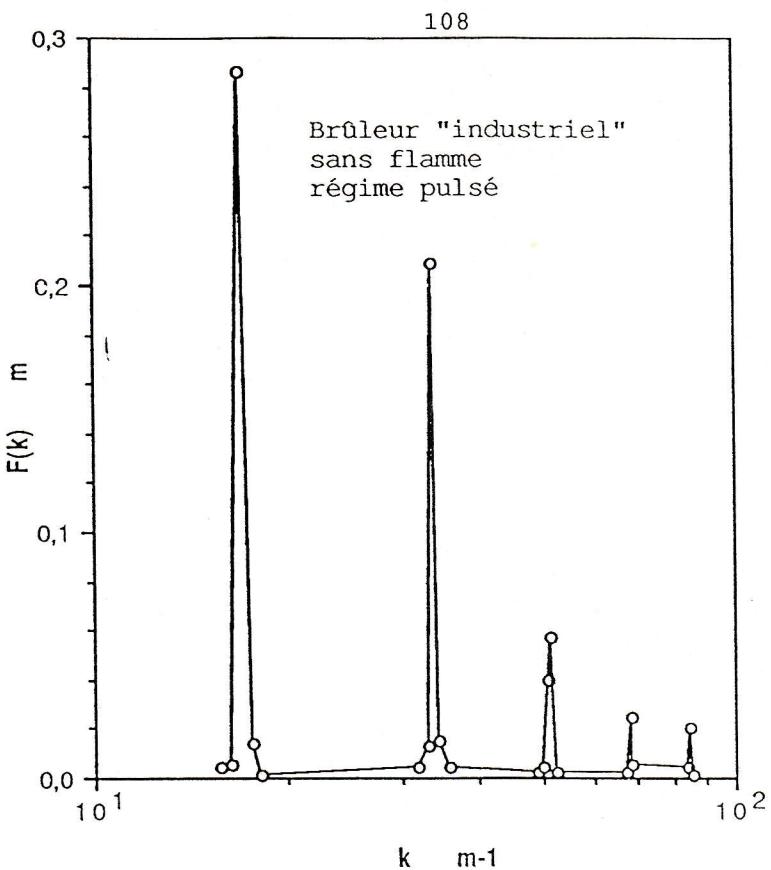


Fig. VIII-8 Densité Spectrale de u' ($X=25 \text{ mm}$)

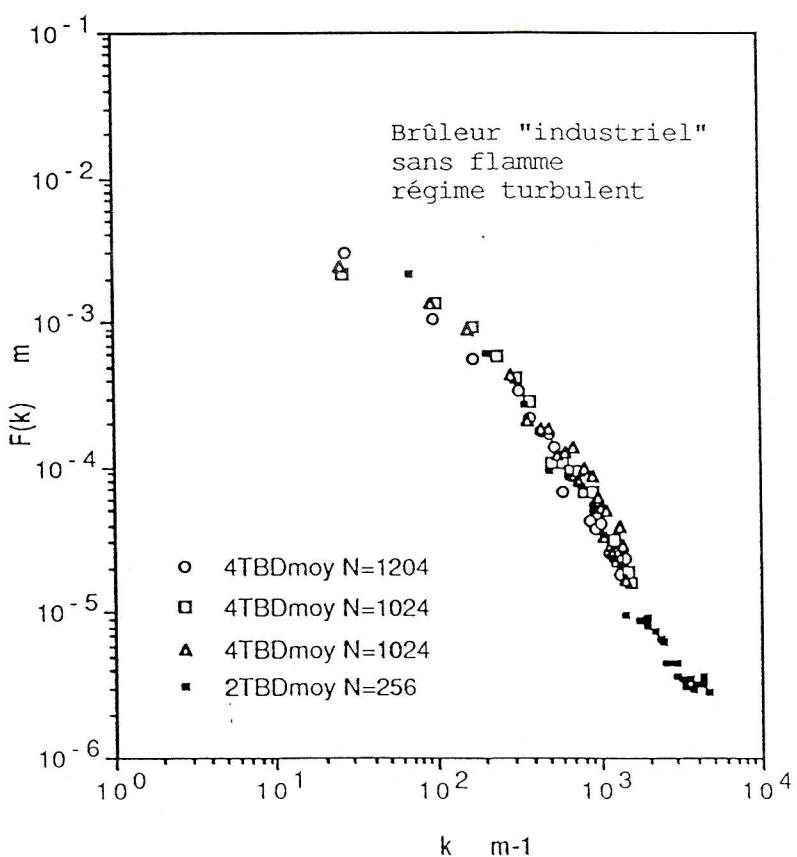


Fig. VIII-9 Densité Spectrale ($X=100 \text{ mm}$)

le cœur potentiel du jet et les deux autres stations situées respectivement à $x/h = 5$ et $x/h = 7,5$ sont dominées par la turbulence pleinement établie. La température sur l'axe a été mesurée par thermocouple par J.C. Lecordier, elle passe de 1600°C pour la première station à 1200°C puis 850°C respectivement pour les stations suivantes. Les caractéristiques dynamiques sont résumées dans le tableau VIII-2.

Les spectres correspondants sont respectivement sur les figures VIII-10, 11, 12, 13. Elles indiquent qu'à la première station l'écoulement laminaire est dominé par une résonance acoustique de la chambre du brûleur à 130 Hz, qui ramène le taux de turbulence à 11 %. Aux deux autres stations suivantes, cette résonance s'affaiblit progressivement et le spectre de turbulence en $-5/3$ apparaît nettement.

En regardant les résultats des échelles dans le tableau VIII-2, on peut noter que l'autocorrélation rend mieux compte des échelles de turbulence que les spectres à cause des pics basse fréquence (cf. § I-3 Chapitre I). Les échelles spatiales sont calculées grâce à l'hypothèse de Taylor ($X = \bar{U}t$), étant donné que $\bar{U} \gg \sigma_u$.

	Ecoulement pulsé	Ecoulement turbulent	Ecoulement turbulent
X (mm)	25	25	100
X/h	1,25	1,25	5
\bar{U} (m/s)	3,32	7,129	5,794
σ_u (m/s)	0,903	0,346	1,075
$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}} (\%)$	27,2	4,86	18,55

Tableau VIII-1
Les caractéristiques statistiques
pour deux régimes d'écoulement sans combustion

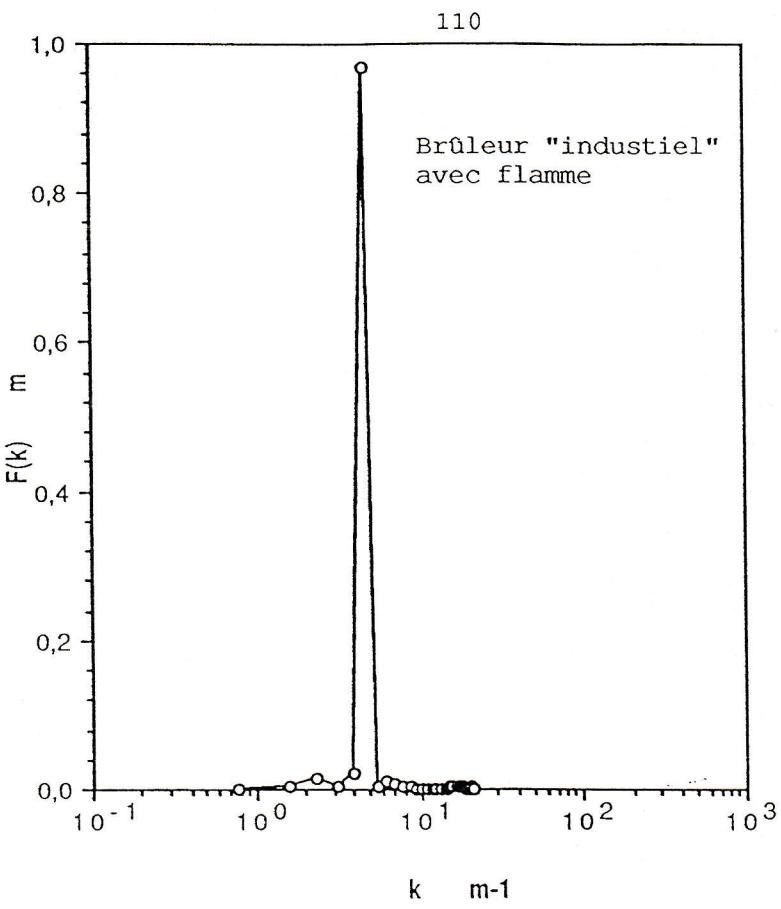


Fig. VIII-10 Densité Spectrale de u' ($X=50 \text{ mm}$)

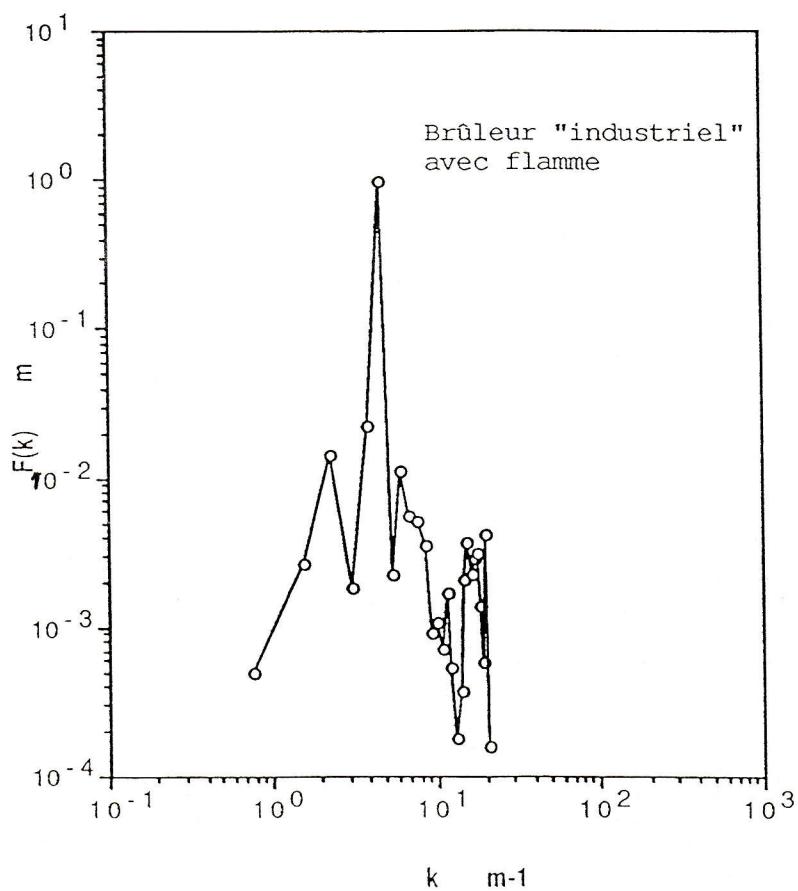


Fig. VIII-11 Densité Spectrale de u' ($X=50 \text{ mm}$)

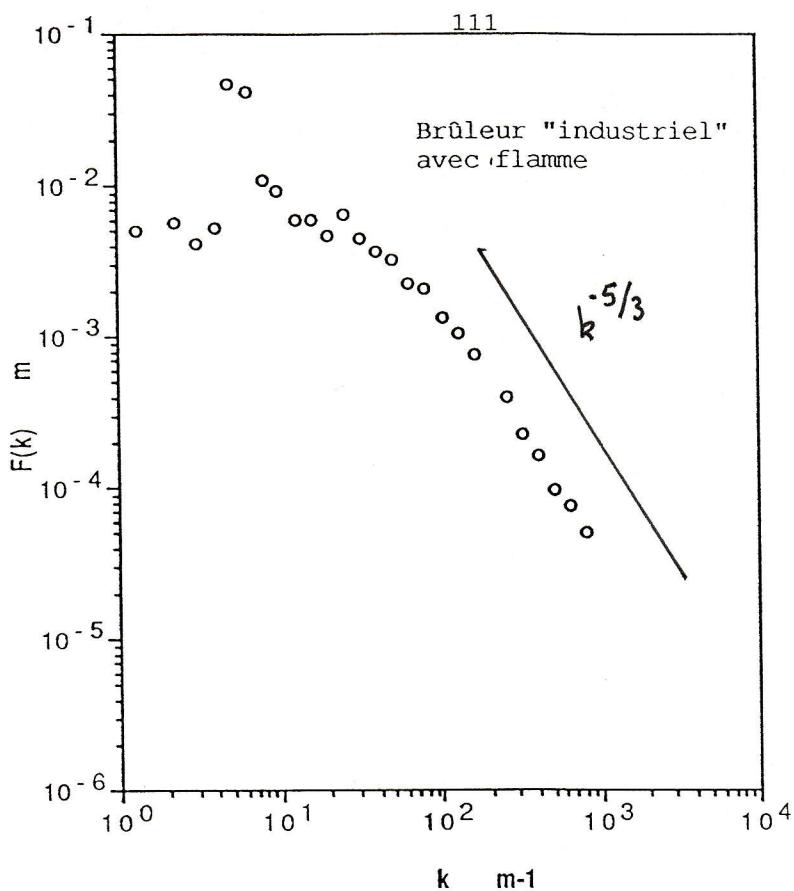


Fig. VIII-12 Densité Spectrale de u' ($X=100$ mm)

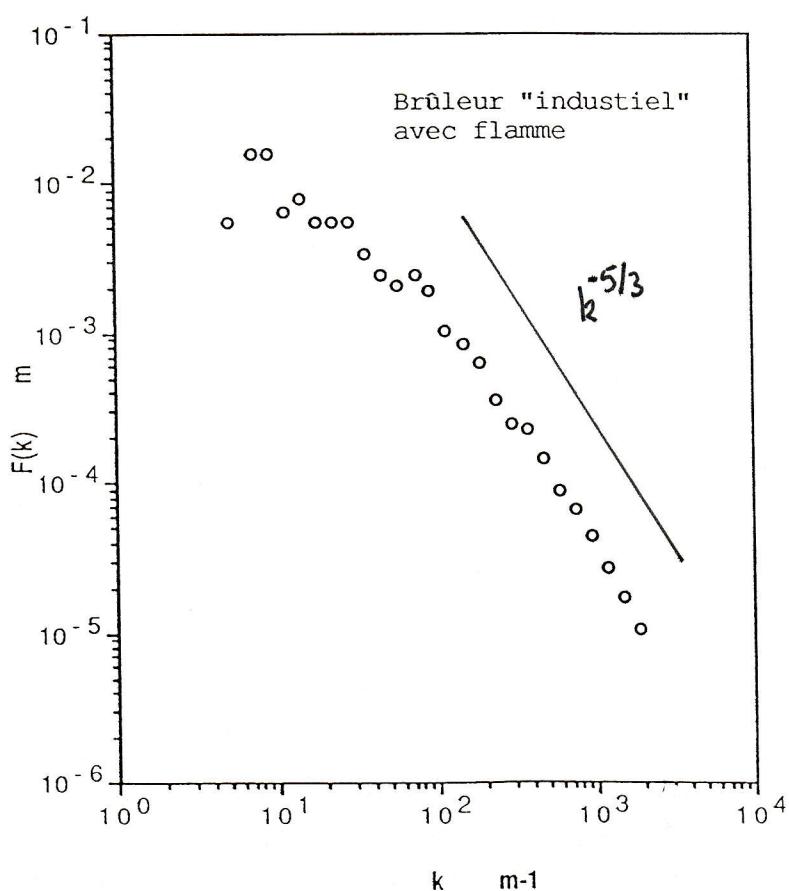


Fig. VIII-13 Densité Spectrale de u' ($X=150$ mm)

X (mm)	50	100	150
X/h	2,5	5	7,5
\bar{U} (m/s)	156	139	102
σ (m/s)	18	27,2	28
$\frac{\sigma}{\bar{U}}$ (%)	11,5	19,5	27
L_u (cm)		2,35	2,50
λ_u (mm)		9,87	4,8
L_u^* (cm)	15,7	7,8	3,14

Tableau VIII-2

Les caractéristiques statistiques et les échelles dynamiques
du régime turbulent avec combustion

L_u calculée à partir de l'autocorrélation

L_u^* calculée à partir du spectre $E_u(n_{pic}) / 4 u'^2$

$L_u^* > L_u$

VIII-4 CONCLUSION

Pour l'étude de ce brûleur nous avons bénéficié d'une énergie de turbulence assez élevée et de conditions expérimentales favorables : la VDL appliquée en diffusion avant améliore le rapport signal sur bruit et un ensemencement assez fort (60000 p/s) a permis un bon suivi du signal par les particules. Dans ce cas bien particulier, le rééchantillonnage trapèze ou carré à pas de temps constant ne pose pas de problème, grâce aux cadences élevées, et donc la FFT donne des résultats satisfaisants.

C H A P I T R E IX

L A F L A M M E E N "V"

IX-1 INTRODUCTION

Dans le cas de l'expérience de la flamme en "V", les acquisitions des données, vitesses et intervalles de temps entre les échantillons, sont réalisées avec le système VDL à deux composantes. Les mesures sont effectuées dans deux types d'écoulement, avec et sans combustion, selon les directions axiales et transversales. Pour l'ensemencement, on utilise des particules d'huile dans le premier écoulement et une combinaison de particules d'huile et de poudre dans le deuxième écoulement. Dans l'écoulement sans combustion, les mesures sont faites uniquement sur l'axe vertical ($X = Y = 0$). Dans le cas avec combustion les mesures sont réalisées à différentes positions transversales dans les gaz frais, les gaz brûlés et à la frontière des deux. Ce dispositif présente des difficultés très particulières, que l'on peut résumer de la manière suivante :

- Des cadences de mesure très insuffisantes, surtout dans le cas des gaz brûlés dues à des inhomogénéités d'ensemencement provoquées par des masses volumiques variables (expansion volumique des gaz brûlés)
- La faible énergie de turbulence pour laquelle le rapport signal sur bruit est faible (Intensité moyenne $\sim 5\%$).

L'étude faite sur ce montage peut se décomposer en deux parties d'intérêts très différents. La première traitée ici est complètement consacrée à la comparaison de la méthode classique des interpolations et la MPID et à la technique d'élimination du bruit décorrélé. La seconde, consacrée à l'exploitation de la méthode qui a été mise au

point, fait l'objet du Chapitre XI.

IX-2 COMPARAISON DES TECHNIQUES

Les tests et les comparaisons qui vont suivre, ont été réalisés sur des signaux de la composante de vitesse longitudinale mesurée sur l'axe vertical. Les premiers enregistrements sont effectués à une distance $Z = 30$ M de la grille. Le premier dans un écoulement de gaz frais pur,ensemencé en particules d'huile avec une cadence de mesure d'environ 20000 p/s. Par contre, le second est acquis dans un écoulement de gaz brûlés avec des conditions d'ensemencement très difficiles dont le taux de données est très bas, environ 5000 p/s. Leurs caractéristiques dynamiques sont dans le tableau IX-1.

Sur les figures IX-1 et IX-2 sont reportés des signaux de fluctuations, déduits des signaux de vitesses auxquels on a extrait les moyennes globales respectives. La figure IX-1 montre que les particules dans les gaz frais permettent de suivre convenablement l'évolution de la fluctuation de la vitesse. Cependant, la figure IX-2 illustre un problème parfaitement propre à la combustion qui est celui des grandes lacunes d'informations, schématisées par des trous d'environ 1 à 5 ms qu'on distingue parfaitement sur la figure IX-2.

Les histogrammes des intervalles de temps, entre deux mesures successives, dans les deux cas, suivent approximativement une distribution de Poisson. La différence primordiale entre les deux histogrammes IX-3 et IX-4 réside dans le fait que peu de mesures arrivent à intervalles de temps proches de l'intervalle moyen, dans le cas de la flamme, à cause des grands trous dans les mesures de vitesse. Cependant les intervalles courts existent en quantité suffisante grâce aux paquets d'informations isolés (Fig. IX-2).

Z	Ecoulement	Ensemencement	Taux d'ensemencement	\bar{U} (m/s)	σ_u (m/s)	I_u (%)
30 M	Gaz frais	Huile	20000 p/s	4,597	0,202	4,4
30 M	Gaz brûlés	Huile + poudre	5000 p/s	5,268	0,1075	2,04

Tableau IX-1
Caractéristiques des écoulements avec et sans combustion

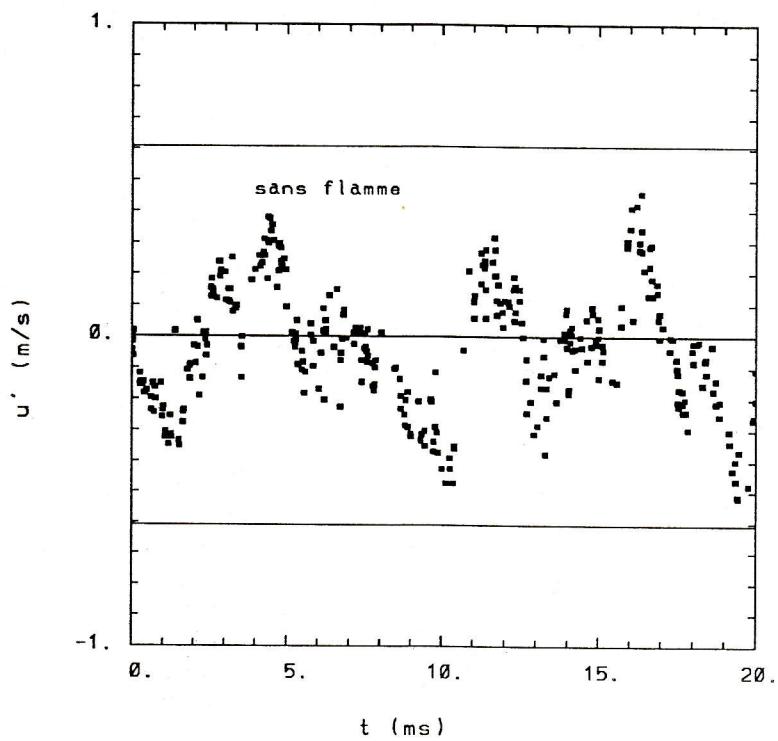


Fig. IX-1 Signal des fluctuations de vitesse ($X=Y=0, Z=30$)

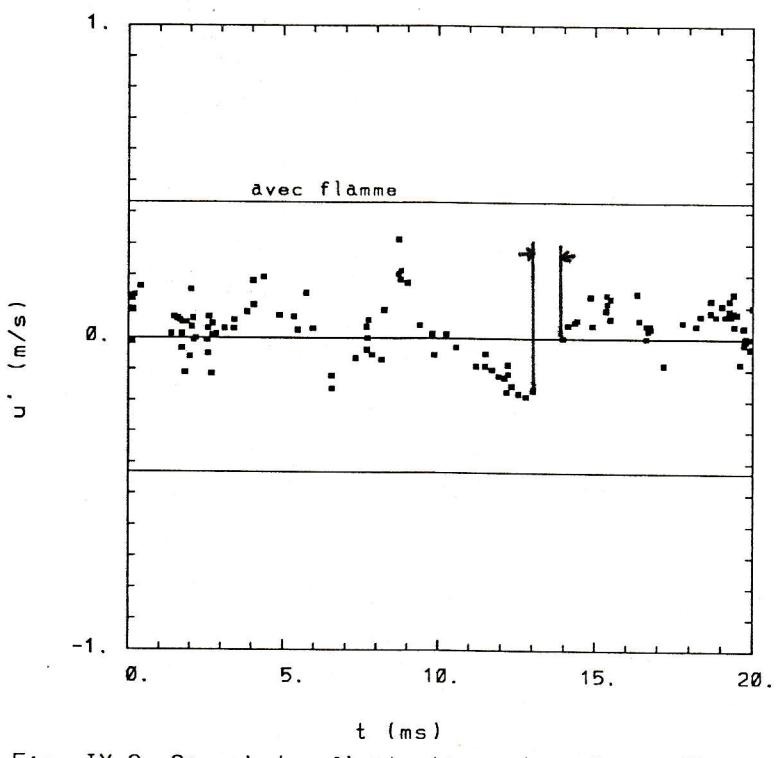


Fig. IX-2 Signal des fluctuations de vitesse ($X=Y=0, Z=30$)

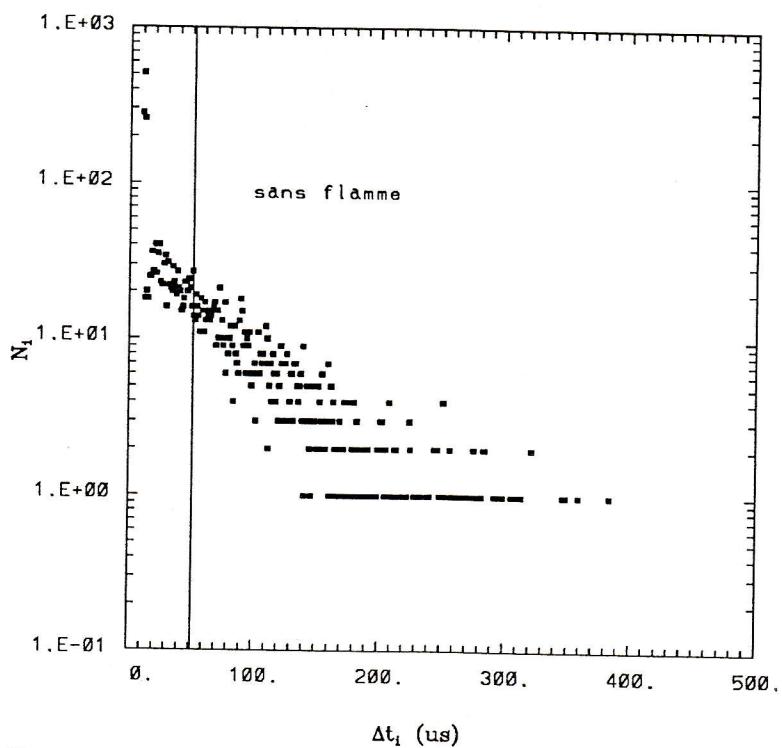


Fig. IX-3 Histogramme des intervalles de temps de la VDL

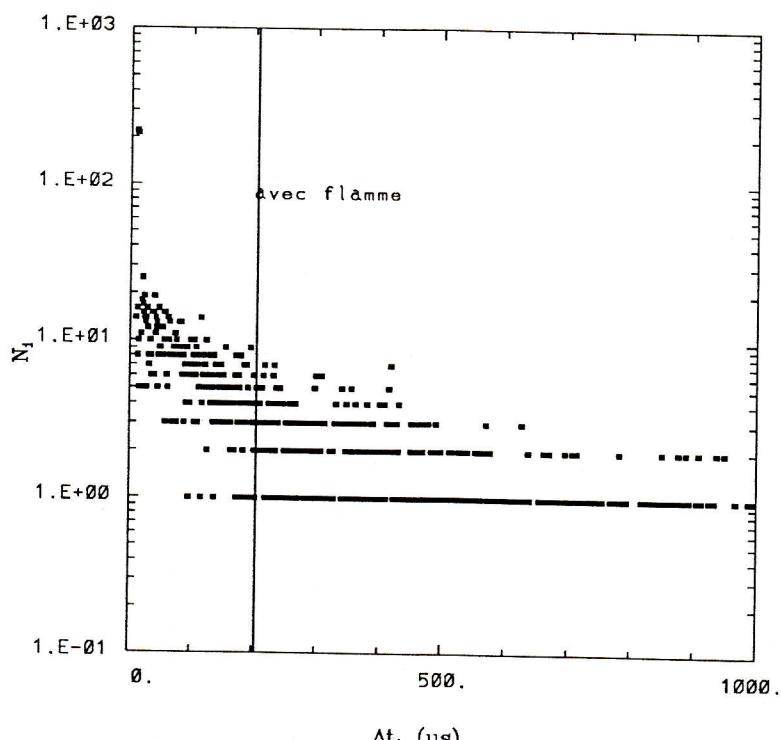


Fig. IX-4 Histogramme des intervalles de temps de la VDL

IX-2-1 TECHNIQUE DES INTERPOLATIONS

Dans ce paragraphe nous verrons les limites de la méthode classique (cf. § II-3 Chap. II), appelée méthode des interpolations. Pour ce faire, on a appliquée les techniques d'interpolation, carrée et trapèze en les associant à un rééchantillonnage constant. Sur les figures IX-5, IX-6, sont portées les autocorrélations obtenues par les deux types d'interpolations avec des périodes de rééchantillonnage $T_r \approx 10 \mu s$ ($\eta_r \approx 100 \text{ KHz}$) sans combustion et $T_r \approx 35 \mu s$ en combustion.

Une différence notable est visible entre les autocorrélations des deux interpolations qui se trouve accentuée dans le cas de l'écoulement avec combustion, (Fig. IX-6) à cause des trous dans l'information. En effet, le trapèze a tendance à surestimer l'autocorrélation par rapport au carré, même pour les taux de données relativement élevées. Les résultats obtenus par la méthode classique ne dépendent que du type d'interpolation choisi et non pas de la fréquence de rééchantillonnage (η_r) appliquée. La variation de η_r ne joue que sur la résolution de l'autocorrélation et non sur son allure.

Par contre, la technique des blocs courts montre qu'au fur et à mesure que la durée des blocs (T_s) diminue, on observe que le coefficient d'autocorrélation chute rapidement entraînant une chute de l'échelle intégrale pour les deux types d'interpolations. Les résultats sont portés dans les tableaux IX-2 et IX-3 pour la même position $Z = 30 \text{ M}$ sur l'axe avec et sans combustion. La durée T_s tient lieu de filtre passe haut.

$Z = 30 \text{ M}$	Interpolation		λ_u (mm)	T_u (mm)	λ_u (mm)
	N_s	T_s (ms)			
16384	147,456	4,60	0,588	4,26	0,294
8492	73,728	4,63	0,577	4,29	0,292
4096	36,864	4,43	0,573	4,16	0,292
2048	18,432	3,35	0,551	3,15	0,289
1024	9,216	3,11	0,531	2,90	0,286
512	4,608	3,02	0,503	2,85	0,281

Tableau IX-2

L'influence de la durée T_s sur la valeur des échelles
(sans combustion)

Sur la Figure IX-6 on peut voir que la parabole osculatrice n'est pas résolue avec la technique des interpolations, ainsi la microéchelle

de Taylor λ_u n'a pas de signification. Son estimation est d'ailleurs très différente avec l'extrapolation carrée ou trapèze (Tableaux IX-2 et IX-3).

Z = 30 M		Interpolation	trapèze	Interpolation	carrée
N _s	T _s (ms)	T _u (mm)	λ_u (mm)	T _u (mm)	λ_u (mm)
16384	524,288	17,96	2,028	16,65	1,106
8192	262,144	17,80	2,013	16,50	1,103
4096	131,072	17,44	1,997	16,21	1,100
2048	65,536	17,54	1,958	16,36	1,094
1024	32,536	15,14	1,894	13,98	1,084
512	16,384	13,56	1,74	12,58	1,051

Tableau IX-3
L'influence de la durée T_s sur la valeur des échelles
(avec combustion)

IX-2-2 TECHNIQUE DE LA MPID

Les autocorrélations de la MPID, sont présentées sur la figure IX-6, s'écartent de celles obtenues par la méthode classique. L'ampleur de l'écart se trouve renforcé pour les signaux de combustion, car les trous d'information abondent. Ceci peut s'interpréter par le fait que le rééchantillonnage fixe crée de l'information artificielle qui deviennent importantes pour les cas de faible taux d'échantillonnage.

Avec la MPID la parabole osculatrice est bien résolue quand $\tau \rightarrow 0$, ce qui laisse présager une bonne estimation de la microéchelle. Toutefois, on remarque que la limite de l'autocorrélation n'est pas 1. Le problème lié au bruit est abordé dans ce qui suit.

IX-2-3 BRUIT

Sur les graphiques des figures IX-5, IX-6, on constate que le coefficient $R_u(\tau)$ n'est pas égal à 1 pour $\tau = 0$. Ce fait est attribué au bruit blanc décorrélateur qui se manifeste dans l'estimation de la variance u'^2 (cf. Chap. II).

Plusieurs techniques, ont été développées pour éliminer le bruit,

(cf.chapitre II). Pour ce qui nous concerne nous avons utilisé deux techniques différentes que nous décrirons ci-dessous.

a) Le filtre passe-bas

Comme le bruit blanc est essentiellement de la haute fréquence. On a pensé calculer des échantillons modifiés des fluctuations de vitesse à partir de données brutes, en les préfiltrant avec un filtre haute fréquence, dont la technique est la suivante :

$$u' (k\Delta t_f) = \frac{\sum_{i=1}^{N_k} u'_i}{N_k}$$

$$(k - \frac{1}{2})^3 \Delta t_f \leq t_i < (k + \frac{1}{2}) \Delta t_f$$

Δt_f : la largeur des fenêtres

N_k : le nombre de valeur u'_i dans chaque fenêtre k

Les figures IX-7, IX-8 montrent les coefficients d'autocorrélation calculés à partir des données modifiées obtenues avec des fenêtres de filtrages variables allant de 20 μs à 500 μs .

Pour le taux d'échantillonnage relativement élevé ($\eta \simeq 20000$ p/s), les autocorrélations obtenues mettent bien en évidence le redressement de $\rho_u(\tau)$ en fonction de l'augmentation du pas de filtrage Δt_f . Cependant la résolution de $\rho_u(\tau)$ se trouve affectée et par suite l'information sur la microéchelle.

Les inconvénients de cette technique se résument dans le fait qu'elle exige des fréquences d'échantillonnage très élevées pour être appliquée. Ce luxe est loin d'être atteint surtout dans les conditions hostiles (combustion). C'est pour cette raison qu'on l'a abandonnée.

b) La correction de l'autocorrélation

La deuxième technique, proposée pour corriger le coefficient d'autocorrélation, peut se résumer en termes suivants : on procéde à un lissage du coefficient d'autocorrélation bruité $\rho_u^{mes}(\tau)$ par les splines

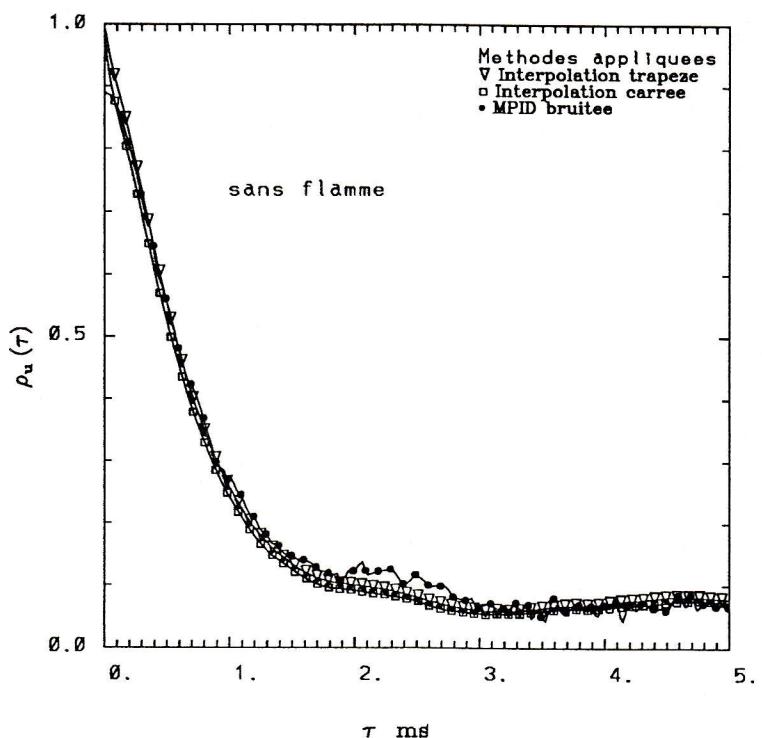


Fig. IX-5 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

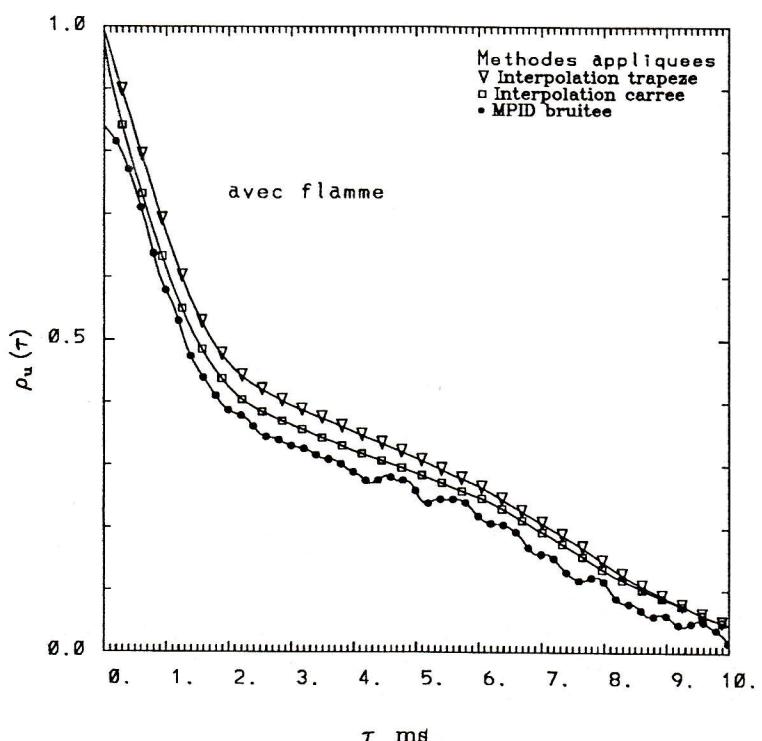


Fig. IX-6 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

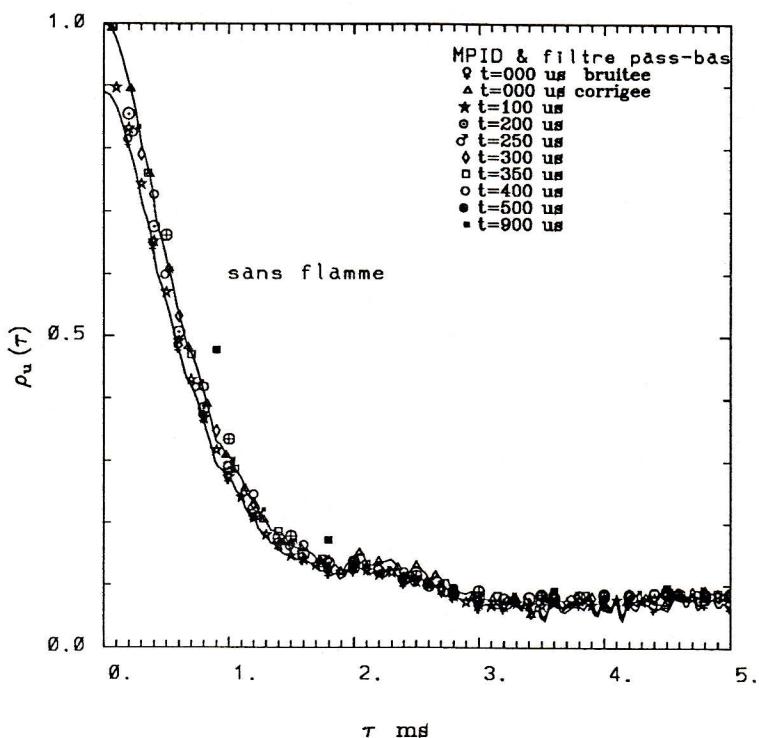


Fig. IX-7 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

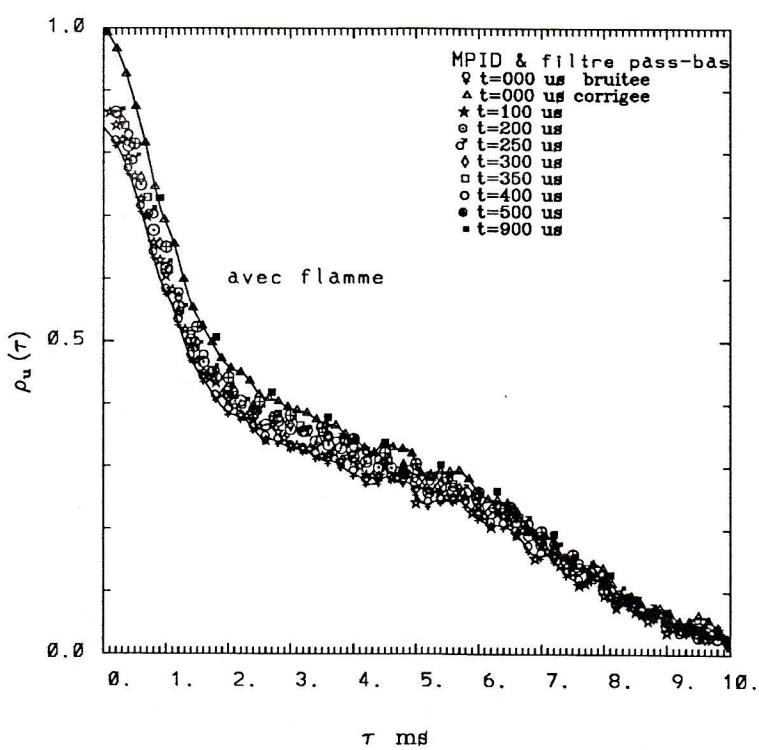


Fig. IX-8 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

cubiques. Ensuite, par une interpolation de $\rho_u^{\text{mes}}(\tau)$ lissé vers les $\tau \rightarrow 0$, on obtient $\rho_u^{\text{mes}}(0)$ puis on donne le coefficient d'autocorrélation corrigé ρ_u^{vrai} par l'expression suivante :

$$\rho_u^{\text{vrai}}(k\Delta\tau) = \frac{\rho_u^{\text{mes}}(k\Delta\tau)}{\rho_u^{\text{mes}}(0)} = \frac{R_u(k\Delta\tau)}{\overline{u'^2}_{\text{vrai}}}$$

La détermination graphique de $\rho_u^{\text{mes}}(0)$ nous permet aussi de corriger l'écart-type, par l'expression : $\overline{u'^2}_{\text{vrai}} = \overline{u'^2}_{\text{mes}} \rho_u^{\text{mes}}(0)$.

