



HAL
open science

Contribution à l'étude des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable

Joël Pagé

► **To cite this version:**

Joël Pagé. Contribution à l'étude des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable. Milieux fluides et réactifs. Université d'Orléans, 1998. Français. NNT : . tel-00180200

HAL Id: tel-00180200

<https://theses.hal.science/tel-00180200>

Submitted on 18 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à l'université d'Orléans

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

discipline : MÉCANIQUE-ÉNERGÉTIQUE

par

Joël Pagé

**Contribution à l'étude des jets turbulents
axisymétriques à masse volumique variable**

soutenue le 28 janvier 1998 devant la commission d'examen.

P. Chassaing	Rapporteur / Professeur à l'université de Toulouse
F. Anselmet	Rapporteur / Chargé de recherche au CNRS, Marseille
I. Fedioun	Examineur / Maître de conférence à l'université d'Orléans
L. Fulachier	Président du jury / Directeur de recherche au CNRS, Marseille
I. Gökalp	Directeur de thèse / Directeur de recherche au CNRS, Orléans
B. Izrar	École doctorale / Professeur à l'université d'Orléans
B. Sarh	Directeur de thèse / Professeur à l'université d'Orléans
M. Trinité	Examineur / Directeur de recherche au CNRS, Rouen
H. Sanders	Invité / Chercheur associé, Imperial College

 *Remerciements*

Remerciements

Je remercie monsieur Michel CATHONNET, directeur de recherche au C.N.R.S., d'avoir permis la réalisation de ce travail par son accueil au Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs.

J'exprime ma reconnaissance à monsieur Iskender GÖKALP, directeur de recherche au C.N.R.S., pour m'avoir accueilli dans son équipe. Il a contribué au développement de ce travail par ses insignes conseils et m'a fourni les moyens indispensables à sa mise en œuvre.

Je remercie monsieur le professeur Brahim SARH, de l'université d'Orléans, pour m'avoir guidé dans la réalisation de cette étude ; ses encouragements constants et ses recommandations pertinentes m'ont permis de la mener jusqu'en son terme tout au long de ces trois années.

Que monsieur le professeur Patrick CHASSAING, de l'université de Toulouse, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de le juger.

À monsieur Fabien ANSELMET, chargé de recherche au C.N.R.S., j'exprime ma gratitude pour avoir accepté de participer au jury et d'être un des rapporteurs.

Que monsieur Louis FULACHIER, directeur de recherche au C.N.R.S., trouve ici l'expression de mes profonds remerciements pour avoir accepté de juger ce travail.

J'exprime ma reconnaissance à monsieur Michel TRINITÉ, directeur de recherche au C.N.R.S., qui a bien voulu examiner ce travail.

Que monsieur Ivan FEDIOUN, maître de conférence de l'université d'Orléans à l'E.S.E.M., veuille bien trouver mes remerciements. Son aide et sa perspicacité m'auront été tout à fait précieuses quant à la mise en forme tout autant qu'au contenu scientifique de ce mémoire.

Je remercie également monsieur Boukram IZRAR, maître de conférence à l'université d'Orléans, pour avoir accepté d'examiner ce travail dans le cadre de l'école doctorale d'Orléans.



Je ne saurais oublier monsieur Hans SANDERS, chercheur associé à l'Imperial College, pour tout l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Son ouverture d'esprit et ses concetti sont à l'image de son beau pays.

Je remercie la région Centre pour le financement de cette thèse.

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans le renfort cyclopéen de monsieur Yahia HAÏDOUS. Il a développé et mis au point tous les programmes de calcul nécessaires au caractère *original* de ce travail avec une alacrité permanente. Les épithètes me manquent pour le remercier à sa juste valeur.

Je remercie Aaila avec ferveur. Nos tribulations dans l'Yss'Bahâr et jusqu'en Orkose nous ont ciselés.

Je ne saurais oublier messieurs Patrick GOLDBRONN (D.E.A., E.S.E.M.) et David BOUDERNEL (stage ingénieur, E.S.E.M.) pour le concours inappréciable qu'ils m'ont offert. Nous sommes partis de rien pour aboutir au dispositif expérimental actuel. Ils ont affronté avec placidité les maelströms de talc, mon humeur fantasque. Je les en remercie fort.

Je remercie également monsieur Alain AYMARD, chef de l'atelier de mécanique du L.C.S.R., ainsi que Henri PEYROUX pour leur excellent travail, tant pour la réalisation du caisson de mélange que pour le reste.

Que Vaalkâmorgen daigne accepter ma profonde reconnaissance. Nos rares rencontres m'ont été profitables quant à la compréhension du nadir.

Je tiens à remercier tout particulièrement monsieur Alain QUILGARS, responsable de l'atelier verrerie, pour son aide inestimable.

Je serais tout quinaud d'omettre madame Renée HERBIN. Notre manque d'équanimité, notre humeur cyclothymique, auront été de tout instant en accord.

Je ne puis oublier de remercier l'ingambe Bernadette TRIFFIGNY pour son affabilité, sa gentillesse et sa bienveillance infinie.

Que madame Denise de PLINVAL trouve ici ma profonde gratitude pour son affabilité de tout instant. Puissent les napées tisser encore longtemps ses *réserves personnelles* de samit, d'or tiède et de chrysoprase.

Que madame Claude Fougère veuille bien recevoir les entrelacs argentins de mes remerciements les plus précieux. Elle a permis que Zar'ouath et Elliador Den Khôda se promènent, de nouveau, dans les champs de douces-amères, de faire que les quinquets ne s'éteignent jamais lorsque l'obscurité recouvre tout. Son humanité est sans égale.

Je ne puis tarir d'éloges pour mes chers amis de l'algeco sis près de la boulaie et du sapin-boule où nichent les merles, c'est-à-dire monsieur Yanick MICHOU et monsieur Laurent GAGNEPAIN, qui ont accepté mes foucades, mes silences et mes vitupérations durant ces deux années sans jamais se départir de leur bonne humeur. Ils sont si gentils que l'on aurait envie de se coucher à terre, pour qu'ils puissent marcher sans prendre froid.

J'adresse mon amitié à monsieur Yanick MICHOU, sujet de Sa Majesté la reine d'Angleterre. Son ouverture d'esprit, tant musicale que littéraire, sa culture, son goût prononcé pour les coucoumelles et (les) hulot(tes), feraient plaisir à Lewis Carroll, J.R.R. Tolkien et Gustave Mahler tout à la fois.

Que monsieur Laurent GAGNEPAIN trouve ici toute ma reconnaissance. Qu'il accepte mes excuses pour toutes les fois où je lui ai écrasé, de façon fort belliqueuse, ses petits pains.

J'exprime ma reconnaissance à monsieur Christian CHAUVÉAU, chargé de recherche au C.N.R.S. dans l'équipe Combustion et Turbulence, pour avoir mis à ma disposition tous les moyens informatiques qui lui étaient possibles ainsi que les divers outils de mesures indispensables à cette thèse. Qu'il soit remercié, de surcroît, pour sa magnanimité et sa tolérance face à la floraison des œuvres de Gustave Klimt en fond d'écran, entre autres, que j'ai parsemées, passim.

Grand merci aux membres de l'équipe Combustion et Turbulence pour leur soutien.

Je remercie Robert AKRICH pour tout l'intérêt qu'il a porté aux quelques numéros du défunt LCSR NEWS.

Enfin, que Chloé trouve ici le témoignage de ma dilection. Je m'incline devant la douceur de Tromsø et la Norvège hiémale pour l'avoir éveillée.

pour  *hloé,*  *aïla,*
 *liador,*
 *ar'ouath.*

à la mémoire de aphnée.

Table des matières



Table des matières.....	6
Nomenclature	12
Références bibliographiques	17
Introduction	26

CHAPITRE 1 : SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

I)	Introduction	30
	I.1) Les grandeurs globales	30
	I.2) Les grandeurs liées à la turbulence	31
	I.3) La modélisation numérique	31
II)	Équations instantanées.....	33
	II.1) Le traitement statistique.....	36
	II.2) Caractérisation des jets.....	39
	II.3) Le diamètre équivalent.....	44
III)	Choix des jets étudiés	44
IV)	Paramètres gardés constants lors des expériences	45
	IV.1) Choix de la vitesse.....	45
	IV.2) Les conditions d'émission.....	46
	IV.3) Rapport de flux des quantités de mouvement	48
	IV.4) Récapitulatif.....	48

CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

I)	Dispositif expérimental de prospection du champ dynamique.....	51
	I.1) Descriptif général	51
	I.2) Le caisson étanche	52
	I.3) Le portique	54
II)	L'alimentation en air.....	54
	II.1) Ligne d'air principale	54
	II.2) Le co-courant d'air.....	56
III)	Régulation des débits	59
IV)	Alimentation en gaz	59
V)	Dispositif expérimental de prospection du champ scalaire	60

V.1) Introduction	61
V.2) Description du dispositif.....	61
V.3) Quelques paramètres importants	62

CHAPITRE 3 : L'ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER

I) Introduction	65
II) Le dispositif d'émission	65
II.1) Généralités	65
II.1.1) La théorie	65
II.1.2) Rappel sur l'effet Doppler	65
II.1.3) Principe de base	65
II.1.4) Méthode dite à <i>faisceaux de références</i>	66
II.1.5) Méthode dite <i>d'interférence</i>	67
II.2) Dispositif d'ADL	68
II.2.1) Le laser	68
II.2.2) Le <i>ColorBurst</i>	69
II.2.3) La cellule de Bragg	70
II.3) Le volume de mesure	70
II.4) La fréquence de décalage	72
II.5) Précaution de mise en œuvre.....	74
III) Le dispositif de réception.....	75
III.1) Généralités	75
III.2) L'ensemencement.....	75
III.3) Le récepteur	75
III.4) Le <i>ColorLink Plus</i>	76
III.5) L'I.F.A. 755.....	76
IV) Traitement du signal.....	76

CHAPITRE 4 : L'ENSEMENCEMENT

I) Influence de la taille des particules sur la mesure de vitesse	80
II) Influence de la concentration en particules sur la mesure de vitesse.....	83
III) Ensemencement de l'écoulement	85
IV) Ensemencement avec des particules solides	85
V) Ensemencement avec des particules liquides	87
VI) Description du dispositif d'ensemencement développé	88
VII) Étude granulométrique	90
VII.1) Généralités sur la méthode des phases	90
VII.2) Description théorique	91
VIII) Granulométrie	94

CHAPITRE 5 : LE CHAMP DYNAMIQUE

I)	Introduction	98
II)	Le champ moyen	98
	II.1) Évolution axiale de la vitesse longitudinale U	98
	II.2) Paramètres influençant le mélange	99
	II.3) Le confinement	100
	II.4) Le taux de décroissance K_u	101
	II.5) Le diamètre équivalent	102
III)	Évolution axiale des écarts-types des fluctuations	
	de la composante longitudinale et transversale	103
IV)	Coefficient axial d'anisotropie	104
V)	Énergie cinétique de la turbulence	105
	V.1) Évolution axiale de k	105
	V.2) Position du maximum d'énergie cinétique	106
	V.3) Répartition de l'énergie cinétique entre les	
	composantes	107
VI)	Évolution axiale des coefficients d'aplatissement et de	
	dissymétrie	108
VII)	Influence de la fenêtre de coïncidence sur les mesures	109
VIII)	Évolution radiale des vitesses longitudinale et transversale	110
	VIII.1) Vitesse longitudinale moyenne	110
	VIII.2) Vitesse transversale moyenne	110
	VIII.3) Demi-épaisseur dynamique L_U pour tous les gaz	111
	VIII.4) Auto-similarité	111
IX)	Évolution radiale des écarts-types des fluctuations	
	de la composante longitudinale et transversale	112
X)	Évolution radiale de l'énergie cinétique	113
XI)	Les tensions de cisaillement	113
XII)	Évolution radiale du coefficient d'aplatissement et de	
	dissymétrie	114
	Figures du chapitre V	115

CHAPITRE 6 : LES ÉCHELLES DE LA TURBULENCE

D)	Introduction	141
II)	L'énergie de turbulence	141
	II.1) Distribution de l'énergie de turbulence	141
	II.2) Spectre monodimensionnel de Taylor	142
	II.3) Nombre d'onde et spectre tridimensionnel	142
III)	Les échelles Eulériennes	144
	III.1) L'échelle intégrale de temps	144
	III.2) L'échelle intégrale de longueur.....	145
	III.3) Turbulence homogène et isotrope	145
	III.4) Le taux de dissipation de l'énergie cinétique	146
	de turbulence.....	146
	III.5) Échelle de Taylor	147
	III.6) Le nombre de Reynolds de la turbulence	147
	III.7) Micro-échelle spatiale de Kolmogorov	147
IV)	Détermination des densités spectrales d'énergie	148
	IV.1) Théorie du signal.....	148
	IV.2) Les diverses méthodes de calcul.....	148
	IV.2.1) La méthode des interpolations.....	149
	IV.2.2) La méthode des produits à intervalles	149
	exacts (<i>MPIE</i>)	149
	IV.2.3) La méthode spectrale directe (<i>MSD</i>)	149
	IV.2.4) La méthode des produits à intervalles	149
	discrets (<i>MPID</i>)	149
	IV.3) Méthodologie	150
V)	Résultats	152
	V.1) Intervalles de confiance des densités spectrales	152
	V.2) Allures des densités spectrales obtenues pour	153
	chaque gaz	153
	V.3) Test de validité des densités spectrales.....	154
	V.4) Maximum de dissipation des densités spectrales	155
	V.5) L'échelle intégrale de temps.....	157
	V.6) L'échelle intégrale de longueur	157
	V.7) Taux de dissipation de l'énergie cinétique	158
	V.7.1) Les évolutions axiales dans le champ proche.....	158
	V.7.2) Les évolutions axiales dans le champ lointain.....	160
	V.7.3) Valeur asymptotique du taux de dissipation longitudinal	161
	V.7.4) Utilisation du diamètre équivalent	162
	V.8) L'échelle de Taylor.....	163
	V.9) Le nombre de Reynolds turbulent.....	163
	V.10) Les échelles spatiales de Kolmogorov	165
	V.11) Un paramètre intéressant.....	166
VI)	Exploration du domaine inertiel	167
	Figures du Chapitre VI.....	168

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Conclusions et perspectives193

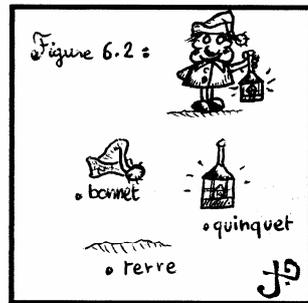
LES ANNEXES

Annexe A :
Influence des parois du caisson sur le volume de mesure197

Annexe B :
Traitement du signal par l'I.F.A. 755202

Annexe C :
Outils statistiques.....207

Annexe D :
Prospection du champ scalaire214



Liste des figures et tableaux *

* La pagination de cette liste est hors texte.

FIGURES

CHAPITRE 1 : SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

<i>Figure 1.1</i> : Cas du jet pur (non flottant), avec $Fr = \infty$	42
<i>Figure 1.2</i> : Cas du jet flottant (pure plume), avec $0 \leq Fr \leq \infty$	42
<i>Figure 1.3</i> : Cas du jet négativement flottant, avec $Fr < 0$	43
<i>Figure 1.4</i> : Zone d'établissement du jet	43
<i>Figure 1.5</i> : Évolution du profil radial de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$	
dans la section $X/D_j = 0,3$	46
<i>Figure 1.6</i> : Évolution de $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$	
dans la section $X/D_j = 0,3$	47
<i>Figure 1.7</i> : Évolution de $\langle v^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$	
dans la section $X/D_j = 0,3$	47

CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

<i>Figure 2.1</i> : Représentation schématique du dispositif expérimental	51
<i>Figure 2.2</i> : Dispositif expérimental.....	53
<i>Figure 2.3</i> : Lignes d'air, de gaz et circuits d'ensemencement	55
<i>Figure 2.4</i> : Méthode de mesure de U_e	56
<i>Figure 2.5</i> : Vitesse longitudinale moyenne U_e dans le plan d'éjection du jet.....	57
<i>Figure 2.6</i> : Profils de vitesse de U_e à $X/D_j = 0$ obtenus pour.....	
différentes fréquences ω du moteur.....	58
<i>Figure 2.7</i> : Configuration expérimentale du dispositif de prospection.....	62

CHAPITRE 3 : L'ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER

<i>Figure 3.1</i> : Méthode dite à faisceaux de référence.	66
<i>Figure 3.2</i> : Méthode dite d'interférence.	68
<i>Figure 3.3</i> : Dispositif d'anémométrie Doppler laser.	70
<i>Figure 3.4</i> : Volume de mesure.	71
<i>Figure 3.5</i> : Mouvement des franges dans le volume de mesure..... selon la fréquence de décalage.....	73
<i>Figure 3.6</i> : Fréquence du signal obtenu selon le sens de déplacement de la particule.....	73
<i>Figure 3.7</i> : Mauvais croisement et mauvaise focalisation du volume de mesure	75
<i>Figure 3.8</i> : Schéma fonctionnel du <i>ColorLink Plus</i>	76

CHAPITRE 4 : L'ENSEMENCEMENT

<i>Figure 4.1</i> : Influence de la taille des particules..... sur la diffusion de la lumière.....	81
<i>Figure 4.2</i> : Type de diffusion selon le diamètre de la particule	82
<i>Figure 4.3</i> : Problème de visibilité	83
<i>Figure 4.4</i> : Influence de la concentration en particules..... sur la fréquence Doppler.....	84
<i>Figure 4.5</i> : Principe du " <i>lit fluidisé</i> "......	86
<i>Figure 4.6</i> : Principe de l'atomisation	88

Figure 4.7 : Chaîne d'ensemencement du jet 89

Figure 4.8 : Diagramme géométrique des rayons diffusés par une sphère 91

Figure 4.9 : Diagramme montrant la différence de marche
entre deux rayons..... 92

Figure 4.10 : Déphasage enregistré entre deux signaux 93

Figure 4.11 : Filtrage d'un signal Doppler 94

Figure 4.12 : Dispositif phase Doppler 95

Figure 4.13 : Répartition du diamètre des particules d'huile d'olive
dans un jet d'air en sortie de tube 92

FIGURES DU CHAPITRE 5

Figure 5.1 : Évolution axiale de la vitesse longitudinale
moyenne adimensionnée, $(U_j - U_e)/(U_c - U_e)$ 116

Figure 5.2 : Comparaisons des taux de décroissance K_u
obtenus par rapport à la littérature 116

Figure 5.3 : Évolution axiale de la vitesse moyenne
en utilisant un diamètre effectif D_e 117

Figure 5.4 : Évolution axiale des intensités longitudinales
de turbulence $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ 117

Figure 5.5 : Évolution axiale des intensités transversales
de turbulence $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ 118

Figure 5.6 : Évolution axiale des intensités longitudinales
de turbulence $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ selon le diamètre effectif D_e 118

Figure 5.7 : Évolution axiale des intensités transversales
de turbulence $\langle v^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ selon le diamètre effectif D_e 119

Figure 5.8 : Évolution axiale du rapport $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2}$ 119

Figure 5.9 : Évolution axiale de l'énergie cinétique de la turbulence 120

Figure 5.10 : Évolution axiale du rapport k/k_{\max} 120

Figure 5.11 : Position axiale du maximum $X_{k_{\max}}/D_j$
de l'énergie cinétique de la turbulence 121

Figure 5.12 : Évolution axiale du rapport $\langle u^2 \rangle / k$ 121

Figure 5.13 : Évolution axiale du rapport $\langle v^2 \rangle / k$ 122

Figure 5.14 : Évolution axiale du coefficient d'aplatissement F_U 122

Figure 5.15 : Évolution axiale du coefficient dissymétrie S_U 123

Figure 5.16 : Évolution axiale du coefficient d'aplatissement F_V 123

Figure 5.17 : Évolution axiale du coefficient dissymétrie S_V 124

Figure 5.18 : Influence de la fenêtre de coïncidence
sur U , V , $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ 124

Figure 5.19 : Influence de la fenêtre de coïncidence sur le "data rate" 125

Figure 5.20 : Influence de la fenêtre de coïncidence sur les
coefficients d'aplatissement et de dissymétrie 125

Figure 5.21 : Profils radiaux de $(U - U_e) / (U_j - U_e)$ pour le jet d'hélium I
dans différentes sections 126

Figure 5.22 : Profils radiaux de $(U - U_e) / (U_j - U_e)$ pour le jet de méthane
dans différentes sections 126

<i>Figure 5.23</i> : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ pour le jet d'air..... dans différentes sections.....	127
<i>Figure 5.24</i> : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ pour le jet de CO_2 dans différentes sections.....	127
<i>Figure 5.25</i> : Évolution de la composante transversale de la vitesse moyenne dans le jet d'air pour différentes sections.....	128
<i>Figure 5.26</i> : Évolution de la demi-épaisseur dynamique 128	128
<i>Figure 5.27</i> : Profils d'auto-similarité dans la section $X/D_j = 20$ 129	129
<i>Figure 5.28</i> : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet d'hélium I	129
<i>Figure 5.29</i> : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet de méthane	130
<i>Figure 5.30</i> : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet d'air.....	130
<i>Figure 5.31</i> : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet de CO_2	131
<i>Figure 5.32</i> : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet d'hélium I	131
<i>Figure 5.33</i> : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet de méthane	132
<i>Figure 5.34</i> : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet d'air.....	132
<i>Figure 5.35</i> : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c-U_e)$ dans différentes sections du jet de CO_2	133

Figure 5.36 : Évolution radiale de $k/(U_c-U_e)$ dans
différentes sections du jet d'hélium I 133

Figure 5.37 : Évolution radiale de $k/(U_c-U_e)$ dans
différentes sections du jet de méthane..... 134

Figure 5.38 : Évolution radiale de $k/(U_c-U_e)$ dans
différentes sections du jet d'air..... 134

Figure 5.39 : Évolution radiale de $k/(U_c-U_e)$ dans
différentes sections du jet de CO₂..... 135

Figure 5.40 : Évolution des tensions de cisaillement dans différentes.....
sections du jet d'hélium I 135

Figure 5.41 : Évolution des tensions de cisaillement dans différentes.....
sections du jet de méthane 136

Figure 5.42 : Évolution des tensions de cisaillement dans différentes.....
sections du jet d'air 136

Figure 5.43 : Évolution des tensions de cisaillement dans différentes.....
sections du jet de CO₂ 137

Figure 5.44 : Évolution radiale du coefficient d'aplatissement F_U
dans la section $X/D_j = 10$ 137

Figure 5.45 : Évolution radiale du coefficient d'aplatissement F_V
dans la section $X/D_j = 10$ 138

Figure 5.46 : Évolution radiale du coefficient de dissymétrie S_U
dans la section $X/D_j = 10$ 138

Figure 5.47 : Évolution radiale du coefficient de dissymétrie S_V
dans la section $X/D_j = 10$ 139

FIGURES DU CHAPITRE 6

Figure 6.1 : Allure du spectre tridimensionnel $E(k,t)$ 170

Figure 6.2 : Influence du nombre de sous-blocs pris pour calculer la TFR.....
sur le spectre d'énergie dans les basses fréquences..... 170

Figure 6.3 : Influence du nombre de sous-blocs pris pour calculer la TFR.....
sur le spectre d'énergie dans les hautes fréquences 171

Figure 6.4 : Exemple d'intervalles de confiance de la densité spectrale.....
longitudinale dans l'air pour $X/D_j = 5$ 171

Figure 6.5 : Densité spectrale longitudinale sur l'axe pour
quatre gaz à $X/D_j = 0,3$ 172

Figure 6.6 : Densité spectrale longitudinale sur l'axe pour
quatre gaz à $X/D_j = 42$ 173

Figure 6.7 : Évolution axiale de la densité spectrale longitudinale.....
dans l'air pour $X/D_j = 0,3 ; 5$ et 10 174

Figure 6.8 : Évolution axiale de la densité spectrale longitudinale.....
dans l'air pour $X/D_j = 45 ; 57$ et 62 175

Figure 6.9 : Évolution axiale du rapport $\int_0^\infty E_1(n)dn / \overline{u'^2}$ 176

Figure 6.10 : Évolution axiale du rapport $\int_0^\infty E_2(n)dn / \overline{v'^2}$ 176

Figure 6.11.a : Densité spectrale dans le jet d'hélium en fonction de.....
 $k_1 \eta$ dans la section $X/D_j = 17$ 177

Figure 6.11.b : Densité spectrale dans le jet de méthane en fonction de.....
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 17$ 177

Figure 6.11.c : Densité spectrale dans le jet d'air en fonction de.....
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 17$ 177

Figure 6.11.d : Densité spectrale dans le jet de CO_2 en fonction de
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 17$ 177

Figure 6.12.a : Densité spectrale dans le jet d'hélium en fonction de.....
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 42$ 178

Figure 6.12.b : Densité spectrale dans le jet de méthane en fonction de.....
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 42$ 178

Figure 6.12.c : Densité spectrale dans le jet d'air en fonction de.....
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 42$ 178

Figure 6.12.d : Densité spectrale dans le jet de CO_2 en fonction de
 $k_1 \cdot \eta$ dans la section $X/D_j = 42$ 178

Figure 6.13.a : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'hélium
dans la section $X/D_j = 17$ 179

Figure 6.13.b : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane
dans la section $X/D_j = 17$ 179

Figure 6.13.c : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane.....
dans la section $X/D_j = 17$ 179

Figure 6.13.d : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet CO_2
dans la section $X/D_j = 17$ 179

Figure 6.14.a : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'hélium
dans la section $X/D_j = 42$ 180

Figure 6.14.b : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane
dans la section $X/D_j = 42$ 180

Figure 6.14.c : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane.....
dans la section $X/D_j = 42$ 180

Figure 6.14.d : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet CO_2
dans la section $X/D_j = 42$ 180

Figure 6.15 : Évolution axiale de l'échelle intégrale de temps pour les
différents gaz étudiés 181

Figure 6.16 : Évolution axiale de l'échelle intégrale de longueur pour les.....
différents gaz étudiés 181

Figure 6.17 : Spectres de dissipation dans les sections X/D_j des jets.....
d'hélium et de CO_2 pour lesquelles k est maximale 182

Figure 6.18 : Évolution axiale du taux de dissipation longitudinale de
l'énergie cinétique de la turbulence 182

Figure 6.19 : Évolution axiale du taux de dissipation transversale de
l'énergie cinétique de la turbulence 183

Figure 6.20 : Comparaison de l'évolution axiale du taux de dissipation
longitudinale de l'énergie cinétique de la turbulence.....
avec Antonia *et al.* (1979) 183

Figure 6.21 : Comparaison de la valeur asymptotique du taux de
dissipation axiale de l'énergie cinétique atteint sur l'axe des jets.....
par rapport à la littérature 184

Figure 6.22.a : Influence du diamètre équivalent D_e sur l'évolution
axiale du taux de dissipation longitudinale de l'énergie cinétique.....
de la turbulence..... 184

Figure 6.22.b : Influence du diamètre équivalent D_e sur l'évolution
axiale du taux de dissipation transversale de l'énergie cinétique
de la turbulence..... 185

Figure 6.23 : Évolution axiale du taux de dissipation longitudinale de
l'énergie cinétique de la turbulence en fonction du diamètre équivalent D_e 185

Figure 6.24 : Évolution axiale du taux de dissipation transversale de
l'énergie cinétique de la turbulence en fonction du diamètre équivalent D_e 186

Figure 6.25.a : Évolution axiale de la micro-échelle de Taylor pour les
différents gaz étudiés 186

Figure 6.25.b : Évolution axiale de la micro-échelle de Taylor pour les
différents gaz étudiés ($X/D_j > 10$) 187

Figure 6.26 : Évolution axiale du nombre de Reynolds turbulent Re_λ 187

Figure 6.27 : Évolution axiale du rapport $Re_\lambda/Re^{1/2}$ 188

Figure 6.28 : Évolution axiale de la micro-échelle de Kolmogorov
selon la direction longitudinale 188

Figure 6.29 : Évolution axiale de la micro-échelle de Kolmogorov
selon la direction transversale 189

Figure 6.30 : Comparaison de l'évolution axiale de la micro-échelle
de Kolmogorov avec la littérature 189

Figure 6.31 : Évolution axiale de l'échelle intégrale de turbulence..... 190

Figure 6.32 : Évolution du paramètre α_1 pour les quatre gaz.....
dans la section $X/D_j = 0,3$ 191

Figure 6.33 : Évolution du paramètre α_1 pour les quatre gaz.....
dans la section $X/D_j = 17$ 192

ANNEXE A

Figure 1.1 : Traversée d'un rayon lumineux dans deux milieux.....
d'indice de réfraction différent..... 198

Figure 1.2 : Chemin optique des faisceaux laser dans notre configuration 199

Figure 1.3 : Indice de réfraction des plaques de verre du caisson.....
selon la longueur d'onde du faisceau laser..... 200

Figure 1.4 : Schéma annexe du chemin optique d'un faisceau laser
à travers une plaque 201

ANNEXE C

Figure 1.1 : Pourcentages de la distribution normale..... 209

Figure 1.2 : Évolutions d'une valeur instantanée A.....
en fonction du temps 210

Figure 1.3 : Quelques exemples de densités de probabilité 213

ANNEXE D

Figure 1.1 : Dispositif expérimental de mesure..... 216

Figure 1.2 : Signal Rayleigh obtenu dans le méthane pour $X/R_j = 4,4$ 219

Figure 1.3 : Signal Rayleigh obtenu dans le méthane pour $X/R_j = 8,4$ 220

Figure 1.4 : Signal Rayleigh obtenu dans le méthane pour $X/R_j = 19,2$ 221

Figure 1.5 : Évolution longitudinale de $Y_j / \bar{Y}(X,0)$ 222

Figure 1.6 : Évolution longitudinale de la masse volumique $\bar{\rho}(X,0)$ 222

Figure 1.7 : Évolution longitudinale de $Y_j / \bar{Y}(X,0)$ en fonction
de la coordonnée réduite X/R_e 222

Figure 1.8 : Profils radiaux de $\bar{Y}(X,r)$ pour les hauteurs.....
 $X/R_j=[4,4 ; 8 ; 12 ; 17,84]$ 224

Figure 1.9 : Demi-épaisseur $Y_{1/2}$ pour le méthane 224

Figure 1.10 : Similarité de $\bar{Y}(X,R_j) / \bar{Y}(X/R_j,0)$ pour les hauteurs
 $X/R_o=[4,4 ; 8 ; 12 ; 17.84]$ 224

Figure 1.11 : Fonction de densité de probabilité.....
pour $X/R_j = 4,4 ; 5,4 ; 6,4 ; 7,4$ 226

Figure 1.12 : Fonction de densité de probabilité.....
pour $X/R_j = 8,4 ; 9,4 ; 10,4 ; 11,4$ 227

Figure 1.13 : Fonction de densité de probabilité.....
pour $X/R_j = 12,4 ; 14,4 ; 16,4 ; 18,4$ 228

Figure 1.14 : Fonction de densité de probabilité.....
pour toutes les positions axiales X/R_j 229

TABLEAUX

CHAPITRE 1 : SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

Tableau III.A : Compositions des gaz étudiés..... 45

Tableau IV.B : Données expérimentales..... 49

CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

Tableau I.A : Quelques nombres importants relatifs au caisson..... 53

Tableau V.A : Grandeurs caractéristiques..... 61

Tableau V.B : Limites de flottabilité et rayons équivalents 63

CHAPITRE 3 : L'ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER

Tableau II.3.A : Caractéristiques des volumes de mesure..... 72

CHAPITRE 4 : L'ENSEMENCEMENT

Tableau I.A : Type de diffusion selon la longueur d'onde du faisceau.....
laser utilisé 82

Tableau III.A : Toxicité de quelques produits utilisés.....
pour l'ensemencement..... 85

CHAPITRE 5 : LE CHAMP DYNAMIQUE

Tableau II.A : Limites des différentes zones des jets 99

Tableau II.B : Valeurs du critère de recirculation, C_t 99

CHAPITRE 6 : LES ÉCHELLES DE LA TURBULENCE

Tableau IV.A : Paramètres primordiaux de nos TFR..... 152

Tableau V.A : Quelques valeurs de $k_1\eta$ du pic de dissipation.....
relevées dans la littérature..... 155

Tableau V.B : Valeurs de $k_1\eta$ dans les quatre gaz étudiés 156

Tableau V.C : Valeurs de α_1 déterminées pour les quatre gaz..... 168

ANNEXE A

Tableau 1.A : Quelques données géométriques 201

ANNEXE D

Tableau 1.A : Sections efficaces des différents gaz utilisés..... 217

Nomenclature



Lune : n.f. (lat. luna)

1. Satellite naturel de la Terre.

♁

B	: Résolution spectrale (Hz).
c_i	: Célérité du son dans un milieu i ($m.s^{-1}$).
C_p	: Chaleur spécifique massique à pression constante ($J.Kg^{-1}.K^{-1}$).
c_p	: Chaleur spécifique volumique à pression constante ($J.m^{-3}.K^{-1}$).
C_t	: Paramètre de Curtet.
D_e	: Diamètre équivalent, $D_e = D_j \cdot R_p^{-1/2}$ (m).
ΔE_u	: Valeur vraie de la densité spectrale monodimensionnelle ($m^2.s^{-1}$).
D_f	: Diamètre d'un faisceau laser (m).
D_j	: Diamètre intérieur du tube d'émission (m).
d_p	: Diamètre d'une particule (m).
dx, dy, dz	: Caractéristiques du volume de mesure d'ADL (m).
e	: Épaisseur du tube d'émission (m).
$E(k,t)$: Spectre d'énergie tridimensionnel ($m^3.s^{-2}$).
E_1, E_2	: Densité spectrale d'énergie pour la composante longitudinale et transversale ($m^2.s^{-1}$).
E_u, E_v	: Densité spectrale d'énergie pour la composante longitudinale et transversale ($m^2.s^{-1}$).
\hat{E}_{ui}	: Estimation de la densité spectrale d'énergie pour la composante u_i de la vitesse ($m^2.s^{-1}$).
f, f_t	: Distance de focalisation (m).
F_d	: Fréquence Doppler (Hz).
Fr	: Nombre de Froude, $Fr^2 = U_j^2/g.D_j \cdot R_p - 1 $.
F_s	: Fréquence de décalage (Hz).
F_U	: Coefficient d'aplatissement (<i>flatness</i>) selon la composante longitudinale.
F_V	: Coefficient d'aplatissement (<i>flatness</i>) selon la composante transversale.
g	: Accélération standard de la pesanteur ($9,807 m.s^{-2}$)
h	: Distance entre les faisceaux laser à l'émission (m).
I	: Intégrale de Loitsianskii, $I = (u'^2/3\pi) \cdot \int r^4 f(r) dr$
I	: Intensité de la lumière diffusée par une particule (lm) ; valeur de l'intensité Rayleigh mesurée (volt).
i	: Interfrange (m).
I_1	: Valeur de l'intensité Rayleigh mesurée dans le co-courant à une altitude X (volt).
I_2	: Valeur de l'intensité Rayleigh mesurée dans le jet de gaz à une altitude X (volt).
I_o	: Intensité lumineuse incidente (volt).
k	: Énergie cinétique de la turbulence ($m^2.s^{-2}$) ; nombre d'onde tridimensionnel, $k = (k_u ; k_v ; k_w)$, (m^{-1}).
k_1	: Nombre d'onde monodimensionnel dans la direction X, $k_1 = (2\pi n)/U$, (m^{-1}).
K_u	: Taux de décroissance de la vitesse longitudinale moyenne.
K_Y	: Taux de décroissance axiale de la fraction de mélange.

l_0	: Longueur turbulente (m).
$L_{u'}$: Échelle intégrale de longueur (m).
L_U	: Demi-épaisseur dynamique du jet pour laquelle $U = U_c/2$, (m).
M	: Nombre de blocs utilisés pour calculer une densité spectrale d'énergie.
m	: Rapport des vitesses, $m = U_e / U_j$.
$M_{q_0,e}$: Rapport de flux des quantités de mouvement.
n	: Indice de réfraction d'un milieu ; fréquence (Hz) ; nombre de sous-blocs utilisés pour calculer une transformée de Fourier rapide.
N	: Nombre de franges dans un volume de mesure ; nombre de molécules par unité de volume.
n_e	: Fréquence moyenne d'échantillonnage (Hz).
N_0	: Nombre de Loschmidt ($2,687.10^{19} \text{ cm}^{-3}$).
p	: Pression statique (N.m^{-2}).
r	: Coordonnée radiale (m)
R_E	: Coefficient d'autocorrélation.
Re	: Nombre de Reynolds, $Re = D_j.U_j/\nu_j$.
Re_λ	: Nombre de Reynolds turbulent, $Re_\lambda = \lambda U.<u^2>^{1/2}/\nu_j$.
R_ρ	: Rapport des masses volumiques, $R_\rho = \rho_e / \rho_j$
R_u	: Autocorrélation temporelle.
S_U	: Coefficient de dissymétrie (<i>skewness</i>) selon la composante longitudinale.
S_V	: Coefficient de dissymétrie (<i>skewness</i>) selon la composante transversale.
T	: Température moyenne (K) ; temps d'acquisition (s).
T_N	: Temps pour un cycle de N mesures (s).
u	: Vitesse longitudinale fluctuante ($u' = \langle u^2 \rangle^{1/2}$), (m.s^{-1}).
u	: Vitesse longitudinale instantanée (m.s^{-1}).
U	: Vitesse longitudinale moyenne (m.s^{-1}).
v	: Vitesse transversale fluctuante ($v' = \langle v^2 \rangle^{1/2}$), (m.s^{-1}).
v	: Vitesse transversale instantanée, (m.s^{-1}).
V	: Vitesse transversale moyenne (m.s^{-1}).
w	: Vitesse azimutale fluctuante ($w' = \langle w^2 \rangle^{1/2}$), (m.s^{-1}).
w	: Vitesse azimutale instantanée, (m.s^{-1}).
W	: Vitesse azimutale moyenne (m.s^{-1}).
X	: Fraction molaire moyenne ; distance axiale par rapport à la sortie du tube (m).
X_0	: Origine fictive du jet (m).
Y	: Fraction de mélange moyenne.
$Y_{1/2}$: Demi-épaisseur de la fraction de mélange.
Z	: Coordonnée azimutale (m).

SYMBOLES GRECS

$\Lambda_{u'}$:	Échelle intégrale de temps (s).
α	:	Constante de l'équation du spectre d'énergie tridimensionnel $E(k,t)$.
α_1	:	Constante de l'équation du spectre d'énergie unidimensionnel $E_1(k_1,t)$.
β_1, β_2	:	Constante de l'équation du spectre d'énergie tridimensionnel $E(k,t)$.
$\varepsilon_U, \varepsilon_V$:	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence selon la composante longitudinale et transversale ($m^2.s^{-3}$).
ϕ	:	Angle de déphasage ($^\circ$).
η_j	:	Indice de réfraction d'une espèce j.
η_U, η_V	:	Échelle de Kolmogorov pour la composante longitudinale et transversale de vitesse (m).
κ	:	Demi-angle entre les faisceaux laser ($^\circ$).
λ	:	Longueur d'onde du faisceau laser (nm) ; longueur d'onde d'un faisceau monochromatique (nm) ; coefficient de perte de charge.
λ_U	:	Échelle de Taylor selon la composante longitudinale de vitesse (m).
μ	:	Viscosité dynamique ($kg.m^{-1}.s^{-1}$).
ν	:	Viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$).
ρ	:	Masse volumique ($kg.m^{-3}$).
ρ_u	:	Coefficient d'autocorrélation temporelle.
σ	:	Section efficace (cm^2).
$\sigma^2_{u_i}$:	Variance de la densité spectrale d'énergie calculée pour la composante u_i de la vitesse (m^2).
ξ, ζ	:	Variables adimensionnelles.
ϵ	:	Coefficient de diffusion ($m^2.s^{-1}$).

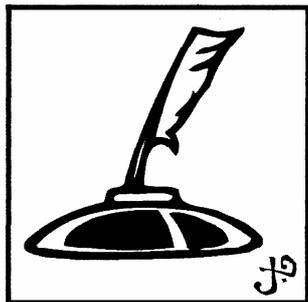
INDICES

$\tilde{\cdot}$:	Moyenne pondérée par la masse (au sens de Favre : $\Gamma = \tilde{\Gamma} + \Gamma''$, $\overline{\rho\Gamma''} = 0$).
$(\cdot)_c$:	Grandeur sur l'axe du jet.
$(\cdot)_{e, \infty}$:	Grandeur relative au co-courant d'air.
$(\cdot)_j$:	Grandeur sur l'axe du jet, dans la section de sortie ; grandeur liée à une espèce j.
$(\cdot)_o$:	Relativement à une source lumineuse (λ_o, F_o).
$(\cdot)_p$:	Grandeur relative à une particule p.
$(\cdot)_r$:	Grandeur relative à une position radiale.
$\langle \cdot \rangle$:	Moyenne d'ensemble conventionnelle (au sens de Reynolds : $\Gamma = \bar{\Gamma} + \Gamma'$, $\bar{\Gamma}' = 0$).

ANGLICISMES

<i>Data rate</i>	Taux de passage des particules quiensemencent le jet étudié.
<i>Flatness</i>	Coefficient de dissymétrie.
<i>Random</i>	Aléatoire ; \diamond <i>mode aléatoire, acquisition des données ADL.</i>
<i>Skewness</i>	Coefficient d'aplatissement.
<i>Threshold</i>	Seuil électronique
<i>Time stamp</i>	Temps d'arrivée des particules quiensemencent le jet étudié.

Références bibliographiques



- ABID, M.**, *"Simulations numériques directes de la dynamique de transition tridimensionnelle des jets axisymétriques."* Thèse de doctorat, ENS, Paris, 1993.
- ABRAMOVICH, G. N.**, *"The theory of turbulent jets."* Cambridge, MA, the MIT press, 1963.
- AIR LIQUIDE (L')**, *"Encyclopédie des gaz."* Elsevier ISBN 0-444-41492-4, 1976.
- AMERICAN CONFERENCE of GOVERNMENT and INDUSTRIAL HYGIENICS**, 21 mai 1996.
- AMIELH, M.**, *"Étude expérimentale d'un dilueur de jet chaud."* Thèse de doctorat, IMST, Marseille, 1989.
- ANTONIA, R. A. and BILGER, R. W.**, *"An experimental investigation of an axisymmetric jet in a co-flowing air stream."* J. fluid mech., vol. 61, part 4, pp. 805-822, 1973.
- AMIELH, M., DJERIDANE, T., ANSELMET, F., FULACHIER, L.**, *"Velocity near-field of variable density turbulent jets."* Int. j. heat mass transfer, vol. 39, pp. 2149-2164, 1996.
- ANTONIA, R. A., SATYAPRAKASH, B. R., HUSSAIN, A. K. M. F.**, *"Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets."* Phys. fluids, vol. 23, pp. 695-700, 1979.
- BACHALO, W. D.**, *"Development of the phase Doppler spray analyser for liquid drops size and velocity characterisation."* AIAA/SAE/ASME, 20th Joint Propulsion Conference, Cincinnati, Ohio, 1984.
- BATCHELOR, G. K.**, *"The theory of homogeneous turbulence."* Cambridge university press, New York, 1953.
- BELORISKY, E. et GORECKI, W.**, *"Introduction à la mécanique statistique."* Presses universitaires de Grenoble, 1992.
- BENDAT, J. S. and PIERSAL, A. G.**, *"Random data. Analysis and measurements procedures."* Second edition. Wiley-Interscience publication, 1986.
- BIRCH, A. D., BROWN, D. R., DODSON, M. G., THOMAS, J. R.**, *"The turbulent concentration field of methane jet."* J. fluid mech., vol. 88, pp. 431-449, 1978.
- BOUTIER, A.**, *"La vélocimétrie laser."* ONERA T.P. n°153, 1979.
- BOUTIER, A.**, *"Métrologie en mécanique des fluides : un état de l'art en 1996."* 5^{ème} congrès francophone de vélocimétrie laser, Rouen, 1996.
- BOYER, L. et SEARBY, G.**, *"Échantillonnage aléatoire : distorsion et restitution du spectre."* 1^{er} séminaire sur l'anémométrie laser en combustion, organisé par la section française du *Combustion Institute*, E.D.F., Saint-Denis, 1983.
- BRADBURY, J. L. S.** *"The structure of self-preserving turbulent plane jet."* J. fluid mech., vol. 23, pp. 225-236, 1965.
- BRADSHAW, P., FERISS, D. H., ATWELL, N. P.**, *"Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation."* J. fluid mech., vol. 28, part 3, pp. 593-616, 1967.
- BROWNE, L. W, ANTONIA, R. A., CHAMBERS, A. J.**, *"The interaction region of a turbulent plane jet."* J. fluid mech., vol. 149, pp. 355-373, 1984.

BRUMACH, R. P., *"Digital computer routines for power spectral analysis."* Ac electronics defense research laboratories, General Motors corp., 1968.

BUCHHAVE, P., GEORGE, W. K., LUMLEY, J. L., *"The measurement of turbulence with the Laser Doppler."* Ann. rev. fluid mech., p. 443, 1979.

CHAMPAGNE, F. H., PAO, Y. H., WYGNANSKI, I. J., *"On the two-dimensional mixing region."* J. fluid mech., vol. 74, part 2, pp. 209-250, 1976.

CHAMPAGNE, F. H. and WYGNANSKI, I. J., *"An experimental investigation of coaxial turbulent jets."* Int. j. heat transfer, vol. 14, pp. 1445-1464, 1971.

CHASSAING, P., *"Mélange turbulent de gaz inertes dans un jet de tube libre."* Thèse de doctorat, Toulouse, 1979.

CHASSAING, P., HARRAN, G., JOLY, L., *"Density fluctuation correlations in free turbulent binary mixing."* J. fluid. mech., vol. 279, pp. 239-278, 1994.

CHEN, C. J. and RODI, W., *"Vertical turbulent buoyant jets - a review of experimental data."* New York, Pergamon press, 1980.

CHEN, C. J. and ROQUEMORE, W. M., *"Visualisation of jet flames."* Comb. flame, vol. 66, pp. 81-86, 1986.

CHEN, C. J., SEABA, J. P., ROQUEMORE, W. M., GOSS, L. P., *"Buoyant diffusion flames."* 22nd Symp. int. on combustion, the combustion institute, pp. 677-684, 1988.

CHUA, L. P., *"Measurements in a turbulent circular jet."* Ph. d. thesis, Newcastle university (Austria), 1989.

CHUA, L. P. and ANTONIA, R. A., *"Spatial organisation of large structures in the near-field of a circular jet."* Fluid dynamic research, vol. 9, pp. 59-71, 1992.

COHEN, J. and WYGNANSKI, I., *"The evolution of instabilities in the axisymmetric jet : The linear growth of disturbances near the nozzle."* J. fluid mech., vol. 176, pp. 191-219, 1987.

CORRSIN, S., *"On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in isotropic turbulence."* J. appl. phys., vol. 22, p. 469, 1951.

CORRSIN, S. and UBEROI, M. S., *"Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air."* NACA-TN 1865, 1949.

CURTET, R., *"Contribution à l'étude théorique des jets de révolution."* Extrait des comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences. Tome 244, pp. 1450-1453, 1957.

DAHM, W. J. A. and DIMOTAKIS, P. E., *"Measurements of entrainment and mixing in turbulent jets."* AIAA J., vol. 25, pp. 1216-1223, 1987.

DANG, T. K. et LEUCHTER, O., *"Étude des structures cohérentes dans les couches de mélange de jets coaxiaux."* 4^{ème} congrès français de mécanique, Nancy, 1979.

DAVIES, P. O. and YULE, A. J., *"Coherent structures in turbulence."* J. fluid mech., vol.69, part 3, pp. 513-537, 1975.

DEKEYSER, I., *"Étude d'un jet plan dissymétrique chauffé en régime turbulent incompressible."* Thèse de doctorat, université d'Aix-Marseille II, 1982.

- DESCHAMPS, B.**, *"Étude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes."* Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1990.
- DJERIDANE, T.**, *"Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable."* Thèse de doctorat, université d'Aix-Marseille II, 1994.
- DOUDOU, A.**, *"Étude des techniques pour l'analyse des autocorrélations, des échelles et des spectres en turbulence à partir des données de la vélocimétrie laser."* Thèse de doctorat, université de Rouen, 1990.
- DRYDEN, H. L.**, *Quart. appl. math.*, 1, 7, 1943.
- DURÃO, D. and WHITELAW, J. H.**, *"Turbulent mixing in the developing region of coaxial jets."* *J. fluids eng.*, pp. 467-473, 1973.
- DURRANI, T. and CREATED, C.**, *"Laser systems in flow measurements."* Plenum press, New York, 1987.
- DURST, F. and RUCK, B.**, *"Effective particle size range in LDA."* *Exp. in fluids*, vol. 5, pp. 305-314, 1987.
- DURST, F., MELLING, A., WHITELAW, J. H.**, *"Principles and practice of laser-Doppler anemometry."* Academic press, 1981.
- DURST, F. and STEVENSON, W. H.**, *"The influence of gaussian beam properties on laser Doppler signals."* Sonderforschungsbereich 80, universität Karlsruhe, Bericht n° SFB/80/ET/09, 1980.
- ECKBRETH, A.C.**, *"Laser diagnostics for combustion temperature and species."* Abacus press, 1987.
- ELENA, M.**, *"Vélocimétrie laser Doppler."* Session d'études métrologie laser en mécanique des fluides, CEA, 1995.
- FARMER, W.M.** *"Measurement of particle size, number density and velocity using a laser interferometer."* *Appl. opt.*, vol. 11, pp. 2603-2612, 1972.
- FAVRE, A.**, *"Équations des gaz turbulents compressibles."* *J. de mécanique*, vol.4, n°3, pp. 361-390, 1965.
- FAVRE A.**, *"The equations of compressible turbulent gases."* USAF contract AF61, 1966.
- FAVRE A.**, *"Statistical equations of turbulent gases."* Problems of hydrodynamic. and continuum mech., Philadelphia, 1969.
- FAVRE, A., KOVASZNY, I.S.G., DUMAS, R., GAVIGLIO, J., COANTIC, M.**, *"La turbulence en mécanique des fluides."* Gauthier-Villars, 1976.
- FRIEHE, C. A., VAN ATTA, C. W., GIBSON, C. H.**, *"Turbulent shear flow."* AGARD conferences, no 93, 1972.
- FULACHIER, L., ANSELMET, F., AMIELH, M.**, *"Jets turbulents à masse volumique variable."* PRC Combustion dans les moteurs fusées cryotechniques, CNRS/CNES/SEF, 1990.
- FULACHIER, L., BORGHI, R., ANSELMET, F., PARANTHOEN, P.**, *"Influence of density variations on the structure of low-speed turbulent flows : a report on EUROMECH 237."* *J. fluid mech.*, vol. 203, pp 577-593, 1989.
- GASTERS, M. and ROBERTS, J. B.**, *"Spectrum analysis of randomly sampled records by direct transform."* *Proc. roy. soc.*, vol. A-354, pp. 27-58, 1977.

- GHENAÏ, C., "Étude de la structure et de la dynamique spatio-temporelles des fronts de flamme instantanés en combustion prémélangée." Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1995.
- GHENAÏ, C, SARH, B., GÖKALP, I., "Modélisation numérique d'un jet turbulent axisymétrique chauffé." Congrès SFT, CNAM, Paris, 1994.
- GIBSON, C. H., STEGEN, G. R., WILLIAMS, R. B., "Statistics of fine structure of turbulent velocity and temperature fields measured at high Reynolds number." J. fluid mech., vol. 41, part 1, pp. 153-167, 1970.
- GLADNICK, P. G., ENOTIADIS, A. C., LARUE, J. C., SAMUELSEN, G. S. "Near-field characteristics of a turbulent coflowing jet." AIAA J., vol. 28, pp. 1405-1414, 1990.
- GOULDIN, F. C., SCHEFER, R. W., JOHNSON, S. C., KOLLMAN, W., "Non reacting turbulent mixing region." Prog. energy combust. sci., vol. 12, pp. 257-303, 1986.
- GRAHAM, S. C, GRANT, A. J., JONES, J. M., "Transient molecular concentration measurements in turbulent flows using rayleigh light scattering." AIAA J., vol. 12, pp. 1140-1142, 1975.
- GRANT, H. L., STEWART, R. W., MOILLIET, A., "Turbulent spectra from a tidal channel." J. fluid mech., vol. 12, pp. 241-268, 1962.
- GREEN, H. G. and WHITELAW, J. H., "Velocity and concentration characteristics of the near-field of round jets." Imperial college, London, FS/85/02, 1985.
- GRINSTEIN, F. F., ORAN, E. S., BORIS, J. P., "Direct numerical simulation of axisymmetric jets." AIAA J., vol. 25, pp. 92-98, 1986.
- GUTMARK, E. and WYGNANSKI, I., "The planar turbulent jet." J. fluid mech., vol. 73, pp. 465-495, 1976.
- HA MINH, H., LAUNDER, B. E., MAC INNES, J. M., "A new approach to the analysis of turbulent mixing in variable density flows." 3rd Symp. on turbulent shear flows, univ. of California, 1981.
- HARRAN, G., "Analyse physique, modélisation et simulation numérique des mécanismes de mélange dans des jets simples et coaxiaux turbulents." Thèse de doctorat, Toulouse, 1994.
- HARRAN, G., CHASSAING, P., JOLY, L., CHIBAT, M., "Étude numérique des effets de densité dans un jet de mélange turbulent en microgravité." Rev. gén. therm., 35, pp. 151-176, 1996.
- HESKESTAD, G., "Hot-wire measurements in a plane turbulent jet." J. appl. mech. (Trans. ASME) vol 32, pp. 721-735, 1965.
- HINZE, J. O., "Turbulence." Second edition, Mc Graw-Hill serie in mechanical engineering, 1975.
- HULST (van de), H. C., "Light scattering by small particles." Dover publications, inc., New York, 1981.
- HUSSAIN, A. K. and CLARK, A. R., "Coherent structure of the axisymmetric mixing layer : a flow visualisation study." J. fluid mech., vol. 140, pp. 263-294, 1981.
- HUSSEIN, H. J., CAPPS, S. P., GEORGE, W. K., "Velocity measurements in a high Reynolds number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet." J. fluid mech., vol. 258, pp. 31-75, 1994.
- ISHIKAWA, K., "Guide to quality control." Asian productivity association, 1982.

- JONES, R. H.**, *"Aliasing with unequally spaced observations."* J. app. meteor., vol. 11, n°2, pp. 245-254, 1972.
- JURAN, J. M.**, *"Juranon leadership for quality."* An executive hanbook, 1989.
- KIM, J., MOIN, P. and MOSER, R.**, *"Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number."* J. fluid mech., vol. 177, pp. 133-166, 1987.
- KOLMOGOROV, A. N.**, c. r. Acad. sci. URSS, t. 30, pp. 301-305, t. 31, pp. 531-540, t. 32, pp. 16-18, 1941.
- KRAICHNAN, R. H.**, *"Dynamic of non linear stochastic systems."* J. math, phys., vol. 2, pp 124-148, 1961.
- LAUFER, J.**, *"The structure of turbulence in fully developed pipe flows."* NACA report, 1174, 1954.
- LAWN, C. J.**, *"The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow."* J. fluid mech., vol. 48, pp. 477-505, 1971.
- LESIEUR, M.**, *"Turbulence in Fluids."* Kluwer academic publishers, 1990.
- LUMLEY, J. L.**, *"Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows."* Phys. fluids, 8, pp. 1065-1062, 1965.
- MAC INNES, J. M.**, *"Turbulence modelling of flows with non-uniform density."* Ph. d. thesis, faculty of technology, university of Manchester, 1985.
- MALMSTRÖM, T. G, KIRKPATRICK, A., CHRISTENSEN, B., KNAPPMILLER, K.**, *"Centerline velocity decay measurements in low-velocity axisymmetric jets."* J. fluid mech., vol. 246, pp. 363-377, 1997.
- MASRY, E.**, *"Poisson sampling and spectral estimation of continuous time processes."* IEEE Transf. Info. theory, vol. IT-24, n°2, 1978.
- MATSUMOTO, R., KIMOTO, K., TSUCHIMOTO, N.**, *"A study on double concentric jets - first report , experimental results on air-air flow."* Bulletin of JSME, 1973.
- MAYO Jr, W. T.**, *"Spectrum measurements with laser velocimeters."* Proceeding of dynamic flow conference, 1978.
- MAYO Jr, W. T., SHAZ, M. T., RITER, S.**, *"The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a laser velocimeter."* AD-784-891, AEDC-TR-53, Texas A and M university, 1974.
- MONIN, A. M. and YAGLOM, A. M.**, Statistical fluid mechanics, vol. II, MIT press, 1975.
- MONKEWITZ, P. A. and SOHN, K. D.** *"Absolute instability in hot jets."* AIAA J., vol. 26, pp. 911-916, 1988.
- MOSTAFA, A. A., MONGIA, H. C., McDONNEL, V. G., SAMUELSEN, G.S.** *"Evolution of particle-laden jet flows : a theoretical and experimental study."* AIAA J., vol. 27, no. 2, pp. 167-183, 1989.
- MOUNAÏM-ROUSSELLE, C.**, *"Combustion turbulente prémélangée dans un écoulement à jets opposés."* Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1993.
- NAKABAYASHI, K., KITO, O., NISHIMURA, F.**, *"Experimental study of a turbulent couette at low-Reynolds number."* 11th Symp. on turbulent shear flow, INPG, vol. 2, pp. 11-10/11-15, 8-11/09 1997.

NOTTAGE, H. B., *"Report on ventilation jets in room air distribution."* Case inst. of technology, Cleveland, Ohio, 1951.

OBUKHOV, A. M., *"Structure of the temperature field in turbulent flows."* Izv. akad. nauk. URSS, geography and geophysics ser. 13, 58, 1949.

ONSAGER, L., Phys. rev., vol. 68., 286, 1945.

ORSZAG, S. A., *"Statistical theory of turbulence."* Fluid dynamics, les Houches summer school of theoretical physics, R. Balian and J. L. Peube eds, Gordon and Breach, pp. 237-274, 1977.

OWEN, B. D., *"Handbook of statistical tables."* Addison-Wesley publishing company, Reading, mass, 1955.

PAGÉ, J., HAIDOUS, Y., SARH, B., GÖKALP, I., *"Détermination du champ scalaire dans des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable par diffusion Rayleigh."* Congrès français de thermique, Toulouse, 1997.

PAGÉ, J., HAIDOUS, Y., SARH, B., GÖKALP, I., *"Détermination expérimentale des échelles de turbulence dans les jets axisymétriques à masse volumique variable."* 13^{ème} congrès français de mécanique, ENSMA, Poitiers, pp. 139-142, 1997.

PAGÉ, J., HAIDOUS, Y., SARH, B., GÖKALP, I., *"Experimental determination of some characteristics scales in variable density turbulent jets."* 11th Symp. on turbulent shear flow, INPG, vol. 2, pp. 12-12/12-17, 1997.

PAGÉ, J., SARH, B., GÖKALP, I., *"Étude expérimentale des jets turbulents à masse volumique variable."* 5^e congrès francophone de vélocimétrie laser, Rouen, P3-1-7, 1996.

PANCHAPAKESAN, N. R. and LUMLEY, J. L., *"Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium."* Part 1. Air Jet. Part 2. Helium Jet. J. fluid mech., vol. 246, pp. 197-223, pp. 225-247, 1993.

PENNY, C. M., *"Light scattering in terms of oscillation strengths and retractive indices."* J. opt. soc., 59, 34-59, 1969.

PIETRI, L., *"Étude expérimentale des jets turbulents à densité variable. Analyse des propriétés statistiques des échelles du champ dynamique."* Thèse de doctorat, IRPHE, université d'Aix-Marseille II, 1997.

PIETRI, L., LUCAS, J. F., AMIELH, M., ANSELMET, F., *"Velocity statistics associated with scale distributions in variable density turbulents jets."* 11th Symp. on turbulent shear flow, INPG, vol. 2, pp. 12-18/12-23, 8-11/9 1997.

PITTS, W. M., *"Effects of global density and Reynolds number variation on mixing in turbulent, axisymmetric jets."* NBSIR 86-3340, US departement of commerce, 1986.

PITTS, W. M., *"Effects of global density ratio on the centerline mixing behaviour of axisymmetric turbulents jets."* Exp. in fluids, vol. 11, pp. 125-134, 1991

PITTS, W. M. and KASHIWAGI, T., *"The application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing."* J. fluid mech., vol. 141, pp. 391-429, 1984.

PITZ, R.W., CATTOLICA, R., ROBBEN, F., TALBOT, L., *"Temperature and density in a hydrogen-air flame from Rayleigh scattering."* Comb. flame, 27, pp. 313-320, 1976.