Cette technique est plus avantageuse que la première, ne serait que par la préservation de l'information qui réside dans les fréquences élevées. Ceci nous permet d'évaluer la microéchelle de **Taylor**. Sur les figures IX-9, IX-10 sont représentés trois coefficients d'autocorrélations bruité, bruité lissé et corrigé. Sur la figure IX-11 est présente l'autocorrélation moyenne et celle des blocs individuels, elle montre la forte dispersion pour les retards de temps longs.

En fait, au lieu de normer la corrélation par la variance globale, on a préféré la normer par le produit des écarts types des données qui participent à la corrélation, par raison d'homogénéité

$$\left(\overline{u'^2}(t)\right)^{1/2} \left(\overline{u'^2}(t+\tau)\right)^{1/2}.$$

Sur les figures IX-12, IX-13, on peut voir une superposition de trois spectres, deux sont obtenus par la méthode classique avec les interpolations carrées et trapèzes et le troisième obtenu par la transformée de Fourier, on constate un bon accord entre ces spectres pour la partie basse fréquence et un désaccord vers les hautes fréquences. La MPID qui exploite mieux les informations haute-fréquence est plus apte à rendre compte du spectre vers ces hautes fréquences.

IX-3 CONCLUSION

Les résultats dégagent l'adaptabilité de la MPID à traiter les données de la VDL, surtout dans les cas où l'information haute fréquence est insuffisante (η faible), mais existe par endroit. Cependant, si le taux η est élevé la méthode classique associée à

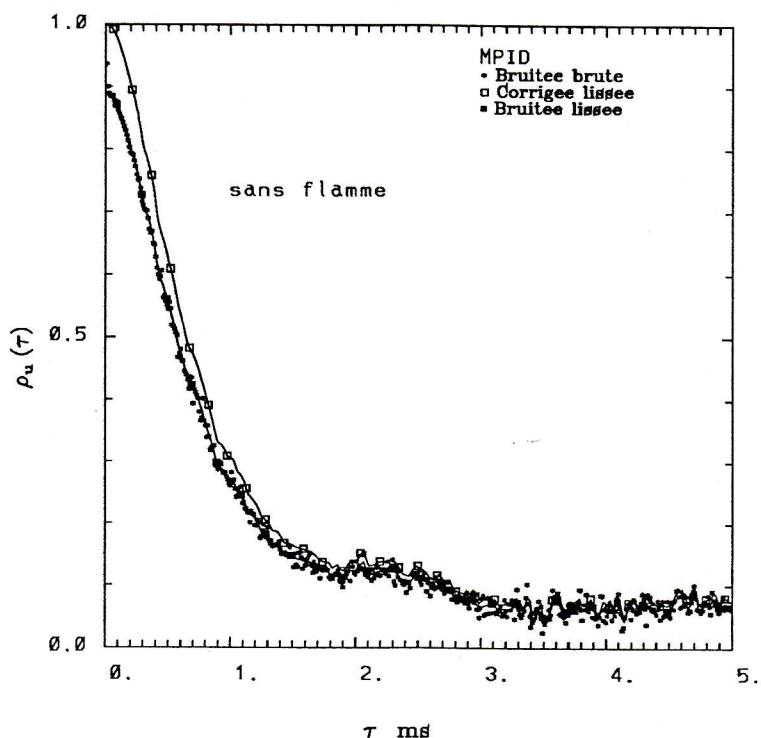


Fig. IX-9 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

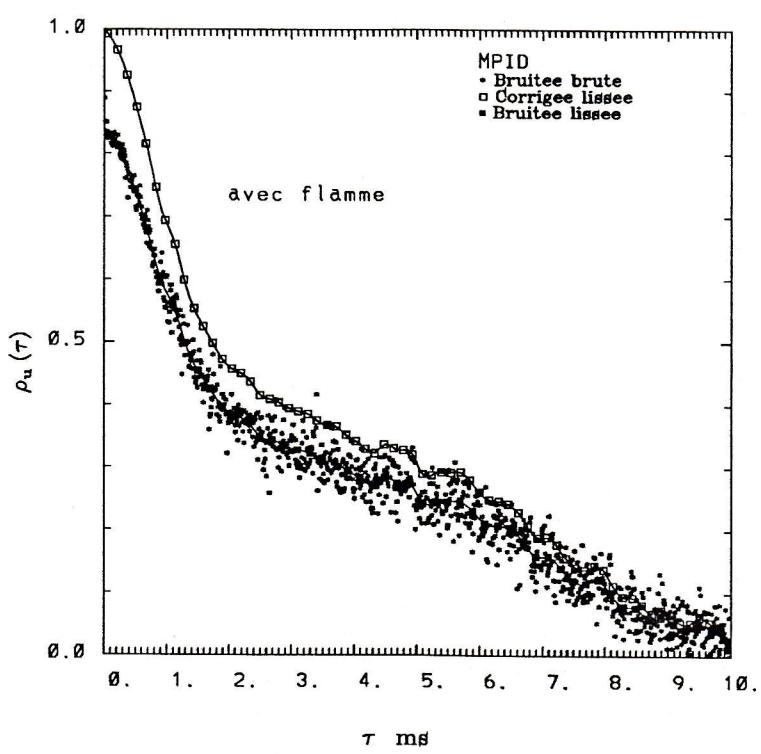


Fig. IX-10 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

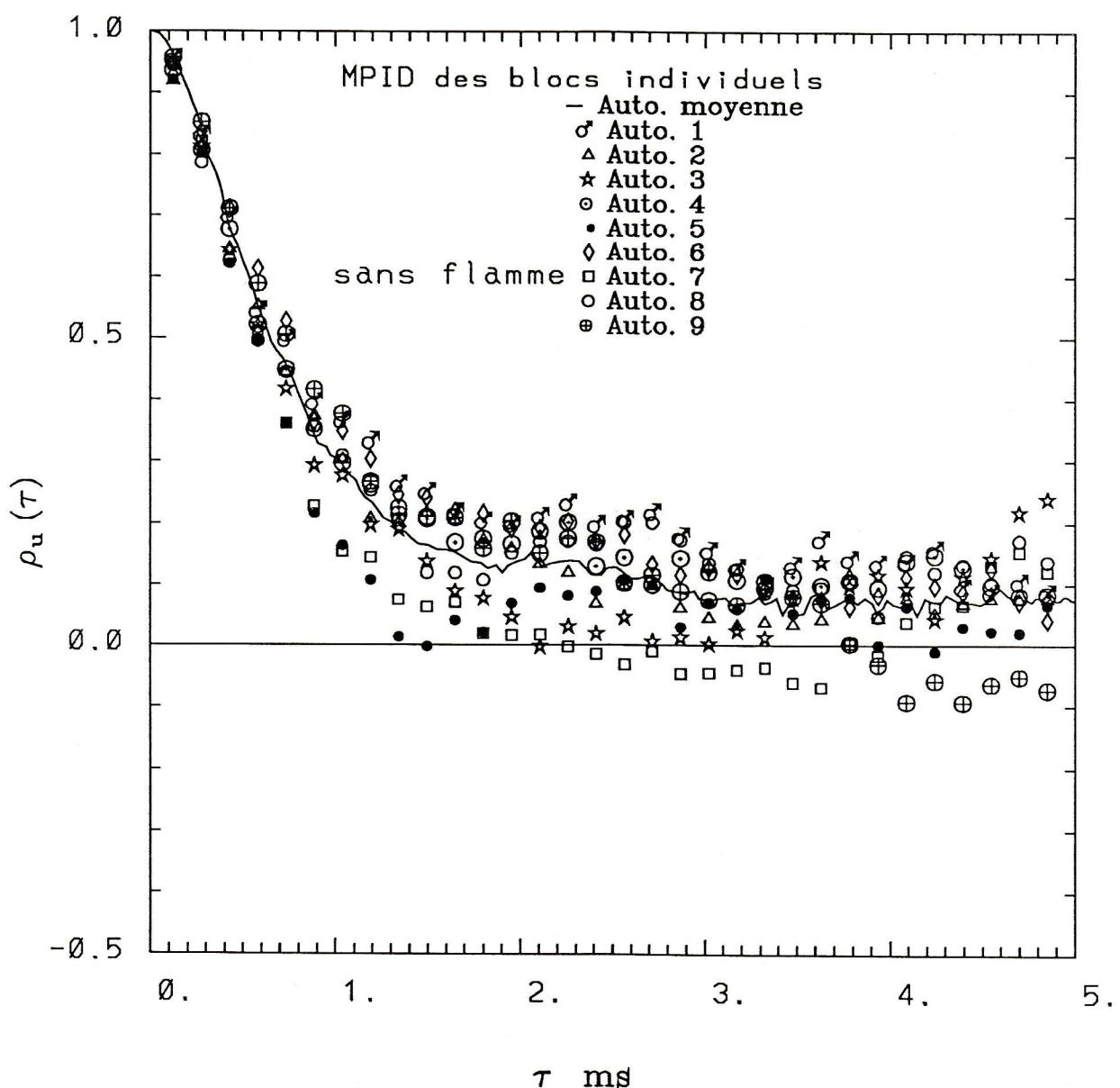
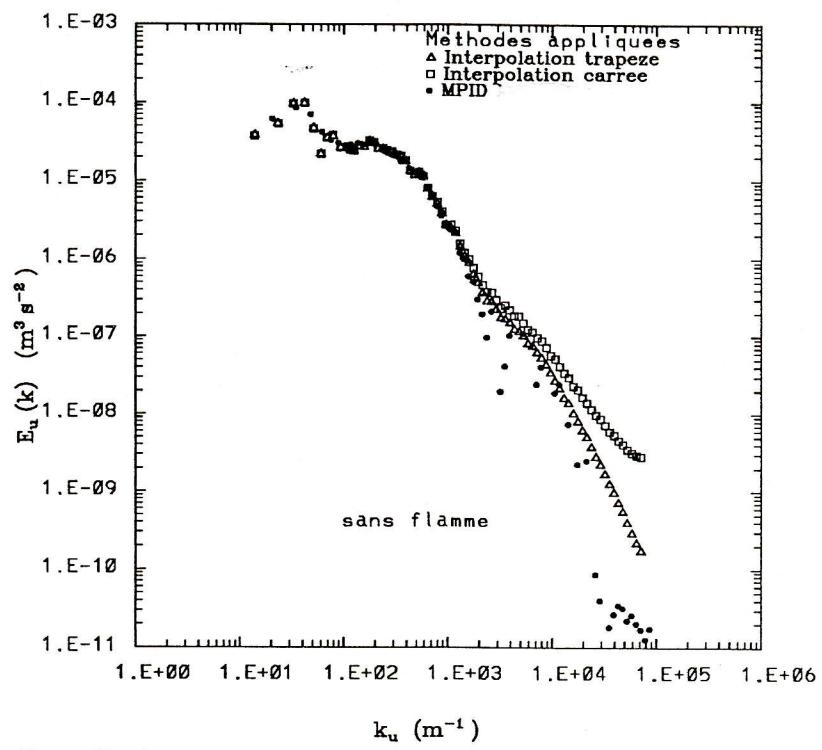
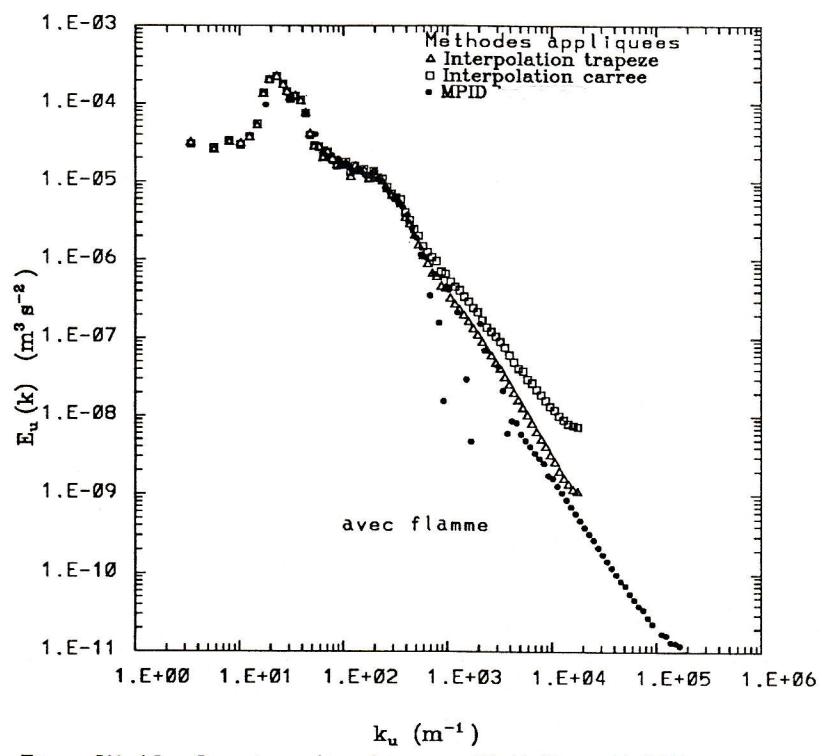


Fig. IX-11 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

Fig. IX-12 Spectre de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)Fig. IX-13 Spectre de u' pour ($X=Y=0$ mm, $Z=30M$)

l'interpolation carrée suffit pour fournir des renseignements sur l'échelle intégrale et les spectres, en évitant l'interpolation trapèze à cause de la surcorrélation qu'elle provoque.

Donc, on peut déduire de ce qui précède que la MPID est parfaitement apte à répondre à nos exigences expérimentales, car le coefficient d'autocorrélation reflète la réalité physique de l'écoulement et les conditions expérimentales sous lesquelles les mesures sont faites, si les paramètres de la MPID obéissent aux conditions suivantes : $(\Delta t_{\min} < \Delta \tau < \Delta t_{\text{moy}}, T_u < \tau_{\max} < T)$.

L'effet du bruit peut être parfois très important par la méthode que nous proposerons, mais il peut être corrigé.

Les résultats détaillés de cette expérience seront donnés dans le chapitre XI dans le cadre de l'étude de l'action de la combustion sur la turbulence.

CHAPITRE X

LA TORCHE A PLASMA

X-1 INTRODUCTION

Sur ce dispositif, fonctionnant en régime turbulent (Chapitre VI), nous avons réalisé des mesures de fluctuations de vitesse axiale à deux stations 5,5 cm et 18,9 cm à partir du nez de la torche. L'étude est faite pour une seule condition de fonctionnement (débit de l'Argon ≈ 20 Nl/mn, $I = 150A$, $U = 29$ Volts) du générateur de plasma et une valeur du débit de dilution (250 Nl/mn). Pour la première station (5,5 cm) le taux d'ensemencement est égale à 29000 p/s, par contre à la station d'après à 18,9 cm, deux taux d'ensemencement 96000 p/s et 19000 p/s ont été réalisés afin d'étudier l'incidence de ce paramètre sur les résultats.

Le but de ce chapitre est de comparer les quatre méthodes d'analyse spectrale (la méthode d'interpolations, la MPIE, la MSD et la MPID) déjà décrites dans la première partie de cette thèse afin de déterminer celle qui rendra mieux compte de l'énergie de turbulence avec le minimum d'erreur. En même temps une analyse de l'influence de certains paramètres (T, η) sur les techniques utilisées est donnée. Ceci a été rendu possible grâce aux taux d'échantillonnage élevés.

La première approche étudiée est la méthode la plus largement utilisée. Après le rééchantillonnage aux intervalles réguliers, en utilisant les interpolations trapèze ou carré, les estimations spectrales sont calculées en utilisant la transformée de Fourier rapide (FFT). De plus, le traitement est réalisé en fonction de l'échelle intégrale temporelle exprimée sous la forme d'un paramètre adimensionnel $S = \frac{T_r}{T_u}$

T_r période de rééchantillonnage
 T_u échelle intégrale

La résolution spectrale est donnée par l'inverse de la durée de chaque bloc, et la fréquence maximale résolue est $1/2T_r$. Ces méthodes sont appliquées séparément à chaque bloc individuel puis leurs spectres sont moyennés pour donner le spectre final. Dans tous les cas, le traitement est accompli sur à peu près 3×10^4 échantillons alors que **Srikantaiah** et **Coleman** exigent 10^5 échantillons [5]. Le nombre moyen d'échantillons dans chaque bloc, N , est largement au-dessus de 50 échantillons comme c'est recommandé dans [6].

X-2 REGIME TURBULENT DE LA TORCHE

Pour le régime turbulent de la torche à plasma, les valeurs de vitesses moyennes axiales, des écart-types et les taux de turbulence en deux positions sont représentées dans le tableau X-1. La valeur élevée de la turbulence près du nez de la torche (5,5 cm) peut être attribuée au caractère instable du fonctionnement de la torche à plasma qui impose son régime à l'ensemble de l'écoulement. Dans les premiers centimètres du tube, le mélange plasma/gas froid n'est pas encore parfait ce qui conditionne l'existence d'un gradient de vitesse important : On peut remarquer que pour la station 18,9 cm le taux d'échantillonnage n'a pas trop affecté les statistiques de l'écoulement. Par contre, il existe une corrélation entre le taux d'échantillonnage (η) et la fenêtre des blocs d'enregistrement (T) pour un nombre de données fixe ($N = 5000$) par la relation $N = \eta T$.

Les histogrammes des intervalles de temps de la VDL sont représentés sur les figures X-1 et X-2 en coordonnées semi-logarithmique. La comparaison des histogrammes correspondants aux taux d'échantillonnage 19000 p/s et 96000 p/s sur la figure X-2 montre que la distribution des intervalles de temps suit parfaitement la loi de Poisson pour des cadences de particules élevées. En plus, l'intervalle de temps maximal Δt_{max} n'excède pas 50 μs pour $\eta = 96000$ p/s tandis qu'il est d'environ 400 μs pour $\eta = 19000$ p/s.

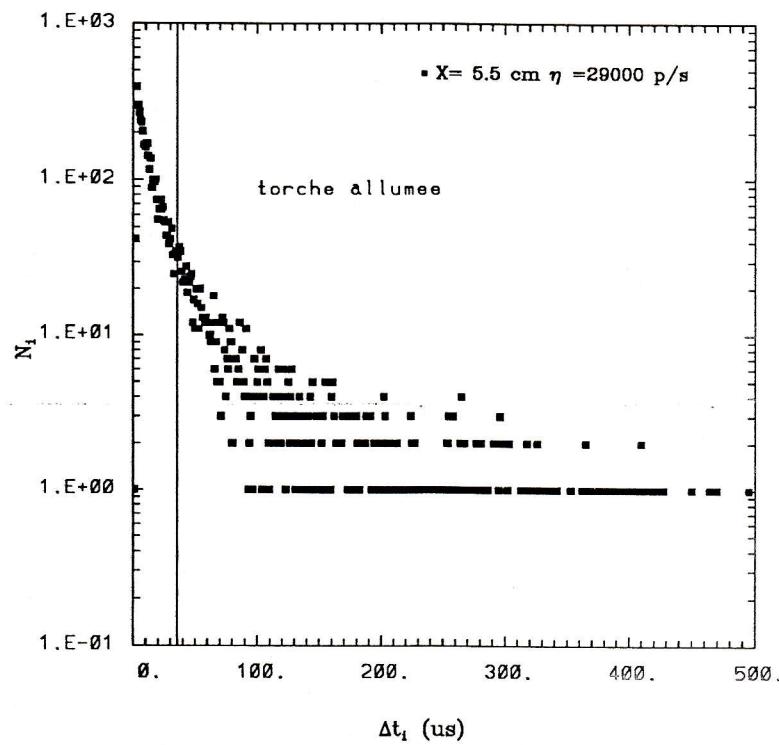


Fig. X-1 Histogramme des intervalles de temps de la VDL

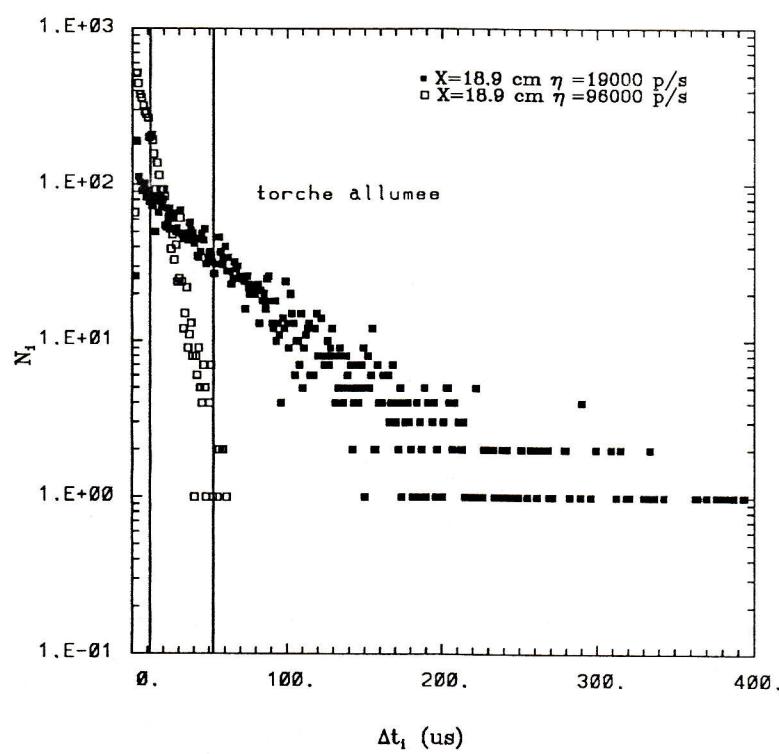


Fig. X-2 Histogramme des intervalles de temps de la VDL

X(cm)	5,5	18,9	18,9
η (p/s)	29000	19000	96000
T(Sec)	0,172	0,263	0,052
\bar{U} (m/s)	56,64	44,05	44,22
σ_u^{mes} (m/s)	7,798	2,488	2,453
σ_u (m/s)	7,189	2,457	2,397
e (m/s)	3,02	0,393	0,520
I_u^{mes} (%)	13,76	5,648	5,547
I_u (%)	12,7	5,58	5,42

Tableau X-1
Les statistiques de la turbulence (torche à plasma)

σ_u^{mes} : Ecart-type bruité

I_u^{mes} : Intensité de turbulence bruitée

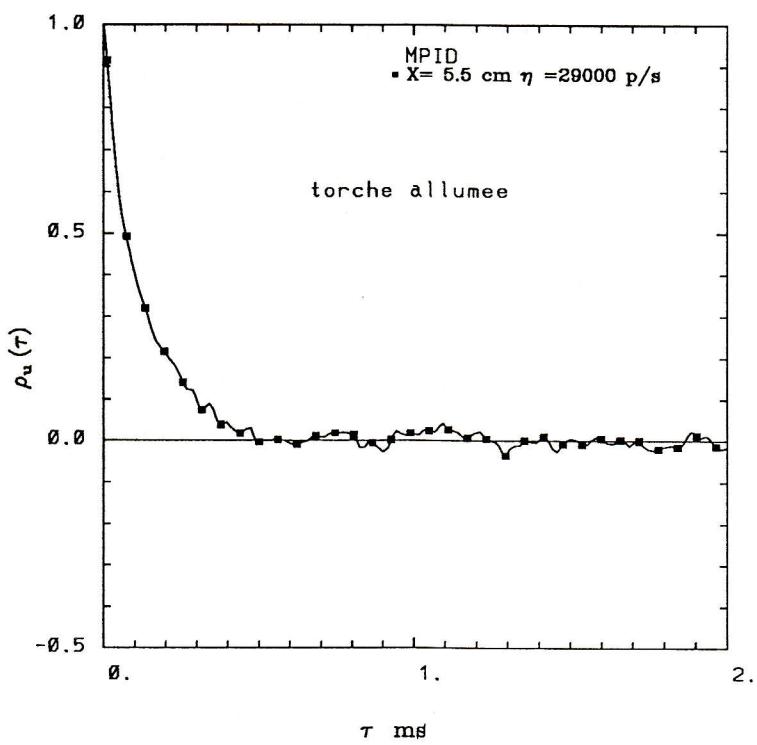
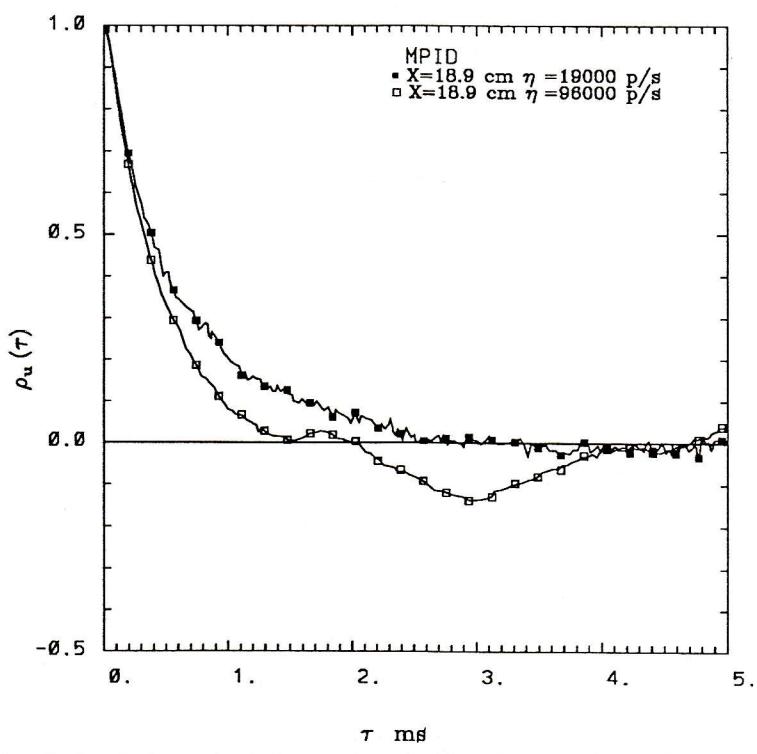
e : Contribution du bruit

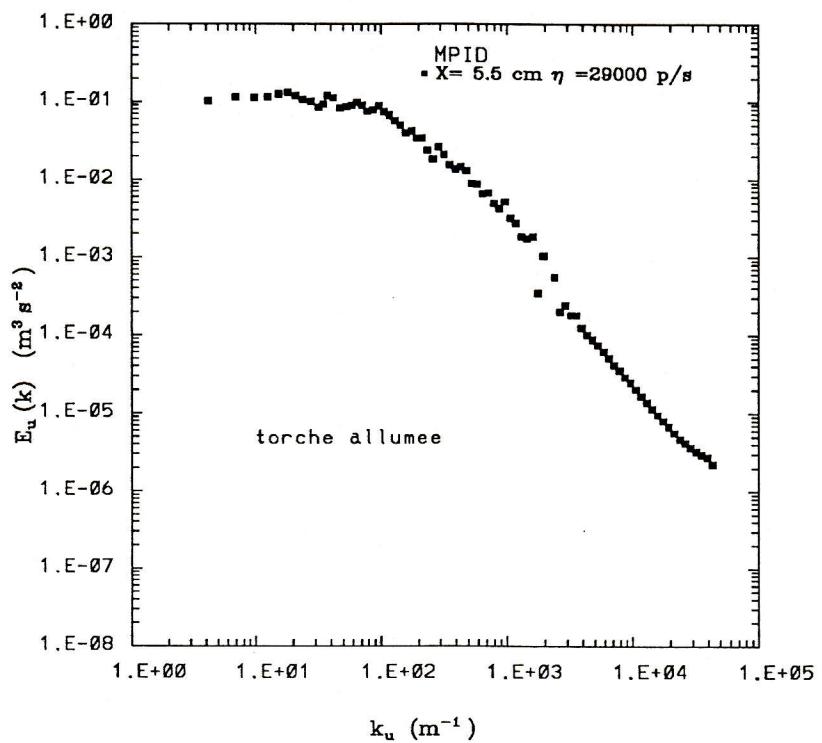
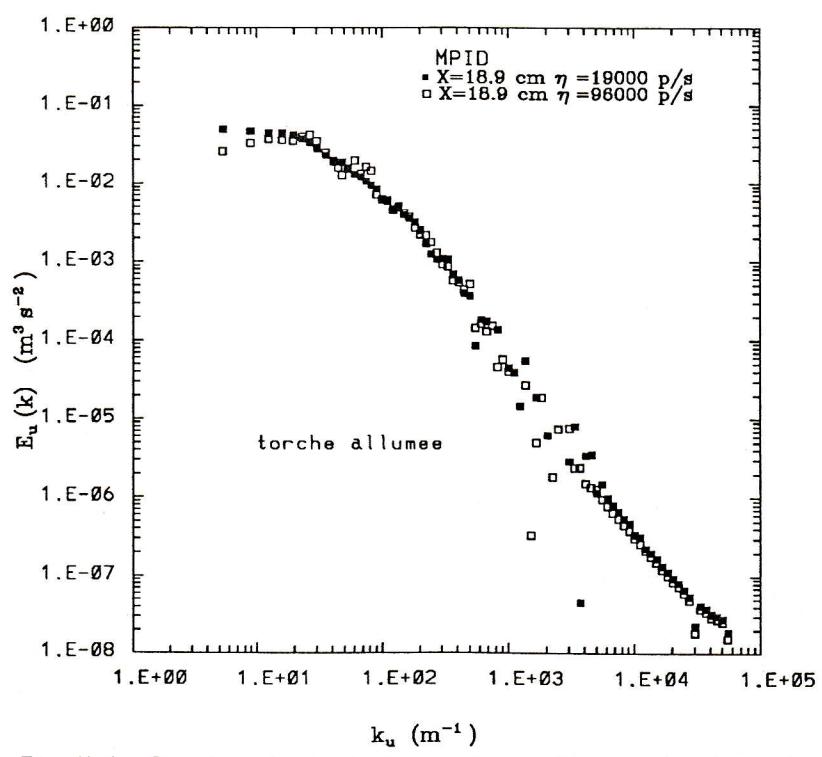
L'échelle intégrale sera estimée à partir de l'autocorrélation obtenue par la MPID à chaque station de mesure et taux d'échantillonnage.

X-3 METHODE DES PRODUITS A INTERVALLES DISCRETS

Les autocorrélations et les spectres des deux stations ($X = 5,5$ cm, $18,9$ cm) sont représentés sur les figures X-3, X-4, X-5, X-6. La décorrélation est plus rapide pour $x = 5,5$ cm que pour la position $x = 18,9$ cm. Sur les figures X-3 et X-5 sont effectuées les comparaisons des autocorrélations et des spectres obtenus à $x = 18,9$ cm avec deux taux d'échantillonnage 96000 p/s et 19000 p/s. Il est clair que les taux fort entraînent une sous estimation des autocorrélations en plus des lobes négatifs d'amplitude importante autour de zéro dans la partie basse fréquence du spectre (Figure X-5) qui peut faire croire à une fréquence particulière dans l'écoulement (cf 1ère partie Chap. II). Ce résultat peut être expliqué par le fait que l'échantillonnage avec un taux fort entraîne des blocs de données de courte durée (T), car chaque bloc ne peut comporter qu'un nombre N fixe dans la mémoire d'acquisition (voir Tableau X-1).

Les fenêtres de temps de durée courte affectent directement l'échelle intégrale, car on n'intègre pas suffisamment de basses

Fig X-3 Autocorrelation de u' [torche a plasma]Fig X-4 Autocorrelation de u' [torche a plasma]

Fig X-5 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]Fig X-6 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

fréquences tandis que la microéchelle est mieux estimée car l'échantillonnage en étant élevé permet de décrire mieux les petites structures. Les valeurs des échelles sont présentées dans le tableau X-2. Pour pouvoir estimer les deux échelles le plus correctement possible simultanément, il faut trouver un compromis entre η le taux d'échantillonnage et T la durée des sous-blocs ($N = \eta T$) .

T doit être plus grande que la macroéchelle T_u ($T = N_{T_u} T_u$) . Dans ce cas, on trouve une différence de 8 mm entre les macroéchelles calculées pour les deux fenêtres ($T = 0,052$ sec, $0,263$ sec).

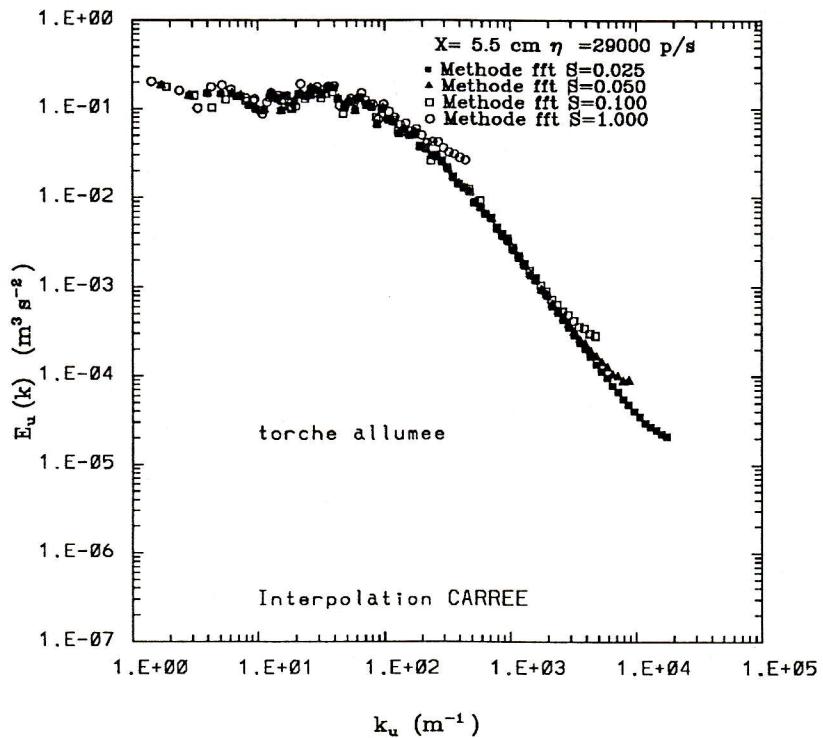
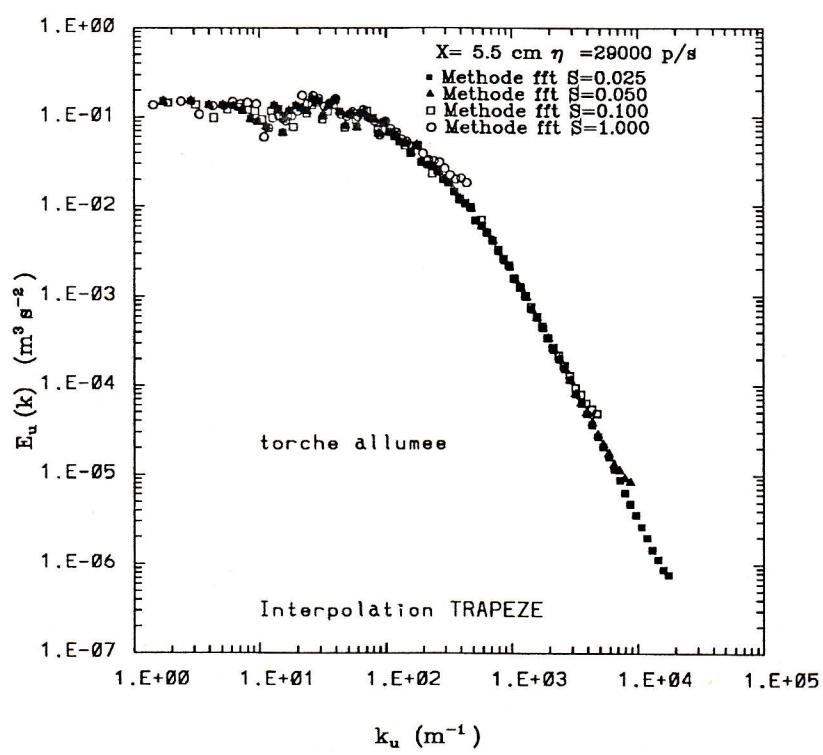
X-4 METHODE DES INTERPOLATIONS

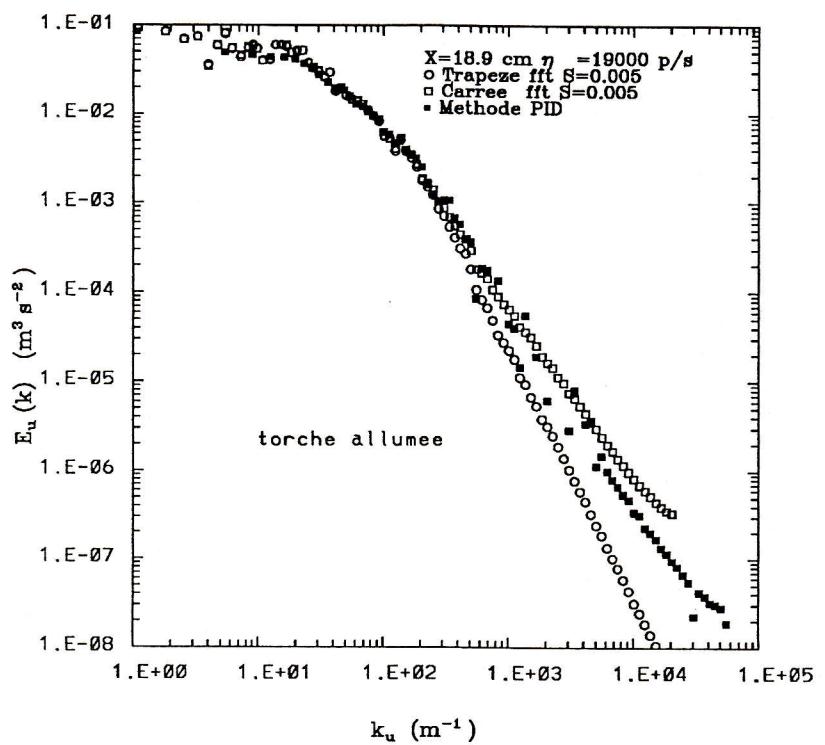
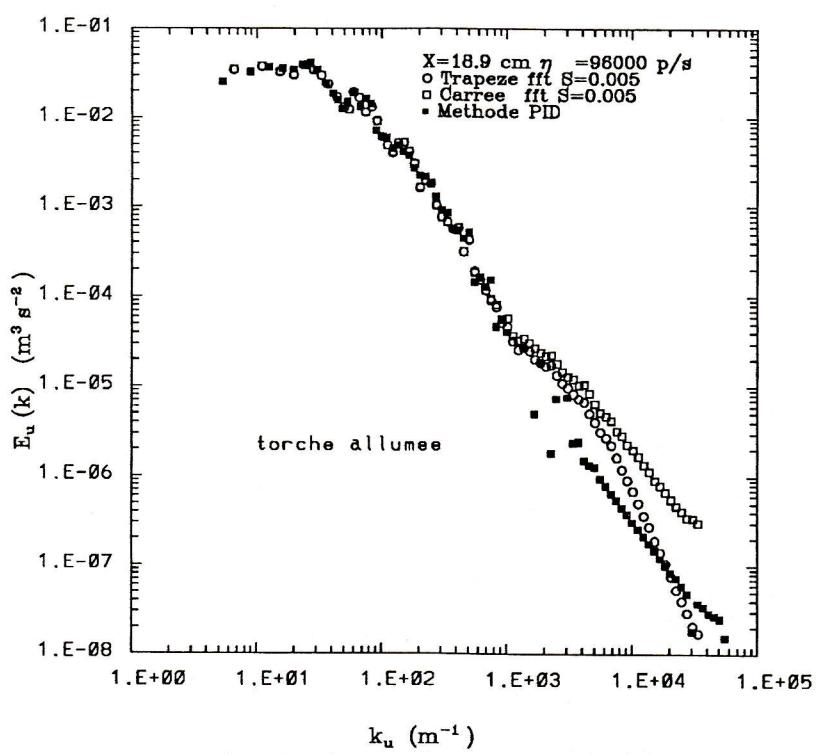
Cette méthode de traitement des signaux analogiques est réputée par sa rapidité à travers l'utilisation de la FFT. Au taux de particule élevé le signal est presque continu, et cette approche peut en donner des estimations spectrales correctes pour tous les niveaux de turbulence. Sur les figures X-7, X-8 sont représentées les spectres correspondant à une intensité de turbulence égale à 0,13 et une densité de particule faible ($r = \eta T_u \approx 3,3$), et cela avec deux types d'interpolations carrée et trapèze.