- RICHARD, C. D. and PITTS, W. M.**, "Global density effects on the self-preservation behavior of turbulent free jets. " *J. fluid mech.*, vol. 254, pp. 417-436, 1993.
- RIVA, R.**, "Écoulement de fluides inhomogènes : stabilité des jets, transferts turbulents dans les couches limites. " Thèse de doctorat, Grenoble, 1991.
- RODI, W.**, "A new method of analysing hot-wire signals in highly turbulent flow and its evaluation in a round jet. " *DISA Information* 17, 1975.
- ROSE, H. and SULEM, P. L.**, "Fully developed turbulence and statistical mechanics. " *J. phys.*, vol. 39, pp. 441-484, 1978.
- RUCK, B.**, "Laser-Doppler-anemometrie. " AT-fachverlag GMBH, 1987.
- RUDINGER, G.**, "Flow of solid particles in gases. " *AGARDOGRAPH*, n°222, 1976.
- RUFFIN, E.**, "Étude de jets turbulents à densité variable à l'aide de modèles de transport au second ordre. " Thèse de doctorat, université d'Aix-Marseille II, 1994.
- RUFFIN, E., SCHIESTEL, R., ANSELMET, F., AMIELH, M., FULACHIER, L.**, "Investigation of characteristic scales in variable density turbulent jets using a second-order model. " *Phys. fluids*, vol.6, pp. 2785-2799, 1994.
- SADDOUGHI, G. S. and VERRAVALLI, V. S.**, "Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number. " *J. fluid mech.*, vol. 268, pp. 333-372, 1994.
- SANDERS, J. P. H., SARH, B., GÖKALP, I.**, "Variable density effects in axisymmetric isothermal turbulent jets : a comparison between a first- and a second-order turbulence model. " *Int. j. heat transfer*, vol. 40, pp. 823-842, 1997.
- SARH, B.**, "Contribution à l'étude des jets turbulents à masse volumique variable et des flammes de diffusion turbulentes. " Thèse de doctorat, université Pierre et Marie Curie, Paris, 1990.
- SARH, B. and GÖKALP, I.**, "Variable density effects on the mixing of turbulent rectangular jets. " 8th Symp. on turbulent shear flow, vol. 1, pp. 641-646, 1991.
- SAUTET, J. C.**, "Effets de densité sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents. " Thèse de doctorat, université de Rouen, 1992.
- SCHEFER, R. W. and DIBBLE, R. W.**, "Rayleigh scattering measurements of mixture fraction in a turbulent non-reactive propane jet. " *Sandia rep.* 85-8837, 1986.
- SCRIVENER, O.**, "Cours DISA LDA II", 1983.
- SFORZA, P. M. and MONS, R. F.**, "Mass, momentum and energy transport in turbulent free jets. " *J.heat mass transfer*, 21, pp. 371-384, 1978.
- SO, R. M. C., ZHU, J. Y., OTÜGEN, M. V., HWANG, B. C.**, "Some measurements in a binary gas jet. " *Exp. in fluids*, vol. 9, pp. 237-284, 1990.
- SREENIVASAN, K. R., ANTONIA, R. A., BRITZ, D.**, "Local isotropy and large structures in a heated turbulent jet. " *J. fluid mech.*, vol. 94, pp. 745-775, 1979.
- SREENIVASAN, K. R., RAGHU, S., KYLE, D.**, "Absolute instability in variable density turbulent jets. " *Exp. in fluids*, vol. 7, pp. 309-317, 1989.

SREENIVASAN, K. R., STRYKOWSKI, P. J., OLINGE, D. J., "Hopfbifurcation, landau equation, and vortex shedding behind circular cylinders. " Forum on unsteady flow separation, ed. Ghia, K. N., pp. 1-13. ASME publication FED, vol. 52, 1987.

SRIKANTARAH, D. and COLEMAN, H. W., "Turbulence spectra from individual realisation laser velocimetry data. " Exp. in fluids, vol. 82, pp. 35-44, 1985.

STEPOWSKI, D., LABBACI, K., CABOT, G., TRINITÉ, M., "Pseudo-self-similarity in the development of low density turbulent jets issuing in a co-flow air. " Euromech 237, IMST, Marseille, 1988.

STEWART, F. R. and GURUZ, A. G., "Aerodynamic of a confined jet with variable density. " Comb. sci. tech., vol. 16, pp. 29-45, 1977.

STEWART, R. W. and TOWNSEND, A. A. : Phil. trans. roy. soc. london, 243A, 359, 1951.

STRYKOWSKI, P. J., "The control of absolutely and convectively unstable shear flows. " Ph. d. thesis, Yale university, New Haven/CT, 1986.

TAYLOR, G. I., Proc. London math soc., vol. 20, p. 126, 1921.

TAYLOR, G. I., Statistical theory of turbulence. Proc. roy. soc. London, 151-A, p 421, 1935.

TAYLOR, G. I., Proc. roy. soc. London, 164-A, p 476, 1938.

THRING, M. W. and NEWBY, M. P., "Combustion length of enclosed turbulent jet flames. " 4th (Int.) symp. Comb., pp. 789-796. The William & Wilkins Co, 1953.

TOWNSEND, A. A. : Proc. roy. soc. London, 208A, p 534, 1951.

TOWNSEND, A. A., "The structure of turbulent shear flow. " Cambridge university press, 1976.

WAY, J. and LIBBY, P. A., "Application of hot-wire anemometry and digital techniques to measurements in turbulent helium jet. " AIAA, vol. 9, pp. 1567-1573, 1971.

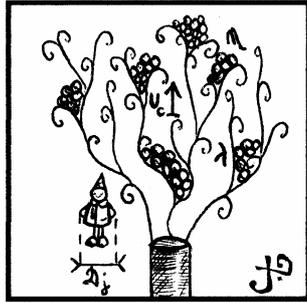
WEIZCÄCKER, G. F. von, Z. Phys., vol. 124, p 628, 1948. Proc. roy. soc. London, 194-A, p 402, 1948.

WHITE, F. M., "Viscous Fluid Flow. " Mac-Graw-Hill, 1974.

WYGNANSKI, I. and FIEDLER, H., "Some measurement in the self preserving gas jet. " J. fluid mech. vol. 38, pp. 577-612, 1969.

WYNGAARD, J. C. and CLIFFORD, S. F., "Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra. " J. atmos. sci., vol. 34, pp. 922-929, 1977.

Introduction



De nos jours, l'optimisation des performances des systèmes énergétiques (tels les brûleurs à flamme non prémélangée, les moteurs diesel, les moteurs fusées...) visant à faire des économies d'énergie est un *leitmotiv* de la plupart des pays. Les jets turbulents sont impliqués dans l'efficacité de ces divers systèmes. En combustion, le comportement de ces jets est compliqué par le couplage entre le dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques, les processus de mélange, l'entraînement et la recirculation des gaz. Pour bien appréhender la complexité de ces couplages, il est nécessaire de connaître parfaitement l'évolution dynamique et scalaire de ces jets en présence d'importantes différences de densité, comme elles peuvent l'être lors de réactions exothermiques ou encore des recirculations de gaz brûlés.

Les jets d'air turbulents axisymétriques à masse volumique variable débouchant dans de l'air immobile ont été étudiés dans le cadre de nombreux travaux. Entre autres, nous pouvons citer ceux de Corrsin et Uberoi (1949), Thring et Newby (1953), Curtet (1957), Wygnanski et Fiedler (1969), Rodi (1975) ainsi que ceux de Chen et Rodi (1980). Les premières mesures furent réalisées avec des sondes à fils froids ou chauds. Le développement des techniques de mesures optiques et, plus particulièrement, l'apparition de l'anémométrie Doppler laser, ont apporté un regain d'intérêt pour ces sujets expérimentaux. De même, des études de modélisation et de simulation numérique leur sont de plus en plus consacrées. Parmi les études récentes sur les jets turbulents à masse volumique variable, l'on peut citer, sans être exhaustif, les travaux de Chassaing (1979), Pitts (1986, 1991), Fulachier et al. (1989), Amielh (1989), Sarh (1990), Sautet (1992), Djeridane (1994), Ruffin (1994), Ruffin *et al.* (1994), Harran (1994) et Pietri (1997).

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de travaux, tant expérimentaux (écoulements de jets subsoniques, isothermes et chauffés, Sarh, 1990) que numériques (Ghenai *et al.*, 1994 ; Sanders *et al.*, 1997), menés depuis de nombreuses années au sein de l'équipe Combustion et Turbulence du Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs d'Orléans sur l'étude des écoulements turbulents à masse volumique variable. De surcroît, le peu d'études expérimentales sur la détermination de la structure fine de la turbulence en présence de variations de densité nous ont encouragés à explorer cette direction.

Ce travail de thèse a pour but de déterminer et caractériser l'influence de la variation de densité sur la structure de la turbulence dans des jets de gaz turbulents axisymétriques (hélium, méthane, air et CO₂) débouchant dans un écoulement co-courant d'air (confiné dans un caisson et animée d'une vitesse constante). Le manuscrit suit le plan suivant :

Le chapitre I présente une synthèse bibliographique du problème étudié.

Le dispositif expérimental (caisson de mélange, lignes d'air et de gaz, etc.) que nous avons développé et utilisé pour effectuer la détermination du champ dynamique des jets de gaz étudiés, ainsi que celui utilisé pour la prospection du

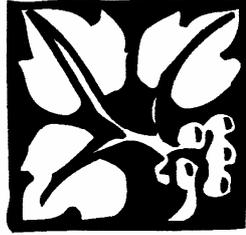
champ scalaire est décrit dans le chapitre II. Par la suite, une présentation de notre dispositif d'anémométrie Doppler laser, accompagnée de quelques rappels fondamentaux sur ce diagnostic de mesure, est détaillée dans le chapitre III. La connaissance essentielle de la taille des particules qui servent à ensemercer un écoulement nous a conduit à leur détermination par Phase Doppler (chapitre IV). Dans ce même chapitre, nous passons en revue les divers procédés d'ensemencement (lit fluidisé, atomisation) ainsi que le type de particules couramment utilisées (solides ou liquides) pour décrire par la suite la méthode d'ensemencement qui s'adaptait le mieux à nos expériences (générateur de brouillard d'huile d'olive).

Les résultats expérimentaux relatifs au champ dynamique sont présentés dans le chapitre V, sur l'axe des jets et dans plusieurs sections de ces derniers. En plus des grandeurs classiques (vitesses moyennes, intensités de turbulence...) nous portons un intérêt tout particulier aux moments d'ordre trois et quatre (par le biais respectif des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement) ainsi qu'à l'influence de la fenêtre de coïncidence sur toutes les grandeurs précédemment citées.

Les travaux les plus originaux sont regroupés dans le chapitre VI, tout au long duquel nous détaillons les évolutions axiales des échelles caractéristiques de la turbulence (échelle intégrale de temps et de longueur, échelle de Taylor et de Kolmogorov). Après une présentation de la théorie des spectres d'énergie monodimensionnels et tridimensionnels, nous détaillons la méthodologie spectrale retenue (méthode par intervalles discrets, transformée de Fourier rapide). Les erreurs faites sur la détermination des spectres sont également abordées (intervalles de confiance, paramètres influençant la transformée de Fourier rapide...). Un autre apport majeur de notre étude consiste en la détermination des taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence, ε_U et ε_V .

Enfin, après les conclusions et autres perspectives, nous complétons ce mémoire par l'apport de quatre annexes, l'une détaillant le traitement du signal par l'IFA 755, l'une traitant de l'influence des parois du caisson sur le volume de mesure, la pénultième des outils statistiques utilisés dans les écoulements turbulents et la dernière, de la prospection du champ scalaire instantané dans des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable (hélium, méthane et CO_2) entourés d'un écoulement annulaire d'air, grâce à un diagnostic optique basé sur la technique de la diffusion de la lumière par effet Rayleigh.

Chapitre 1



٥٦

*Synthèse
bibliographique*

I) INTRODUCTION :

Les études menées sur les écoulements à masse volumique variable peuvent être rangées selon deux catégories distinctes : celles traitant des grandeurs globales et celles liées à la turbulence.

I.1) LES GRANDEURS GLOBALES :

Pour cette première catégorie, on considère l'influence de la variation de densité sur les grandeurs globales qui sont : la vitesse moyenne, la fraction de mélange. La plupart des travaux portent sur l'évolution du champ des vitesses, sur l'entraînement du jet, sur l'influence des conditions initiales d'émission des jets (bien que plus rarement), ainsi que de l'évolution de la demi-épaisseur dynamique.

Le concept de conservation de la quantité de mouvement est la base qui a permis d'introduire l'utilisation d'un diamètre équivalent. Celui-ci offre l'avantage d'uniformiser les décroissances de la vitesse moyenne et de la fraction de mélange moyenne, ce quel que soit le rapport des densités R_ρ (Thring et Newby, 1952 ; Chen et Rodi, 1980). De nombreux auteurs ont porté leurs recherches dans cette direction, soucieux d'améliorer cette uniformisation. Nous citerons Stepowski *et al.* (1988) qui ont étudié le mélange d'un jet de gaz ($R_\rho = 7,14$ à $0,2$) débouchant dans un co-courant d'air, ainsi que Dahm et Dimotakis (1987) avec un jet de gaz ($R_\rho = 7,14$ à $0,2$) débouchant à l'air libre.

De nombreux travaux indiquent que l'entraînement et le mélange augmentent lorsque la masse volumique du jet diminue. Corrsin et Uberoi (1949) montrent que pour un jet chauffé ($1/R_\rho = 2,04$) les décroissances axiales de vitesse et de température sont plus prononcées que celles d'un jet avec faible chauffage ($1/R_\rho = 1,05$). Pour des jets rectangulaires chauffés débouchant dans de l'air Sarh (1990) constate un épanouissement plus important et une décroissance axiale de vitesse plus rapide que dans le cas d'un jet homogène.

Concernant les études sur l'influence du développement du jet en fonction des conditions initiales, elles sont assez rares. L'influence d'un co-courant entourant un jet d'air a été montrée par Antonia et Bilger (1973) ; en définissant le rapport m

entre la vitesse longitudinale moyenne U_e dans ce co-courant et la vitesse longitudinale moyenne U_j dans la section de sortie du tube d'émission, ceux-ci ont $m = 2 ; 3,5$. L'épaisseur $e (= (\varnothing_{\text{ext}} - \varnothing_{\text{int}})_{\text{tube}})$ du tube d'éjection à la section de sortie d'un jet est également un paramètre qui joue sur le développement du jet (Matsumoto *et al.*, 1973).

Le nombre de Reynolds Re du jet étudié est un paramètre important. Pitts (1991) a montré une diminution de l'expansion d'un jet lorsque le nombre de Reynolds augmente, indépendamment de la masse volumique.

Ruffin *et al.* (1994) a montré, dans le cadre de simulations numériques, que le flux de quantité de mouvement *seul* compte dans la zone lointaine d'un jet lorsque ce flux de quantité de mouvement est maintenu constant. Ce résultat a été trouvé, expérimentalement, par Amielh *et al.* (1996), pour des jets d'hélium, d'air et de CO_2 .

Enfin, l'importance de la demi-épaisseur dynamique comme paramètre global a été un sujet de prédilection. Lorsque le rapport ρ_j/ρ_e augmente (la masse volumique du jet croît) et L_u augmente (Hinze, 1975). Il a été montré dans des calculs numériques que L_u est peu sensible à R_p (Ghenai *et al.*, 1994 ; Sanders *et al.*, 1997).

En guise de récapitulatif, il apparaît que les divers travaux antérieurs permettent d'avoir une vue globale de l'influence de la variation de densité sur les champs dynamique et scalaire, et donc sur le mélange à grande échelle.

Contrairement aux grandeurs globales, l'effet de variation de la densité sur la structure fine de la turbulence a été étudié de façon partielle avec, entre autres, les études relatives à la zone proche de la section d'émission d'un jet. Le nombre de Reynolds, le co-courant, le confinement, sont des paramètres à prendre en considération de façon à découpler le rôle que joue la densité sur le changement de la structure de la turbulence d'un jet.

I.2) LES GRANDEURS LIÉES À LA TURBULENCE :

La deuxième catégorie des effets de la variation de densité est liée à des effets beaucoup plus *déliçats* à déterminer, et qui ne peuvent être établis qu'avec l'aide de

concepts bien plus complexes que pour les grandeurs moyennes. Ceci peut être fait par l'apport de mécanismes additionnels qui jouent un rôle dans les corrélations entre les fluctuations de la densité et les fluctuations de la vitesse (Ha Minh *et al.*, 1981 ; Chassaing *et al.*, 1994), ou bien par la description de la production due à la turbulence.

Il a été observé que le taux de décroissance de la vitesse longitudinale moyenne d'un jet est affecté par le rapport R_ρ des densités dans de nombreux travaux (Panchapakesan et Lumley, 1993, $R_\rho = 7,2$).

Cependant, il existe d'autres travaux expérimentaux pour lesquels cette influence n'est pas observée (Gouldin *et al.*, 1986 ; Richards et Pitts, 1993).

La variation de la masse volumique affecte considérablement l'évolution des grandeurs turbulentes. En particulier, un conflit existe en ce qui concerne l'obtention d'une valeur asymptotique de l'intensité de la turbulence $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ (ou $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ lorsqu'il y a un co-courant animé d'une vitesse longitudinale moyenne U_e). Pitts (1991) indique que l'asymptote est atteinte d'autant plus vite que le Reynolds est faible. Pour sa part, Amielh *et al.* (1996) ($R_\rho = 7,2$, jet d'hélium dans un co-courant d'air avec $U_e = 0,7$ et un jet de CO_2 dans ce même co-courant d'air) montre que l'asymptote est obtenue d'autant plus vite que le gaz est léger. En revanche, Schefer et Dibble. (1986) n'observent pas d'asymptote pour un jet de propane s'épanouissant dans de l'air ($R_\rho = 0,63$ et $X/D_j < 60$).

Quelques études ont porté sur l'énergie cinétique de la turbulence, k . Ainsi, Sarh (1990) constate que cette énergie est plus importante dans un jet d'air chauffé que dans un jet froid à même nombre de Reynolds ($Re = 5000$) (R_ρ augmentant). De même, il note que le paramètre $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ peut être considéré comme un indicateur de mélange turbulent. Ainsi, une tendance à l'*isotropisation* semble apparaître lorsqu'un jet débouche dans un milieu ambiant plus lourd. Sautet (1992) observe un positionnement des maximums de l'énergie cinétique selon la densité du gaz qui débouche dans le co-courant (du plus léger vers le plus lourd en s'éloignant de la section de sortie). Pour leur part, Panchapakesan et Lumley (1993) trouvent dans un jet d'hélium une augmentation notable de k par rapport à un jet d'air.

L'existence de mouvements organisés dans les jets a été mise en évidence et détaillée par de nombreux auteurs. Cohen et Wygnanski(1987), Chua et Antonia (1992). Ces mouvements contribuent au transfert de chaleur et de quantité de mouvement (Sreenivasan *et al.*, 1979). Dans les jets axisymétriques fortement chauffés, il y a augmentation notable du nombre de Prandtl de la turbulence (Amielh, 1989 ; Sarh, 1990). Ceci semble être lié à l'importance de la diminution des structures cohérentes et/ou au développement des structures aux plus petites échelles ayant un caractère moins anisotrope (Fulachier *et al.*, 1989).

Comme autre fait important, il semble que la variation de masse volumique affecte la stabilité du jet. Monkewitz et Sohn (1988) montrent que lorsque $\rho_j/\rho_e < 0,72$ le jet devient absolument instable (jet laminaire dans la section de sortie du tube d'émission, avec une buse profilée). Ces instabilités génèrent des oscillations qui vont, alors, influencer le développement du jet (Sreenivasan *et al.*, 1989). Dans un jet d'hélium, Riva (1991) constate l'existence d'éjections intermittentes transversales de paquets de gaz. Avec un co-courant, toutes ces instabilités disparaissent.

I.3) LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE :

Les méthodes actuelles de modélisation numérique portent le plus souvent sur la résolution des équations aux dérivées partielles gouvernant le transport des différentes quantités. Nous avons trois types de simulations numériques :

– La résolution des équations moyennées au sens de Reynolds (RANS) qui donnent accès aux grandeurs moyennes de l'écoulement, mais nécessitent un modèle global pour la turbulence.

– Les simulations numériques directes (DNS) ou des grandes échelles (LES) qui cherchent à représenter directement les mouvements turbulents, soit jusque dans le détail des plus petites structures (DNS), soit seulement au niveau des plus gros tourbillons. Dans le premier cas (DNS), on résout les équations de Navier-Stokes sans modèle (= cas laminaire) sur une discrétisation suffisamment fine pour être de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov, η . Dans le second cas, on résout les équations de Navier-Stokes filtrées, avec un modèle sous-maille.

Les simulations numériques directes (DNS) sont, de nos jours, difficilement utilisables pour la résolution d'écoulements turbulents étant donné les limitations imposées par les capacités des calculs lorsque les écoulements simulés ont un nombre de Reynolds trop élevé (Abid, 1993). Entre autres travaux, signalons celui de Grinstein *et al.* (1986), qui ont étudié l'évolution des instabilités de Kelvin-Helmholtz avec la simulation d'un jet d'hydrogène débouchant dans de l'oxygène.

La deuxième catégorie de simulations (LES) est consacrée à la résolution des équations de transport moyennes. Le point fondamental de ces simulations consiste à établir des modèles de fermeture afin de lever les inconnues supplémentaires, qui représentent les différentes contributions de la turbulence au mouvement moyen.

Les écoulements à masse volumique variable ont été étudiés en utilisant plusieurs schémas de décomposition. Nous en distinguerons, pour les modèles de fermeture au second ordre, trois types :

i) La moyenne conventionnelle au sens de Reynolds (Panchapakesan et Lumley, 1993).

ii) La moyenne dite *pondérée par la masse* (proposée par Favre, 1966, 1969). Cette décomposition prend en compte de façon implicite certains effets de masse volumique rendant l'écriture des équations pratiquement identiques à celles du cas isovolume.

Chassaing (1979) ainsi que Ruffin *et al.* (1994) ont utilisé cette décomposition pour étudier des écoulements turbulents à masse volumique variable, ce avec des modèles développés pour des écoulements à masse volumique constante. On peut citer le travail de Sanders *et al.* (1997), dans lequel les auteurs font une comparaison d'un modèle du premier et du second ordre sur les caractéristiques d'un jet turbulent isotherme, R_p variant de 0,25 à 20.

iii) La décomposition hybride (Favre et Reynolds). On se reportera aux travaux de Ha Minh *et al.* (1981), Mac Innes (1985), ou Chassaing *et al.* (1994).

II) ÉQUATIONS INSTANTANÉES :

Les équations qui gouvernent nos écoulements turbulents à masse volumique variable, de type jet, sont les équations de Navier-Stokes. Pour écrire ces équations, on suppose que le milieu reste monophasique, qu'il s'agit d'un fluide newtonien qui peut être considéré comme un gaz parfait et que l'hypothèse de Stokes ($3\lambda+2\mu = 0$) est vérifiée.

Les équations instantanées s'écrivent de la façon suivante :

Conservation de la masse :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho u_i)_{,i} = 0} \quad \text{(II.a)}$$

Bilan de la quantité de mouvement :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + (\rho u_i u_j)_{,j} = -p_{,i} + \tau_{ij,j} + \rho f_i} \quad \text{(II.b)}$$

(avec u vitesse instantanée)

. Membre de gauche : Forces d'inertie.

. Membre de droite :

- f_i est la densité massique des forces agissant sur le fluide.

- $p_{,i}$ est la partie sphérique du tenseur des contraintes.

- τ_{ij} tenseur des contraintes visqueuses défini par

$$\boxed{\tau_{ij} = \lambda u_{k,k} \delta_{ij} + 2\mu d_{i,j}}$$

avec :

- δ_{ij} symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$,

$i = 1, 2, 3$ et $j = 1, 2, 3$).

- $d_{i,j} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i})$

- λ et μ sont les coefficients de Lamé.

Bilan de conservation de l'espèce :

$$\boxed{\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + (\rho C u_j)_{,j} = (d_j)_{,j}} \quad \text{(II.c)}$$

où C représenté la fraction massique, $d_j = \rho D(C)_{,j}$ et D est le coefficient de diffusivité massique.

Équation d'état du fluide :

$$\boxed{p = f(\rho)} \quad \text{(II.d)}$$

$$\boxed{p = \rho r T} \quad \text{(II.e)}$$

(où r est la constante universelle des gaz)

II.1) LE TRAITEMENT STATISTIQUE :

Le traitement aléatoire des écoulements turbulents fait apparaître l'utilité pratique de décomposer toute grandeur en dégageant une partie « moyenne d'ensemble » et une partie fluctuante (Reynolds). Cet opérateur statistique noté par un surlignage, conduit alors pour deux grandeurs transportables F et G aux relations :

$$\overline{F} = \overline{\overline{F}} + \overline{f'} \text{ et } \overline{f'} = 0$$

$$\overline{G} = \overline{\overline{G}} + \overline{g'} \text{ et } \overline{g'} = 0$$

et vérifie également :

$$\overline{\overline{F} g'} = 0$$

$$\overline{\overline{F} \overline{G}} = \overline{\overline{F}} \overline{\overline{G}}$$

$$\overline{\overline{F} G} = \overline{\overline{F}} \overline{\overline{G}} + \overline{f' g'}$$

Ainsi, l'on décompose chacune des inconnues u_i , p , C en grandeur moyenne ou « moment d'ordre un » $\overline{u_i}, \overline{p}, \overline{C}$ et fluctuations respectivement u'_i, p' et γ'' :

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i$$

$$p = \overline{p} + p'$$

$$C = \overline{C} + C'$$

La détermination des champs instantanés est alors remplacée par celle de moments statistiques jusqu'à un ordre fini. Des équations de transport peuvent être écrites pour ces quantités. Cette procédure s'accompagne inévitablement d'une perte d'information, en raison de la non-linéarité de divers opérateurs figurant dans le système initial (II.a) à (II.c).

La particularité des écoulements à masse volumique variable réside dans l'apparition de corrélations supplémentaires par rapport au cas iso-volume. Plusieurs alternatives sont envisageables quant au choix de regroupement de ces termes. On utilise une décomposition dans laquelle la moyenne n'est plus centrée mais est telle que $\overline{f} \neq 0$, de sorte que la moyenne d'un produit s'exprime directement par un produit de moyennes. C'est une des propriétés de Favre (1965,1966).

Si l'on note par définition :

$$F = \tilde{F} + f \text{ et } \tilde{f} = 0 \text{ mais } \overline{f} \neq 0$$

L'on peut alors écrire :

$$\overline{FG} = \tilde{F} \overline{G}$$

Afin de différencier les parties fluctuantes des grandeurs en moyenne de Favre et de Reynolds, ces dernières sont notées avec un prime.

La moyenne de Favre :

Lorsque l'écoulement est à masse volumique variable, l'application de la moyenne de Reynolds aux équations instantanées conduit à des termes de corrélation vitesse et masse volumique qui augmentent le nombre d'inconnues. Pour éliminer ces inconnues supplémentaires dues aux fluctuations de la masse volumique qui

apparaissent lors de l'emploi de la moyenne de Reynolds, on utilise une autre moyenne pondérée par la masse : la moyenne de Favre *et al.*(1976).

Le terme moyen est alors défini par $\tilde{x} = \frac{\overline{\rho x}}{\bar{\rho}}$ et la fluctuation par $x'' = x - \tilde{x}$, ceci pour toute grandeur x , sauf pour la pression et la masse volumique qui sont toujours moyennées selon la méthode de Reynolds.

$$\begin{array}{lll}
 U = \tilde{U} + u'' & \text{avec} & \overline{\rho u''} = 0 \\
 V = \tilde{V} + v'' & & \overline{\rho v''} = 0 \\
 W = \tilde{W} + w'' & & \overline{\rho w''} = 0 \\
 T = \tilde{T} + t'' & & \overline{\rho t''} = 0 \\
 P = \bar{P} + p' & & \bar{p}' = 0 \\
 \rho = \bar{\rho} + \rho' & & \bar{\rho}' = 0 \\
 \text{(on prend } \tilde{\mu} = \mu(\tilde{T})) & &
 \end{array}$$

Cette nouvelle définition est appliquée aux équations vues précédemment.

En appliquant cette définition, nous obtenons les équations finales moyennées, écrites dans le cadre des hypothèses de couche limite bidimensionnelle en axisymétrique et en coordonnées cylindriques :

$$\boxed{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{\rho}\tilde{v})}{\partial r} = 0} \quad \text{(II.f)}$$

$$\boxed{\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{u}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{v}) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\overline{r\rho u''v''}) \\
 &\quad -(\bar{\rho} - \rho_e)g_x \\
 &\quad + \frac{\partial}{\partial x}(\overline{\tau_{xx}}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\overline{r\tau_{xr}})
 \end{aligned}} \quad \text{(II.g)}$$

avec : ρ_e masse volumique de l'air ambiant.

$$\bar{\tau} = -\frac{2}{3}\mu(\text{tr}\tilde{D}) + 2\mu\tilde{D},$$

$$\tilde{D} = \frac{1}{2}\left(\text{grad}\tilde{u} + {}^t\text{grad}\tilde{v}\right) \text{ et } \tilde{\mu} = \mu(\tilde{T}).$$

II.2) CARACTÉRISATION DES JETS :

Le mouvement des jets à masse volumique variable est *a priori* gouverné par trois types de forces qui sont les suivantes :

Les forces d'inertie :	$\rho_j U_j^2 / D_j$
Les forces de viscosité :	$\mu_j U_j / D_j^2$
Les forces de gravité :	$ \rho_j - \rho_e \cdot g$

Les grandeurs adimensionnelles principales définies à partir des rapports de ces diverses forces sont, dans le cas d'un jet à masse volumique variable, non réactif et isotherme, les suivantes :

Le nombre de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{U_j \cdot D_j}{\nu_j} \tag{II.h}$$

Le nombre de Reynolds représente le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses. Il est établi à partir de la vitesse longitudinale moyenne U_j dans la section de sortie du jet, du diamètre D_j du tube d'émission, ainsi que de la viscosité cinématique ν_j .

Il permet de caractériser le type d'écoulement (laminaire si le nombre de Reynolds est faible, turbulent si ce dernier est élevé). Le point de transition laminaire-turbulent dépend fortement de la géométrie de la buse ou du tube qui génère le jet. Une valeur maximale du point de transition entre ces deux régimes est obtenue pour $\text{Re} = 5500$ (Chen et Rodi, 1980).

Le rapport des vitesses :

$$m = \frac{U_e}{U_j} \quad \text{(II.i)}$$

Pour des expériences conduites avec un écoulement annulaire associé à un jet de gaz à étudier (co-courant d'air dans notre cas) on forme le rapport m des vitesses à partir de U_e , vitesse longitudinale moyenne dans le co-courant et U_j , vitesse longitudinale moyenne du jet dans la section d'émission de ce dernier.

L'influence de ce rapport sur le développement des jets a été étudiée par quelques auteurs. En présence d'un écoulement annulaire, il a été montré que la région initiale du jet central est fortement modifiée par les structures à grandes échelles qui se forment dans la couche de mélange entre les deux écoulements par des mécanismes d'instabilités (Davies et Yule, 1975 ; Dang et Leuchter, 1979 ; Hussain et Clark, 1981). Les caractéristiques de ces instabilités sont liées au rapport m :

- Lorsque $m = 1$, ces instabilités sont identiques au cas vu ci-dessus, bien qu'elles se différencient au niveau du sens de rotation des tourbillons.
- Lorsque $m > 1$, l'apparition des instabilités n'est plus liée à une couche de mélange annulaire, mais au sillage des couches de mélange qui se développent tant sur la paroi interne qu'externe du tube. Ces instabilités, mises en évidence pour des jets chauffés (Monkewitz et Sohn, 1988 ; Sreenivasan *et al.*, 1987 ; Strykowski, 1986) apparaissent également dans des jets de gaz léger s'écoulant dans un milieu annulaire de masse volumique plus élevée (Sreenivasan *et al.*, 1989).

Nous signalons que dans des flammes de diffusion et pour $m < 1$, les travaux de Chen *et al.* (1986, 1988) indiquent que le mode fondamental des instabilités correspond à une couche de mélange annulaire. Ces instabilités sont composées d'une allée périodique d'anneaux de type *vortex* qui interagissent puis se transforment en turbulence.

Le rapport des densités :

$$R_{\rho} = \frac{\rho_e}{\rho_j} \quad \text{(II.j)}$$

Pour des expériences menées avec un mélange de deux gaz de masse volumique différente, on forme le rapport R_{ρ} des densités entre la masse volumique ρ_e du co-courant et la masse volumique ρ_j du jet de gaz.

Le nombre de Froude :

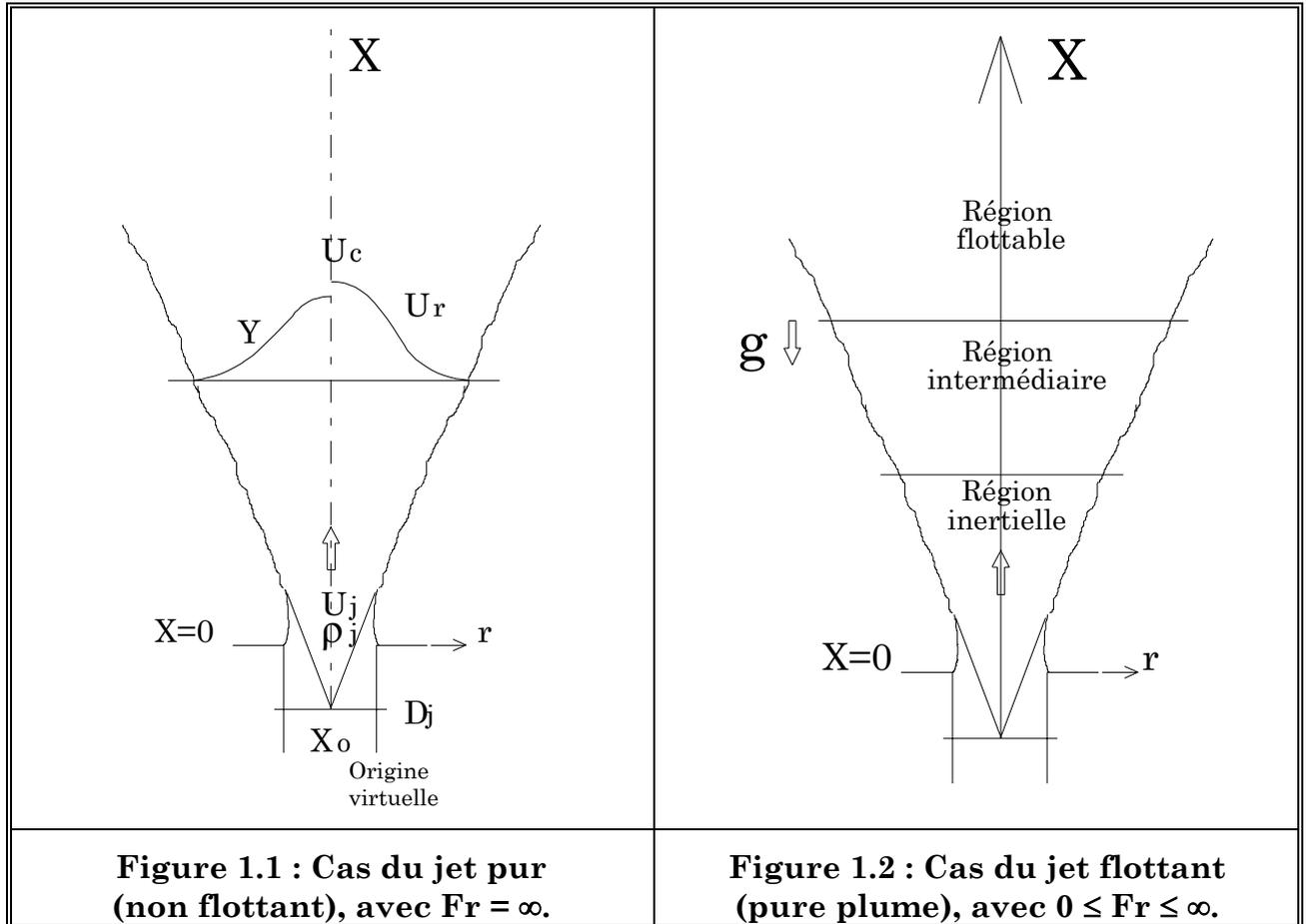
$$Fr^2 = \frac{U_j^2}{g \cdot D_j \cdot |R_{\rho} - 1|} \quad \text{(II.k)}$$

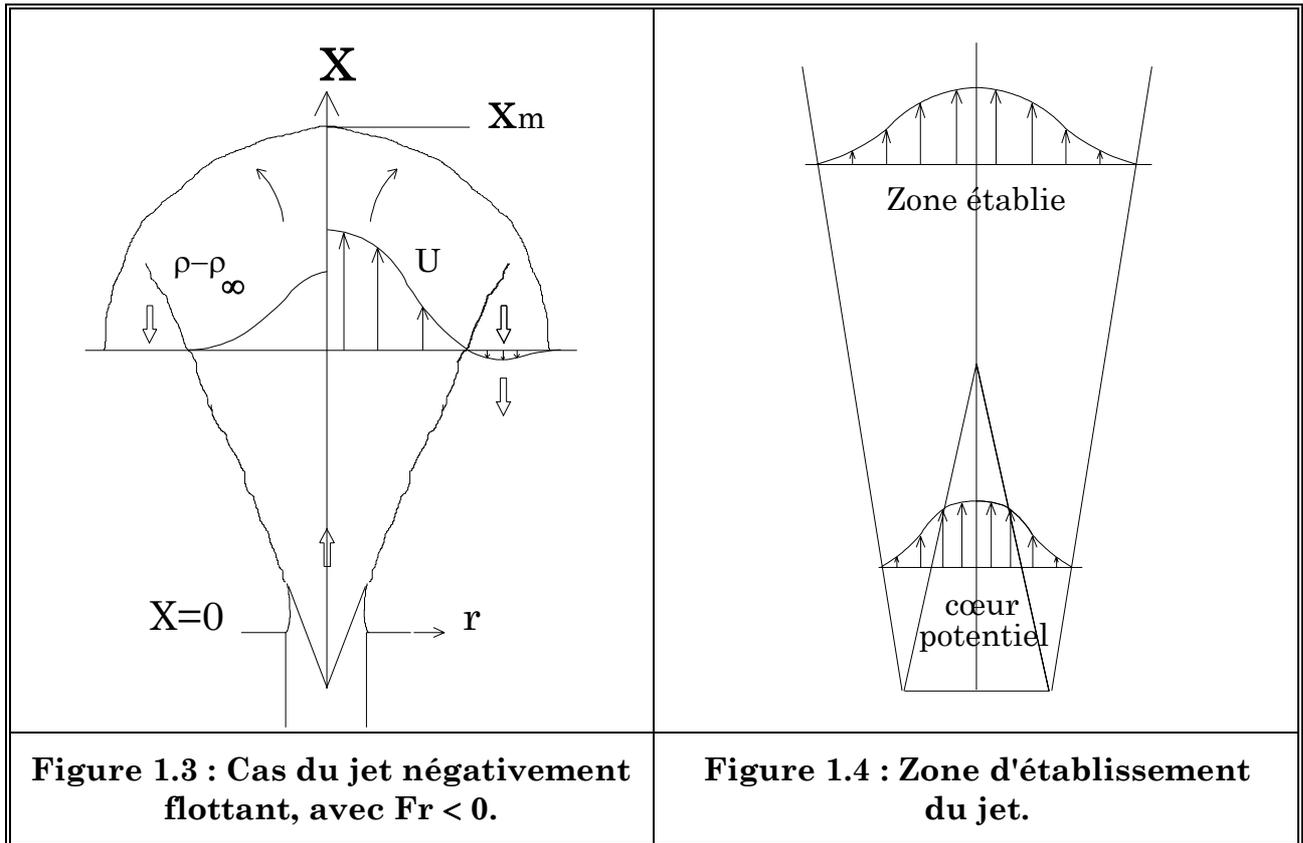
Le nombre de Froude représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de pesanteur. Il permet de caractériser le comportement géométrique du jet. Plus ce nombre est grand, plus la zone de développement est importante (voir figures 1.1, 2 et 3).

Un jet peut se décomposer en trois, voire, quatre zones principales selon la nature de l'écoulement à la sortie du tube (laminaire ou turbulent). Cette décomposition est valable pour des jets ayant un nombre de Froude positif, fini, non nul. Nous rencontrons à la sortie du tube la zone d'établissement de l'écoulement lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment grand pour générer un écoulement turbulent directement en sortie. Des couches de mélange turbulentes se développent à partir de la section de sortie et s'étendent jusqu'à leur jonction sur l'axe du jet. Cette zone s'étend sur plusieurs fois le diamètre D_j du tube d'éjection. La zone située entre les couches limites s'appelle le cœur potentiel (voir figure 1.4).

Lorsque l'écoulement est établi, nous rencontrons d'abord la *zone inertielle* où l'écoulement est rapide et où les forces d'inertie prédominent devant les forces de

pesanteur (nombre de Froude grand devant l'unité). Vient ensuite une *zone intermédiaire* où les effets de ces forces sont plus ou moins équivalents (nombre de Froude de l'ordre de l'unité). Enfin, nous trouvons la *zone de flottabilité* où les forces de pesanteur sont prédominantes, la vitesse longitudinale étant très faible ($Fr \ll 1$).





Chassaing (1979), ainsi que Chen et Rodi (1980) ont proposé de délimiter ces trois zones en utilisant un paramètre sans dimension X_1 prenant en compte le nombre de Froude ainsi que le rapport des masses volumiques :

$$X_1 = Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{X}{D_j} \quad (II.1)$$

D'après la relation des auteurs précédemment cités, l'on obtient la classification suivante

Zone inertielle (jet pur) :	$0 \leq X_1 \leq 0,5$
Zone intermédiaire :	$0,5 \leq X_1 \leq 6$
Zone de flottabilité :	$X_1 \geq 6$

II.3) LE DIAMÈTRE ÉQUIVALENT :

$$D_e = D_j \cdot R_\rho^{-1/2} \quad \text{(II.m)}$$

Bien qu'il ne s'agisse pas d'un paramètre sans dimension comme ceux que nous venons de passer en revue, le diamètre équivalent est souvent utilisé dans le cadre d'études sur les écoulements à masse volumique variable afin de prendre en compte les effets de densité sur le taux de décroissance de la fraction massique axiale, tout comme sur la vitesse longitudinale.

Ce diamètre, basé sur le rapport entre la masse volumique du jet à l'émission (ρ_j) et à l'infini (ρ_e), a été introduit pour la première fois par Thring et Newby (1953). Ainsi, on considère que le jet à masse volumique variable a le même flux de quantité de mouvement qu'un jet à masse volumique constante issu d'un tube de diamètre $D_j = D_e$. Cette représentation globale des effets de densité sur les grandeurs moyennes ne permet pas toujours de regrouper parfaitement les taux de décroissance, quel que soit le rapport R_ρ des densités (Pitts, 1986).

Ainsi, pour obtenir un meilleur regroupement des résultats expérimentaux, d'autres propositions ont été données afin de définir de nouveaux diamètres équivalents, chacun comportant divers degrés d'empirisme (Fulachier *et al.*, 1990 ; Sautet, 1992 ; Stepowski *et al.*, 1988). De même, Sarh (1990) a proposé une loi du type $r_e = r_o \cdot (\rho_o/\rho_e)^{1/2}$ qui permet de regrouper assez bien les grandeurs moyennes (vitesse longitudinale et fraction massique).

III) CHOIX DES JETS ÉTUDIÉS :

Comme pour la plupart des travaux menés sur les jets turbulents à masse volumique variable, nous avons voulu étudier une gamme de gaz la plus large qui soit (allant des plus légers aux plus lourds), et donc faire varier R_ρ dans les limites des expériences possibles au sein du LCSR.

S'agissant des gaz les plus légers, nous avons dû écarter l'emploi de l'hydrogène, dangereux à utiliser, tout autant dans le cadre d'un emploi avec flamme qu'en tant

que gaz pur. Nous avons opté pour l'hélium, le méthane, l'air et le CO₂. Le dispositif et les méthodes d'expérimentation de ces gaz sont décrits dans le chapitre II. Nous avons reporté dans le tableau III.A les masses volumiques ρ_j , les viscosités cinématiques ν_j , ainsi que la composition des quatre types de jets étudiés. Elles sont extraites de l'encyclopédie gaz (1976).

<i>Gaz</i>	<i>Pureté</i>	ρ_j (kg.m ⁻³)	$\nu_j.10^6$ (m ² .s ⁻¹)
<i>Hélium</i>	99,995 % ¹	0,167	115,7
<i>Méthane</i>	99,9 % ²	0,667	15,2
<i>Air</i>	---	1,202	14,56
<i>CO₂</i>	99,995 % ³	1,815	8,11

Tableau III.A : Compositions des gaz étudiés

1 : 10 ppmv* de H₂O, 10 ppmv de O₂...

2 : 500 ppmv de N₂, 400 ppmv de C₂H₆...

3 : 25 ppmv de N₂, 10 ppmv de O₂...

(*impuretés en partie par million exprimée en volume)

IV) PARAMÈTRES GARDÉS CONSTANTS LORS DES EXPÉRIENCES :

IV.1) CHOIX DE LA VITESSE :

Il existe différentes stratégies lorsque l'on mène des études expérimentales sur des jets turbulents à masse volumique variable. On peut maintenir constants différents paramètres comme le débit, le flux de quantité de mouvement, le nombre de Reynolds, le rapport des vitesses.

Pour des raisons de coût (prix élevé de l'hélium) et de problèmes de mise en œuvre (à fort débit, les canalisations gèlent rapidement lors de l'emploi du CO₂), nous n'avons pas pu entreprendre des mesures à vitesse élevée.

Le rapport m des vitesses initiales a été maintenu constant et égal 0,075. Ainsi, la vitesse longitudinale moyenne dans la section de sortie des jets d'hélium I, de méthane, d'air et de CO₂ vaut $U_j = 40 \text{ m.s}^{-1}$ et celle dans le co-courant vaut $U_e = 3 \text{ m.s}^{-1}$.

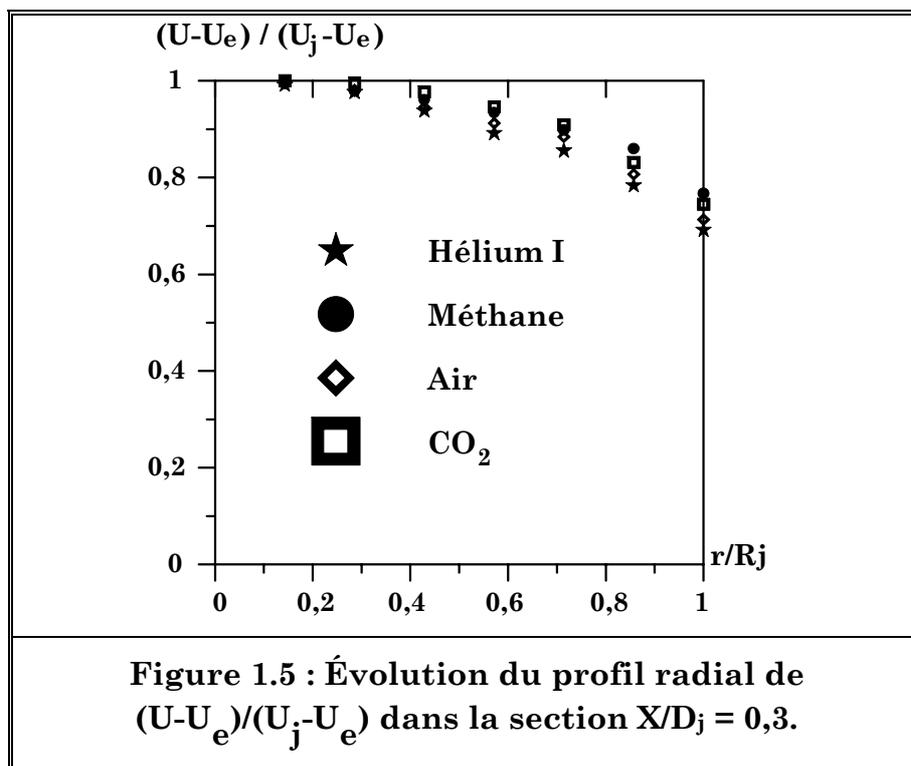
Remarque importante :

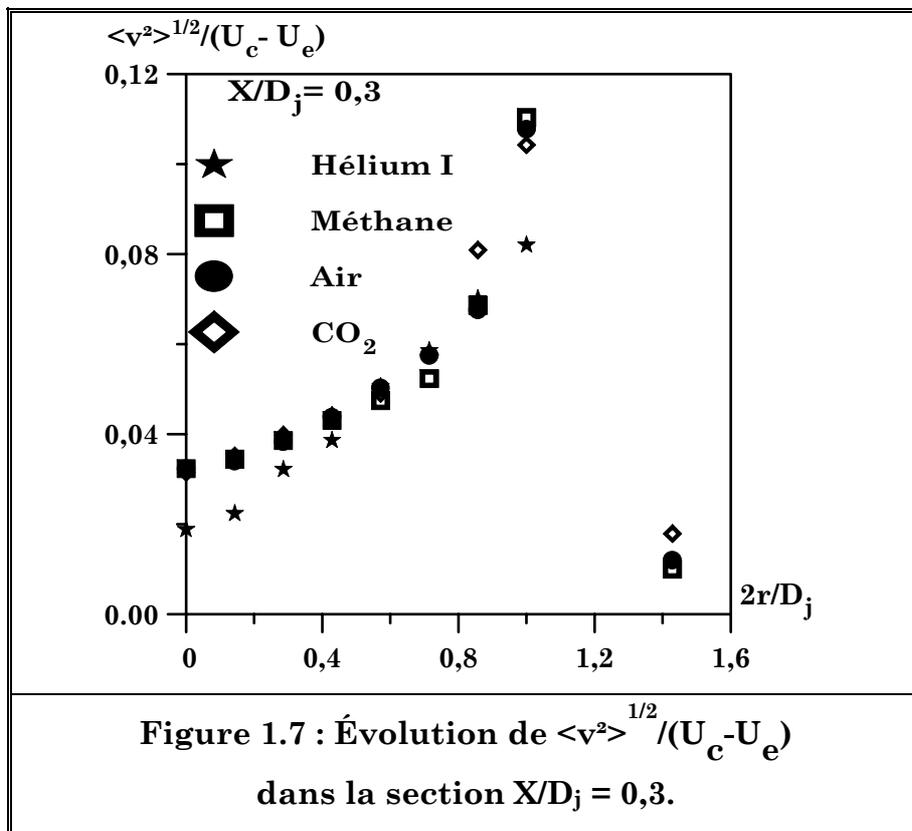
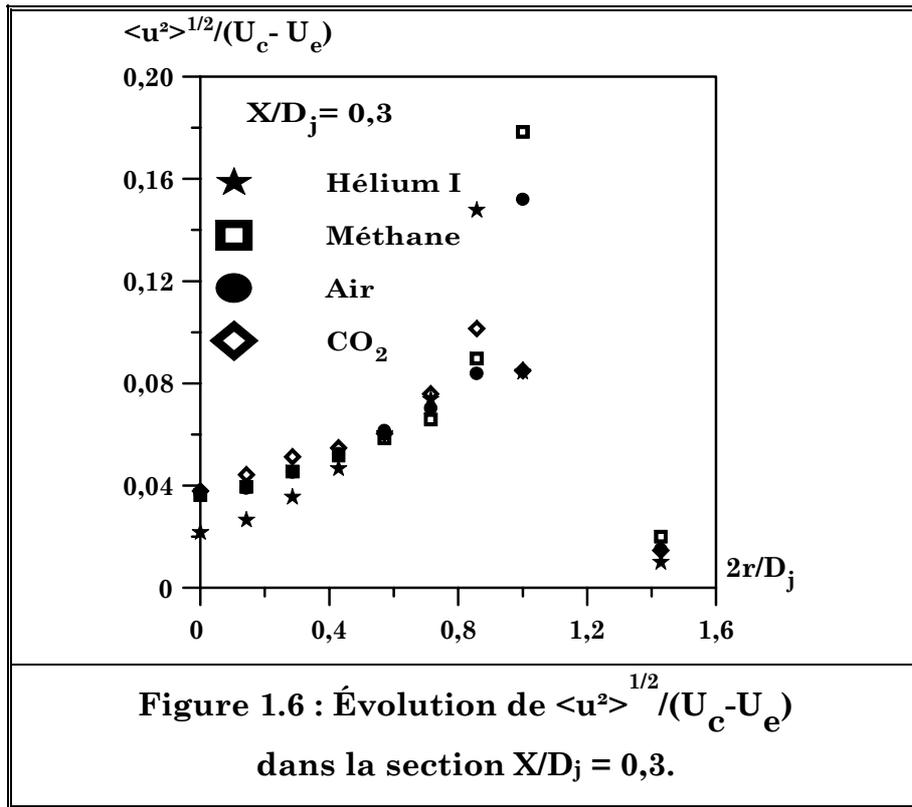
Pour l'hélium, deux cas ont été étudiés. En effet, lorsque $U_j = 40 \text{ m.s}^{-1}$, le nombre de Reynolds vaut 2420, ce qui est faible en comparaison du Reynolds des autres gaz (cf. tableau IV. B) et plus proche d'une étude en laminaire qu'en turbulent. Nous avons donc mené d'autres séries d'expériences avec l'hélium pour une vitesse U_j de 70 m.s^{-1} . Le diamètre du tube a été changé pour passer (uniquement dans ce cas) à 12 mm.

IV.2) LES CONDITIONS D'ÉMISSION :

Les différentes mesures d'anémométrie Doppler laser (cf. chapitre 5) nous ont permis de tracer les quelques figures présentées ci-après.

Sur la figure I.5 est donnée l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ dans la section $X/D_j = 0,3$. L'on remarque que pour le méthane, l'air et le CO_2 les profils sont assez bien superposés. En revanche, l'on note que le profil radial pour l'hélium I est en dessous de ceux des autres gaz. Ceci est dû au bas nombre de Reynolds (2420). Sur les figures I.6 et I.7 est tracée l'évolution de l'intensité longitudinale et transversale de turbulence. Comme pour la figure I.5, les profils de l'hélium I sont en dessous de ceux des autres gaz.





IV.3) RAPPORT DE FLUX DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT :

En terme de rapport de flux des quantités de mouvement initiales $M_{q_{o,e}}$ (donné par la relation IV. a) nous obtenons les valeurs suivantes pour les quatre gaz :

$$M_{q_{o,e}} = \frac{\rho_j U_j^2}{\rho_e U_e^2} \quad \text{(IV.a)}$$

<i>Gaz</i>	<i>Hélium I</i>	<i>Hélium II</i>	<i>Méthane</i>	<i>Air</i>	<i>CO₂</i>
$M_{q_{o,e}}$	24,7	68,1	98,7	178	268,4

IV.4) RÉCAPITULATIF :

Dans le tableau IV.B, nous avons rassemblé les paramètres expérimentaux ainsi que les caractéristiques physiques des différents gaz débouchant dans le co-courant d'air, ainsi que les différents nombres sans dimension.

Le rapport, L_{tube}/D_j entre la longueur du tube d'émission et le diamètre de ce même tube vaut 80 (lorsque $D_j = 7$ mm) et 47 (lorsque $D_j = 12$ mm).

Les vitesses U_j et U_e ont donc été maintenues constantes, donnant un rapport de vitesses m de 0,075 pour l'hélium I, le méthane, l'air et le CO_2 , et un rapport des vitesses m égal à 0,071 pour l'hélium II.

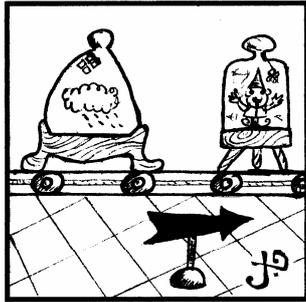
Le rapport $R_\rho = \rho_e/\rho_j$ des densités vaut 7,2 pour l'hélium I et l'hélium II, 1,8 pour le méthane, 1 pour l'air et 0,66 pour le CO_2 .

Le nombre de Froude est plus élevé dans les jets de gaz lourd (262 pour le CO_2), que dans les jets de gaz légers (61 pour l'hélium I), traduisant le fait que la zone de développement des jets de gaz lourd sera plus importante.

Gaz /Air	Hélium(I) /Air	Hélium(II) /Air	Méthane /Air	Air /Air	CO ₂ /Air
$U_j (m.s^{-1})$	40	70	40	40	40
$U_e (m.s^{-1})$	3	5	3	3	3
$\rho_j (kg.m^{-3})$	0,167	0,167	0,667	1,202	1,815
$v_j.10^6 (m^2.s^{-1})$	115,7	115,7	15,2	14,56	8,11
$\rho_e (kg.m^{-3})$	1,202	1,202	1,202	1,202	1,202
$D_j (mm)$	7	12	7	7	7
L_{tube}/D_j	80	47	80	80	80
$De (mm)$	2,61	4,47	5,22	7	8,62
m	0,075	0,071	0,075	0,075	0,075
$R\rho$	7,2	7,2	1,8	1	0,66
Re	2420	7300	18421	19231	34525
Fr	61	82	170	---	262
$Mq_{o,e}$	24,7	68,1	98,7	178	268,4
$\rho U_j^2 \pi D_j^2 / 4$ ($kg.m^{-3}.s^{-2}$)	$1,03.10^{-2}$	$3,15.10^{-2}$	$4,11.10^{-2}$	$7,4.10^{-2}$	$11,2.10^{-2}$

Tableau IV.B : Données expérimentales

Chapitre 2



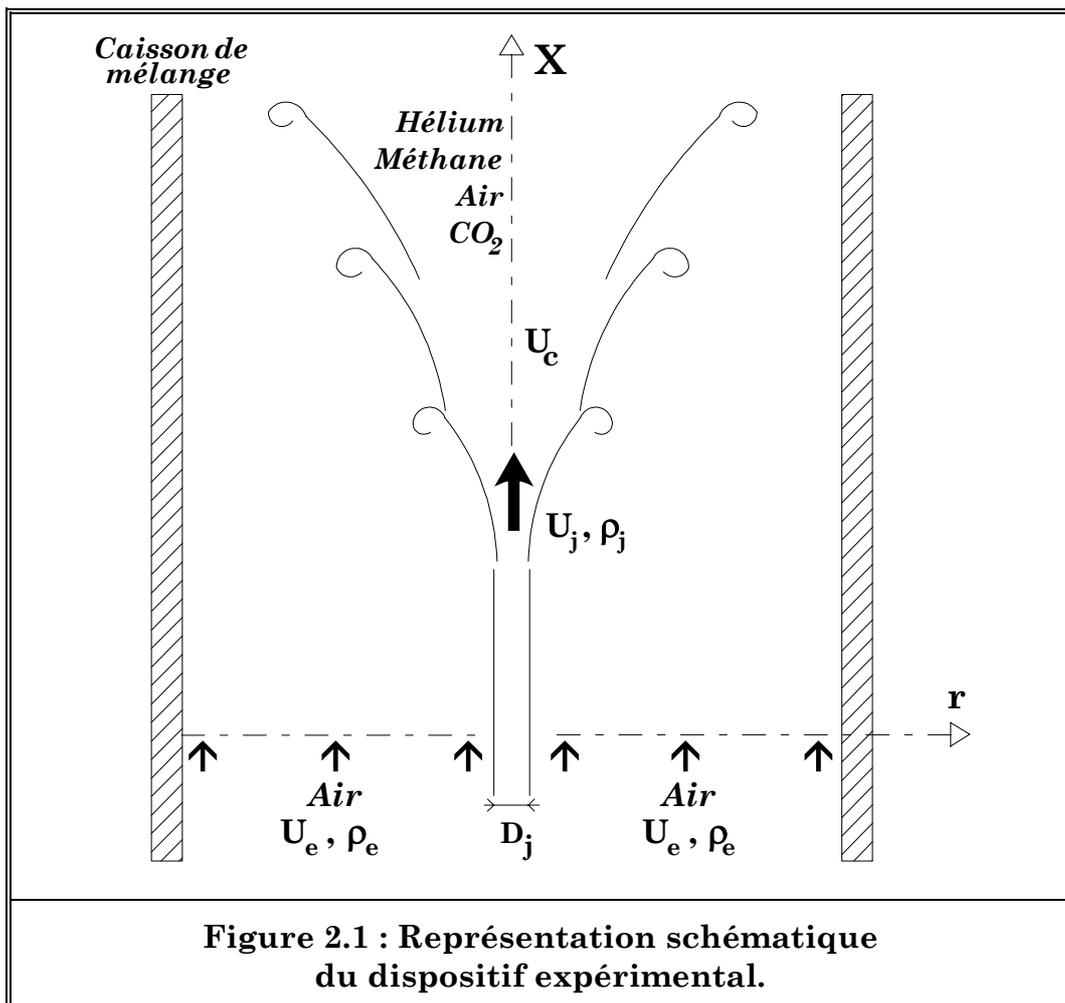
*Dispositifs
expérimentaux*

Au fil de ce chapitre nous nous attachons à détailler notre dispositif expérimental (caisson de mélange, portique...), ainsi que les lignes d'air et de gaz qui nous ont permis de créer les jets. Cette description est suivie de la présentation du dispositif expérimental utilisé pour la prospection du champ scalaire, dont les quelques mesures exploratoires seront présentées au fil de l'annexe D.

D) DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE PROSPECTION DU CHAMP DYNAMIQUE :

I.1) DESCRIPTIF GÉNÉRAL :

Un jet de gaz turbulent axisymétrique à masse volumique variable, généré à l'aide d'un tube vertical de diamètre D_j , débouche dans un caisson de mélange. En sortie de tube, la vitesse longitudinale moyenne vaut U_j et sa masse volumique ρ_j . Ce jet est entouré d'un écoulement annulaire d'air, animé d'une vitesse longitudinale moyenne U_e et de masse volumique ρ_e (cf. figure II.1). L'écoulement qui sort est pleinement développé et sans rotation.



Les différents gaz utilisés sont respectivement, pour les gaz plus légers que l'air, l'hélium et le méthane, le dioxyde de carbone, pour les gaz lourds, et bien sûr l'air (se référer au chapitre I pour les données expérimentales relatives à chacun de ces gaz).

Le dispositif expérimental est composé :

- D'un ventilateur (pour créer le co-courant d'air).
- D'une structure divergente/convergente (qui amène l'écoulement issu du ventilateur à la base du caisson).
- D'un caisson étanche, vertical, dit *caisson de mélange*, où débouche le jet à étudier et l'écoulement annulaire.
- D'un tube vertical, en laiton (pour générer les jets de gaz et d'air).
- D'un portique doté de deux moteurs, qui lui permettent de se mouvoir autour du caisson (pilotage par micro-ordinateur).
- D'une hotte, par laquelle sont évacués les écoulements.

Sur la figure 2.2 est représenté l'ensemble du dispositif expérimental dont chaque élément est décrit plus bas.

I.2) LE CAISSON ÉTANCHE :

Le caisson étanche, où débouchent le jet à étudier et le co-courant d'air, est vertical, cylindrique de section carrée. Sa hauteur est de 1300 mm et sa section carrée à un côté de 300 mm. Afin de permettre une traversée des parois par les faisceaux la plus excellente qui soit, d'éviter toute perte de puissance (et donc du signal diffusé par les particules qui ensemencent le jet) mais aussi de collecter le plus possible de cette même puissance, la face avant (du côté cellule émettrice), ainsi que la face arrière (du côté récepteur) sont en verre de qualité optique. De plus amples détails sur les caractéristiques de ce verre sont donnés dans l'annexe B. Les deux autres faces de la chambre sont en Plexiglas (épaisseur 8 mm), équipée chacune de trois fenêtres amovibles du même type que le verre cité peu avant (épaisseur 3 mm pour une dimension de 310 x 210 mm).