La fréquence maximale résolue en utilisant cette méthode est donnée par $1/2T_r$; ou $1/(2 \times S \times T_u)$. Les spectres dans les figures X-7, X-8 tracées en fonction du paramètre S , introduit au début de ce chapitre, montrent une augmentation de l'énergie spectrale près de la fréquence maximale. Cet effet est observé pour tous les taux de particules ($r = 3,3 ; 11,3 ; 40,27$), ce défaut peut être dû aux composantes hautes fréquences introduites par le rééchantillonnage régulier. Ce biais peut être éliminé par un filtre passe-bas.

Sur les figures X-9, X-10, sont superposés les spectres obtenus par les deux types d'interpolation et la MPID. Il est remarqué que l'interpolation carrée est mieux adaptée à traiter les blocs de taux de données faibles que l'interpolation trapèze.

Cependant au taux de particules très bas, cette méthode ne donne pas de bons résultats ($P < 1$). Par contre, cette méthode élimine le biais dû à la corrélation entre la vitesse et l'arrivée des particules (on le verra sur les spectres de Méthode Spectrale Directe. La distorsion observée sur le spectre pour le taux de particules faibles dans la méthode d'interpolation est liée à la fréquence d'échantillonnage η et non à la statistique des distributions des temps propres de la VDL. Cette corrélation est corroborée avec la théorie Adrian et Yao [7].

Fig X-7 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]Fig X-8 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

Fig X-9 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]Fig X-10 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

X-5 METHODE SPECTRALE DIRECTE

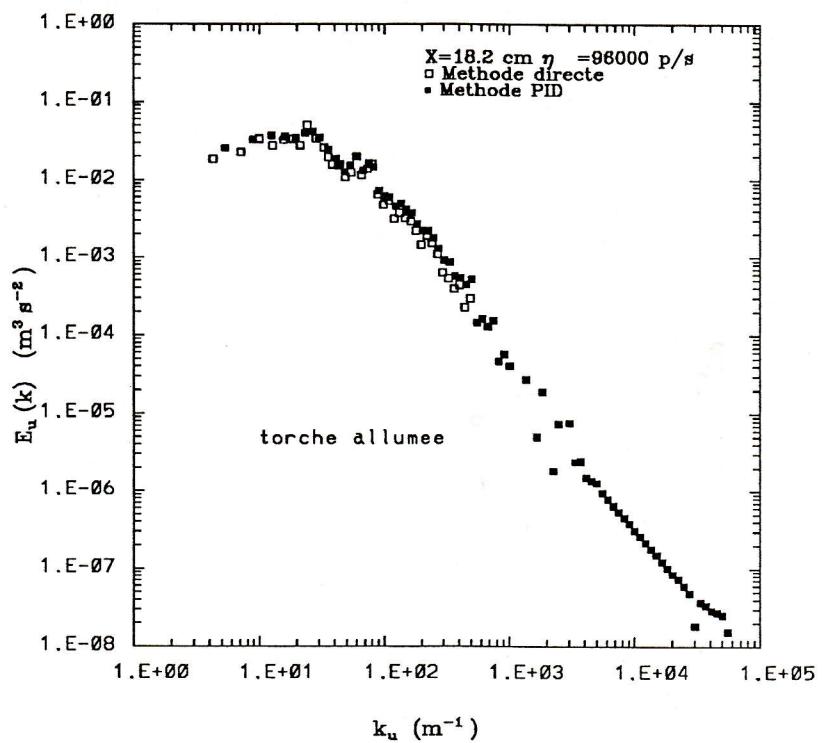
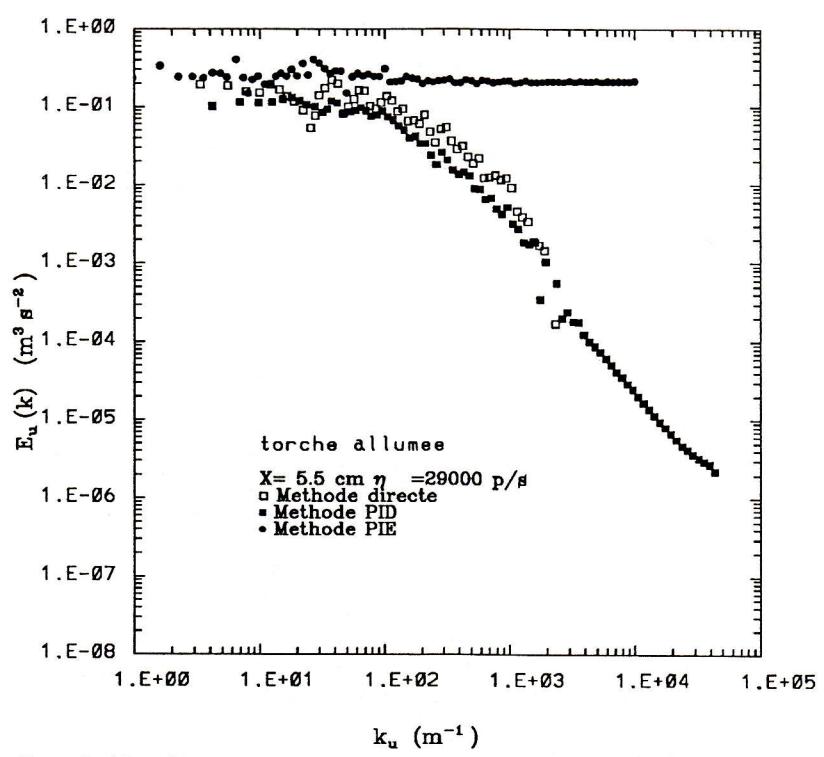
Les figures X-11, 12, 13, 14 montrent les spectres pour $I_u = 0,05$ et $I_u = 0,13$ et pour trois densités de particules r ($3,3 ; 11,3 ; 40,27$) et trois durées de blocs T ($1509 T_u ; 441 T_u ; 124 T_u$). Premièrement, on peut voir sur la figure X-11 que la variance du signal, c-à-d l'aire sous le spectre est surestimée au taux de turbulence élevé ($I_u = 0,03$) [8]. Et, on peut remarquer en terme absolu que les composantes basses fréquences sont directement affectées par le biais. En effet comme les fluctuations hautes fréquences sont généralement de faible amplitude, le biais ne touche pas fortement les hautes fréquences. En accord avec ces observations, le biais de variance a été prédit par Erdmann et Tropea [8] et Buchhave [9] comme étant indépendant du taux de particule pour un processeur qui prend en compte toutes les particules. Ce biais peut être évité même pour les niveaux de turbulence élevés, si les données ont une distribution de Poisson pour les intervalles de temps.

Sinon le biais doit décroître si l'intensité de turbulence décroît (Figures X-12, X-13) mais le taux de particule faible n'améliore pas cet estimateur spectral (Figure X-12) ni la durée courte des blocs (Figure X-13).

Une comparaison est montrée sur la figure X-14 entre la MSD, la MPIE et la MPID. On peut en conclure que la MPIE donne des résultats non satisfaisants, le spectre est plat sans aucune évolution. Cette approche n'est pas adaptée à fournir des estimations spectrales correctes des signaux VDL.

		X (cm)	5,5	18,9	18,9
		η (p/s)	29000	19000	96000
		$r [\eta T_u]$	3,3	11,3	40,2
		T	0,172	0,263	0,052
		N_{T_u} / T_u	1509	441	124
		I_u (%)	0,137	0,0565	0,05547
MPID	$\rho_u(\tau)$	L_u (mm)	6,45	26,245	18,55
		λ_u (mm)	2,35	6,07	6,405
	$E_u(n)$	L_u^* (mm)	4,00	13	12
MSD	$E_u(n)$	L_u^* (mm)	8,3	20,7	18,77
Méthode des Interpolations	$E_u(n)$	Trapèze L_u^* (mm)	7,84	30,96	11,75
		Carré L_u^* (mm)	6,22	29,19	11,66
MPIE	$E_u(n)$	L_u^* (mm)	19,34	-	-

Tableau X-2
Détermination des échelles par les différentes méthodes d'analyses

Fig X-13 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]Fig X-14 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

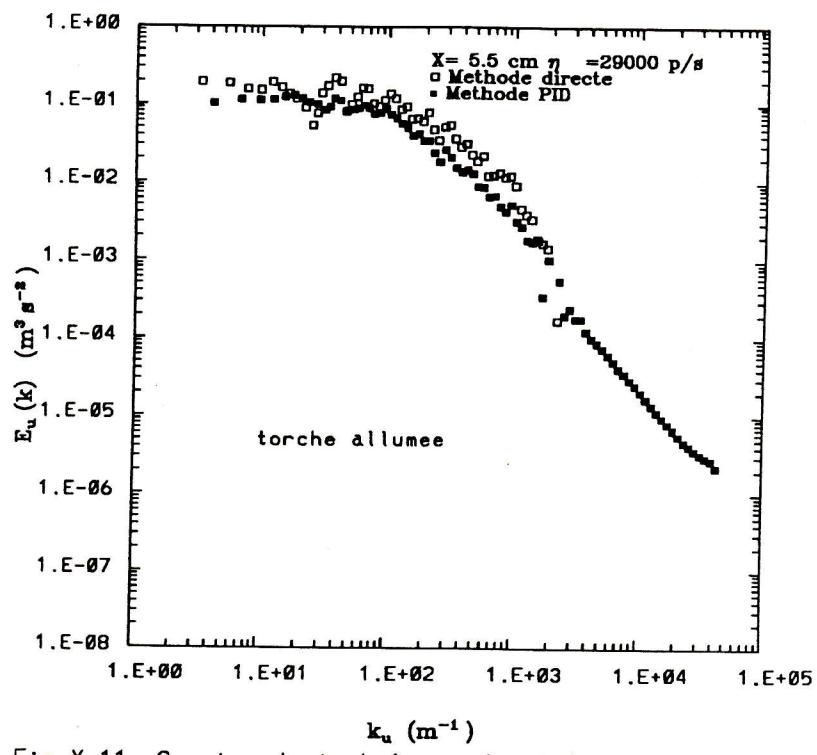


Fig X-11 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

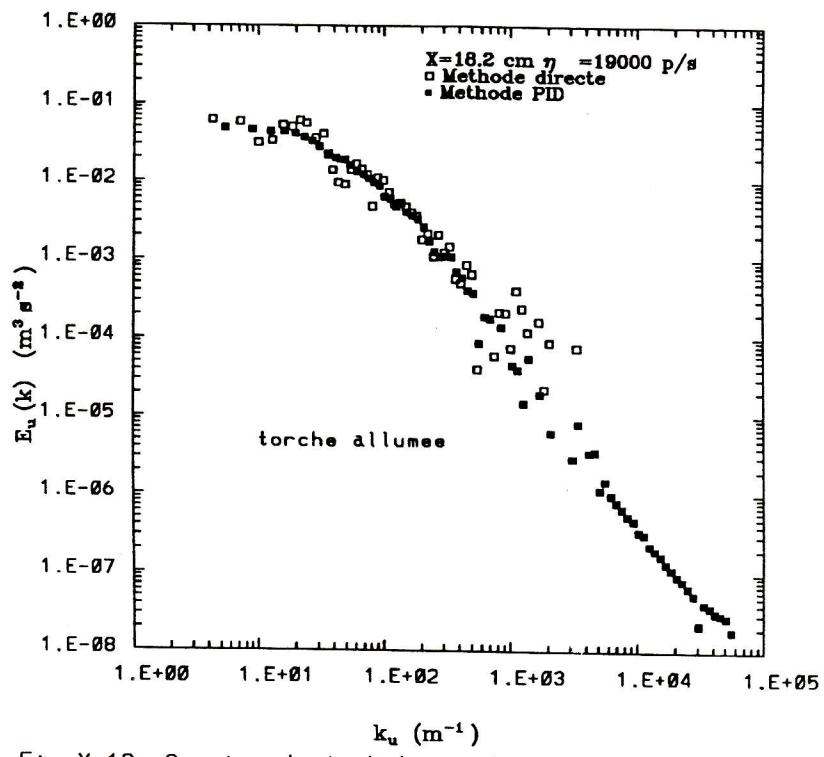


Fig X-12 Spectre de turbulence de u' [torche à plasma]

Dans le tableau X-2 sont portés les résultats des échelles dynamiques calculées par les quatre approches de traitement des données VDL, tout en restant très critique par rapport aux échelles obtenues à partir des spectres.

X-6 CONCLUSION

L'application des différentes méthodes d'analyse spectrale aux données obtenues sur le dispositif de la torche à plasma montre que :

La méthode des interpolations nécessite des taux de mesures très élevés et des durées d'enregistrement très élevées par rapport à la microéchelle indépendamment du niveau turbulence.

La méthode des produits d'intervalles discrets est plus adaptée à traiter n'importe quel niveau de turbulence sans biais à condition que le taux de mesures soit élevé et la durée d'enregistrement soit plus grand que l'échelle intégrale et que le bruit soit filtré ou corrigé pour les faibles niveaux de turbulence.

La méthode spectrale directe filtre le bruit et donne des résultats satisfaisants dans les seuls cas de faible turbulence, car les résultats sont biaisés pour les cas de forte turbulence à cause de la dépendance entre l'échantillonnage et la vitesse des particules.

CONCLUSION

Le biais dans les estimations des moments statistiques peut être éliminé soit en utilisant un rééchantillonnage à pas de temps fixe avec une interpolation carrée pour les cadences de données faibles soit par une pondération par l'intervalle de temps entre deux mesures successives pour des cadences élevées.

Il peut être conclu de cette étude que l'approche directe produit des estimations spectrales correctes des données VDL pour les niveaux de turbulence faibles ($I_u < 0,3$), même si la densité des particules est faible. Pour les cas des densités de particules relativement élevées et des niveaux de turbulence de valeur entière ($I_u > 1$), la méthode de rééchantillonnage peut être choisie et il est possible de réduire l'effet de "aliasing" observé vers les fréquences maximales en employant une interpolation polynomiale entre les données successives de la VDL.

Cependant, il est clair que la méthode directe ne donne pas des bonnes estimations du spectre pour des intensités de turbulence élevée, quoique qualitativement le spectre calculé peut être correct.

Les conditions les plus difficiles à traiter sont les cas des densités de particules faibles ($r < 1$) et les niveaux de turbulence élevée ($I_u > 1$). Aucune approche adéquate n'est trouvée pour ces cas, et le choix des techniques existantes doit se faire avec précaution.

Il faut signaler que la MPID donne des résultats nettement meilleurs que les méthodes testées dans ce chapitre indépendamment de l'énergie turbulence. Par contre elle est dépendante du taux d'échantillonnage et de la durée des blocs.

Pour tous les résultats présentés, on peut assurer que les traitements ont été accomplis avec le plus grand soin, en respectant les paramètres, telle que la durée des blocs et le nombre de blocs moyennés [5].

On peut résumer les performances, les exigences et les inconvénients des trois méthodes spectrales qui ont donné des résultats convenables.

a) -Méthode des produits à intervalle discrets (MPID)

Inconvénients

- Pour les niveaux de turbulence faible ($I_u < 0,3$), les résultats de cette méthode sont biaisés par le bruit haute fréquence.
- Elle n'est pas adaptée à traiter les écoulements instationnaires (ou présence de basses fréquences dans les signaux).
- Elle demande des temps de calcul relativement lents.

Exigences

La MPID exige :

- Une distribution des intervalles de temps d'acquisition Poissonnienne.
- Une cadence élevée (fréquence d'échantillonnage supérieure à 2 fois la fréquence de Nyquist).
- Une durée d'enregistrement d'une valeur correcte.
- Une correction du bruit haute fréquence sur coefficient d'autocorrélation.
- Le nombre de données cumulées doit être de l'ordre de 10^5 pour obtenir une bonne stabilité.
- Le retard de temps τ_{\max} doit être plus grand que l'échelle intégrale et beaucoup plus petit que la durée du bloc.
- L'intervalle de temps de résolution de l'autocorrélation $\Delta\tau$ doit être plus grand que le plus petit intervalle de temps entre les échantillons Δt_{\min} du bloc, et plus petit que l'intervalle de temps moyen entre les échantillons Δt_{moy} .

Avantages

- La méthode n'est pas affectée par le biais des données incontrôlées même si le niveau de turbulence est élevé ($I_u > 1$).
- Le bruit haute fréquence peut être corrigé sur l'autocorrélation ce qui permet une détermination plus précise de la microéchelle.

b) -Méthode des interpolations

Inconvénients

- L'interpolation amène des biais compte tenu de l'arrivée aléatoire des particules.
- Ne peut pas traiter les données des écoulements instationnaires.

Exigences

- La méthode exige une cadence très élevée ($r > 1$) (fréquence d'échantillonnage supérieure à 3 fois la fréquence de Nyquist).
- Une durée de bloc très supérieure à l'échelle intégrale.
- Un niveau de turbulence élevé ($I_u > 1$).
- Le nombre d'échantillons traités par bloc N doit être une puissance de 2 pour les algorithmes de la FFT.

Avantage

La méthode est la plus rapide grâce aux routines de la FFT.

c) -Méthode directeInconvénients

- Le biais des données incontrôlées pour les niveaux de turbulence élevés ($I_u > 1$).
- Temps de calcul long.

Exigences

- Elle exige des niveaux de turbulence faible ($I_u < 0,3$) (même si la cadence est faible $r < 1$).

Avantages

- Filtre le bruit haute fréquence.
- Le calcul n'a pas de limite sur les hautes fréquences.

Remarquons qu'il n'existe pas de méthode pour les cas de niveaux de turbulence élevés et de cadence de mesures faible.

Il a été démontré que la MPID est la méthode la plus adaptée à analyser les données de la VDL pour les différents niveaux de turbulence et cadence de particules. C'est pourquoi elle est retenue pour traiter les données de la flamme en "V" (stationnaire) et de la chambre de l'ARC (instationnaire).

REFERENCES

- [1] **Buchhave P.** , "Biassing errors in individual particule measurements with LDA counter signal processor" ; Proc. LDA Symp. Copenhaque 1975 258-278.
- [2] **Durao D.F.G., Whitelaw J.H.** , "Relationship between velocity and signal quality in Laser Doppler Anemometry". 1979, J. Phys. 5, 12, 47-50.
- [3] **Kennedy M.** "Some aspects of seeding flames with refractory oxide particles". Comb. Sci. and Technology, vol. 27, pp. 244-252.
- [4] **Tropea L.D.** "Turbulence induced spectral biais in Laser anenometry". Rep. LSPM T/86. Lehrstuhl fur Stromungsmechanik, England FRG (1986) .
- [5] **Srikantaiah, D.V. and Coleman, H.W.**, "Turbulence Spectra from Individual Realization Laser Velocimetry Data", Experiments in Fluids, Vol 3, 1985, pp. 35-44.
- [6] **Roberts, J.B. and Gaster, M.**, "Estimation of spectra from Randomly Sampled Signals," Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol 371, 1980, pp. 235-258.
- [7] **Adrian, R.J. and Yao, C.S.**, "Power Spectra of Fluid Velocities Mesured by Laser Doppler Velocimetry" Proceedings of VME Writer Annual Meeting, Nov. 1985, pp. 197-208.
- [8] **Erdmann, J.C. and Tropea, C.D..**, "Statistical Biais of the Velocity Distribution Function in Laser Anenometry," Laser Anemometry in Fluid Mechanics, Ladoan, Lisbon, 1984, pp. 333-404.
- [9] **Buchhave, P.** "The Measurement of turbulence with the Burst-type Laser Doppler Anemometer-Errors and Correlation Methods". Turbulence Research Lab., SUNY, Buffalo, TRL-106, Sept. 1973.

QUATRIEME PARTIE

**APPLICATION
A
L'INTERACTION TURBULENCE-COMBUSTION
EN
STATIONNAIRE ET INSTATIONNAIRE**

INTRODUCTION

La méthode des produits à intervalles discrets mise au point dans la troisième partie est appliquée à deux types de dispositifs développés et étudiés au laboratoire.

La première étude concerne la flamme en "V" dont l'écoulement turbulent est stationnaire. L'étude de cette flamme turbulente de prémélange a un intérêt primordial tant pour la compréhension du phénomène d'interaction turbulence-combustion que pour la modélisation de la turbulence modifiée par la flamme pour les applications industrielles.

La seconde est consacrée à l'étude de la chambre de l'ARC dans laquelle se développe un écoulement turbulent instationnaire et qui simule les conditions dans les moteurs à piston. L'étude de la turbulence dans les moteurs est confrontée aux problèmes suivants :

-L'écoulement instationnaire, injecté dans le cylindre pendant la phase d'admission, joue un rôle important dans la création de la turbulence.

-La génération de la turbulence non identique à chaque cycle conduit à des taux globaux de combustion dispersés.

-Deux effets accompagnent la propagation de la flamme, la propagation turbulente de la flamme et l'expansion des gaz brûlés.

Donc le problème réside dans la définition de la turbulence dans les moteurs pour pouvoir déterminer ses caractéristiques et concevoir des codes de calcul numériques qui simulent les phénomènes de combustion dans les moteurs à piston.

Pour ces deux expériences nous nous attacherons plus particulièrement à la détermination des échelles et des spectres en essayant de mettre en évidence l'effet de la combustion.

CHAPITRE XI

FLAMME EN "V"

ÉCOULEMENT STATIONNAIRE

XI-1 INTRODUCTION

L'étude de l'interaction de la flamme et de l'écoulement turbulent doit conduire à une meilleure compréhension de la combustion turbulente, car le taux de réaction dans la flamme est dominé par l'échange turbulent de chaleur, masse et quantité de mouvement. Les caractéristiques de l'écoulement turbulent sont influencées par l'existence de la flamme. Le travail que nous allons mener tente d'étudier l'influence de la flamme sur les caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement (second aspect de la combustion turbulente).

Le but des mesures réalisées sur le dispositif de la flamme en "V" est essentiellement tourné vers l'étude des caractéristiques de la turbulence, tels que l'autocorrélation, le spectre de puissance, et les échelles Eulériennes de la turbulence. Quelques profils de vitesse moyenne et d'intensités de turbulence sont donnés en complément. Les profils détaillés sont accessibles dans la thèse de **Rachid** [1]. Les mesures sans combustion sur l'axe longitudinal sont faites pour la comparaison.

D'autres travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, ont été effectués sur le second aspect de la combustion turbulente par des chercheurs comme **Gökalp** [2], **Cheng** [3], **Gouldin** [4].

XI-1 MESURES DE VITESSE

Concrètement, les mesures de vitesse de l'écoulement et le calcul de différents paramètres de la turbulence sont réalisés dans deux situations d'écoulement différentes. Les mesures sans et avec flamme sont effectuées en présence du fil de platine sur l'axe vertical ($Z = 17 \text{ M}, 19 \text{ M}, 23 \text{ M}$ et 30 M). M étant la maille de la grille génératrice de la turbulence initiale, elle est égale à 5 mm. Le schéma de la figure XI-0 représente les différentes stations de mesure.

Les résultats sont donnés dans deux buts bien précis, le premier est l'étude des effets de la combustion sur la turbulence et le deuxième est de fournir les données expérimentales applicables à la simulation et à la modélisation de la combustion turbulente dans le cas d'une flamme de pré-mélange H_2 -air en "V".

Sur les figures XI-1, XI-3, les profils longitudinaux et transversaux de la vitesse moyenne longitudinale sont représentés. Sur les figures XI-2, XI-4 sont portés les profils des intensités de turbulence corrigées du bruit pour les deux composantes de vitesse U et V .

Les profils axiaux de U avec et sans combustion sont tracés sur la figure XI-1. Leur comparaison indique que l'augmentation de la vitesse le long de l'axe Z est accrue par la présence de la flamme. Ceci est du principalement à l'expansion volumique des gaz brûlés, effet lié à l'élévation brusque de la température. Pour que le débit $Q = \rho \bar{U}$ reste constant avec une masse volumique qui diminue, \bar{U} doit forcément augmenter.

La comparaison des profils des intensités de turbulence (I_u, I_v) avec et sans combustion sur la figure XI-2 montre un écrasement des intensités et une perte totale de l'isotropie sur l'axe longitudinal Z en combustion. Dans les deux situations, on assiste à une décroissance monotone des intensités en fonction de Z , néanmoins le profil de I_v , en combustion, devient presque plat.

En fait, la surestimation des intensités de turbulence observée près du fil catalytique ($Z = 12 \text{ M}$) sur les deux composantes de vitesse dans le cas sans combustion, peut être attribuée aux tourbillons de Von Karman, créés derrière le fil catalytique de diamètre d . L'ampleur de ce phénomène est moins important dans le cas avec combustion, car les tourbillons se déclenchent très difficilement et leurs tailles lorsqu'ils arrivent à se déclencher sont très petites. En effet, si $R_c = 50$ est le Reynolds critique alors pour le déclenchement du phénomène de Von Karman, il faut que R_e soit plus grand que R_c . On peut calculer R_e comme suivant :

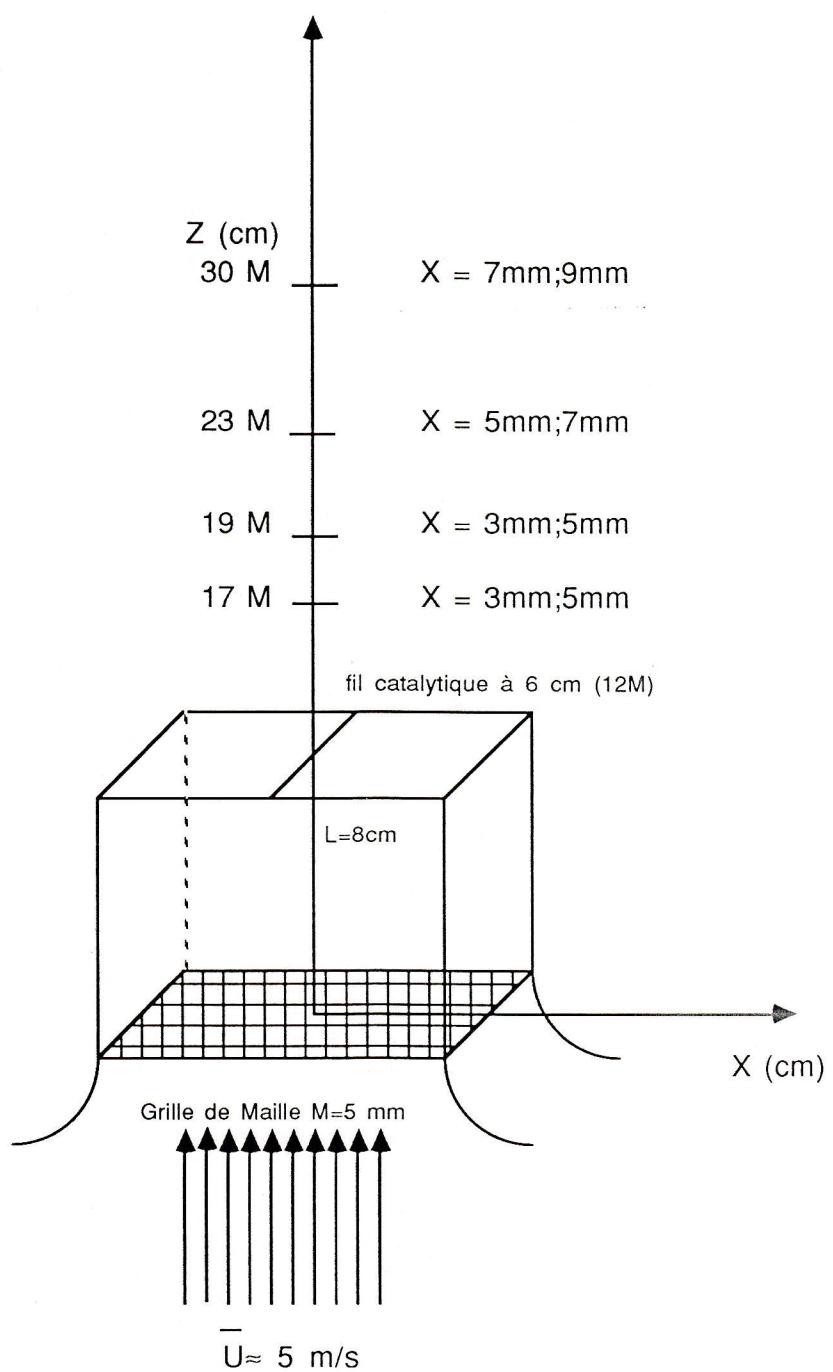
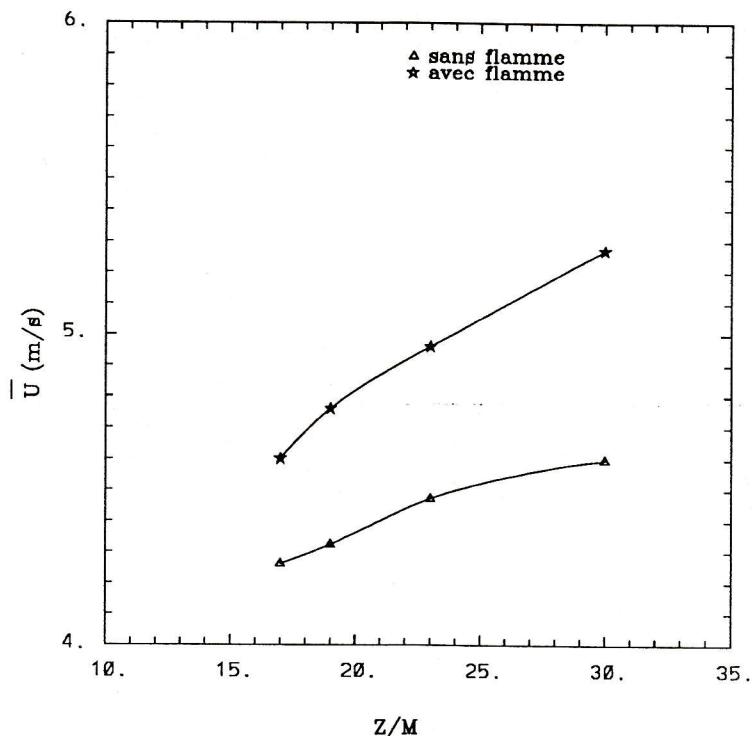
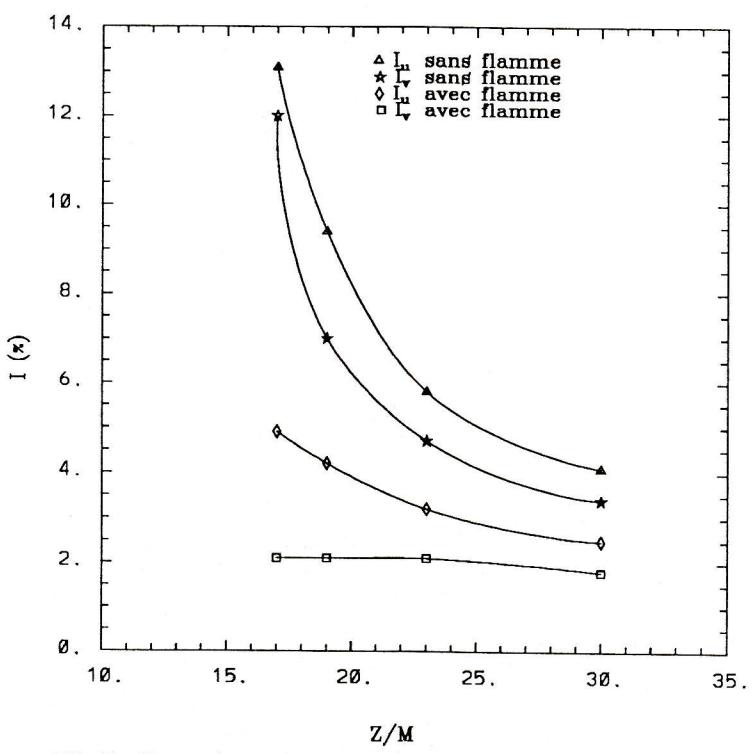


Figure XI-0 La sortie de veine de la flamme catalytique et les points de mesures

Fig. XI-1 Profils des vitesses moyennes ($X=Y=0$)Fig. XI-2 Profils des intensites de turbulence ($X=Y=0$)

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \text{ (°K)} \right)^{1,75}$$

($\nu_0 = 0,15$ à $T_0 = 20^\circ\text{C} = 293^\circ\text{K}$)

$$T_{film} = \frac{T_{film} + T_{écoulement}}{2} \simeq 1000^\circ\text{C}$$

($T_{film} = 1200^\circ\text{C}$, $T_{écoulement} = 200^\circ\text{C}$)

Le calcul donne la viscosité $\nu_{T_{film}} = 1,96$

Le Reynolds caractéristique de l'écoulement s'écrit :

$$R_e = \frac{\overline{U_\infty} d}{\nu_{T_{film}}} \quad (d = 0,04 \text{ cm le diamètre du fil})$$

Les fréquences des tourbillons de Von Karman sont adimensionnées par un temps convectif sous la forme du nombre de Stronhal $St = fd / U_\infty$ [11].

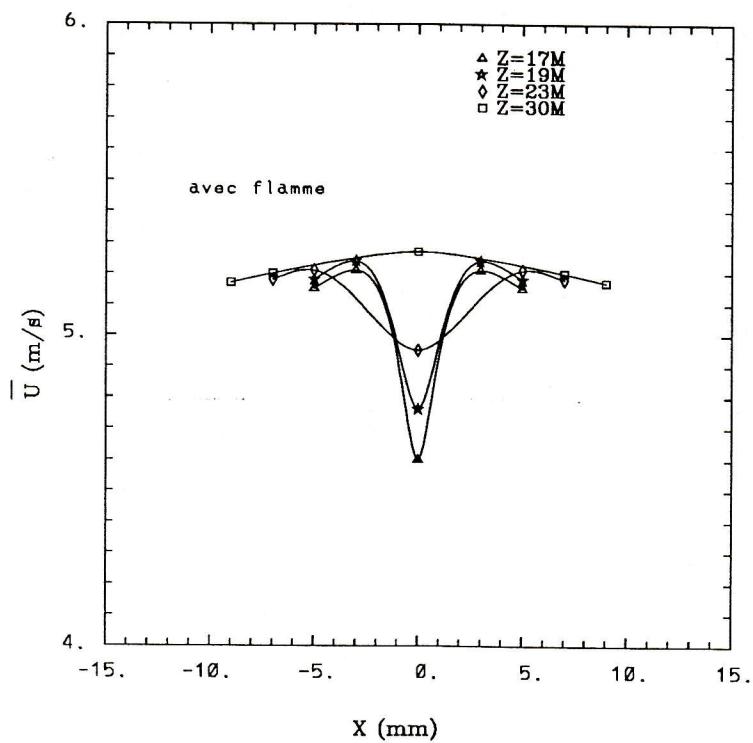
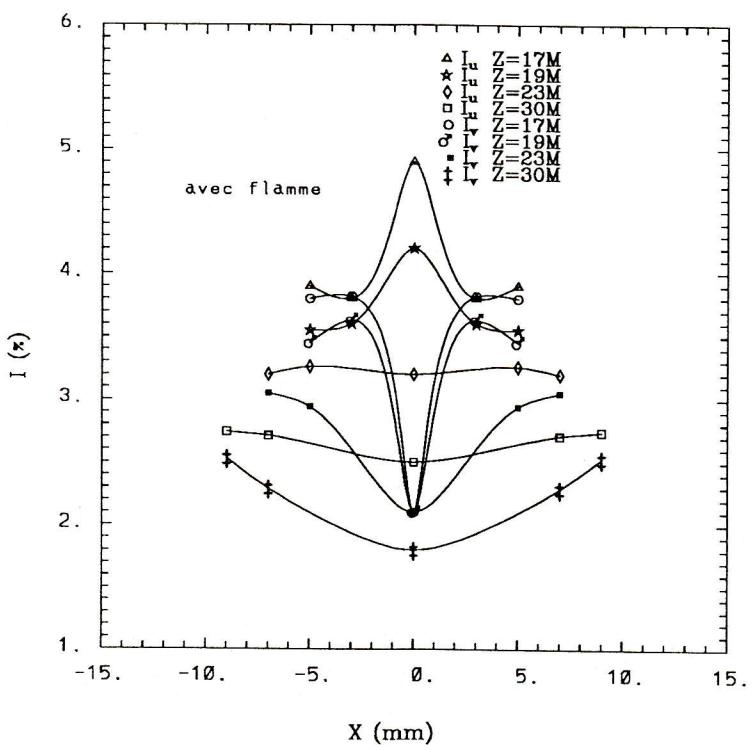
Dans le tableau XI-1 sont reportés les Reynolds calculés pour toutes les stations longitudinales avec et sans combustion. Les Reynolds calculés en présence de la flamme sont largement très en dessous du Reynolds critique, c'est pour cette raison que les tourbillons ne se créent pas. Nous verrons dans la suite que ce phénomène peut être mis en évidence par les autocorrélations et les spectres.

R_e sans combustion	R_e avec combustion
132	10

Tableau XI-1

R_e avec et sans combustion en fonction de Z

Les profils de vitesse moyenne de U le long de l'axe transversal X sont représentés sur la figure XI-3. Pour les trois premières stations de Z (17 M, 19 M, 23 M). Les profils présentent tous un minimum au centre dans les gaz brûlés et un maximum situé à la position du front de flamme, suivie d'une décroissance dans les gaz frais. En revanche, pour la station 30 M, la vitesse est maximale au centre puis décroît de façon monotone. Les profils transversaux des intensités de turbulence I_u et I_v sur l'axe (figure XI-4) pour les quatre stations précédentes présentent des différences significatives. Ensuite un rapprochement progressif dans les gaz brûlés au fur et à mesure qu'on s'éloigne du

Fig. XI-3 Profils des vitesses moyennes ($Y=0$)Fig. XI-4 Profils des intensités de turbulence ($Y=0$)

centre pour se confondre dans les gaz frais. Au centre, l'écart entre I_u et I_v est d'autant moins important qu'on s'éloigne du fil catalytique. I_v est toujours minimum au centre et croît lorsque l'on s'éloigne de l'axe, cependant celle de I_u passent par trois phases différentes. Pour les deux premières stations ($Z = 17 \text{ M}, 19 \text{ M}$), I_u est maximum au centre, puis le profil de I_u devient plat et présente un minimum au centre à 30M.

Sur les résultats précédents, on peut conclure que :

- 1 - L'isotropie est entièrement détruite dans les gaz brûlés, mais elle continue d'exister dans les gaz frais.
- 2 - En combustion, le niveau de turbulence I_u est plus important dans les gaz brûlés que dans les gaz frais. L'inverse est vrai pour I_v .

XI-3 AUTOCORRELATIONS ET SPECTRES

Les autocorrélations des fluctuations de vitesse longitudinale U et transversale V sont calculées par la MPID, en les corrigeant du bruit (Cf Chap. IX) ainsi que leurs spectres correspondants.

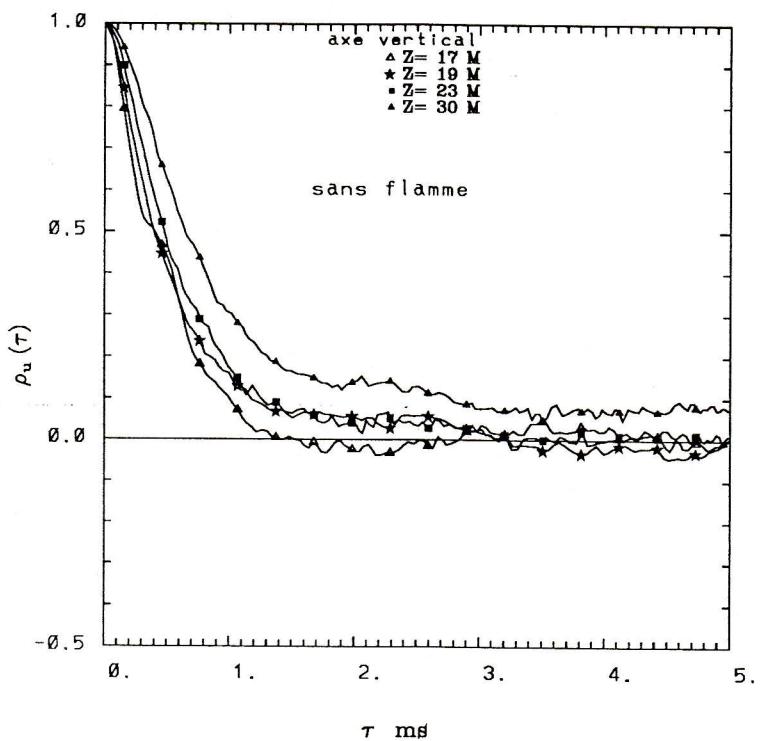
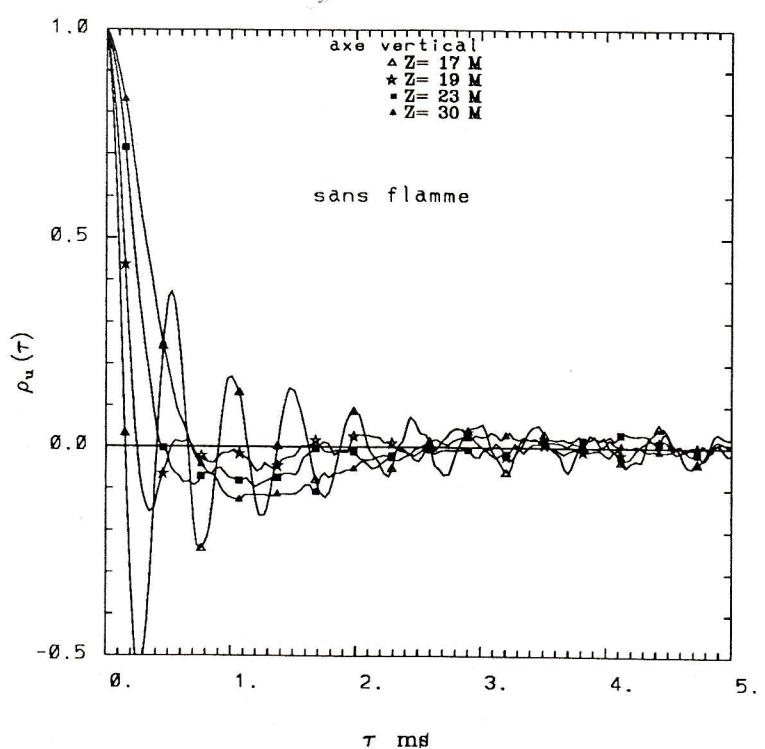
a) Axe longitudinal

Sur les figures XI-5, XI-6, XI-7 et XI-8 sont comparées les autocorrélations des deux composantes de vitesse, aux quatre stations longitudinales Z avec et sans flamme.

1- La première constatation peut se résumer dans l'augmentation du temps de corrélation le long de l'axe longitudinal (Fig. XI-5, Fig. XI-6). Ce phénomène est accru par la présence de la flamme surtout pour la composante U (Fig. XI-7, Fig. XI-8). On peut dire que la flamme à tendance à relaminariser l'écoulement turbulent.

2-La deuxième observation porte sur la présence des structures cohérentes (tourbillons de Von Karman) dans les autocorrélations de la composante transversale V (Fig. XI-6, Fig. XI-8) avec et sans flamme, symbolisées par les fréquences 3KHz pour $Z = 17 \text{ M}$ (Fig. XI-6). Ce phénomène est très important près du fil catalytique et se détruit progressivement en fonction de Z .

Les spectres peuvent apporter des informations complémentaires à celles déjà données par les autocorrélations. La comparaison des fonctions spectrales des fluctuations de vitesse longitudinale ($E_u(k)$) et transversale ($E_v(k)$), est effectuée pour quatre valeurs de Z avec et sans combustion sur les figures XI-9, XI-10, XI-11 et XI-12. k est le

Fig. XI-5 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm)Fig. XI-6 Autocorrelation de v' pour ($X=Y=0$ mm)

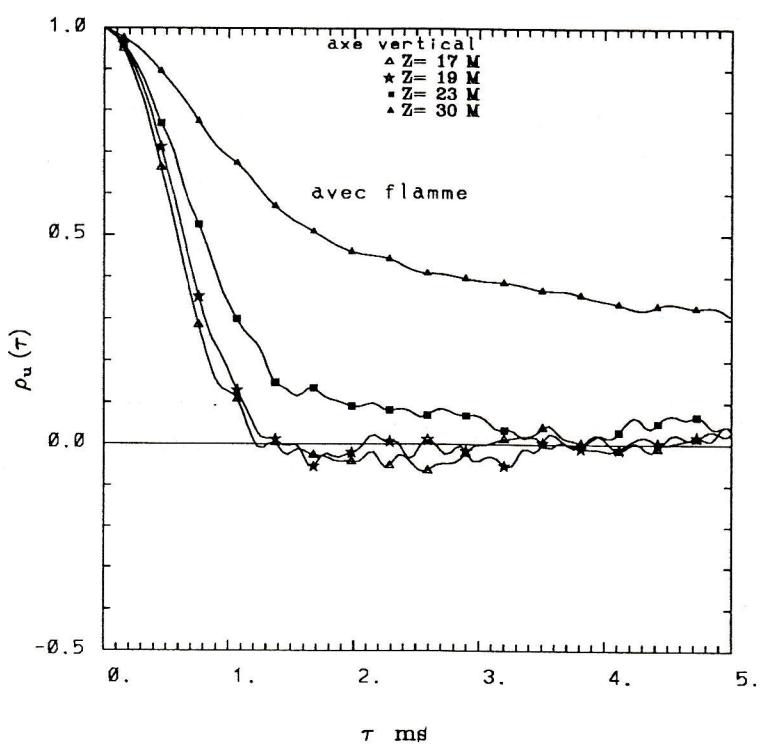


Fig. XI-7 Autocorrelation de u' pour ($X=Y=0$ mm)

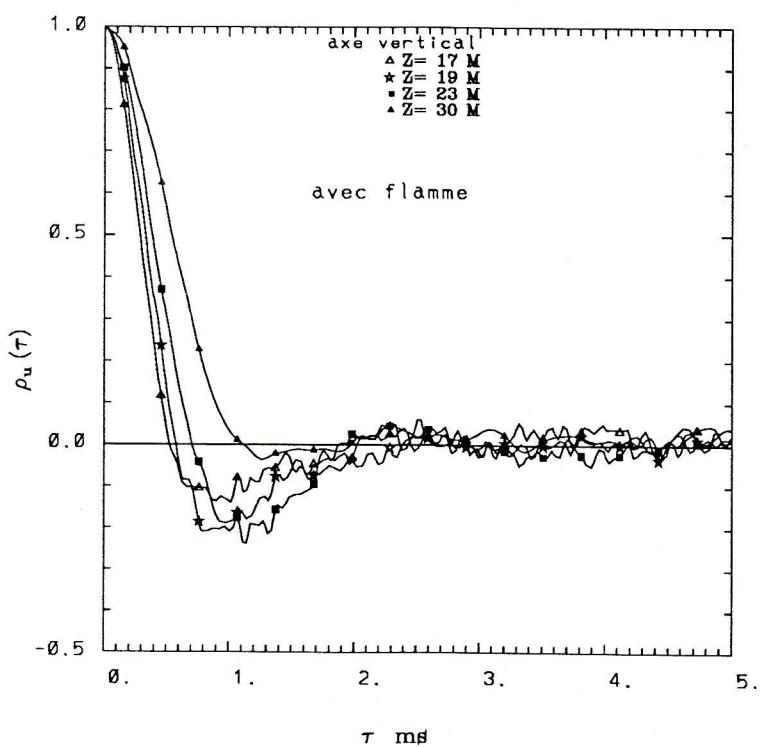


Fig. XI-8 Autocorrelation de v' pour ($X=Y=0$ mm)

nombre d'onde ($k = 2\pi n/U$) et $E_\alpha(k) = E_\alpha(n)U/2\pi$ avec n qui représente la fréquence (cf. Chapitre I).

L'énergie de turbulence est contenue principalement dans la gamme des nombres d'ondes inférieures à 600 m^{-1} pour la composante longitudinale et 1000 m^{-1} pour la composante transversale. L'énergie spectrale diminue plus vite à froid (Fig. XI-9, XI-10) et progressivement à chaud (Fig. XI-11, XI-12) le long de l'axe longitudinal Z . Les spectres de turbulence en combustion sont plus dissipatifs et tentent de transférer l'énergie vers les plus grands nombres d'ondes k . Sur la figure XI-10 une fréquence particulière est évidente à $k = 3000 \text{ m}^{-1}$ sur le spectre de V à $Z = 17 \text{ M}$. Cette fréquence peut être attribuée aux tourbillons de Von Karman.

Une présentation de l'énergie spectrale est donnée en $k F_\alpha(k)$ [2] ($F_\alpha(k_u)$) est la densité spectrale de la composante de vitesse α : $F_\alpha(k_u) = (E_\alpha(k_u)/\alpha'^2)$ sur les figures XI-13, XI-14, XI-15, XI-16, XI-17. Sur ces figures le maximum d'énergie se déplace vers les nombres d'onde faibles en diminuant généralement d'amplitude lorsqu'on s'éloigne du fil. Ceci est remarqué sur les deux composantes avec et sans combustion. Par contre près du fil à $Z = 17 \text{ M}$ et sur la composante V c'est le pic des tourbillons qui domine (Fig. XI-14, Fig. XI-17). Le pic des tourbillons de Von Karman est centré sur $k = 3000 \text{ m}^{-1}$, ce qui correspond à une taille de $l = 2,1 \text{ mm}$ ($k = 2\pi/l$).

Les spectres montrent une dissipation plus rapide pour V que U ce qui peut expliquer la perte d'isotropie. L'énergie de turbulence en combustion se dissipe plus vite à cause de l'augmentation de la viscosité ν .

b) Axe transversal

Les autocorrélations en évolution transversale pour les quatre stations longitudinales Z ($17 \text{ M}, 19 \text{ M}, 23 \text{ M}$ et 30 M) sont présentées sur les graphiques allant de la figure XI-18 à la figure XI-25. Sur ces profils, on remarque une décroissance rapide pour les retards de temps faibles suivi d'un ralentissement en s'éloignant des gaz brûlés pour tomber dans les gaz frais. Cependant les autocorrélations sur l'axe longitudinal Z atteignent zéro et deviennent négatives plus vite (figure XI-8) que ceux loin du centre, particulièrement pour la composante V et (figures XI-18, XI-20). Ceci ne peut être dû qu'au sillage du fil sur l'axe longitudinal.

Les spectres correspondants sont donnés dans les figures XI-26, XI-27, XI-28, XI-29, XI-30, XI-31, XI-32 et XI-33. L'information dégagée par le spectre complète celle des autocorrélations. L'évolution

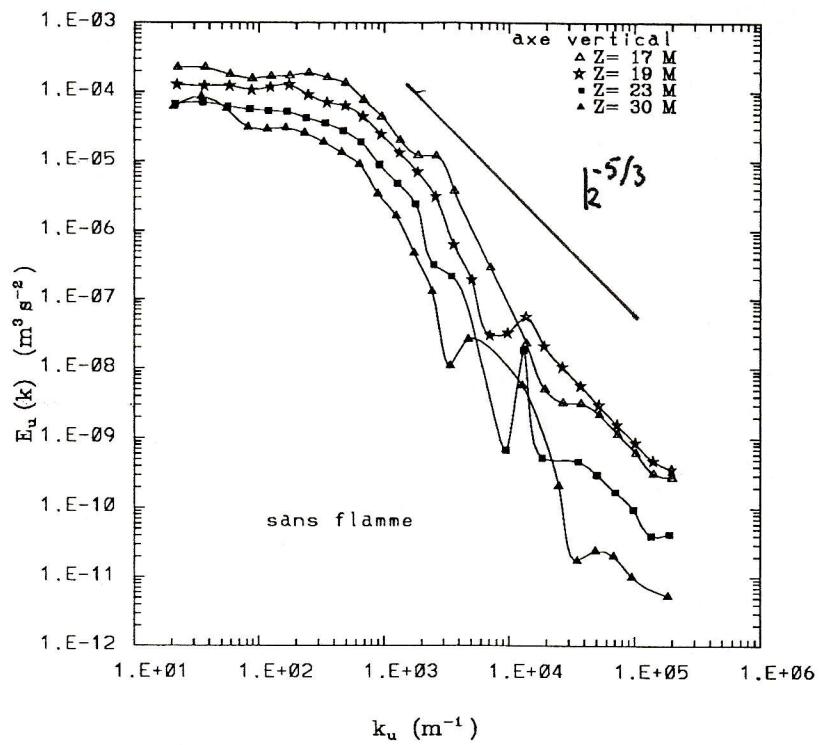


Fig. XI-9 Spectre de turbulence de u' pour ($X=Y=0$ mm)

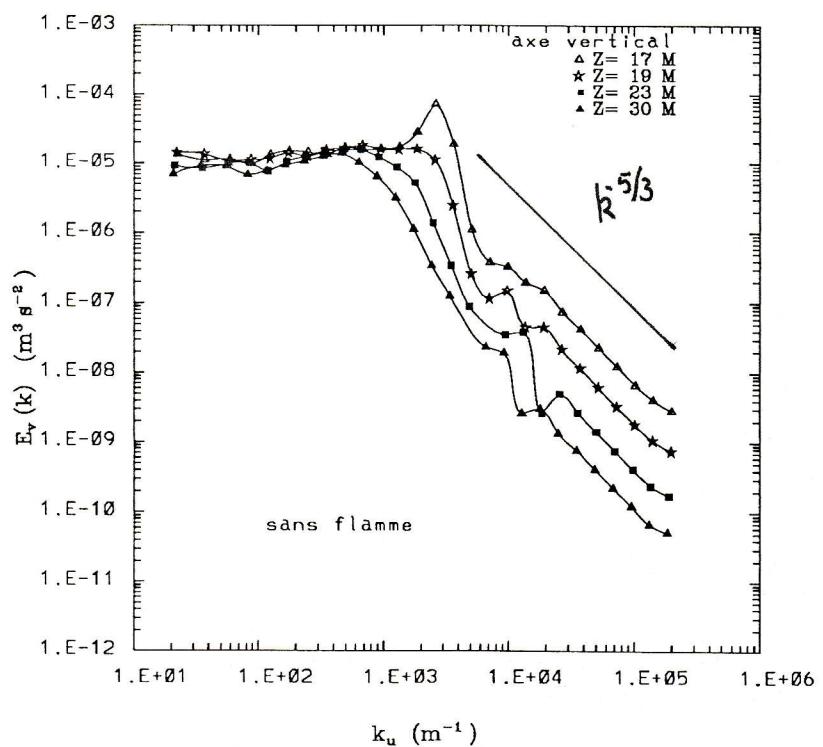


Fig. XI-10 Spectre de turbulence de v' pour ($X=Y=0$ mm)

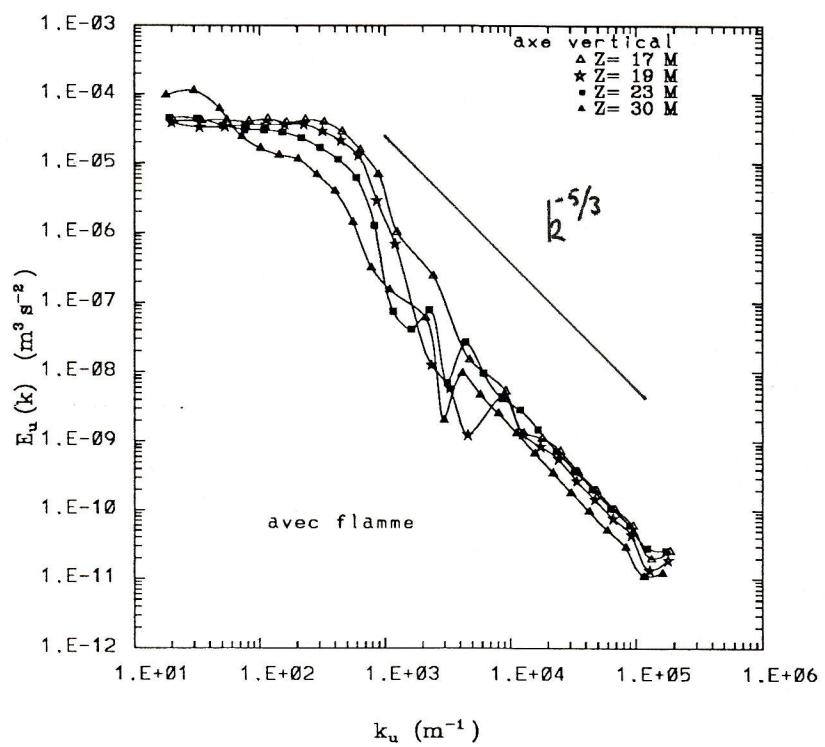


Fig. XI-11 Spectre de turbulence de u' pour ($X=Y=0$ mm)

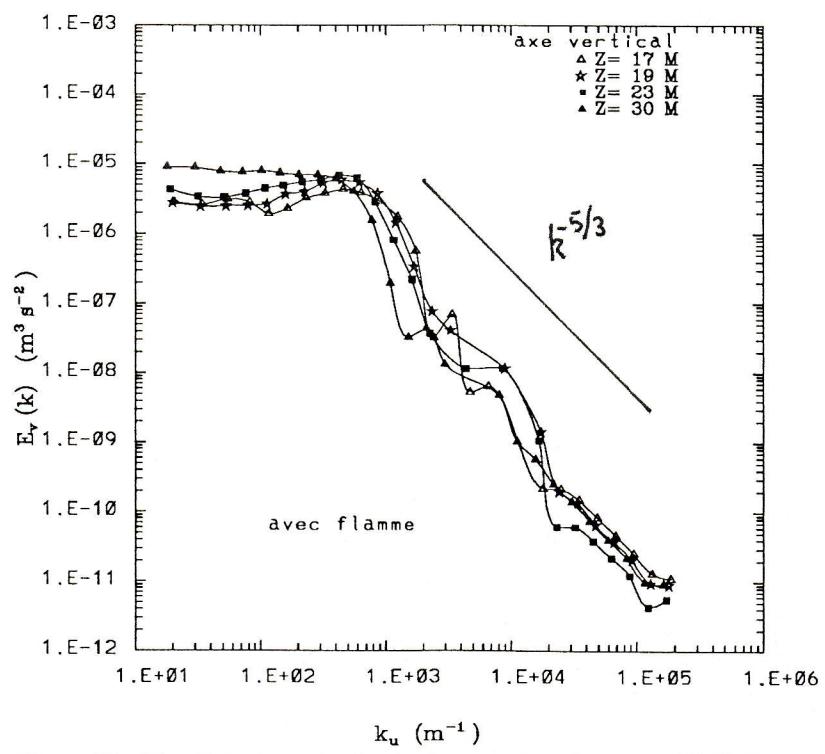
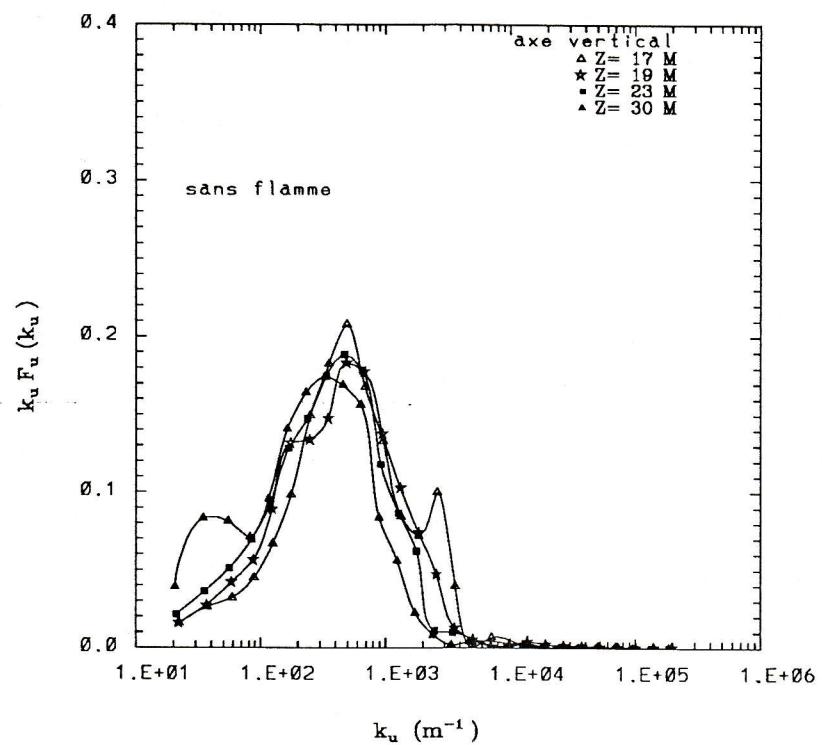
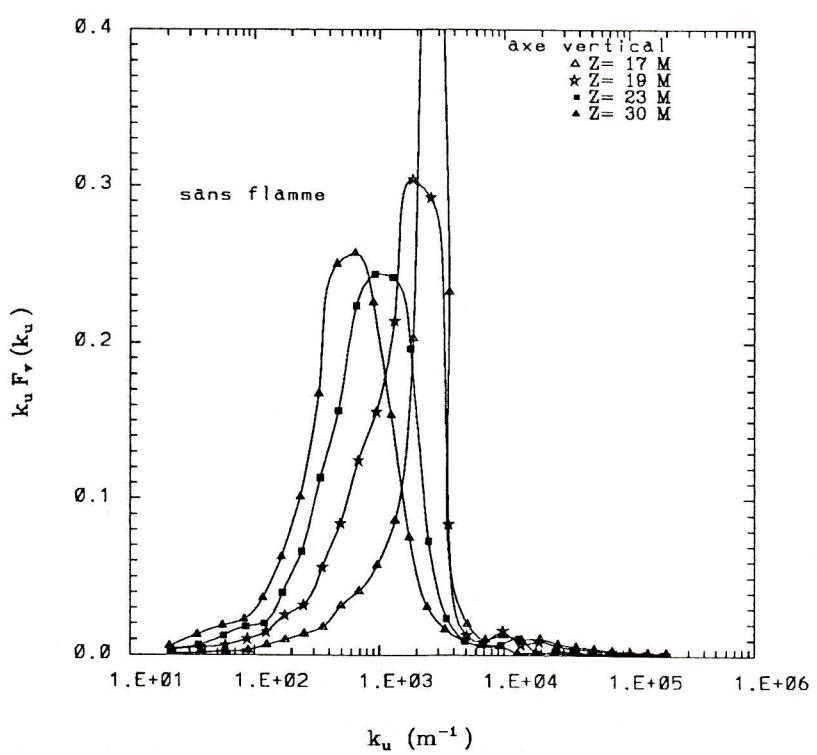


Fig. XI-12 Spectre de turbulence de v' pour ($X=Y=0$ mm)

Fig. XI-13 Spectre de turbulence de u' pour ($X=Y=0$ mm)Fig. XI-14 Spectre de turbulence de v' pour ($X=Y=0$ mm)

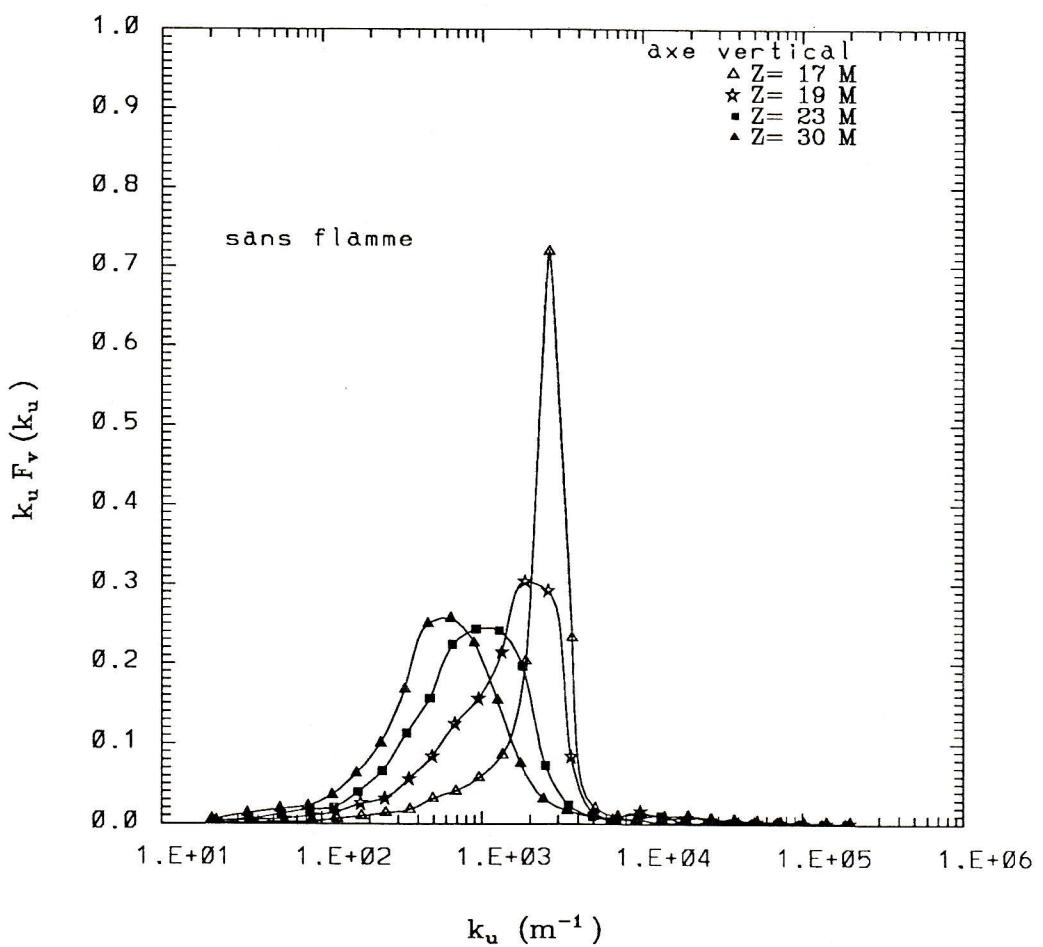


Fig. XI-15 Spectre de turbulence de v' pour $(X=Y=0 \text{ mm})$

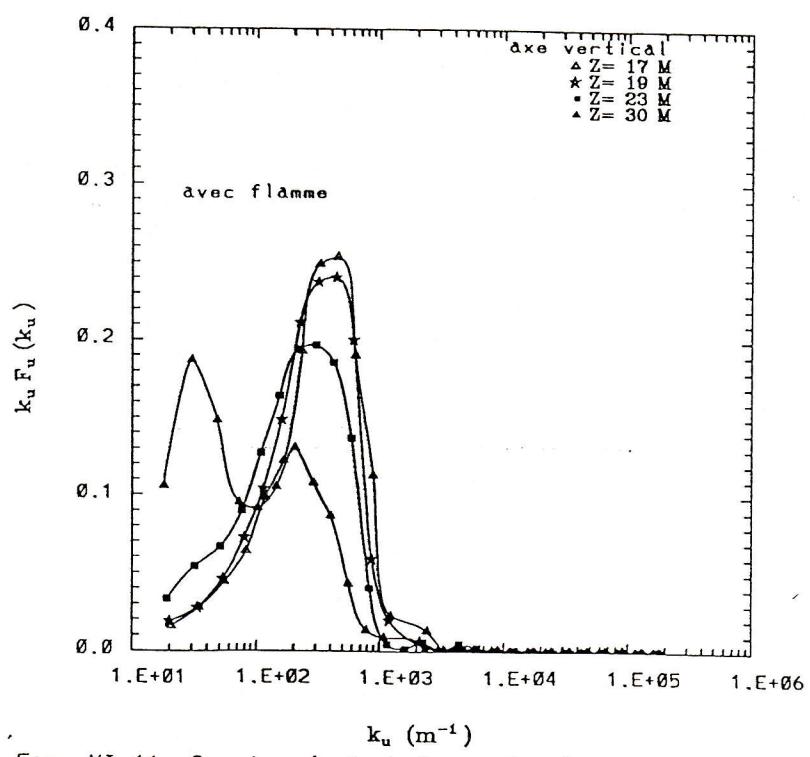


Fig. XI-16 Spectre de turbulence de u' pour ($X=Y=0$ mm)

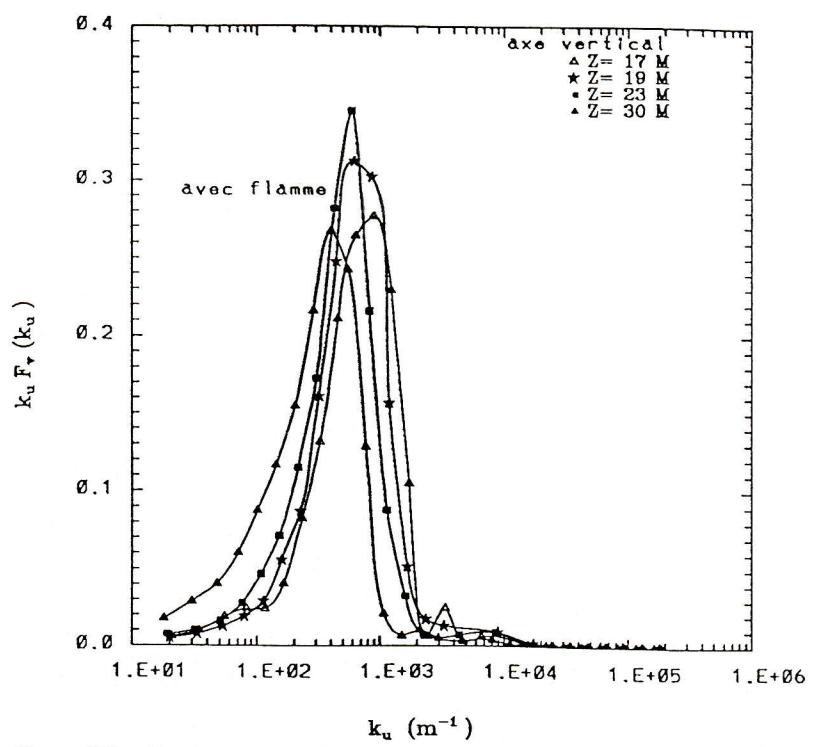


Fig. XI-17 Spectre de turbulence de v' pour ($X=Y=0$ mm)

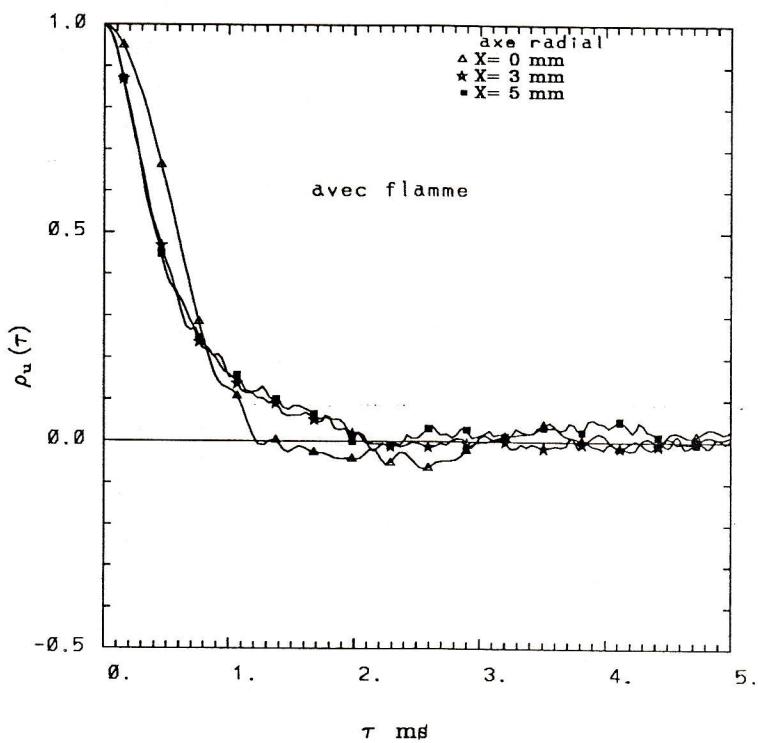


Fig. XI-18 Autocorrelation de u' pour ($Y=0$ mm, $Z=17M$)

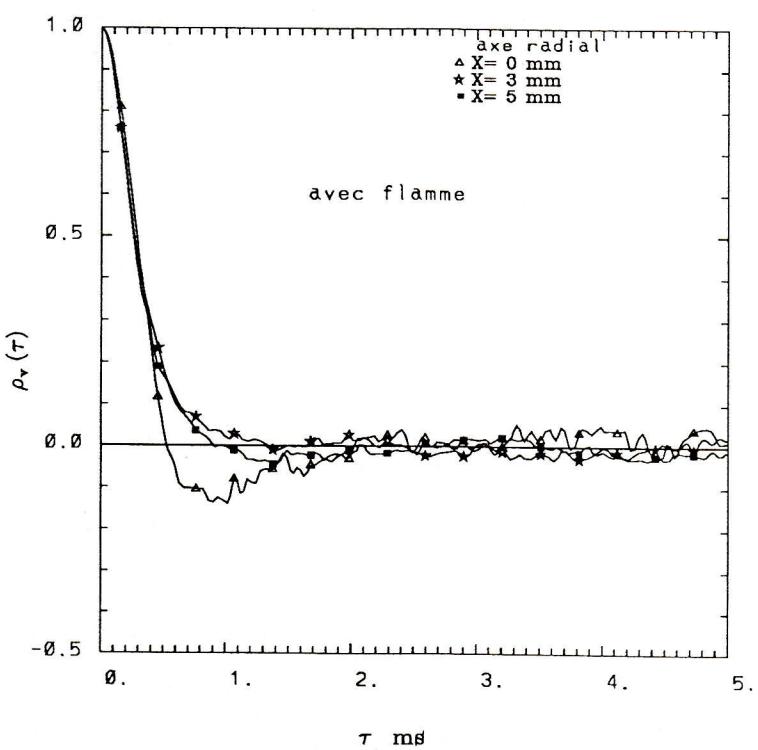
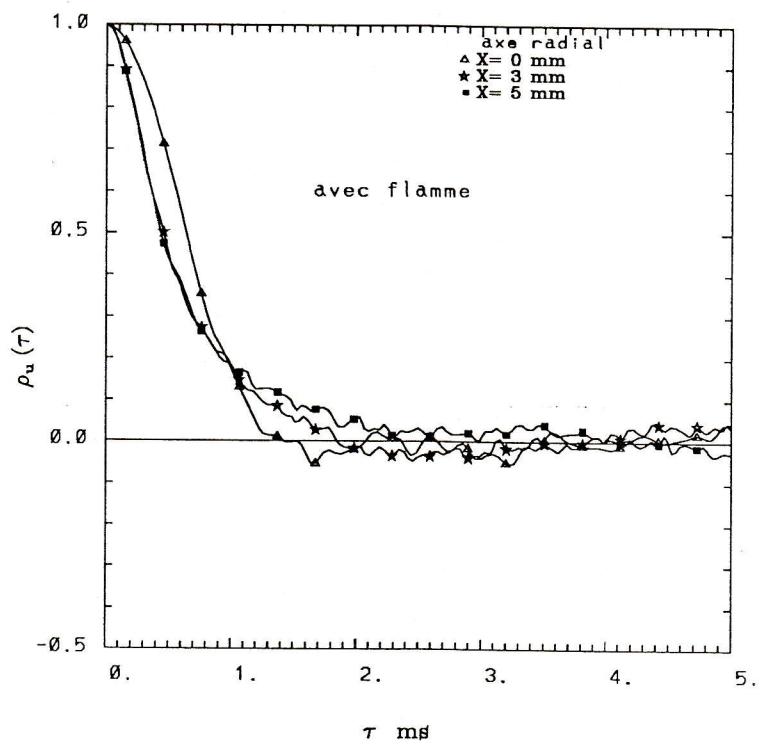
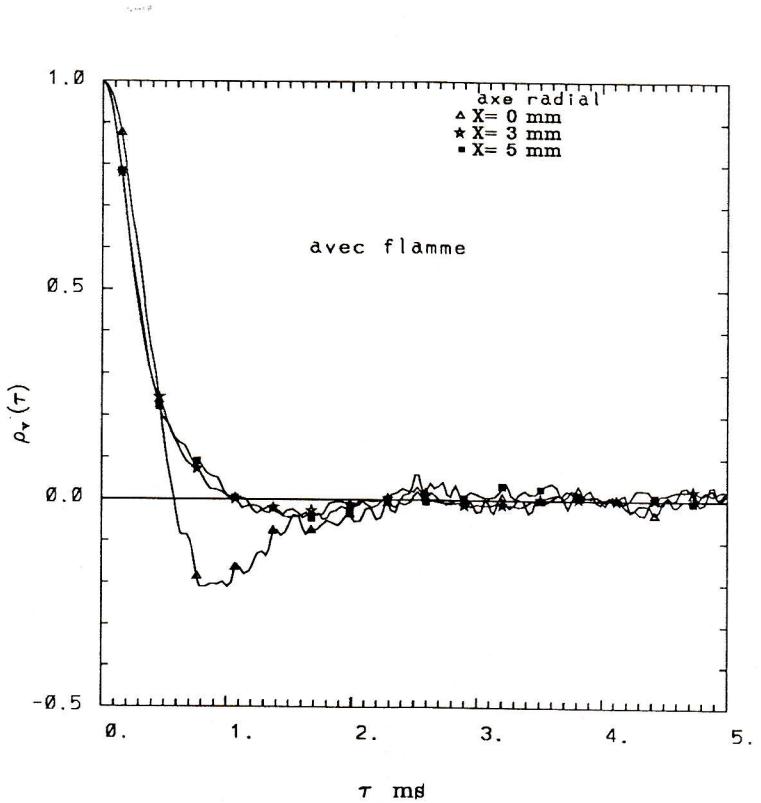