Les nombres de Reynolds du co-courant d'air ainsi que les rapports diamètre des tubes d'émission et section (notée S) du caisson, sont indiqués dans le tableau I.A.

	$D_j = 7 \text{ mm et } U_e = 3 \text{ m.s}^{-1}$	$D_j = 12 \text{ mm et } U_e = 5 \text{ m.s}^{-1}$
$D_j / S (S = 300 \text{ mm})$	0,023	0,04
$Re_{\text{co-courant}} = U_e.D_j / \nu_{\text{air}}$	1442	4121

Tableau I.A : Quelques nombres importants relatifs au caisson.

Il est important de noter que les dimension du caisson ont été calculées au mieux afin que les jets qui y débouchent ne *touchent* pas les parois sur toute sa hauteur (cf. confinement, §II.3, chapitre 5), mais aussi afin de pouvoir faire des mesures de vitesse en tout point. Il a donc fallu prendre en compte, pour ce dernier point, les diverses distances de focalisation des faisceaux laser qui étaient à notre disposition.

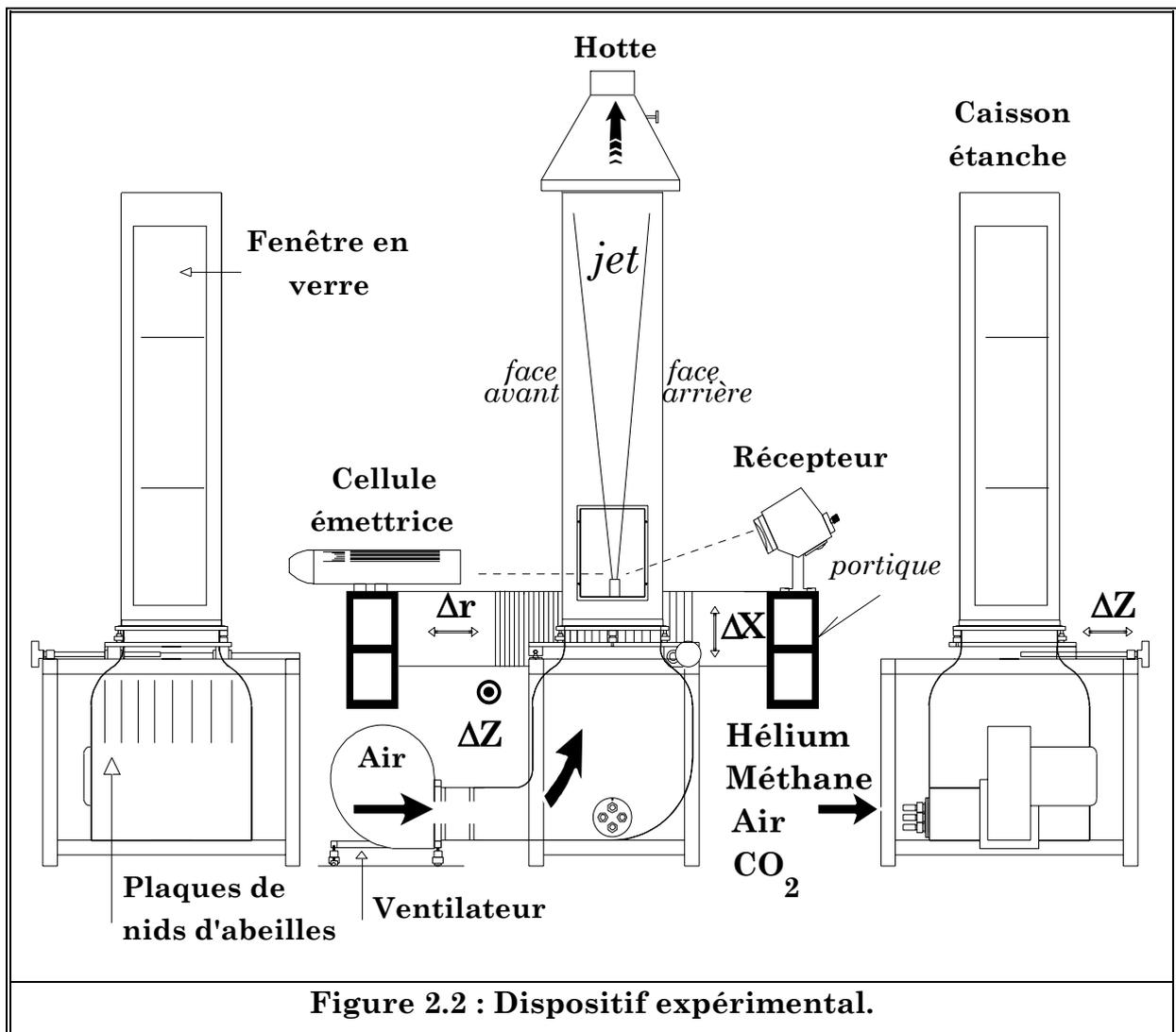


Figure 2.2 : Dispositif expérimental.

I.3) LE PORTIQUE :

Un portique est disposé de part et d'autre de caisson de mélange. Il est équipé d'un système de déplacement à deux axes (transversal, r , et vertical, X) motorisés et pilotés à l'aide d'un micro-ordinateur. Il nous est également possible de déplacer l'ensemble caisson/structure-divergente-convergente grâce à un troisième axe (direction Z), employé pour positionner au mieux le croisement des faisceaux laser sur l'axe du jet.

Les courses utiles des deux axes sont de 600 mm et 1500 mm respectivement selon r et X (ce qui donne $r/D_j \in [0 ; 43]$ et $X/D_j \in [0 ; 120]$), permettant ainsi une exploration complète d'un jet dans le caisson. La précision sur ces déplacements est de 0,025 mm selon l'axe transversal et de 0,1 mm selon l'axe vertical. Les bras de ce portique servent à disposer et fixer les divers instruments optiques utilisés (cellule laser émettrice et collecteur de lumière pour l'ADL). Le déplacement longitudinal (axe Z) est manuel et sa course maximale autorisée est de 350 mm, avec une précision de 0,02 mm. Ainsi, l'écoulement peut être exploré selon les trois axes ; de surcroît, le positionnement des volumes de mesure nous est assuré avec une grande précision (comme nous le verrons au chapitre 3, ces volumes ont une longueur de l'ordre du millimètre, tandis que leur largeur est autour de 0,08 mm).

II) L'ALIMENTATION EN AIR :

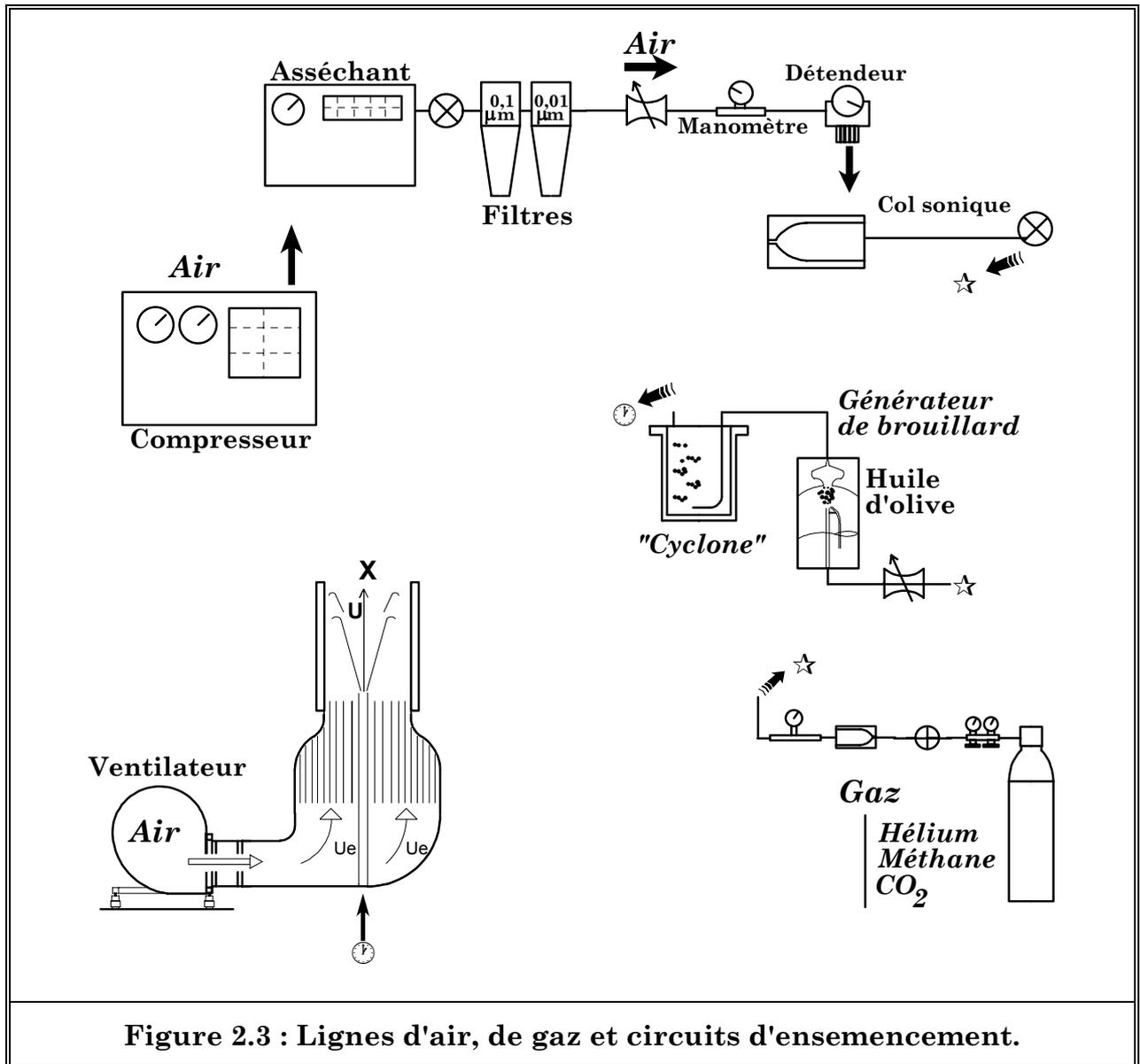
II.1) LIGNE D'AIR PRINCIPALE :

La ligne d'air principale qui permet de générer les jets d'air est représentée sur la figure 2.3. L'air provient d'un compresseur qui peut fournir un débit maximum de 100 m³/h (débit ramené aux conditions normales de température et de pression) avec une pression maximale de 13 bars.

Ce fluide est envoyé dans un réservoir de 500 litres (non représenté) pour être ensuite asséché par réfrigération. Le débit de l'asséchant est de 90 m³/h. L'air est alors acheminé jusqu'à l'installation expérimentale par une ligne rigide en *ABS* (matériau plastique qui permet de conserver un air propre et sec, jusqu'en son point d'utilisation) ayant un diamètre de 32 mm, capable de tenir à une pression de 20 bars. Nous avons relevé une perte de charge ΔP de l'ordre de 0,3 bars entre le réservoir et l'arrivée de l'installation. L'air issu de l'asséchant passe dans deux filtres

qui éliminent les quelques impuretés qui peuvent, malgré tout, être présentes dans le circuit ($1\ \mu\text{m}$ et $0,01\ \mu\text{m}$), comme les particules d'huile provenant du compresseur. Nous disposons successivement derrière ces filtres d'un débitmètre, d'un manomètre, d'un détendeur et d'un régulateur de débit qui permettent de faire varier les conditions initiales de l'écoulement.

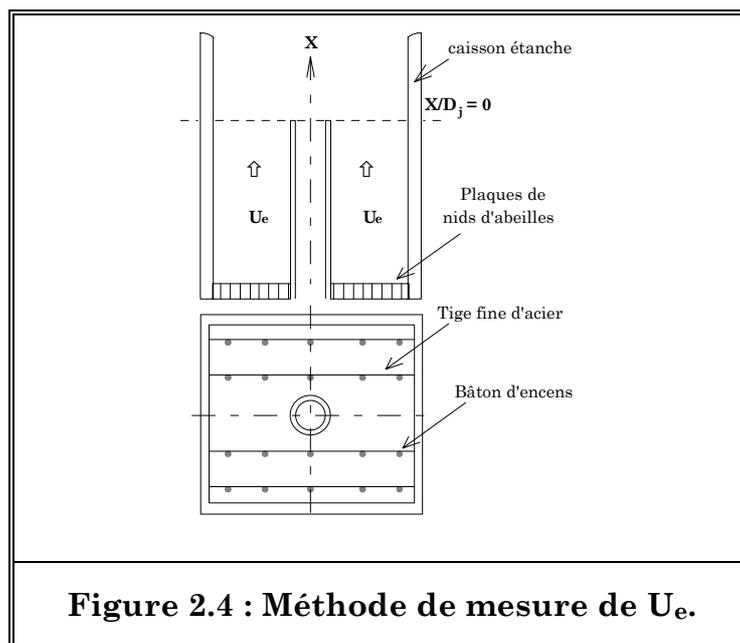
Le dispositif devant admettre une pression maximale de 13 bars (avec une marge de sécurité) et laisser passer des débits élevés, nous avons opté pour une canalisation de tube souple de diamètre interne 12 mm, résistant à une pression de 20 bars. S'agissant de la régulation des débits, on se référera au §III où nous détaillons l'emploi de cols soniques.

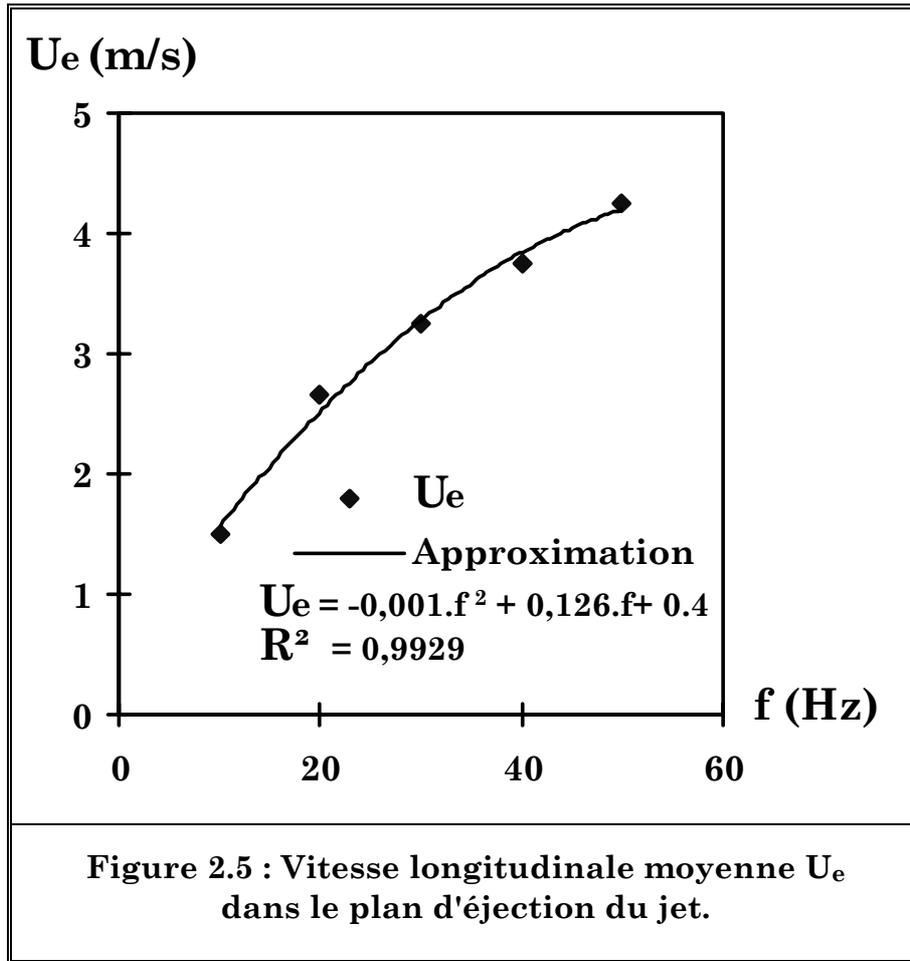


II.2) LE CO-COURANT D'AIR :

L'écoulement qui environne le jet, que nous appelons **co-courant d'air**, est créé grâce à un ventilateur centrifuge (cf. figures 2.2 et 2.3) dont nous pouvons faire varier la vitesse de rotation du moteur, et donc la vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement d'air qu'il génère, notée U_e . Cet air passe dans plusieurs couches de nids d'abeilles au sein d'une structure divergente-convergente, pour avoir une vitesse quasi constante dans la section de base du caisson de mélange (ainsi qu'aux plus hautes sections de ce caisson). Ces couches ont également pour but de « casser » les grosses structures tourbillonnaires.

Avant toute mesure de vitesse dans nos jets, il nous a fallu étalonner ce ventilateur, et donc déterminer quelle était la vitesse moyenne longitudinale U_e obtenue dans le plan d'éjection du jet ($X/D_j = 0$) pour une fréquence ω appliquée au moteur. Pour déterminer U_e , nous avons imposé des fréquences diverses au moteur du ventilateur ($\omega = 10, 20, 30$ et 50 Hz) et utilisé le système d'anémométrie Doppler laser (cf. chapitre 3). Sur la figure 2.4, nous avons schématiquement représenté la disposition particulière des bâtons d'encens (employés pour ensemencher le co-courant, contrairement aux jets pour lesquels nous avons utilisé des gouttelettes d'huile d'olive).





La courbe donnant la vitesse moyenne U_e dans le co-courant d'air à $X/D_j = 0$ est tracée sur la figure 2.5. Les différentes valeurs de U_e obtenues évoluent selon un polynôme de degré 2 dont le coefficient de détermination, R^2 , est excellent puisqu'il vaut 0,9929 (indiquant un faible écart entre les points de mesure et ceux de la courbe d'approximation)

Nous avons tracé sur la figure 2.6 l'allure des *profils de vitesse* de U_e déduits par mesures d'ADL dans la section $X/D_j = 0$, aux différentes fréquences appliquées au moteur du ventilateur données au paragraphe précédent. Pour les trois fréquences, nous obtenons des *profils de vitesse* de U_e assez homogènes. Nous relevons une légère chute de U_e au centre du caisson, dans la partie mitoyenne du tube qui génère le jet, ainsi qu'à proximité des parois du caisson.

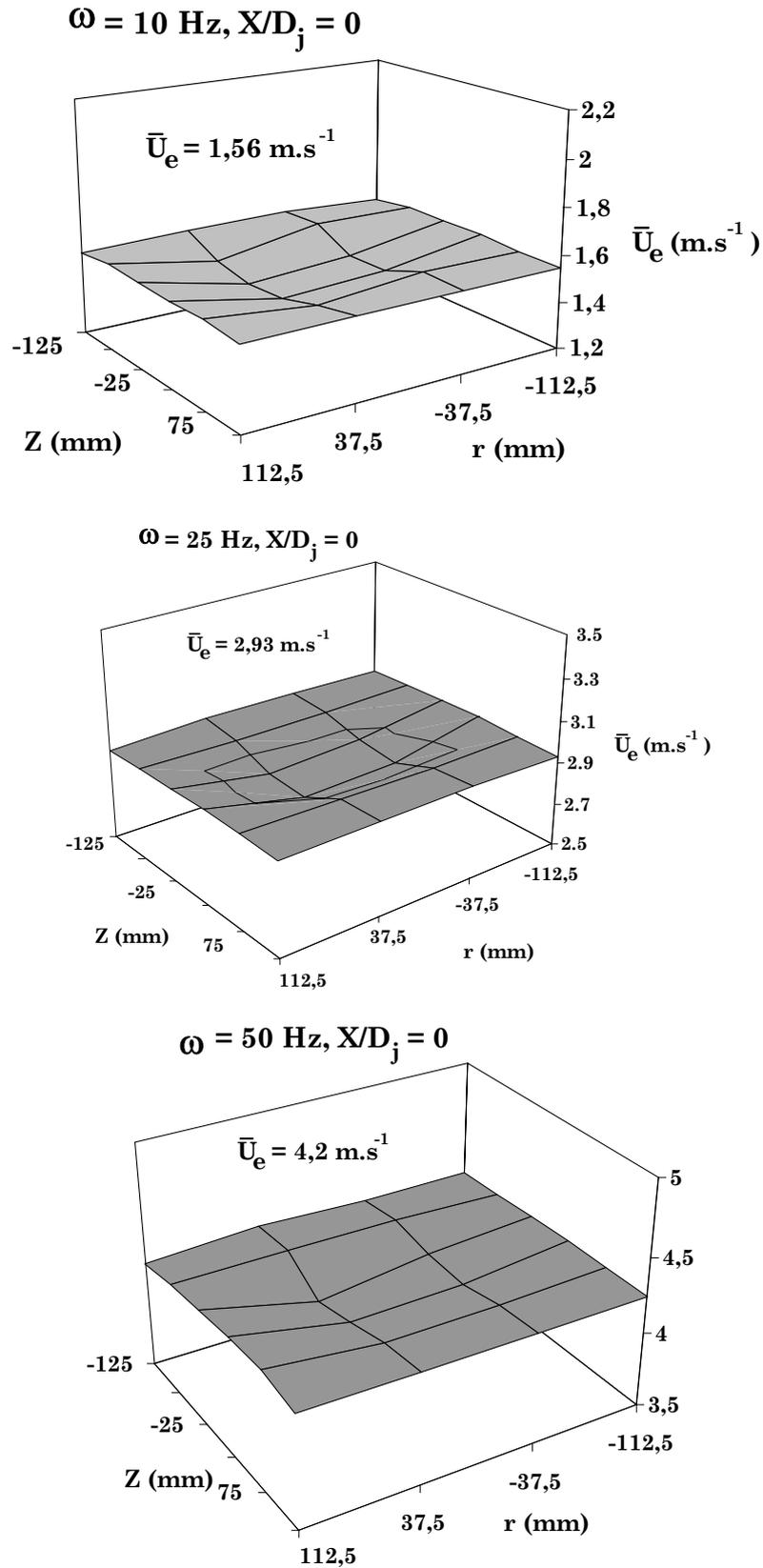


Figure 2.6 : Profils de vitesse de U_e à $X/D_j = 0$ obtenus pour différentes fréquences ω du moteur.

III) RÉGULATION DES DÉBITS :

Les débits de gaz et d'air sont réglés à l'aide de cols soniques, qui consistent en de petits tubes de verre ayant une contraction d'un certain diamètre en leur extrémité. Lorsqu'un col est amorcé, le débit massique ne dépend que des conditions isentropiques en amont :

$$Q_m = \frac{P_o A_c}{\sqrt{T_o}} \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}} \quad \text{(III.a)}$$

P_o, T_o : Pression et température d'arrêt isentropique.

A_c : Section du col.

r : Constante des gaz parfaits.

γ : Rapport des coefficients calorimétriques du fluide.

Disposant d'un jeu de cols soniques de diamètre différent, nous avons dû étalonner chacun d'eux afin de connaître le débit massique pour une pression correspondante (Q_m étant relié à la pression par un coefficient C à déterminer lors de ce même l'étalonnage).

IV) ALIMENTATION EN GAZ :

De la même façon que pour les jets d'air, il nous faut des sources de gaz pour générer des jets de ce type, qui sont surtout à même de nous délivrer des débits assez élevés.

Nous avons vu que les gaz utilisés sont l'hélium, le méthane et le dioxyde de carbone (anhydride carbonique). L'alimentation en gaz des jets se fait par des bouteilles sous pression. L'hélium et le méthane sont respectivement stockés à 200 et 175 bars, correspondant à des quantités de 9 et 11 m³ par bouteille. Pour le dioxyde de carbone, la quantité est de 20 m³ (ce qui équivaut à un poids de 37 kg). Un détendeur permet de régler la pression et un col sonique le débit.

Les problèmes d'utilisation de ces divers gaz sont bien réels.

En premier lieu, nous ne pouvons oublier que l'hélium est un gaz cher. Étant donné sa légèreté par rapport à l'air, et à la vue des débits élevés pour lesquels nous l'utilisons, le temps des mesures est nettement moindre que pour les autres gaz (avec une vitesse d'éjection de 40 m.s^{-1} , et si l'on fait des acquisitions de vitesses sur l'axe du jet, la bouteille est vide au bout de dix minutes), surtout si l'on considère qu'il faut, d'une part, régler au mieux le collecteur de lumière (ADL), puis attendre un certain temps pour que le taux d'ensemencement du jet soit suffisant (établissement de l'écoulement dans les différentes lignes qui sont assez longues, de l'ordre de douze mètres).

Pour le méthane et le dioxyde de carbone, un problème bien différent que celui de l'emploi de l'hélium apparaît à fort débit : après quelques minutes, le détendeur disposé sur la bouteille de gaz commence à geler tandis que, progressivement, la baisse de température se propage vers l'aval (la température baisse dans les canalisations). Pour nous affranchir de ce problème, nous avons dû nous munir d'un détendeur de qualité industrielle (résistants à de basses températures).

L'emploi simultané d'un ventilateur ainsi que d'un manchon chauffant enrobant le même détendeur nous a également permis d'éliminer ce problème, ceci sans influencer sur la température du gaz en son point d'éjection dans le caisson étanche (vérification de la température), et donc de sa masse volumique ρ_j .

V) DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE PROSPECTION DU CHAMP SCALAIRE :

Les mesures exploratoires réalisées sur le champ scalaire (cf. annexe D) à partir du dispositif expérimental détaillé ci-après, relate d'une prospection inédite, au sein du L.C.S.R. dans les jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable de gaz pur (hélium, méthane et CO_2) ceci grâce à une méthode originale d'un diagnostic basé sur la diffusion Rayleigh. Ce diagnostic a fait l'objet de nombreux travaux dans l'équipe combustion et turbulence, uniquement dans le cadre d'études de flammes prémélangées (Deschamps, 1990 ; Mounaïm-Rousselle, 1993 ; Ghenai, 1995).

V.1) INTRODUCTION :

L'étude du mélange des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable a été l'objet de nombreuses recherches (Abramovich, 1963, Chen et Rodi, 1980). En dépit du nombre conséquent de travaux entrepris sur ce sujet, il reste de nombreuses incertitudes tant sur les propriétés quantitatives et qualitatives de ces écoulements, pourtant assez simples à mettre en œuvre expérimentalement. Ainsi, comme complément aux mesures présentées aux chapitres 5 et 6, nous avons décidé d'effectuer une étude préliminaire du champ scalaire de nos jets.

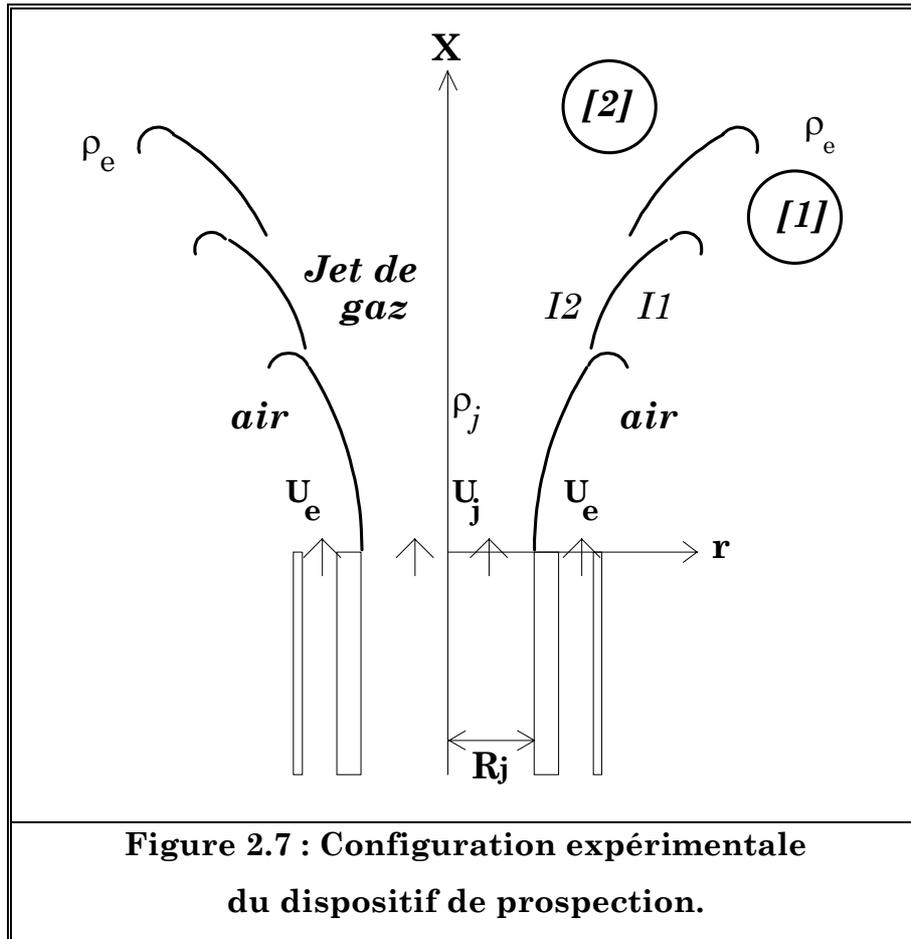
Des mesures du champ scalaire d'un jet de gaz entouré d'un écoulement d'air sont effectuées sur l'axe et longitudinalement. Trois gaz sont employés, le rapport de densité variant de 7,2 (hélium) à 0,66 (CO₂). Une méthode de mesure basée sur la diffusion Rayleigh est appliquée afin d'obtenir la fraction molaire en temps réel (Pagé *et al.*, 1997).

V.2) DESCRIPTION DU DISPOSITIF :

Le dispositif expérimental est différent de celui présenté au §I.1 puisqu'il s'agit d'un brûleur, généralement employé pour faire l'étude d'une flamme prémélangée. Cependant, son grand intérêt venait du fait qu'un système de mesure Rayleigh était déjà installé, et donc opérationnel. Un jet de gaz pur, de masse volumique ρ_j , issu d'une section circulaire (de rayon $R_j = 12,5$ mm) animé d'une vitesse d'éjection U_j débouche dans un caisson (cf. figure 2.7). Ce jet est entouré d'un écoulement annulaire d'air de masse volumique ρ_e , animé d'une vitesse U_e . Les gaz utilisés sont répertoriés dans le tableau ci-dessous (tableau V.A), ainsi que leurs grandeurs caractéristiques.

<i>Gaz</i>	U_j (m.s ⁻¹)	U_e (m.s ⁻¹)	<i>Re</i>	Fr^2	R_ρ
<i>Hélium</i>	5	0,7	1080	16	7,2
<i>Méthane</i>	5	0,7	8223	127	1,8
<i>CO₂</i>	3	0,7	9248	108	0,66

Tableau V.A : Grandeurs caractéristiques



V.3) QUELQUES PARAMÈTRES IMPORTANTS :

L'estimation de la position axiale où les effets de flottabilité entrent en jeu peut être déterminée par la formule définie par Chen et Rodi (1980) :

$$X_b = Fr^{-\frac{1}{2}} \cdot R_\rho^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{X}{D_0} \right) \quad \text{(V.a)}$$

où F représente le nombre de Froude (§II.2, chapitre 1). Pour $X_b = X_1 \in [0 ; 0,5]$, les forces d'inertie prédominent. Pour $X_b = X_2 \in [0,5 ; 6]$, il s'agit d'une zone de transition. Enfin, pour $X_b > 6$, les forces de pesanteur jouent un rôle important. On parle alors de forces de *flottabilité*.

Comme autre paramètre important, nous avons le rayon effectif, déjà décrit dans le chapitre I (Thring et Newby, 1953).

$$R\varepsilon = R_j \cdot R_\rho^{-\frac{1}{2}}$$

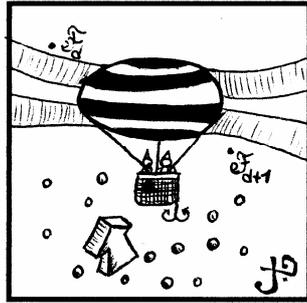
(V.b)

Dans le tableau V.B sont rassemblées les valeurs de X_1 et X_2 , ainsi que les rayons effectifs, $R\varepsilon$, pour chaque gaz.

<i>Gaz</i>	$R\varepsilon$ (mm)	X_1/R_j	X_2/R_j
<i>Hélium</i>	4,66	1,22	14,6
<i>CH₄</i>	9,32	2,9	34,8
<i>CO₂</i>	15,3	3,6	43

Tableau V.B : Limites de flottabilité et rayons équivalents.

Chapitre 3



*L'anémométrie
Doppler laser*

D) INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous faisons une description succincte de l'anémométrie Doppler laser, suivie d'une présentation de notre dispositif d'émission et de réception, ainsi que du système d'acquisition des vitesses et de leur traitement en temps réel. Ce qui est présenté plus loin est extrait de plusieurs documents relatant de l'anémométrie Doppler laser dont les auteurs sont Durrani et Created (1977), Boutier (1979, 1996), Durst *et al.* (1981), Ruck (1987), ainsi que Elena (1995).

II) LE DISPOSITIF D'ÉMISSION :

II.1) GÉNÉRALITÉS :

II.1.1) LA THÉORIE :

L'anémométrie Doppler laser est basée sur la mesure du décalage de la fréquence de la lumière diffusée par une particule en mouvement dans un fluide, éclairée par une onde laser monochromatique. Cette fréquence est proportionnelle à la vitesse, donc à celle du fluide étudié. Cette méthode de mesure, à l'instar de toutes les autres méthodes de mesure optique, offre l'avantage considérable de ne pas perturber l'écoulement par la présence d'une sonde au sein de ce dernier (comme c'est le cas en anémométrie à fil chaud, par exemple).

II.1.2) RAPPEL SUR L'EFFET DOPPLER :

Quand on se déplace rapidement par rapport à une source sonore, le son perçu change de hauteur lorsque l'on croise la source. Il en va de même pour un générateur de son passant devant un obstacle fixe. Cet effet fut découvert par Doppler en 1842.

II.1.3) PRINCIPE DE BASE :

Un système d'anémométrie Doppler laser de base comporte plusieurs éléments :

- Une source laser associée, ou non, à un dispositif de correction de la divergence du faisceau et à un dispositif de rotation du plan de polarisation.
- Un diviseur de faisceau, qui scinde celui-ci en deux faisceaux parallèles, d'intensité lumineuse égale.

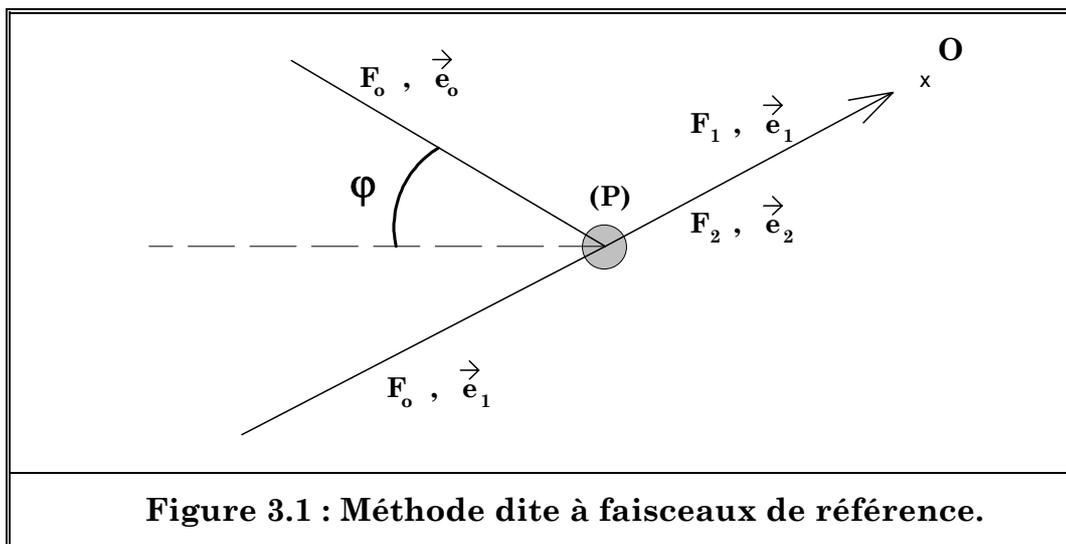
- Une optique de convergence des faisceaux en un point appelé *volume de mesure*.
- Un détecteur de lumière associé à une optique de réception.
- Un dispositif de traitement du signal.

D'autres composants peuvent être ajoutés au montage de base, soit pour améliorer ses performances, soit pour des applications particulières (décalage en fréquence pour détecter les sens dans les cas où et les vitesses sont faibles ; séparateurs de couleurs ou de polarisation pour mesurer simultanément plusieurs composantes de la vitesse).

Les principes de l'effet Doppler et de la détection d'un signal par hétérodynage sont à la base de l'anémométrie laser. Deux méthodes utilisant ces deux principes ont été essentiellement développées. La première est dite à *faisceaux de référence*, la deuxième, dite *méthode d'interférence* (ou *méthode des franges*).

II.1.4) MÉTHODE DITE À FAISCEAUX DE RÉFÉRENCE :

Cette méthode est la plus ancienne des deux méthodes citées précédemment. L'hétérodynage est obtenu par combinaison de la lumière diffusée par les particules avec un faisceau incident de même intensité et provenant de la même source lumineuse (voir figure 3.1).



Ce faisceau peut passer, soit dans le volume de mesure, soit à l'extérieur. Le système de détection doit être aligné sur ce faisceau. La lumière diffusée par une particule sera :

$$f_2 = F_0 + \frac{\vec{V}}{\lambda_0} \cdot \left[\vec{e}_0 - \vec{e}_2 \right]$$

d'autre part :

$$f_1 = f_0$$

Ainsi, la fréquence de battement s'écrit :

$$F_d = f_2 - f_1 = \frac{\vec{V}}{\lambda_0} \cdot \left[\vec{e}_0 - \vec{e}_2 \right]$$

Soit encore :

$$\boxed{F_d = \frac{2 \cdot V \cdot \sin(\varphi)}{\lambda_0}} \quad \text{(II.1.a)}$$

La fréquence du signal détecté par le photomultiplicateur ne dépend donc que de la longueur d'onde de la source, de l'angle des faisceaux et de la vitesse de la particule. Dans le calcul précédent on considère que la source laser et la particule se trouvent dans le même milieu d'indice 1. Si la particule se trouve dans un milieu d'indice n comparé au milieu où se trouve la source, la différence des vecteurs $\vec{e}_0 - \vec{e}_2$ sera remplacée par $n \cdot (\vec{e}_0 - \vec{e}_2)$ et la longueur d'onde de la lumière incidente sera $n \cdot \lambda_0$. Le résultat final restera alors identique, sans qu'il soit nécessaire de connaître l'indice de réfraction du fluide pour mesurer la vitesse du traceur employé.

II.1.5) MÉTHODE DITE D'INTERFÉRENCE (MÉTHODE DES FRANGES) :

Dans ce système, une particule est illuminée par deux faisceaux. La particule diffuse de la lumière provenant de chacun des deux faisceaux (voir figure 3.2). La fréquence relative diffusée au premier faisceau sera :

$$f_1 = F_0 + \frac{\vec{V}}{\lambda_0} \cdot \left[\vec{e}_1 - \vec{e}_0 \right]$$

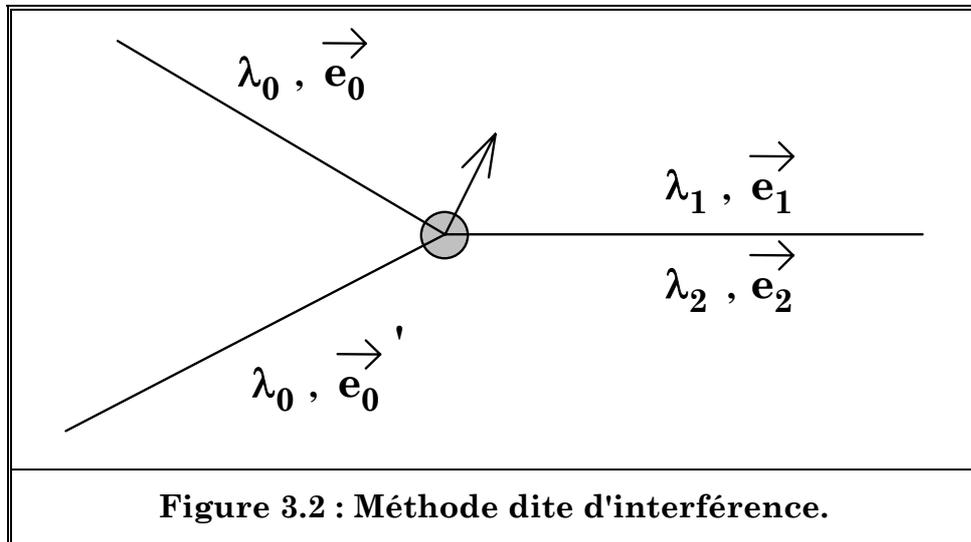
celle relative au deuxième faisceau :

$$f_2 = F_0 + \frac{\vec{V}}{\lambda_0} \cdot [\vec{e}_1 - \vec{e}_{0'}]$$

La combinaison de ces deux fréquences au niveau du détecteur de lumière conduit à une fréquence Doppler (ou de battement) :

$$F_d = F_2 - F_1 = [\vec{V}/\lambda_0] \cdot [\vec{e}_0 - \vec{e}_{0'}] = \frac{2 \cdot v \cdot \sin(\varphi)}{\lambda_0}$$

Dans ce cas, la fréquence ne dépend pas de la direction d'observation, mais de l'intensité de la lumière émise qui est une fonction de cette direction. La fréquence résultante étant diffusée dans tout l'espace, il est possible de capter la lumière suivant un angle solide plus important.



Nous voyons que dans les deux configurations, la relation liant la vitesse et la fréquence Doppler est identique.

II.2) DISPOSITIF D'ADL :

Sur la figure 3.3, nous avons schématisé l'ensemble de notre dispositif d'anémométrie Doppler laser ; nous allons détailler chacun des éléments qui le composent.

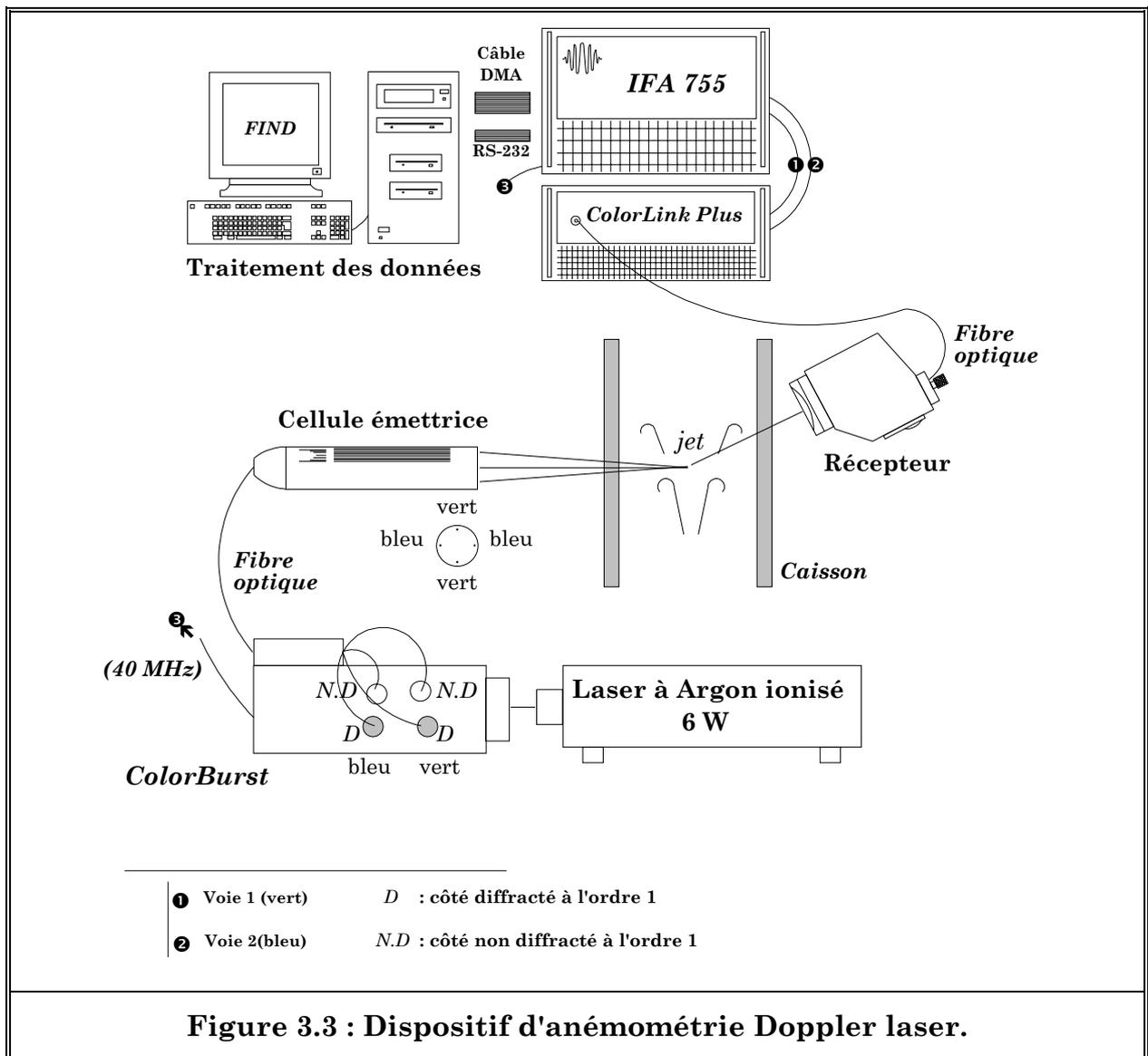
II.2.1) LE LASER :

Le laser utilisé est un laser à argon ionisé *Spectra Physics* qui dispose d'une raie verte de longueur d'onde 514,5 nm, ainsi que d'une raie bleue de longueur d'onde 488 nm. Ce laser délivre une puissance totale de 6 Watt en mode multiraies. Au

cours de nos expériences, nous avons maintenu la puissance du laser à 1 Watt, ce qui est plus que suffisant pour des mesures d'ADL. Le faisceau généré par le laser est dirigé vers le *ColorBurst*.

II.2.2) LE COLORBURST :

Le *ColorBurst* est un appareil qui convertit un faisceau laser *bi-couleur* (dans notre cas comprenant une raie verte et bleue) issu d'un laser en quatre faisceaux laser. Une fréquence de décalage de + 40 MHz est ajoutée à chaque couleur (voir §.II.4 pour plus de détails sur cette fréquence). La conversion produit deux paires de faisceaux, une paire de faisceaux diffractés à l'ordre 1, une autre paire de faisceaux non diffractés.



Ainsi, nous avons :

- 2 faisceaux verts à une longueur d'onde de 514,5 nm.
- 2 faisceaux bleus à une longueur d'onde de 488 nm.

Le *ColorBurst* est constitué de coupleurs et de fibres optiques. Chaque faisceau utilise un coupleur (deux coupleurs sont employés pour chaque composante de la vitesse). Dans notre cas, le *ColorBurst* est installé pour faire des mesures simultanées des deux composantes de vitesse (u, v).

II.2.3) LA CELLULE DE BRAGG :

Afin d'obtenir les quatre faisceaux verts et bleus, il est nécessaire de connecter le *ColorBurst* au *ColorLink Plus*, lequel délivre la fréquence de décalage de + 40 Mhz nécessaire à la création des faisceaux non *décalés*.

Il est important de régler consciencieusement la cellule de Bragg, ce réglage ayant pour but de répartir 50 % de la puissance sur les faisceaux *décalés*, et 50 % sur les faisceaux non *décalés*. En effet, une différence de puissance entre les deux couleurs affecte énormément la qualité des mesures. Pour mener à bien cette opération, il est indispensable de régler l'angle du modulateur opto-acoustique. Sur les faisceaux non *décalés*, il faut faire défiler les différents ordres jusqu'à l'obtention du plus lumineux. Ensuite, il faut régler les faisceaux *décalés* au premier ordre, lequel correspond au maximum d'intensité lumineuse.

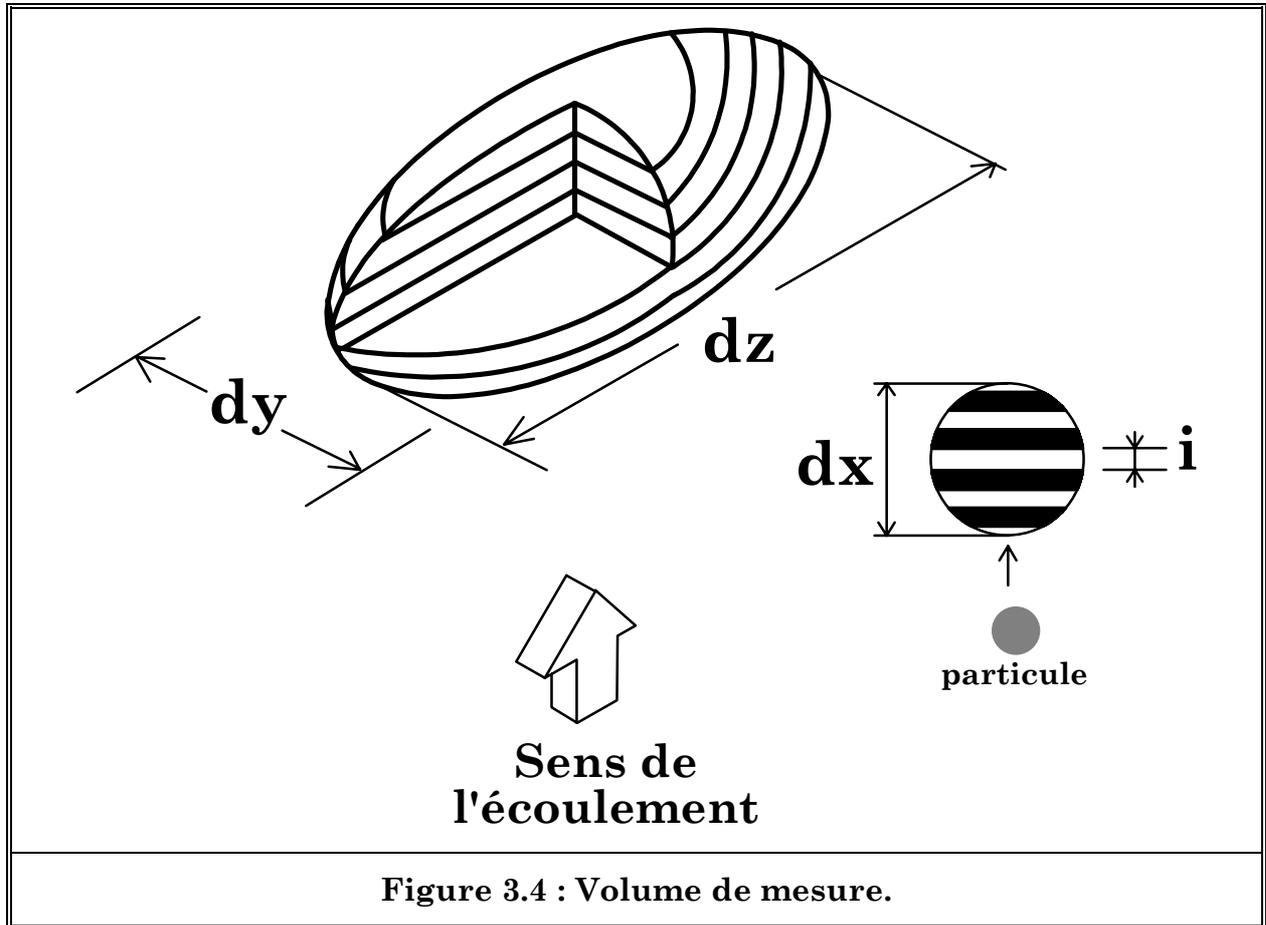
Remarque :

À faible puissance, l'intensité des faisceaux bleus est supérieure à celle des faisceaux verts, contrairement aux hautes puissances pour lesquelles ce sont les faisceaux verts les plus lumineux.

II.3) LE VOLUME DE MESURE :

Le volume de mesure et de forme ellipsoïdale (cf. figure 3.4), au croisement des faisceaux laser. Dans notre cas, nous avons quatre faisceaux qui se croisent au même point : le faisceau vert, le faisceau bleu, le faisceau vert diffracté à l'ordre 1,

le faisceau bleu diffracté à l'ordre 1. Ainsi, il y a superposition de deux volumes de mesure au même point (un pour le vert, l'autre pour le bleu).



Le volume de mesure est une ellipsoïde dont les formules des diverses caractéristiques sont notées ci-après.

$dx = \frac{df}{\cos(\kappa)}$	$dy = df$	$dz = \frac{df}{\sin(\kappa)}$	(II.3.a)
--------------------------------	-----------	--------------------------------	-----------------

avec :

➤ $df = \frac{4 f \cdot \lambda}{\pi D_f}$

➤ f, distance focale de la lentille de la tête d'émission laser (il s'agit de la distance par rapport à la tête, où les faisceaux laser se croisent et forment un volume de mesure).

- D_f , diamètre moyen du faisceau laser.
- λ , longueur d'onde du faisceau laser.
- κ , demi-angle entre les faisceaux laser, $\tan(\kappa) = h/2.f$.
- h , distance entre les faisceaux laser à l'émission.

L'interfrange est déduite des caractéristiques d'émission des faisceaux laser :

$$i = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\kappa)} \quad \text{(II.3.b)}$$

Dans le tableau II.3.A, nous avons reporté les différentes valeurs caractéristiques pour les deux longueurs d'onde employées.

λ (mm)	514,5 (raie verte)	488 (raie bleue)
D_f (mm)	2,82	2,82
h (mm)	50	50
f (mm)	350	350
κ (°)	3,95	3,95
i (μm)	3,734	3,542
df (μm)	81,3	77,1
dx (mm)	0,0815	0,0773
dy (mm)	0,0813	0,0771
dz (mm)	1,180	1,12
N	21	21

Tableau II.3.A : Caractéristiques des volumes de mesure

(avec $N = dy/i$ nombre de franges dans le volume de mesure).

II.4) LA FRÉQUENCE DE DÉCALAGE :

En anémométrie Doppler à laser, sans fréquence de décalage, les franges dans le volume de mesure seraient stationnaires. Lorsqu'une fréquence de décalage est appliquée à un des faisceaux, les franges d'interférence se déplacent dans le volume de mesure du faisceau *décalé* vers le faisceau non *décalé*, avec une fréquence égale à la fréquence de décalage (voir figure 3.5).

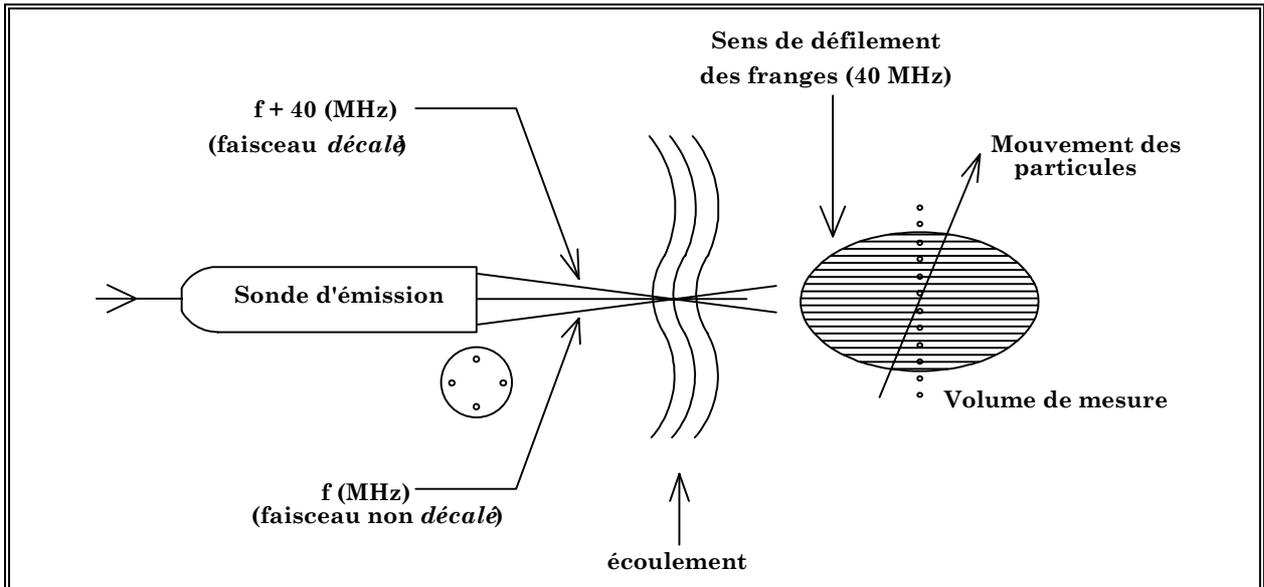


Figure 3.5 : Mouvement des franges dans le volume de mesure selon la fréquence de décalage.

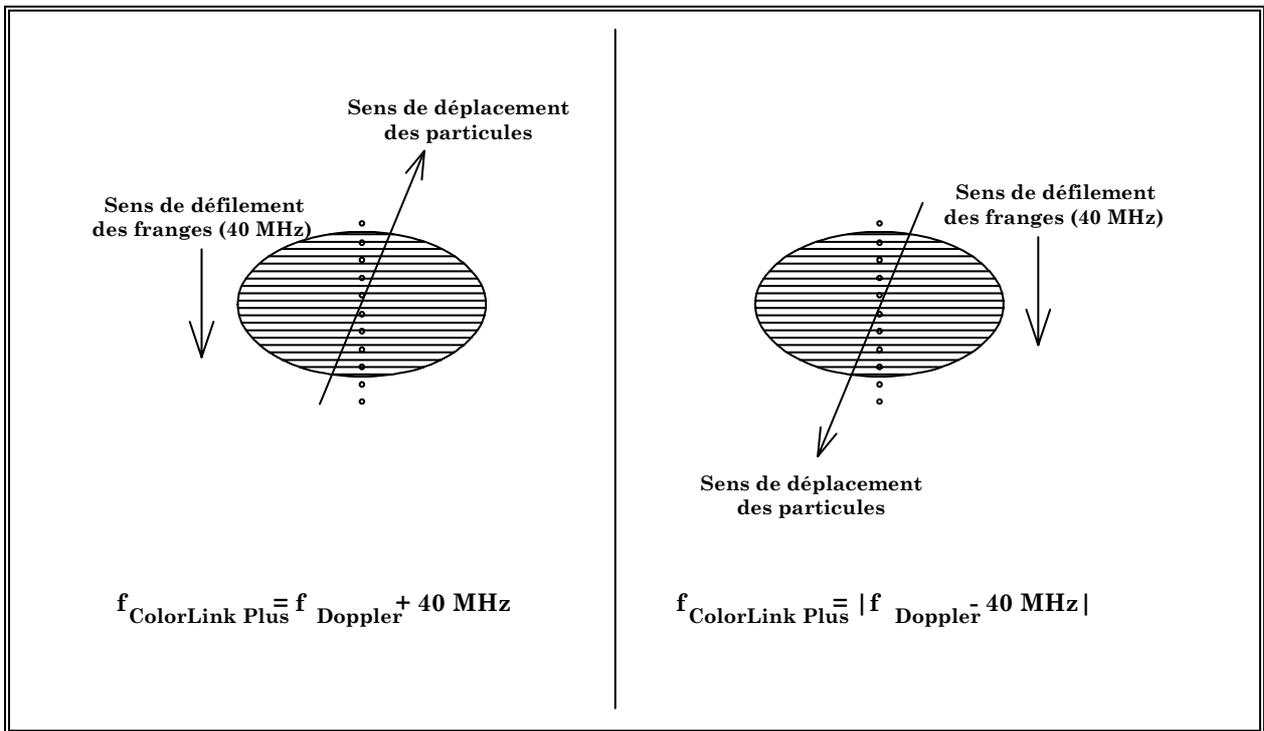


Figure 3.6 : Fréquence du signal obtenu selon le sens de déplacement de la particule.

À l'opposé, le signal créé par une particule se déplaçant dans le sens inverse de celui des franges du volume de mesure aura une fréquence égale à la différence entre la fréquence de décalage et sa propre fréquence Doppler (voir figure 3.6).

II.5) PRÉCAUTION DE MISE EN ŒUVRE :

Quel que soit le type de montage retenu, plusieurs impératifs doivent être respectés :

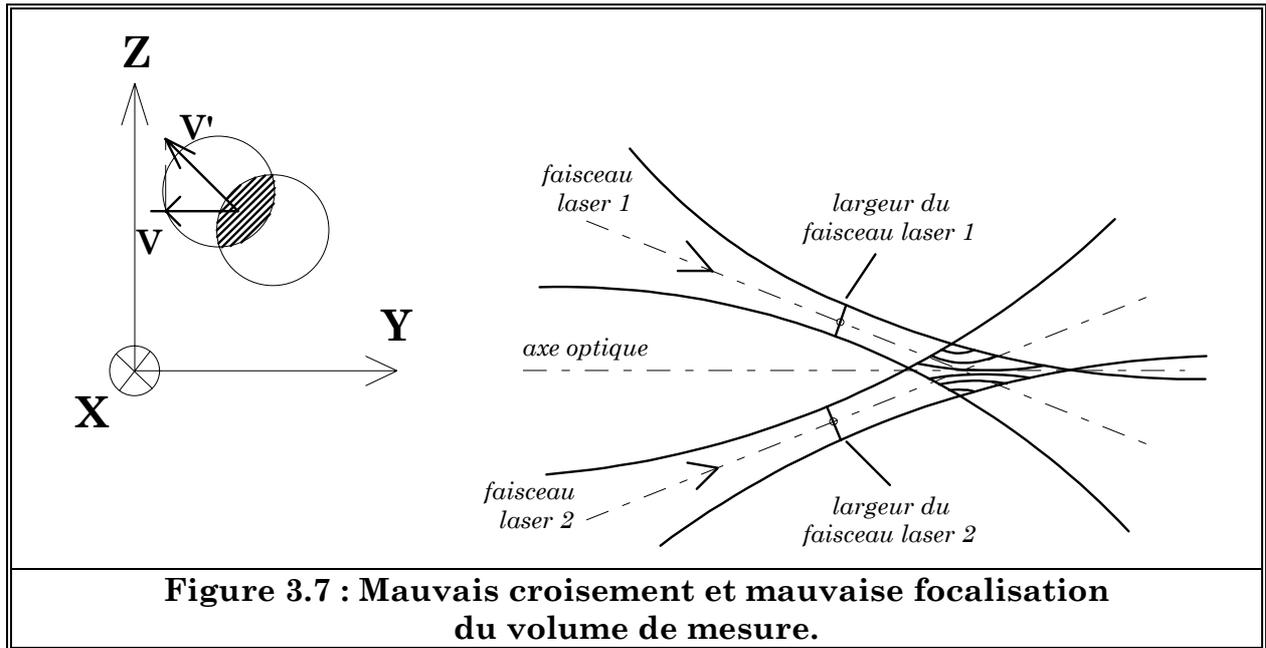
- Les faisceaux doivent se ***croiser*** au même point.
- Les faisceaux doivent être ***focalisés*** au même point.