Fig. XI-19 Autocorrelation de v' pour ($Y=0$ mm, $Z=17M$)

Fig. XI-20 Autocorrelation de u' pour ($Y=0 \text{ mm}, Z=19\text{M}$)Fig. XI-21 Autocorrelation de v' pour ($Y=0 \text{ mm}, Z=19\text{M}$)

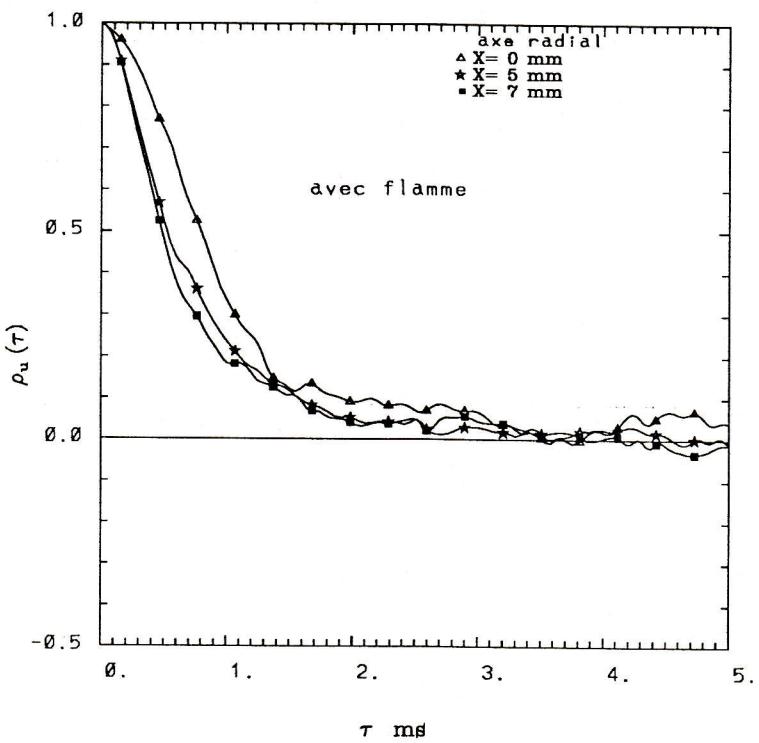


Fig. XI-22 Autocorrelation de u' pour ($Y=0$ mm, $Z=23$ M)

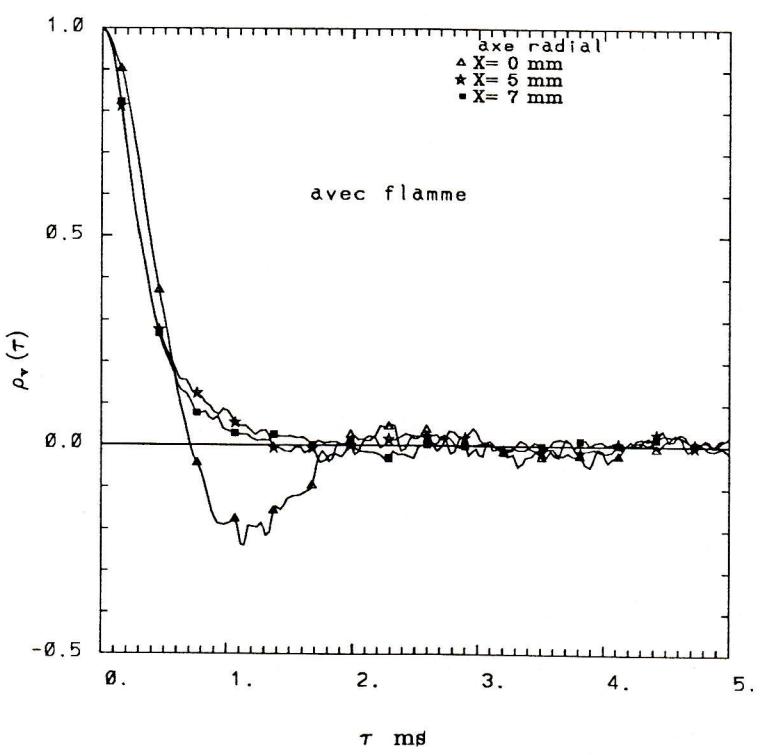


Fig. XI-23 Autocorrelation de v' pour ($Y=0$ mm, $Z=23$ M)

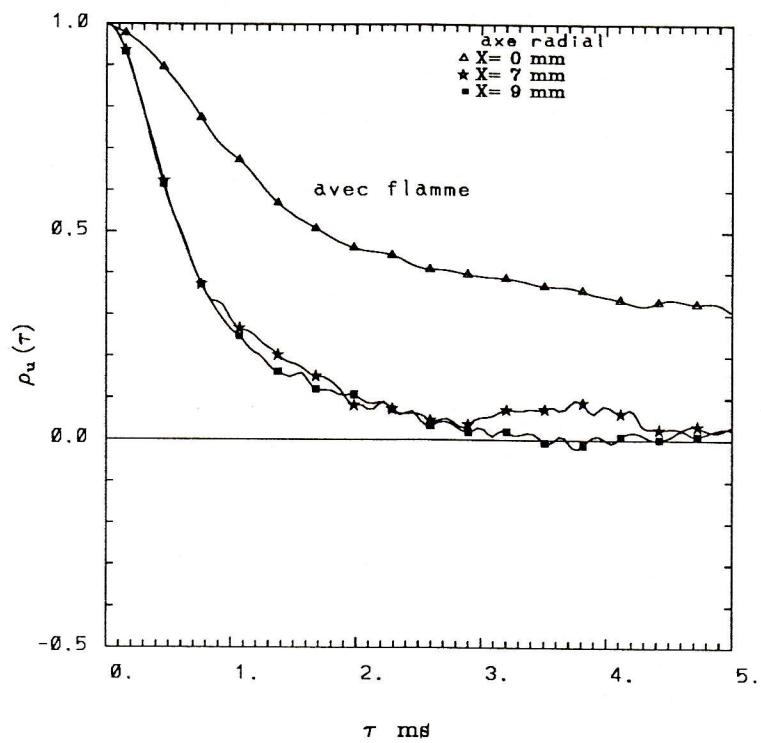


Fig. XI-24 Autocorrelation de u' pour ($Y=0$ mm, $Z=30M$)

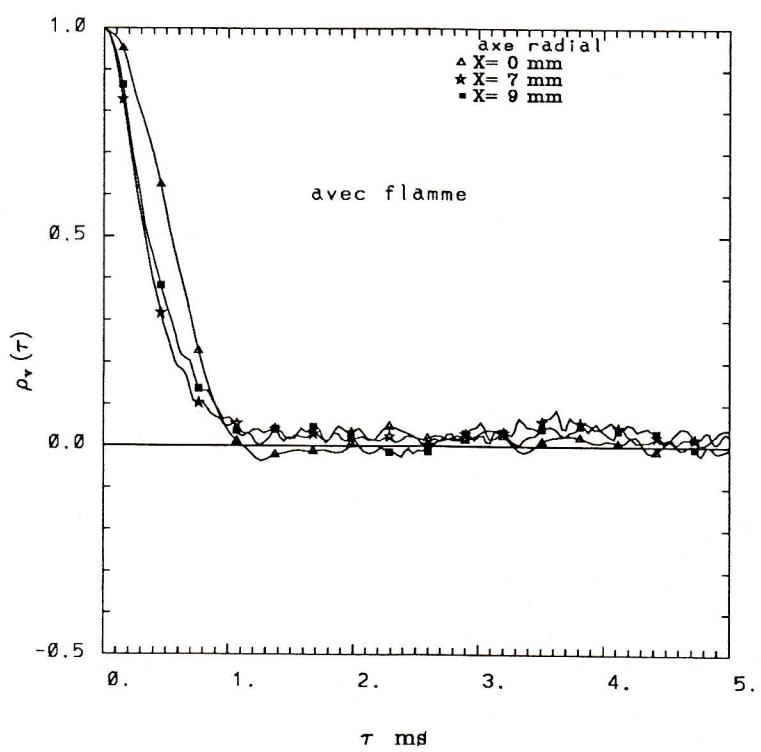
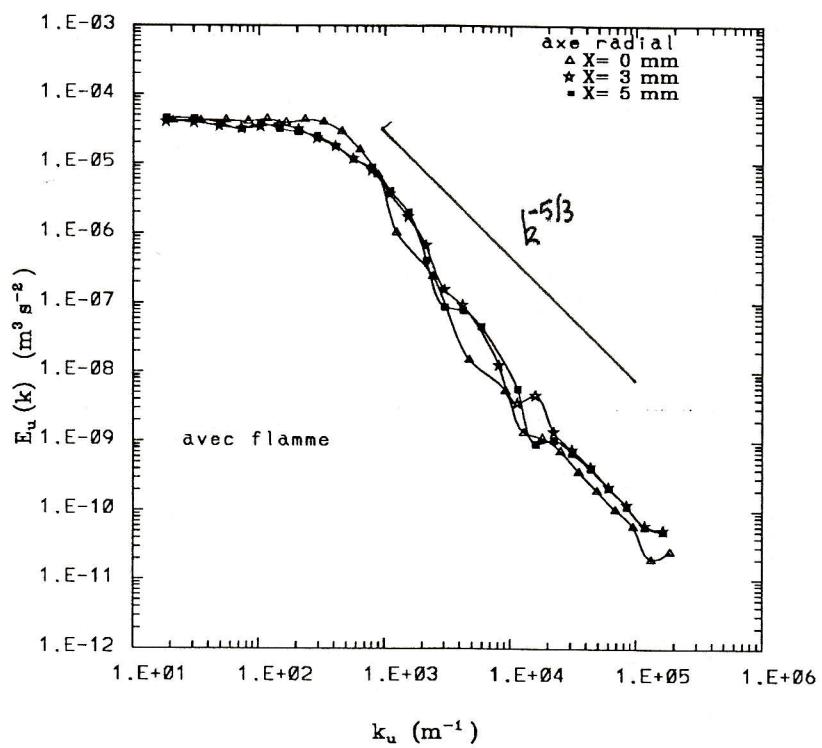
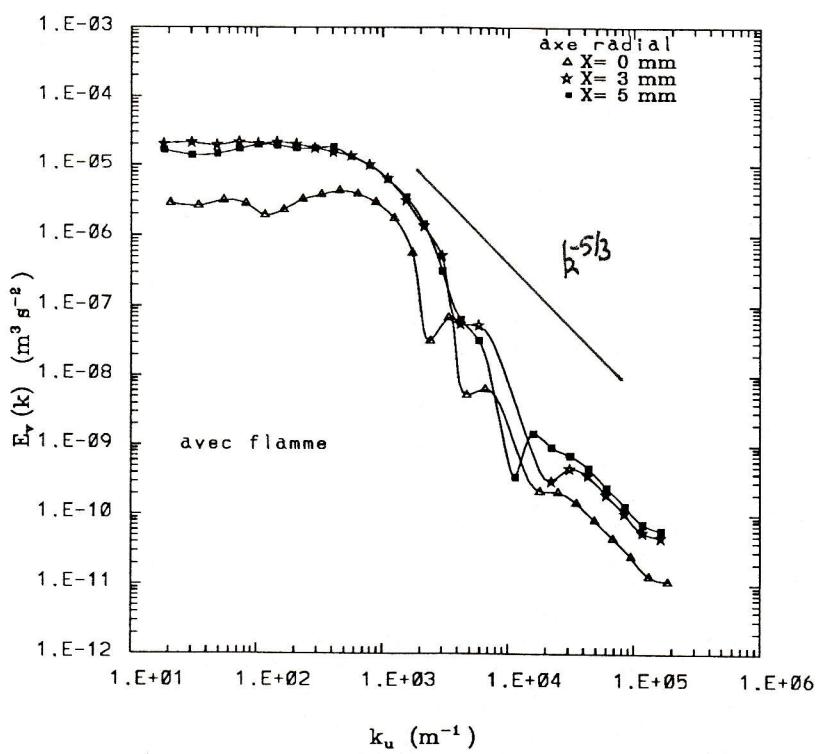
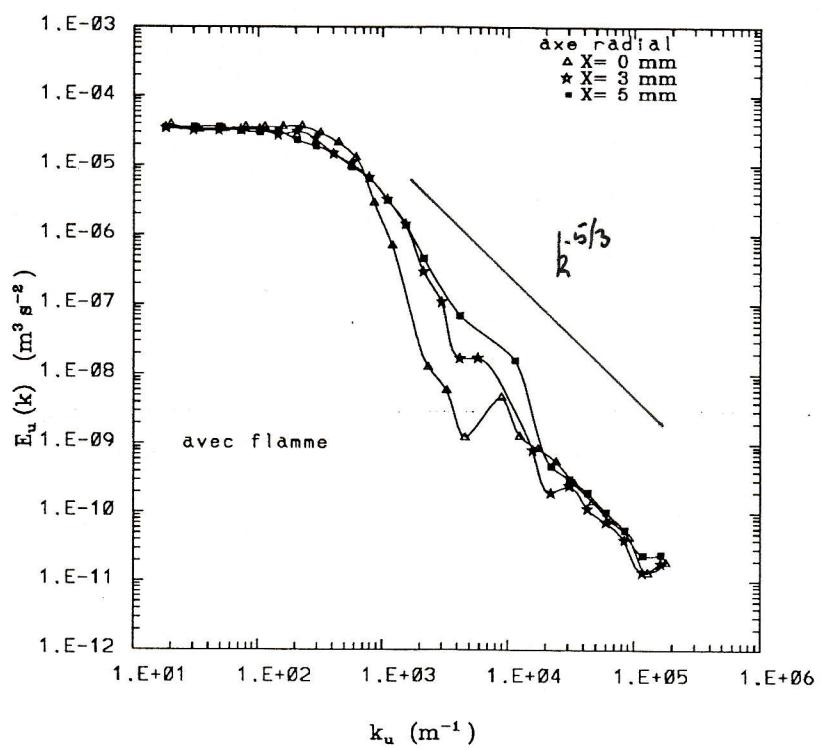
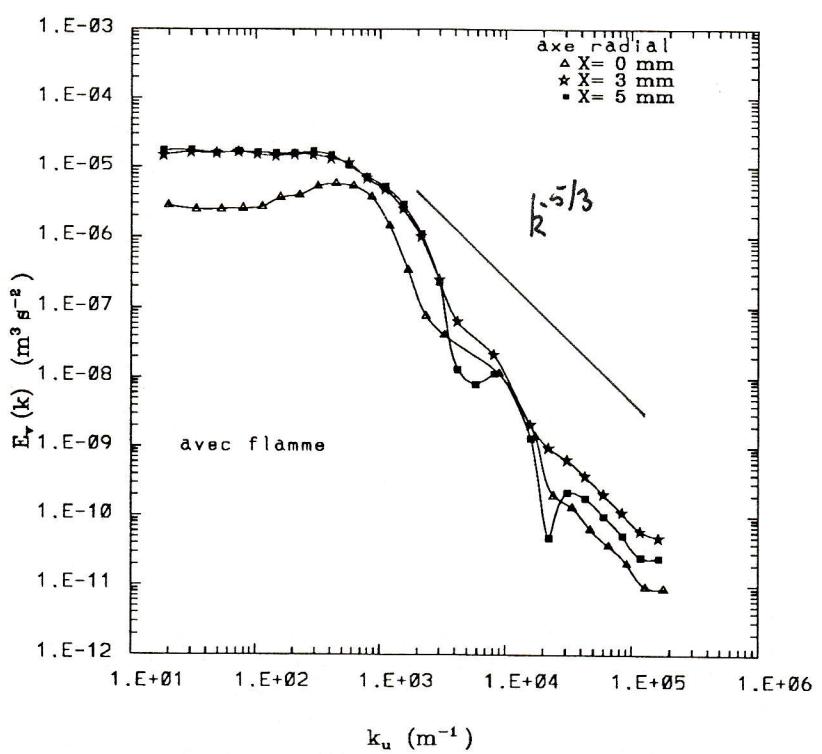


Fig. XI-25 Autocorrelation de v' pour ($Y=0$ mm, $Z=30M$)

Fig. XI-26 Spectre de turbulence de u' ($Y=0 \text{ mm}, Z=17\text{M}$)Fig. XI-27 Spectre de turbulence de v' ($Y=0 \text{ mm}, Z=17\text{M}$)

Fig. XI-28 Spectre de turbulence de u' ($Y=0 \text{ mm}, Z=19\text{M}$)Fig. XI-29 Spectre de turbulence de v' ($Y=0 \text{ mm}, Z=19\text{M}$)

transversale des spectres de la composante U est faible jusqu'à la station $Z = 23$ M, (Figures XI-26, XI-28, XI-30). A la station $Z = 30$ M, le détachement du spectre est net au centre ($X = 0$). Par contre l'énergie des faibles k de la composante V augmente rapidement en s'éloignant du centre ($X = 0$) et celà à toutes les stations (Figures XI-27, XI-29, XI-31). Dans $Z = 30$ M le spectre est sensiblement le même sur l'axe et à l'extérieur de la flamme (Figure XI-33).

XI-4 ECHELLES EULERIENNES

Les échelles spatiales sont déduites des échelles temporelles grâce à l'hypothèse de Taylor. La macroéchelle est calculée de deux façons différentes. D'une part les échelles intégrales sont calculées à partir des autocorrélations bruitées et corrigées (Cf Chapitre IX). Et de l'autre par l'échelle intégrale est estimée à partir du spectre (cf. Chapitre I). Cependant la microéchelle est calculée à partir de l'autocorrélation corrigée (Cf Chapitre I).

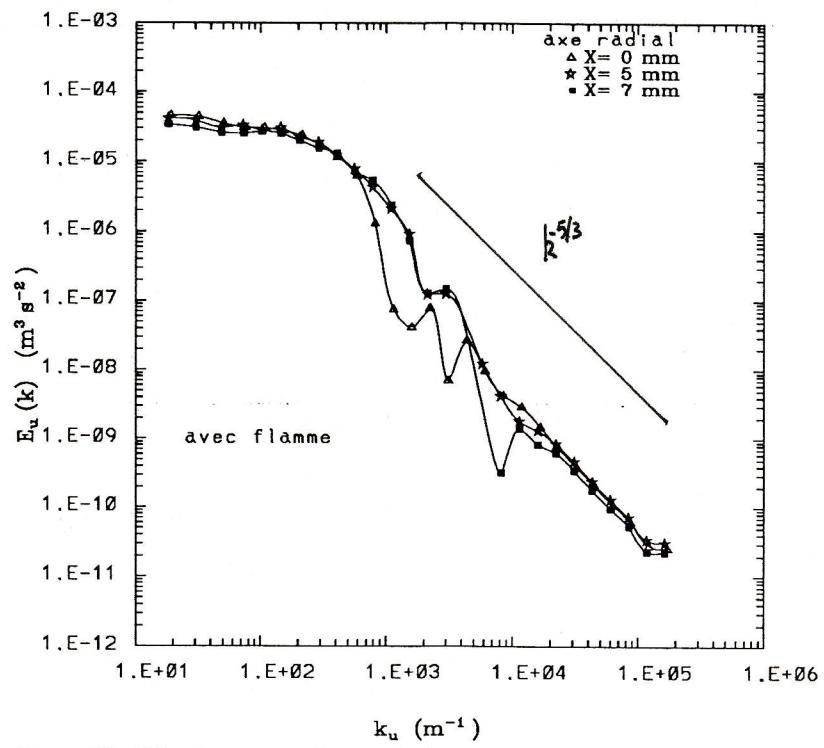
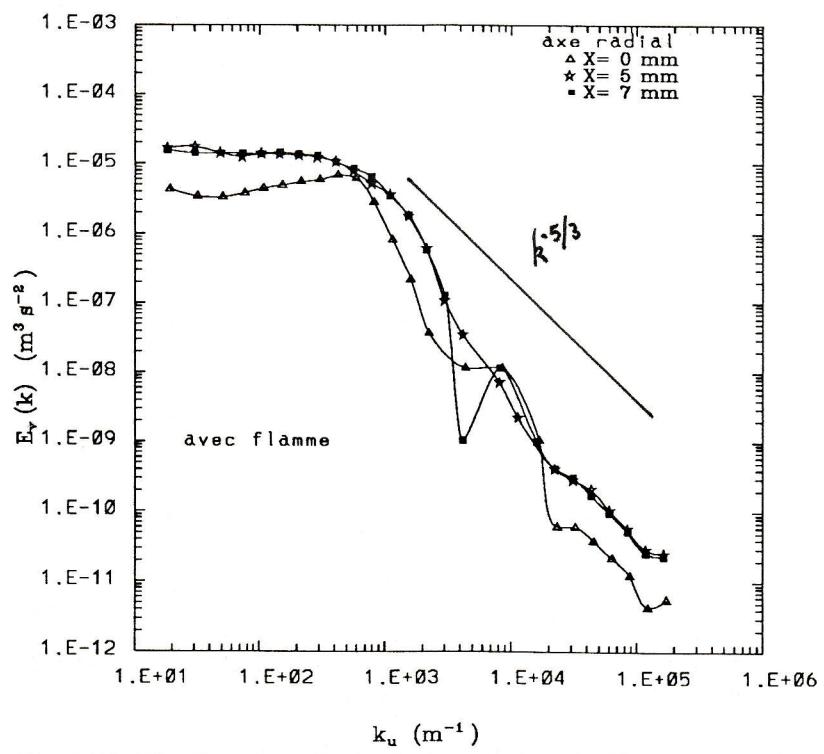
a) Axe longitudinal

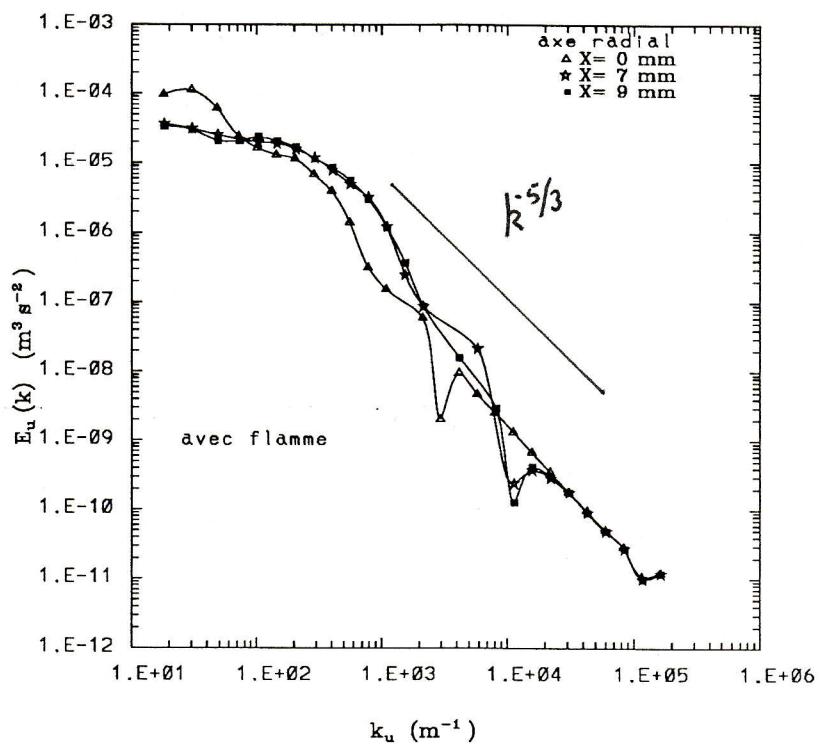
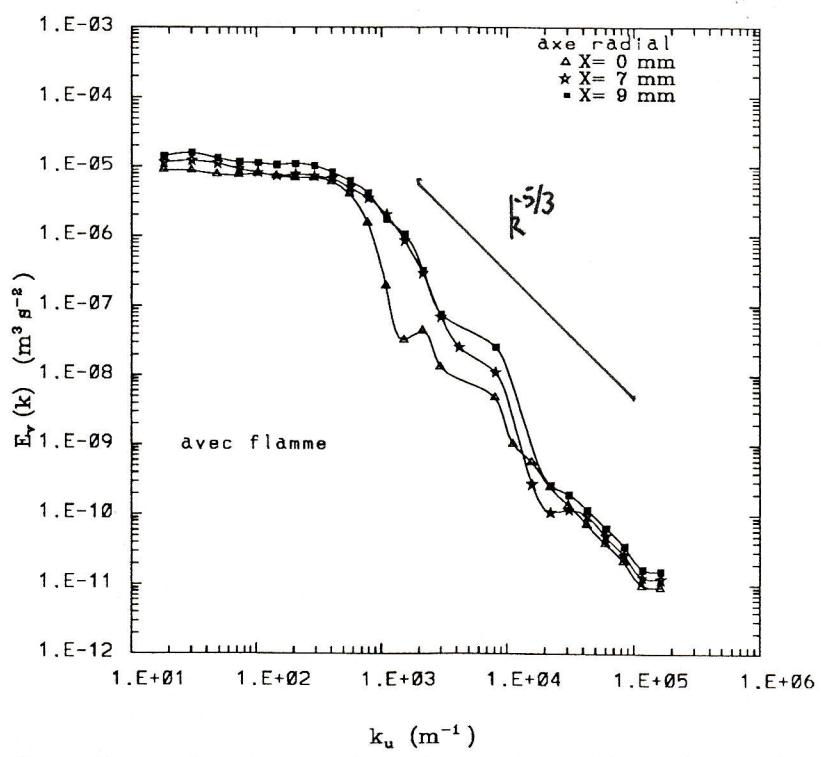
La comparaison de l'évolution longitudinale des échelles intégrales L_u de la composante U et L_v de la composante V sur les figures XI-34 et XI-36 indique une augmentation monotone en fonction de Z au centre de l'écoulement avec et sans flamme. Sur la figure XI-36, l'ascension de L_u est plus rapide sur l'axe en combustion que sans combustion surtout pour la station $Z = 30$ M. L'écart entre les deux échelles intégrales avec et sans flamme se creuse d'autant plus qu'on s'éloigne du fil catalytique. Cependant l'influence de la combustion sur L_v n'est pas aussi importante que sur L_u .

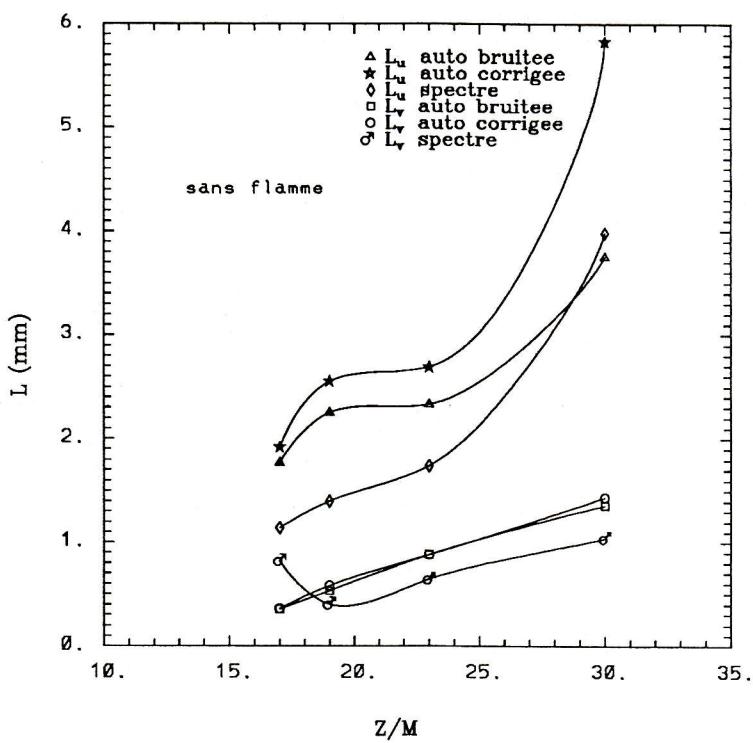
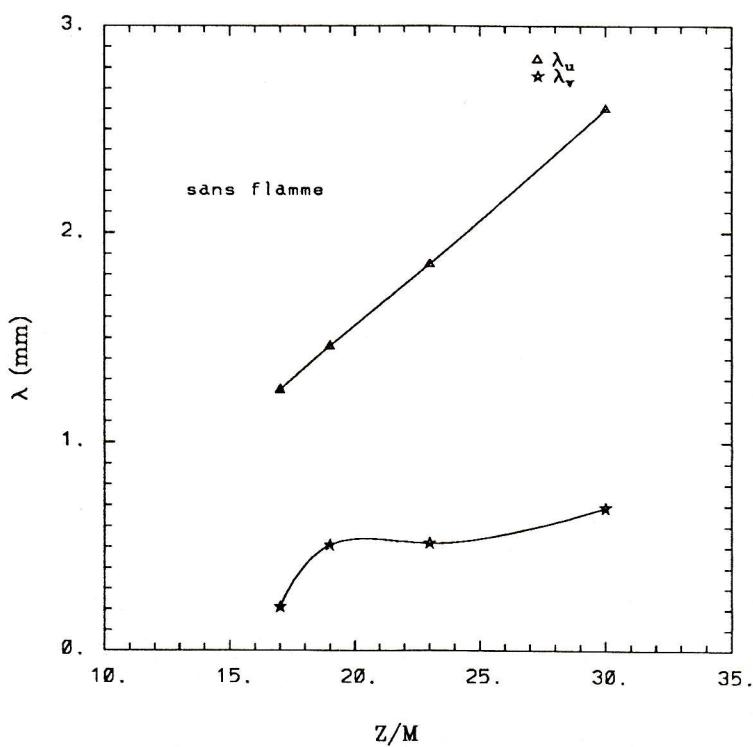
Les profils longitudinaux de la microéchelle λ_u et λ_v sont donnés sur les figures XI-35, XI-37. Quoique l'imprécision sur la microéchelle soit très élevée, ces profils montrent une monotonie croissante en s'éloignant du fil catalytique dans les deux régimes avec et sans combustion. Sur la figure XI-37, les microéchelles en combustion sont plus amplifiées qu'en absence de combustion pour les deux composantes U et V .

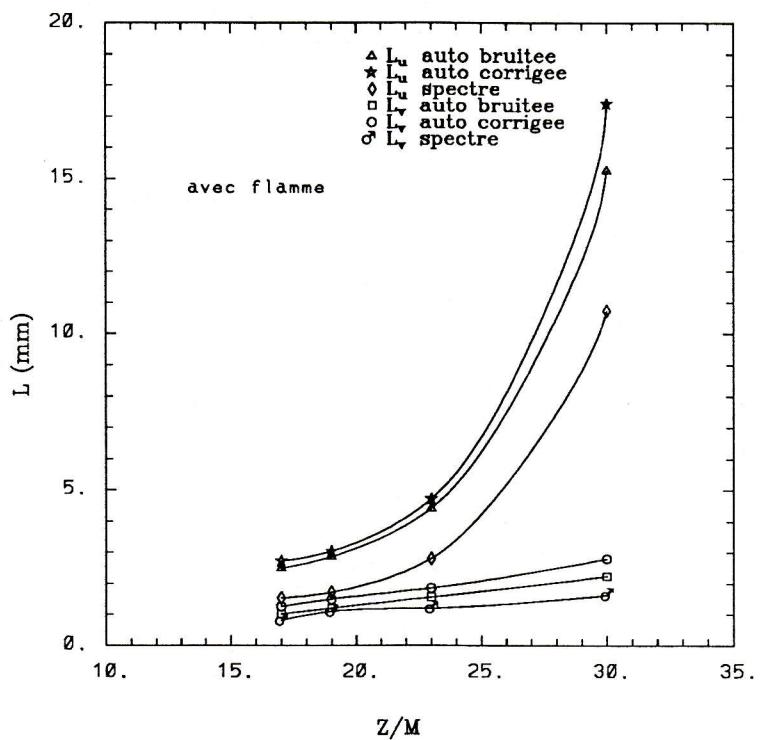
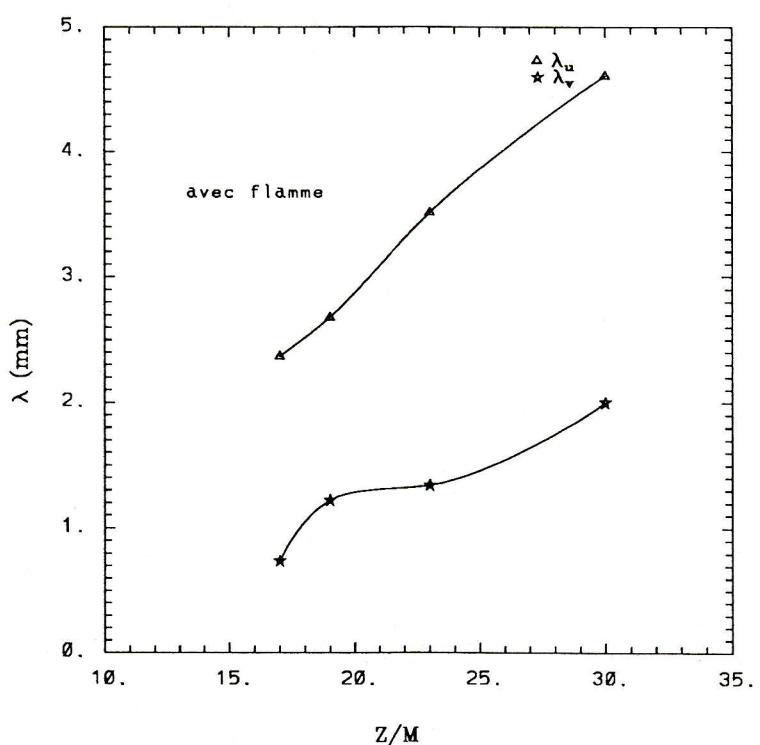
b) Axe transversal

Les profils transversaux des échelles intégrales L_u , L_v pour les quatre stations longitudinales sont données uniquement en combustion sur les figures XI-38, XI-40. Le profil de L_u à la première station

Fig. XI-30 Spectre de turbulence de u' ($Y=0 \text{ mm}, Z=23\text{M}$)Fig. XI-31 Spectre de turbulence de v' ($Y=0 \text{ mm}, Z=23\text{M}$)

Fig. XI-32 Spectre de turbulence de u' ($Y=0$ mm, $Z=30M$)Fig. XI-33 Spectre de turbulence de v' ($Y=0$ mm, $Z=30M$)

Fig. XI-34 Profils de la macroechelle ($X=Y=0$)Fig. XI-35 Profils de la microechelle ($X=Y=0$)

Fig. XI-36 Profils de la macroechelle ($X=Y=0$)Fig. XI-37 Profils de la microechelle ($X=Y=0$)

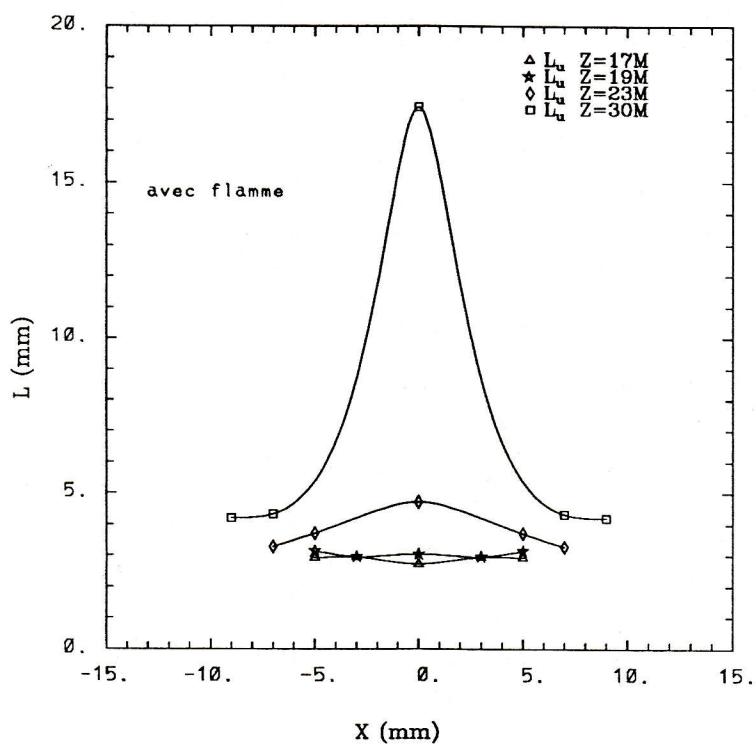
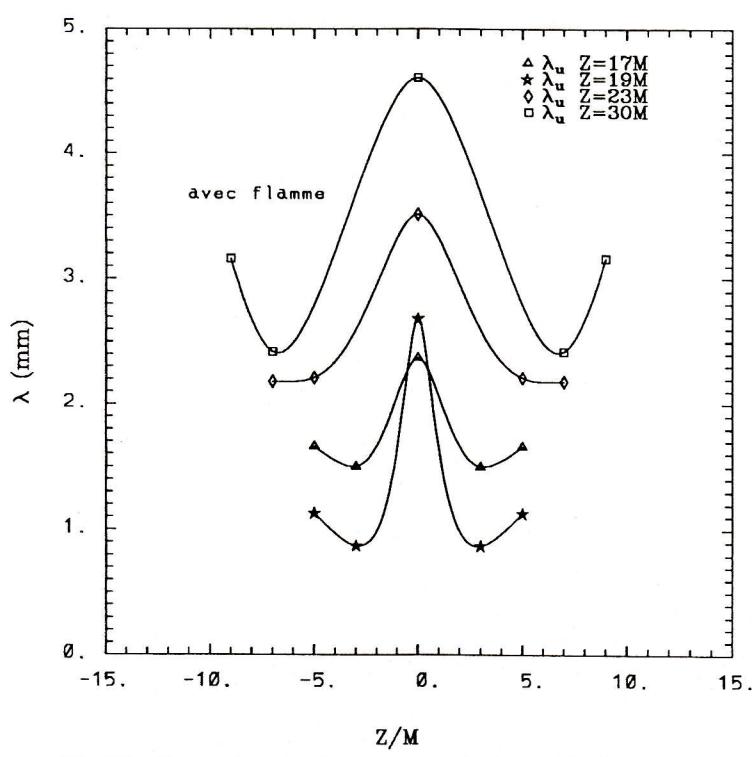
$Z = 17 \text{ M}$ présente un minimum pour $X = 0$, ensuite L_u s'accroît longitudinalement d'autant plus vite que Z augmente au centre de l'écoulement dans les gaz brûlés tandis que dans les gaz frais l'augmentation de l'échelle intégrale est assez lente le long de l'axe Z . En effet, au centre de l'écoulement l'échelle intégrale passe de 2,5 mm pour la station $Z = 17 \text{ M}$ à 18 mm pour la station $Z = 30 \text{ M}$, le profil de L_v montre une bosse sur l'axe qui ne dépasse pas 3 mm suivie d'une remontée dans les gaz frais, en passant par un minimum de 2 mm à $X = 8 \text{ mm}$.

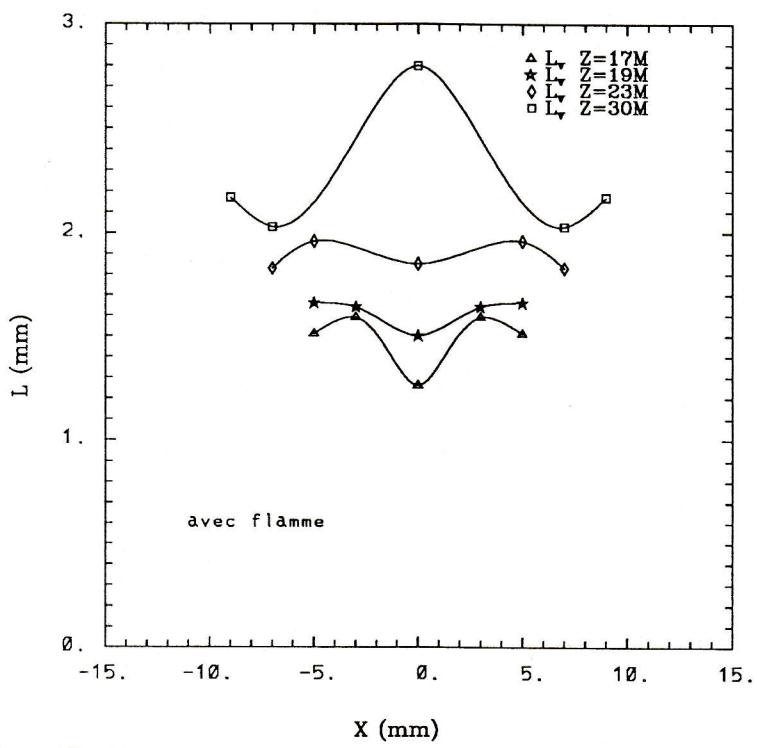
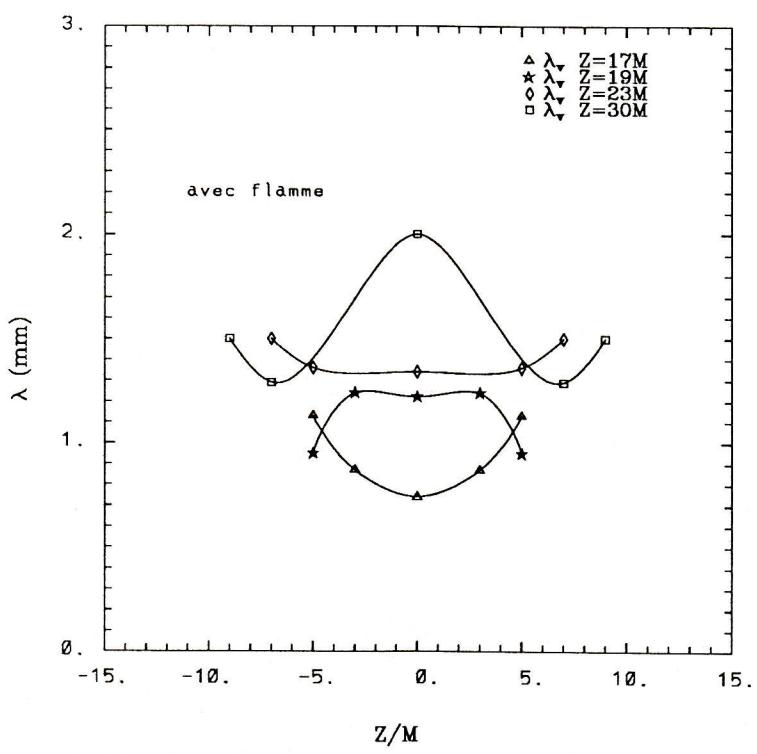
Les profils de la microéchelle des quatre stations en évolution transversale sont représentés sur les figures XI-39 et XI-41. Bien que le calcul de la microéchelle soit moins précis, il peut nous renseigner sur ces tendances. On constate que la microéchelle s'accroît rapidement dans le centre des gaz brûlés quand Z augmente et présente des minimum à la position du front de flamme, en passant dans les gaz frais.

XI-5 CONCLUSION

Les caractéristiques de la turbulence se trouvent considérablement affectées par l'existence de la flamme. Les résultats en combustion peuvent être résumés comme suivant :

- 1 - L'existence de la flamme diminue l'effet du sillage du fil catalytique et elle diminue la turbulence en général. Ainsi l'intensité de turbulence est toujours décroissante le long de l'axe longitudinal, mais elle reste stable près du fil pour la composante transversale en combustion.
- 2 - L'isotropie est complètement détruite au centre de l'écoulement par le sillage du fil dans le cas sans combustion et par l'action conjuguée du sillage et de la flamme en combustion. En revanche, l'isotropie persiste dans les gaz frais.
- 3 - Les échelles spatiales sont accrues par la flamme. En fait, l'effet de la flamme est plus important pour les échelles de la composante de vitesse longitudinale et surtout pour la macroéchelle. Une raison probable de l'élargissement des échelles est l'expansion volumique des tourbillons turbulents du fluide par l'augmentation de la température. Une autre raison est l'augmentation de la viscosité due à l'élévation de la température qui accélère la dissipation des petits tourbillons.

Fig. XI-38 Profils de la macroechelle ($Y=0$)Fig. XI-39 Profils de la microechelle ($Y=0$)

Fig. XI-40 Profils de la macroechelle ($Y=0$)Fig. XI-41 Profils de la microechelle ($Y=0$)

- 4 - L'action de la flamme sur le spectre de la turbulence à tendance à augmenter l'énergie aux petits nombres d'onde et de diminuer celle aux grands nombres d'onde. Par ce processus la flamme accélère la dissipation de la turbulence et augmente l'échelle intégrale et la microéchelle.
- 5 - Le sillage du fil catalytique perturbe l'écoulement au centre, il diminue la vitesse de l'écoulement et augmente le niveau de la turbulence du fait de l'apparition des tourbillons de Von Karman. Avec flamme ce phénomène disparaît, ce qui est en accord avec la valeur sous critique du nombre de Reynolds.

CHAPITRE XII

LA CHAMBRE DE L'ARC
ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE

XII-1 INTRODUCTION

L'étude dans la chambre de l'ARC rejoint les travaux qui ont été déjà réalisés par **Witze** [5] à Sandia et **Bracco** [6] à General Motors dans les années précédentes. Dans les moteurs deux effets accompagnent la propagation de la flamme ; la propagation turbulente de la flamme et l'expansion des gaz par la température. L'action de la turbulence sur la propagation de la flamme est relativement bien connue pour les flammes stabilisées, mais la courte durée de combustion (~ 10 ms) dans les moteurs pose le problème sur la définition à adopter pour le niveau d'énergie de turbulence qui doit rendre compte du temps d'intégrations (où échelles). Souvent la turbulence dans les moteurs est étudiée sans combustion (moteurs entraînés), cependant l'interaction de l'expansion des gaz brûlés et de la turbulence est loin d'être négligeable. C'est grâce aux facilités offertes par la chambre de l'ARC que cette étude est rendue possible.

La turbulence initiale, générée par l'interaction des jets, est due à la compression du mélange à travers le bloc perforé par le mouvement du piston. Le niveau d'énergie de turbulence et les échelles dynamiques peuvent être modifiées en variant la taille et le nombre des trous des blocs interchangeables et en ajustant la vitesse du piston. L'allumage du mélange se fait en un point au centre de la paroi opposée aux jets avec un certain retard par rapport à l'instant où le piston est lâché (~ 96 ms).

La turbulence dans la chambre est considérée comme étant homogène et isotrope, et il est supposé qu'elle le reste pendant la durée de propagation de la flamme qui doit être de l'ordre de 10 à 20 ms. En fait, cette turbulence instationnaire est noyée dans un écoulement moyen instationnaire, caractérisé par la présence des basses fréquences qui sont en général différentes d'un cycle à l'autre.

Une pénalité supplémentaire vient s'ajouter à l'instationnarité de l'écoulement et de la turbulence, elle est dûe au fait que l'information n'est disponible que sur des fenêtres de temps très courtes (~ 40 ms à froid) et (10 ms à chaud). Cependant le rapport signal sur bruit est très élevé grâce aux bonnes conditions expérimentales qui se résument dans les points suivants :

- un ensemencement suffisant et homogène (~ 40000 p/s)
- l'utilisation de la VDL en diffusion avant
- une énergie de turbulence importante

L'étude de la turbulence dans la chambre fait l'objet de la thèse d'**A.Floch** [7]. Nous nous attacherons ici à la détermination des échelles, des autocorrélations et des spectres en prenant en compte le caractère instationnaire de l'écoulement et de la turbulence ainsi que la courte durée de l'écoulement.

Les résultats expérimentaux seront donnés avec et sans flamme. Et ils concernent les quatre blocs de jets ($d \approx 2,6 ; 4,2 ; 6,0$ et $8,5$ mm) et les trois stations à partir des jets ($X = 30, 50$ et 70 mm) dans le cas sans flamme. Par contre, en combustion, on se bornera à l'étude des deux blocs les plus turbulents ($d = 2,6$ et $4,2$ mm) et la station $X = 30$ mm (Figure XII-0).

XII-2 EVALUATION DE LA VITESSE

XII-2-1 SANS COMBUSTION

Sur les figures XII-1 et XII-2, nous pouvons observer, l'évolution des composantes longitudinale et transversale de la vitesse du fluide à la station ($X = 30$ mm, $Y = Z = 0$) et le bloc de jets de diamètre (2,6 mm) à partir de l'instant de départ du piston. On distingue une zone de forte vitesse représentée par deux bosses, elle correspond à la phase de compression de 95 ms, la deuxième bosse est dûe à la mise en oeuvre de la contre pression servant d'antiretour au moment de l'inflammation. Puis la première zone est suivie d'une phase de relaxation de la turbulence après l'arrivée du piston en fin de course.

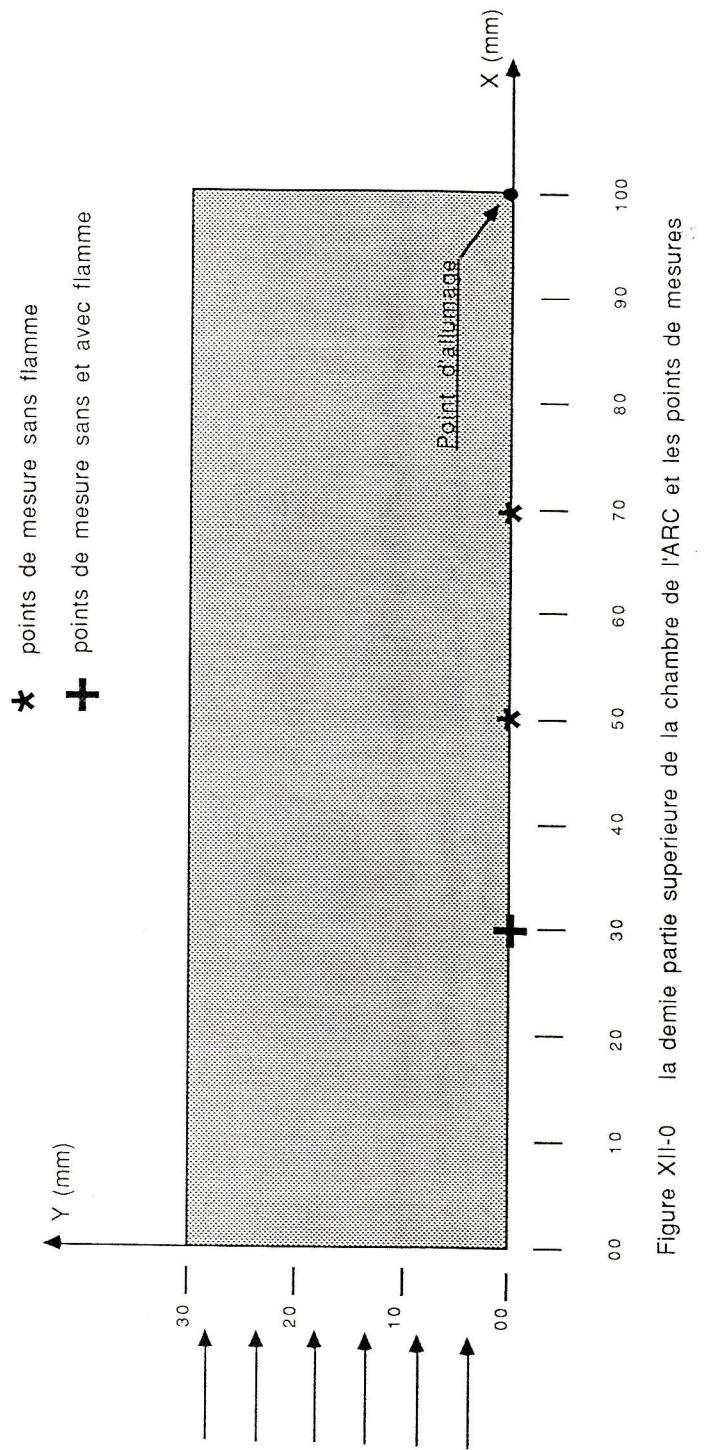


Figure XII-0 La partie supérieure de la chambre de l'ARC et les points de mesures

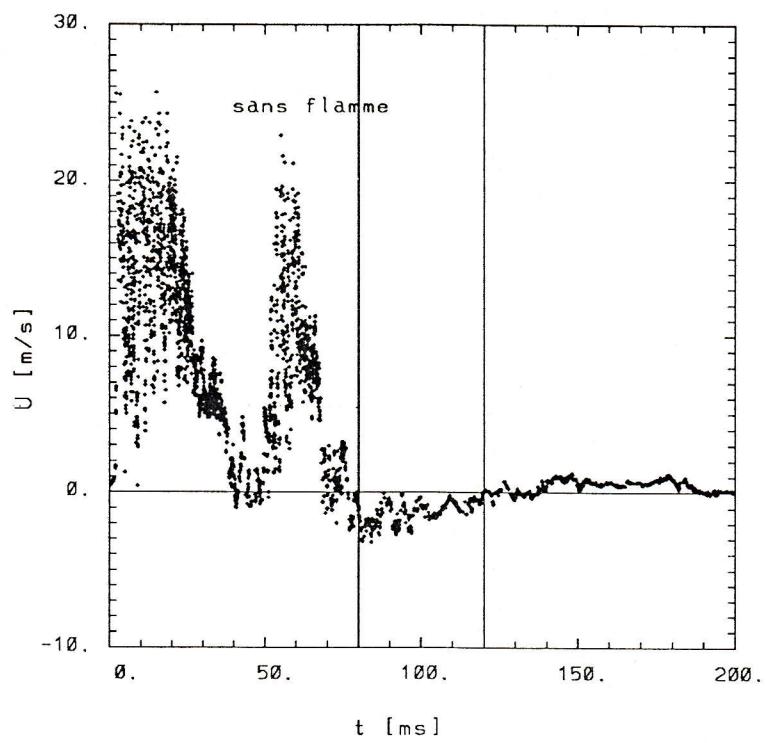


Fig. XII-1 Profils de U à $X=30$ mm (Bloc $d=2.6$ mm)

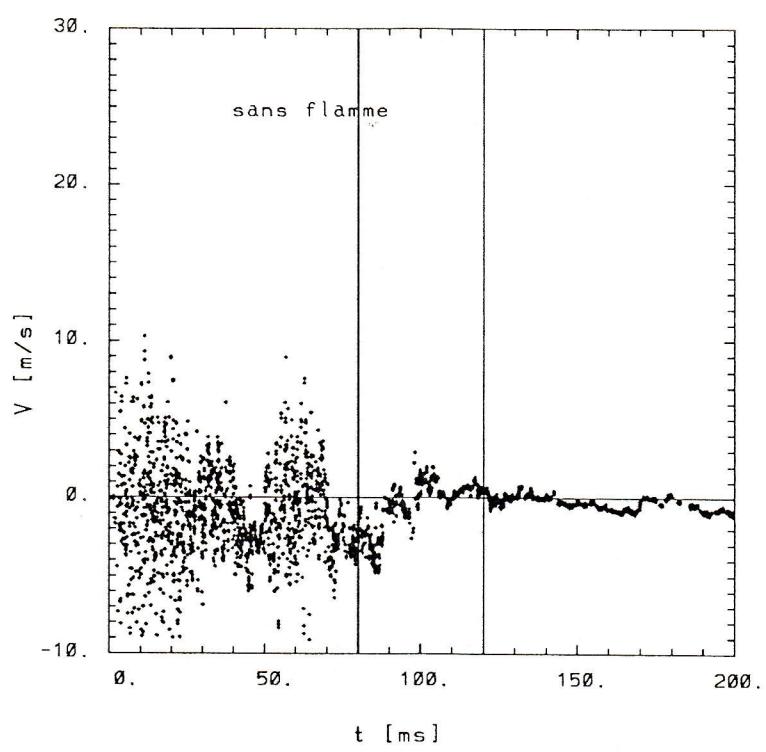


Fig. XII-2 Profils de V à $X=30$ mm (Bloc $d=2.6$ mm)

Le travail qui va suivre ne porte que sur la partie après l'arrivée du piston à 95 ms depuis son départ, c'est-à-dire là où la vitesse est faible en moyenne. Pour la turbulence nous considérons que la partie qui s'étend entre 80 ms et 120 ms, elle englobe la durée de vie de la flamme en combustion.

XII-2-2 AVEC COMBUSTION

Nous avons constaté à froid que les blocs de jets de 2,6 mm et 4,2 mm de diamètre sont ceux qui donnent le plus d'énergie de turbulence ; pour cette raison, ils étaient sélectionnés pour l'étude de la turbulence en présence de la flamme.

Les mesures de vitesse en combustion sont effectuées depuis l'instant d'allumage (~ 95 ms) jusqu'à l'arrivée du front de flamme à la station de mesure considérée. Les mesures disparaissent à cause de l'évaporation des gouttes d'huile de Silicone par la forte température apportée par la flamme.

Sur les figures XII-3 et XII-4 nous superposons deux profils de U mesurés avec et sans flamme à 30 mm (70 mm du point d'allumage) et pour les blocs de 2,6 et 4,2 mm de diamètre. Nous dégageons de ces profils l'incidence du niveau de turbulence sur la vitesse de propagation de la flamme, par la durée mise par la flamme pour traverser la distance entre l'endroit où s'effectue l'allumage et la station de mesure ainsi que la forte poussée des gaz frais par l'expansion volumique des gaz brûlés derrière la flamme. Tandis que sur les figures XII-5 et XII-6 plusieurs cycles correspondant aux mêmes conditions sont superposés, ils mettent en évidence la dispersion cyclique qui existe dans la chambre.

XII-3 DEFINITION DE LA TURBULENCE

L'étude des champs turbulents dans la chambre pour chaque générateur de turbulence a montré qu'il est possible de supposer que la combustion commence et se développe dans une turbulence homogène et isotrope (Thèse **A. Floch**).

Mais, le problème réside dans la détermination de l'intensité d'énergie de turbulence qui doit rendre compte de la turbulence étudiée dans la chambre. Ce problème est spécifique aux moteurs, car la turbulence, dont on ne sait pas si elle est stationnaire, est noyée dans un écoulement moyen très basse fréquence. Jusqu'à présent il nous

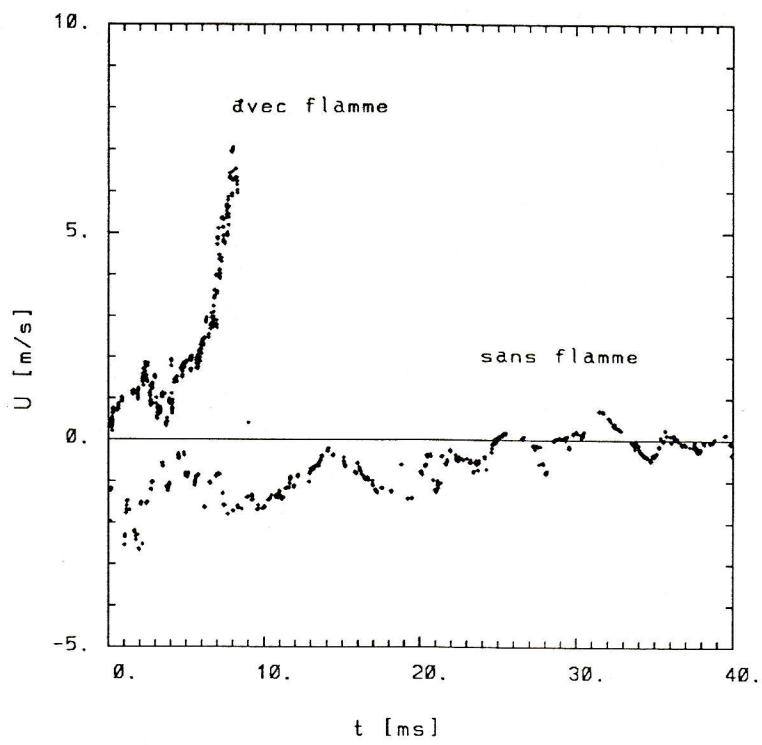


Fig. XII-3 Profils de U à $X=30$ mm (Bloc $d=2.6$ mm)

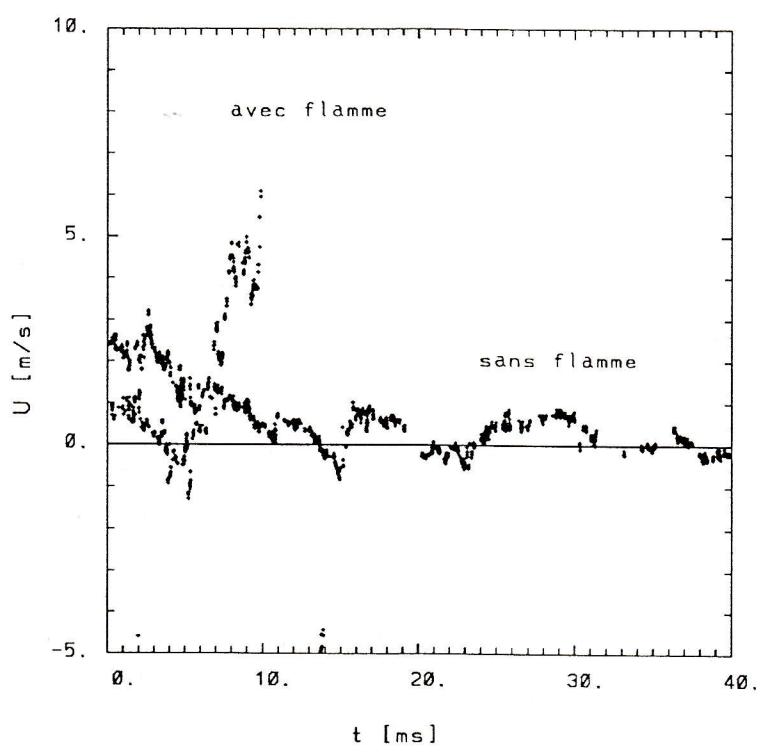


Fig. XII-4 Profils de U à $X=30$ mm (Bloc $d=4.2$ mm)

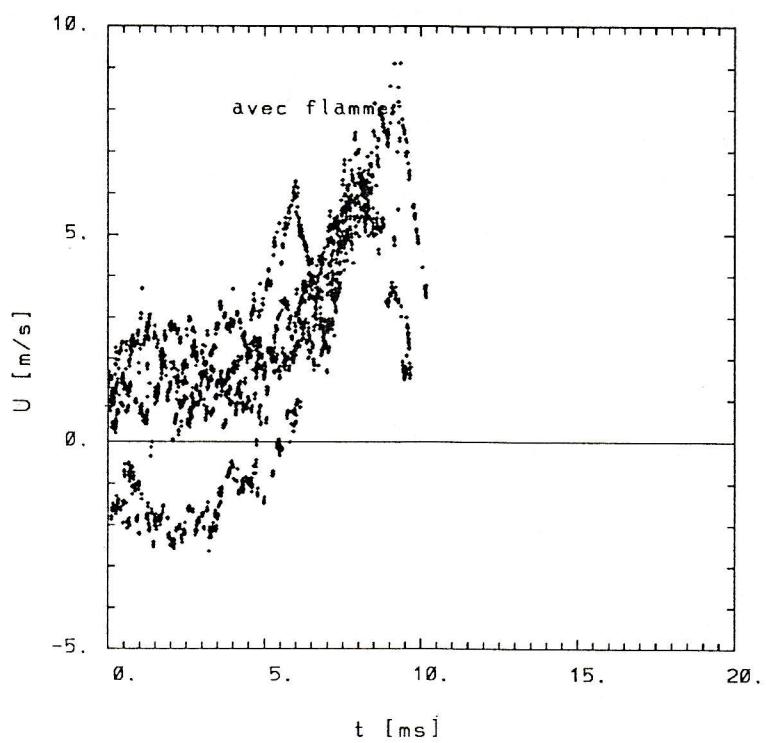


Fig. XII-5 Profils de U à $X=30$ mm (Bloc $d=2.6$ mm)

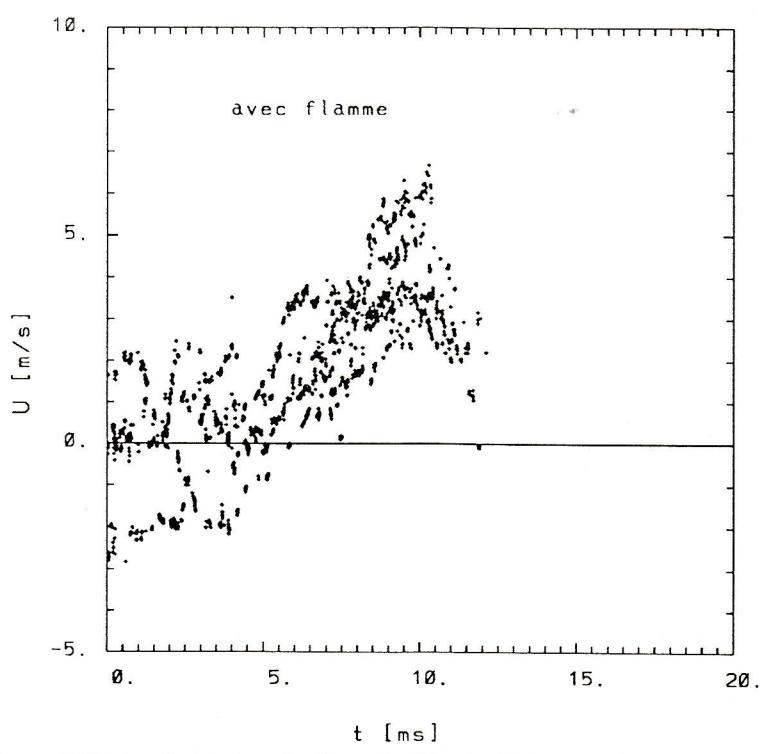


Fig. XII-6 Profils de U à $X=30$ mm (Bloc $d=4.2$ mm)

est difficile de dissocier ce qui relève de la turbulence et de ce qui relève de l'écoulement moyen. Ainsi les valeurs calculées de l'énergie de turbulence et des échelles dynamiques dépendront de la définition adoptée pour la turbulence.

Deux définitions peuvent être adoptées pour définir la turbulence :

XII-3-1 DEFINITION I

La définition la plus simple de la turbulence réside dans le calcul de la moyenne d'ensemble \bar{U}_e sur plusieurs cycles (N) dans des fenêtres de temps Δt centré sur le même temps t_j . Si $U^i(t_k)$ est la valeur instantanée de la vitesse mesurée pour chaque cycle i, donc la valeur moyenne à l'intérieur d'une fenêtre de largeur Δt autour du temps t_j sur N cycles individuels est :

$$\bar{U}_e(t_j) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{M_j^i} U^i(t_k)}{\sum_{i=1}^N M_j^i} \quad (\text{XII-1})$$

M_j^i est le nombre de mesures réalisé sur un cycle i dans la fenêtre Δt autour de t_j et t_k est compris entre $t_j - \Delta t/2$ et $t_j + \Delta t/2$. M_j^i est généralement différent pour chaque cycle i et chaque valeur de t_j .

Ensuite la turbulence pour chaque cycle i se détermine par la différence entre la valeur instantanée $U^i(t_k)$ et la moyenne d'ensemble \bar{U}_e :

$$\left[\overline{u'^2}_e(t_j) \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{M_j^i} (U^i(t_k) - \bar{U}_e(t_j))^2}{\sum_{i=1}^N M_j^i}} \quad (\text{XII-2})$$

XII-3-2 DEFINITION II

Cette seconde définition repose sur le traitement individuel de chaque cycle. Le résultat obtenu est appelé turbulence du cycle résolu. La moyenne du cycle \bar{U}_c est calculée dans des fenêtres Δt centrées sur des temps t_j .

$$\bar{U}_c^i(t_j) = \frac{\sum_{k=1}^{M_j^i} U^i(t_k)}{M_j^i} \quad (\text{XII-3})$$

La turbulence est évaluée comme étant la différence entre la valeur instantanée de la vitesse et la valeur moyenne du cycle, sommée sur les N cycles.

$$\left(\overline{u'^2}_c(t_j) \right)^{1/2} = \left[\frac{\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{M_j^i} (U^i(t_k) - \bar{U}_c(t_j))^2}{M_j^i} \right]^{1/2} \quad (\text{XII-4})$$

La différence entre les deux définitions est que dans la première on inclut des fluctuations de vitesse basse fréquence du cycle à cycle dont on ne sait pas la nature (écoulement moyen ou turbulence) tandis que dans la seconde la prise en compte des basses fréquences dépend de la largeur de la fenêtre d'intégration Δt .

L'intervalle Δt joue le rôle d'un filtre passe-haut qui ne laisse passer que les fluctuations de vitesse de fréquence supérieure à $1/\Delta t$ dans la turbulence de cycle résolue. Les fluctuations basses fréquences sont différentes d'un cycle à l'autre.

Trois questions se posent dans l'étude de la turbulence dans les chambres à combustion :

- 1 - Quelle définition de la turbulence faut-il choisir ?
- 2 - Quelle est la fenêtre d'intégration convenable Δt pour laquelle l'écoulement serait considéré stable ? C'est-à-dire quelle est la fenêtre Δt capable de dissocier les fluctuations basses fréquences des fluctuations hautes fréquences qui caractérisent la turbulence.
- 3 - Quelle est l'action de l'expansion volumique des gaz chauds sur la turbulence initiale dans les gaz frais ?

XII-4 CARACTERISTIQUES DE LA TURBULENCE SANS COMBUSTION

XII-4-1 ENERGIE DE TURBULENCE

Les écart-types de cycle en fonction de la fenêtre Δt , à trois positions sur l'axe de la chambre (30, 50 et 70 mm) pour les quatre blocs de jets (2,6 ; 4,2 ; 6,0 et 8,5 mm de diamètre) et pour les deux composantes de vitesse U et V sont reportées sur les figures (XII-7a, b, c, d, e, f).

L'écart-type du cycle croît quand Δt augmente, car les fluctuations basses fréquences sont davantage prises en compte dans la turbulence, il semble que l'écart-type tende vers une asymptote horizontale qui ne peut être que l'écart-type d'ensemble. Les expériences sont trop courtes pour une intégration complète. Certainement, il doit exister une rupture de pente dans l'évolution de l'écart-type en fonction de Δt (~ 1 à 3 ms) qui doit marquer la limite entre les grandes et petites échelles.

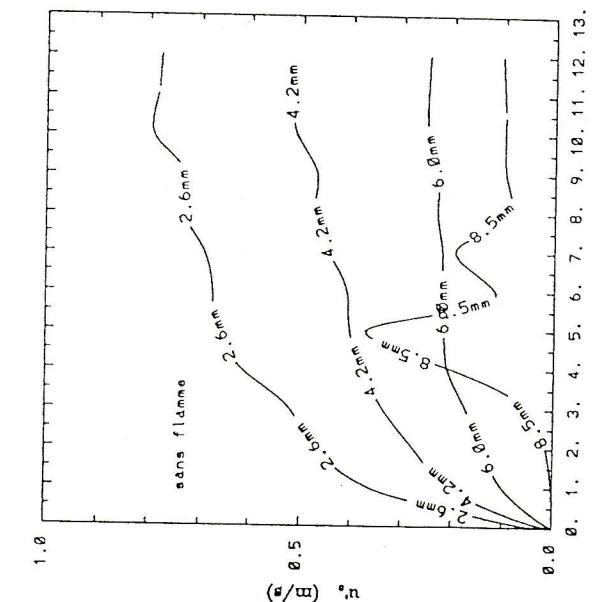
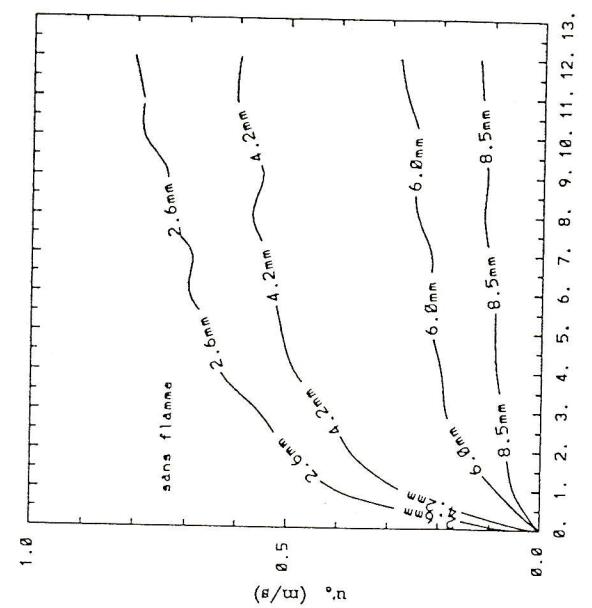
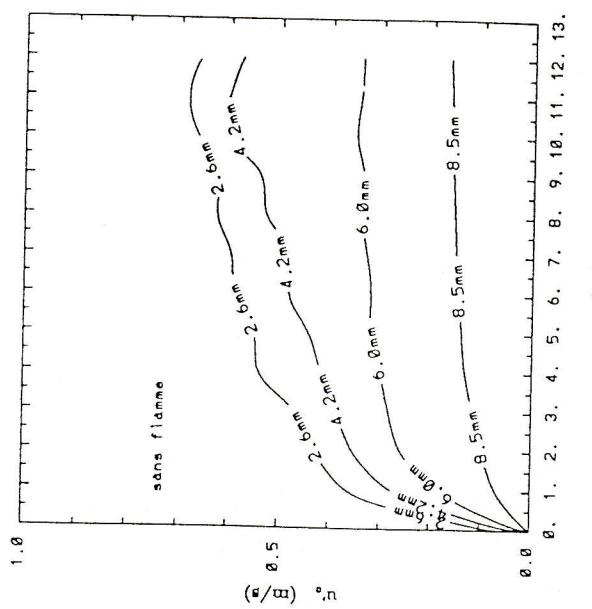
La comparaison des courbes d'écart-type relative à chaque bloc montre que l'on peut balayer une large gamme de niveaux de turbulence, dont les plus importantes sont celles créées par les blocs de 2,6 et 4,2 mm de diamètre.

XII-4-2 ECHELLES DE LA TURBULENCE

Les évolutions du coefficient d'autocorrélation temporelle, $\rho_u(\tau)$, et de la densité spectrale de puissance de la fluctuation de vitesse longitudinale $F_u(n)$, pour la station $X = 30$ mm et les blocs de forte turbulence, sont représentées sur les figures XII-8, XII-9, XII-10 et XII-11 pour différentes valeurs de la fenêtre de filtrage passe-haut Δt . Nous constatons que le coefficient d'autocorrélation cumulé sur quelques cycles (~ 5) augmente en ensemble avec la fenêtre Δt . Et elles semblent tendre vers des enveloppes supérieures obtenues pour des fenêtres $\Delta t \approx \infty$ où toutes les basses fréquences sont intégrées. Cette limite peut être interpréter comme la moyenne d'ensemble.

Le même effet est remarqué sur les densités spectrales, l'énergie maximale est de plus en plus transférée vers les basses fréquences lorsque Δt augmente.