Dans le cas où le croisement n'est que partiel, l'on obtiendra un réseau de franges parallèles mais qui ne seront plus du tout perpendiculaires à la vitesse recherchée. Ainsi, la vitesse mesurée ne sera plus la composante bissectrice des deux faisceaux.

Lorsque la focalisation se fait au-dehors du point de croisement des faisceaux, le volume de mesure n'est plus une ellipsoïde de révolution. Le réseau n'est plus constitué de franges parallèles. La valeur de l'interfrange étant différente en deux points du volume de mesure, la fréquence Doppler correspondant à une même vitesse sera différente en ces deux points. L'élargissement du spectre des vitesses qui en résulte va s'ajouter à celui résultant du gradient de vitesse existant entre deux points d'un volume de mesure aux dimensions non négligeables (voir figure 3.7). Ces problèmes ont été traités dans divers travaux dont ceux de Durst et Stevenson, 1980.

Notons que ce défaut de focalisation peut survenir lorsque le point de mesure se trouve dans un milieu d'indice de réfraction différent, par exemple dans l'eau. Ce défaut peut être corrigé par une lentille supplémentaire (convergente ou divergente, suivant le cas) placée avant la division du faisceau après la source.

Enfin, des vibrations de l'anémomètre laser peuvent entraîner un déplacement, voire une déformation du réseau de franges, engendrant des erreurs sur la mesure de la vitesse de l'ordre de quelques %. Ces défauts sont créés par les mauvais réglages des composants optiques, mais aussi par la traversée des parois d'une veine (ex. : faces non parallèles, dioptries sphériques). Ces parois doivent être d'une excellente qualité optique (planéité, homogénéité d'indice, absence de rayure).



III) LE DISPOSITIF DE RÉCEPTION :

III.1) GÉNÉRALITÉS :

Le dispositif de réception se compose d'un récepteur (pour la collection de la lumière diffusée par les particules), d'un *ColorLink Plus* et de l'I.F.A. 755, ainsi que d'un poste de traitement.

III.2) L'ENSEMENCEMENT :

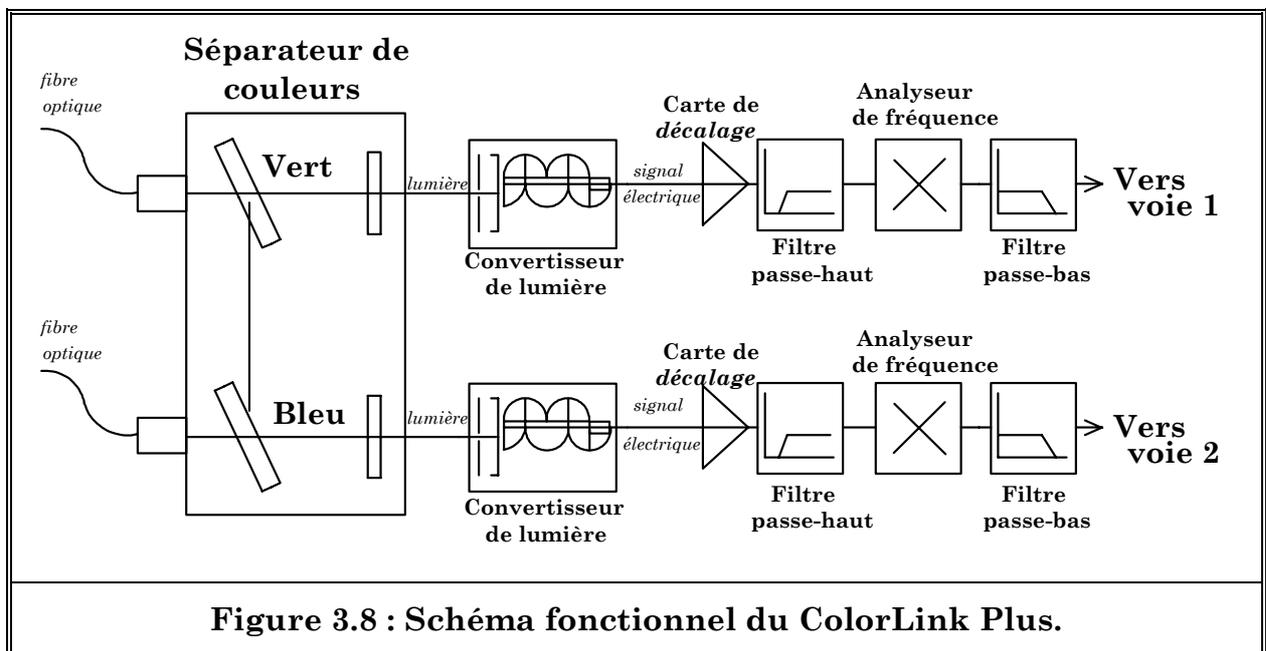
Nous avonsensemencé nos jets avec des particules d'huile d'olive générées à partir d'un diffuseur de type diffuseur à parfum. Une étude de granulométrie nous a permis de connaître le diamètre moyen des gouttelettes d'huile dans nos jets qui est de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$. Pour plus de détails, se référer au chapitre 4 dédié à l'ensemencement.

III.3) LE RÉCEPTEUR :

Le récepteur (cf. figure 3.3) est positionné en vis-à-vis des volumes de mesure créés par le croisement des quatre faisceaux laser, à une distance (par rapport aux volumes) qui est égale à la focale de sa lentille. Une fois ce récepteur réglé, la lumière diffusée par les particules passe dans un trou d'épingle pour aller vers le *ColorLink Plus* à l'aide d'une fibre optique.

III.4) LE COLORLINK PLUS :

La lumière issue du récepteur et qui passe dans la fibre optique est collectée par le *ColorLink Plus*. Ce dernier va séparer les couleurs, verte et bleue, pour ensuite les convertir en deux signaux électriques. La fréquence de décalage est tirée de ces derniers. Chaque signal est traité par un filtre passe-haut, un analyseur de fréquence, un filtre passe-bas, pour ensuite être délivré sous une forme analogique vers les deux voies de l'I.F.A. 755 (cf. figure 3.8). Lors de nos études, nous avons mis la raie laser la plus puissante (verte) selon la composante de vitesse la plus sensible, c'est-à-dire v , l'autre raie (bleue) selon la composante longitudinale, u .

**III.5) L'I.F.A. 755 :**

L'I.F.A. 755 est un processeur digital capable de tirer diverses informations sur les signaux électriques délivrés par le *ColorLink Plus*. Sur chaque voie sont extraites des données telles les fréquences, les valeurs des temps de transit. Tous ces éléments sont envoyés vers le poste de traitement en « temps réel » (cf. figure 3.3) à l'aide d'une carte DMA.

IV) TRAITEMENT DU SIGNAL :

Il serait long et fastidieux de détailler les diverses options et autres opérations permises par le logiciel *Find*. Nous nous contentons donc de donner sommairement

les paramètres les plus importants, ainsi que le type de configuration pour laquelle nous avons opté lors de nos expériences.

Fréquence de passage des particules (« Data rate ») :

Il s'agit de la fréquence de passage dans un des volumes de mesure des particules qui ensemencent le jet étudié. Une fréquence de passage des particules est associée à chaque volume. Nous avons fait en sorte de la garder constante dans la plus grande partie de nos jets, autour de 15 kHz. À noter que, passé le dernier tiers des jets ($X/D_j \geq 60$), cette fréquence chute considérablement (≈ 8 kHz). À cette hauteur, si les réglages du récepteur ne sont pas optimisés, la fréquence peut-être encore plus faible, et donc amoindrir les résultats.

Les modes d'acquisition :

Nous disposons de deux modes d'acquisition, un mode dit « *random* », l'autre mode dit de *coïncidence*.

S'agissant du mode « *random* », toutes les particules qui passent dans les deux volumes de mesure sont utilisées pour déduire les vitesses. Ce mode est intéressant dans le cadre d'écoulements pour lesquels le taux de traceurs ne peut pas être élevé (écoulement difficile à ensemencer). Dans le mode dit de *coïncidence*, deux particules passent avec un décalage en temps t (fenêtre de coïncidence) dans les deux volumes de mesure fixé par l'utilisateur ; lorsque le temps de passage entre ces particules n'est pas respecté, celles-ci sont rejetées lors des acquisitions. Il est possible d'affiner cette sélection en fixant la fenêtre de coïncidence. Nous avons établi celle-ci à 10 μ s. Hors de ce temps, toute particule est rejetée, et donc non comptabilisée pour le calcul des vitesses.

Temps d'arrivée (Time stamp) :

Find offre la possibilité de faire des fichiers comportants les vitesses instantanées (u , v) ainsi que le temps d'arrivée de ces données. Afin de mener à bien notre étude spectrale (caractérisation de diverses échelles spatiales et temporelles, de la dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence...), cette information s'avère essentielle.

Minimum threshold (seuil électronique minimum) :

Il existe toujours un *bruit* inhérent tant aux mesures qu'à l'électronique des divers appareils. Pour éviter que ce bruit ne vienne se superposer au signal dû aux particules, le logiciel d'acquisition permet de fixer un seuil électronique minimum.

Notre configuration :

En résumé, nos fichiers d'acquisition des vitesses ont été faits dans la configuration suivante :

- « *Data rate* » \approx 15 kHz.
- Acquisition deux composantes (u , v), avec temps d'arrivée.
- 50 000 points par fichier.
- Seuil électronique fixé à 100 mV.

Chapitre 4



Ensemencement

En Anémométrie Doppler laser (A.D.L.), la connaissance de la taille des particules qui servent à ensemencher l'écoulement étudié est essentielle. Dans la plupart des cas (qu'il s'agisse de particules solides ou liquides qui sont utilisées pour ensemencher) l'on a rarement une connaissance précise de la distribution du diamètre des particules employées (ce qui engendre des erreurs sur les mesures effectuées). En effet, les fournisseurs se contentent de donner des valeurs approximatives qui peuvent évoluer de façon conséquente selon le type du produit (problème de stockage de poudre, humidité, oxydation...). Or, ce paramètre est le paramètre primordial en A.D.L. L'I.F.A. 755 disposant d'une carte Phase Doppler, nous l'avons utilisée afin de déterminer le diamètre moyen des particules d'huile qui ensemenchent nos jets.

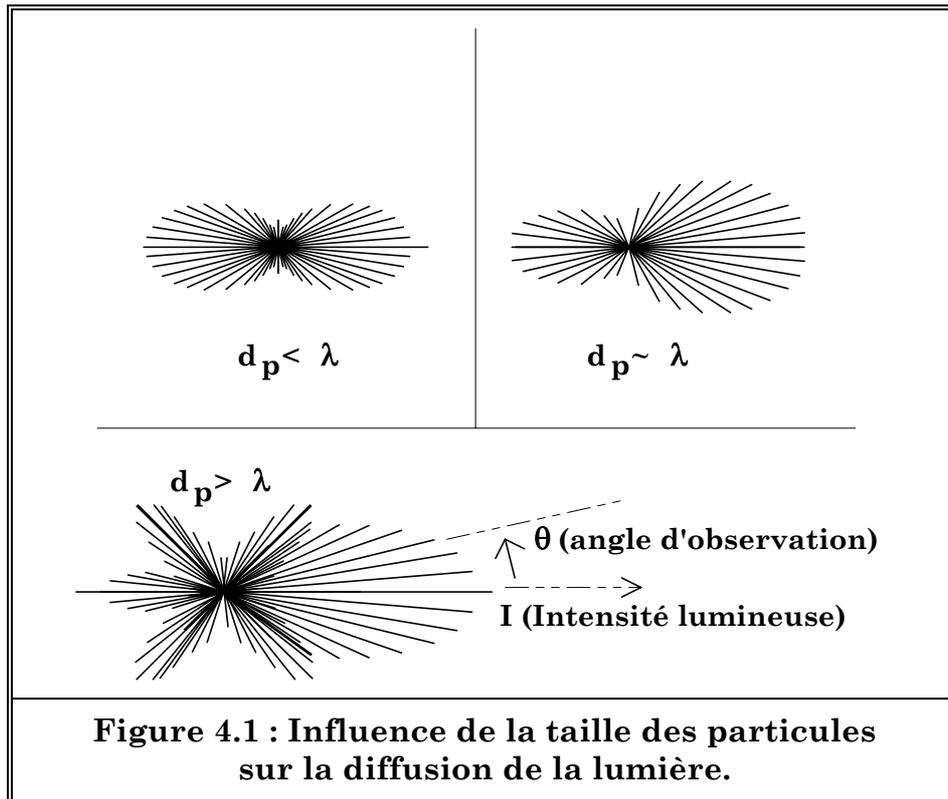
D) INFLUENCE DE LA TAILLE DES PARTICULES SUR LA MESURE DE VITESSE :

La particule qui est en suspension dans un écoulement à étudier, et qui diffuse la lumière nécessaire à la mesure de la vitesse locale, demeure un des éléments primordiaux en A.D.L. (tout autant que l'optique d'émission et l'électronique du traitement du signal). Souvent, ces caractéristiques ne sont que fort peu prises en compte lors des efforts mis en œuvre pour l'obtention de mesures de qualité. Cela semble assez curieux étant donné qu'elles sont les causes premières des erreurs de mesure. En effet, si la particule est trop grosse, elle ne sera pas capable de suivre l'écoulement de façon correcte, ce qui aboutira à une représentation inexacte de la vitesse du fluide. Dans le cas contraire, la particule trop petite ne diffusera pas suffisamment de lumière pour fournir un rapport signal sur bruit nécessaire afin de minimiser l'incertitude de mesure dans l'électronique de traitement du signal.

Ainsi, la prime interrogation consiste à savoir dans quelles conditions la vitesse des particules en suspension dans le fluide est représentative de la vitesse de l'écoulement en absence de particules. La réponse n'est pas si évidente, en particulier pour les écoulements extrêmement rapides, sièges de fortes accélérations (gradients de vitesse et de pression importants). Étant donné que l'ADL permet la mesure de la vitesse de petites particules en suspension dans l'écoulement, et non la vitesse de l'écoulement lui-même, la précision des mesures dépend directement de la capacité de ces particules à suivre fidèlement l'écoulement de fluide.

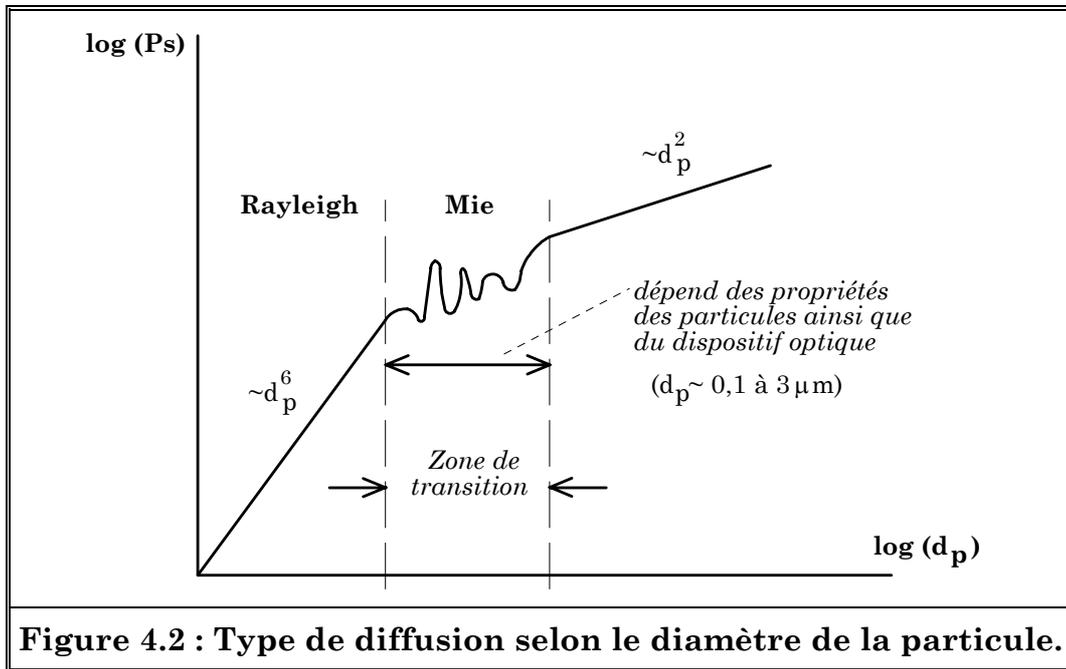
Remarque : Les particules en suspension dans un écoulement peuvent être de formes variées mais l'on supposera, dans ce qui suit, qu'elles sont sphériques.

L'intensité lumineuse diffusée (selon la direction d'observation) dépend du rapport Diamètre de la particule/Longueur d'onde du laser (d_p/λ). Elle est la plus importante lorsque ce rapport est supérieur à 1 (voir figure 4.1).



Une particule ayant un diamètre supérieur à quatre micromètres ne permet pas de suivre l'écoulement (F.Durst et B.Ruck, 1987). La valeur moyenne de $1 \mu\text{m}$ pour les particules revient le plus souvent dans la littérature pour des écoulements à faible vitesse (inférieure à $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). La taille des particules doit cependant être supérieure à $0,1 \mu\text{m}$ pour qu'il y ait une diffusion de Mie (cf. figure 4.2). Le domaine de la diffusion Rayleigh est rarement utilisable car l'intensité diffusée (qui varie comme d_p^6) est extrêmement faible. Dans le domaine de la diffusion de Mie, qui est utilisée en ADL, la lumière diffusée vers l'avant est généralement largement supérieure à celle obtenue en rétro-diffusion. Pour cette raison, chaque fois que c'est

possible, il est conseillé de placer le photomultiplicateur de l'anémomètre laser du côté opposé à l'émetteur par rapport à l'écoulement (comme dans notre cas).



Pour savoir si l'on se trouve dans le domaine de la diffusion de Mie ou Rayleigh, on utilise le nombre $\alpha = \pi \cdot d_p / \lambda$.

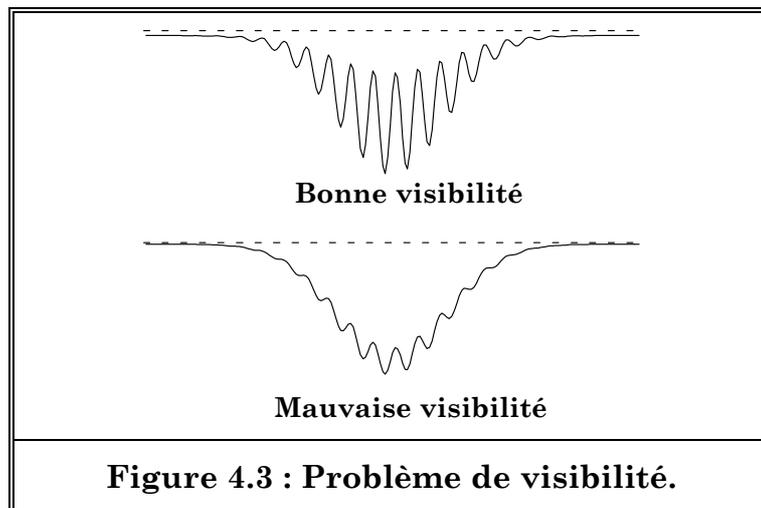
Lorsque le diamètre de la particule est beaucoup plus petit que la longueur d'onde de la lumière incidente $\alpha \ll 1$ à l'extérieur et $|n \cdot \alpha| \ll 1$, à l'intérieur de la particule, alors, on se retrouve dans le cas d'une diffusion Rayleigh. Dans notre cas, laser à deux raies (verte et bleue), si l'on calcul α et $|n \cdot \alpha|$ avec nos deux longueurs d'ondes ainsi que l'indice de réfraction de l'huile d'olive ($n = 1,47$), nous voyons que nous sommes bien dans le domaine de la théorie de Mie (voir tableau I.A). Nous pouvons alors admettre que le champ électrique à l'intérieur de la particule est homogène.

λ (nm)	488	514,5
α	9,66	9,16
$ n \cdot \alpha $	14,20	13,47
Type de diffusion	Mie	Mie

Tableau I.A : Type de diffusion selon la longueur d'onde du faisceau laser utilisé.

La répartition de la taille des particules joue également un rôle important dans la qualité du signal diffusé. Comme nous l'avons vu précédemment, les grosses particules diffusent plus de lumière que celles ayant un diamètre moindre. Ainsi, la répartition de celles-ci devenant trop large, le photomultiplicateur ne détectera que la lumière émise par les plus grosses particules, celle des plus petites étant "noyée" dans le bruit électronique. Pour ces grosses particules, l'onde incidente est fortement perturbée par l'onde diffusée. Des problèmes de visibilité apparaissent alors.

Dans nos expériences, nous avons toujours utilisé deux faisceaux incidents afin de mesurer u et v . Le signal délivré par le photomultiplicateur est l'écart-type de la somme des ondes diffusées qui correspondent à chacun des faisceaux incidents. Ceci peut conduire à des interférences complexes (pour des particules dont le diamètre d_p est du même ordre de grandeur que l'interfrange du volume de mesure) entraînant alors une mauvaise visibilité de la particule, c'est-à-dire une réduction de la modulation du signal Doppler (voir figure 4.3).

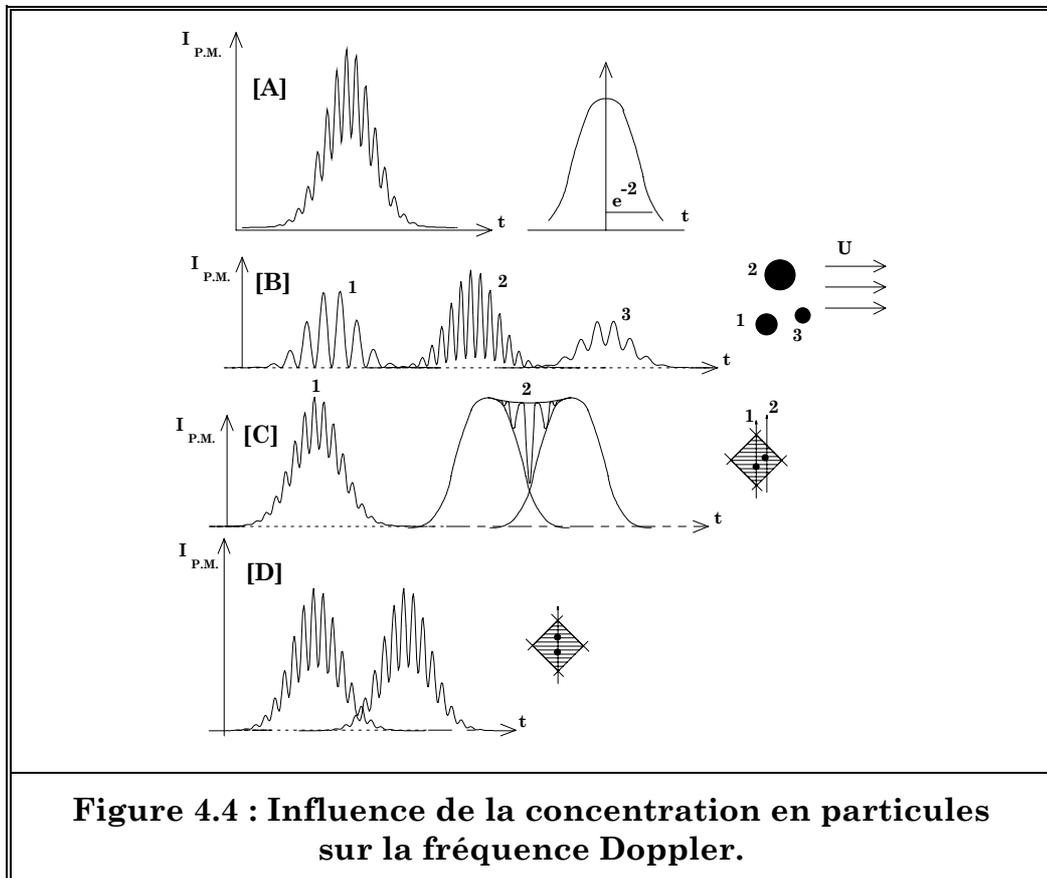


II) INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN PARTICULES SUR LA MESURE DE LA VITESSE :

Des problèmes peuvent apparaître si l'on désire augmenter le "data rate" en introduisant des particules en grand nombre dans l'écoulement. En effet, si la concentration est forte, l'onde diffusée captée par l'optique de réception est la somme d'ondes diffusées par plusieurs particules soumises aux faisceaux incidents tout au long de leur parcours jusqu'au volume de mesure. Ceci se traduit

généralement par un bruit parasite sur le signal donné par le photomultiplicateur, bruit qui augmente avec la concentration des traceurs. Dans les cas extrêmes (particules à des vitesses différentes) on peut voir apparaître des fréquences Doppler dites "fantômes".

La densité de particules dans le volume de mesure influence grandement l'allure du signal collecté (voir figure 4.4). Une quantité trop importante de particules peut générer une fréquence Doppler différente de la *vraie* vitesse de l'écoulement (Durst et Ruck, 1987). Il faut donc avoir un ensemencement suffisant, mais pas trop important, pour ne pas fausser le signal obtenu à partir de la diffusion de la lumière. Dans le cas [A], une seule particule traverse le volume de mesure. La fréquence Doppler mesurée est idéale. Dans le cas [B], trois particules de taille différente traversent le volume. Le signal Doppler généré pour chacune d'entre elles est différent (l'intensité du signal est généralement fonction de la taille des particules). Ainsi, la moyenne de la vitesse sur ces trois particules sera faussée. Dans les cas [C] et [D], la présence de deux particules dans le volume de mesure génère également des erreurs grossières sur la mesure de la vitesse moyenne.



III) ENSEMENCEMENT DE L'ÉCOULEMENT :

Il s'agit de choisir des particules de petite taille (citons, entre autres : Rudinger, 1976 ; Scrivener, 1983 ; Boutier, 1996), de fort indice de réfraction par rapport à celui du milieu ambiant, de faible toxicité (ce dernier critère est peu important pour nos études expérimentales sur les jets de gaz, étant donné que les écoulements que nous avons étudiés sont confinés dans une chambre parfaitement hermétique.

Cependant, il reste important vis-à-vis des différentes normes européennes contre la pollution).

Deux types de particules sont disponibles : solides ou liquides. Dans le tableau III.A, nous avons répertorié diverses informations extraites d'un document de l'*American Conference of Government and Industrial Hygienics* (1996).

	Toxicité
D.O.P. (dioctyl-phtalate)	<i>Faible</i>
<i>Latex</i>	<i>Mal connue</i>
<i>Huiles</i>	<i>Peut engendrer des pneumonies</i>
<i>Téflon</i>	<i>Faible</i>
<i>SiO₂ (dioxyde de silicate)</i>	<i>Silicose (fibrome des bronches)</i>
<i>ZrO₂ (oxyde de zirconium)</i>	<i>Engendre des problèmes pulmonaires</i>
<i>Al₂O₃ (trioxyde d'alumine)</i>	<i>"</i>
<i>TiO₂ (dioxyde de titane)</i>	<i>Mal connue</i>

Tableau III.A : Toxicité de quelques produits utilisés pour l'ensemencement.

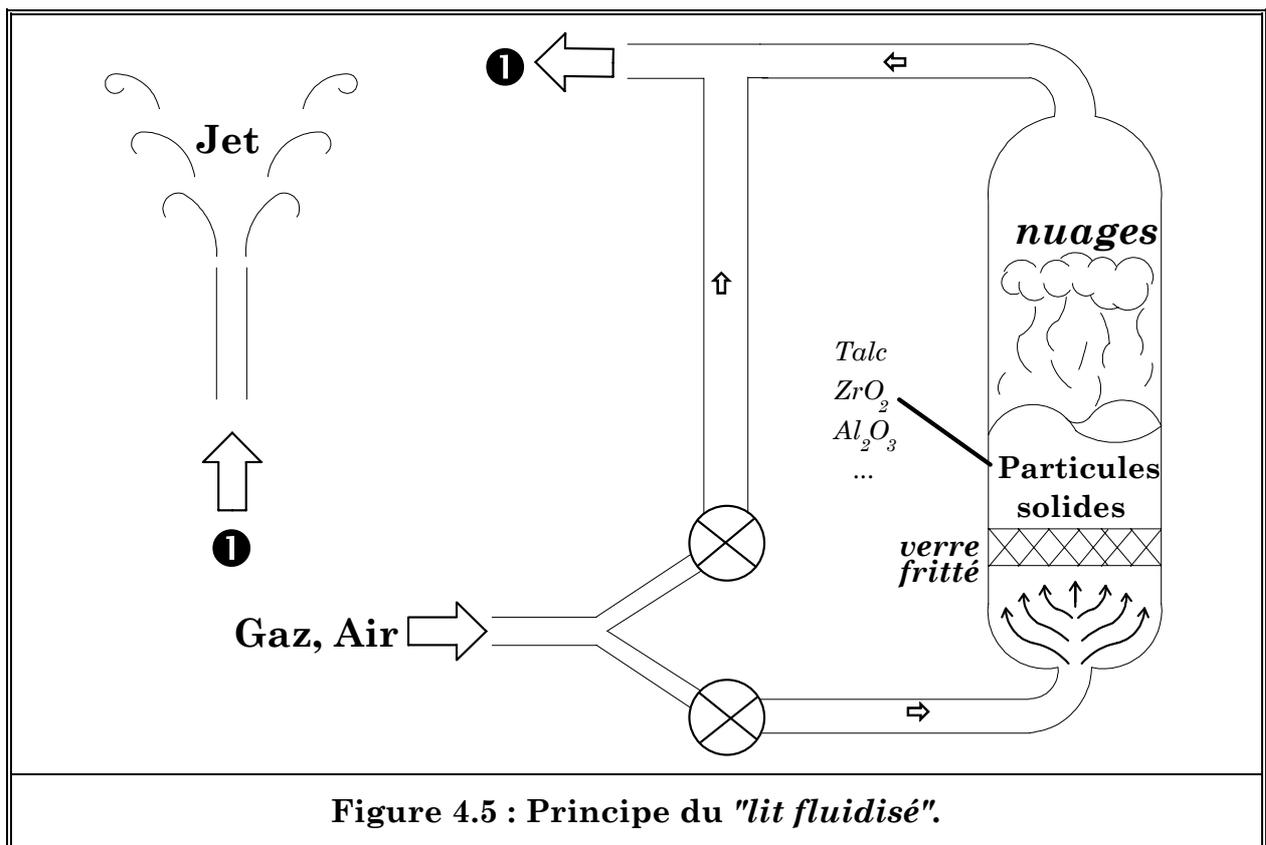
Nous allons voir à présent les différents systèmes qui permettent d'ensemencer les écoulements (avec ou sans flamme) selon que les particules sont solides ou liquides puis, nous décrirons le dispositif que nous avons développé à la vue de ces différents systèmes.

IV) ENSEMENCEMENT AVEC DES PARTICULES SOLIDES :

Dans le cas d'une utilisation de particules solides (oxyde de zirconium, alumine, talc...) les fournisseurs donnent une taille approximative (les particules étant calibrées par eux-mêmes). Dans la pratique, les diamètres réels sont un peu plus importants que ceux annoncés (phénomène de conglomérat entre les particules

solides). Ainsi, pour le talc, il est nécessaire de le stocker dans un endroit sec, voire, de le chauffer (si possible) avant chaque expérience.

La méthode dite du "*lit fluidisé*" est souvent employée pour ensemer des écoulements, aussi bien avec que sans flamme. Généralement, pour satisfaire au bon fonctionnement de cette méthode, l'écoulement principal est divisé en deux ; le gaz passe par la déviation pour traverser une colonne en verre dans laquelle les particules solides sont déposées (sur un disque de verre fritté). La portion déviée de l'écoulement soulève avec régularité les particules, générant des "nuages" qui vont gagner l'écoulement principal (voir figure 4.5). La qualité de l'ensemencement est assez bonne. Cependant, ce procédé est plutôt recommandé pour des études de combustion, avec ZrO_2 et Al_2O_3 , ces produits présentant une bonne tenue par rapport à une température de flamme (le ZrO_2 résiste jusqu'à une température de 2700 K).



Dans le cas d'une étude expérimentale où l'écoulement n'est pas "*enfermé*", il est nécessaire que l'expérimentateur se protège (voie respiratoire), tout comme le

matériel sensible (dépôts de particules sur le matériel électronique : ordinateurs, optiques d'émission et de réception). De plus, même lorsque l'écoulement est confiné dans une chambre parfaitement close, il y a un encrassement conséquent des fenêtres par les particules qui se déposent et s'accumulent, rendant alors tant l'émission (passage des faisceaux laser) que la collection optique (photomultiplicateurs) difficiles.

Dans notre étude, l'emploi de ce type de particules lors des premiers essais d'ensemencement s'est montré gênant car il nous astreignait à nettoyer trop souvent nos fenêtres. De plus, nos particules étant stockées dans des bonbonnes en verre, il nous était impossible de les mettre en œuvre avec une pression supérieure à la pression atmosphérique (la pression pour amorcer nos cols soniques est supérieure à 5 bars dans la plupart des cas).

V) ENSEMENCEMENT AVEC DES PARTICULES LIQUIDES :

S'agissant des particules fluides (gouttelettes d'huile, eau...) il est délicat de donner avec exactitude le diamètre des gouttes générées. Les procédés développés pour leur création (générateurs de brouillard, diffuseur à parfum...) tiennent généralement d'une longue expérience au sein d'un même laboratoire, bien qu'il existe des pulvérisateurs disponibles dans le commerce, supposés remplir le même office. Aucune étude de granulométrie approfondie n'est faite sur tous ces produits primordiaux, à notre connaissance.

Afin de satisfaire aux limitations de mesures en ADL, nous savons que les particules utilisées doivent être de l'ordre du micromètre. Le procédé le plus répandu pour ensemencher avec des particules liquides est l'atomisation. Pour ce faire, on utilise des diffuseurs (du type diffuseur à parfum). Ils permettent de produire des particules dont la distribution de taille est centrée autour d'un même diamètre.

Dans l'idéal, les tailles des gouttes produites par les diffuseurs sont monodispersés (bien que ceci soit difficile à obtenir pour des écoulements avec une vitesse inférieure à 5 m.s^{-1} , Durst et al., 1976). Malheureusement, la plupart des diffuseurs disponibles dans le commerce donnent des gouttes avec un diamètre dix fois supérieur à celui requis pour faire des mesures fiables en A.D.L. Ainsi, il est

nécessaire de faire preuve de beaucoup d'ingénuité pour avoir des tailles de l'ordre du micromètre, et donc d'être à même d'exclure les particules à fort diamètre.

PRINCIPE DE L'ATOMISATION :

Le principe de fonctionnement (voir figure 4.6) est le suivant : en raison de la faible pression statique entre A et B, le liquide émerge de A pour être déchiré et former ainsi un brouillard de gouttelettes. Celles-ci sont ensuite dirigées vers l'écoulement principal pour l'ensemencer.

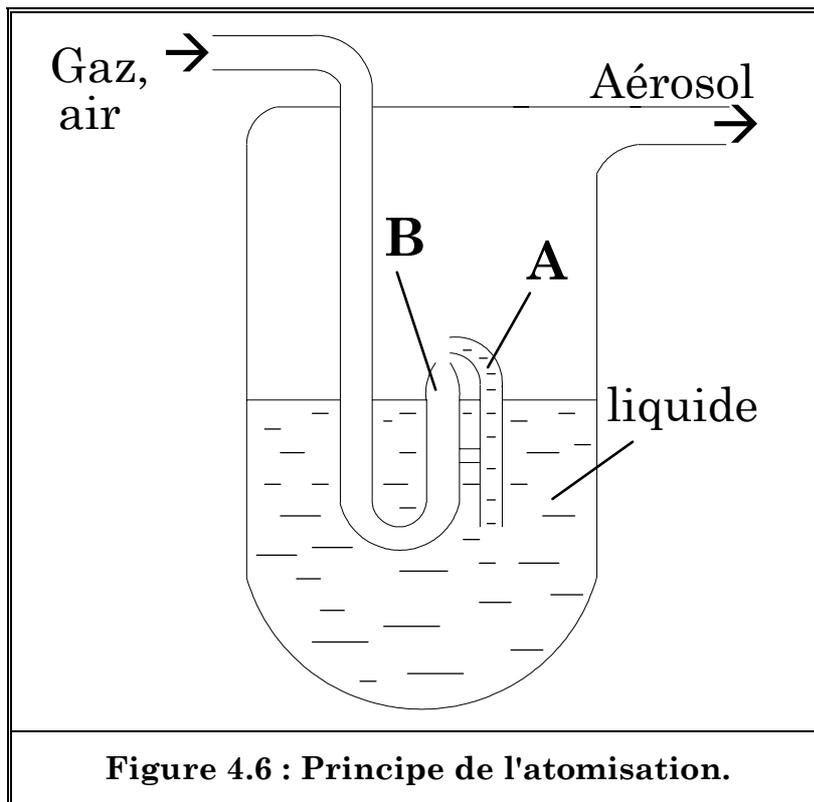
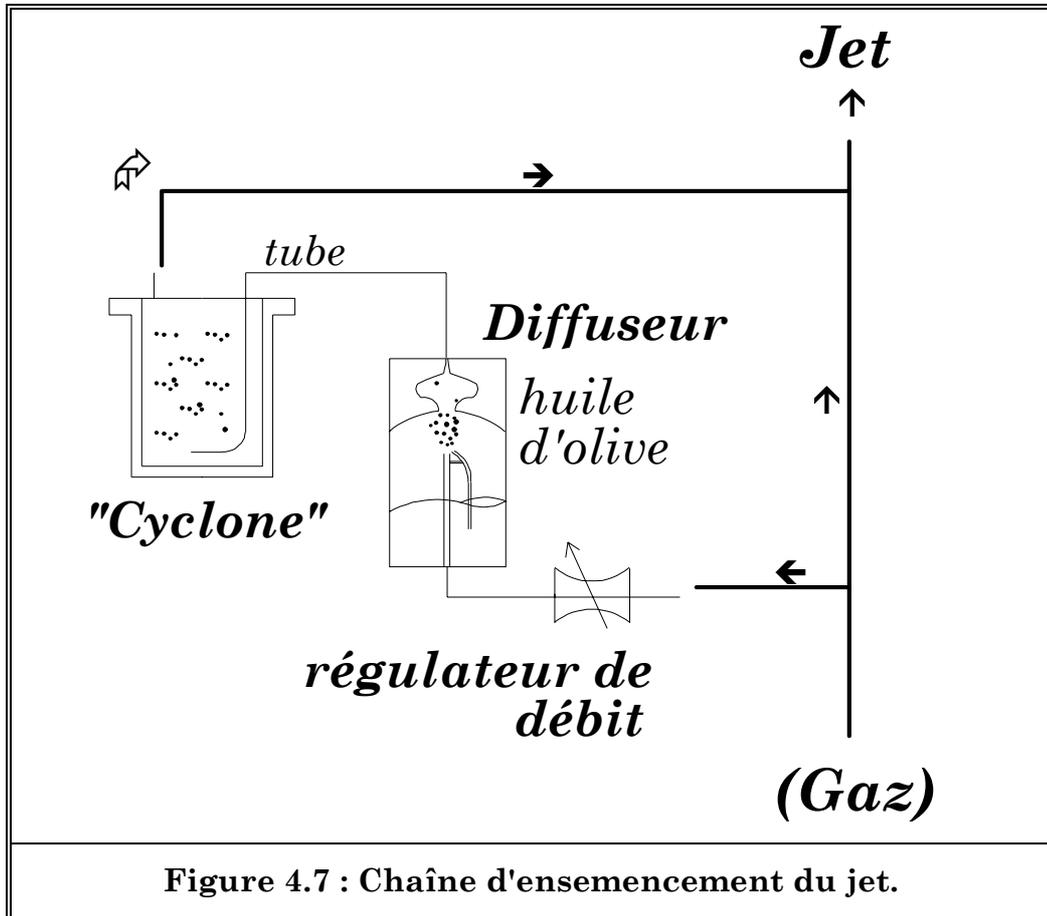


Figure 4.6 : Principe de l'atomisation.

VI) DESCRIPTION DU DISPOSITIF D'ENSEMENCEMENT DÉVELOPPÉ :

Nous avons opté pour un système d'ensemencement à base d'atomisation. Le diffuseur consiste en un générateur de brouillard (identique à celui de la figure 4.6) exception faite que l'ensemble est entouré d'une épaisse couche de résine *Epoxy* transparente (afin de voir le niveau de liquide restant dans le diffuseur pour en remettre, si nécessaire, et surtout de monter à de hautes pressions lors des expérimentations). Nous avons fait quelques tests avec d'autres produits, comme l'huile d'arachide, de tournesol, l'huile de silicone, du lait (!) et de l'huile d'olive. Dans les conditions standards, c'est avec ce dernier fluide que nous avons eu nos

meilleurs résultats au niveau de l'homogénéité de l'ensemencement (dont nous avons maintenu la fréquence de passage dans le volume de mesure autour de 15 kHz), ainsi que de la distribution de taille des particules. Sur la figure 4.7, nous avons représenté notre chaîne d'ensemencement.



L'écoulement de gaz est divisé en aval du tube de laiton qui génère le jet à étudier. La première déviation part directement vers le tube, tandis que l'autre va vers le diffuseur d'huile. Le débit de gaz qui passe dans le diffuseur est commandé à l'aide d'un régulateur à aiguille (précision). C'est ce régulateur qui nous permet d'augmenter ou de diminuer le taux de particules présentes dans le jet. Le brouillard de gouttelettes d'huile est dirigé vers un "cyclone".

Ce cyclone consiste en un container cylindrique qui tient à de hautes pressions (de même que le diffuseur). Afin d'homogénéiser la taille des particules, et donc d'éliminer les plus grosses, nous avons eu l'idée d'ajouter ce cyclone à notre chaîne d'ensemencement. Les gouttelettes arrivent dans le cyclone par un tube, dont la

partie finale est perforée de plusieurs trous. Un mouvement de circulation hélicoïdale s'installe à l'intérieur du cyclone. Ainsi, les gouttelettes les plus lourdes restent au fond, tandis que les plus légères (et celles ayant un diamètre plus ou moins identique) sont dirigées vers l'écoulement principal.

Bien sûr, on ne peut exclure des phénomènes de coalescence dans la section d'émission du jet, surtout avec un tube de diamètre assez faible (7 mm et 12 mm dans notre cas), les fines gouttelettes se collant les unes aux autres pour en former de plus grosses. Toutefois, ce phénomène ne nous a guère gênés pour mener à bien nos mesures de vitesses (nous avons pu mesurer jusqu'à deux millimètres au-dessus du tube ; sous cette limite, les faisceaux laser rencontrent ce dernier et toute mesure devient impossible).

VII) ÉTUDE GRANULOMÉTRIQUE :

VII.1) GÉNÉRALITÉS SUR LA MÉTHODE DES PHASES :

Une première approche fut introduite par Farmer (1972) qui décrit une mesure de la taille et de la vitesse de particules basée sur l'observation de la lumière diffusée, ces particules traversant un réseau de franges d'interférence. La bouffée Doppler contient une information sur la taille des gouttes.

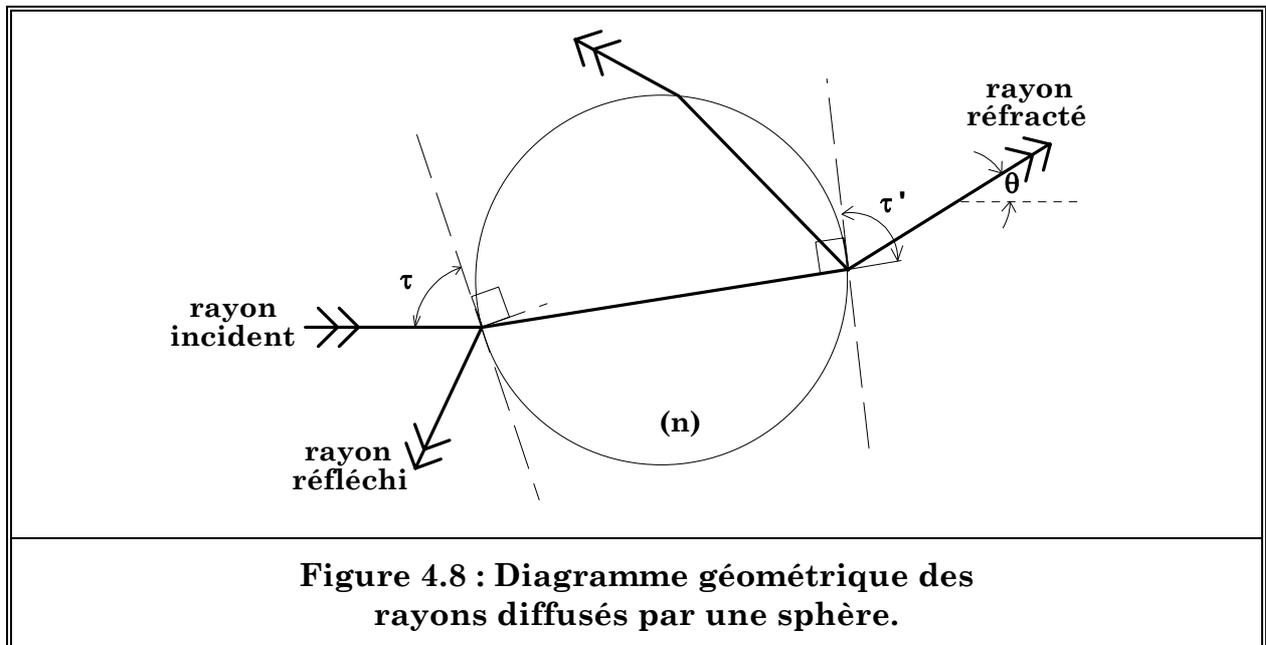
En effet, suivant l'intensité du signal détecté, plus précisément de sa *visibilité*, on arrive à déterminer le diamètre des particules. Bachalo (1984) a considéré une méthode de granulométrie faisant intervenir la lumière diffusée par réflexion et réfraction permettant d'effectuer des mesures de taille de gouttes de diamètre supérieur au millimètre avec une bonne résolution. Cette méthode est basée sur un système de détection décentré par rapport au plan des faisceaux laser. La zone de mesure est alors réduite d'un facteur allant jusqu'à deux par rapport à une approche centrée (permettant d'effectuer des mesures dans des milieux à forte densité).

Il est important de noter que des efforts considérables ont été effectués afin d'améliorer l'efficacité du phase Doppler. Actuellement, les erreurs provenant d'une imperfection d'alignement ainsi que des fluctuations aléatoires de l'intensité des faisceaux sont pratiquement inexistantes (IFA 755).

VII.2) DESCRIPTION THÉORIQUE :

La méthode utilisée dans le cas du phase Doppler pour la mesure de tailles de gouttes s'appuie sur une théorie d'optique géométrique. Cette méthode est indépendante de l'intensité de la lumière diffusée.

Lorsqu'un rayon atteint la surface d'une sphère transparente, il se divise en un rayon réfléchi et un rayon réfracté (voir figure 4.8). La direction du rayon réfracté est décrite par la loi de Snell : $\cos(\tau) = n \cdot \cos(\tau')$. Nous avons les différents angles τ (angle d'incidence du rayon lumineux sur la surface) et τ' (angle de réfraction du rayon transmis). Après p réflexions successives du faisceau sur la surface intérieure de la goutte, l'angle entre le rayon incident et le rayon émergent s'écrit : $\theta = 2p(\tau' - \tau)$.

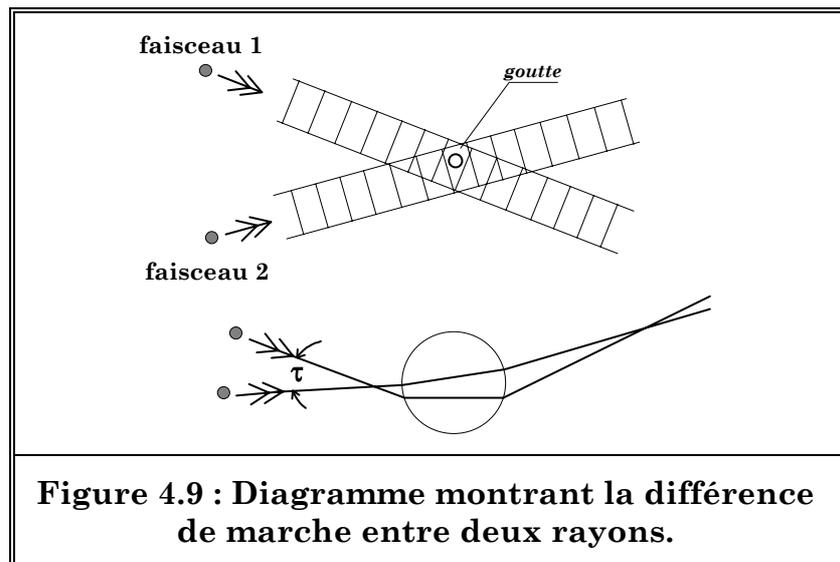


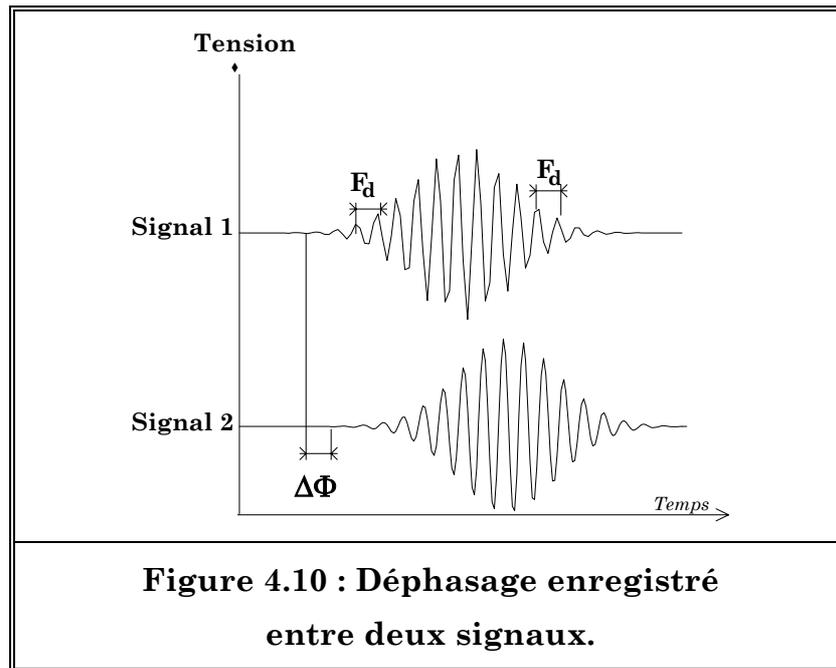
Ce rayon émergent représente une certaine fraction de l'intensité du rayon incident. Cette fraction est décrite par l'intermédiaire des coefficients de Fresnel. Les rayons qui émergent de la sphère, suivent un trajet optique différent selon l'angle de diffusion et la marche optique à l'intérieur de la sphère. Alors, les intensités complexes des rayons émergent ne peuvent être rajoutées directement. Afin de pouvoir effectuer un traitement informatique de phases, van de Hulst (1981) se réfère à un rayon hypothétique passant par le centre de la sphère, sans subir une modification de phase.

Il en résulte l'expression du déphasage Φ :

$$\phi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d_p}{\lambda} (\sin(\tau) - p \cdot n \cdot \sin(\tau')) \quad \text{(VI.a)}$$

Or, τ et τ' sont fixés par l'ouverture du récepteur, n et λ par les conditions de l'expérience. Ainsi, le déphasage Φ est directement proportionnel au diamètre d_p de la goutte. De plus, ce déphasage est indépendant de l'intensité des rayons incidents et diffusés, ce qui constitue un moyen pratique pour mettre en œuvre des analyses de granulométrie. L'application expérimentale se fait comme pour l'ADL, en faisant converger deux faisceaux polarisés de façon linéaire. La différence de phase due à la différence de marche optique entre les deux faisceaux est schématisée sur les figures 4.9 et 4.10.



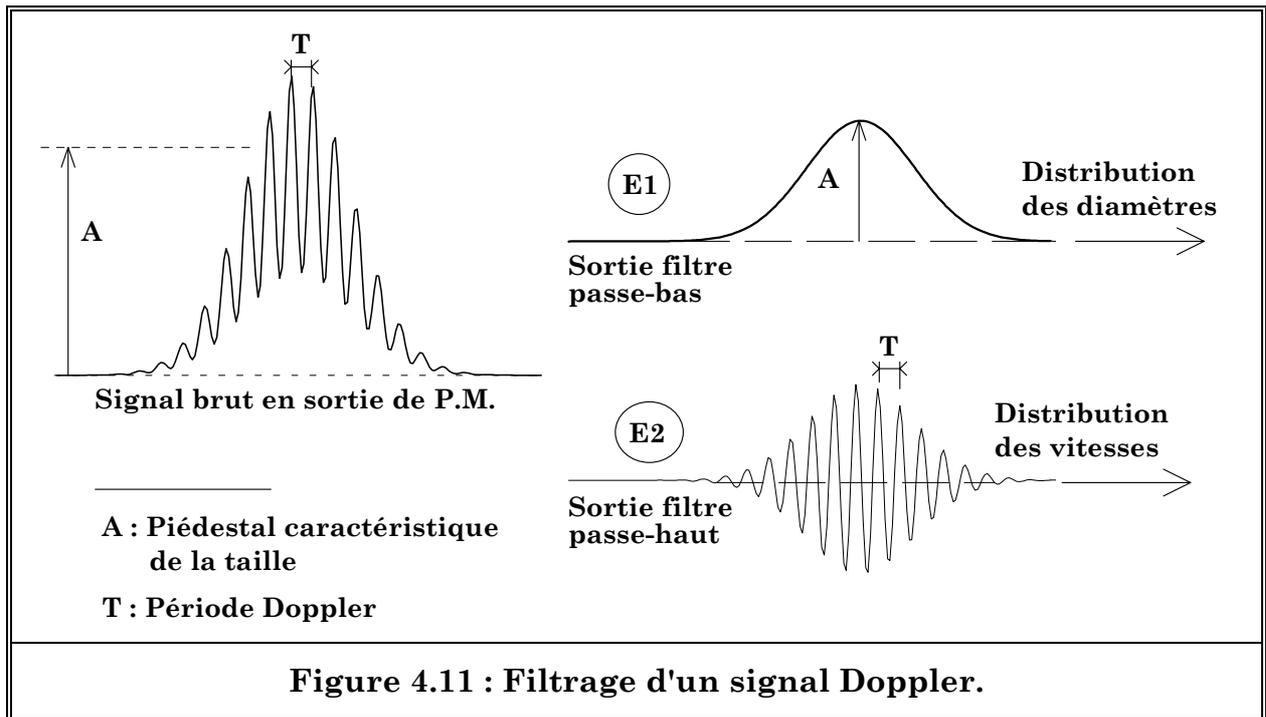


De manière générale, le déphasage pour toute paire de faisceaux incidents s'écrit :

$$\phi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d_p}{\lambda} (\sin(\tau_1) - \sin(\tau_2)) - \text{p. i. n.} (\sin(\tau'_1) - \sin(\tau'_2))$$

τ et τ' étant fixés, le déphasage est uniquement fonction du diamètre d_p de la goutte. Lors du passage d'une goutte dans la zone de croisement des faisceaux, il y a création d'un réseau de franges d'interférence. La fréquence spatiale de ce réseau est inversement proportionnelle au diamètre de la particule. La mesure de l'espacement entre les franges permet alors de déduire la taille des gouttes.

La méthode utilisée pour mesurer cet espacement des franges est basée sur l'emploi de plusieurs photomultiplicateurs placés à des distances bien précises les uns par rapport aux autres. Lorsqu'une goutte traverse le volume de mesure, chaque détecteur produit un signal Doppler avec des déphasages différents. La figure 4.11 montre l'allure des signaux obtenus après filtrage du bruit de fond (*piédestal*).



Le déphasage est déterminé en mesurant le temps relatif entre deux passages à 0 des courbes de signal 1 et 2, puis en divisant ce temps par la durée de période Doppler : $\phi_{1 \rightarrow 2} = (\tau_{1 \rightarrow 2} / \tau_d) \cdot 360^\circ$. L'on fait une moyenne des mesures sur tous les cycles de la bouffée Doppler. Le diamètre des gouttes est une fonction linéaire du déphasage mesuré.

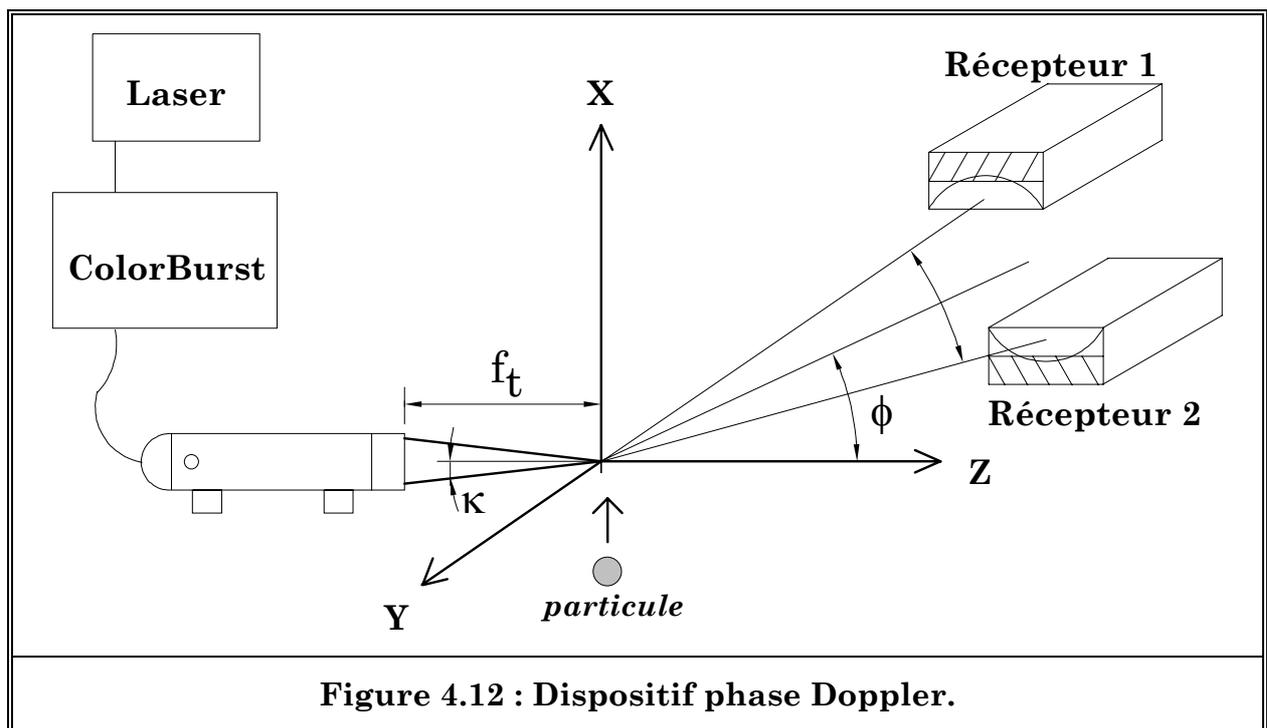
VIII) GRANULOMÉTRIE :

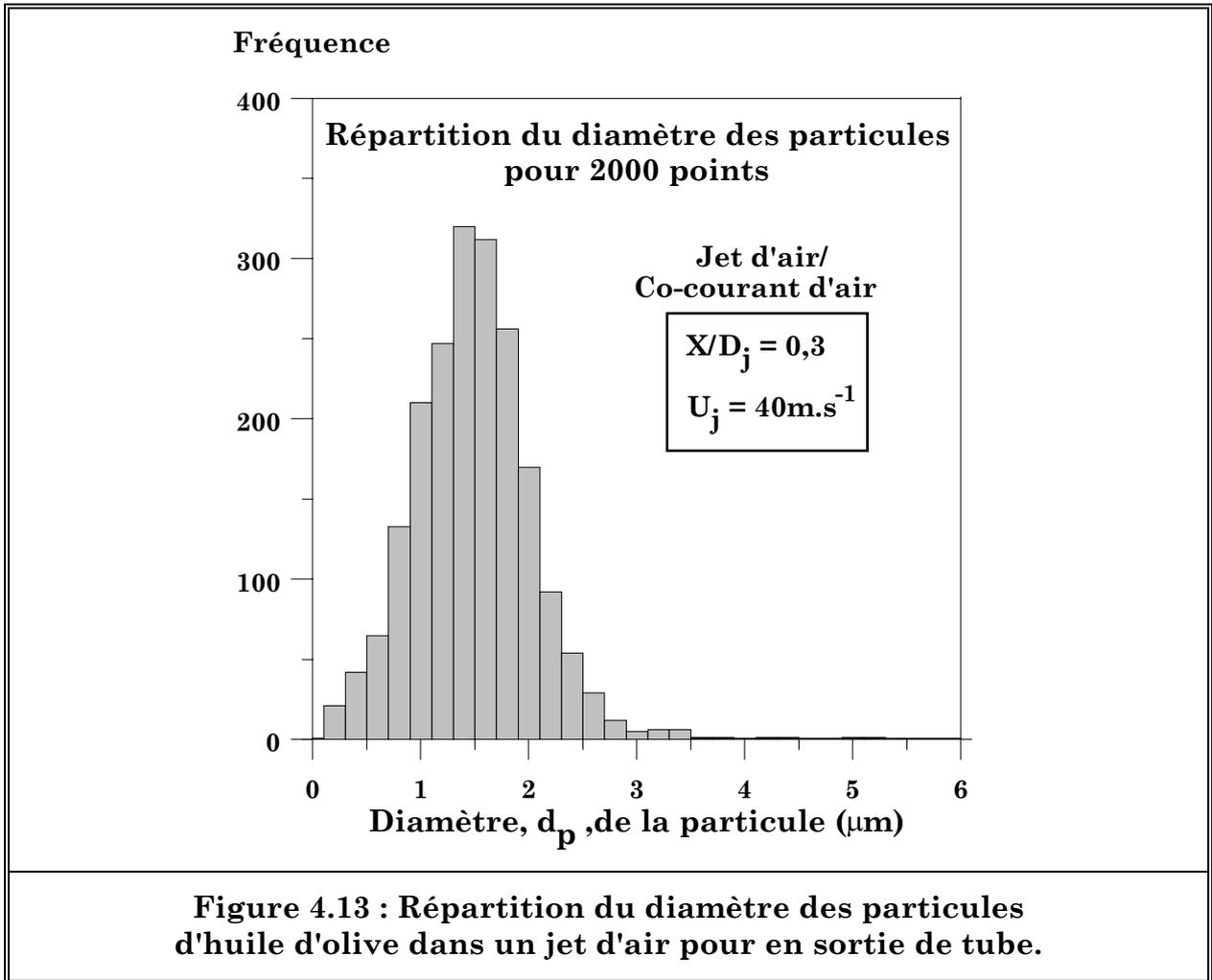
Grâce au mode phase Doppler de l'I.F.A. 755, nous avons pu mesurer les tailles de gouttes d'huile d'olive utilisées afin d'ensemencer nos différents jets (voir figure 4.12 pour le dispositif phase Doppler). Pour être mis en œuvre de façon judicieuse, le dispositif phase Doppler doit respecter les points suivants :

- i) Les faisceaux laser sont monochromatiques, cohérents. La longueur d'onde de la lumière incidente est constante et a une intensité uniforme. Cette dernière hypothèse est strictement valable pour des particules légèrement plus petites que le diamètre des faisceaux laser.
- ii) Les ondes incidentes doivent être linéaires, polarisées de façon circulaire ou elliptique.
- iii) Les particules ont une forme sphérique ainsi qu'une répartition homogène.