Les courbes des macro-échelles et micro-échelles temporelles en fonction de la fenêtre d'intégration Δt pour les deux composantes U et V obtenues pour les quatre blocs de turbulence (2,6 ; 4,2 ; 6,0 et 8,5 mm) sont représentées par station de mesure dans la chambre

Fig. XII-7c Intensité de turbulence (4 blocs, $X=70\text{mm}$)Fig. XII-7b Intensité de turbulence (4 blocs, $X=50\text{mm}$)Fig. XII-7a Intensité de turbulence (4 blocs, $X=30\text{mm}$)

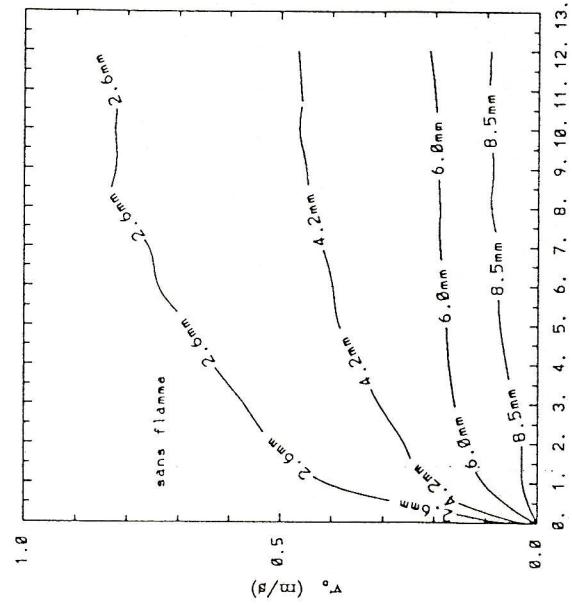


Fig. XIII-7f Intensité de turbulence (4 blocs, $X=70\text{mm}$)

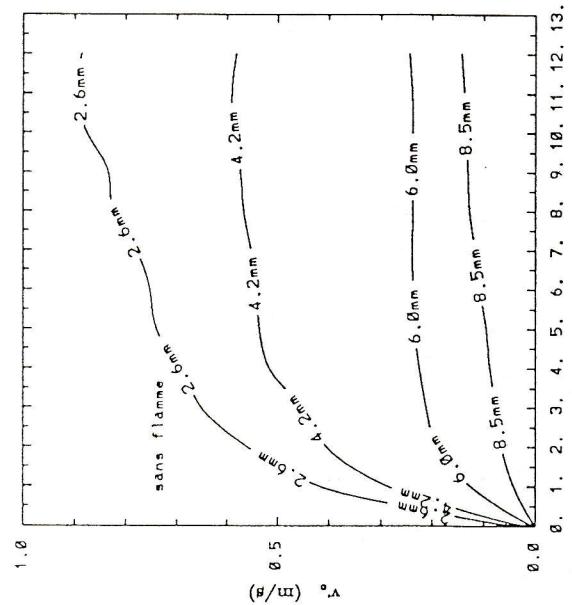


Fig. XIII-7e Intensité de turbulence (4 blocs, $X=50\text{mm}$)

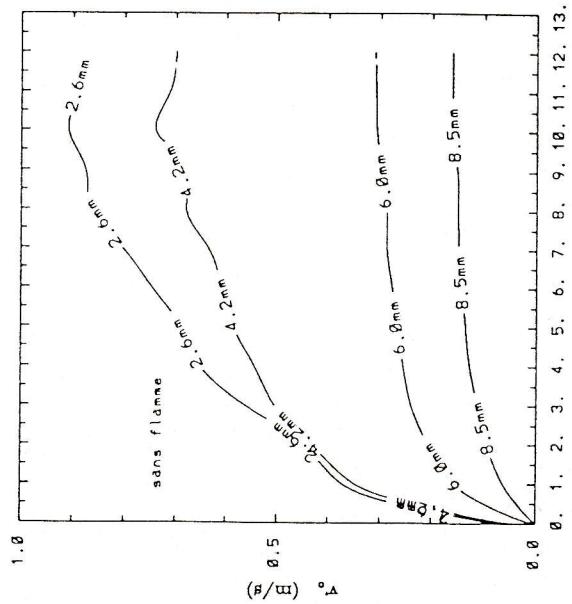


Fig. XIII-7d Intensité de turbulence (4 blocs, $X=30\text{mm}$)

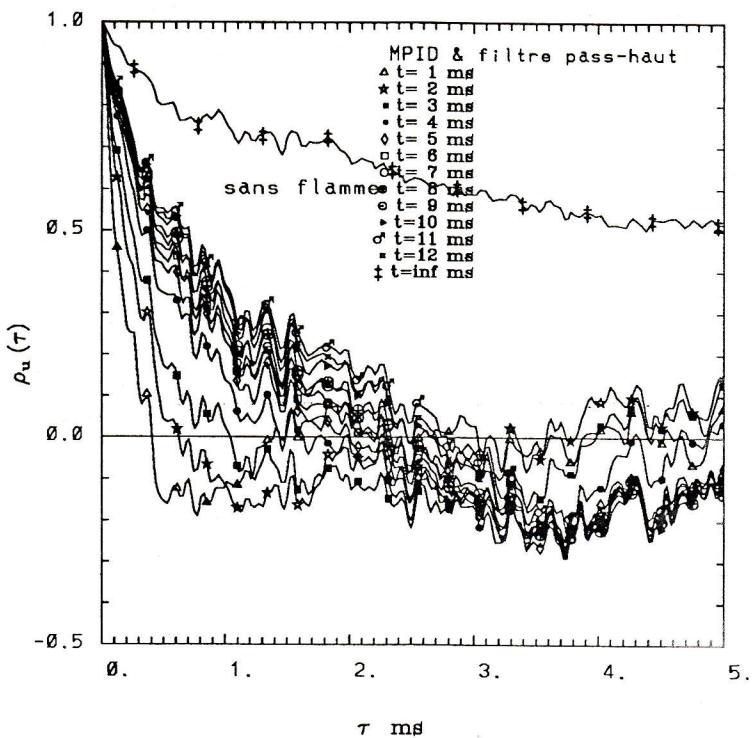


Fig. XII-8 Autocorrelation de u' pour ($X=30$ mm, $d=2.6$ mm)

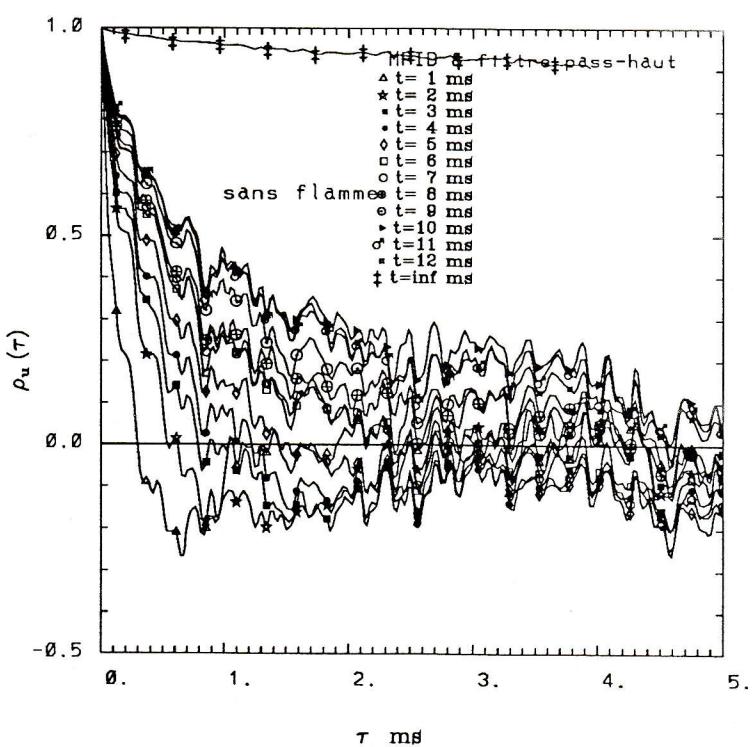
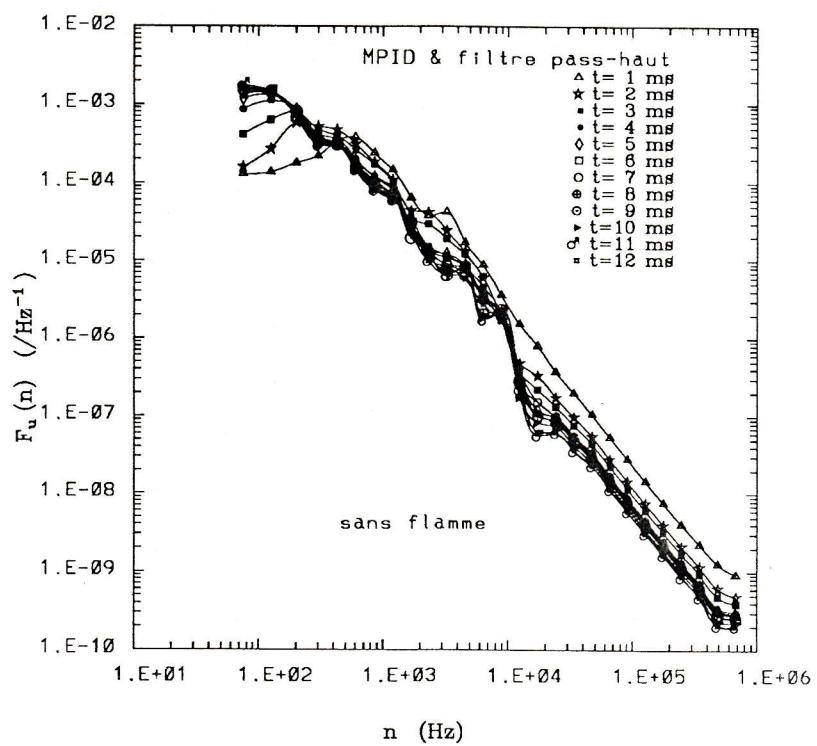
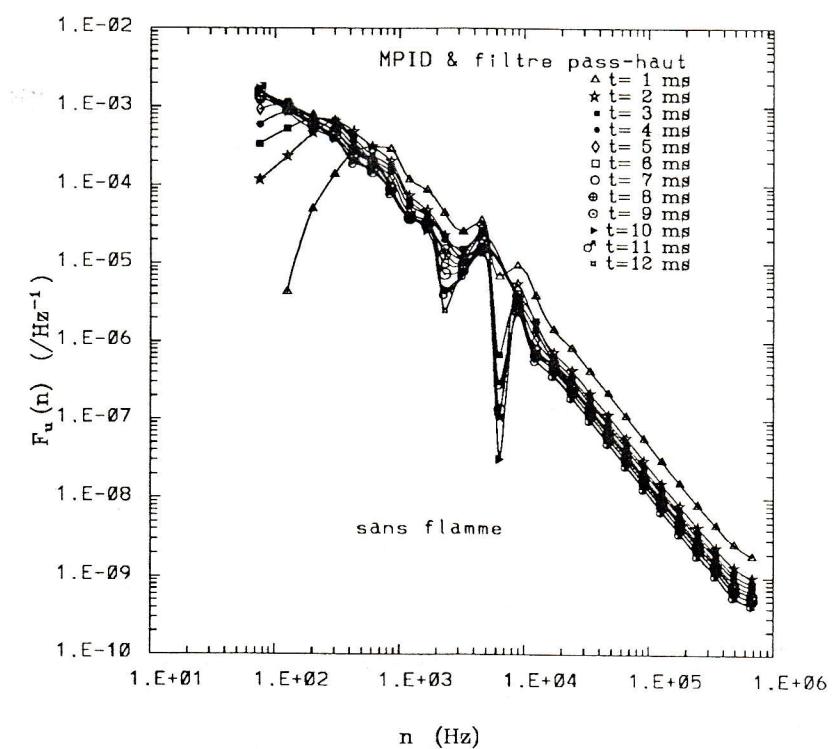


Fig. XII-9 Autocorrelation de u' pour ($X=30$ mm, $d=4.2$ mm)

Fig. XII-10 Densité spectrale de u' ($X=30 \text{ mm}, d=2.6 \text{ mm}$)Fig. XII-11 Densité spectrale de u' ($X=30 \text{ mm}, d=4.2 \text{ mm}$)

(30, 50 et 70 mm) figure XII-12 (a, b, c, d, e, f) et figure XII-13 (a, b, c, d, e, f). Les résultats conduisent à la même conclusion que ci-dessus. Les échelles relatives à chaque station tendent vers un palier quand la largeur de Δt augmente. La micro-échelle tend relativement plus vite que la macro-échelle vers son asymptote. A cause des courtes durées des enregistrements, il nous est parfois impossible d'atteindre l'asymptote pour l'échelle intégrale. La dispersion des courbes est dûe au fait que l'on disposait d'un nombre de séries de données insuffisants pour une bonne stabilisation statistique.

XII-4-3 LA DISPERSION CYCLIQUE

Sur les figures XII-14, XII-15, XII-16 (a, b, c, d) sont reportées des courbes d'intensité et des échelles de turbulence avec la dispersion cyclique. La dispersion est calculée pour chaque fenêtre Δt , à partir des tirs individuels, en évaluant les extrêums sur plusieurs tirs. Ces résultats sont montrés uniquement pour les blocs (2,6 et 4,2 mm) et la position $X = 30$ mm. D'après les barres de dispersion, les résultats des tirs individuels suivent la même monotonie que ceux cumulés sur un certain nombre de tirs (≈ 5) en fonction de Δt . La forte dispersion vers les fenêtres Δt élevées peut être attribuée aux basses fréquences qui sont différentes d'un tir à l'autre.

XII-5 CARACTERISTIQUES DE LA TURBULENCE AVEC COMBUSTION

XII-5-1 LE NIVEAU DE TURBULENCE

Sur les figures XII-17 et XII-18, nous pourrons observer, en présence de la flamme, l'évolution de l'énergie de turbulence en fonction de la fenêtre de filtre passe-haut Δt pour les blocs (2,6 et 4,2 mm) et $X = 30$ mm. Une nette augmentation du niveau d'énergie est constatée. Cette action de la flamme sur l'énergie de turbulence est dûe à la forte poussée des gaz frais par l'expansion des gaz chauds. La rupture de pente qui peut symboliser la séparation des grandes et petites structures est à 1 ms tandis qu'à froid elle est de l'ordre de (~ 3 ms).

XII-5-2 LES ECHELLES DE TURBULENCE

Les évolutions des fonctions d'autocorrélation et de densité spectrale en fonction de la largeur de Δt , sur les figures XII-19,

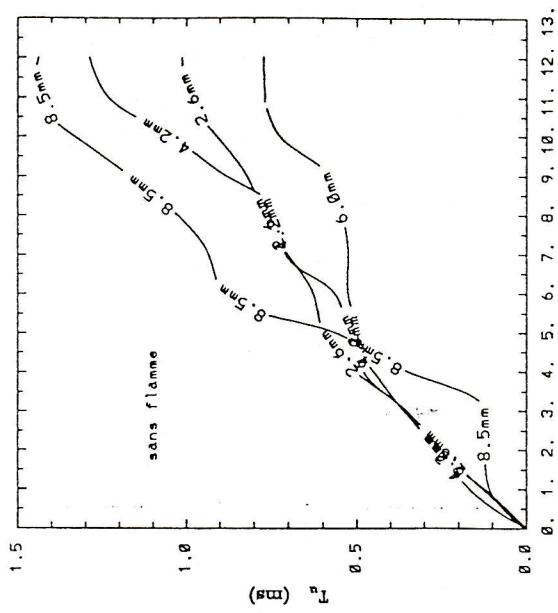


Fig. XII-12c Echelle intégrale (4 blocs, $X=70\text{ mm}$)

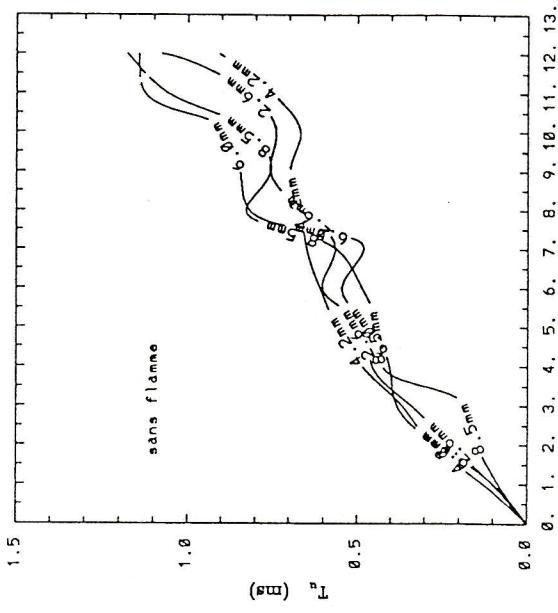


Fig. XII-12b Echelle intégrale (4Blocs, $\lambda=50\text{mm}$)

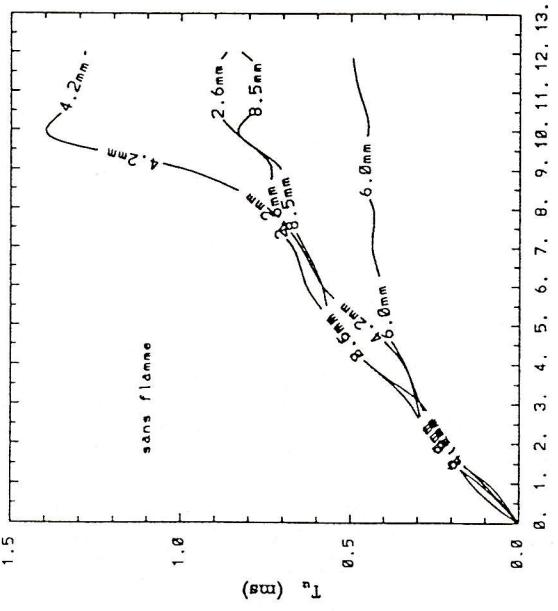


Fig. XII-12a Echelle intégrale (4 Blocs, $X=30\text{mm}$)

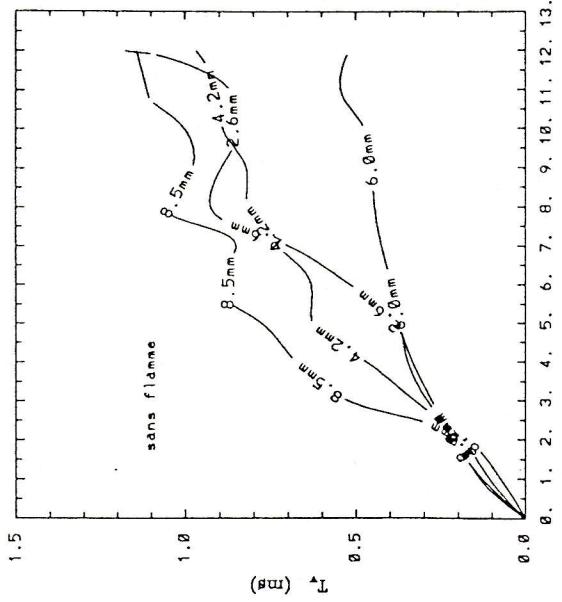


Fig. XII-12f Echelle intégrale (4 blocs, $X=70\text{mm}$)

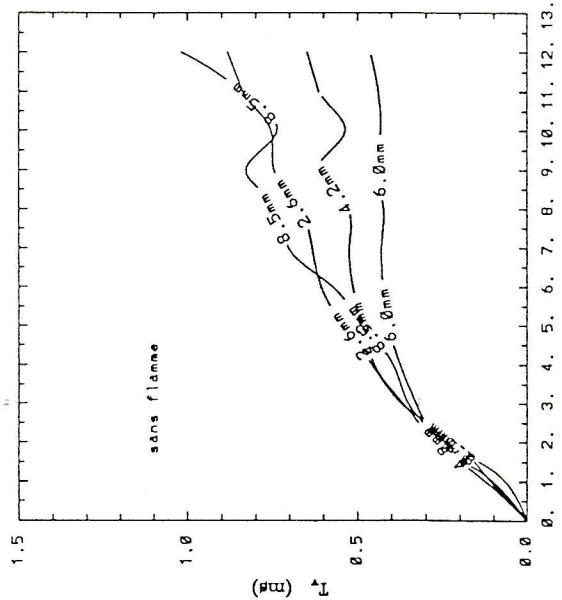


Fig. XII-12e Echelle intégrale (4 blocs, $X=50\text{mm}$)

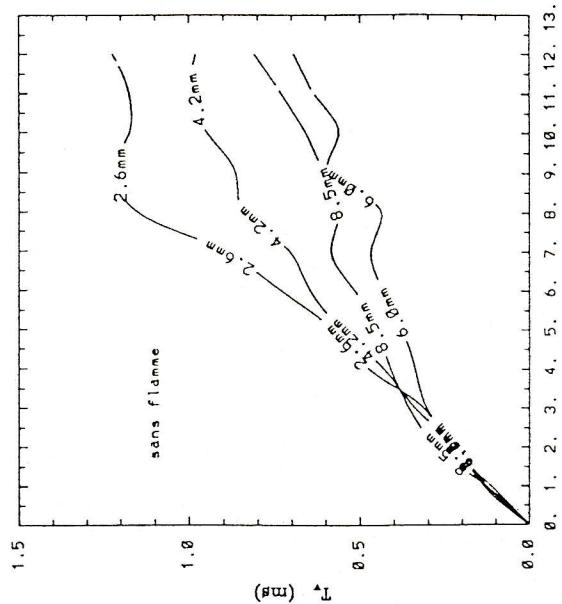
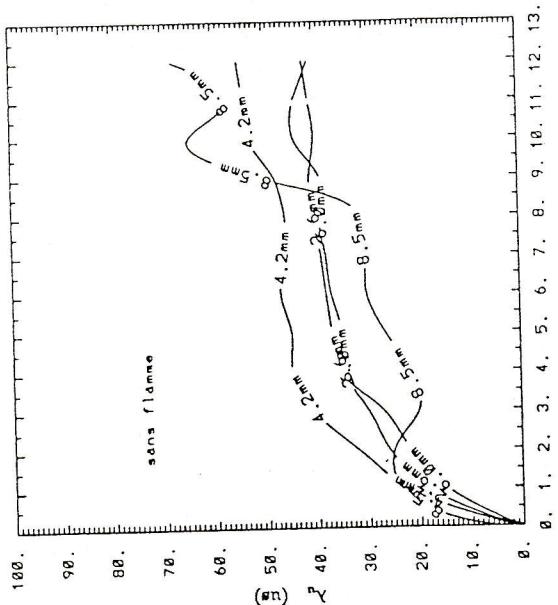
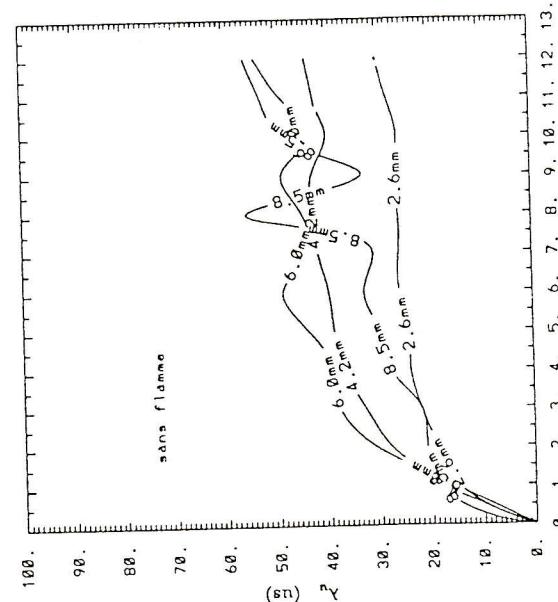
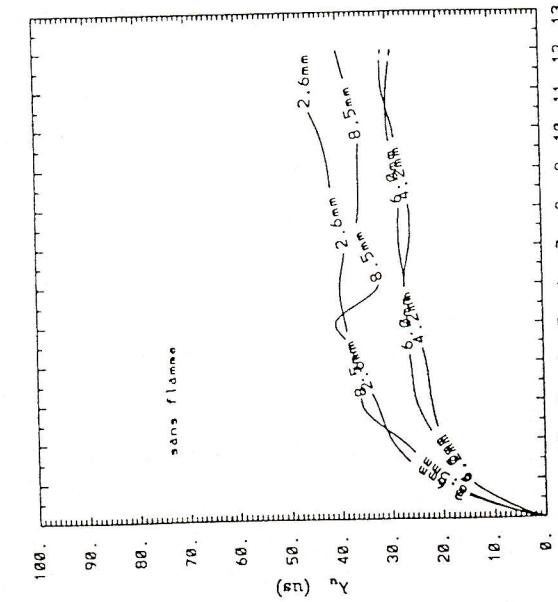
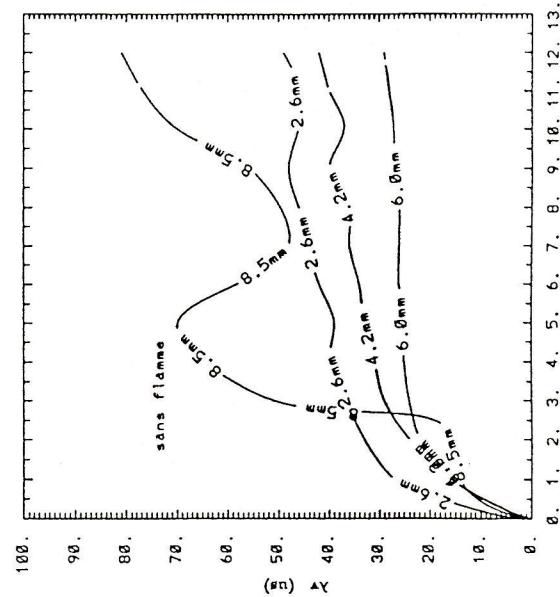
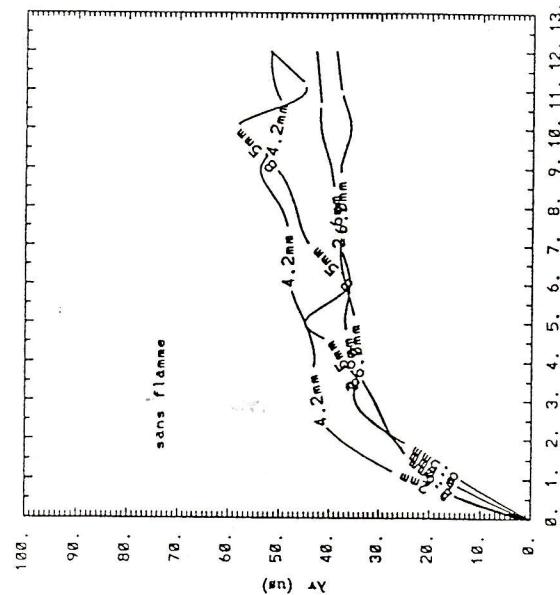
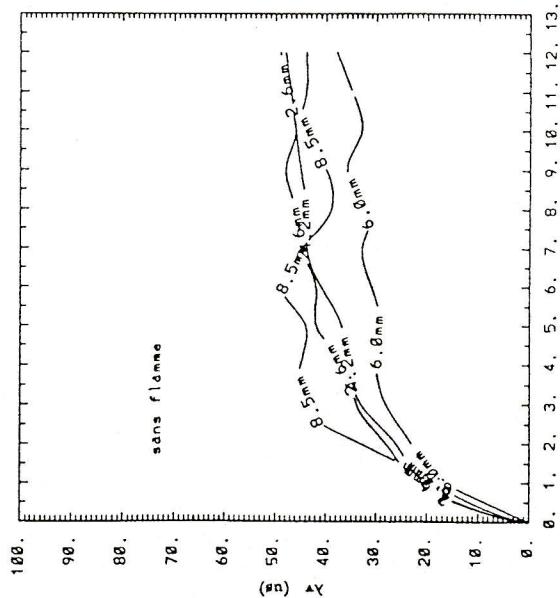
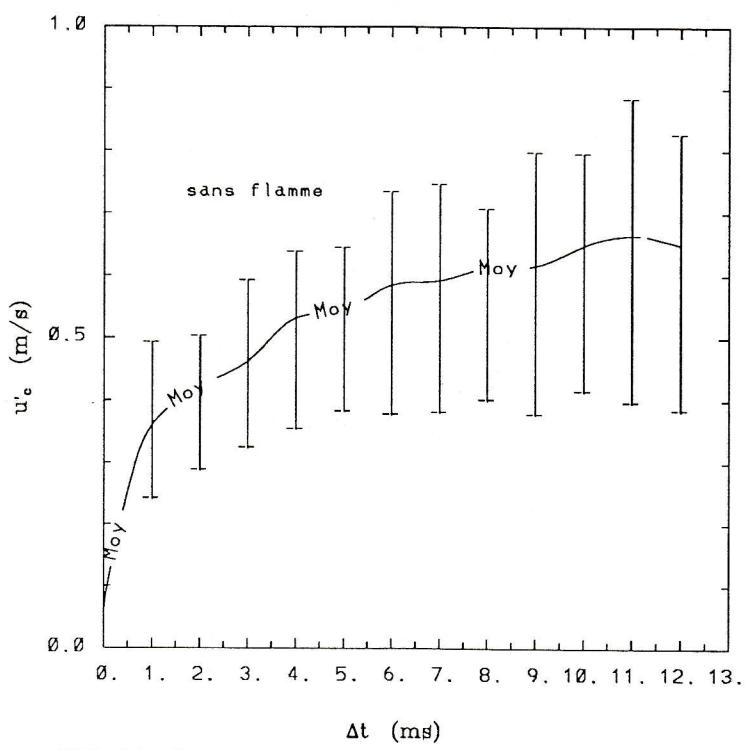
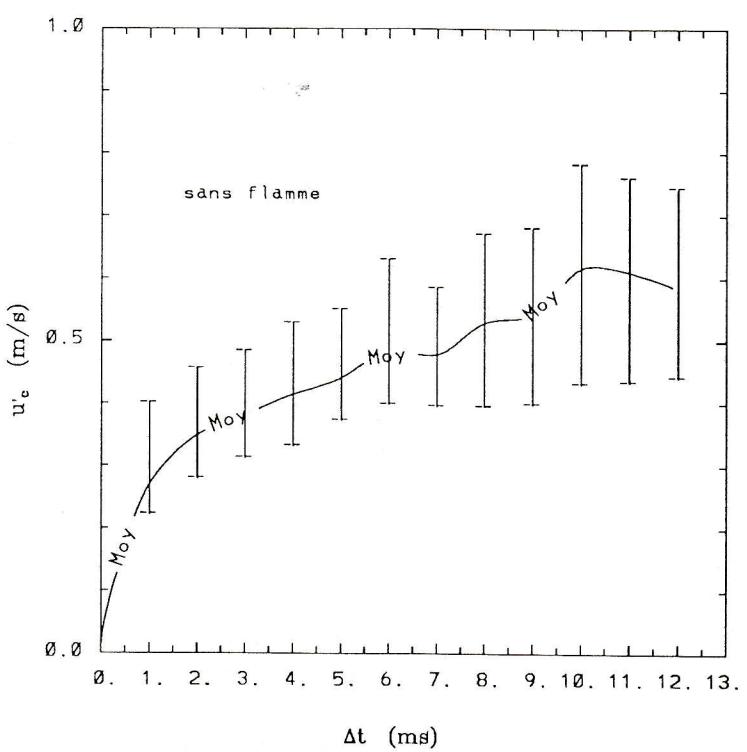
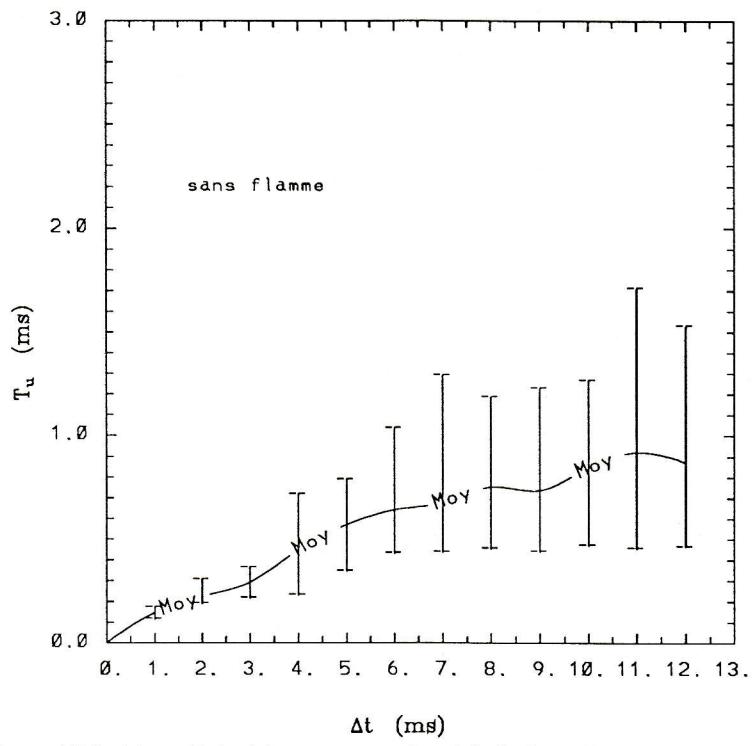
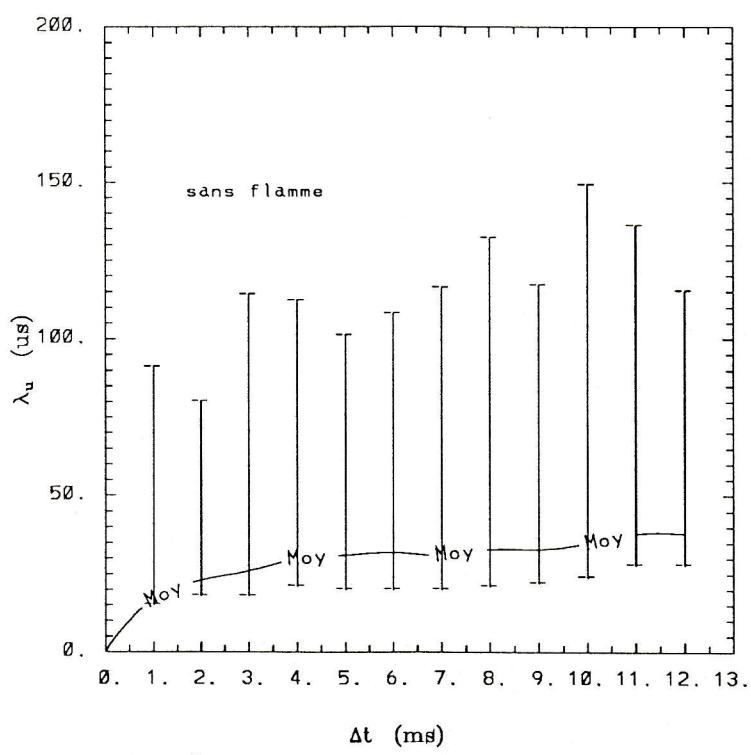


Fig. XII-12d Echelle intégrale (4 blocs, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-13c Microechelle (4 blocs, $X=70\text{mm}$)Fig. XII-13b Microechelle (4 blocs, $X=50\text{mm}$)Fig. XII-13a Microechelle (4 blocs, $X=30\text{mm}$)

Fig. XIII-13f Microchelle (4 blocks, $X=70\text{mm}$)Fig. XIII-13e Microchelle (4 blocks, $X=50\text{mm}$)Fig. XIII-13d Microchelle (4 blocks, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-14 Intensite de turbulence ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-15 Intensite de turbulence ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-16a Echelle intégrale ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-16b Microechelle ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

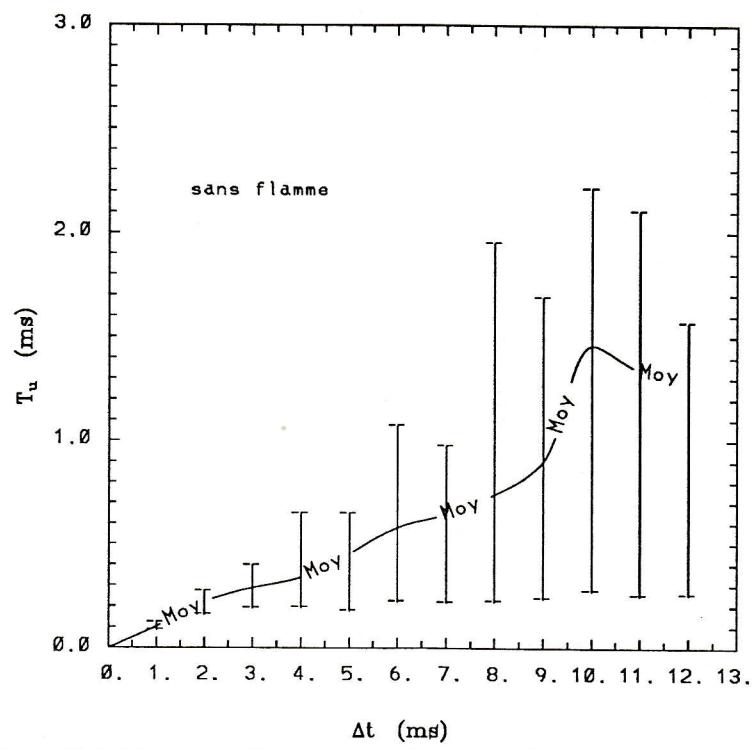


Fig. XII-16c Echelle intégrale ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

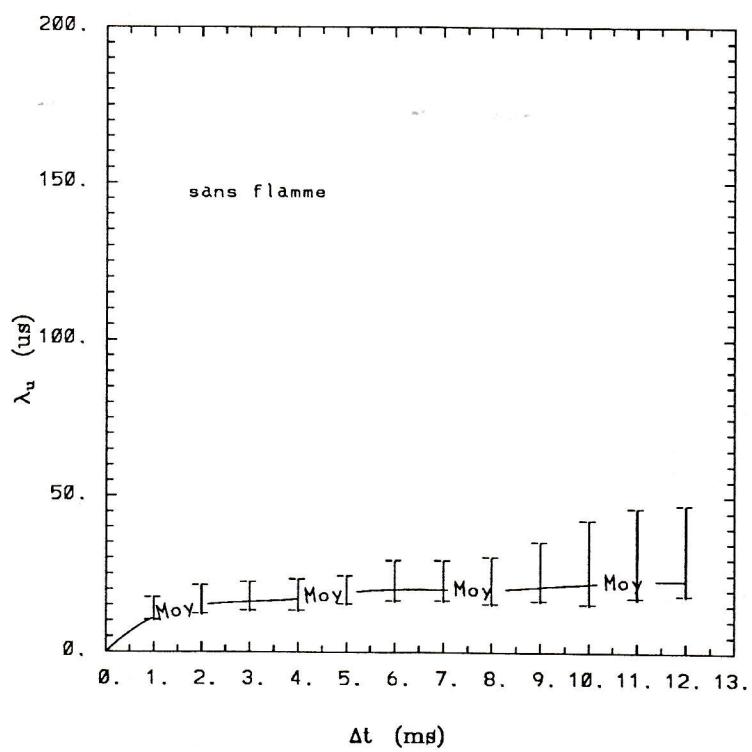


Fig. XII-16d Microechelle ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

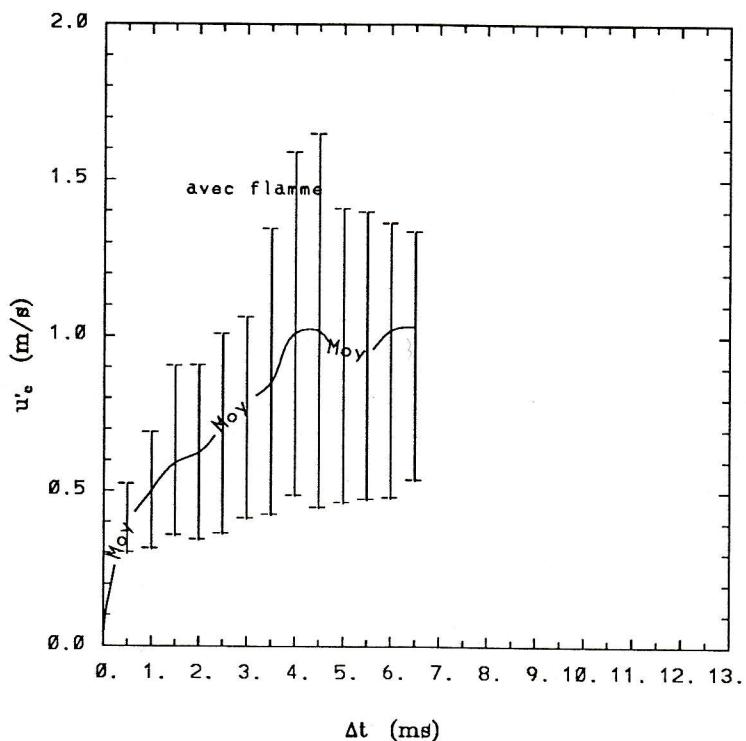


Fig. XII-17 Intensité de turbulence ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

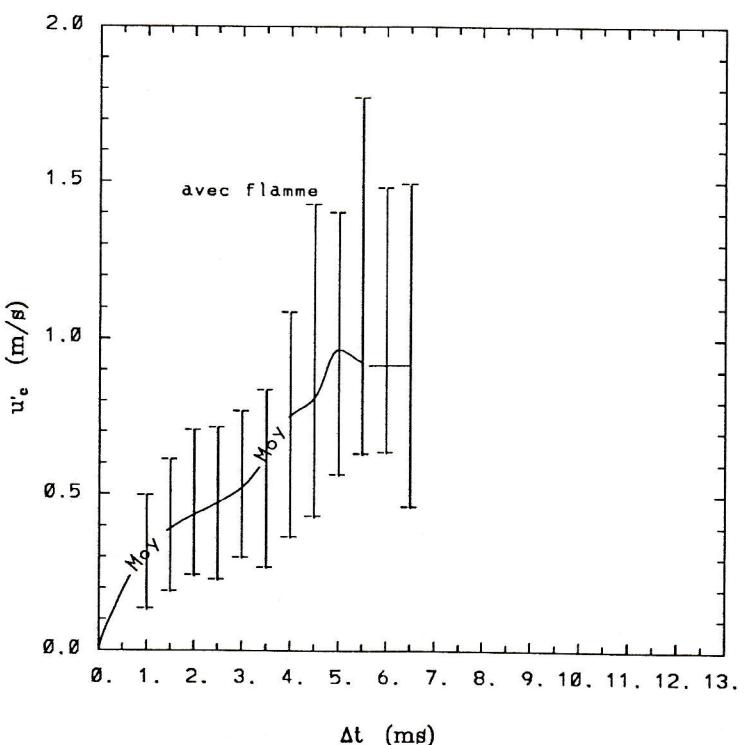


Fig. XII-18 Intensité de turbulence ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

XII-20, XII-21 et XII-22 ont les mêmes tendances que sans flamme. On a l'impression que cette convergence vers des courbes limites est plus accentuée en présence de la flamme. Par contre elle se décorrèlent beaucoup plus vite pour les petits Δt et plus lentement pour les grands Δt .