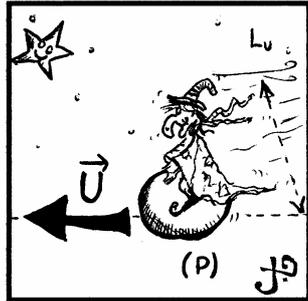
Sur la figure 4.13, nous présentons une répartition de la taille moyenne des particules d'huile d'olive dans un jet d'air ($U_j = 40 \text{ m.s}^{-1}$ et $X/D_j = 0,3$). La mesure a été faite en sortie de tube, avec un "data rate" de l'ordre de 15 kHz correspondant à nos conditions expérimentales.

Le profil obtenu est proche d'un profil gaussien (similaire à ce que nous trouvons pour les vitesses u et v), centré sur une taille des particules de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$, ce qui est tout à fait convenable pour nos mesures, un diamètre moyen de l'ordre de 1 à $2 \mu\text{m}$ étant fortement recommandé en ensemencement A.D.L. (Durst et Ruck, 1987).





Chapitre 5



*Le champ
dynamique*

I) INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous détaillons les résultats expérimentaux obtenus relativement au champ dynamique sur l'axe et dans différentes sections des jets de gaz étudiés. En plus des courbes classiquement présentées pour l'étude d'un jet à masse volumique variable, nous détaillons l'influence de la fenêtre de coïncidence sur le champ dynamique, ainsi que les coefficients d'aplatissement et de dissymétrie des composantes longitudinales et transversales de la vitesse moyenne, ainsi que sur le "data rate". Les figures relatives à ce chapitre sont rassemblées à la fin de ce dernier.

II) LE CHAMP MOYEN :

II.1) ÉVOLUTION AXIALE DE LA VITESSE LONGITUDINALE U :

Expérimentalement, il a été montré que dans la zone lointaine d'un jet inertiel à masse volumique variable, la vitesse longitudinale suit une décroissance de type hyperbolique :

$$\boxed{\frac{U_j}{U_c} = \frac{1}{K_u} \frac{(X - X_0)}{D_j}} \quad \text{(II.a)}$$

où U_c est la vitesse sur l'axe, U_j la vitesse dans la section de sortie, D_j le diamètre du tube. K_u est appelé le taux de décroissance de la vitesse longitudinale moyenne et X_0 l'origine fictive du jet.

Sur la figure 5.1, nous avons tracé l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée $(U_j - U_e)/(U_c - U_e)$ ceci afin de prendre en compte l'écoulement annulaire d'air animé de la vitesse U_e . Dans notre cas d'un jet qui débouche dans un co-courant, la loi de type hyperbolique que nous avons vue précédemment s'écrit (en tenant compte de U_e) :

$$\boxed{\frac{(U_j - U_e)}{(U_c - U_e)} = \frac{1}{K_u} \frac{(X - X_0)}{D_j}} \quad \text{(II.b)}$$

Les évolutions $(U_j - U_e)/(U_c - U_e)$ déterminées pour chaque gaz indiquent une décroissance beaucoup plus rapide de U_c lorsque R_ρ augmente. Ainsi, le mélange entre le co-courant d'air et le jet de gaz s'initie d'autant plus vite lorsque cet effluent est léger. S'agissant des gaz extrêmes, le jet d'hélium se développe beaucoup plus rapidement que le jet de CO_2 dans l'écoulement annulaire.

On retrouve bien les trois zones caractéristiques (zone inertielle (I), zone intermédiaire (II) et la zone de flottabilité (III)) pour un jet à masse volumique variable. Nous avons vu que ces zones sont fonction du nombre de Froude ainsi que du rapport R_ρ des densités. Déterminées à partir de la formule II.1 du chapitre I, nous avons regroupé les valeurs qui délimitent ces zones selon X/D_j dans le tableau II.A.

	<i>Gaz</i>			
	<i>Hélium I</i>	<i>Hélium II</i>	<i>Méthane</i>	<i>CO₂</i>
(I) $X/D_j \in$	[0 ; 2,4]	[0 ; 2,8]	[0 ; 5,6]	[0 ; 9]
(II) $X/D_j \in$	[2,4 ; 29]	[2,8 ; 33,1]	[5,6 ; 67,6]	[9 ; 107,7]
(III) $X/D_j \in$	[29 ; ∞]	[33,1 ; ∞]	[67,6 ; ∞]	[107,7 ; ∞]

Tableau II.A : Limites des différentes zones des jets.

II.2) PARAMÈTRES INFLUENÇANT LE MÉLANGE :

En plus de l'influence de la différence de masse volumique entre le jet et le co-courant, de nombreux auteurs ont montré que la forme du profil de vitesse en sortie du tube joue également sur la décroissance de la vitesse longitudinale moyenne. Nous citerons Nottage (1951), Durão et Whitelaw (1973), Mostafa et al. (1989), , Green et Whitelaw (1985) et, plus récemment, Malmström et al. (1997) . Gladnick et al. (1990) ont également montré que la décroissance de U_c dans un jet de CFC-12 débouchant dans un écoulement annulaire d'air (avec un rapport des vitesses $m = 2$) se faisait très près de la section de sortie. Les expériences récentes de Djeridane (1994) indiquent que la présence d'un co-courant retarde légèrement l'épanouissement du jet.

II.3) LE CONFINEMENT :

L'effet de confinement dû au caisson est un paramètre à ne pas négliger car, dans ce cas, il y a un changement dans le processus d'entraînement de l'écoulement annulaire par le jet étudié. Des phénomènes de recirculation peuvent alors se produire. Pour prévoir si la recirculation joue, ou non, sur l'expansion du jet dans un caisson, on peut utiliser le paramètre C_t donné par Curtet (1957). Ce paramètre, défini par les formules (Steward and Guruz, 1977) données ci-dessous, doit rester supérieur à 0,8 pour éviter toute recirculation.

$$C_t = \frac{U_k}{\left| U_d^2 - \frac{U_k^2}{2} \right|^{1/2}} \quad \text{(II.c)}$$

avec :

$$\rho_o = \frac{\rho_j U_j D_j^2 + \rho_e U_e (D_e^2 - D_j^2)}{U_j D_j^2 + U_e (D_e^2 - D_j^2)} \quad \text{(II.d)}$$

$$U_k = \frac{\rho_j U_j D_j^2 + \rho_e U_e (D_e^2 - D_j^2)}{\rho_o D_e^2} \quad \text{(II.e)}$$

$$U_d^2 = \frac{\rho_j U_j^2 D_j^2 + \rho_e U_e^2 (D_e^2 - D_j^2)}{\rho_o D_e^2} - \frac{1}{2} \frac{\rho_e}{\rho_o} U_e^2 \quad \text{(II.f)}$$

Dans le tableau II.B, nous avons reporté les valeurs de C_t calculées. À noter que les valeurs des diamètres équivalents D_e sont données plus loin (ainsi qu'au paragraphe §IV.3 du chapitre I). Dans aucun des cas, C_t n'est inférieur à 0,8. Cependant, les valeurs déterminées pour l'air (1,41) et surtout le CO_2 (1,04), indique que les mesures de vitesses dans la zone la plus haute du caisson doivent être examinées avec la plus grande attention. En effet, la proximité de la hotte dans la zone finale du caisson ajoute une valeur résiduelle à la composante longitudinale, que nous avons estimée, par mesure ADL, à $\approx 0,15 \text{ m.s}^{-1}$.

<i>Gaz</i>	<i>Hélium I</i>	<i>Hélium II</i>	<i>Méthane</i>	<i>Air</i>	<i>CO₂</i>
C_t	2,07	2,03	3,05	1,42	1,04

Tableau II.B : Valeurs du critère de recirculation, C_t .

II.4) TAUX DE DÉCROISSANCE K_u :

Les taux de décroissance de la vitesse longitudinale moyenne sont calculés dans la zone intermédiaire des différents jets de gaz.

Sur la figure 5.2, nous avons tracé les différents taux de décroissance K_u de la vitesse longitudinale moyenne déterminés pour chaque gaz, ainsi que d'autres valeurs trouvées dans la littérature, afin d'estimer tant la répartition que la validité de nos résultats.

S'agissant des résultats expérimentaux recensés les plus anciens (Corrsin et Uberoi, 1949 ; Schefer et Dibble, 1986), on note une réelle dispersion par rapport aux mesures récentes, traduisant d'une part les améliorations dans les techniques de mesure de vitesse (fils chauds ; ADL) mais aussi les différences notables sur le développement du jet étudié lorsque ce dernier se trouve à l'air libre ou débouche dans un caisson. Ainsi, même pour les derniers résultats, on relève des écarts. Ces différences proviennent des conditions expérimentales qui ne sont pas identiques (nombre de Reynolds à l'émission, rapport m des vitesses, flux de quantités de mouvement), qu'il s'agisse d'un jet débouchant à l'air libre ou d'un jet entrant dans un écoulement annulaire ou dans une chambre (mini-soufflerie).

Pour le jet d'air, notre valeur de K_u de 5,49 est en dessous de celle estimée par Rodi (1975), qui trouve 5,9, mais plus proche de celle de Chassaing et al. (1994) qui donnent 5,14 (numérique) tandis qu'Amielh (1996) détermine un taux de décroissance de 5,3. Pour les jets d'hélium (K_u -héliumI = 1,23, K_u -héliumII = 2,92) nos résultats sont proches de ceux de Djeridane (1994) ($K_u = 2,8$), alors que Panchapakesan et Lumley (1993) donnent $K_u = 2,42$.

La faible valeur de K_u pour la première configuration hélium est due au faible nombre de Reynolds ($Re = 2420$). Enfin, pour le jet de CO_2 , le taux de décroissance déterminé (K_u - $CO_2 = 6,57$) correspond pratiquement à celui donné par Harran et al.

(1996), bien qu'il s'agisse d'une estimation obtenue à partir d'une étude numérique, dans laquelle la vitesse longitudinale était calculée sur un domaine allant de 0 à cinquante fois le diamètre d'émission.

La disparité de ces quelques résultats vient, comme l'ont mentionné Panchapakesan et Lumley (1993), de la présence du caisson, et de l'effet de confinement. De plus, s'agissant de l'hélium, sa diffusivité le rend complexe à utiliser expérimentalement, d'où les écarts de mesures.

II.5) DIAMÈTRE ÉQUIVALENT :

Dans un souci d'uniformisation de l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne, en l'occurrence dans des études d'écoulements à masse volumique variable, nous avons vu au chapitre I (§III.2) que de nombreux auteurs ont proposé l'emploi d'un diamètre qui prend en compte le rapport des densité R_ρ ainsi que le diamètre D_j . Le diamètre équivalent D_e utilisé par la suite est celui défini par Thring et Newby (1953), dont nous rappelons la définition :

$$D_e = D_j \cdot R_\rho^{-1/2}$$

En plus de ce diamètre équivalent, Sautet (1992) a proposé une loi permettant de prendre en compte l'influence du co-courant. Cette loi est à mettre en rapport avec la loi de similitude employée pour les profils radiaux de vitesse, que nous détaillons au §VII.

$$\boxed{\frac{U_j}{(U_c^2 - U_e^2)^{1/2}} = B \frac{(X - X_0)}{D_e}} \quad \text{(II.g)}$$

Sur la figure 5.3, nous avons tracé U_j/U_{ce} selon X/D_j , avec U_{ce} vitesse pseudo-axiale qui vaut $(U_c^2 - U_e^2)^{-1/2}$. Les courbes obtenues se superposent de façon satisfaisante, indiquant le fait que l'utilisation d'un diamètre équivalent permet d'uniformiser convenablement les résultats, et donc de s'affranchir de la différence de densité entre les gaz.

III) ÉVOLUTION AXIALE DES ÉCARTS-TYPES DES FLUCTUATIONS DE LA COMPOSANTE LONGITUDINALE ET TRANSVERSALE :

Les évolutions axiales des écarts-types des fluctuations de la composante longitudinale, $\langle u^2 \rangle^{1/2}$, et transversale, $\langle v^2 \rangle^{1/2}$, de la vitesse normalisées par la différence $U_c - U_e$ sont respectivement présentées sur les figures 5.4 et 5.5.

Que ce soit pour la composante longitudinale et transversale, les écarts-type suivent la même évolution. Il y a une augmentation rapide de ces quantités entre la section de sortie du jet et une section située en aval, qui varie selon le gaz. Cette croissance est d'autant plus rapide que le gaz est léger. Autrement dit, l'augmentation de la turbulence est plus forte et plus rapide dans les jets d'hélium, et de méthane, que dans les jets d'air et de CO₂. Au-delà, les écarts-type tendent vers une valeur asymptotique :

$$\begin{aligned} \langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e) &\approx 0,30 \\ \langle v^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e) &\approx 0,22 \end{aligned}$$

La valeur du rapport $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ est en assez bon accord avec celles de la littérature. Dans un jet d'hélium, Way et Libby (1971) donne une valeur de 0,28 à $X/D_j = 30$, Amielh et al. (1996) trouvent 0,27. Dans un jet d'air, Champagne et Wygnanski (1971), Wygnanski et Fiedler (1971), Birch et al. (1978), ainsi que Chua (1989), Panchapakesan et Lumley (1993) sont en dessous de notre valeur. Ils donnent respectivement 0,20 (pour $X/D_j = 20$), 0,21 (pour $X/D_j \geq 30$), 0,27 (pour $X/D_j = 30$), 0,21 (pour $X/D_j = 15$), et enfin 0,22 (pour $X/D_j = 30$).

Panchapakesan et Lumley (1993) expliquent que les différences des résultats avec Way et Libby (1971) seraient dues au fait que ces derniers faisaient des mesures dans une région proche de celle d'un panache. L'hypothétique effet de l'épaisseur du tube d'émission du jet est à écarter ; Matsumoto et al. (1973) ont en effet montré que le développement d'un jet d'air est quasiment inchangé lorsque le rapport m des vitesses est inférieur à 0,2 et que l'épaisseur e de la lèvre du tube d'émission du jet est inférieure à $D_j/20$. Pour notre dispositif expérimental, ces deux conditions sont vérifiées puisque $m = 0,075$ (0,06 pour l'héliumII) et que $e = D_j / 28$ ($e = D_j / 24$ pour

l'hélium II). Un paramètre important à considérer serait le confinement du jet dû au caisson. En effet, il a été montré que le confinement tend à augmenter le niveau de turbulence sur l'axe. Ainsi, Antonia et Bilger (1973) ont fait varier la vitesse de leur co-courant de $0,17.U_j$ à $0,33.U_j$. Ils ont relevé une augmentation de la valeur asymptotique atteinte sur l'axe de 32 à 48 % au-delà de $X/D_j = 40$.

Pour $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$, le plateau de 0,22 obtenu est en dessous de la valeur de Wygnanski et Fiedler (1969) ($X/D_j \geq 30$), qui donnent 0,25 ; alors que Amielh et al. (1996) sont plus près avec 0,21 ($X/D_j = 35$). Panchapakesan et Lumley (1993) trouvent 0,17 ($X/D_j = 30$) ; Chua (1989) donne une valeur de 0,16. Il semble que le nombre de Reynolds ainsi que la différence de densité aient une moindre influence sur l'évolution de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ que celle sur $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$.

Il est intéressant de noter que lorsque l'on trace les écarts-type des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ en fonction du diamètre équivalent D_e , les évolutions (figures 5.6 et 5.7) se superposent assez bien pour les gaz étudiés.

Récapitulatif :

On relèvera donc que des jets qui possèdent des conditions initiales d'émission et des caractéristiques bien distinctes (U_j , U_e , Re , R_ρ , allure du profil initial de la vitesse longitudinale, épaisseur de la buse et confinement...) donnent malgré tout des résultats sensiblement similaires (comportement asymptotique des moments d'ordre deux sur l'axe).

IV) COEFFICIENT AXIAL D'ANISOTROPIE :

Sur la figure 5.8, nous avons tracé le rapport $\langle v^2 \rangle^{1/2}/\langle u^2 \rangle^{1/2}$, appelé indicateur du mélange turbulent (Browne et al., 1984), ou coefficient d'anisotropie.

Pour $X/D_j \geq 20$, les courbes obtenues tendent vers une même valeur (à l'exception de l'hélium I, pour lequel le rapport est supérieur à l'unité) de $\langle v^2 \rangle^{1/2}/\langle u^2 \rangle^{1/2} \approx 0,9$. Ce rapport est proche de celui déterminé par Djeridane (1996),

qui donne 0,83. S'agissant des résultats sur des jets libres, $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2}$ n'est pas éloigné des asymptotes de Wygnanski et Fiedler (1969), Hussein et al. (1994), qui trouvent respectivement 0,86 (jet d'air libre, $X/D_j \geq 50$) et 0,78 (jet d'air libre, $X/D_j \geq 50$).

Dans la zone proche de la section de sortie, on note que $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2}$ présente un maxima qui correspondrait à la fin du cœur potentiel. En sortie de tube, Laufer (1953) donne une valeur de $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2}$ de 0,96 pour un écoulement de tube pleinement développé, valeur extrêmement proche de celle obtenue par Djeridane (1994) dans un jet d'air (0,952).

Dans notre cas, nous obtenons une valeur inférieure, égale à 0,875. Les écarts avec Djeridane (1994) sont moins importants pour les jets de CO₂ et (curieusement) l'hélium qui est le gaz le plus délicat à utiliser expérimentalement. Nous trouvons $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2} = 0,83$ et 0,82 respectivement pour le CO₂ et l'hélium, alors que Djeridane (1994) donne pour les mêmes gaz 0,85 et 0,87.

V) L'ÉNERGIE CINÉTIQUE DE LA TURBULENCE :

L'importance de cette quantité dans les études d'écoulements turbulents est primordiale.

V.1) ÉVOLUTION AXIALE DE k :

k est classiquement déterminée en fonction de $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$ et $\langle w^2 \rangle$ par :

$$k = \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)$$

Pour des raisons de symétrie, les valeurs de $\langle v^2 \rangle$ et $\langle w^2 \rangle$ sont sensiblement égales, l'expression de l'énergie cinétique de la turbulence devient alors :

$$\boxed{k \approx \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + 2 \langle v^2 \rangle)} \tag{V.a}$$

Sur la figure 5.9 sont tracés les profils de $k/(U_j - U_e)^2$. Comme pour les écarts-type des fluctuations de la vitesse longitudinale et transversale, les évolutions obtenues pour $k/(U_j - U_e)^2$ suivent les mêmes caractéristiques. Après la section de sortie, et en se déplaçant vers l'aval, on observe une croissance rapide de l'énergie cinétique.

Puis, après un passage pour chaque gaz à un maximum, l'énergie cinétique décroît progressivement pour se stabiliser. La valeur du maximum d'énergie est d'autant plus important que le gaz est léger. De plus, toujours en allant des gaz les plus lourds vers les gaz les plus légers, la position axiale de ce maximum se déplace d'autant plus vers la section de sortie du jet. La position plus basse du maximum de k pour l'hélium II est due à la valeur de $(U_j - U_e)^2$ nettement plus importante dans ce cas par rapport aux autres configurations.

Les évolutions axiales de l'énergie cinétique de la turbulence pour le méthane, l'air et le CO_2 sont assez bien superposées les unes aux autres (figure 5.10) par l'usage du diamètre équivalent D_e . L'influence de ce diamètre est notable dans le champ proche, un peu moins efficace dans le champ lointain. L'hélium I se distingue des autres gaz, l'évolution de k/k_{max} n'étant pas superposée à celle des autres gaz, tant dans le champ proche que dans le champ lointain. Le nombre de Reynolds (2420) en est assurément la cause.

La localisation de ce maximum, comme nous allons le voir juste après, est à mettre en rapport avec la fin du cœur potentiel où les intensités de turbulence sont maximales. On retrouve alors, implicitement, la notion d'efficacité de mélange : *"Les jets de gaz légers se mélangent bien plus vite avec l'écoulement associé que les gaz lourds"*. Ce fait apparaît nettement sur l'évolution axiale de l'énergie cinétique.

V.2) POSITION DU MAXIMUM D'ÉNERGIE CINÉTIQUE :

Nous avons reporté sur la figure 5.11 la position des maxima, $X_{k_{\text{max}}}$, déterminés pour chacun de nos gaz, ainsi que quelques points recensés dans la littérature.

Les positions axiales de nos maxima sont en bon accord avec celles données par Sautet (1992) et Djeridane (1994). En plus de ces points expérimentaux, nous avons ajouté les résultats obtenus de façon numérique par Harran et al. (1996). Ce calcul des $X_{k_{\text{max}}}$, effectué dans un domaine X/D_j allant de 0 à 50, est en assez bon accord avec les résultats précédemment cités, exception faite des gaz les plus légers, pour lesquels le calcul surestime la position du maximum.

La dépendance de $X_{k_{\max}}$ avec la densité a été vérifiée expérimentalement par Pitts (1991). Nous proposons une loi qui donne la position du maximum de l'énergie cinétique de la turbulence selon le rapport des densités R_ρ :

$$\frac{X_{k_{\max}}}{D_j} = 10 \cdot R_\rho^{-0,45} \quad (\text{V.b})$$

V.3) RÉPARTITION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE ENTRE LES COMPOSANTES :

Afin de connaître quelle est la répartition de l'énergie cinétique de la turbulence entre les composantes de vitesse, nous avons tracé les évolutions de $\langle u^2 \rangle / k$ et $\langle v^2 \rangle / k$ sur les figures 5.12 et 5.13.

Les évolutions trouvées présentent les mêmes allures déjà observées pour le rapport $\langle v^2 \rangle^{1/2} / \langle u^2 \rangle^{1/2}$, particulièrement pour $\langle u^2 \rangle / k$. Lorsque $X/D_j < 10$, pour chaque gaz, il y a augmentation de ce rapport jusqu'à la fin du cœur potentiel. À l'opposé, quand les valeurs du rapport $\langle u^2 \rangle / k$ passent par leurs maxima, celles de $\langle v^2 \rangle / k$ passent par leur minima. Ensuite, ces deux rapports oscillent autour des valeurs asymptotiques données ci-après :

$$\begin{aligned} \langle u^2 \rangle / k &\approx 0,77 \\ \langle v^2 \rangle / k &\approx 0,62 \end{aligned}$$

Pour un jet de tube et dans la section $X/D_j = 10$, Chassaing (1979) trouve un rapport $\langle u^2 \rangle / k$ égal à 1,06 ce qui n'est pas éloigné de notre résultat à la même hauteur pour l'air (1,13). Pour $\langle v^2 \rangle / k$, Chassaing (1979) obtient un rapport k égal à 0,5 quand nous avons 0,44. Il est intéressant de noter que pour le début de la zone axiale d'un jet rectangulaire et pour $R_\rho = 1$, Sarh (1990) donne $\langle u^2 \rangle / k = 0,8$ et $\langle v^2 \rangle / k = 0,6$.

VI) ÉVOLUTION AXIALE DES COEFFICIENTS D'APLATISSEMENT ET DE DISSYMMÉTRIE :

Les différentes formules qui donnent le coefficient d'aplatissement S ("skewness") ainsi que le coefficient de dissymétrie F ("flatness"), sont données dans l'annexe C, *outils statistiques* (§4, formules 4.d et 4.f).

Nous prenons comme convention de noter S_U et F_U le coefficient de dissymétrie et le coefficient d'aplatissement pour la composante longitudinale, S_V et F_V pour la composante transversale.

Ces deux coefficients sont construits à partir des moments d'ordre trois et quatre. Dans notre cas, les valeurs de S et T peuvent être mises en rapport avec l'entrée de structures du fluide extérieur (co-courant) vers l'axe du jet.

Sur les figures 5.14 et 5.15 nous avons tracé les évolutions axiales de S_U et F_U pour chaque gaz. À l'exception de la zone proche de la section d'émission du jet ($X/D_j < 20$) dans laquelle S_U et F_U croissent rapidement, S_U tend vers 0 (comme il a été trouvé par Nakabayashi et al., 1997, dans un écoulement rectangulaire) tandis que F_U tend vers 2,9 pour se stabiliser autour de cette valeur jusqu'à $X/D_j = 70$ puis, ces quantités commencent à augmenter.

Pour ce qui est du champ proche, la croissance rapide de S_U et F_U puis leur stabilisation pour des valeurs $X/D_j > 20$ de témoigne d'une restructuration intense de la turbulence.

La bonne homogénéité de ces résultats est également à mettre en rapport avec la qualité de l'ensemencement, dont les gouttelettes d'huile qui le composent suivent parfaitement l'écoulement et offrent une répartition de leur diamètre plus que convenable, quelles que soient les zones de mélange où les mesures sont faites (cf. chapitre 4)

Dans le champ proche, le passage par des valeurs négatives des coefficients de dissymétrie S_U serait, comme nous l'avons dit plus haut, dû à des entrées occasionnelles du fluide extérieur sur l'axe du jet. Nous retrouvons à peu près les mêmes minima donnés par Djeridane (1994). Dans une simulation numérique d'un écoulement dans une canal rectangulaire, Kim et al. (1987) déterminent un valeur de -0,4 sur l'axe. Nous obtenons ce même niveau mais un peu plus haut dans le jet,

$X/D_j = 8$, alors que Djeridane (1994) offre sensiblement les mêmes résultats que Kim et al. (1987) dès la section de sortie.

Nakabayashi et al. (1997) donnent au centre de leur canal, et pour un Reynolds de 15000 un $F_U = 2,6$ tandis que pour un Reynolds inférieur (10000) $F_U = 2,8$ ce qui est peu éloigné de nos résultats, particulièrement pour l'air, le CO_2 et l'hélium II (l'hélium I et le méthane se situant un peu au-dessus).

Sur les figures 5.16 et 5.17 sont représentées les évolutions axiales de S_V et F_V . S_V est autour de zéro sur toute la hauteur du jet. Ceci vient du fait que la composante transversale de la vitesse est pratiquement nulle sur l'axe. S'agissant de F_V , son évolution est sensiblement identique à celle trouvée pour F_U , dont le niveau sur l'axe (3,05) est confirmé par Djeridane (1994), ainsi que Nakabayashi et al. (1997).

VII) INFLUENCE DE LA FENÊTRE DE COÏNCIDENCE SUR LES MESURES :

Un paramètre important, rarement évoqué dans la plupart des travaux conduits pour mesurer de vitesses par anémométrie Doppler laser, est la fenêtre de coïncidence (§IV du chapitre 3). Nous avons vu que l'acquisition des vitesses pouvait se faire selon un mode *aléatoire* et un mode *coïncidence*, grandement recommandé pour des études sur les densités spectrales d'énergie. Nous avons fait varier la fenêtre de coïncidence de 1 à 200 μs afin d'observer son influence sur les composantes moyennes des vitesses, les écarts-types correspondants et les fréquences de passage des particule, ainsi que les coefficients d'aplatissement et de dissymétrie.

Ces essais ont été faits sur l'axe, dans la section de sortie $X/D_j = 0,3$ d'un jet d'air ($U_j = 40 m \cdot s^{-1}$).

Sur la figure 5.18 sont tracées les évolutions de U , V , $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ en fonction de la fenêtre de coïncidence. Pour les composantes des vitesses moyennes longitudinales et transversales, nous n'observons aucun changement. Selon $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ nous relevons une variation lorsque la fenêtre est inférieure à 6 μs (entre 9 et 4 % sur la valeur de u' et 8 % sur v').

L'influence de cette fenêtre est nettement plus importante sur les fréquences de passage des particule (cf. figure 5.19). Selon U et V , ces fréquences baissent avec la réduction de la fenêtre. Toujours à partir de 6 μs , les fréquences en U et en V

deviennent similaires (15kHz), pour chuter à 2,5kHz à 1 μ s. Il est important de noter que la fréquence de coïncidence suit la même évolution et qu'elle devient pratiquement identique aux fréquences précédemment citées pour une fenêtre de 10 μ s (à 15kHz).

Pour cette raison, nous avons mené toutes nos expériences avec cette valeur, la disparité entre les trois fréquences étant la moins importante. À titre consultatif, nous joignons les évolutions de F_U , F_V , S_U et S_V (figure 5.20). Les mêmes remarques faites ci-dessus sont valables pour ces quantités.

VIII) ÉVOLUTION RADIALE DE LA VITESSE LONGITUDINALE MOYENNE ET TRANSVERSALE :

VIII.1) VITESSE LONGITUDINALE MOYENNE :

Pour chacun des gaz étudiés, exception faite du cas de l'hélium II, nous avons tracé les évolutions radiales de la vitesse longitudinale adimensionnée $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ dans les sections $X/D_j = 0,3 ; 5 ; 10 ; 15 ; 20 ; 25 ; 30 ; 35 ; 40$ et 50. Ces évolutions sont présentées pour l'hélium I, le méthane, l'air et le CO₂ respectivement sur les figures 5.21, 5.22, 5.23 et 5.24.

Si l'on fait une comparaison des profils dans une même section, on note clairement l'influence du rapport des densités. Ainsi, à même hauteur, les jets de gaz légers se mélangent beaucoup plus vite avec le co-courant d'air que les jets lourds. On notera que pour l'hélium I, à partir de $X/D_j = 20$, la vitesse mesurée sur l'axe se rapproche de celle (U_e) du co-courant.

VIII.2) VITESSE TRANSVERSALE MOYENNE :

Sur la figure 5.25, nous avons tracé les évolutions de la vitesse transversale moyenne V adimensionnée, $V/(U_j-U_e)$, dans les sections $X/D_j = 0,3 ; 5 ; 10 ; 15 ; 20$ et 25) du jet d'air. La distribution radiale de V (lorsqu'elle devient positive) est représentative de l'expansion du jet. En toute rigueur, la valeur de V sur l'axe, ce quelle que soit la section du jet considérée, devrait valoir zéro. Dans la pratique, cette valeur n'est pas nulle, comme l'ont souligné Amielh et al. (1996). Ceux-ci considèrent que V est particulièrement sensible aux faisceaux laser. Ainsi, bien que

l'on obtienne une bonne symétrie pour la composante longitudinale moyenne U et des tensions de Reynolds nulles sur l'axe, $V \neq 0$.

VIII.3) DEMI-ÉPAISSEURS DYNAMIQUE L_U POUR TOUS LES GAZ :

La demi-épaisseur L_U est, dans une même section, la distance radiale par rapport à l'axe du jet pour trouver la valeur de la vitesse longitudinale $U_c / 2$.

Sur la figure 5.26, les évolutions de L_U pour les quatre gaz ne diffèrent que fort peu. On note une évolution constante (jusqu'à la fin du cœur potentiel) pour suivre ensuite une évolution linéaire. Les valeurs des pentes obtenues s'accordent plus ou moins bien avec les résultats de la littérature (0,124 pour l'hélium I, 0,096 pour le méthane, 0,099 pour l'air et 0,087 pour le CO_2).

Avec un jet d'hélium et d'air, Amielh et al. (1996) donnent respectivement des pentes de 0,083 et 0,062 ; Panchapakesan et Lumley (1993) avec les mêmes gaz ($Re_{\text{hélium}} = 3842$ et $Re_{\text{air}} = 10000$), obtiennent 0,110 et 0,096. N'ayant pu faire des mesures suffisamment haut dans nos jets, nous n'avons pu vérifier ce qui a été trouvé par Sarh et Gökalp (1991) dans un jet chaud rectangulaire ($R_p = 2$), pour lequel il est à noter que la demi-épaisseur dynamique n'évolue plus à partir de $X/H = 50$, dans la zone axisymétrique du jet.

En conclusion, cette quantité n'est que moyennement sensitive à la différence de densité. Il faudrait faire des mesures pour un rapport de densité plus important que dans notre étude afin de tirer de plus amples conclusions.

VIII.4) AUTO-SIMILITUDE :

Quand l'évolution moyenne d'une grandeur (ici la vitesse longitudinale) peut-être caractérisée grâce à une seule variable géométrique adimensionnelle, on dit que l'écoulement à une propriété d'auto-similarité.

D'après les travaux, entre autres, de Wagnanski et Fiedler (1969), seuls les jets à masse volumique constante présentent ce comportement auto-similaire. Malgré tout, il est possible que la similarité soit atteinte dans la région où la densité sur l'axe du jet est sensiblement la même que celle du fluide extérieur (Pitts, 1986).

Afin de décrire la similitude des profils de la vitesse longitudinale moyenne, on utilise généralement la gaussienne $f(\zeta) = e^{-\zeta^2 \ln(2)}$, (Hinze, 1975). Cette fonction n'est généralement valable que dans la région lointaine des jets ($X/D_j \geq 50$). Malgré tout, elle est souvent employée dans des études d'écoulements à masse volumique variable afin de mettre en évidence l'auto-similarité.

Sur la figure 5.27, nous avons tracé la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée $(U_r - U_e)/(U_j - U_e)$ pour les quatre gaz dans la section $X/D_j = 20$. Les profils se superposent assez bien, par contre, ils sont situés un peu au-dessous de la gaussienne indiquée plus haut. À partir de nos points, nous avons trouvé la loi suivante :

$$\boxed{f(\zeta) = e^{-0,75 \zeta^2 - 0,2 \zeta^4}} \quad \text{(VIII.1)}$$

Ainsi, la similitude géométrique de ces profils semble corroborer le fait que L_u représente la dimension caractéristique du champ dynamique moyen.

IX) ÉVOLUTION RADIALE DES ÉCARTS-TYPES DES FLUCTUATIONS DE LA COMPOSANTE LONGITUDINALE ET TRANSVERSALE :

Les évolutions radiales des écarts-types $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ adimensionnés par la différence $(U_c - U_e)$, sont tracées en fonction de r/L_U pour l'hélium I, le méthane, l'air et le CO₂ respectivement sur les figures 5.28 et 5.29, 5.30 et 5.31, 5.32 et 5.33, 5.34 et 5.35.

On remarque que, lorsque l'on s'éloigne de la section de sortie, les valeurs maximales des profils obtenus augmentent (développement du champ turbulent) puis tendent vers une similitude. L'obtention de cette similitude est d'autant plus rapide que le gaz est léger. En effet, si les profils se superposent pour l'hélium à partir de $X/D_j = 15$, il n'en va pas de même pour le CO₂ dont l'épanouissement n'est pas encore achevé. Les valeurs maximales vers lesquelles tendent les écarts-types (sur l'axe), sont semblables aux niveaux déterminés au §III ($\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e) = 0,3$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e) = 0,22$). Il est également intéressant de noter que le niveau à partir

duquel les profils sont en similitude est obtenu beaucoup plus vite pour l'hélium I ($X/D_j = 10$) alors que pour les autres gaz cette similitude n'apparaît que bien plus loin en aval.

Nos résultats, au niveau des évolutions obtenues, sont assez semblables à ceux de Djeridane (1994). Cependant, comme pour $\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)$, les valeurs vers lesquelles tendent nos profils sont plus élevées.

Il en va de même pour les expériences menées par Chassaing (1979) sur un jet d'air ($\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)_{\max} = 0,25$ sur l'axe) et de CO_2 ($\langle u^2 \rangle^{1/2}/(U_c - U_e)_{\max} = 0,23$).

X) ÉVOLUTION RADIALE DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE :

Les évolutions radiales de k (calculée à partir de la formule V.a) sont tracées sur les figures 5.36, 5.37, 5.38 et 5.39 respectivement pour l'hélium I, le méthane, l'air et le CO_2 .

On retrouve des évolutions semblables à celles de $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$. Ainsi, k augmente d'autant plus rapidement que la densité du gaz diminue. Comme il est attendu, nous avons un maximum de production d'énergie cinétique pour r/LU , compris entre 0,5 et 0,7.

XI) LES TENSIONS DE CISAILLEMENT :

Sur les figures 5.40, 41, 42 et 43, nous avons tracé les évolutions transversales des tensions de cisaillement) dans différentes sections des jets d'hélium, de méthane, d'air et de CO_2 .

En tendance, l'évolution de $\langle uv \rangle / (U_c - U_e)^2$ est la même pour les quatre gaz. Dès la section d'émission du gaz, on observe un pic de maximum à $r/LU = 1$. Ce maximum est d'autant moins intense que R_p est grand (0,004 dans l'hélium, 0,007 dans le méthane, 0,009 dans l'air et 0,011 dans le CO_2). Plus haut, ce maximum se déplace légèrement vers des valeurs de r/LU plus petites ($r/LU = 0,7$). Ensuite, plus l'on monte dans le jet et plus les tensions de cisaillement tendent vers un maximum, pour se stabiliser à ce niveau (on parle alors de similitude). La similitude est

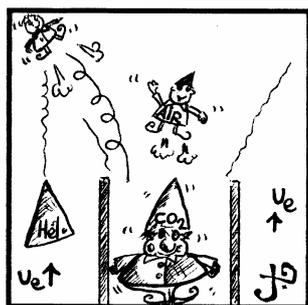
obtenue beaucoup plus vite pour les gaz légers que les gaz lourds. Ainsi, à $X/D_j = 15$, les tensions de cisaillement n'évoluent plus dans le jet d'hélium. On relève le même phénomène dans le méthane pour $X/D_j = 20$, tandis que la similitude est obtenue pour $X/D_j = 25$ dans l'air et $X/D_j = 40$ dans le CO_2 .

XII) ÉVOLUTION RADIALE DU COEFFICIENT D'APLATISSEMENT ET DE DISSYMMÉTRIE :

Nous avons représenté les profils des coefficients d'aplatissement (F_U, F_V) et de dissymétrie (S_U, S_V) pour les composantes longitudinale et transversale de la vitesse, dans la section $X/D_j = 10$ en fonction du rapport r/L_U , sur les figures 5.44, 5.45., 5.46 et 5.47.

Pour les coefficients d'aplatissement T_U , leurs profils sont homogènes de l'axe des jets jusqu'à $0,7.r/L_U$. L'on note ensuite une augmentation de ces coefficients pour tous les gaz, puis un retour à un niveau identique à celui sur l'axe. Pour les coefficient d'aplatissement F_V , les profils sont d'une grande homogénéité puis, lorsqu'on se situe au bord du jet, où l'intermittence est la plus importante, ces coefficients d'aplatissement sont plus affectés que ceux déterminés pour la composante longitudinale. À noter que *l'envolée* des coefficients de dissymétrie selon V correspond plus ou moins à l'augmentation légère trouvée pour les coefficients de dissymétrie selon U .

Les coefficients de dissymétrie pour la composante longitudinale suivent une évolution radiale identique, quel que soit le gaz. Les profils partent d'une valeur négative, pour croître et atteindre une valeur positive, dans ce qui représente physiquement le bord du jet, puis à nouveau décroître vers des valeurs négatives. De surcroît, on relève que ces profils sont disposés selon leur densité, du plus léger au plus lourd selon l'axe décroissant des S_U . Djeridane (1994) a associé les valeurs positives de S_U à l'entraînement et l'accélération du fluide extérieur par le jet. Quant aux valeurs négatives, obtenues dans la région extérieure, elles matérialisent le freinage du jet. Curieusement, on n'observe aucune variation importante des coefficients de dissymétrie pour la composante transversale de la vitesse.



*Figures du
chapitre 5*

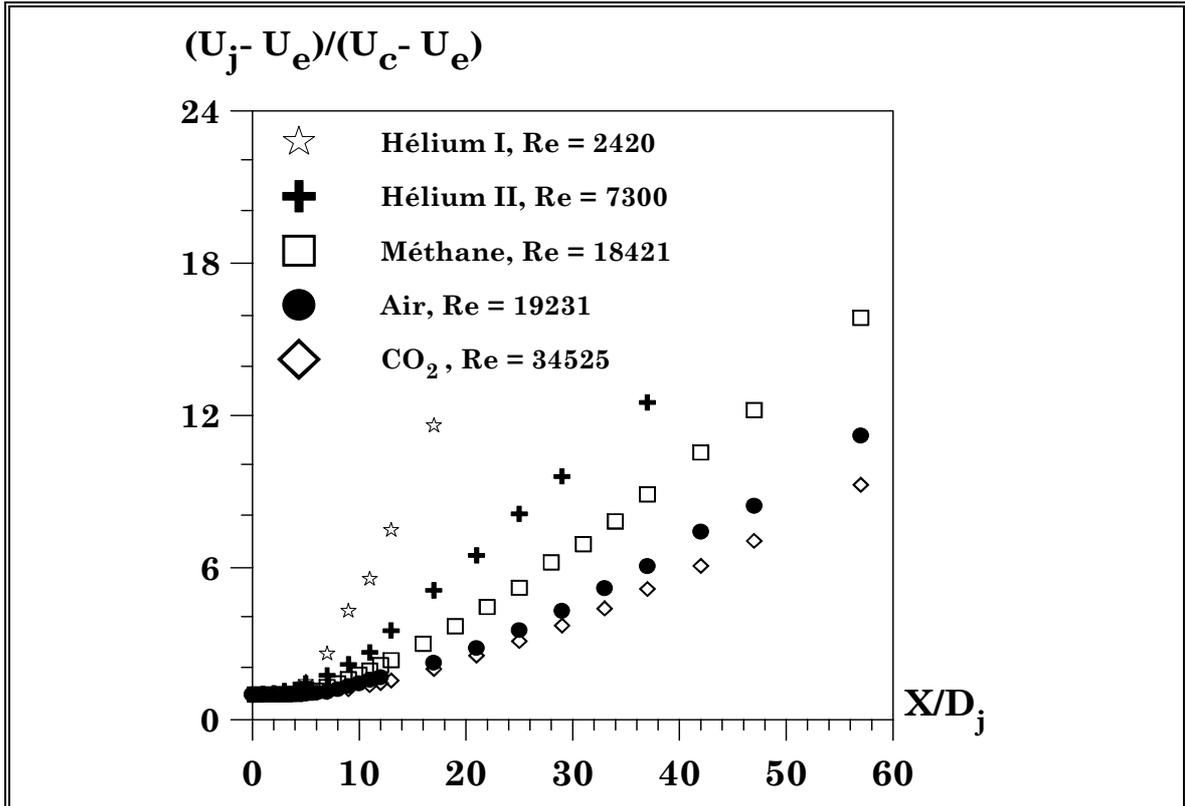


Figure 5.1 : Évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée, $(U_j - U_e)/(U_c - U_e)$.

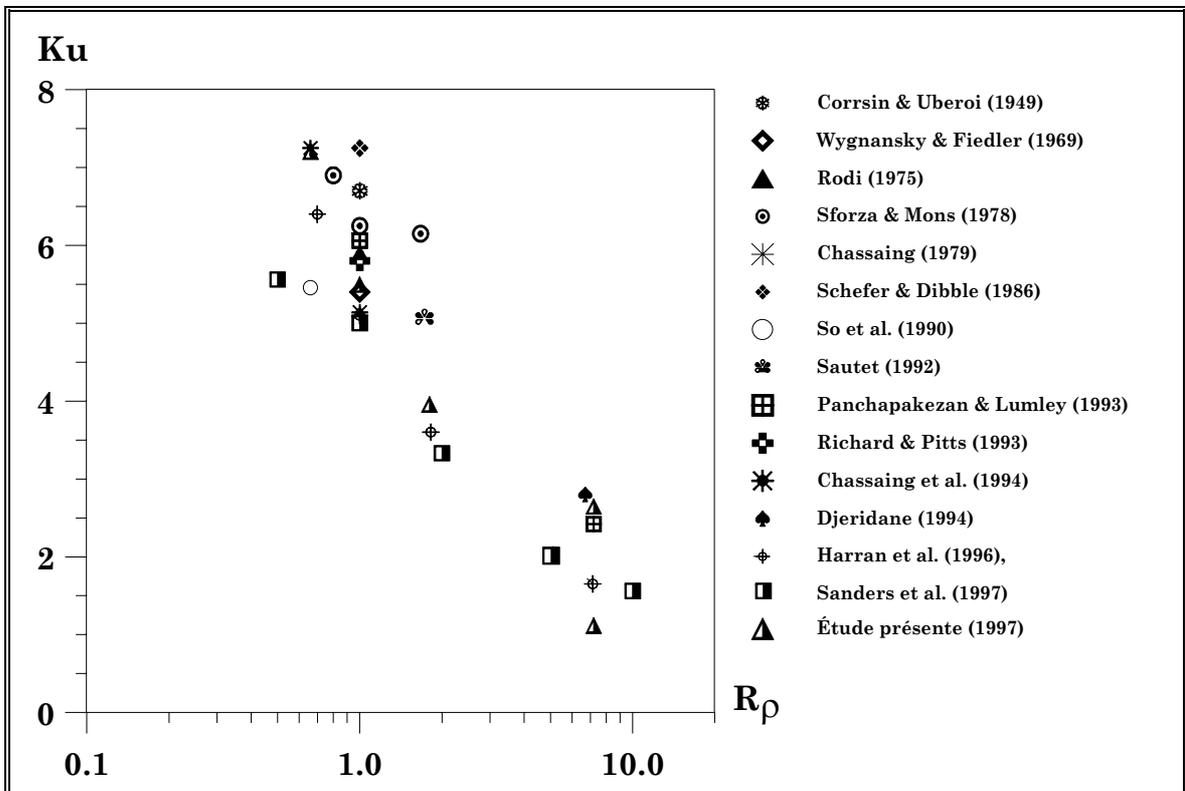
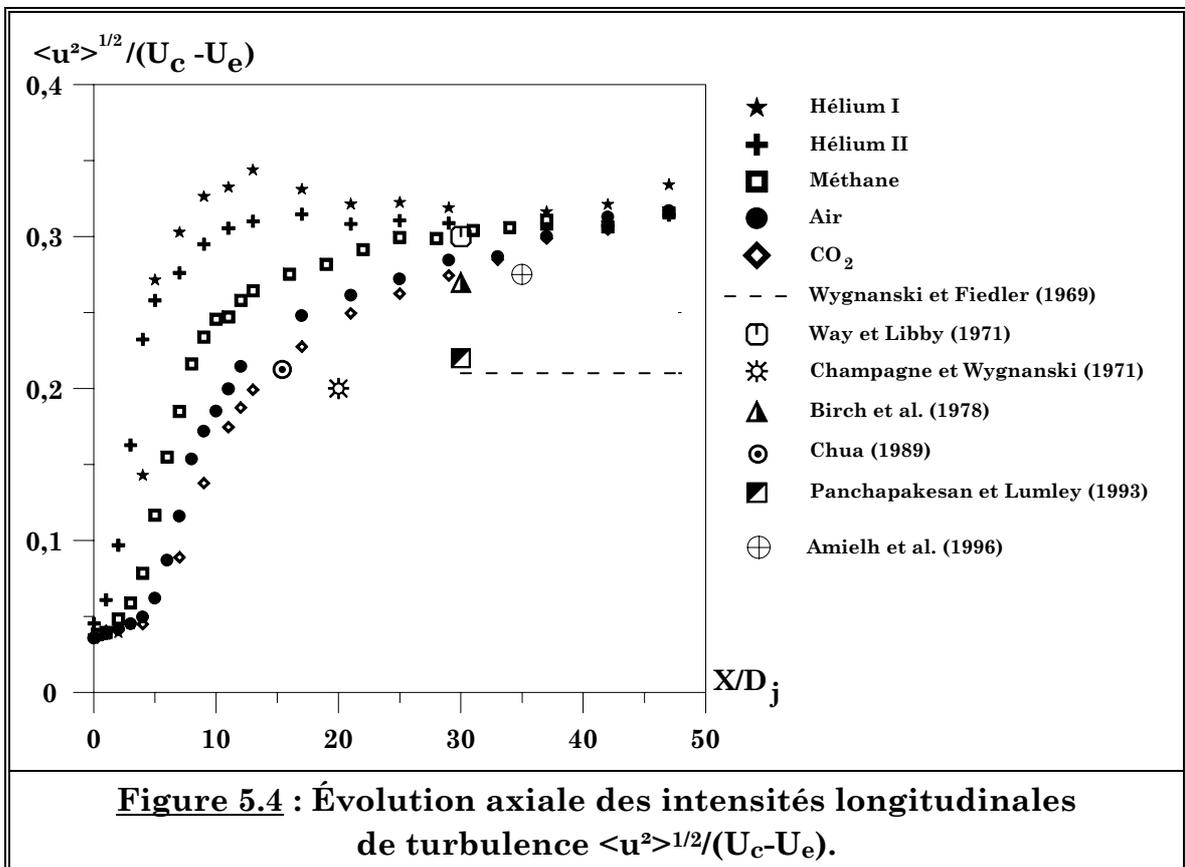
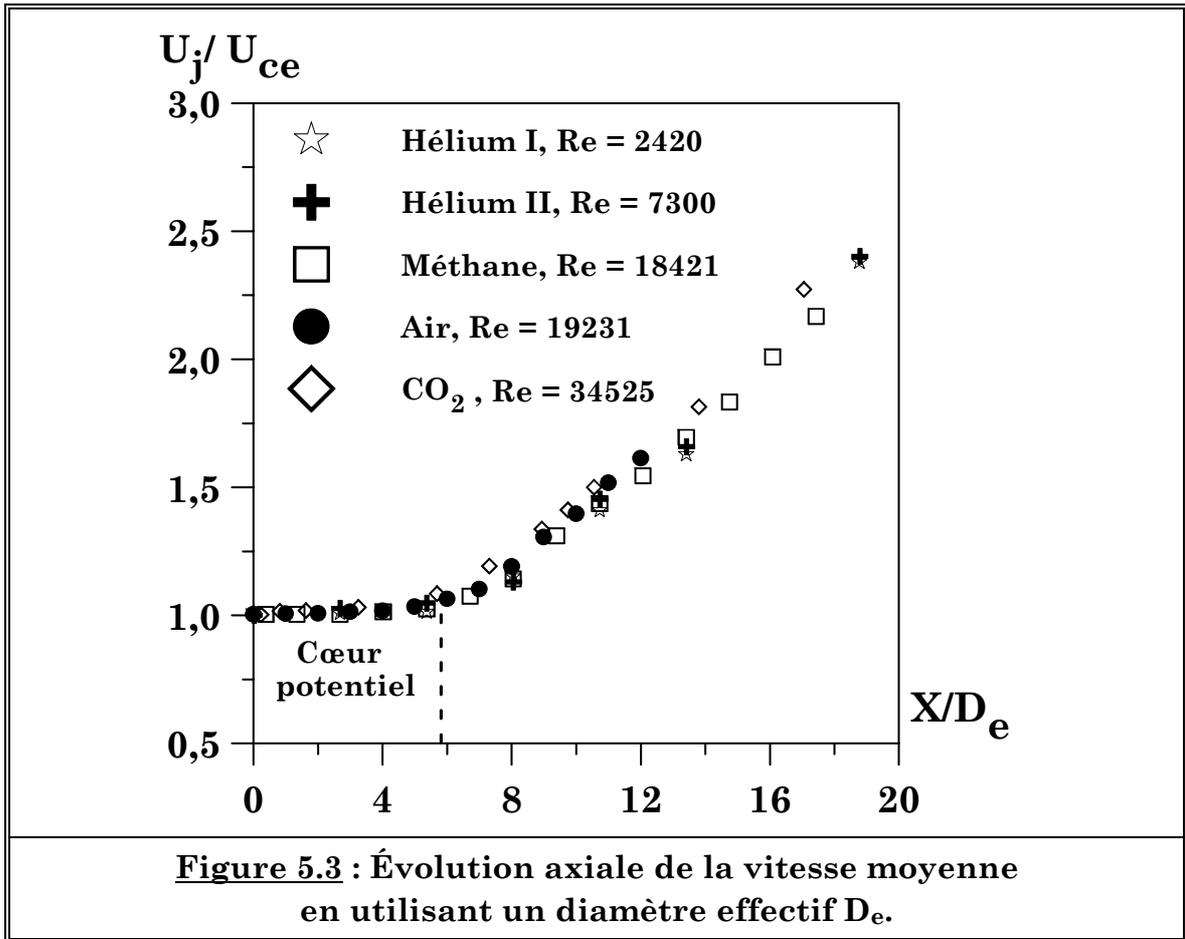
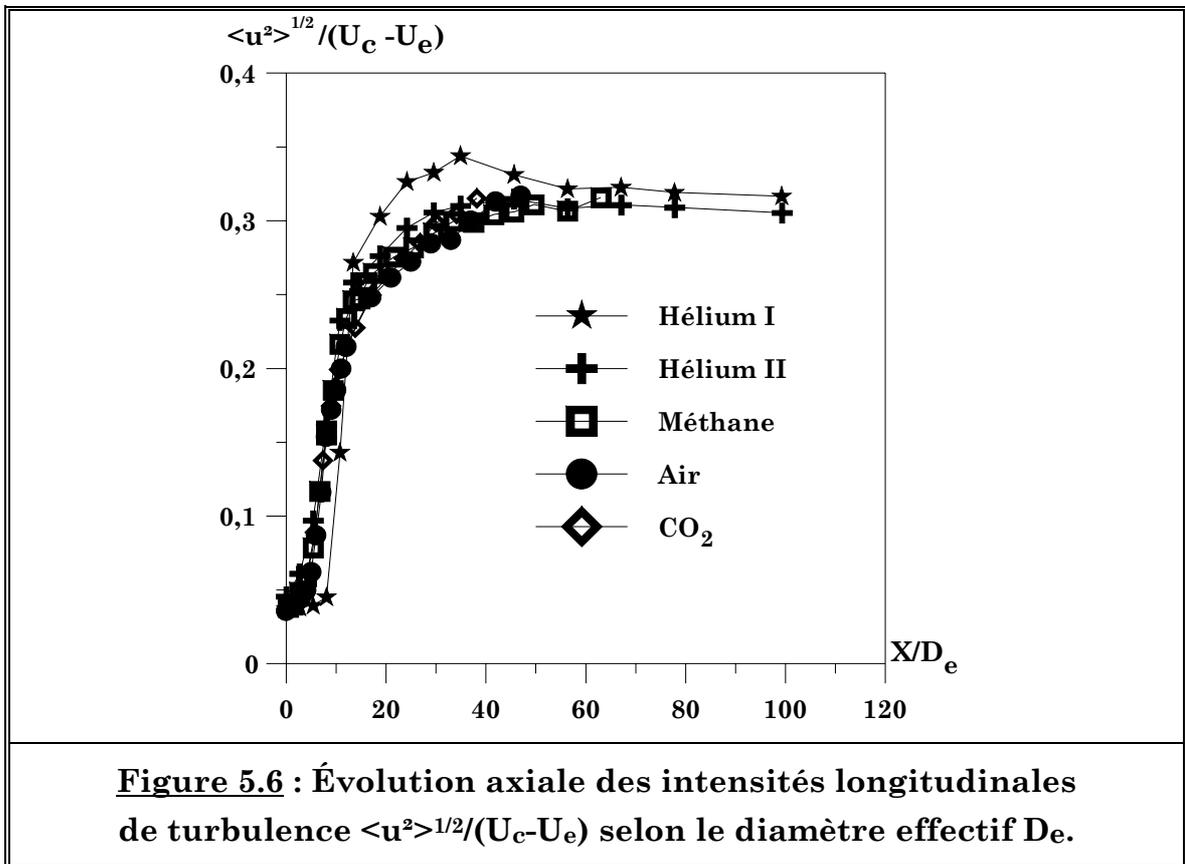
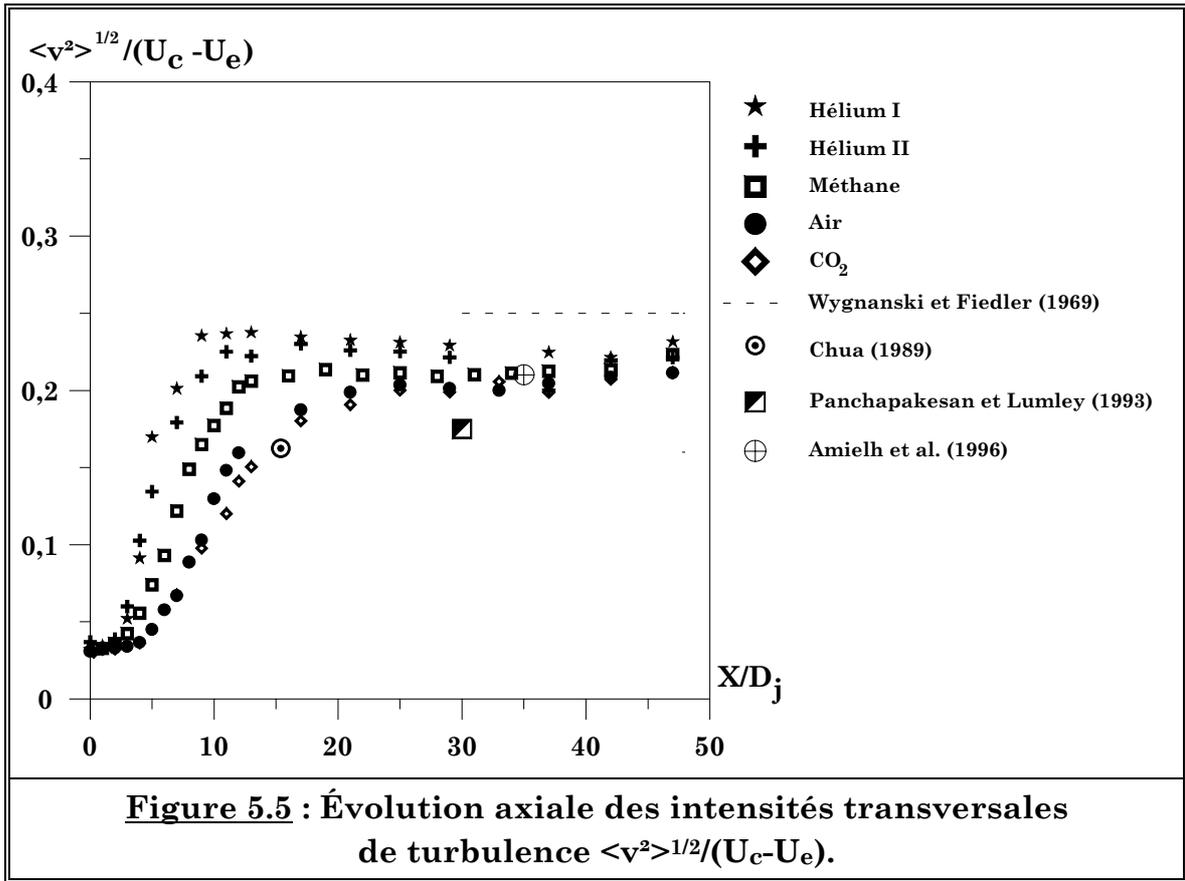
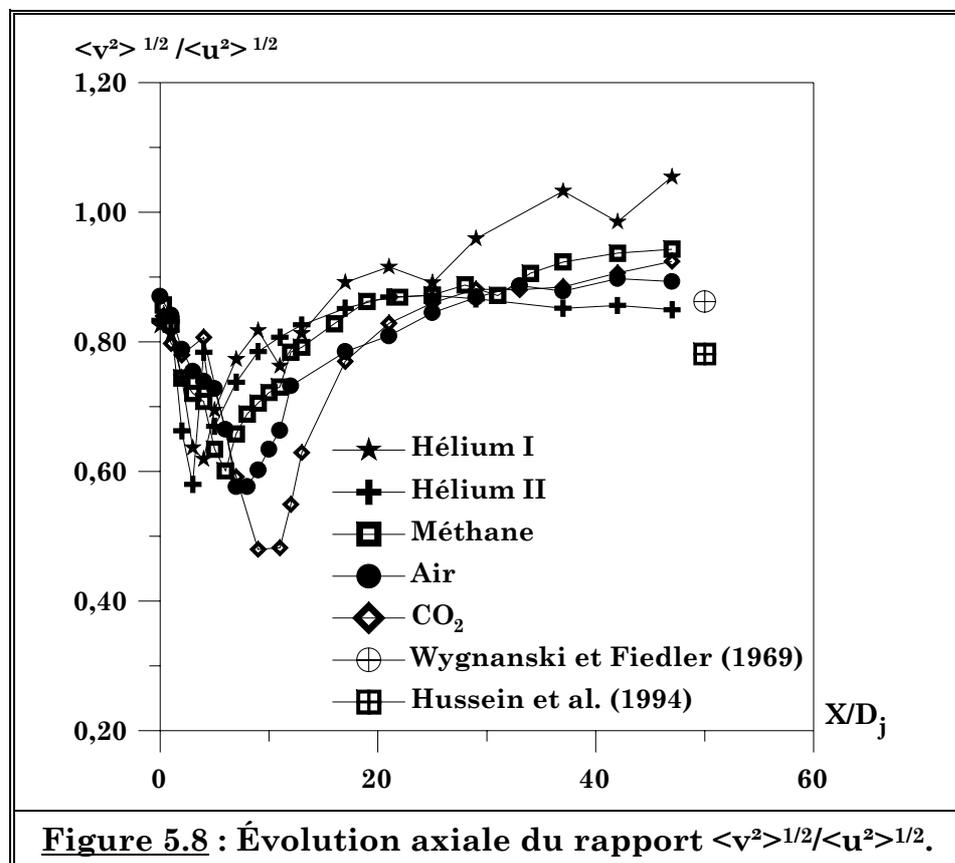
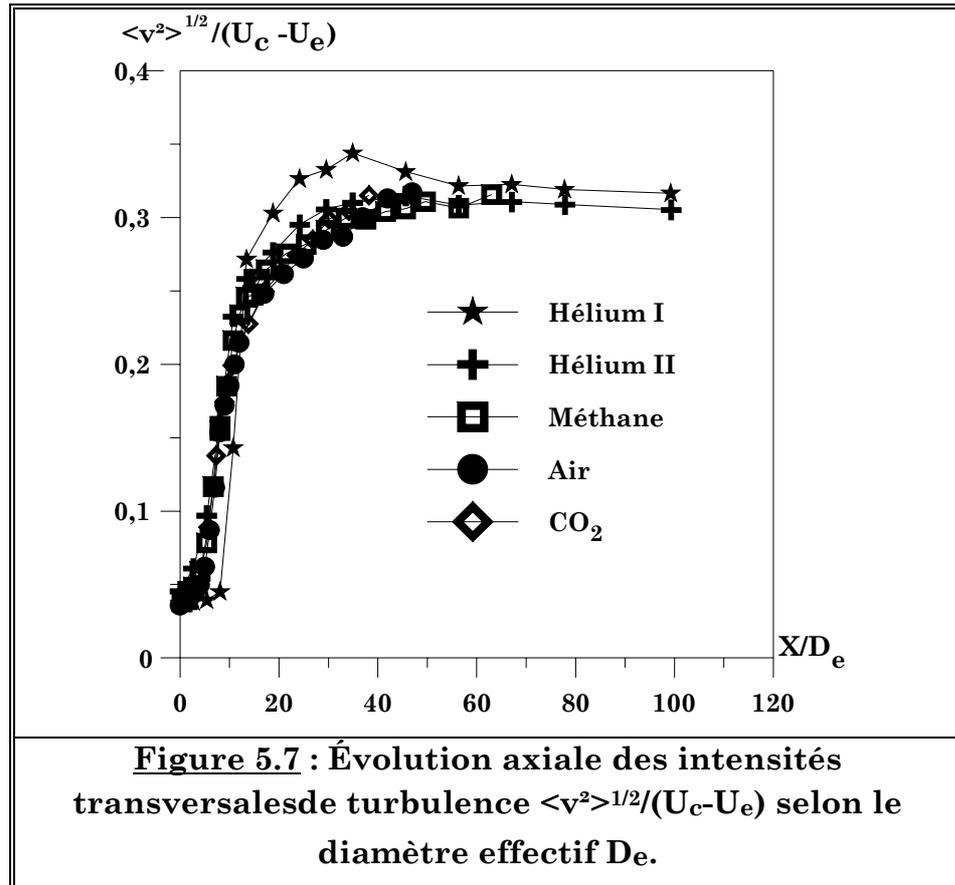
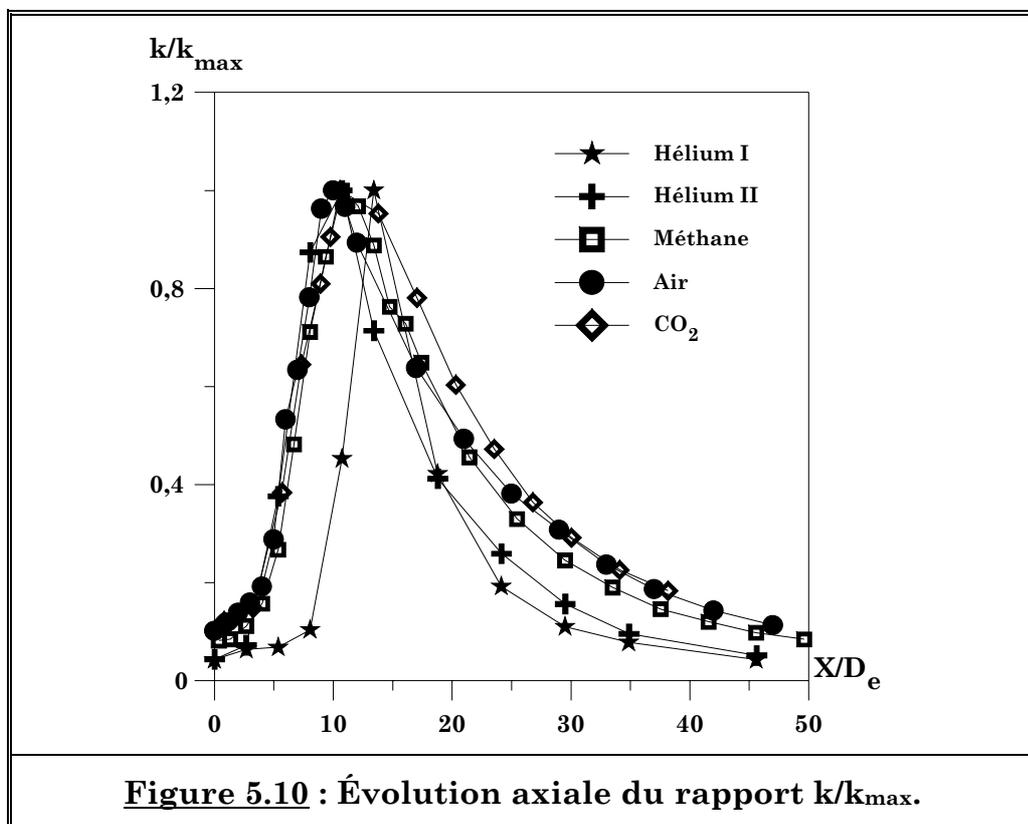
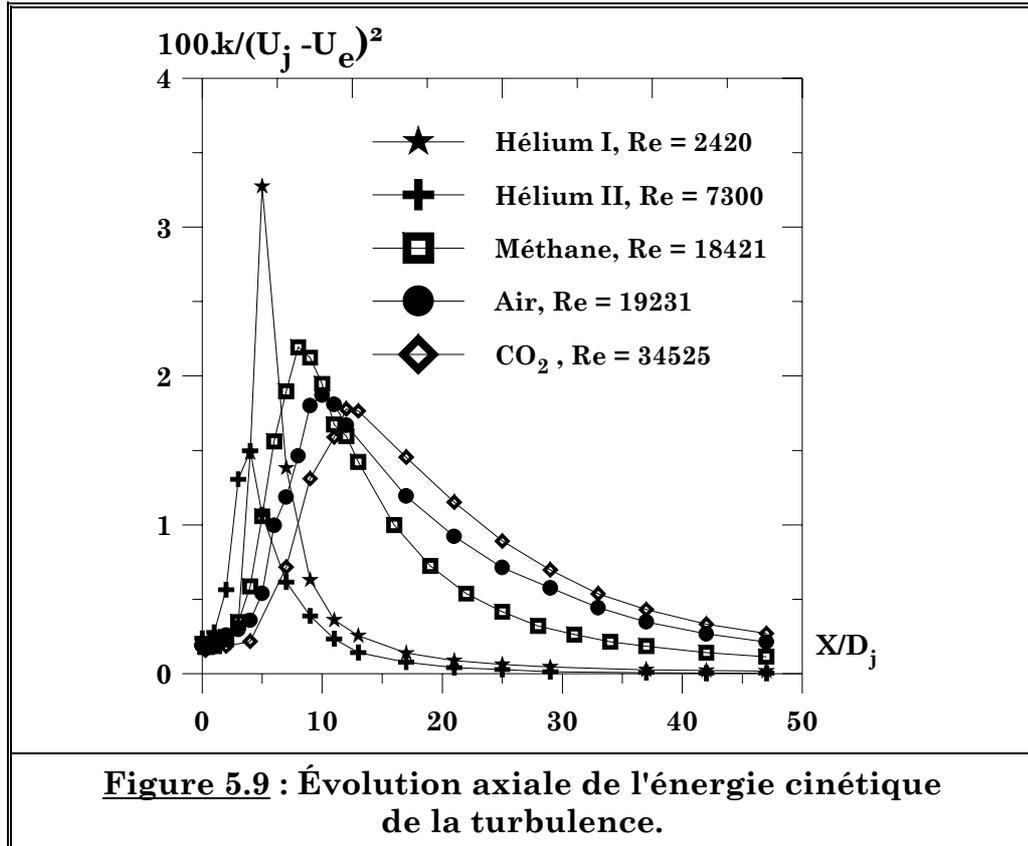


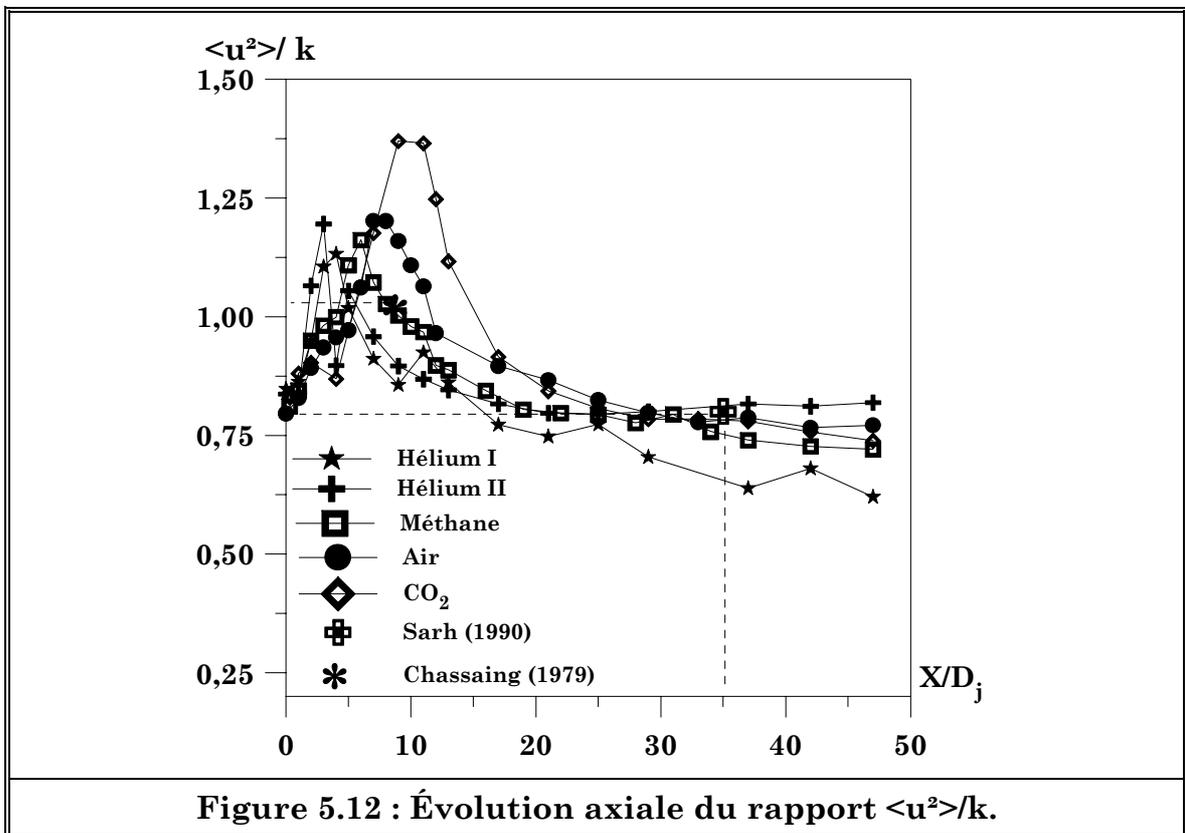
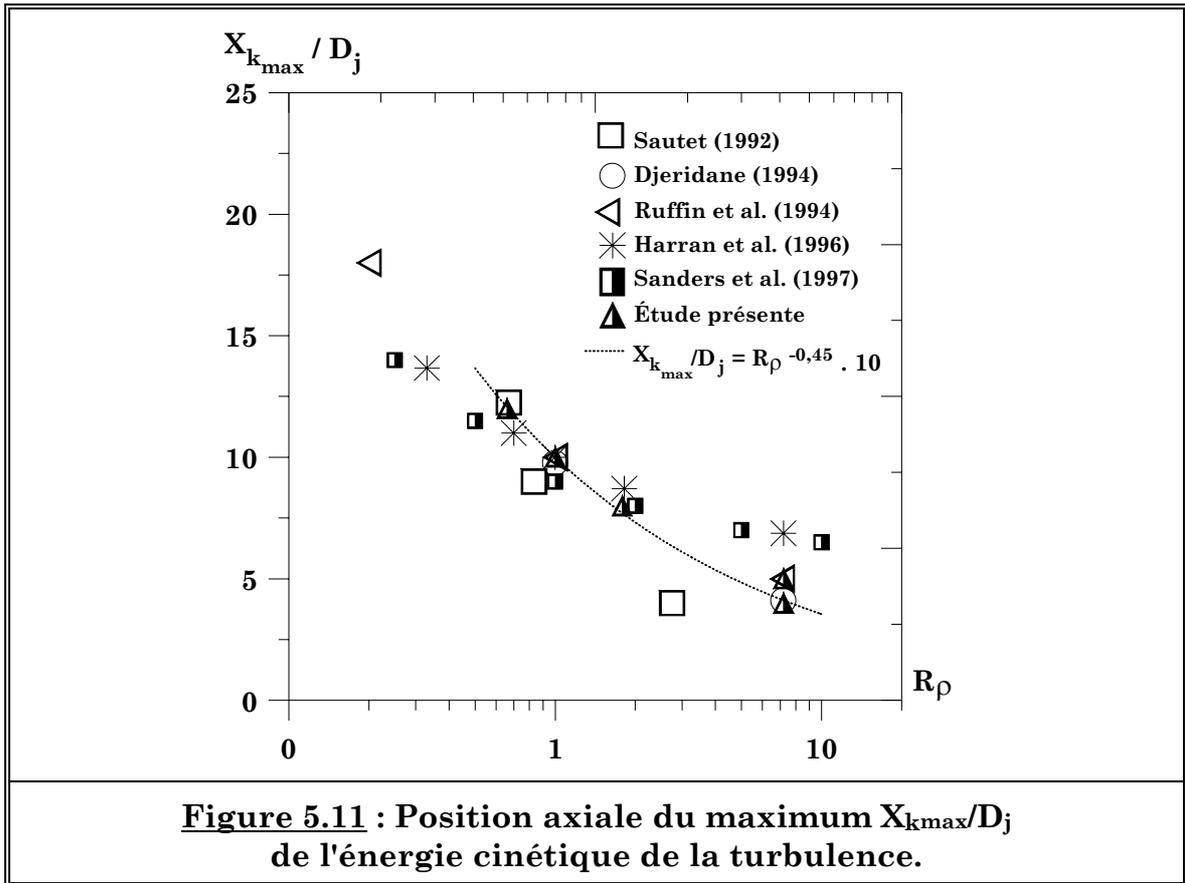
Figure 5.2 : Comparaisons des taux de décroissance Ku obtenus par rapport à la littérature.

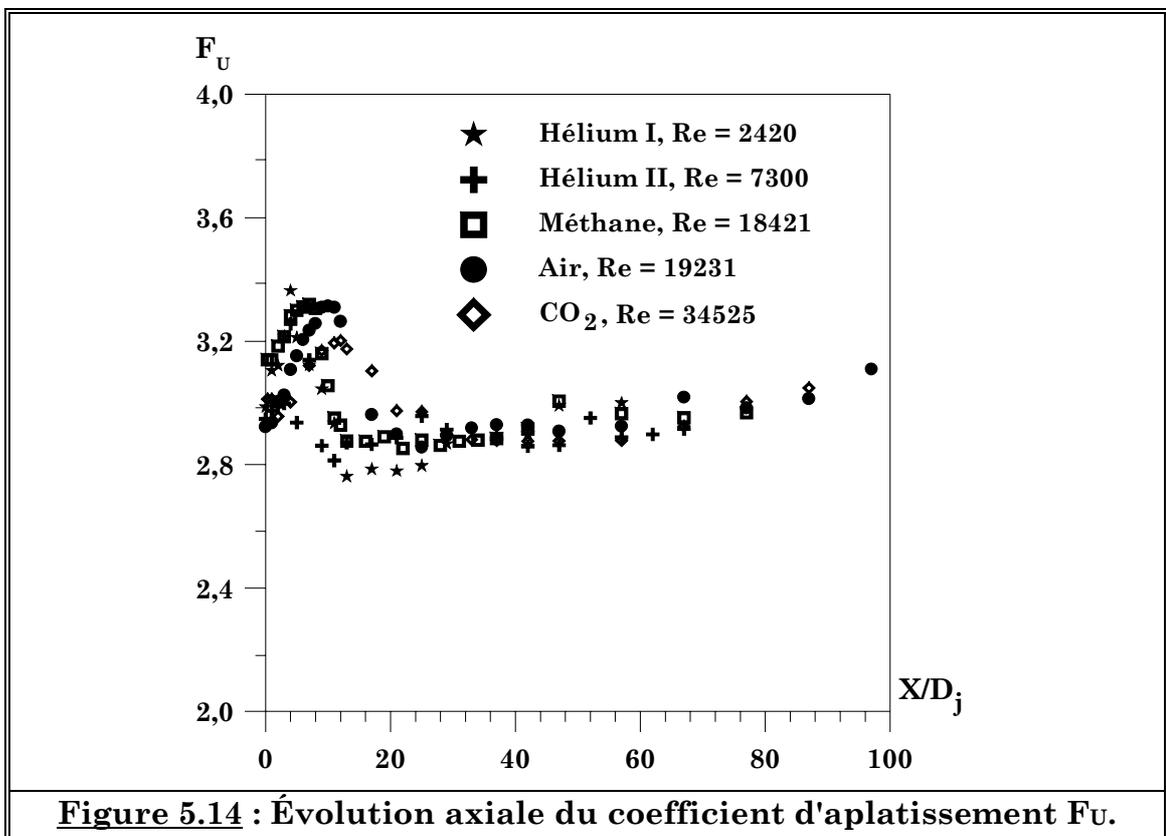
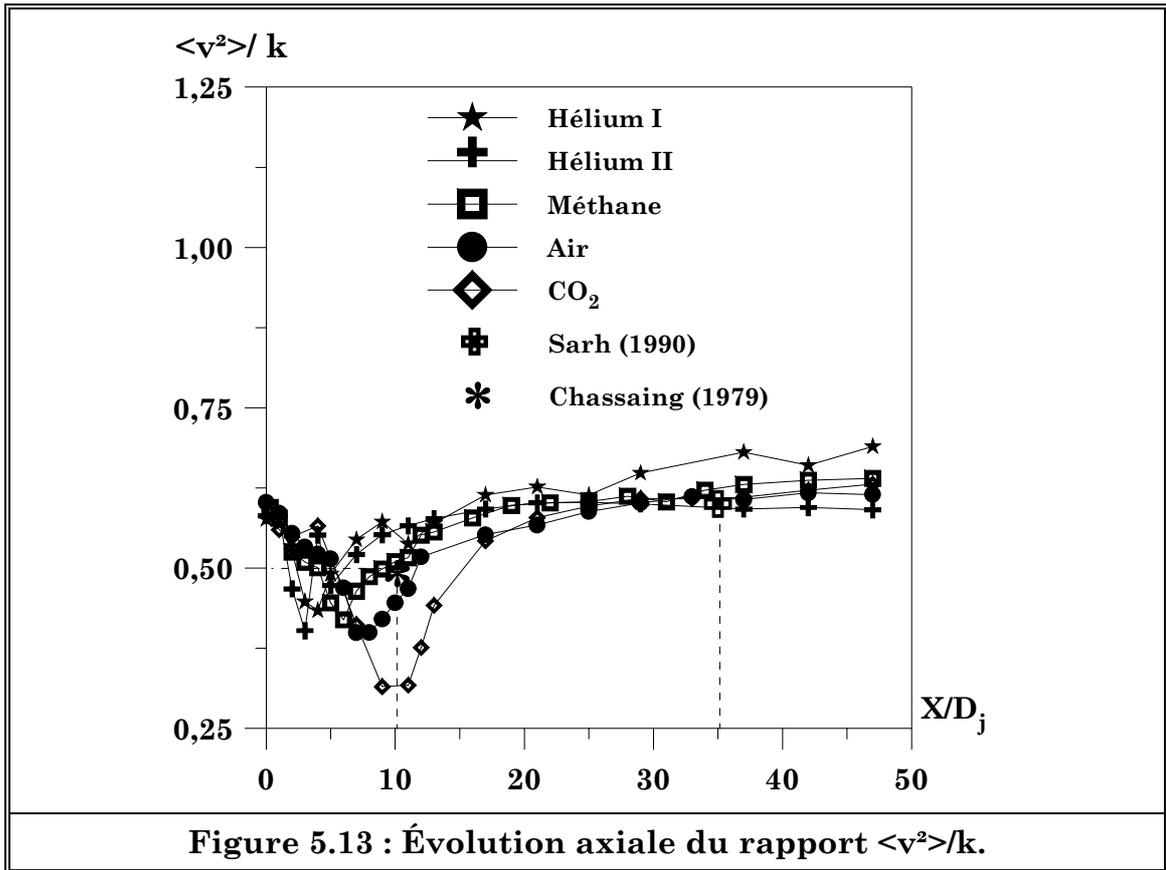


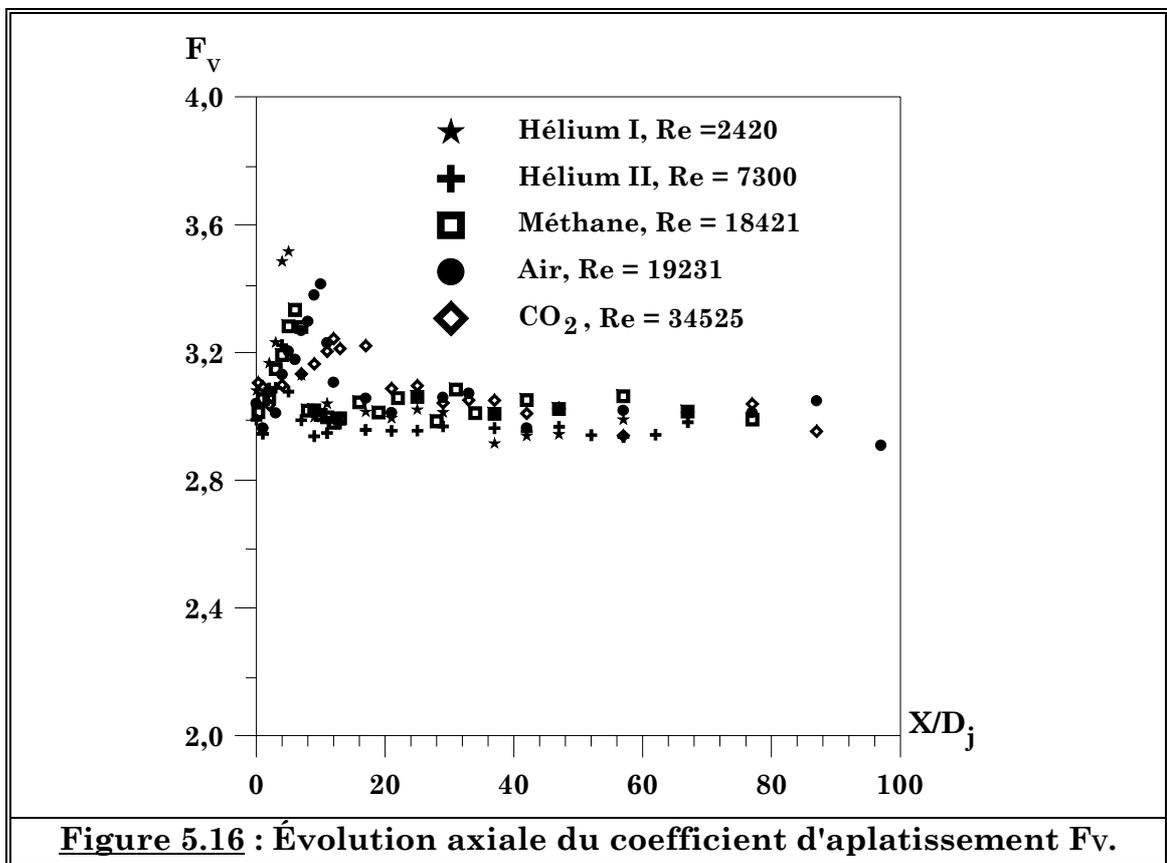
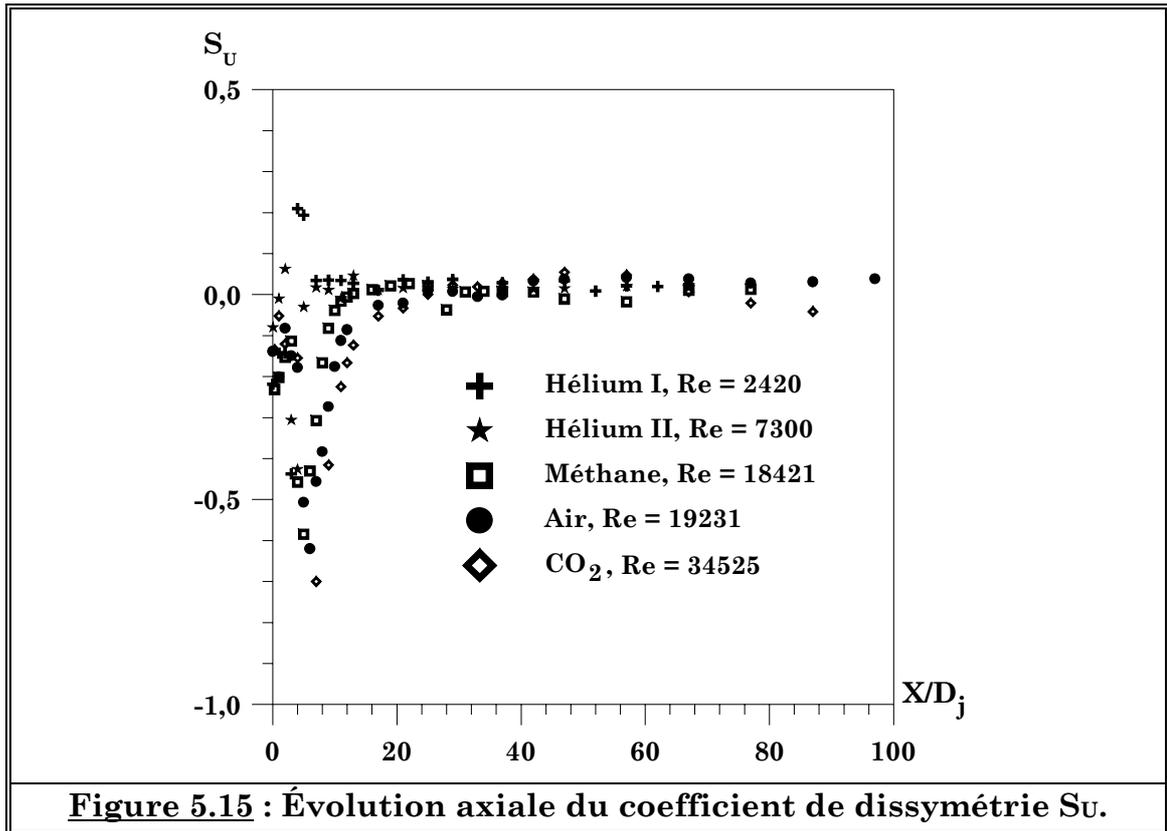


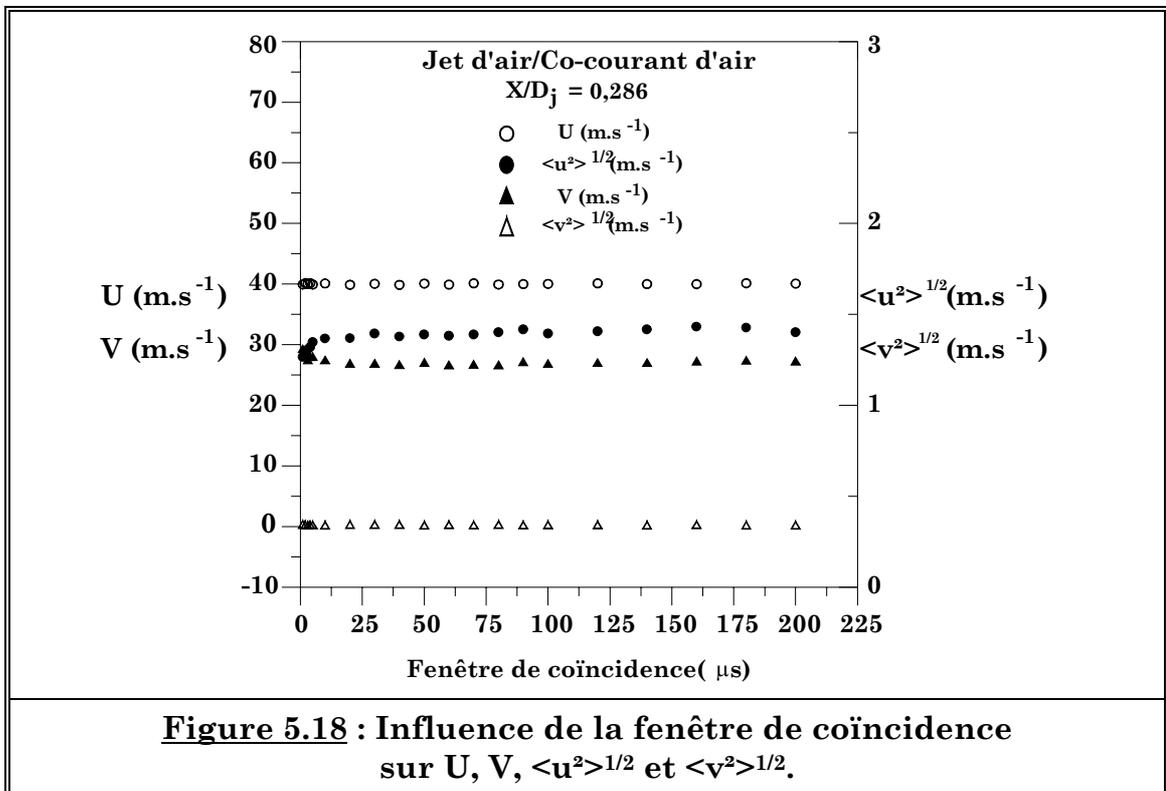
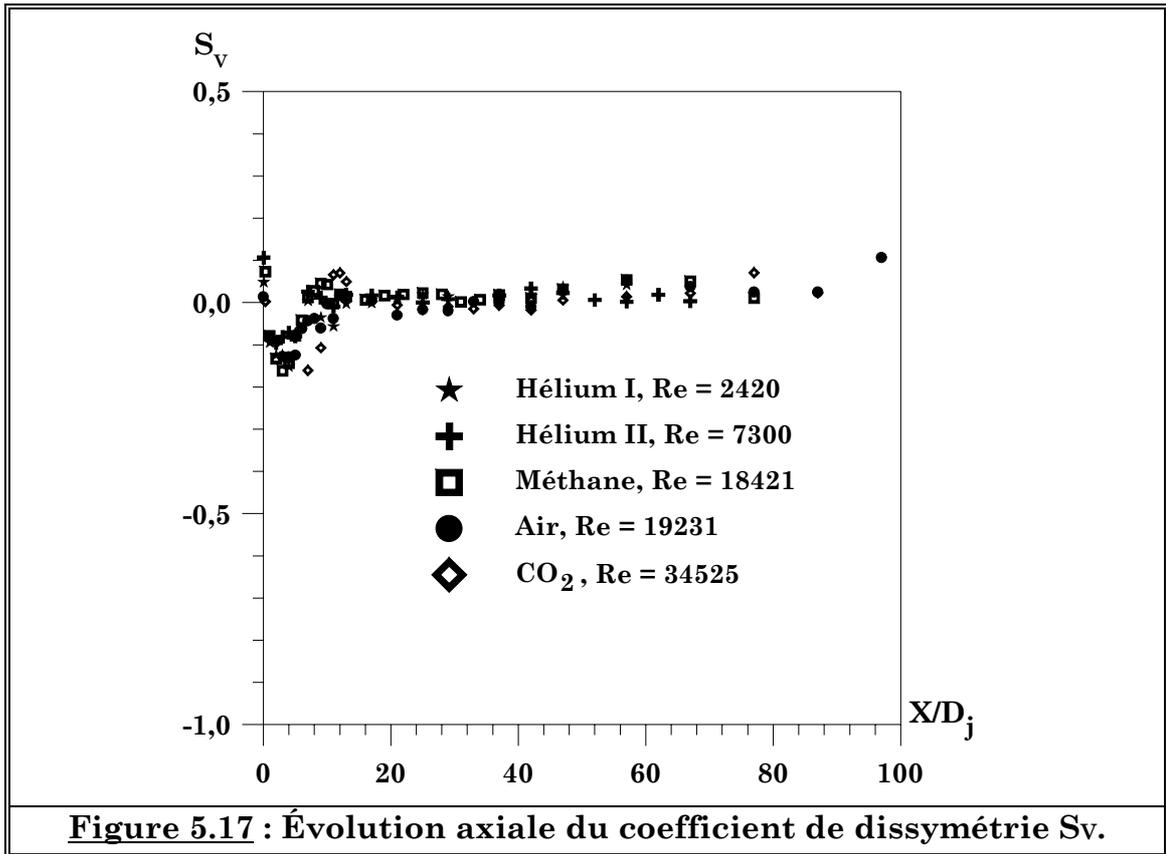












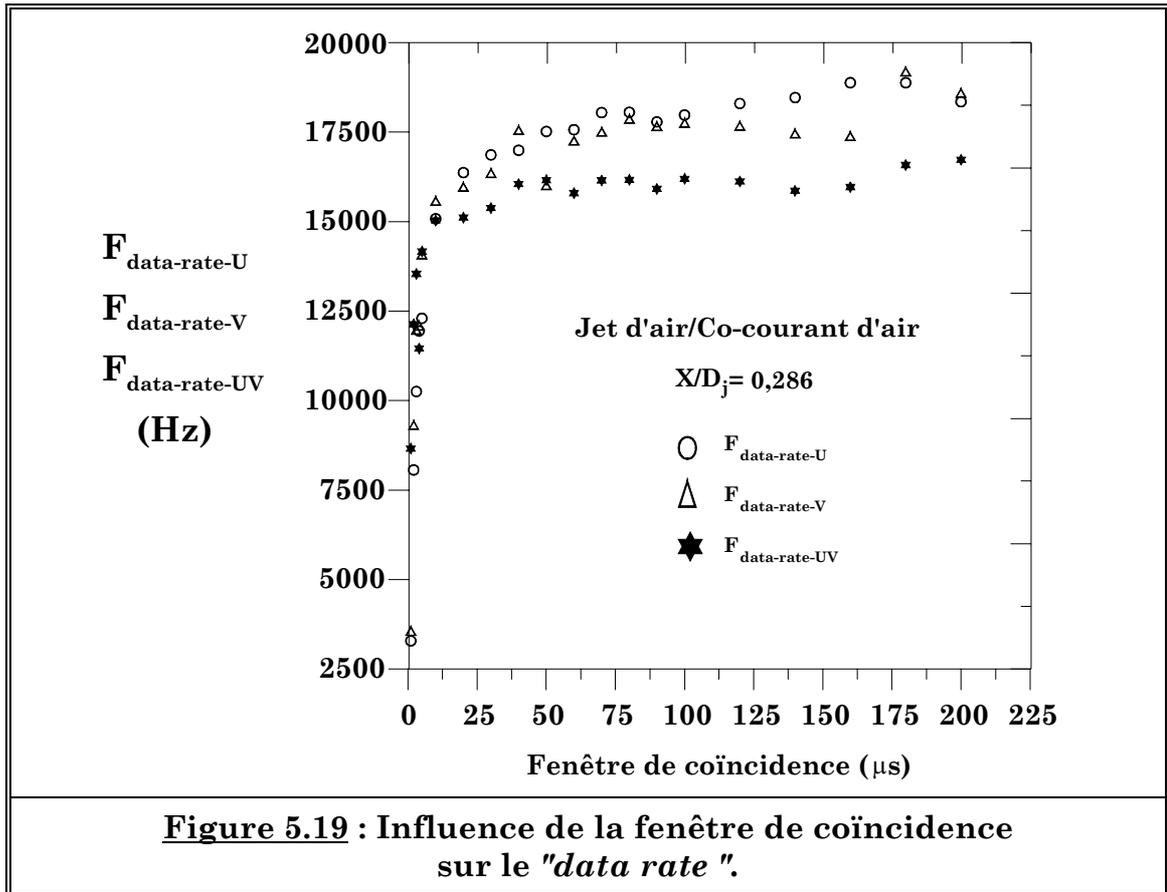


Figure 5.19 : Influence de la fenêtre de coïncidence sur le "data rate".

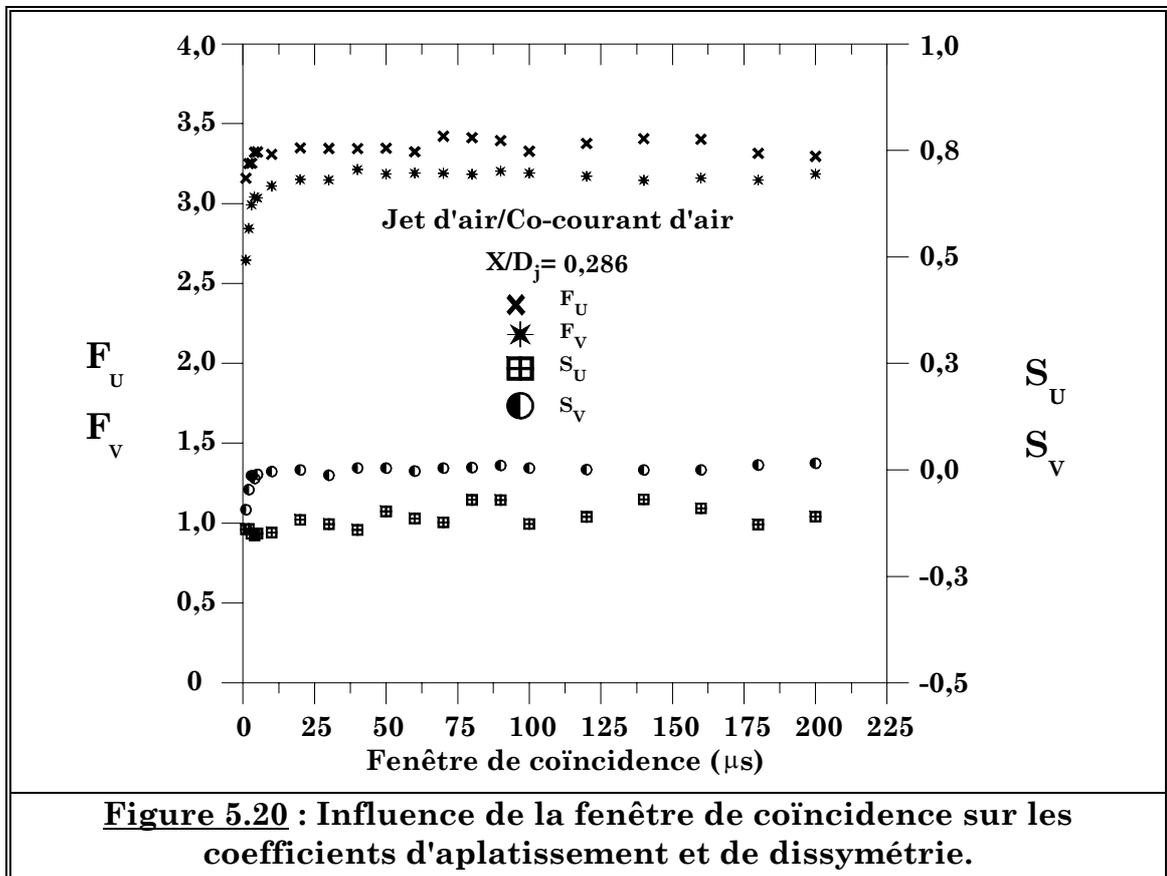


Figure 5.20 : Influence de la fenêtre de coïncidence sur les coefficients d'aplatissement et de dissymétrie.

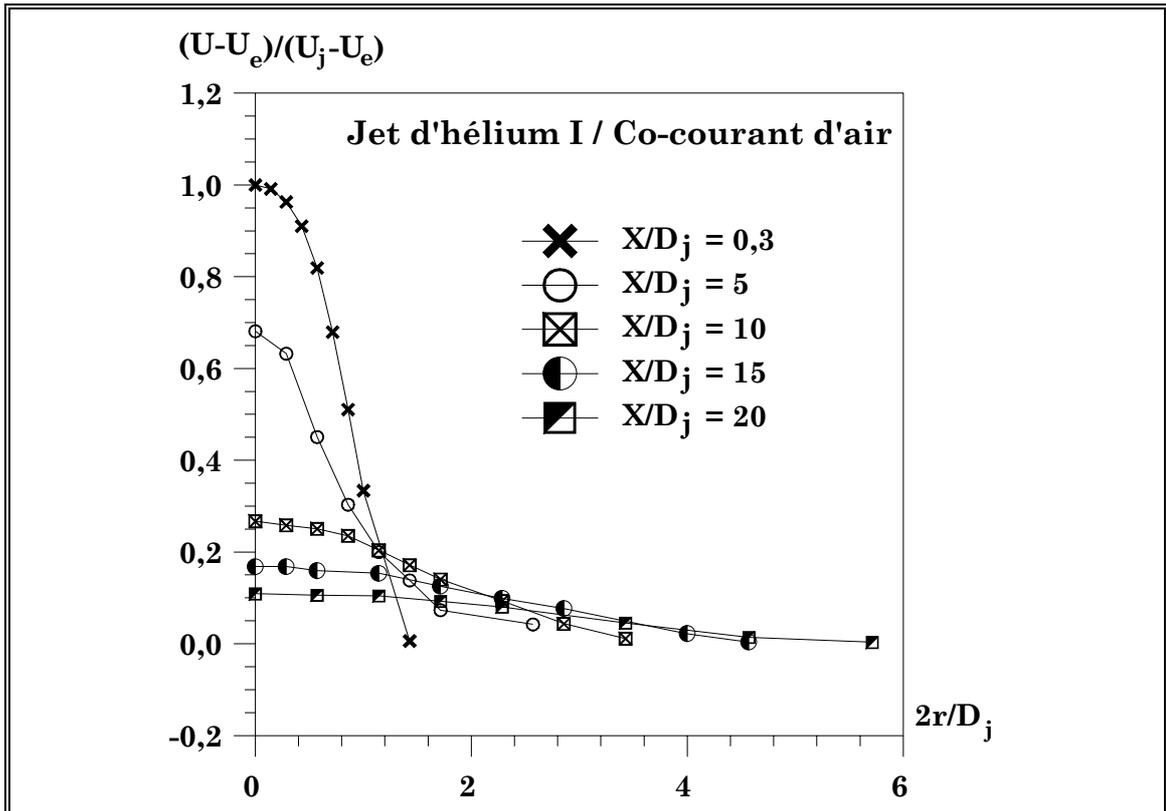


Figure 5.21 : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ pour le jet d'hélium I dans différentes sections.

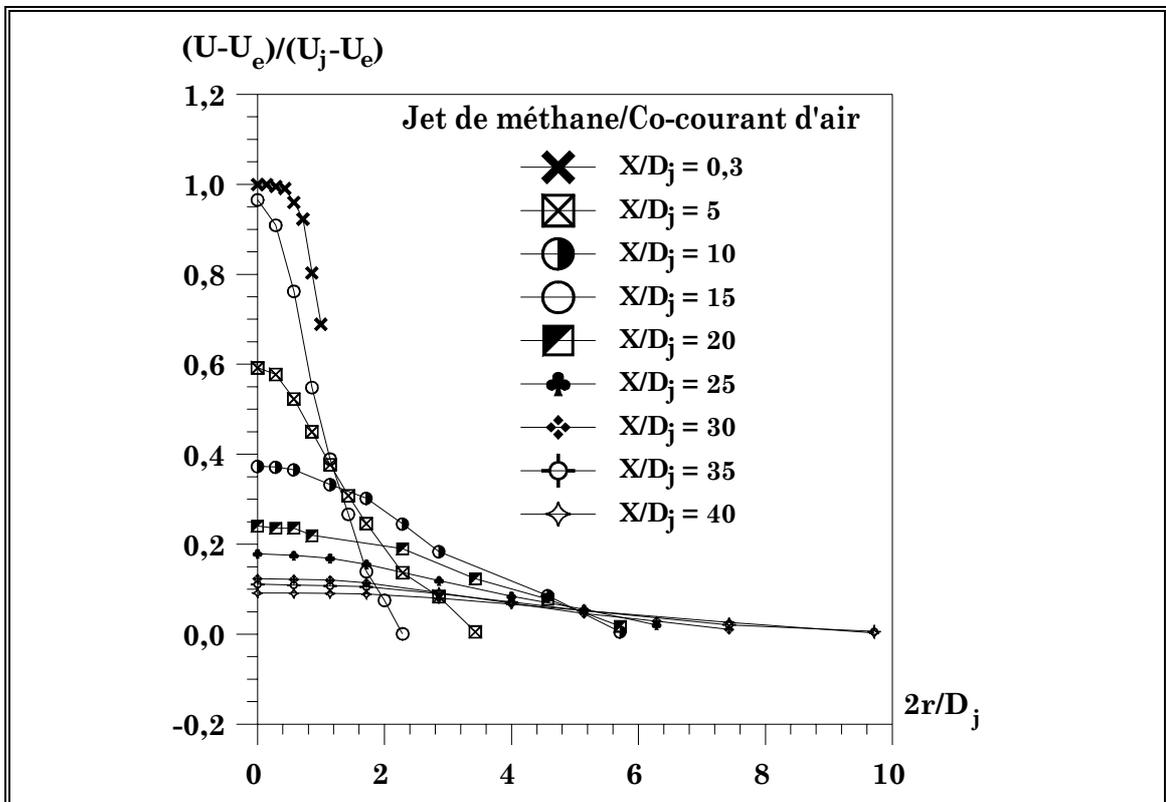


Figure 5.22 : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ pour le jet de méthane dans différentes sections.

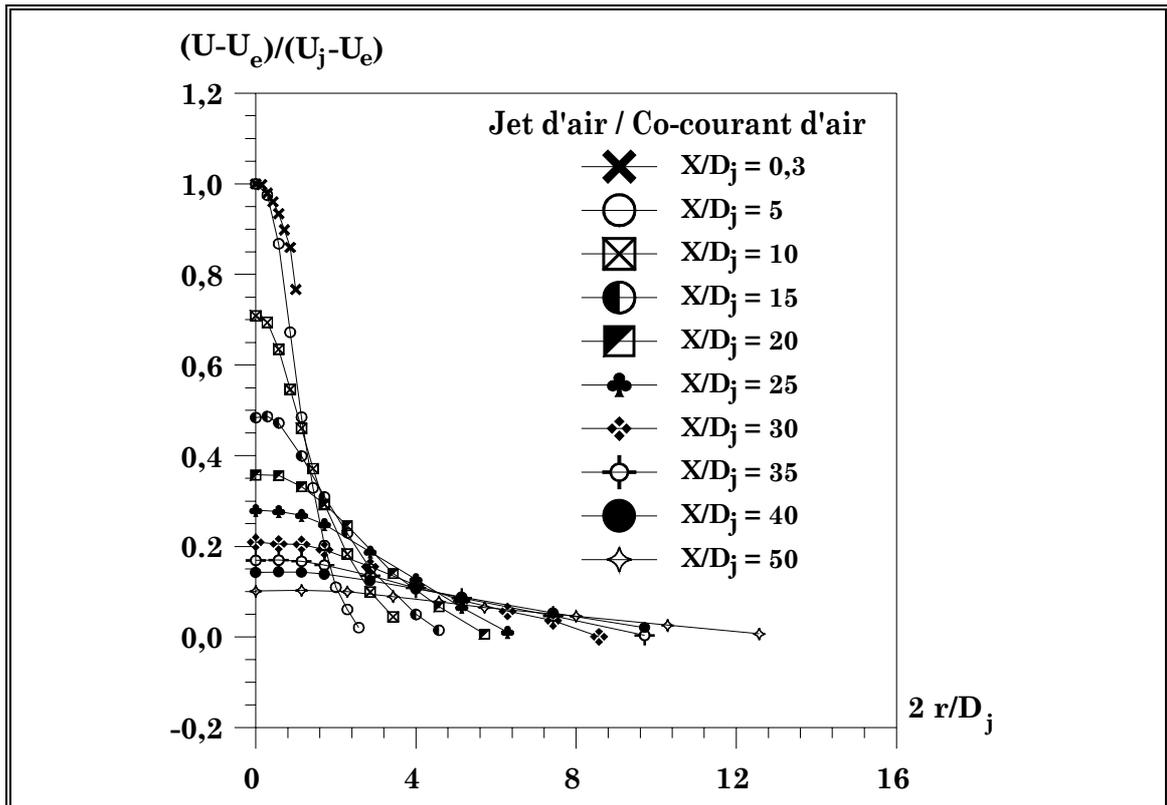


Figure 5.23 : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ pour le jet d'air dans différentes sections.

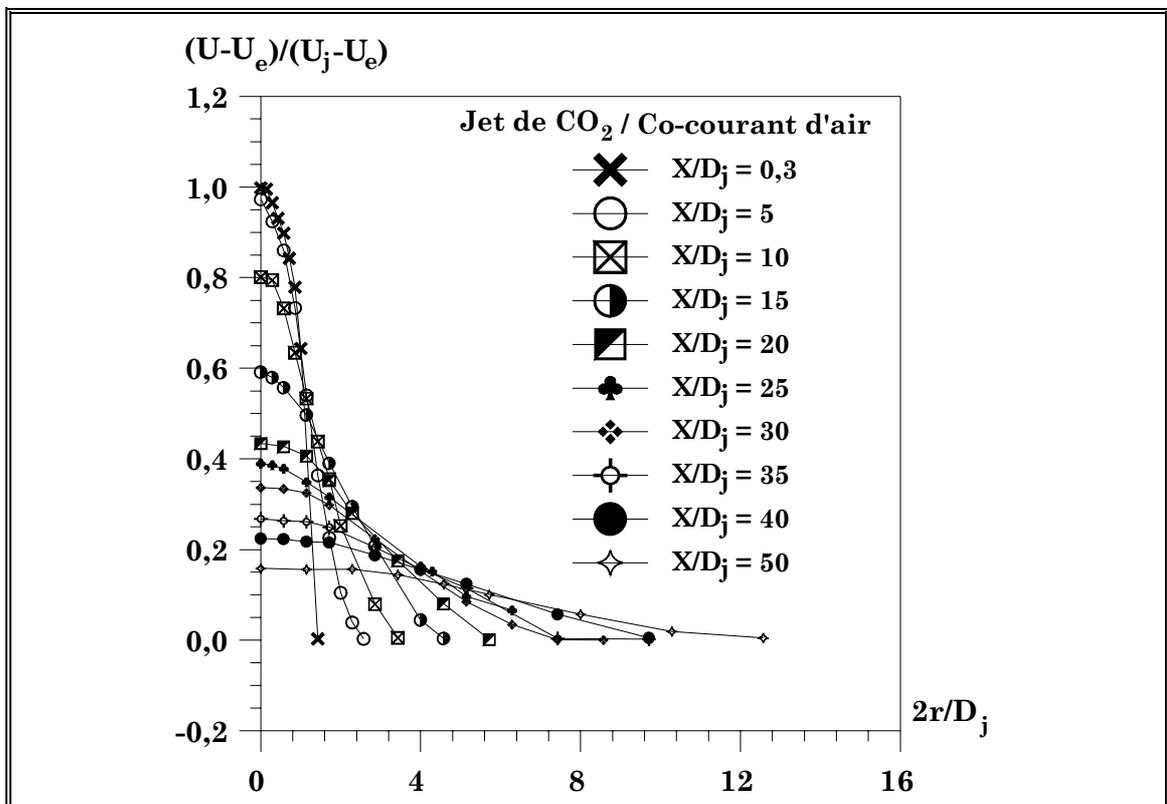


Figure 5.24 : Profils radiaux de $(U-U_e)/(U_j-U_e)$ moyenne pour le jet de CO₂ dans différentes section.

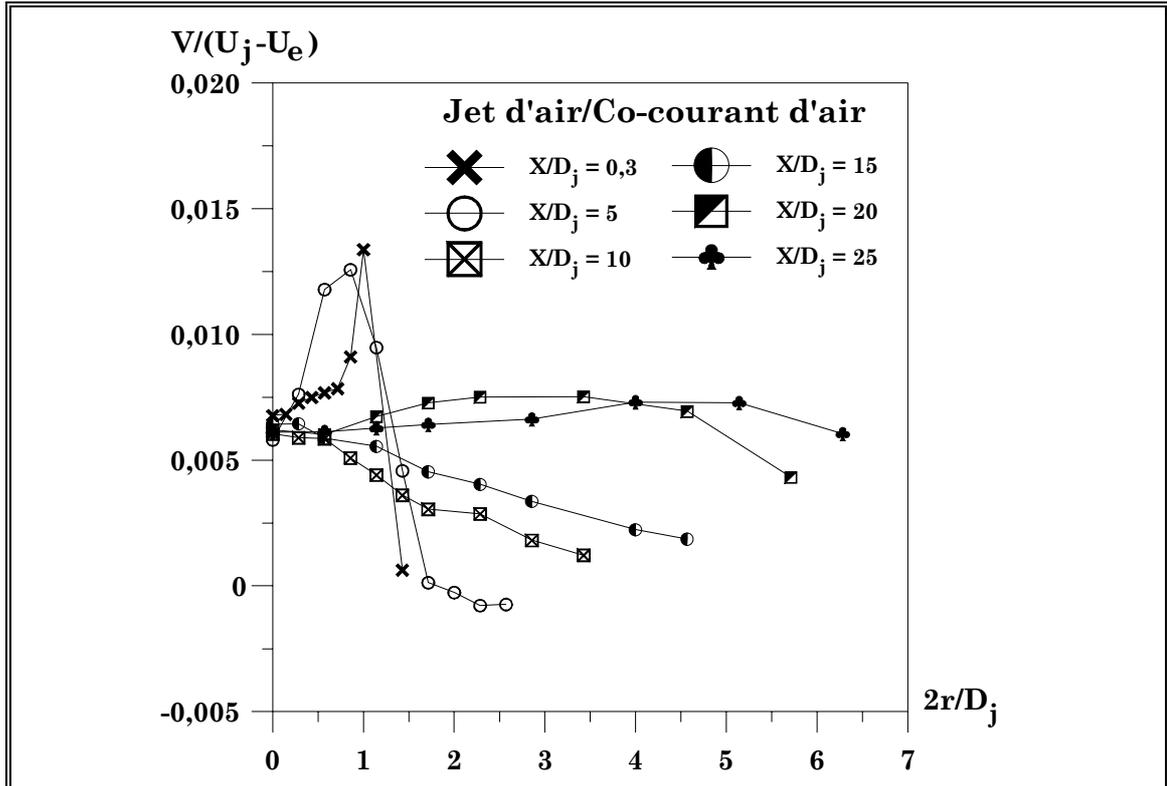


Figure 5.25 : Évolution de la composante transversale de la vitesse moyenne dans le jet d'air pour différentes sections.

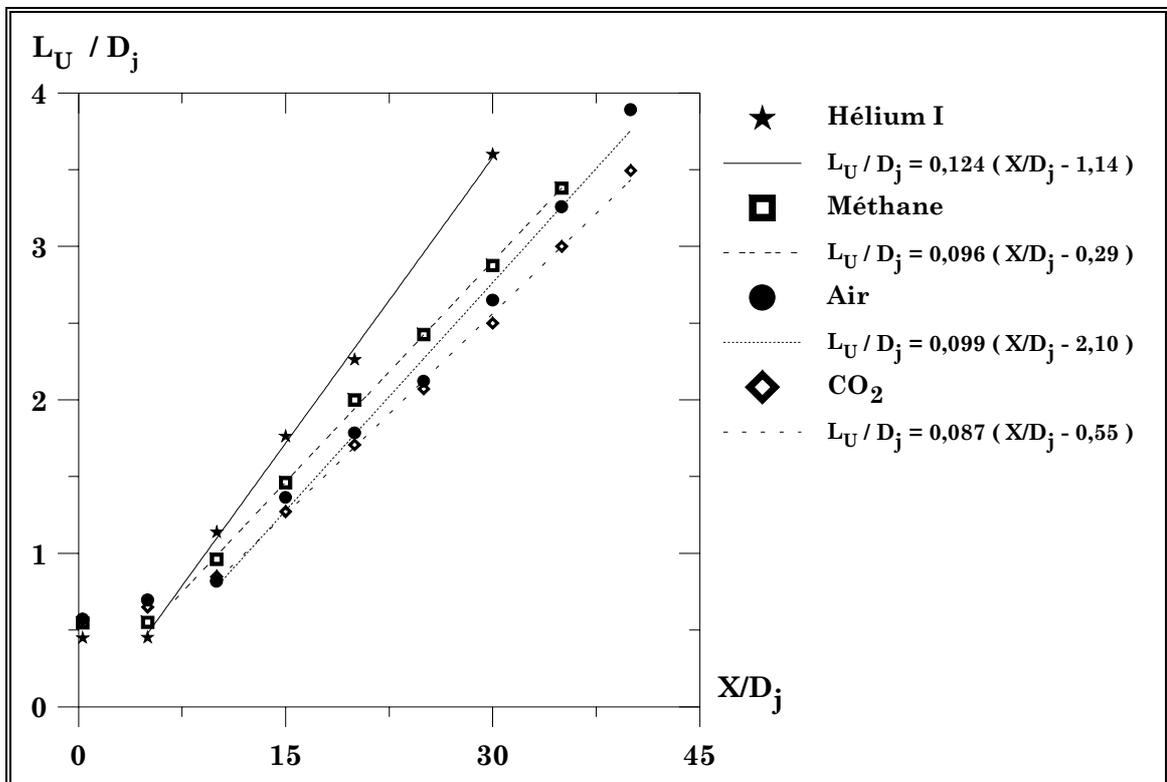


Figure 5.26 : Évolution axiale de la demi-épaisseur dynamique

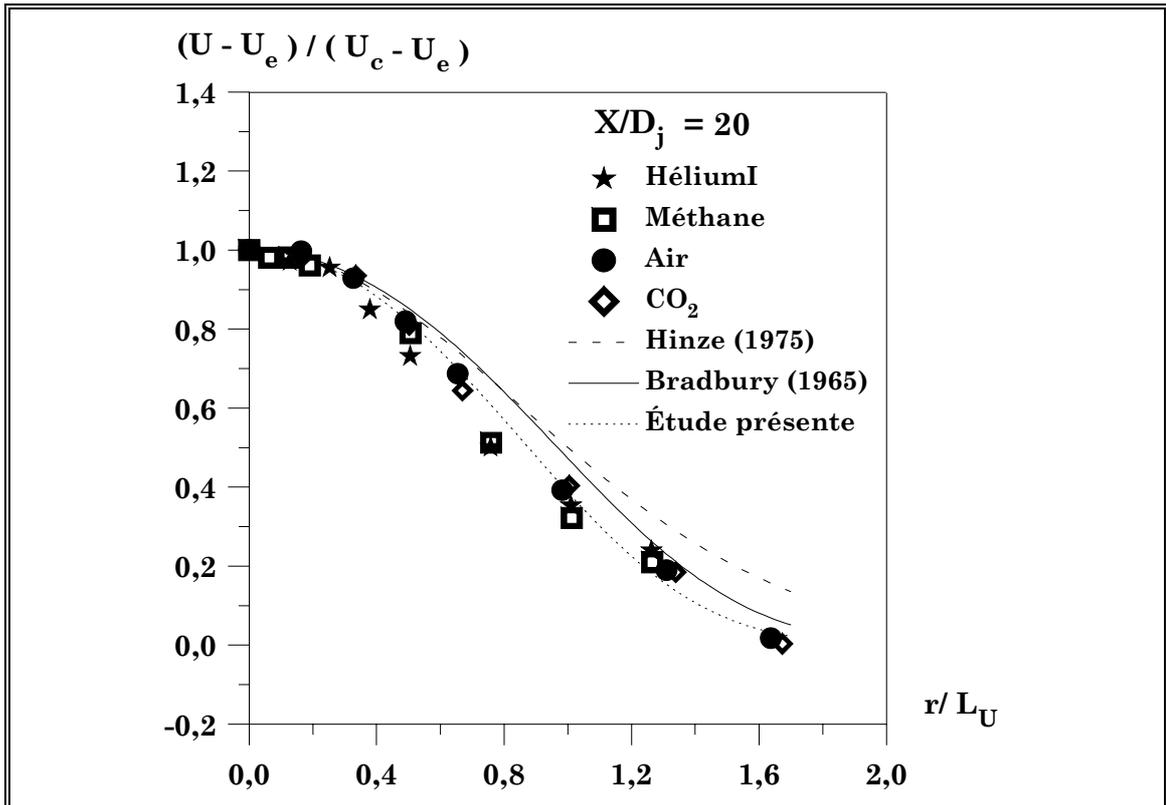


Figure 5.27 : Profils d'auto-similarité dans la section $X/D_j = 20$.