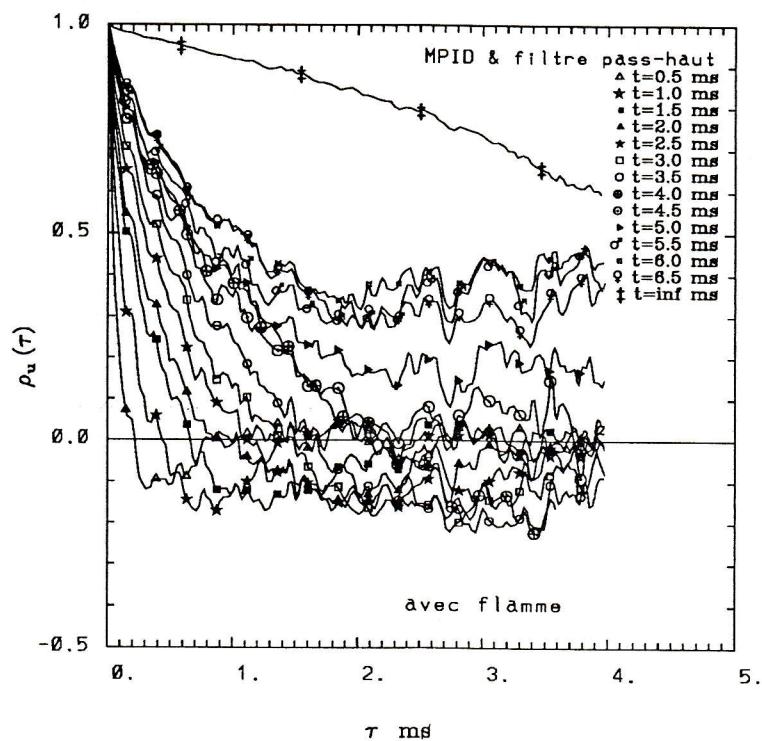
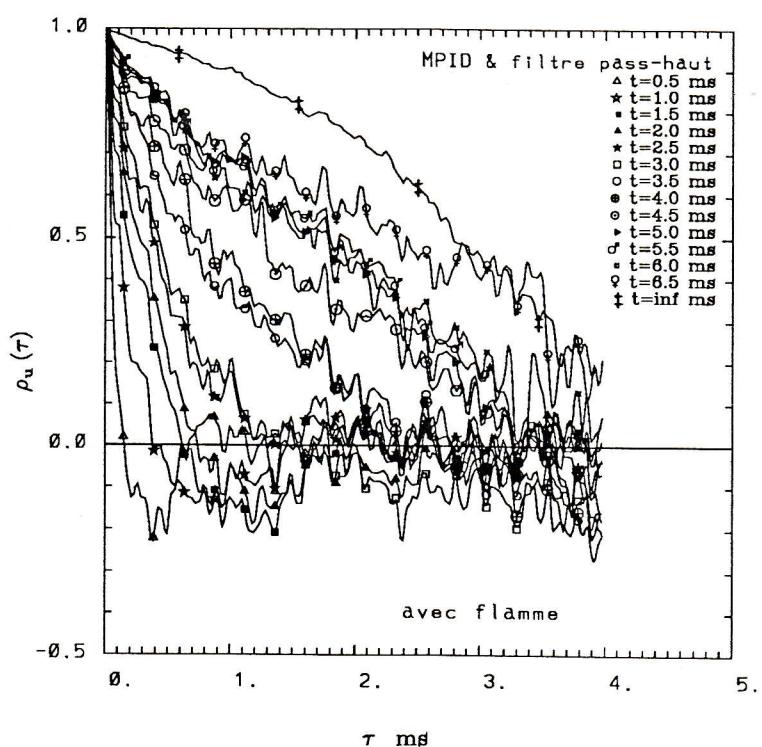
De la même manière qu'à froid, les évolutions des grandes et petites échelles sont représentées sur les figures XII-23 (a, b, c, d). Elles montrent l'accentuation rapide des échelles en fonction de Δt , sans vraiment atteindre de limites. Nous pensons que ces résultats sont biaisés par la prise en compte des fausses basses fréquences quand Δt s'élargit à cause de la montée très rapide de la vitesse d'une part, et par la courte durée des tirs qui est d'environ 10 ms. D'où une dispersion cyclique beaucoup plus importante pour les grands Δt sur les résultats des intensités d'énergie de turbulence (Fig. XII-17 et XII-18) et les échelles (figures XII-23). Ces résultats en combustion sont à débattre. Les spectres pour les deux blocs (2,6 ; 4,2 mm) en fonction de Δt sont données sur les figures XII-21, XII-22.

XII-6 COMPARAISON DES RESULTATS AVEC ET SANS COMBUSTION

La comparaison entre les écart-types des fluctuations de vitesse en fonction de la fenêtre d'intégration, obtenus avec et sans combustion pour les blocs 2,6 mm et 4,2 mm et pour la seule position $X = 30$ mm dans la chambre, est effectuée sur les figures XII-24 et XII-25. Les écarts-types obtenus avec et sans combustion se confondent pour les petits intervalles de Δt , mais celui avec combustion croît plus vite avec Δt que dans le cas sans combustion. Ceci peut s'expliquer par la prise en compte comme une instationnarité basse fréquence, de la montée en vitesse des gaz frais à l'approche de la flamme. Ceci peut s'expliquer par la prise en compte comme une instationnarité basse-fréquence de la montée en vitesse des gaz frais à l'approche de la flamme.

Pour les résultats des échelles intégrales, dans les deux situations d'écoulement et pour les mêmes blocs que ci-dessus, comparés sur les figures XII-26 et XII-27, on remarque la même tendance. La macroéchelle est beaucoup plus importante en combustion pour les grands Δt . Cependant sur les profils de la microéchelle en fonction de Δt , ce sont celles sans combustion qui sont importantes (Figures XII-28 et XII-29).

Le problème restant pour la discussion porte sur la nature des fluctuations basses fréquences. Est-ce qu'elles ont de la turbulence ou elles appartiennent à l'écoulement dû à la poussée des gaz frais par l'avancement de la flamme.

Fig. XII-19 Autocorrelation de u' ($X=30$ mm, $d=2.6$ mm)Fig. XII-20 Autocorrelation de u' ($X=30$ mm, $d=4.2$ mm)

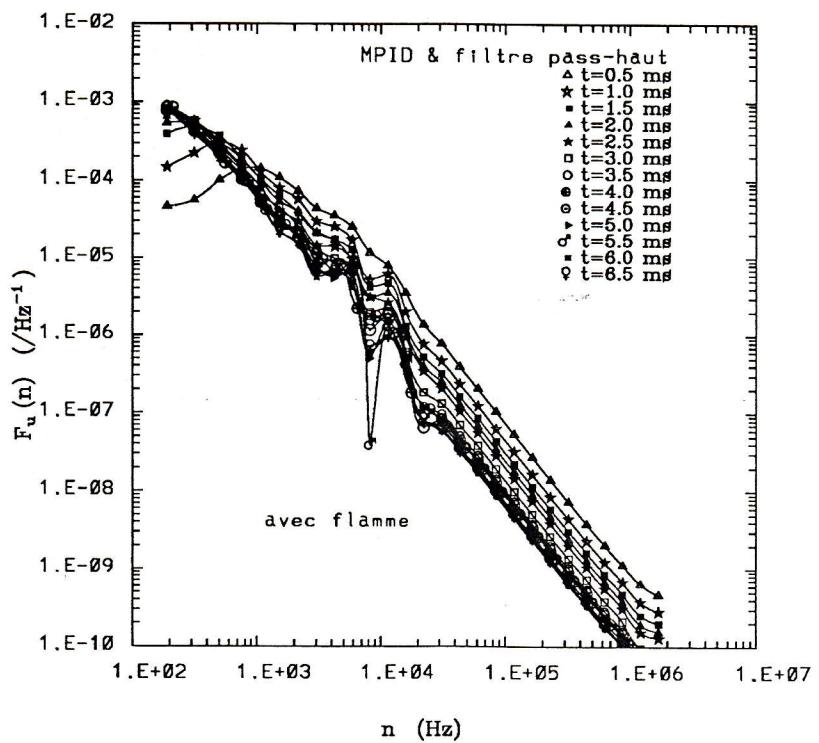


Fig. XII-21 Densité spectrale u' ($X=30 \text{ mm}$ $d=2.6 \text{ mm}$)

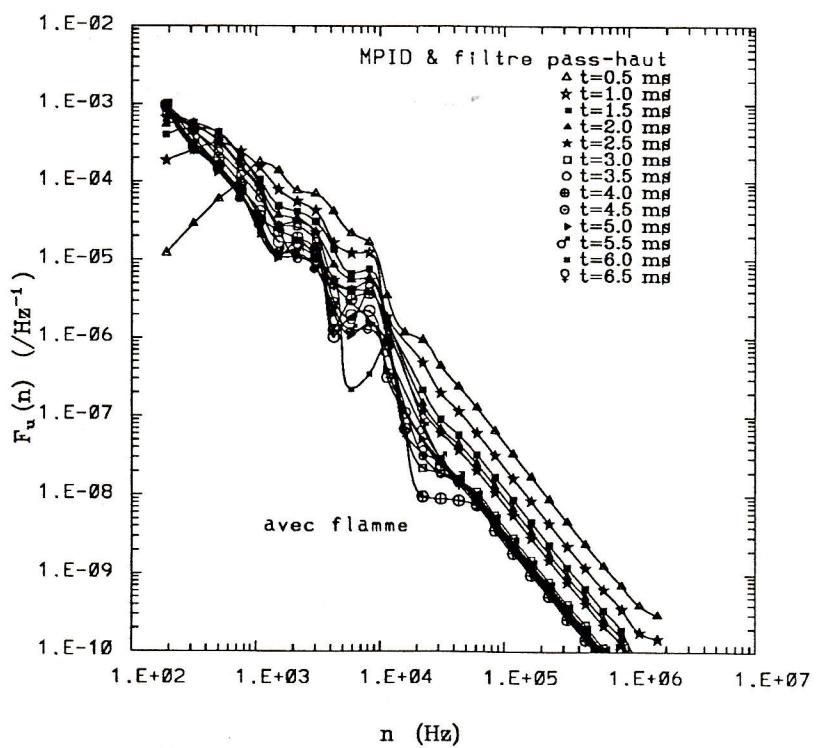
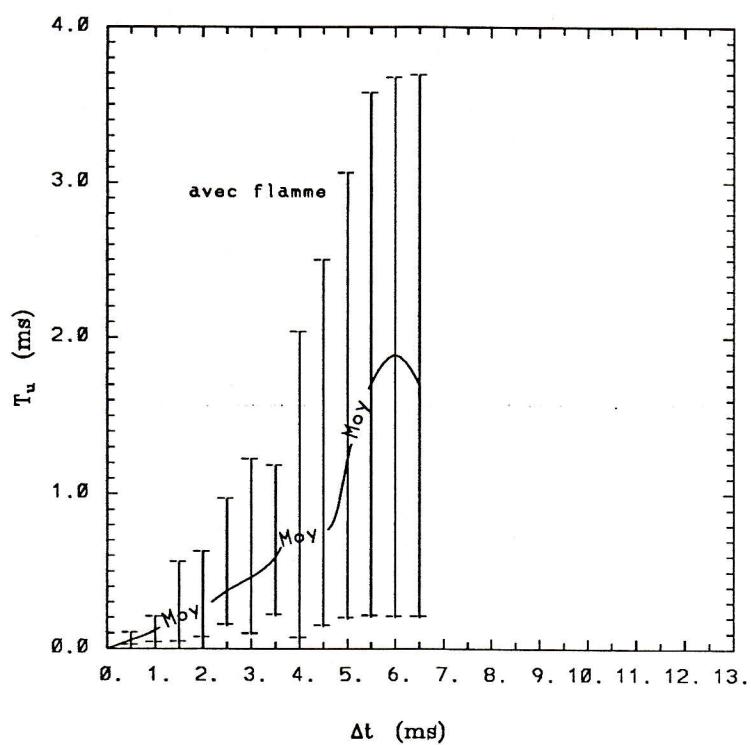
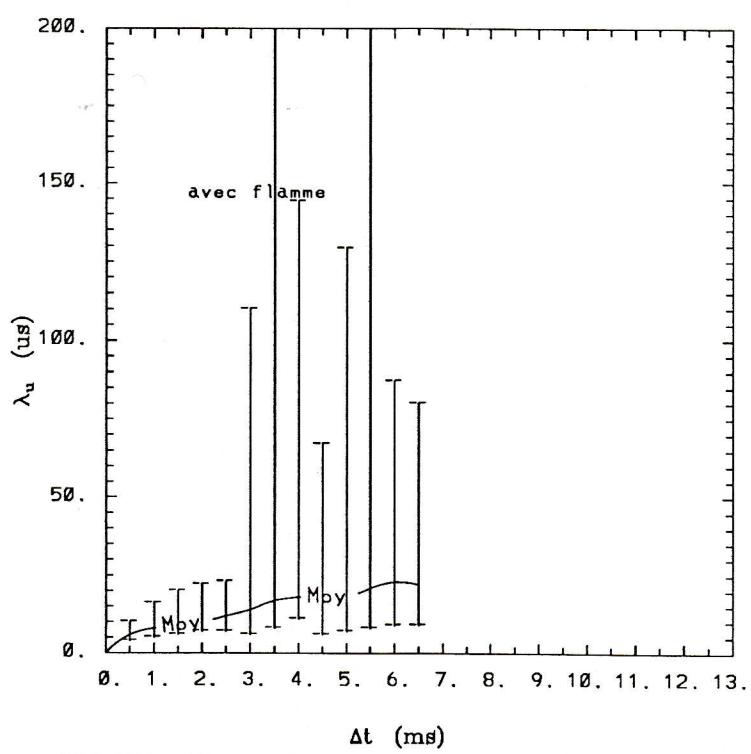
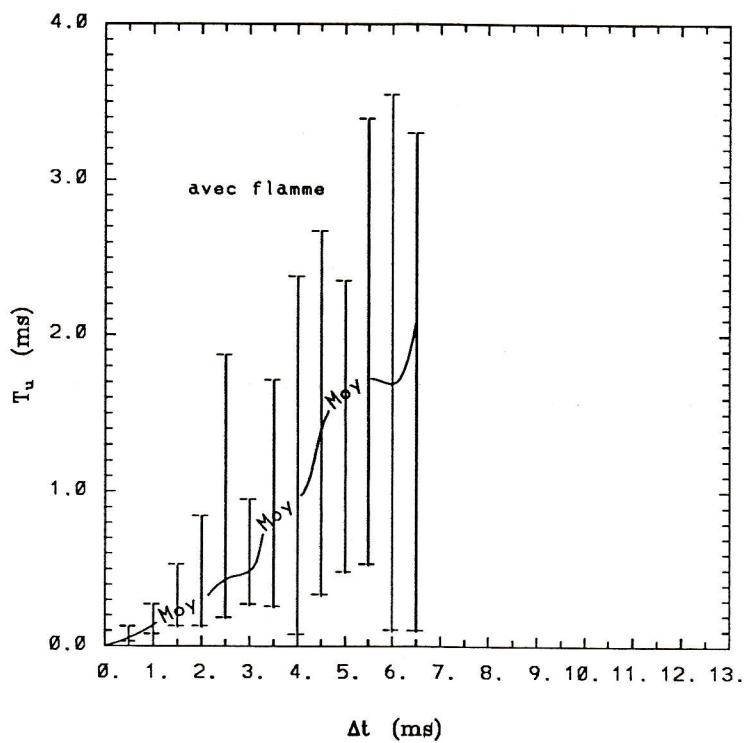
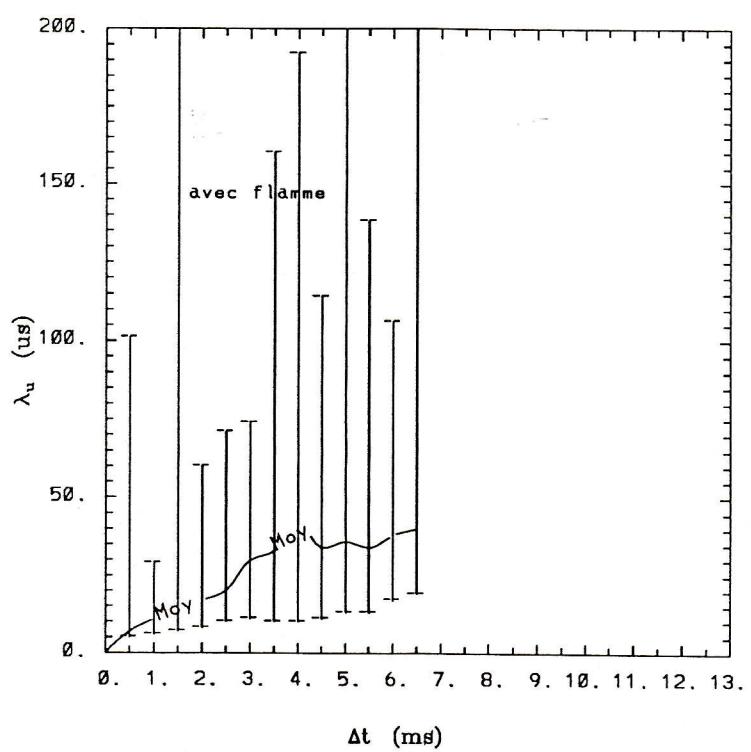
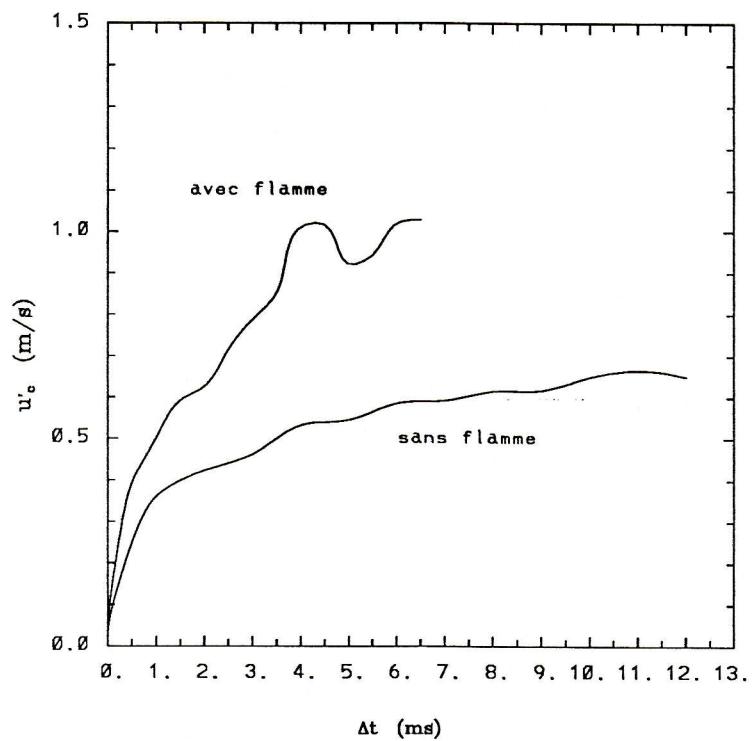
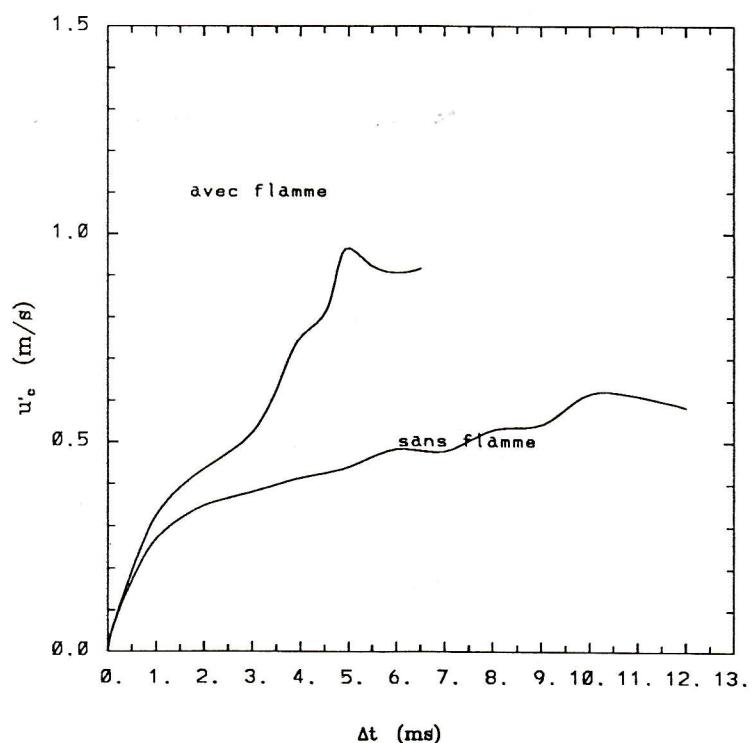
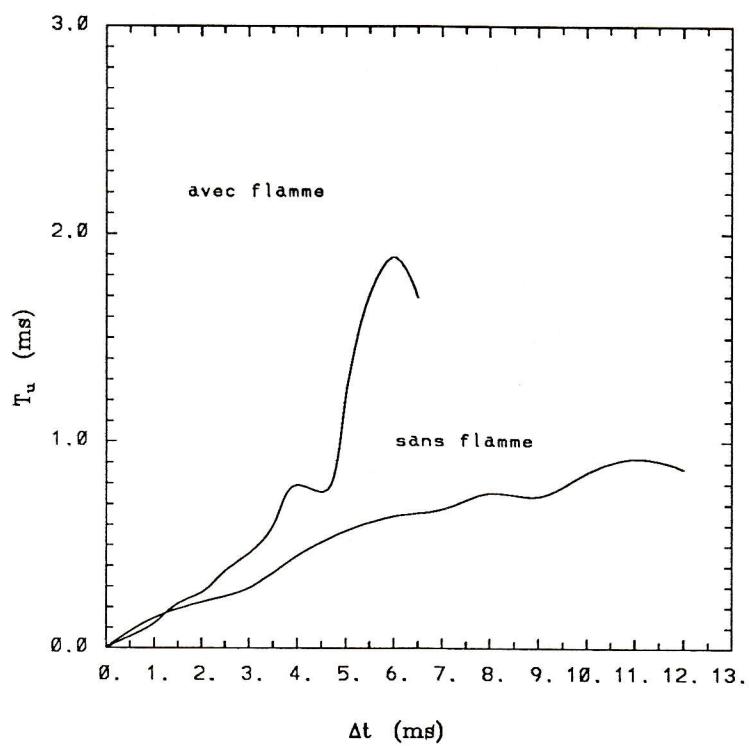
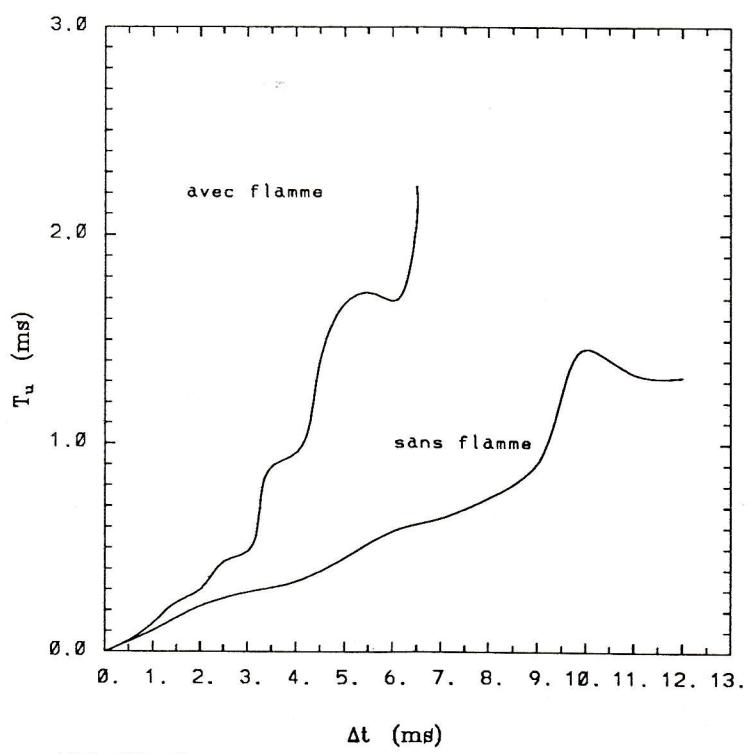


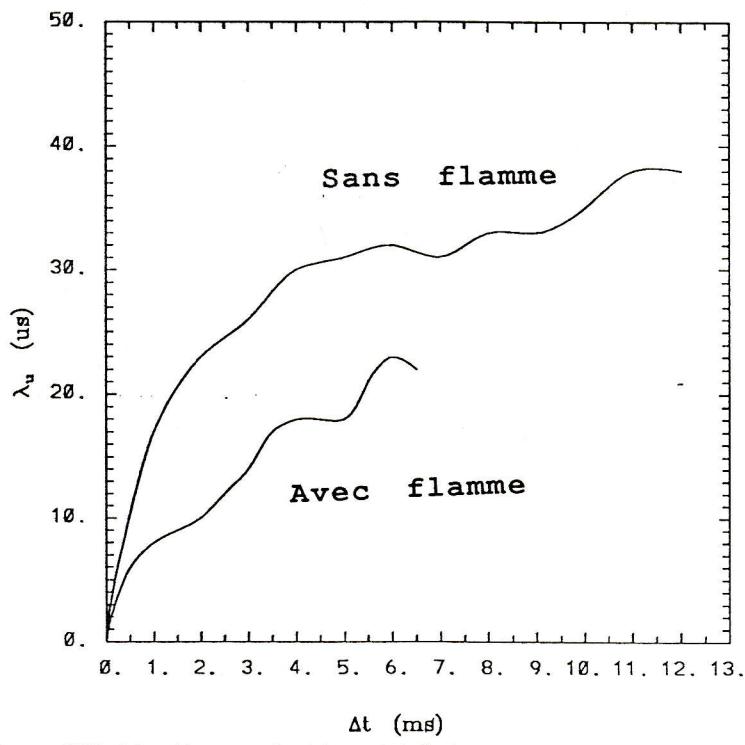
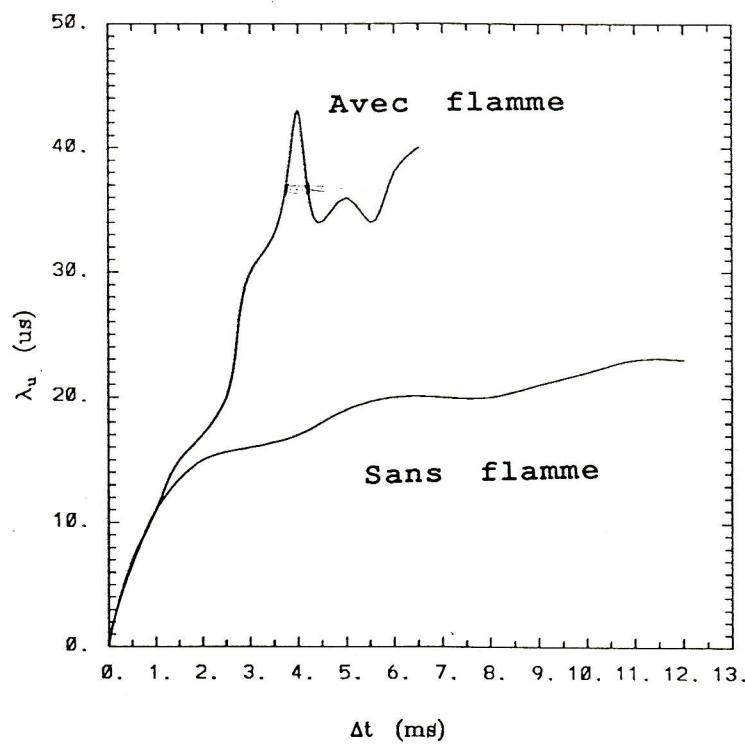
Fig. XII-22 Densité spectrale u' ($X=30 \text{ mm}$, $d=4.2 \text{ mm}$)

Fig. XII-23a Echelle intégrale ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-23b Microechelle ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-23c Echelle intégrale ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-23d Microechelle ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-24 Intensité de turbulence ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-25 Intensité de turbulence ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-26 Echelle intégrale ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-27 Echelle intégrale ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

Fig. XII-28 Microechelle ($d=2.6\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)Fig. XII-29 Microechelle ($d=4.2\text{mm}$, $X=30\text{mm}$)

XII-7 CONCLUSION

La conception de la chambre de l'ARC est réalisée dans le but de reproduire la propagation d'une flamme allumée dans des conditions comparables à celles rencontrées dans les moteurs. La turbulence alors peut y être étudiée plus en détail, grâce aux accès optiques faciles qu'elle permet. En particulier pour ce qui concerne l'intensité et les échelles des fluctuations.

Plusieurs points sont mis en évidence :

- 1 - Le niveau d'énergie de turbulence à considérer dans les modèles est très dépendant de la définition de la turbulence choisie et de la fenêtre d'intégration Δt .
- 2 - Les statistiques réalisées sur les moyens d'ensemble apparaissent comme une limite de celles réalisées par cycle quand la fenêtre d'intégration Δt croît aussi bien que pour les échelles que pour l'énergie de turbulence [8].
- 3 - La turbulence définie sans combustion n'est pas nécessairement représentative de celle qui existe dans les gaz frais en présence de la propagation du front de flamme, ce qui est mis en évidence par les résultats des échelles et de l'intensité de turbulence.
- 4 - La vitesse de "combustion" est liée au niveau de turbulence et aux échelles.
- 5 - L'accroissement de la turbulence de cycle pourrait être corrélé avec l'accroissement de la vitesse de combustion. Et cela à d'ailleurs déjà été remarqué dans un moteur par **Baritaud** [9] et **Hall** [10]. Ce résultat est à considérer avec prudence si l'on tient compte du fait que la forte accélération de la vitesse des gaz biaise dans une certaine mesure, la valeur de σ_u et des échelles de cycle intégré dans des fenêtres de largeur Δt . Si Δt augmente.

REFERENCES

- [1] **A. Rachid** : "Etude de l'interaction turbulence-combustion dans le cadre d'une flamme oblique". Thèse de 3ème Cycle. Université de Rouen (1980).
- [2] **I. Gökalp** : "Les problèmes d'interaction entre une flamme et un écoulement turbulent (flamme froide) et un écoulement à température élevée". Thèse d'Etat. Université Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- [3] **R.K. Cheng, I.G. Shepherd** : "Interpretation of conditional statistics in open oblique premixed flames". C.S.T., Vol.49 (1986).
- [4] **F.C. Gouldin, K.V. Dandeber** : "Time-resolved density measure-
in premixed turbulent flames". A.I.A.A. Journal, Vol.22, n°5 (May)
1984).
- [5] **P.O. Witze et al.** "Direct measurement of the turbulent burning
velocity in a homogeneous charge enginee" Sandia Report 86
1531 (1986).
- [6] **F.V. Bracco** : "Structure of flames in Premixed-change IC engines"
Combustion Sciences and technology. Vol. 58, pp. 209-230 (1988).
- [7] **A. Floch** : "Etude de la turbulence instationnaire dans une chambre
de combustion à volume constant. Interaction avec la propagation
d'une flamme allumée par étincelle". Thèse de Doctorat de
l'Université de Rouen.
- [8] **R.A. Fraser and F.V. Bracco** : "Cycle resolved CDV integral length
scale measurements investigating clearance. Keight scaling,
isotropy and homogeneity in an I.C. Engine, Sandia Report 89 0615
(1989).
- [9] **PH. Pinchon et T.A. Baritaud** : Modélisation tridimensionnelle de
l'aérodynamique et de la combustion dans un moteur à allumage
commandé. Revue de l'institut français du Pétrole, Vol. 43, n° 5,
Septembre-Octobre 1988.

- [10] **M.J. Hall** : "Cycle resolved velocity and turbulence measurements near the cylinder wall of a fixing S.I. Engine", SAE paper 860320 (1986).
- [11] **L.Hamma** : "Etude de la diffusion de la chaleur en aval d'un cylindre chauffé à faible nombre de Reynolds ($40 < Re > 60$)". Thèse de 3ème cycle, Rouen.

CONCLUSION

La méthode d'analyse spectrale que nous avons mis au point (MPID) permet, par l'intermédiaire de l'autocorrélation de contrôler la qualité physique des résultats et de les corriger du bruit présent dans les mesures. De ce fait la résolution vers les hautes fréquences est nettement améliorée et la détermination de la micro-échelle de Taylor est possible de façon correcte.

Cette méthode a été utilisée dans deux situations très différentes :

- Dans la première nous avons étudié l'influence de la combustion sur la turbulence des gaz brûlés dans une flamme de pré-mélange. Nous avons pu mettre en évidence un net accroissement des échelles intégrales et de la micro-échelle et le glissement des spectres vers les petits nombres d'ondes.

L'analyse spectrale dans cette situation s'est aussi révélée être un outil intéressant pour contrôler les effets de sillage.

- Dans la seconde nous avons abordé l'analyse spectrale de la turbulence des gaz frais dans une chambre à volume constant au cours de la propagation instationnaire d'une flamme allumée par étincelle. Les résultats ont clairement montré la difficulté qu'il y a pour définir les échelles intégrales de façon indépendante du filtrage. Pour les micro-échelles la rupture de pente est plus nette et se situe aux alentours de deux microsecondes.

Cette approche pourrait être utilisée dans les moteurs réels. Dans ce milieu où les hautes cadences de mesure sont difficilement réalisables, la MPID serait un outil précieux.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans ce travail, nous avons abordé l'analyse spectrale des champs turbulents de vitesse mesurés par Vélocimétrie Doppler Laser. Le problème principal est lié à l'arrivée irrégulière des particules validées, cette arrivée pouvant ne pas être indépendante des caractéristiques locales de l'écoulement (réactions chimiques, température, vitesse...). Parmi les méthodes existant dans la littérature, nous en avons retenu quatre :

- La méthode des interpolations
- La méthode spectrale directe
- La méthode des produits à intervalles exacts
- La méthode des produits à intervalles discrets (MPID)

Le choix d'une méthode est essentiellement lié à deux aspects :

- La cadence moyenne des mesures, comparée à l'évolution temporelle de la vitesse
- La performance des ordinateurs dont on dispose (taille, mémoire, rapidité).

Grâce aux diverses situations expérimentales que nous avons explorées, nous avons pu tester les différentes méthodes. Les points suivants peuvent être notés :

- La méthode des interpolations entraîne une perte d'information sur les fréquences élevées et, par suite, une mauvaise résolution du spectre. La conséquence directe est l'impossibilité de la détermination de la micro-échelle. C'est une méthode qui peut donner satisfaction dans les situations où l'ensemencement est aisé et où la cadence des mesures est très élevée. Ce n'est généralement pas le cas en combustion.

- Les autres méthodes basées sur la détermination de l'autocorrélation sont a priori plus satisfaisantes. Parmi ces méthodes la MPID est un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul.
- Il n'existe pas de solution satisfaisante dans le cas de niveaux de turbulence élevés et de cadences insuffisantes.
- L'incertitude sur un spectre est plus élevée en échantillonnage aléatoire qu'en échantillonnage régulier. Ceci implique la nécessité d'un grand nombre d'acquisitions pour moyenner plusieurs spectres.
- Des méthodes plus récentes basées sur l'algorithme dûs à **Burg*** et améliorées par **Fougère** (maximum d'entropie) n'ont pas été abordées ici et mériteraient des développements complémentaires.

Par ailleurs le bruit contenu dans les mesures est un handicap pour la détermination des échelles et des spectres. Nous avons proposé une méthode de correction de l'autocorrélation qui apparaît satisfaisante sans qu'il soit nécessaire de suréchantillonner le signal pour bien appliquer un filtrage passe-bas. La détermination de Taylor est alors rendue possible.

La méthode que nous avons adoptée (MPID) nous a permis d'aborder l'étude de l'interaction de la combustion et de la turbulence sous l'angle de l'évolution des échelles et des spectres. Bien que non exhaustive cette approche a conduit à mettre en évidence quelques résultats sur la flamme en "V" stabilisée et sur la flamme en propagation instationnaire.

- La flamme en "V" stabilisée :

On a pu remarquer une nette augmentation des échelles et l'accroissement du niveau d'énergie des petits nombres d'ondes par expansion volumique des gaz brûlés, ainsi que les effets du sillage sur l'écoulement.

* **Burg J.P.** "Maximum entropy spectral analysis".

Ph.D. Diss. Stanford University, Stanford / CA (1975).

- La flamme instationnaire :

On a pu constater une forte dépendance des échelles avec les fenêtres de lissage et l'impossibilité qu'il y a de séparer les échelles de la turbulence avec celles des instationnarités dans les gaz frais juste devant le front de flamme.

L'analyse spectrale ainsi mise au point pour la Vélocimétrie Doppler Laser devrait maintenant pouvoir être utilisée de façon routinière pour les expériences de combustion du laboratoire.

Résumé :

Ce mémoire concerne l'étude des différentes techniques d'analyse spectrale des fluctuations de vitesse, pouvant traiter les données arrivant aléatoirement de la Vélocimétrie Doppler Laser. Elles sont testées sur les dispositifs experimentaux existant au laboratoire, afin d'en faire une critique. En combustion le fait que l'information n'arrive pas de manière homogène complique d'avantage les analyses.

Il n'existe pas de technique universelle pour faire l'analyse spectrale, chaque cas est particulier par le niveau de turbulence de l'écoulement, le type de diffusion utilisé et par les accès optiques possibles. La méthode des produits à intervalle discret (MPID) basée sur le calcul de l'autocorrélation est la plus maniable de toutes les approches présentées. La méthode que nous proposons permet aussi de corriger le bruit et les biais. Elle donne accès à une meilleure résolution vers les hautes fréquences et la détermination plus précise de la micro-échelle.

L'interaction combustion-turbulence est étudié grâce à la MPID sous deux aspects : stationnaire et instationnaire. Sur la flamme stationnaire (flamme en "V") l'incidence de la combustion sur les échelles et les spectres est mise en évidence. Sur le flamme en propagation, une attention particulière est portée sur des grandes échelles en relation avec la combustion.

Mots clés :

Vélocimétrie Doppler Laser.

Analyse statistique :

- Biais statistique.

Analyse spectrale :

- Méthode des interpolations.
- Méthode spectrale directe.
- Méthode des produits à intervalles exacts.
- Méthode des produits à intervalles discrets.

Traitement de l'information :

- Bruit haute fréquence.
- Filtre passe bas.
- Filtre passe haut.

Ecoulement :

- Stationnaire.
- Instationnaire.

Turbulence.

Combustion.

Spectre.

Autocorrélation.

Echelle de turbulence.