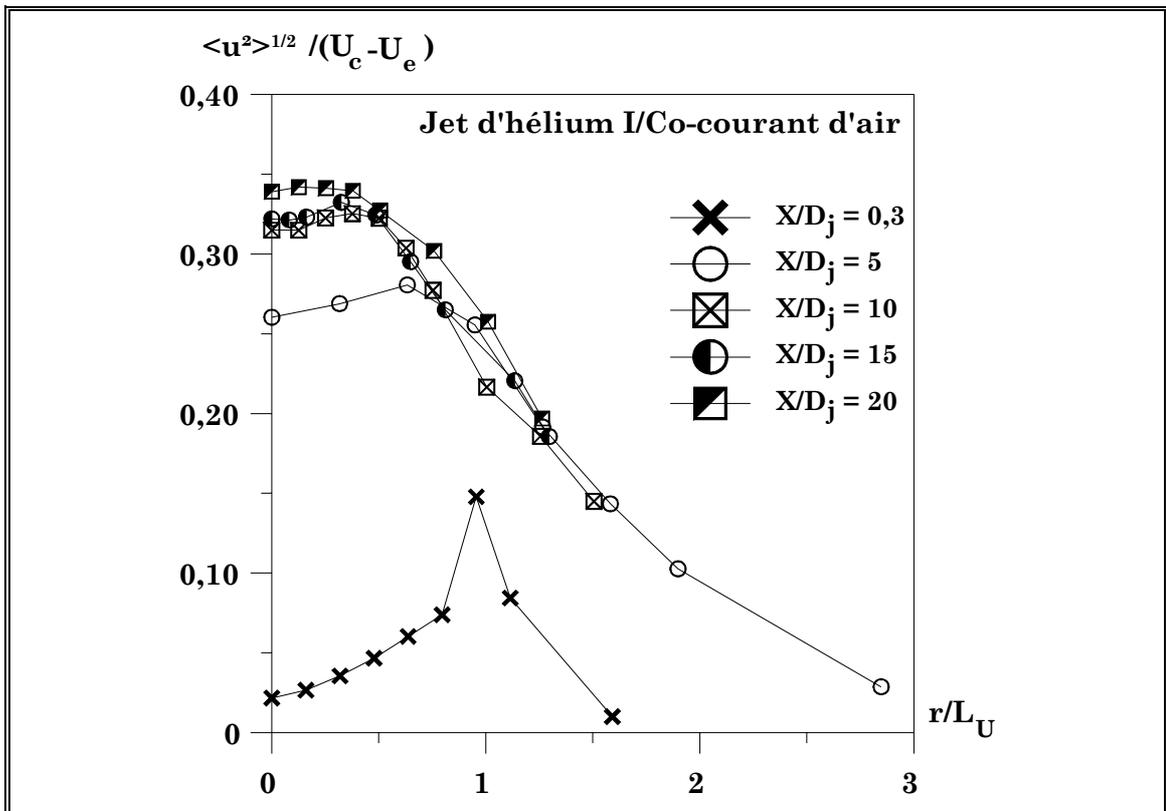


Figure 5.28 : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet d'hélium I.

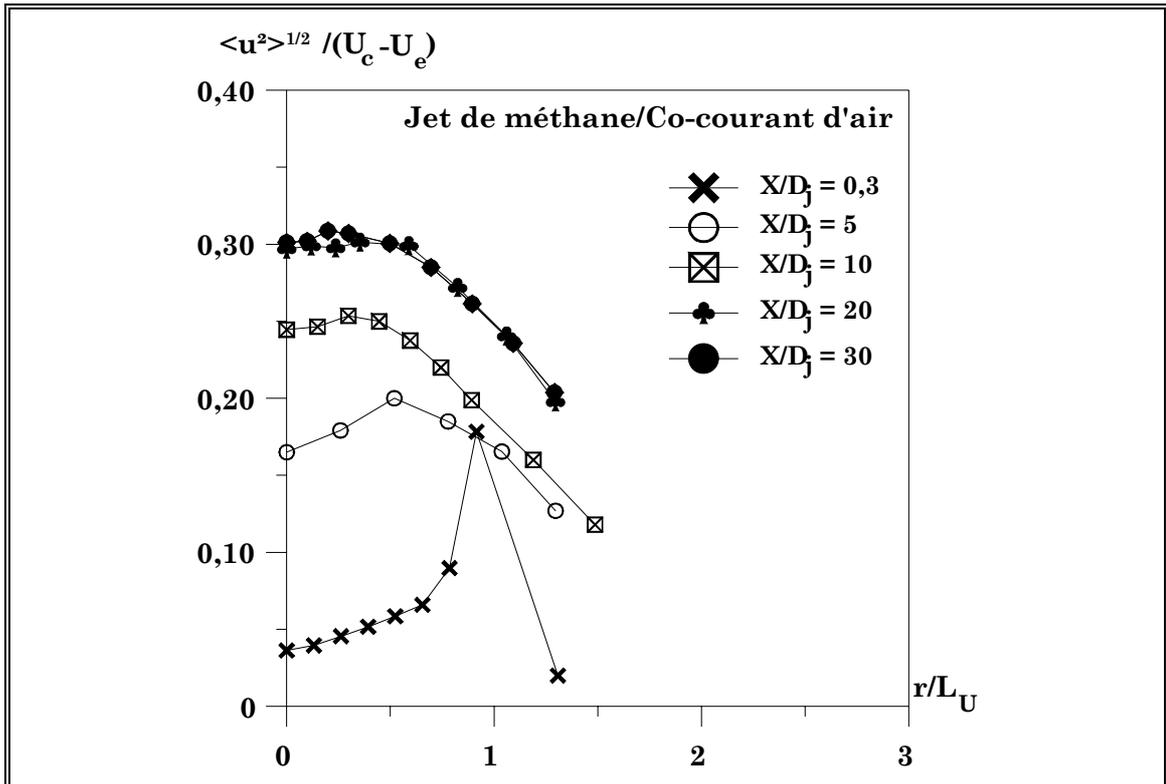


Figure 5.29 : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet de méthane.

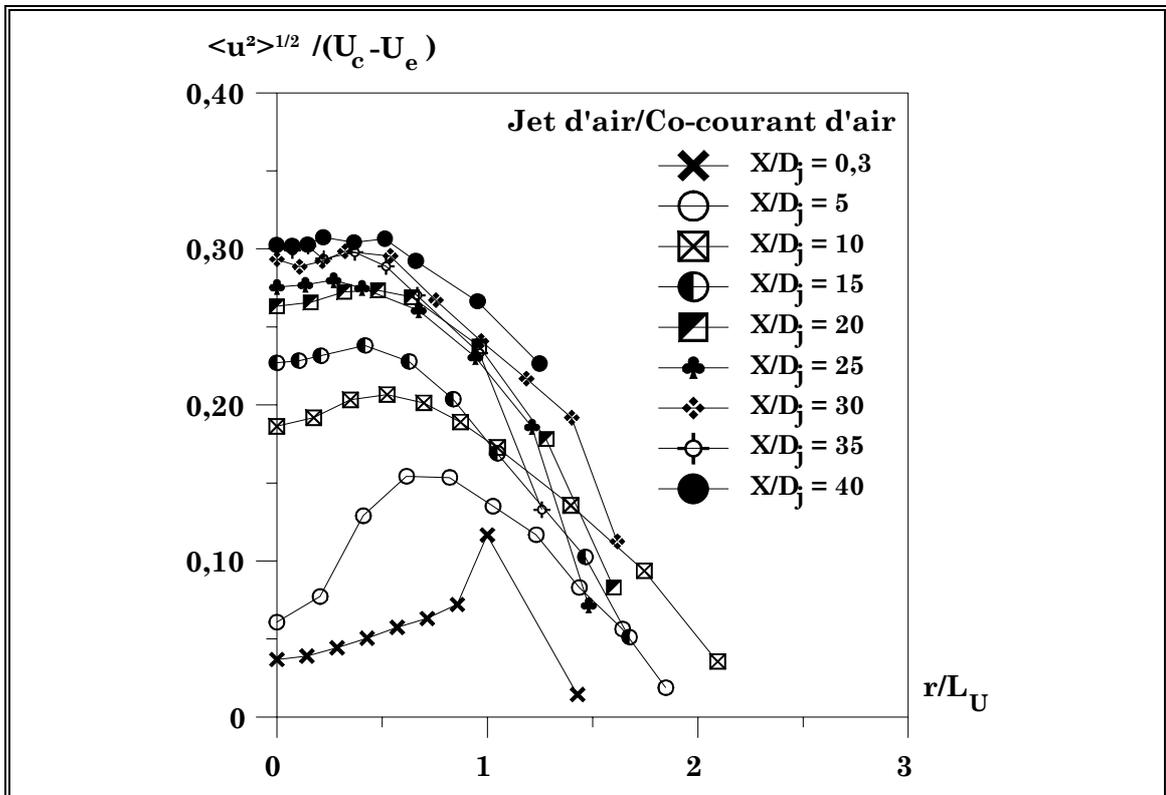


Figure 5.30 : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet d'air.

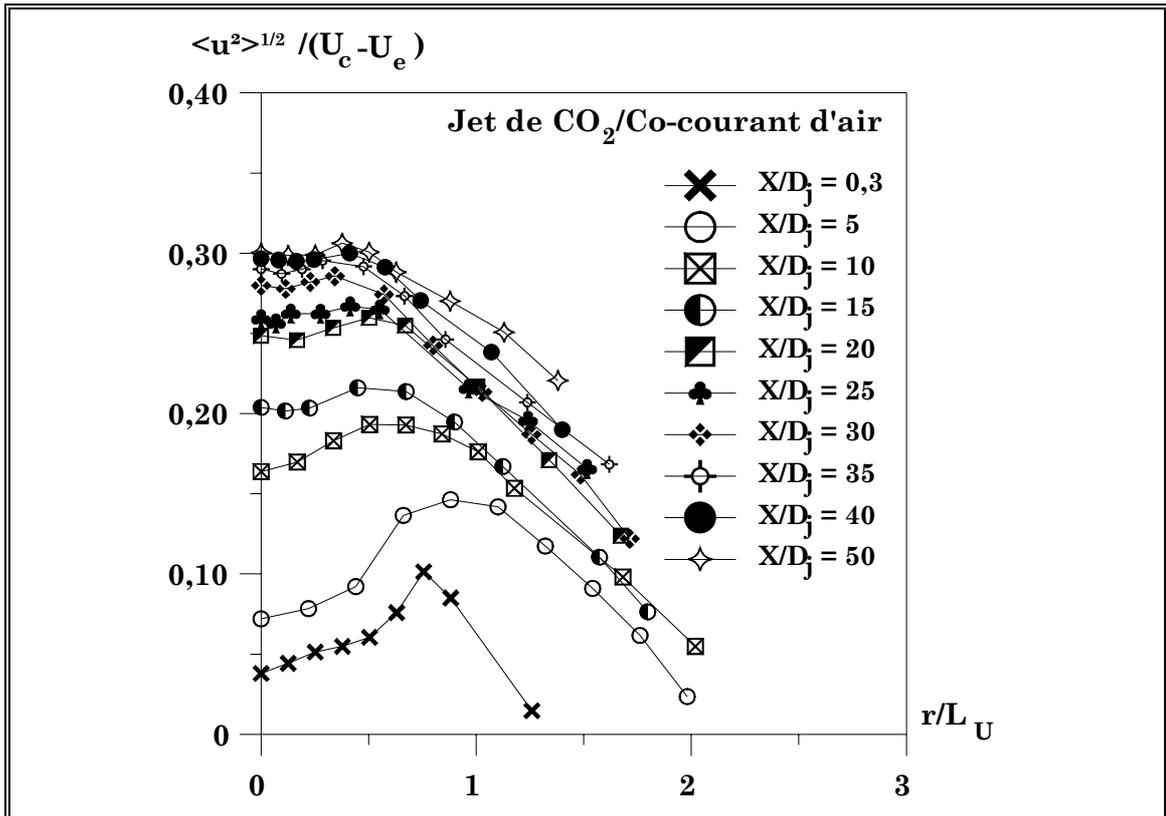


Figure 5.31 : Évolution radiale de $\langle u^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet de CO₂.

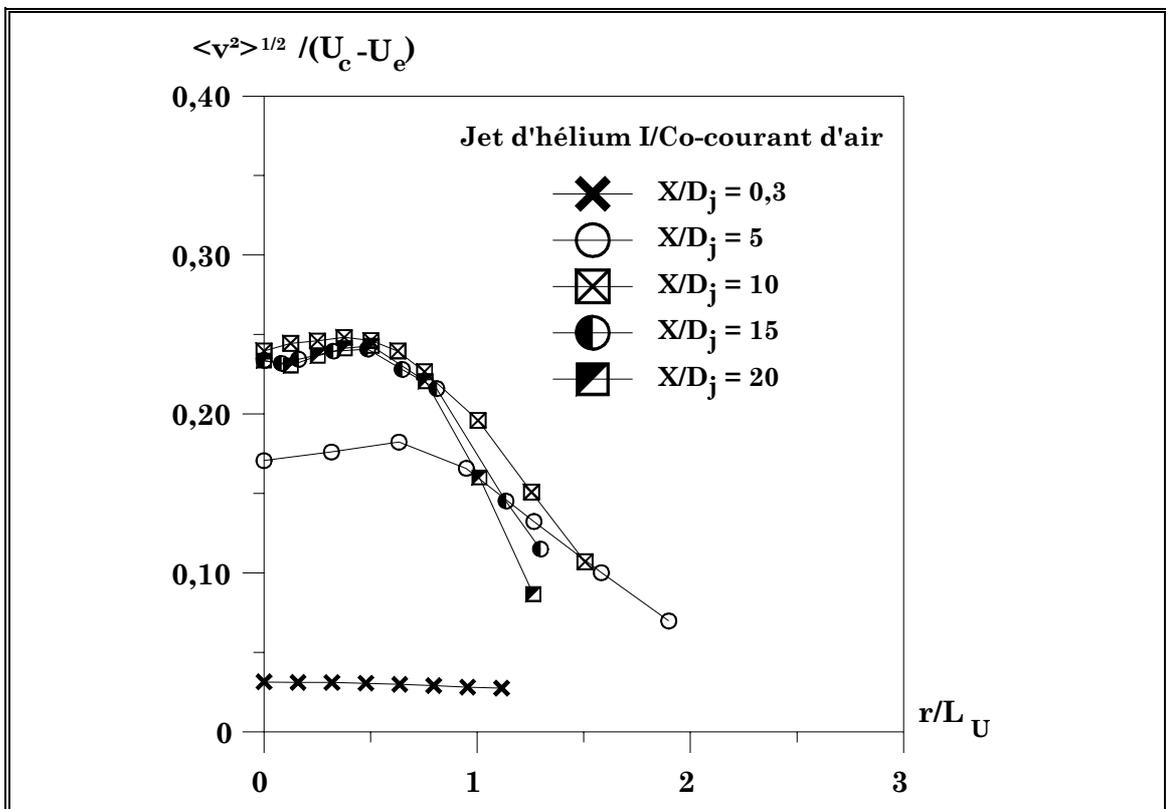
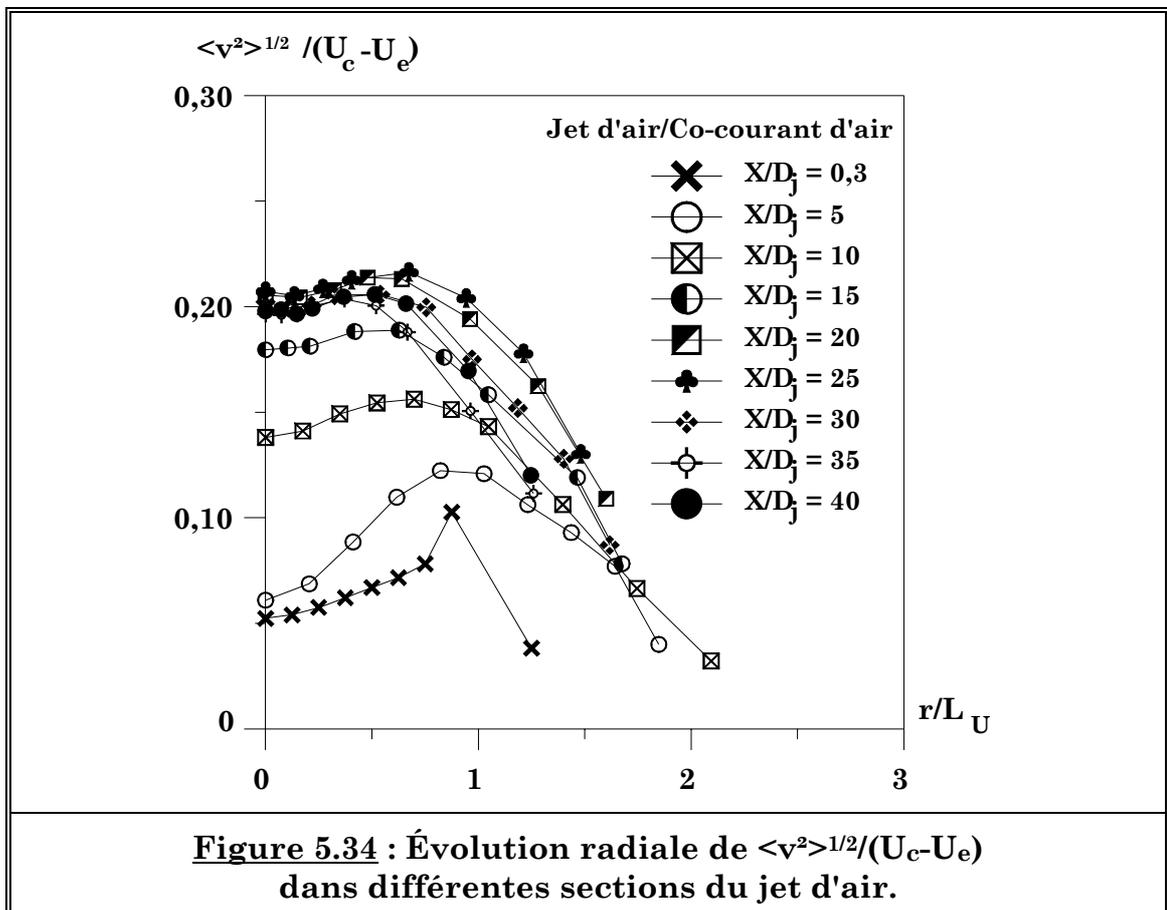
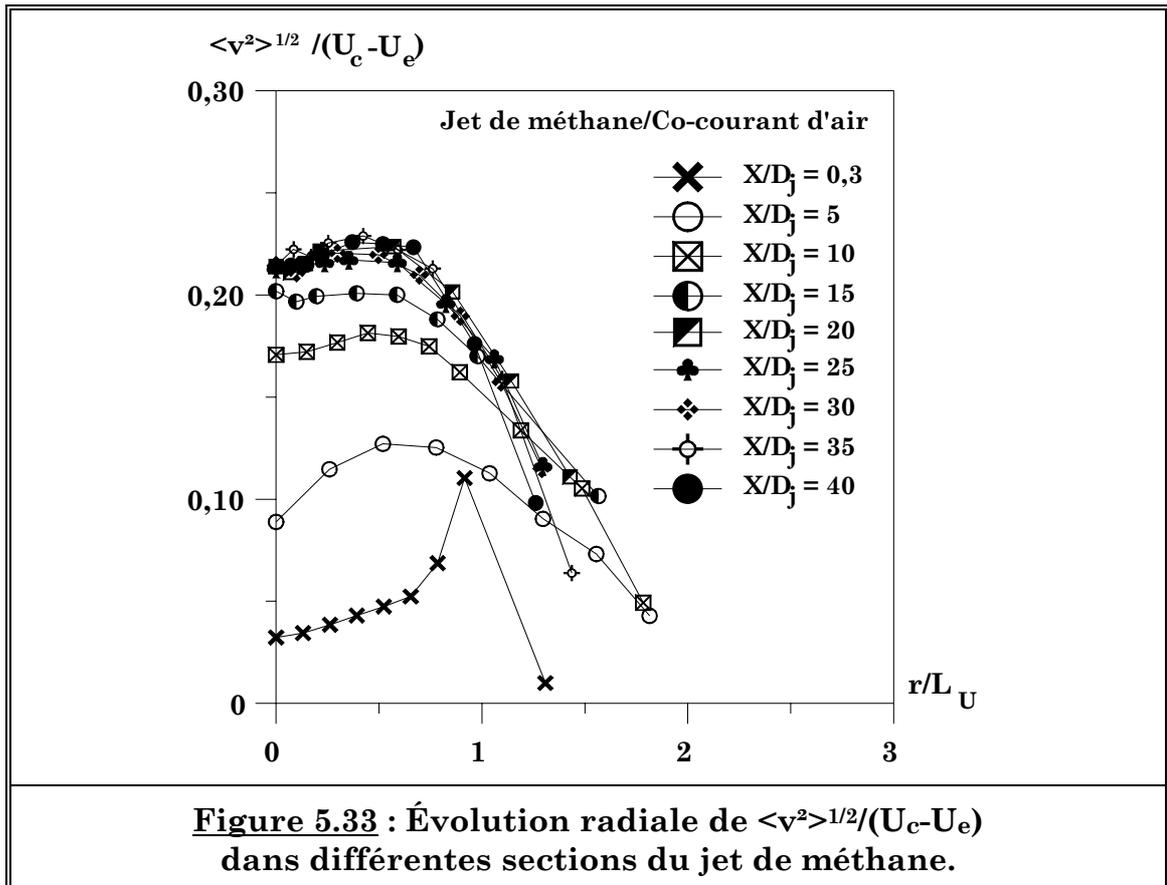


Figure 5.32 : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet d'hélium I.



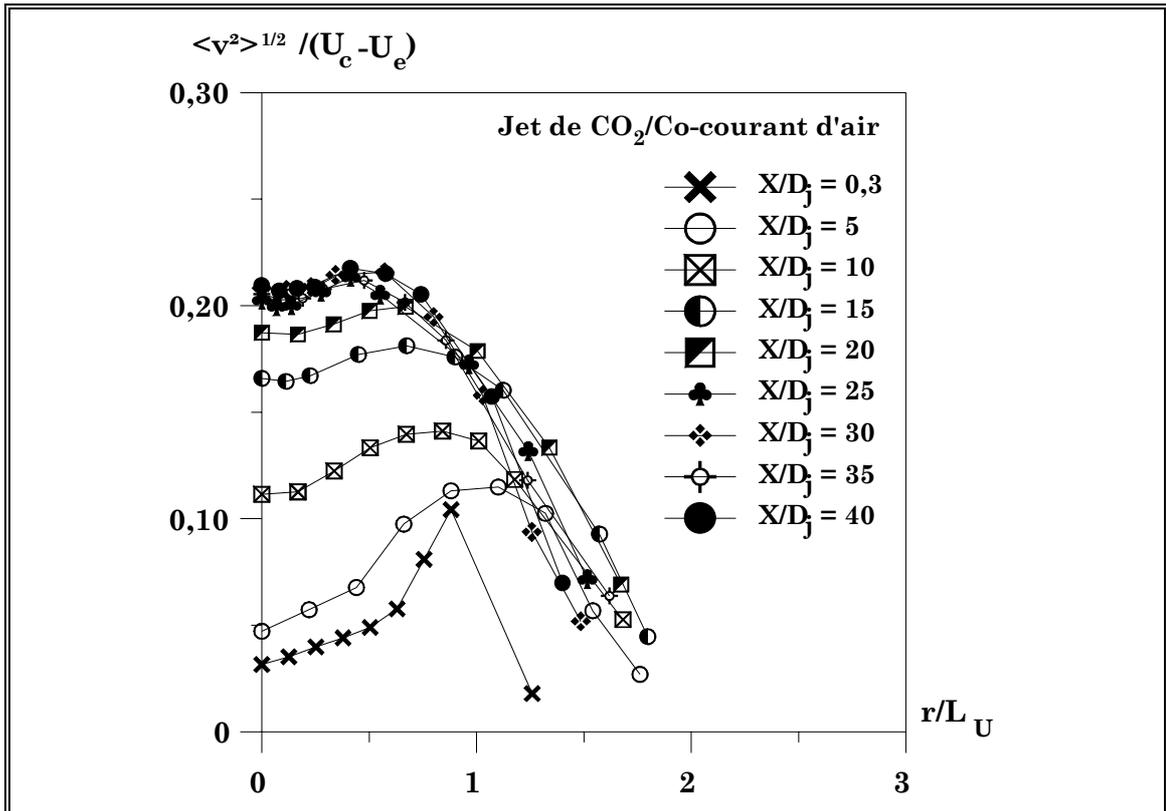


Figure 5.35 : Évolution radiale de $\langle v^2 \rangle^{1/2} / (U_c - U_e)$ dans différentes sections du jet de CO₂.

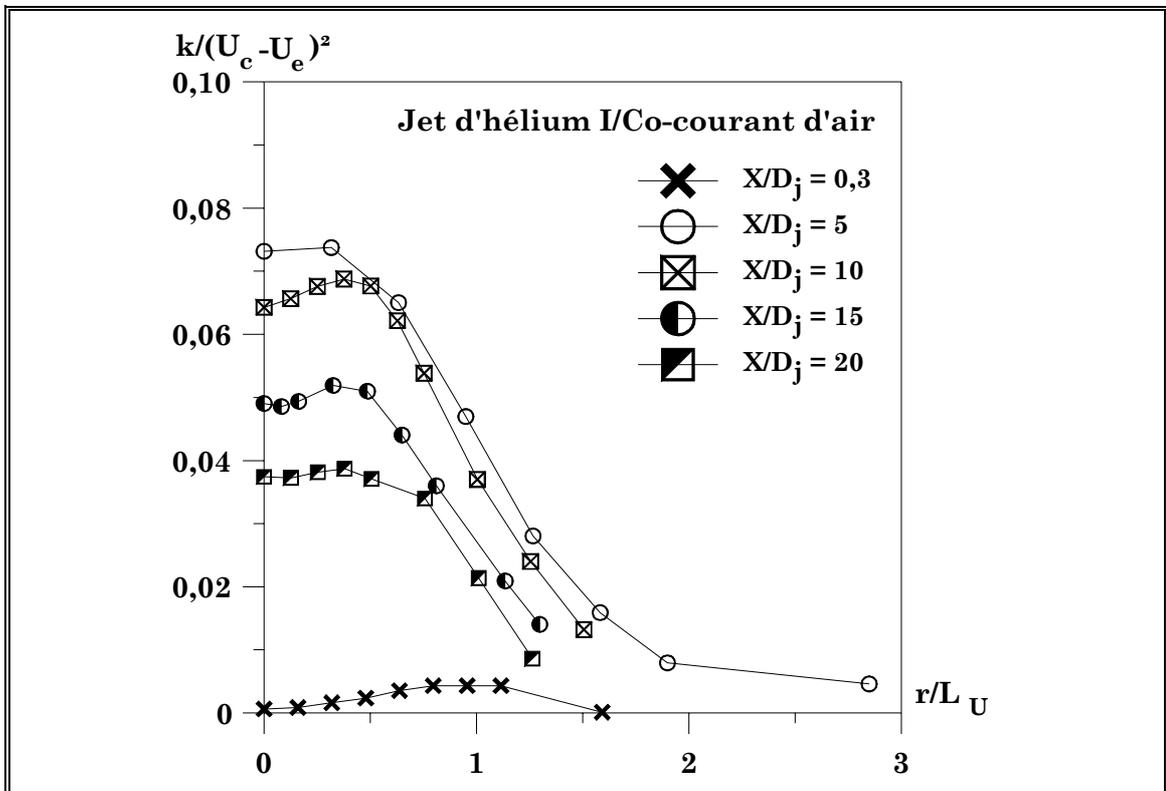
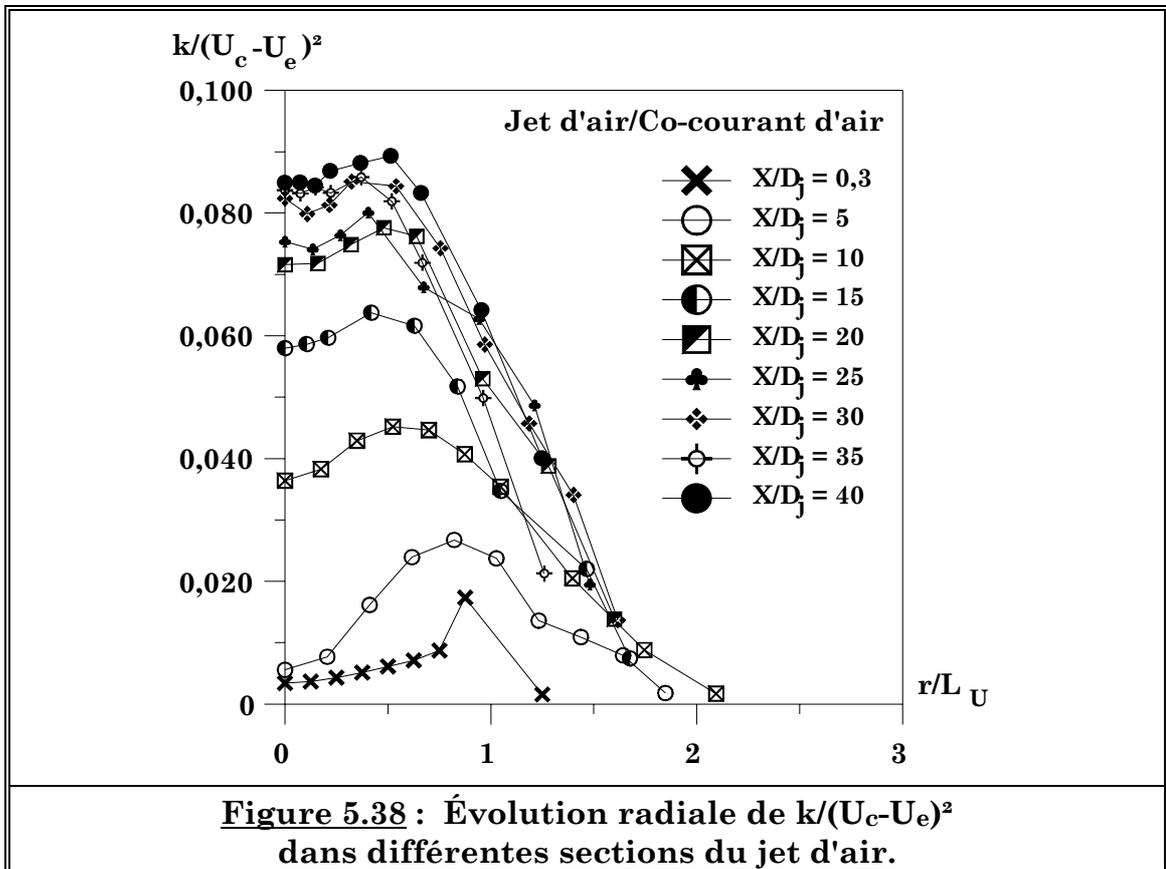
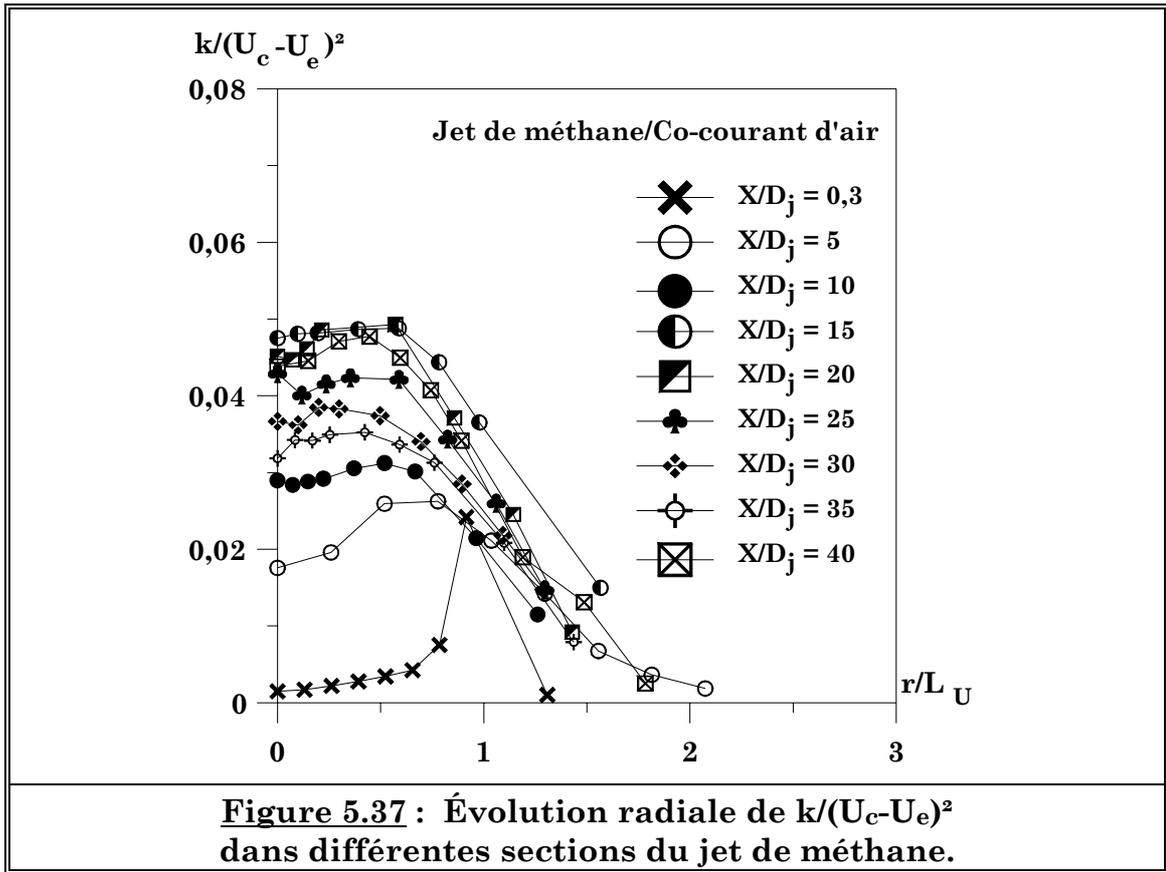
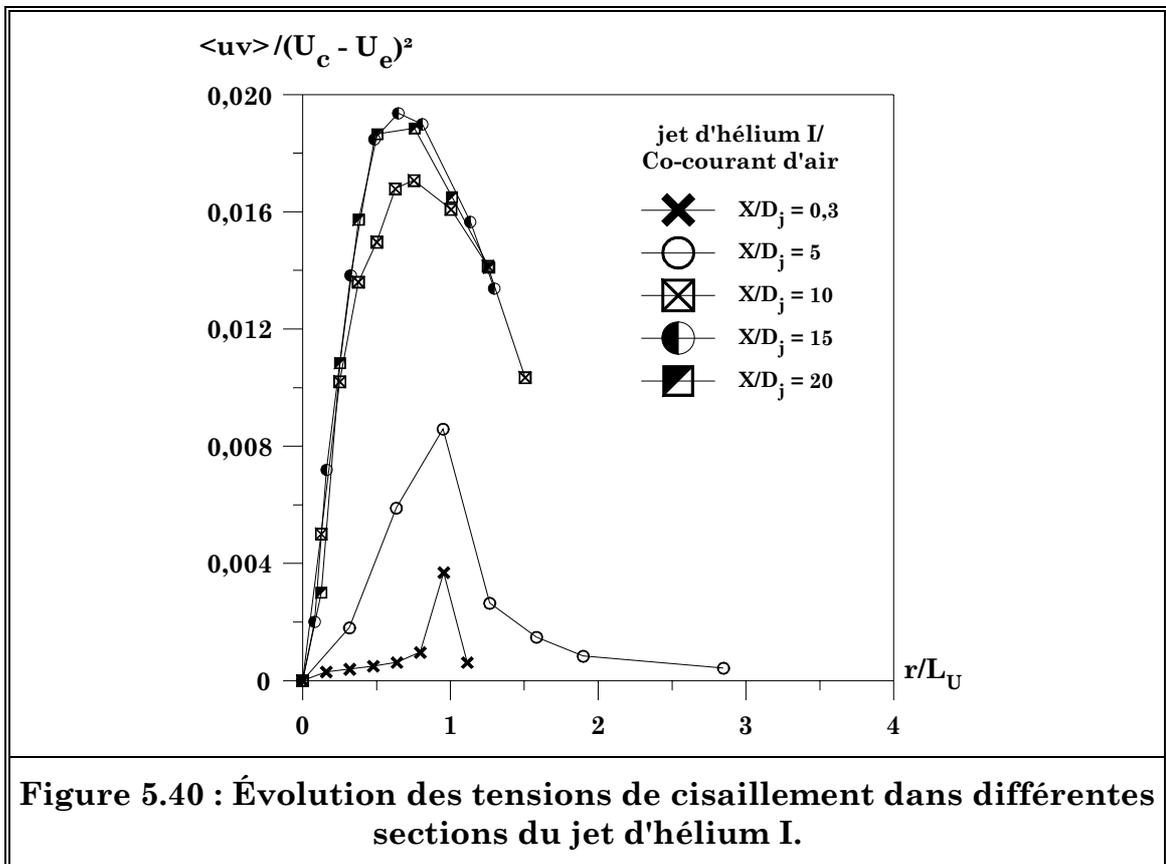
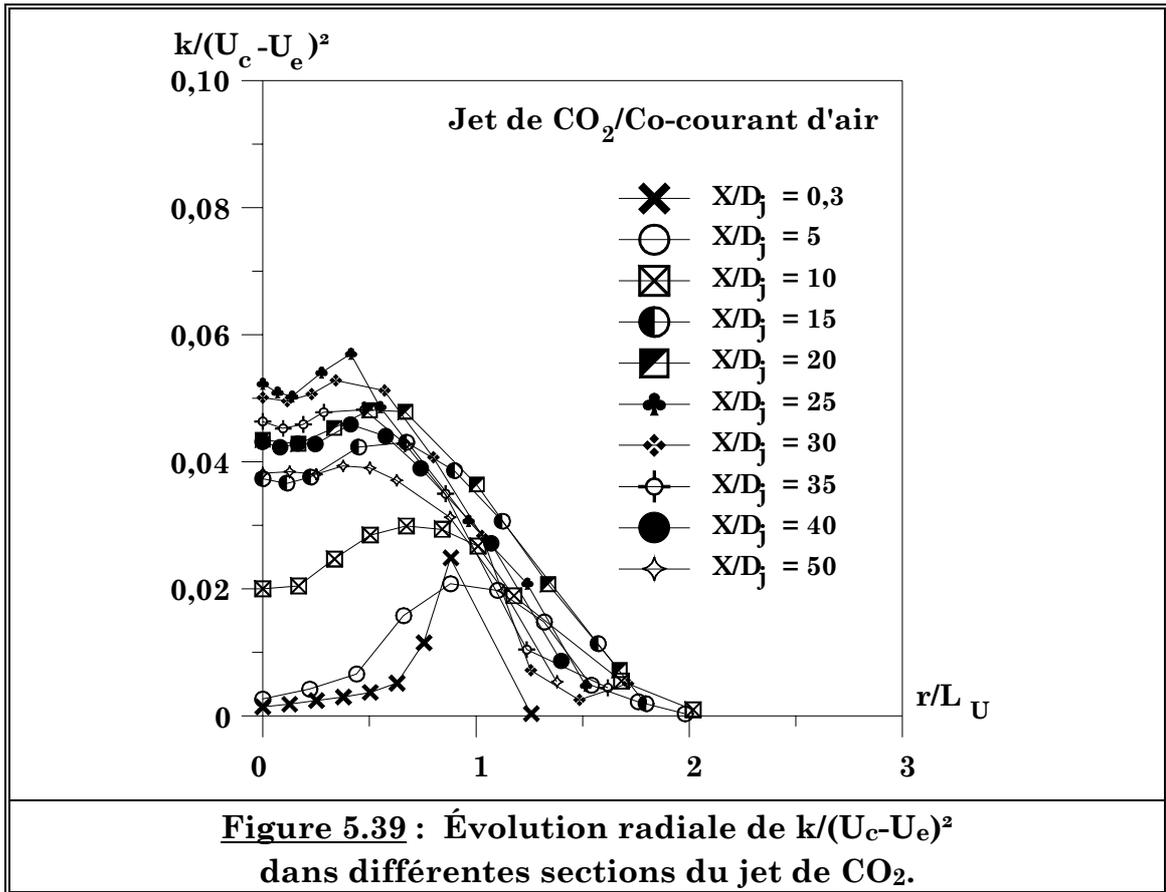
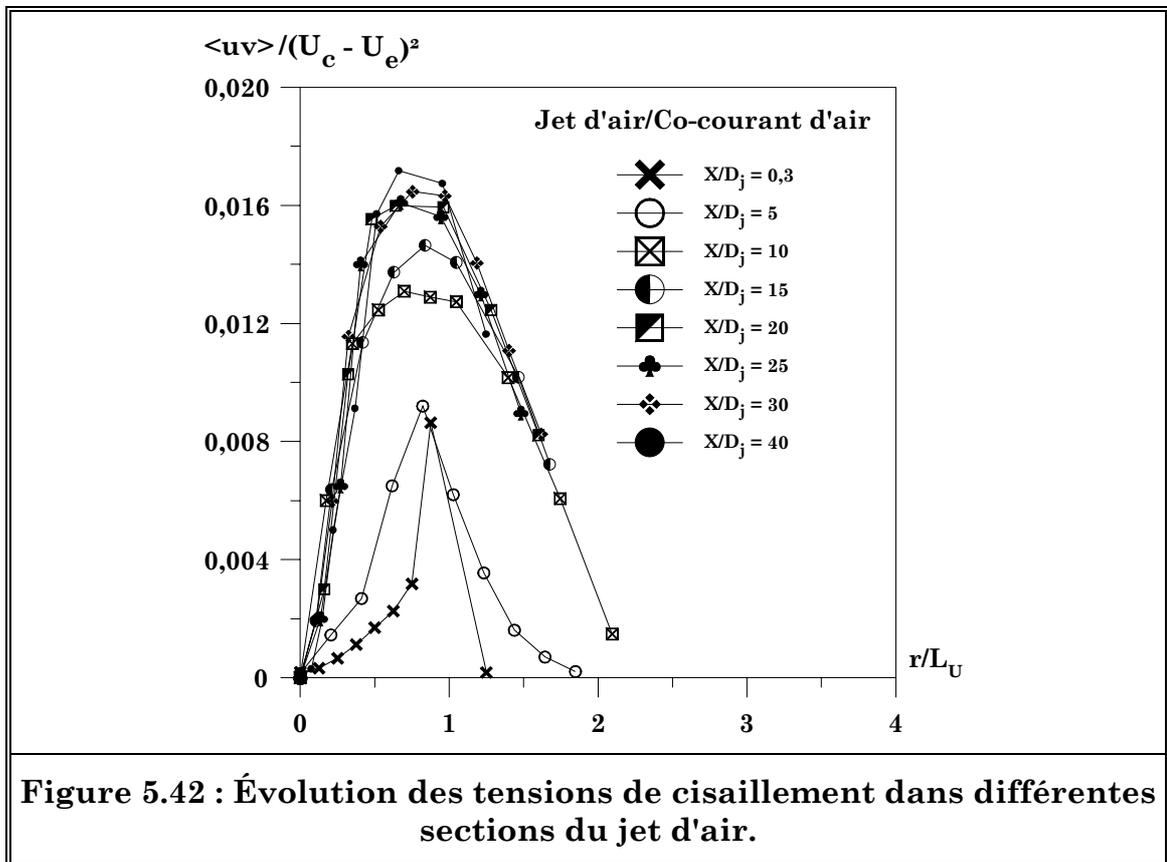
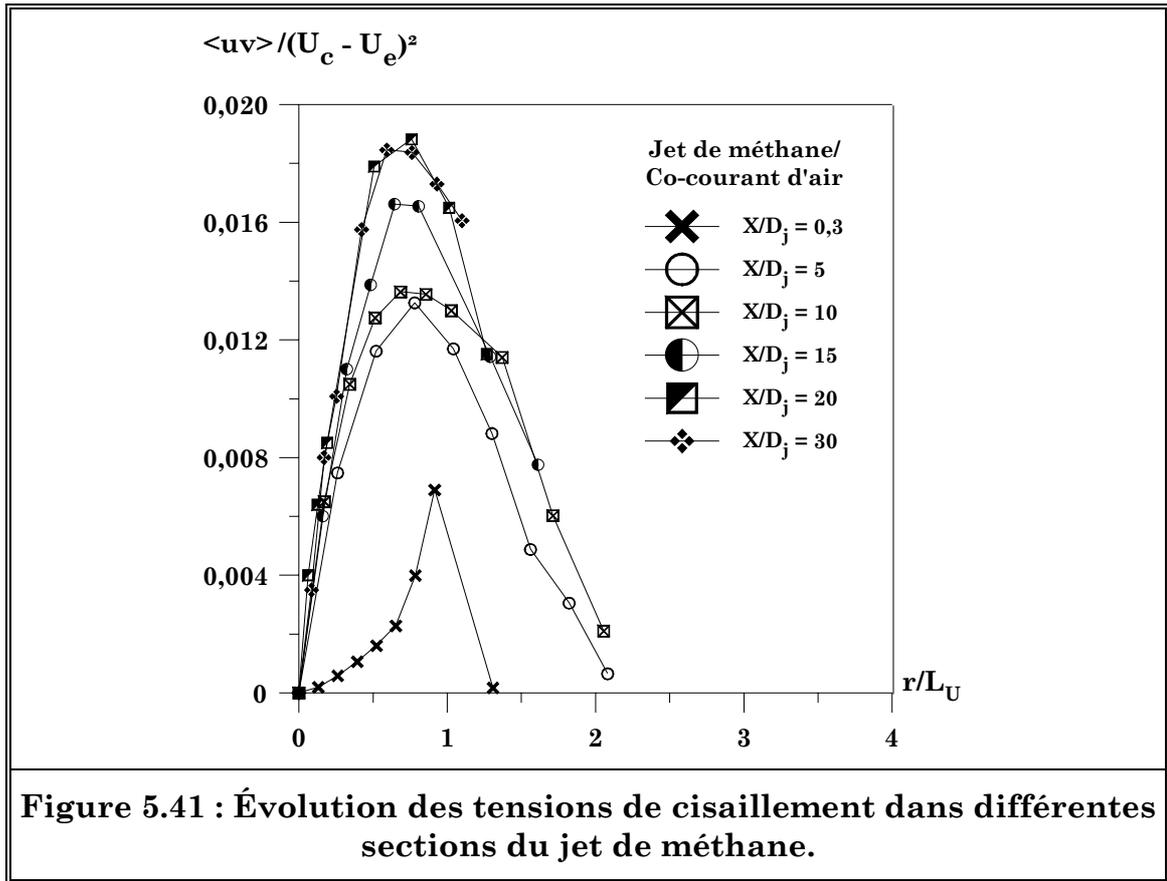
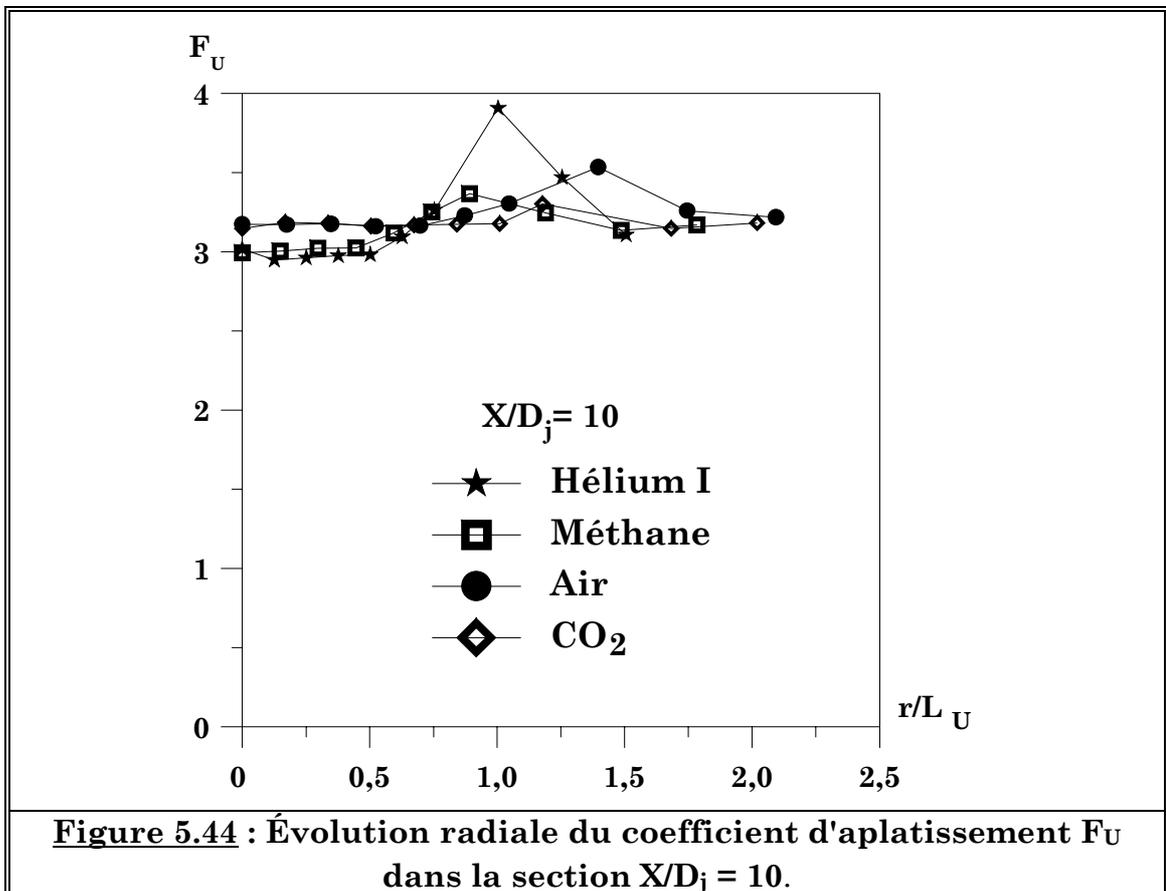
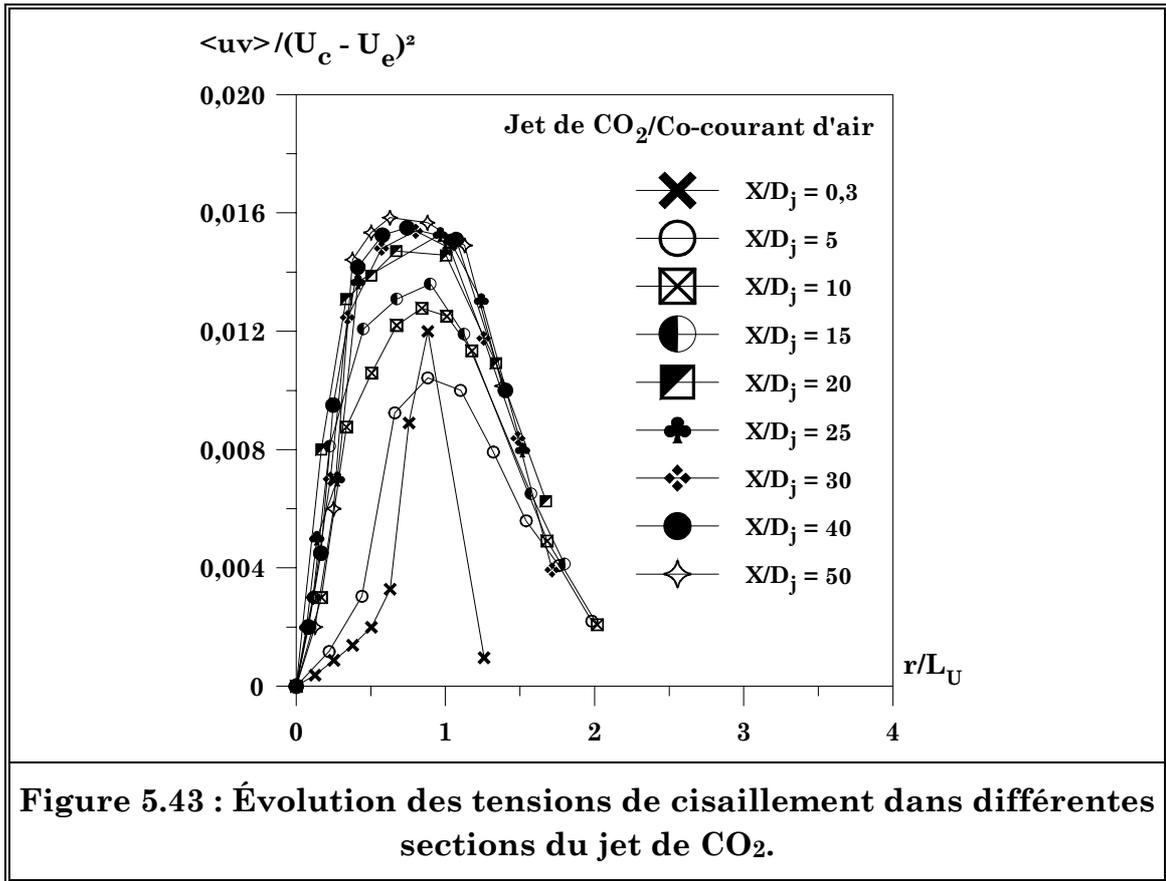


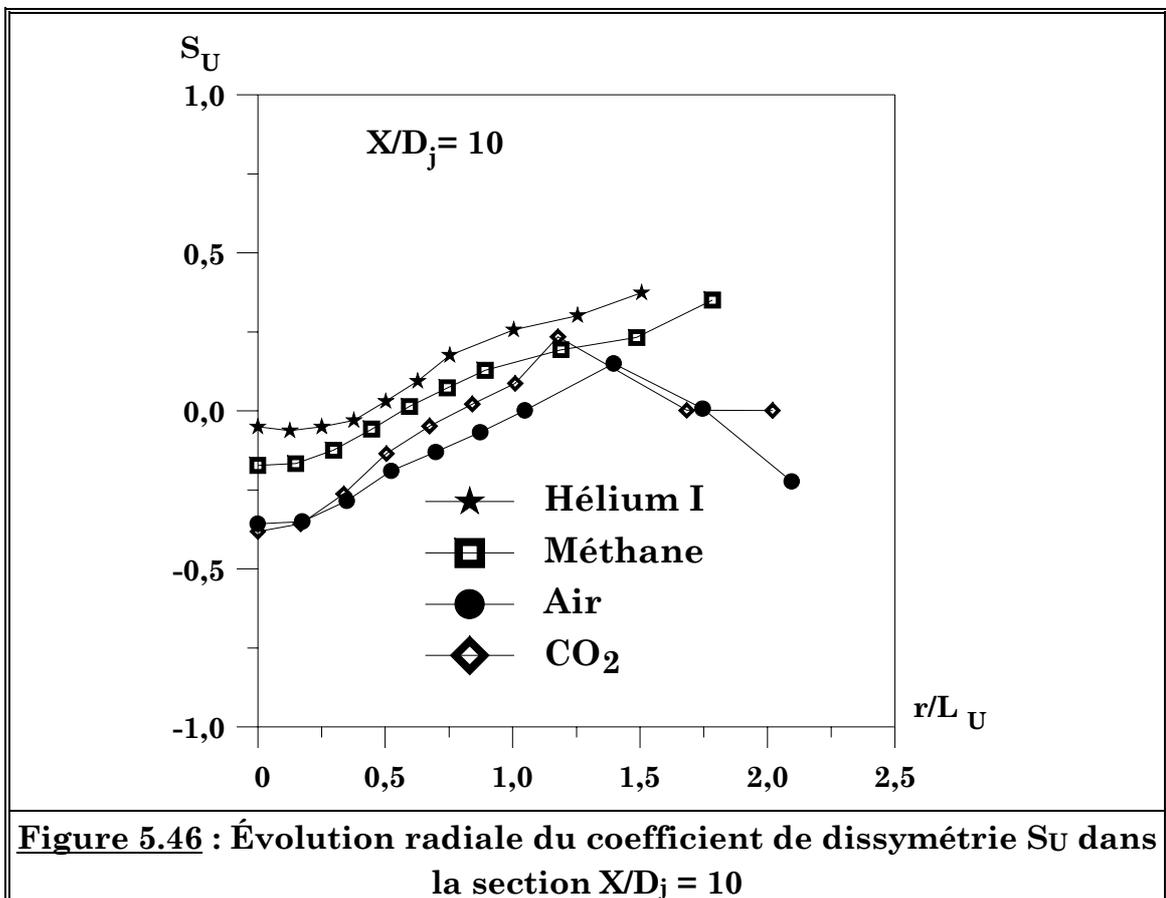
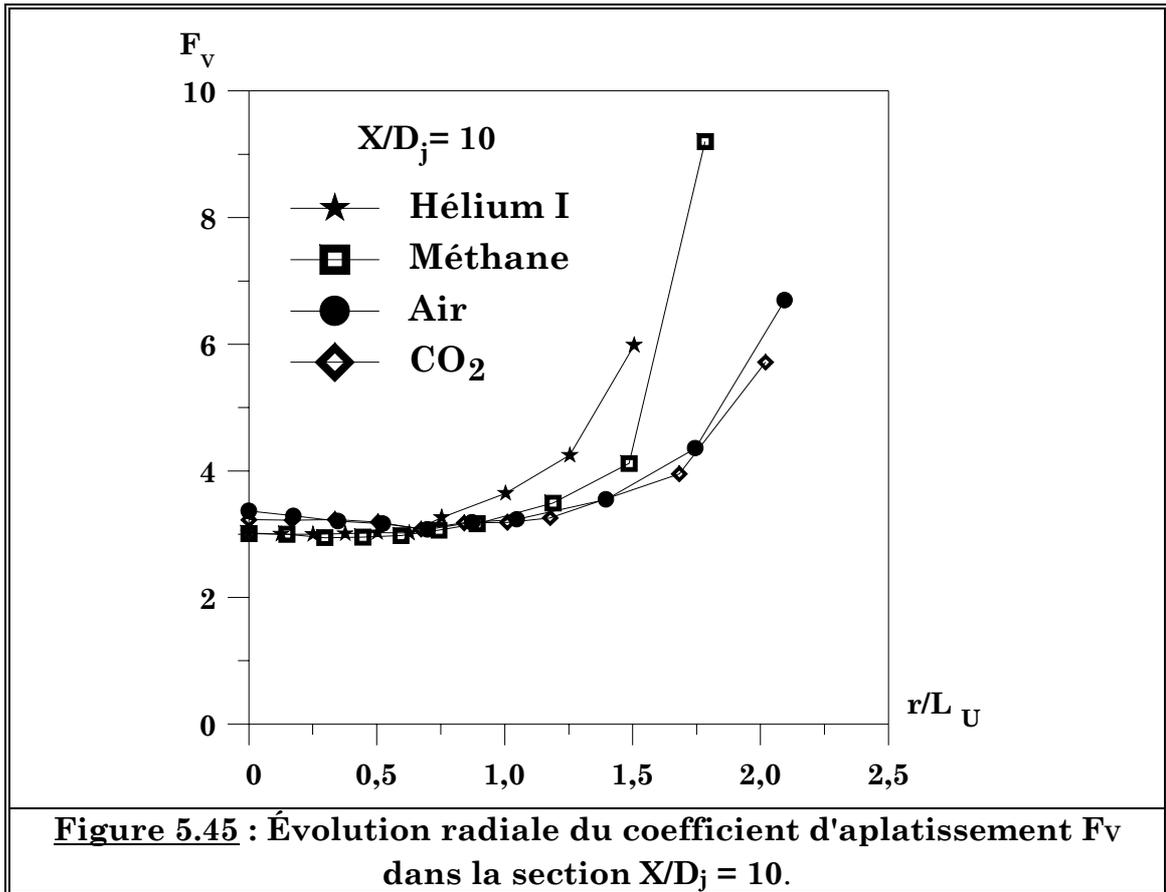
Figure 5.36 : Évolution radiale de $k / (U_c - U_e)^2$ dans différentes sections du jet d'hélium.

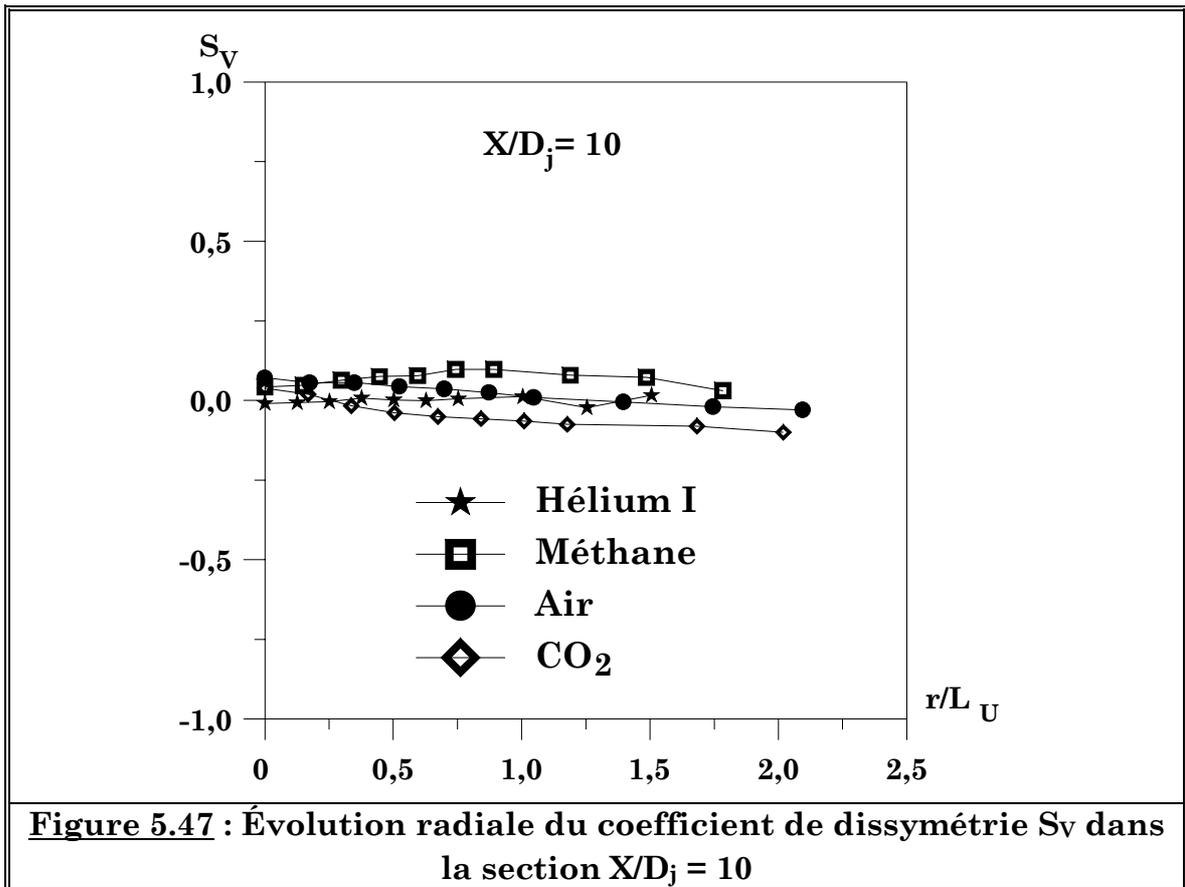




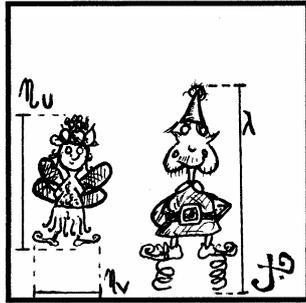








Chapitre 6



*Les échelles de la
turbulence*

I) INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, après une présentation de la théorie des spectres d'énergie monodimensionnels et tridimensionnels (Kolmogorov, Taylor), nous détaillons la méthodologie qui nous a permis de déterminer ces derniers dans nos jets de gaz. Les erreurs faites sur la détermination de ces spectres sont également abordées (intervalles de confiance, influence du nombre de points sur la transformée de Fourier rapide...). Enfin, nous présentons nos résultats, à savoir les évolutions axiales de l'échelle intégrale de temps Λ_u' , de l'échelle intégrale de longueur L_u' , de l'échelle de Taylor λ_U et des échelles de Kolmogorov η_U et η_V . Un autre apport majeur de notre étude est également la détermination des taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence, ϵ_U et ϵ_V . Les figures relatives à ce chapitre suivent ce dernier.

II) L'ÉNERGIE DE TURBULENCE :

La turbulence est le résultat de l'interaction non linéaire des mouvements aléatoires des masses individuelles de fluides aux dimensions variées (on parle de grands et de petits tourbillons). Les petits tourbillons coexistent à l'intérieur et à côté des grands. La turbulence est marquée par l'action conjuguée des grands et des petits tourbillons.

II.1) DISTRIBUTION DE L'ÉNERGIE DE TURBULENCE :

L'énergie cinétique de la turbulence est distribuée selon les fréquences associées aux tourbillons (Hinze, 1975 ; Lesieur, 1990). Les énergies des différentes fréquences s'ajoutent. Une certaine densité spectrale d'énergie $E(n)\Delta n$ est ainsi attribuée à chaque bande de fréquence $[n ; n+\Delta n]$.

Généralement, le spectre de turbulence est décomposé en deux parties distinctes. La première correspond aux gros tourbillons qui sont porteurs d'énergie (basses fréquences). Quant à la seconde, elle est reliée aux petits tourbillons qui contiennent peu d'énergie (hautes fréquences). Les grands tourbillons sont alimentés en énergie par l'écoulement moyen. Les forces d'inertie créent des tourbillons plus petits au détriment des plus grands. L'énergie cinétique turbulente

est transférée aux échelles les plus petites. Au niveau de ces petites échelles, l'énergie se dissipe sous forme de chaleur au niveau moléculaire.

II.2) SPECTRE MONODIMENSIONNEL D'ÉNERGIE DE TAYLOR :

Taylor (1921, 1938) a montré que les fluctuations de vitesse en un point donné d'un écoulement considéré 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 (homogénéité statistique temporelle) lui a permis de définir une fonction de distribution unidimensionnelle de l'énergie turbulente. Si l'on considère que $E_1(n)dn$ est la contribution de la bande de fréquence entre n et $n+dn$ à $\overline{u_1'^2}$, cette fonction s'écrit :

$$\overline{u_1'^2} = \int_0^{\infty} E_1(n)dn \tag{II.a}$$

Taylor (1938) a donné une relation entre $E_1(n)$ et le coefficient Eulérien d'autocorrélation $R_E(t)$:

$$E_1(n) = 4\overline{u_1'^2} \int_0^{\infty} R_E(t) \cos(2\pi nt)dt \tag{II.b}$$

Ainsi, $R_E(t)$ et $E_1(n)$ sont les transformées de Fourier réciproques.

II.3) NOMBRE D'ONDE ET SPECTRE TRIDIMENSIONNEL :

Dans le cas monodimensionnel (cf. Taylor ci-dessus dans le cadre d'une direction privilégiée d'un écoulement) le nombre d'onde k_1 associé à une vitesse \overline{U} est défini par : $k_1 = \frac{2\pi n}{\overline{U}}$. Si l'on note $E_1(k_1)$ la fonction spectrale unidimensionnelle, cette fonction est liée à $E_1(n)$ par la relation :

$$E_1(k_1) = \frac{\overline{U}}{2\pi} E_1(n) \tag{II.c}$$

Dans la réalité, cette fonction spectrale est tridimensionnelle. Elle est notée $E(k,t)$, tandis que k devient le nombre d'onde tridimensionnel (avec k_u , k_v et k_w ses composantes selon les trois directions principales). Sur la figure 6.1 est représenté le spectre théorique tridimensionnel de $E(k,t)$ donné par (Hinze 1975).

Ce dernier divise $E(k,t)$ en quatre zones distinctes.

Dans la première zone $E(k,t)$ croît rapidement ($\propto k^4$), (Orszag, 1977). Les plus gros tourbillons à caractère permanent sont associés à cette zone à faibles nombres d'onde. Dans la région suivante, $E(k,t)$ croît toujours ($\propto k$) pour atteindre son maximum ($k = k_e$). Les tourbillons les plus énergétiques sont liés à cette région. Le domaine suivant est appelé la zone dite d'*équilibre universel*. Cette dernière est indépendante des conditions de formation. Dans cette partie du spectre, les tourbillons se *cassent* en des structures de plus en plus fines, sans qu'il y ait ni production ni dissipation d'énergie (cascade d'énergie). Il existe, dans la zone d'équilibre universelle, un *domaine inertiel* (Rose et Sulem, 1978) où seuls les effets d'inertie jouent (avec $k \in [k_1 ; k_2]$). Ici, $Re_\lambda^{3/4} \gg 1$. Plus Re_λ est grand, plus ce domaine est large (se reporter au paragraphe §III.6 pour la définition de Re_λ).

Kolmogorov (1941) a été le premier à établir une formulation de $E(k,t)$ dans le domaine inertiel (tandis que Onsager, 1945, et Weizsacker, 1948, obtenaient peu après le même résultat) :

$$\boxed{E(k,t) = \alpha \varepsilon^{\beta_1} k^{\beta_2}} \quad \text{(II.d)}$$

où α , β_1 et β_2 sont des constantes.

Dans la fonction spectrale unidimensionnelle $E(k_1,t)$, nous avons :

$$E_1(k_1,t) = \alpha_1 \varepsilon^{\beta_1} k_1^{\beta_2}$$

Dans la littérature, la valeur de α_1 varie d'une étude à l'autre. Par exemple, dans une couche de mélange bidimensionnelle, Champagne et al. (1976) trouvent $\alpha_1 = 0,46$ tandis que dans un écoulement de couche limite ainsi que derrière une grille de turbulence, Bradshaw et al. (1967) déterminent des valeurs comprises entre 0,51 et 0,55. Il semble que, lorsque le nombre de Reynolds soit petit, la valeur de α_1 soit la plus importante. Ainsi, dans un jet plan dissymétrique chauffé,

Dekeyser (1982) donne $\alpha_1 = 0,53$. Quant à Gibson et al. (1970), ils ont déterminé une valeur encore plus élevée de α_1 (0,69) dans une couche limite d'air (sur une côte océane).

Les valeurs β_1 et β_2 sont fixées par l'analyse dimensionnelle de l'équation (II.d) :

$[E] = L^3 T^{-2}$	$[k] = L^{-1}$	$[\varepsilon] = L^2 T^{-3}$
--------------------	----------------	------------------------------

d'où :

$\beta_1 = 2/3$ et $\beta_2 = -5/3$

Dans le paragraphe §VI, nous donnons plus de détails sur les valeurs de α_1 que nous avons déterminées pour chaque gaz étudié.

III) LES ÉCHELLES EULÉRIENNES :

Parmi ces échelles, deux sont importantes dans le cadre de notre étude : l'échelle intégrale de temps $\Lambda_{u'}$ et l'échelle intégrale de longueur $L_{u'}$, qui représente la taille des tourbillons les plus gros présents dans l'écoulement.

III.1) L'ÉCHELLE INTÉGRALE DE TEMPS :

Cette échelle peut être obtenue de deux façons. Soit à partir du coefficient d'autocorrélation $R_E(\tau)$:

$\Lambda_{u'} = \int_0^{\infty} R_E(\tau) d\tau$	(III.a)
--	----------------

(avec $R_E(\tau) = \overline{u(t)u(t')}/\overline{u^2} = R_E(-\tau)$ et $\tau = t'-t$)

soit à partir d'une relation établie par Dryden (1943) et affinée par Hinze (1975) :

$\Lambda_{u'} = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{E_u(n)}{4\overline{u'^2}} \approx \frac{E_u(0)}{4\overline{u'^2}}$	(III.b)
---	----------------

C'est à partir de la formule (III.b) que nous avons calculé l'échelle intégrale de temps pour nos différents gaz (§V.5) chaque densité spectrale d'énergie $E_u(n)$ (et $E_v(n)$).

III.2) L'ÉCHELLE INTÉGRALE DE LONGUEUR :

L'hypothèse de Taylor, lorsque l'écoulement considéré a une direction moyenne privilégiée (c'est-à-dire $x = -\bar{U}t$ ou $\partial/\partial x = \partial\bar{U}/\partial t$), permet d'établir une relation simple entre l'échelle intégrale de temps et l'échelle intégrale de longueur :

$$\boxed{L_{u'} = \bar{U} \cdot \Lambda_{u'}} \quad \text{(III.c)}$$

Il est important de noter que, en toute rigueur, lorsque l'intensité locale de turbulence ($\overline{u'^2}^{1/2} / \bar{U}$) est inférieure à 0,1 la relation (III.c) est utilisable.

III.3) TURBULENCE HOMOGENÈE ET ISOTROPE :

Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, il n'existe pas de direction privilégiée : toute grandeur statistique construite sur le champ de vitesse doit rester invariante par rotation des axes et par réflexion (\equiv symétrie) sur les plans de coordonnées. Une conséquence immédiate est que l'écoulement moyen doit être nul.

Cette isotropie a été en premier explorée par Taylor (1935), puis approfondie, entre autres, par les travaux de Batchelor (1953), Monin et Yaglom (1975) ainsi que Hinze (1975).

L'exemple le plus connu d'une turbulence homogène et isotrope est celui de la turbulence de grille. Dans le cas d'un jet, il a toujours été considéré que la turbulence n'est pas isotrope. Cependant, certains travaux tendent à montrer qu'une *tendance* à l'isotropisation semble apparaître lorsqu'un jet de gaz débouche dans un milieu ambiant plus lourd (Sarh, 1990, pour un jet d'air isotherme et chauffé, de canal rectangulaire). Pour un jet rond, et avec un nombre de Reynolds suffisamment élevé, quelques auteurs ont établi qu'il y avait une turbulence localement isotrope. Nous pouvons citer Lawn (1971), ($Re = 9.10^4$, jet rond), Wignanski et Fiedler (1969), ($Re = 10^5$, jet circulaire). Cette tendance à l'isotropie de l'écoulement (lorsque ρ diminue) serait reliée à l'importance de la diminution des

structures cohérentes et/ou au développement de structures de plus petites échelles ayant un caractère moins anisotrope (Fulachier et al., 1989) : *"Puisque les variations de masse volumique affectent les flux turbulents, en particulier les tensions de Reynolds, on peut s'attendre à ce que les structures cohérentes soient aussi modifiées..."*

III.4) LE TAUX DE DISSIPATION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE DE TURBULENCE :

Pour un fluide Newtonien ayant une viscosité cinématique ν , le taux de dissipation ε par unité de volume est défini par :

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}} \quad \text{(III.d)}$$

où $x_i = (X, Y, Z)$ représentent les coordonnées cartésiennes pour les vitesses moyennes respectives U, V et W .

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, sous l'hypothèse d'une isotropie locale, est calculé à partir de la formule donnée par Batchelor (1953), également utilisée par Way et Libby (1971) et Saddoughi et Veeravalli (1994), entre autres, dans le cadre de leurs travaux expérimentaux :

$$\varepsilon = 30\nu \int_0^\infty k_1^2 E_u(k_1) dk_1 = \frac{30}{2} \nu \int_0^\infty k_1^2 E_v(k_1) dk_1$$

où $k_1 = 2\pi n/U$ représente le nombre d'onde. En utilisant la formule II.c du §II.3 ainsi que le nombre d'onde k_1 on obtient les taux de dissipation :

$$\varepsilon_u = 30\nu \cdot \left(\frac{2\pi}{U} \right)^2 \cdot \int_0^\infty n^2 \cdot E_u(n) dn$$

(III.e)

$$\varepsilon_v = 15\nu \cdot \left(\frac{2\pi}{U} \right)^2 \cdot \int_0^\infty n^2 \cdot E_v(n) dn$$

(III.f)

Ainsi, nous avons : $\varepsilon = \varepsilon_U = \varepsilon_V/2$

En toute rigueur, nous devrions, à partir les diverses courbes présentées (§V.7) sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence, retrouver la relation donnée ci-dessus. Nous verrons que celle-ci n'est pas du tout vérifiée.

III.5) ÉCHELLE DE TAYLOR :

L'expression de l'échelle de Taylor est donnée par la relation de Hinze (1975), en supposant l'isotropie locale :

$$\lambda_u = \left(\frac{30\nu\overline{u'^2}}{\varepsilon} \right)^{0,5} \tag{III.g}$$

III.6) LE NOMBRE DE REYNOLDS DE LA TURBULENCE :

Le nombre de Reynolds de la turbulence Re_λ est basé sur l'échelle de Taylor et l'intensité de turbulence locale u' . Il vaut :

$$Re_\lambda = \frac{\langle u^2 \rangle^{1/2} \lambda_u}{\nu} \tag{III.h}$$

III.7) MICRO-ÉCHELLE SPATIALE DE KOLMOGOROV :

Kolmogorov (1941) proposa de remplacer ν et ε par deux échelles, une échelle de longueur η et de vitesse \hat{v} , de telle sorte que le nombre sans dimension formé soit égal à l'unité. Ainsi, nous avons :

$$\left| \begin{array}{l} R_\eta = \hat{v}\eta/\nu \approx 1 \\ \eta = \varepsilon^{-1/4} \nu^{3/4} \\ \hat{v} = (\nu.\varepsilon)^{1/4} \end{array} \right.$$

Les micro-échelles de Kolmogorov η_u et η_v sont alors obtenues à partir des relations suivantes (Kolmogorov, 1941 ; Corrsin, 1951 ; Obukhov, 1949) :

$$\eta_u = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon_u} \right)^{1/4} \quad \text{(III.i)}$$

$$\eta_v = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon_v} \right)^{1/4} \quad \text{(III.j)}$$

IV) DÉTERMINATION DES DENSITÉS SPECTRALES D'ÉNERGIE :

IV.1) THÉORIE DU SIGNAL :

Le coefficient d'autocorrélation d'un signal et, dans le cadre de notre étude, d'une fluctuation de vitesse u_i' vaut :

$$\rho_{u_i}(\tau) = \frac{\overline{u_i'(t) \cdot u_i'(t+\tau)}}{\overline{u_i'^2}} = \frac{R_{u_i}(\tau)}{\overline{u_i'^2}} \quad \text{(IV.a)}$$

avec :

$$R_{u_i}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T-\tau} \int_{-T/2}^{T/2-\tau} u_i'(t) \cdot u_i'(t+\tau) dt \quad \text{(IV.b)}$$

où τ est le retard de temps. L'hypothèse d'ergodicité permet de considérer que, pour un phénomène stationnaire, les moyennes d'ensemble et temporelles sont égales. Alors, le spectre de puissance de $u_i'(t)$ et l'autocorrélation sont les transformées de Fourier réciproques. Si l'on note n_e la fréquence moyenne d'échantillonnage et si les intervalles d'échantillonnages ont une distribution de Poisson (Masry, 1978), le spectre estimé est :

$$\hat{E}_{u_i} = n_e^2 E_{u_i}(n) + 2\pi n_e \sigma_{u_i}^2 \quad \text{(IV.c)}$$

IV.2) LES DIVERSES MÉTHODES DE CALCUL :

Dans la littérature, plusieurs méthodes ont été proposées pour l'obtention du spectre à partir des données échantillonnées aléatoirement.

IV.2.1) LA MÉTHODE DES INTERPOLATIONS :

Une de ces méthodes consiste à appliquer la méthode des interpolations (méthode linéaire ou méthode des trapèzes) de façon à rééchantillonner régulièrement le signal de vitesse. Cependant, cette méthode engendre d'énormes problèmes, l'analyse spectrale étant délicate du fait de l'arrivée aléatoire des particules dans les volumes de mesure des faisceaux laser (ADL), interdisant l'emploi des algorithmes classiques de la transformée de Fourier rapide (Buchhave et al., 1979 ; Boyer et Searby, 1983 ; Srikantarah et Coleman, 1985). En effet, les filtres linéaires laissent passer le bruit exprimé par le second terme de l'équation (IV.c). Ainsi, pour une bonne reconstruction du signal, la fréquence moyenne d'échantillonnage doit être deux fois plus grande que la bande passante (théorème de Shanon).

IV.2.2) LA MÉTHODE DES PRODUITS À INTERVALLES EXACTS (MPIE) :

On relève également dans la littérature (Gasters et Roberts, 1977) la méthode des produits à intervalles exacts (*MPIE*). Cette méthode de détermination du spectre est bonne et non-biaisée (Mayo, 1978). Cependant elle pêche par sa lenteur (Masry, 1978).

IV.2.3) LA MÉTHODE SPECTRALE DIRECTE (MSD) :

La méthode spectrale directe (*MSD*), qui est une application directe des périodogrammes, souffre de lenteur de calcul ainsi que d'un biais bien plus important que la *MPIE*, en particulier sur les fréquences élevées où la densité spectrale est faible. En revanche, cette méthode donne de bons résultats lorsque le taux de turbulence n'est pas trop élevé.

IV.2.4) LA MÉTHODE DES PRODUITS À INTERVALLES DISCRETS (MPID) :

Afin de s'affranchir de tous ces problèmes, il a été nécessaire d'élaborer des algorithmes adaptés à l'échantillonnage aléatoire. Alors, la méthode des produits à intervalles discrets (*MPID*) a été développée. Elle permet de rétablir la fonction d'autocorrélation exacte. Jones (1972) puis Mayo et al. (1974) introduisirent cette méthode.

Celle-ci consiste à diviser le temps de l'autocorrélation en M intervalles de largeur constante $\Delta\tau$, tandis que les produits croisés des fluctuations sont effectués pour chaque intervalle (lorsque les mesures existent) et sont ensuite 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. Les erreurs de mesures (bruit électronique, optique) peuvent être éliminées grâce à la MPID par l'intermédiaire d'un coefficient d'autocorrélation $\rho_u(\tau)$, par la correction de l'écart-type.

La fonction d'autocorrélation discrète ($R_{u_i}(\tau / \Delta\tau)$) calculée grâce à la *MPID*, l'estimation du spectre est alors faite à partir d'une transformée de Fourier rapide (Brumach, 1968).

L'algorithme basé sur la MPID et la plupart des programmes d'analyse spectrale utilisés ont été développés lors du travail de thèse de Doudou (1990). Cet algorithme et quelques-uns de ces programmes ont été par la suite améliorés et d'autres développés au sein du LCSR pour être en parfaite adéquation avec nos besoins.

IV.3) MÉTHODOLOGIE :

La méthodologie que nous avons suivie afin de déterminer les densités spectrales d'énergie dans nos jets de gaz (**sur l'axe**), ce pour les deux composantes U et V , est la suivante :

- i)** En chaque point de mesure, un fichier d'acquisition d'ADL (*.raw) est enregistré sur disque dur. Celui-ci contient les valeurs des vitesses instantanées, ainsi que les temps de transit. Chaque fichier contient 50 k points.
- ii)** Ces fichiers sont rééchantillonnés à une fréquence fixe de 15 kHz (laquelle correspond à la fréquence moyenne de passage des particules, "*data rate*", au cours de nos expériences).
- iii)** Un programme annexe va diviser chaque fichier rééchantillonné en deux autres fichiers. Le premier ([A]) contient u et t , le deuxième ([B]), v et t . En moyenne, [A] et [B] contiennent chacun 200 k points.
- iv)** L'on fait une transformée de Fourier rapide de [A] et [B].

Afin d'avoir des résultats homogènes sur toute la zone d'exploration des jets, il est nécessaire de faire la TFR sur un nombre M de blocs approximativement identique. Ce nombre de blocs fixe non seulement le temps de calcul (important lorsque M est grand), mais également la résolution spectrale qui sera obtenue.

Nous avons pris $M = 50$ blocs. Ainsi, pour un fichier contenant 200 k points, chaque TFR a été faite sur $M = (200 \text{ k points} / 4 \times 1024) \approx 50$ blocs.

S'agissant de la résolution spectrale, notée B , elle est égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage ($f_{\text{éch.}}/2 = 7500$) divisé par 4×1024 ., soit $B = 1,83$ Hz.

Pour chaque spectre, la fréquence la plus petite sera 1,83 Hz tandis que le pas entre chaque point du spectre vaudra cette même valeur.

Remarques importantes :

Nous avons la possibilité de faire des TFR sur 1, 2, 4, 8, 16 et 32 sous-blocs (n) de 1024 octets. Ce nombre de sous-blocs, à l'instar de M , joue un rôle important sur le temps de calcul ainsi que la résolution spectrale B . D'autre part, il est à utiliser à bon escient en fonction de ce qui est *recherché*. De ce fait, si l'on souhaite descendre fort bas en fréquence (calcul de l'échelle intégrale de temps...) il faudra augmenter n mais, dans ce cas, M diminue ($\propto 1/n$), réduisant la résolution sur la valeur obtenue pour le spectre à chaque fréquence. Ainsi, pour retrouver une résolution identique sur le spectre, il faudra accroître le nombre de points. En guise d'illustration, nous avons regroupé l'évolution de ces différents paramètres dans le tableau IV.A. Le nombre de points par fichier est constant (= 200 k points).

Sur les figures 6.2 et 6.3, nous avons tracé les spectres d'énergie obtenus, à partir d'un même fichier d'acquisition ADL. Sur ce fichier, nous avons fait varier le nombre de sous-blocs de la TFR afin de voir son influence sur les spectres calculés. Pour les basses fréquences ($n < 100$ Hz), plus n augmente et plus la résolution sur E_u diminue. Le même phénomène est observé pour les plus hautes fréquences ($1000 < n < 7500$). Étant donné le nombre de points que nous avons pris pour chaque acquisition d'ADL (ce dans un souci de précision et de qualité de résultats), on comprendra que le temps de calcul pour chaque TFR n'en fût que d'autant plus long. De surcroît, le stockage des fichiers et le dépouillement de toutes ces données sont accrus par le nombre de positions de mesures axiales prises pour

chaque gaz (une vingtaine). En gros, nous avons eu 20 (nombre de positions axiales) x2(U et V) x4 (nombre d gaz) = 160 spectres à déterminer.

<i>n (sous-blocs pris pour la TFR)</i>	<i>B (Hz)</i>	<i>M (blocs pris pour la TFR)</i>
1	7,32	195
2	3,66	98
4	1,83	49
8	0,92	24
16	0,46	12
32	0,23	6

Tableau IV.A : Paramètres primordiaux de nos TFR.

V) RÉSULTATS :

V.1) INTERVALLES DE CONFIANCE DES DENSITÉS SPECTRALES :

Nous cherchons à déterminer un intervalle de confiance afin d'obtenir l'erreur faite sur le calcul de nos spectres d'énergie. Selon Lumley (1965), ainsi que Wyngaard et Clifford (1977), pour de grands nombres d'onde k_1 , les erreurs seraient respectivement de 5 et 3 % sur les densités spectrales longitudinales et transversales. Considérons que nous voulons, alors, que notre intervalle de confiance soit à **90 % ($\alpha = 0,01$)** centrée autour de la vraie valeur de la densité spectrale, $\Delta E_u(n)$. Pour nos spectres, les TFR qui ont permis de calculer ces derniers ont été faites (§IV) sur un nombre M de blocs, gardé constant et égal à 50. On sait que lorsque M est supérieur ou égal à 30 (Bendat et Piersal, 1986), l'intervalle de confiance est celui d'une densité de probabilité de type. L'inégalité à utiliser est la suivante :

$$\boxed{E_u(n) - z_{\alpha/2} \cdot E_u(n) / \sqrt{BT} \leq \Delta E_u(n) \leq E_u(n) + z_{\alpha/2} \cdot E_u(n) / \sqrt{BT}} \quad \text{(V.a)}$$

La recherche de $z_{\alpha/2}$ se fait à partir de tables (Owen, 1955) pour une densité de probabilité de type gaussien. On trouve $z_{\alpha/2} = 1,64$. L'erreur quadratique moyenne ε

vaut $z_{\alpha/2} / \sqrt{BT} = 0,332$ (notre résolution en fréquence B valant 1,83 Hz et le temps d'acquisition moyen $T = 13,33$ s).

L'intervalle de confiance s'écrit alors :

$$0,668. E_u(n) \leq \Delta E_u(n) \leq 1,332. E_u(n) \quad \text{(V.b)}$$

Sur la figure 6.4, nous avons tracé un spectre (jet d'air, $X/D_j = 5$, fichier comportant 200 k points) ainsi que les barres des intervalles de confiance.

V.2) ALLURES DES DENSITÉS SPECTRALES OBTENUES POUR CHAQUE GAZ :

Note importante :

Les densités spectrales d'énergie ont été calculées pour l'hélium I, le méthane, l'air et le CO2. Nous n'avons pas pu mener à bien le calcul de ces densités spectrales pour l'hélium II, faute de temps.

L'évolution axiale, pour chaque gaz, de la densité spectrale selon la composante longitudinale U, est déterminée à partir de la méthodologie décrite au paragraphe §IV.3. Sur les figures 6.5 et 6.6, nous avons tracé respectivement $E_u(n) / \overline{u'^2}$ et $E_u(n)$ pour les hauteurs $X/D_j = 0,3$ et 42 (pour tous les gaz), tandis que sur les figures 6.7 et 6.8, nous avons tracé les évolutions de $E_u(n)$, uniquement pour l'air (avec $X/D_j = 0,3 ; 5 ; 10 ; 42 ; 57$ et 62).

Comme il est attendu (la fréquence d'échantillonnage étant de 15 kHz) la fréquence maximale obtenue pour chaque spectre est de 7500 Hz (la plus petite étant de 1,8 Hz). L'étendue en fréquence est notable. Dans les basses fréquences, nous observons un plateau pour chaque gaz (jusqu'à $n \approx 40$ Hz).

Sur la figure 6.5 ($E_u(n) / \overline{u'^2}$ selon X/D_j) le net plateau observé (dans les basses fréquences) et le nombre suffisant de points qu'il comporte, indique que l'on pourra déterminer l'échelle intégrale de temps (cf. §III.1, formule III.b). On remarque également la présence d'un pic pour chaque spectre autour de 200 Hz, tandis qu'un autre, uniquement pour l'hélium, se situe vers 1200 Hz. Nous verrons au paragraphe §V.4 que le pic à 200 m^{-1} correspond au maximum du spectre d'énergie

pondéré par le nombre d'onde monodimensionnel selon la composante longitudinale ($k_1^2 E(k_1)$).

Sur la figure 6.6, nous donnons les spectres sans les adimensionner par $\overline{u^2}$. À cette hauteur ($X/D_j = 42$), les spectres se positionnent selon la densité des gaz, du plus lourd vers le plus léger, avec $E_u(n)$ qui décroît. Une grande partie de l'énergie cinétique de la turbulence est dissipée à cette hauteur pour l'hélium (d'où la position du spectre, nettement en dessous des autres gaz). Il est important de noter que le maximum de $E_u(n)$ que nous avons trouvé pour chaque gaz correspond exactement à la position axiale où k , l'énergie cinétique de la turbulence, est maximale. Ainsi, en partant de la section de sortie, l'hélium est le premier à être à son maximum pour $X/D_j = 5$ (spectre non représenté).

Plus loin en aval de sa section d'émission, le niveau de $E_u(n)$ atteint par ce gaz diminue, tandis que celui du méthane monte (jusqu'à un maximum à $X/D_j = 7$). Il en va de même pour l'air et le CO_2 (respectivement à leur maximum pour $X/D_j = 10$ et 12). On se référera aux figures 6.7 et 6.8 pour l'air. La position du maximum de $E_u(n)$ pour l'hélium, le méthane, l'air et le CO_2 , et sa correspondance avec celui de k (et donc de $\langle u^2 \rangle$ et $\langle v^2 \rangle$), est un premier indicateur de la *bonne tenue* de nos spectres, puisque l'intégrale de $E_u(n)$ doit valoir, aux erreurs de calcul près, $\overline{u^2}$ (et $\overline{v^2}$ s'agissant de $E_v(n)$).

V.3) TEST DE VALIDITÉ DES DENSITÉS SPECTRALES :

Afin de vérifier si l'estimation par nos programmes des divers spectres d'énergie était bonne, nous avons calculé pour tous nos gaz, et toutes les positions axiales, les intégrales de $E_u(n)dn$ et $E_v(n)dn$ sur la totalité de notre domaine fréquentiel. Les résultats de ces vérifications sont reportés sur la figure 6.9 (pour la composante longitudinale) et 6.10 (pour la composante transversale). Pour $\int_0^{\infty} E_u(n) dn / \overline{u^2}$,

l'erreur d'*aliasing* commise est de l'ordre de 5 à 4 %. Elle oscille à peu près autour

de la même valeur pour $\int_0^{\infty} E_v(n) dn / \overline{v'^2}$, à savoir entre 3 et 5 % d'erreur. Nous pouvons donc considérer que l'estimation de nos spectres est bonne.

V.4) MAXIMUM DE DISSIPATION DES DENSITÉS SPECTRALES :

Comme nous l'avons vu au paragraphe §II.3, il existe (pour le spectre tridimensionnel $E(k,t)$) un domaine inertiel.

À l'opposé, il existe un nombre d'onde k_d pour lequel les effets dûs à la viscosité sont les plus forts. k_d s'écrit (Hinze, 1975) : $k_d \propto 1/\eta$ (η étant l'échelle de Kolmogorov).

Townsend (1951) a montré que le maximum de dissipation intervenait pour $k_1\eta < 1$. Cette valeur varie grandement selon les expériences. Dans le tableau V.A, nous avons rassemblé la valeur de $k_1\eta$ (selon l'axe X) déterminée par quelques auteurs.

Type d'écoulement	Configuration expérimentale	$k_1\eta$	Référence
Grille de turbulence	---	0,15	Stewart et al. (1951)
Canal	---	0,1	Grant et al.(1962)
<i>(Méthode numérique)</i>	---	0,09	Kraichnan (1961)
Canal	$Re_\lambda = 600$ $y = 515 \text{ mm}$	0,08	Saddoughi et al. (1994)

Tableau V.A : Quelques valeurs de $k_1\eta$ du pic de dissipation relevées dans la littérature.

Nous avons déterminé les valeurs de $k_1\eta$ pour nos quatre gaz, ceci à différentes hauteurs ($X/D_j = 0,3 ; 17$ et 42). Les valeurs de l'échelle de Kolmogorov sont déterminées au §V.10.

Sur les figures 6.11.a, b, c et d, nous avons tracé respectivement la densité spectrale E_{k1} ($k_1\eta$), à $X/D_j = 17$, pour le jet d'hélium I, de méthane, d'air et de CO_2 en fonction de $k_1\eta$. Sur les figures VI.12.a, b, c et d sont représentées les

densités spectrales pour les quatre gaz. À $X/D_j = 42$ (nous ne les avons pas tracées pour $X/D_j = 0,3$).

La valeur précise de ce maximum a été obtenue à partir des densités spectrales pondérées par le carré du nombre d'onde k_1 (cf. figures 6.13.a, b, c et d pour $X/D_j = 17$ et V.14.a, b, c et d pour $X/D_j = 42$). Nous avons procédé de la même façon pour $X/D_j = 0,3$ (figures non présentées). Nous avons regroupé les valeurs dans le tableau V.B.

<i>Gaz</i>	X/D_j	$k_1 \eta$
<i>Hélium I</i>	0,3	0,05
	17	0,08
	42	0,05
<i>Méthane</i>	0,3	0,024
	17	0,025
	42	0,025
<i>Air</i>	0,3	0,013
	17	0,018
	42	0,0175
<i>CO₂</i>	0,3	0,016
	17	0,011
	42	0,02

Tableau V.B : Valeurs de $k_1 \eta$ dans les quatre gaz étudiés.

Pour l'air ($X/D_j = 0,3$ et $Re = 19231$), la valeur de $k_1 \eta$ vaut 0,013. Dans le champ moyen ($X/D_j = 17$), $k_1 \eta$ vaut 0,018. Pour le jet d'hélium I, à cette même hauteur, la position pour laquelle la dissipation due à la viscosité est maximale $k_1 \eta$ vaut 0,08. Ces quelques différences sont sans doute à mettre sur le compte des nombres de Reynolds turbulents, Re_λ , qui sont

V.5) L'ÉCHELLE INTÉGRALE DE TEMPS :

Pour calculer l'échelle intégrale de temps conformément à la relation III.b (§III.1), notée $\Lambda_{u'}$, il nous a fallu déterminer la valeur du plateau obtenu pour nos différents spectres (dans les basses fréquences). Les évolutions de $\Lambda_{u'}$ pour chaque gaz selon la position axiale sont données sur la figure 6.15. Elles suivent la même évolution pour tous les gaz étudiés. Sur toute la zone d'exploration des jets, cette échelle se positionne (en intensité) selon la densité des gaz (plus élevée pour les jets de gaz léger). On remarque que, passée la section de sortie, il y a une forte décroissance de $\Lambda_{u'}$ jusqu'à la fin du cœur potentiel. Ensuite, les échelles intégrales de temps augmentent de façon linéaire lorsque $X/D_j > 12$. Les équations de droites trouvées sont les suivantes :

Hélium I	$\Lambda_{u'} \text{ (ms)} = 2,73.(X/D_j) + 0,20$
Méthane	$\Lambda_{u'} \text{ (ms)} = 2,57.(X/D_j) + 0,17$
Air	$\Lambda_{u'} \text{ (ms)} = 1,47.(X/D_j) + 0,18$
CO ₂	$\Lambda_{u'} \text{ (ms)} = 1,22.(X/D_j) + 0,16$

V.6) L'ÉCHELLE INTÉGRALE DE LONGUEUR :

Elle est obtenue, en considérant que l'hypothèse de Taylor est vérifiée, en multipliant l'échelle intégrale de temps par la vitesse locale U_c sur l'axe du jet (cf. §III.2). Les évolutions obtenues pour chaque gaz sont données sur la figure 6.16.

Il est extrêmement étonnant de trouver des valeurs de $L_{u'}/D_j$ supérieures à l'unité. L'on peut émettre de fortes réserves quant à l'utilisation de l'hypothèse de Taylor avec une forte variation de la densité. Cependant, ceci n'explique pas le fait que, même pour l'air, le rapport $L_{u'}/D_j$ soit supérieur à l'unité. Malheureusement nous devons, pour l'instant, nous contenter de ces résultats, tout en étant conscients que des mesures en deux points sont tout à fait indispensables.

L'évolution générale est identique (dans le champ proche) à celle trouvée pour l'échelle intégrale de temps. En sortie de tube, l'échelle intégrale de longueur est plus élevée dans les gaz légers que dans les gaz lourds. Pour l'hélium I, la forte différence par rapport aux autres gaz est sans doute due au bas nombre de Reynolds. Si R_p diminue, l'entraînement de grosses structures par le jet est plus

important (d'où les valeurs supérieures au diamètre D_j du tube d'émission), elles-mêmes entraînées par le gradient axial. Si l'on va des gaz les plus légers vers les plus lourds, il y a diminution de la taille des structures cohérentes. Lorsque l'on s'éloigne, cette échelle décroît fortement, pour tendre vers une valeur asymptotique ($\approx 0,2$).

REMARQUE EXTRÊMEMENT IMPORTANTE :

Pour faire nos divers calculs des taux de dissipation de l'énergie cinétique, des échelles de Taylor, des nombres de Reynolds turbulents ainsi que des micro-échelles spatiales de Kolmogorov, nous avons considéré que la viscosité cinématique ν_j du jet est constante sur l'axe du jet. Ceci peut être considéré comme valable pour l'air, le méthane (dont la viscosité cinématique est assez proche de celle de l'air et n'évoluera donc pas trop sur l'axe), et le CO_2 . Ainsi, pour toutes les quantités présentées ci-après, **nous avons gardé la viscosité cinématique constante (viscosité à l'émission du jet de gaz) pour le méthane, l'air et le CO_2 .**

En revanche pour l'hélium I, ν_j doit évoluer fortement sur cet axe (et se rapprocher de celle de l'air si l'on s'éloigne sur l'axe du jet). Les quantités relatives à l'hélium I ont été calculées avec la viscosité cinématique à l'émission.

Bien que cela soit déplacé par rapport à l'organisation de ce mémoire, nous signalons que nous avons utilisé un résultat obtenu dans l'annexe D (§3.2). Pour l'hélium, sur l'axe, la masse volumique ρ_j est proche de celle l'air pour $X/D_j = 10$. On peut considérer qu'il en va de même pour ν_j . Nous avons ainsi pu corriger la valeur du nombre de Reynolds turbulent $Re_{\lambda u}$ ainsi que l'échelle de Kolmogorov. Nous le signalerons plus loin, au fil des paragraphes.

V.7) TAUX DE DISSIPATION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE :

V.7.1) LES ÉVOLUTIONS AXIALES DANS LE CHAMP PROCHE :

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence est calculé pour la composante longitudinale et transversale de la vitesse par les formules (III.d et III.e) ; la viscosité cinématique est prise égale à celle à l'émission du jet gaz, et donc : $\nu = \nu_j$.

Pour chaque position, nous avons dû calculer l'intégrale du spectre de dissipation, $n^2 \cdot E_u(n)$, ceci sur toute la gamme en fréquence qui était à notre disposition (de 1,83 Hz à 7500 Hz).

Nous montrons les allures de ces spectres de dissipation pour les gaz extrêmes, le plus lourd et le plus léger, c'est-à-dire le CO₂ et l'hélium (cf. figure 6.17) pour la position axiale où nous avons localisé le maximum de l'énergie cinétique de la turbulence k de ces deux gaz (chapitre 5, §V.2). La qualité de ces courbes, sur toute la gamme de fréquence explorée, nous permettra d'estimer les échelles de Kolmogorov (§V.10). Nous retrouvons le pic principal (maximum de dissipation) pour une fréquence autour de 1000 Hz, déjà trouvé au §V.2, ainsi qu'un autre pic d'une intensité moindre vers 50 Hz.

Les évolutions des taux de dissipation adimensionnés $(\varepsilon_v \cdot D_j)/U_j^3$ et $(\varepsilon_v \cdot D_j)/V_j^3$ en fonction de X/D_j sont données sur les figures 6.18 et 6.19, en échelle logarithmique. Ces évolutions sont identiques pour les deux composantes de vitesse, mais plus importante en intensité pour U que pour V . On relève une croissance forte dès la section de sortie, jusqu'à un maximum puis, une forte décroissance avec une tendance en loi en puissance (détaillée dans les deux paragraphes suivants). Ce maximum correspond exactement aux mêmes positions axiales relevées pour l'énergie cinétique de la turbulence, lorsque celle-ci est maximale. Il est important de relever que ces évolutions du taux de dissipation sont les mêmes, en tendance, que celles obtenues par Ruffin et al. (1994), dans une simulation numérique.

La remarque la plus importante vient de ce que nos résultats sont tels que $\varepsilon_U \neq \varepsilon_V/2$ (relation établie au §III.4). D'une part, $\varepsilon_U \gg \varepsilon_V$, d'autre part, nous trouvons qu'il y a un facteur 100 (!) si l'on relève la valeur de ε_U et de ε_V en leur maximum. Ce fait est illustré par le tableau ci-dessous.

	Hélium I	CO ₂
$A = [(\varepsilon_U.D_j)/U_j^3]_{\max}$	2.10^{-3}	$4,2.10^{-5}$
$B = [(\varepsilon_V.D_j)/U_j^3]_{\max}$	$1,5.10^{-5}$	$4,5.10^{-7}$
A / B	133	93

Il appert donc qu'il est essentiel de se poser la question de la validité du calcul du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence par notre méthode :

i) Les taux de dissipation ε_U et ε_V sont obtenus à partir d'une relation valable uniquement dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope ; ce qui n'est pas tout à fait notre cas (mais nous n'avons aucune autre relation pour tenter d'estimer le taux de dissipation).

ii) La fréquence d'échantillonnage, et donc le "*data rate*", est une source d'erreur considérable. Si nous avions échantillonné ne serait-ce qu'avec une fréquence de 20 000 Hz, les quelques décades de fréquences supplémentaires à notre disposition nous auraient permis d'obtenir des valeurs de ε_U et ε_V beaucoup plus élevées. L'on peut donc se dire que pour un "*data rate*" le plus élevé qui soit, on se rapproche de la valeur vraie du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. Hors, l'obtention d'une telle fréquence est tout à fait utopique puisque l'on ne peut espérer l'augmenter (et donc le taux de particules qui ensemencent les jets) sans *bruiter* les résultats d'anémométrie Doppler laser.

V.7.2) LES ÉVOLUTIONS AXIALES DANS LE CHAMP LOINTAIN :

S'agissant des tendances du taux de dissipation à suivre une loi en puissance, on note deux pentes pour la composante longitudinale, $(X/D_j)^{-1}$ lorsque $X/D_j \in [10 ; 25]$ et $(X/D_j)^{-3}$ lorsque $X/D_j > 25$. Pour la composante transversale, nous n'observons qu'une seule pente, $(X/D_j)^{-3}$ lorsque $X/D_j > 10$.

Il y a fort peu de résultats expérimentaux sur la détermination du taux de dissipation, qui plus est dans les jets turbulents à masse volumique variable. Et, même lorsque celui-ci est déterminé, ce n'est que pour des positions axiales lointaines d'un jet. Toutefois, nous avons pu faire des comparaisons avec les travaux d'Antonia et al. (1979) conduits sur des jets circulaires d'air. Sur la figure 6.20, nous

avons limité nos profils à la zone où le taux de dissipation évolue selon une loi en puissance ($X/D_j > 10$). En plus de nos résultats, nous avons ajouté le taux de dissipation déterminé par Antonia et al. (1979), pour leur jet d'air ($Re_j = 5,7.10^5$). Lorsque $X/D_j = 40$, nos résultats correspondent assez bien avec ceux d'Antonia et al. (1979), leur taux de dissipation suivant une loi en $(X/D_j)^{-4}$ ce qui, nous le verrons juste après, est en parfait accord avec la théorie. Il est fort possible que nous ne soyons pas allés suffisamment haut dans nos jets pour détecter un changement de pente (de -3 à -4) ; il est également judicieux de dire que les sources d'erreurs dans la détermination du taux de dissipation engendrent cette différence de puissance.

Cette évolution selon la puissance $(X/D_j)^{-4}$ du taux de dissipation vient de la théorie ainsi que du concept d'auto-similarité des jets. On relie le taux de dissipation à l'échelle de longueur turbulente l_0 par :

$$\varepsilon = C.U_c^3 / l_0,$$

C étant une constante déterminée expérimentalement. Pour un jet rond, libre, l'auto-similarité permet d'écrire $U_j / U_c \propto 1/(X-X_0)$, tandis que la demi-épaisseur de vitesse $L_U \propto (X - X_0)$. Alors, à partir de l'expression de ε , on obtient :

$$(\varepsilon.D_j)/U_j^3 = C_1 . (X/D_j)^{-4}$$

V.7.3) VALEUR ASYMPTOTIQUE DU TAUX DE DISSIPATION LONGITUDINAL :

Sur la figure 6.21, nous avons tracé les profils axiaux du taux de dissipation longitudinal adimensionné, cette fois ci, par la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe, U_c . Les seules comparaisons possibles avec la littérature sont celles avec des jets d'air isothermes, et chauffés. Les allures de nos profils ne sont pas sans rappeler celles déjà relevées pour les écarts-types $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$, lesquelles tendaient également vers une valeur asymptotique. Pour le taux de dissipation, l'évolution selon X/D_j est identique. Dès la section de sortie, l'augmentation est rapide (et la plus forte) dans les jets de gaz léger. Puis, le taux de dissipation tend vers une valeur asymptotique qui diffère selon les gaz. Cette valeur diminue si l'on

va des gaz légers vers les gaz lourds. Ainsi, l'on obtient 0,0062 dans l'hélium I, 0,005 dans le méthane, 0,00185 dans l'air et 0,0012 dans le CO₂. Pour le jet d'air, nous sommes proches des résultats de Sarh (1990) dans un jet isotherme (0,0025), ainsi que de ceux de Gutmark et Wygnanski (1976), qui donnent 0,00165 ou encore Heskestad (1965) avec 0,002. Pour les jets plus légers que l'air, la seule comparaison possible est celle d'un jet d'air chauffé (Sarh, 1990), lequel trouve une asymptote de 0,0033.

V.7.4) UTILISATION DU DIAMÈTRE ÉQUIVALENT :

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, l'utilisation d'un diamètre équivalent (Thring et Newby, 1953) basé sur le rapport R_ρ des densités entre le jet de gaz et le co-courant d'air permet d'uniformiser le profil de grandeurs moyennes (vitesse longitudinale,...) pour l'étude d'écoulement à masse volumique variable. Sur les figures 6.22.a et 6.22.b, nous avons tracé respectivement $(\varepsilon_U.D_e/U_j^3)/R_\rho$ et $(\varepsilon_V.D_e/U_j^3)/R_\rho$ en fonction du diamètre équivalent D_e .

L'utilisation de ce diamètre permet d'uniformiser les profils des taux de dissipation d'une façon étonnante (particulièrement lorsque $X/D_j \geq 10$), ce pour tous les gaz, et quelle que soit la composante de vitesse (longitudinale ou transversale). Dans cette même zone des jets, nous retrouvons de façon plus distincte les pentes en -1 et -3 déterminées au paragraphe §V.7.2. En revanche, la superposition des courbes n'est pas obtenue dans le champ proche ($X/D_j < 10$), indiquant l'inadaptation de D_e à cette zone.

La superposition des taux de dissipation dans le champ proche ($X/D_j < 10$) peut être faite de façon acceptable, mais cette fois ci en traçant $\varepsilon_U.D_j/U_j^3$ et $\varepsilon_V.D_j/U_j^3$ en fonction du diamètre équivalent D_e . (cf. figures 6.23 et 6.24). Nous relevons également la présence d'une pente en +2,2 (figure 6.23) et +1 (figure 6.24), uniquement valable pour une portion restreinte de X/D_j (de 1 à 10). Cette remarque est surtout valable pour la figure 6.23.

Selon la composante transversale de la vitesse, les taux de dissipation pour l'hélium I et le méthane s'écarte très vite de la pente en +1. Ainsi, exception faite de la zone des jets proche du cône potentiel (siège du maximum de dissipation de

l'énergie cinétique) il semble qu'il soit possible de décrire l'évolution du taux de dissipation à l'aide de lois en puissance, particulièrement pour des hauteurs $X/D_j \geq 10$. Concernant le champ proche, une évolution selon une loi de type puissance n'est qu'une hypothèse, surtout pour des écoulements à masse volumique variable. Cependant, l'emploi d'un diamètre équivalent semble attester ce comportement.

V.8) L'ÉCHELLE DE TAYLOR :

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ayant été déterminé pour chaque gaz, nous pouvons alors calculé l'échelle de Taylor à l'aide de la formule III.g (§III.5). La viscosité cinématique est prise égale à celle à l'émission du jet de gaz. Son évolution axiale est tracée sur la figure 6.25.a.

Étant donné que les profils sont complètement donnés pour chacun des gaz, les valeurs des échelles de Taylor (élevées dans la section de sortie) rapetissent celles relevées dans le champ lointain. Ainsi, dans cette zone, l'évolution quasi linéaire relevée pour cette échelle par de nombreux auteurs (Sarh, 1990, dans la zone axisymétrique d'un jet rectangulaire ; Antonia et al., 1979) n'est pas visible. En limitant le domaine ($X/D_j > 10$), la tendance à une évolution linéaire de l'échelle de Taylor est un peu plus évidente (cf. figure 6.25.b).

V.9) LE NOMBRE DE REYNOLDS TURBULENT :

Il est directement déduit des échelles de Taylor (cf. formule III.g, §III.6). La viscosité cinématique est prise égale à celle à l'émission du jet de gaz. Sur la figure 6.26 sont tracées les évolutions de Re_λ . Dès la section de sortie, ce nombre est élevé pour nos quatre gaz.

On relève 115 pour l'hélium, 533 pour le méthane, 453 pour l'air et 358 pour le CO₂. Si l'on monte dans les jets, Re_λ continue à augmenter pour les quatre gaz, jusqu'à un maximum (228 pour l'hélium, 1332 pour le méthane, 1474 pour l'air et 1247 pour le CO₂) qui correspond à la position axiale de la fin du cœur potentiel. Enfin, dans le champ lointain, Re_λ baisse considérablement pour tendre vers des niveaux inférieurs à ceux relevés en sortie de tube. Le fait que Re_λ dépasse 1000

dans le champ proche n'est pas une surprise. Gutmark et Wygnanski (1976) avaient déjà avancé ce comportement de Re_λ pour des petites valeurs de X/D_j . Friehe et al (1972), Champagne (1978) ainsi qu'Antonia et al. (1979) ont montré que, dans le champ lointain d'un jet, Re_λ et Re_j peuvent être liés par une relation du type : $Re_\lambda \approx Cste.Re_j^{1/2}$. Antonia et al. (1979) lie ces deux nombres sans dimension par :

$$\boxed{Re_\lambda = A_1^2 (15 / A_2)^{1/2} (K_1 K_2)^{1/2} Re_j^{1/2}}$$

Ainsi, pour un jet circulaire, $U_j/U_c = K_1(D_j/X)$ et $LU = K_2(X/D_j)$, ceci pour des X/D_j suffisamment élevés. Sur la figure 6.27 sont donnés les profils de $Re_\lambda / Re_j^{1/2}$. Ce paramètre est plus ou moins constant, mais uniquement pour $X/D_j > 35$. Dans leur jet d'air, Antonia et al. (1979) obtiennent comme relation $Re_\lambda \approx 1,74.Re_j^{1/2}$ tandis que Champagne (1978), également dans un jet d'air, ($Re_\lambda = 626$ et $Re_j^{1/2} = 3,7.10e^5$) trouve une constante beaucoup plus basse avec $Re_\lambda \approx 1,04.Re_j^{1/2}$.

Cette dernière valeur correspond bien avec les nôtres, tout comme celle de Friehe et al. (1972) pour $X/D_j = 40$ ($Re_\lambda \approx 1,52.Re_j^{1/2}$). Par contre, dans le champ proche, la relation liant Re_λ à $Re_j^{1/2}$ n'est plus du tout valable. L'allure de Re_λ est l'inverse de celle de l'échelle de Taylor.

Nous signalons que nos évolutions de $Re_\lambda / Re_j^{1/2}$ ont quelques différences (quantitatives) par rapport à celles déterminées par Ruffin et al. (1994). Dans le cœur potentiel, les valeurs de $Re_\lambda / Re_j^{1/2}$ sont moindres que dans nos expériences, respectivement 1,8 dans pour jet d'hélium ($Re = 64000$) et 1,5 pour un jet d'air ($Re = 256000$) tandis que nous trouvons pour ces mêmes gaz 4,7 ($Re = 2400$) et 10,8 ($Re = 19231$). Dans le champ lointain ($X/D_j > 60$), $Re_\lambda / Re_j^{1/2}$ n'évolue que légèrement par rapport au maximum obtenu dans le cœur potentiel (1,9 pour l'hélium et 2,2 pour l'air), tandis que la valeur de ce rapport baisse pour nos mesures (0,1 pour l'hélium et 1,2 pour l'air).

V.10) LES ÉCHELLES SPATIALES DE KOLMOGOROV :

La connaissance du taux de dissipation de l'énergie cinétique sur l'axe nous permet de calculer les échelles spatiales de Kolmogorov à l'aide des formules III.h et III.i (§III.7). La viscosité cinématique est égale à celle à l'émission du jet de gaz. Les évolutions axiales de l'échelle de Kolmogorov pour nos gaz sont représentées sur la figure 6.28, pour la composante longitudinale, et la figure 6.29, pour la composante transversale. Les courbes se positionnent les unes par rapport aux autres selon la densité du gaz. On relève une forte décroissance dès la section de sortie, pour atteindre un minimum à la fin du cœur potentiel. Ensuite, les échelles évoluent de façon linéaire.

L'échelle de Kolmogorov semble beaucoup plus grande dans les gaz légers que dans les gaz lourds (bien que cette constatation soit moins marquée entre l'air et le méthane). Pour l'air, nous obtenons une évolution de η_U sensiblement identique à celle rapportée par Sarh (1990), mais pour un jet isotherme de canal rectangulaire ($\eta_U \in [0,092; 0,055]$ mm pour X/H allant de 2 à 50). Celui-ci avait également déterminé une baisse de l'échelle de Kolmogorov jusqu'à un minimum, puis une croissance linéaire plus loin en aval. Le plus étonnant vient de ce que ce même auteur trouve des échelles η_U beaucoup plus petites pour ce même jet d'air, mais chauffé, tandis que, dans notre cas, ces échelles sont plus importantes comparativement à celles de l'air. Enfin, on remarque que, selon la composante transversale, les échelles de Kolmogorov sont plus importantes, indiquant que dans nos jets de gaz, les plus petits tourbillons ont une forme *ovée*.

Sur la figure 6.30, nous avons limité le domaine X/D_j entre 20 et 70 pour η_U afin de pouvoir faire des comparaisons avec des résultats d'autres auteurs (leurs mesures étant toujours faites dans le champ lointain d'un jet).

Friehe et al. (1972) ont proposé une relation empirique qui permet de donner η en fonction du nombre de Reynolds du jet et de la position axiale X/D_j :

$$\boxed{\frac{\eta_U}{D_j} = (48. Re_j^3)^{-1/4} \cdot \left(\frac{X}{D_j} \right)}$$

Avec cette même relation, nous avons ainsi obtenu quatre droites (celle du méthane n'est pas tracée sur la figure 6.30, étant quasi identique à celle déterminée

pour l'air). Exception faite de l'hélium I, cette loi n'est pas du tout adéquate avec nos échelles. Curieusement, les résultats expérimentaux d'Antonia et al. (1979) indiquent que leurs échelles η_U pour l'air sont deux fois plus importantes que les nôtres. Toutes ces différences trouvent assurément leurs sources dans les conditions d'éjections, qui diffèrent d'une expérience à une autre, tout comme de la présence du co-courant d'air qui n'est pas à négliger quant à son influence sur le développement de ces petites échelles, et surtout dans les erreurs commises lors du calcul des taux de dissipation, puisque les micro-échelles de Kolmogorov sont déduites de ceux-ci.

Toujours en utilisant la remarque faite au §V.9 (annexe D, §3.2), nous avons corrigé les échelles de Kolmogorov pour l'hélium I (cf. figure, 6.28 et 6.29). Bien entendu, le taux de dissipation correspondant a été recalculé avec cette même hypothèse.

V.11) UN PARAMÈTRE IMPORTANT :

Dans une récente étude numérique, Ruffin et al. (1994) ont déterminé des grandeurs caractéristiques dans des jets turbulents à masse volumique variable. Entre autres grandeurs et paramètres, ceux-ci se sont intéressés à l'échelle intégrale de turbulence à partir du rapport $k^{3/2}/\varepsilon$ (celui-ci étant calculé sur l'axe des jets simulés numériquement). Ainsi, ils ont établi la relation :

$$\left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon_U} \right]^* = \left(K_1^{3/2} \cdot \frac{A' A_3^3}{A_2} \right) \cdot \frac{X}{D_j}$$

avec $K_1 = k/\langle u^2 \rangle$, $A' = L_u/X$, $A_3 = \langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ et $A_2 = \varepsilon_U L_u/U_c^3$. Le rapport entre $[.]^*$ indiquant que ce dernier est adimensionné et divisé par D_j .

Comme nous avons déterminé l'énergie cinétique de turbulence k ainsi que le taux de dissipation ε_u , nous avons entrepris une comparaison de ce rapport. L'évolution de $(k^{3/2}/\varepsilon_U)/(X/D_j)$ est donnée pour tous les gaz sur la figure 6.31. Les toutes premières valeurs de ce rapport pour $X/D_j < 2$ n'ont pas été tracées étant donné qu'elles *écrasent* le restant des évolutions. Sur l'ensemble des profils, nous obtenons une décroissance notable et rapide, tout comme Ruffin et al. (1994). Le rapport $(k^{3/2}/\varepsilon_U)/(X/D_j)$ ne semble plus dépendre de la différence de densité, tout comme du

nombre de Reynolds lorsque l'on s'éloigne dans les jets, comme Ruffin et al. (1994) l'ont également remarqué. La seule différence notable vient de ce que, pour ces derniers, le rapport $(k^{3/2}/\varepsilon_U)/(X/D_j)$ ne tend pas vers la même asymptote. Ils donnent 0,11 alors que nous sommes à un niveau bien moindre (0,005 !).

VI) EXPLORATION DU DOMAINE INERTIEL :

L'équation II.d (§II.3) n'est valide, pour le spectre tridimensionnel $E(k,t)$, que dans le domaine inertiel (absence des effets de viscosité). Plus le nombre de Reynolds turbulent Re_λ est important, plus le domaine inertiel est large. Ainsi, l'on doit s'attendre à obtenir un plateau dans cette zone de nombres d'onde.

L'expression de la constante α_1 qui relie le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, ε , au nombre d'onde k_1 , peut être tirée de l'équation II.d. (en unidimensionnel).

On trouve alors :

$$\alpha_1 = \left(\frac{2\pi}{U_c \cdot \varepsilon_u} \right)^{2/3} \cdot E_u(n) \cdot n^{5/3} \tag{V.c}$$

Sur les figures 6.32 et 6.33, nous avons tracé les évolutions de α_1 , respectivement pour les hauteurs $X/D_j = 0,3$ et 17, ce pour chaque gaz. La première chose à noter est que les maxima de α_1 sont pris pour des valeurs de $k_1\eta$ similaires à celles déterminés au paragraphe §V.4.

Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau V.C. Pour $X/D_j = 0,3$ nous trouvons des valeurs de α_1 assez proches de la valeur donnée par Kolmogorov (0,53 dans l'air), comme celles de Pietri et al. (1997) ($\alpha_1 = 0,2-0,45$ dans la section $X/D_j = 0,2$ pour de l'air et de l'hélium).

Ces derniers ont obtenu les valeurs de α_1 à partir des travaux expérimentaux de Townsend (1976) ($\varepsilon D_j / 2u^{*3} = 2$) pour les écoulements de tube pleinement développés.

En revanche, dans le jet d'hélium I ($X/D_j = 17$), la valeur étonnamment basse de α_1 (0,035) doit être due au faible nombre de Reynolds (2420).

Way et Libby (1971) déterminent pour leur part, également dans un jet d'hélium pur ($X/D_j = 15$ et $Re_j = 3290$) $\alpha_{1\Box} = 0,5$.

Gaz	X/D_j	α_1
Hélium I	0,3	0,32
	17	0,035
Méthane	0,3	0,41
	17	0,42
Air	0,3	0,62
	17	0,8
CO ₂	0,3	0,62
	17	0,75

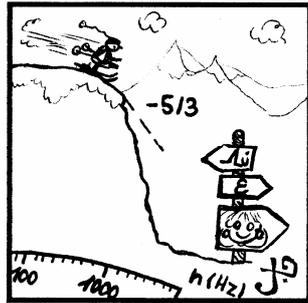
Tableau V.C : Valeurs de α_1 déterminées pour les quatre gaz.

Sur les figures 6.32 et 6.33, nous remarquons également deux autres faits importants. Lorsque $k_1 \eta$ est inférieur à $4e^{-4}$ ($2e^{-3}$ pour l'hélium I), α_1 suit à peu près une évolution linéaire. Il en va de même après le passage au maximum de α_1 . Ainsi, α_1 peut s'écrire :

$$\log(\alpha_1) = \log(e^{(k_1 \eta)^\xi}) \tag{V.d}$$

Les valeurs de ξ sont ($X/D_j = 17$) :

- $\xi = +1,58$ lorsque $k_1 \eta \in [1e^{-5} ; 4e^{-4}]$ (pour le méthane, l'air et le CO₂)
- $\xi = +1,44$ lorsque $k_1 \eta \in [2e^{-4} ; 2e^{-3}]$ (pour l'hélium I)
- $\xi = +2,11$ lorsque $k_1 \eta \in [1,5e^{-2} ; 6e^{-2}]$ (pour le méthane, l'air et le CO₂)
- $\xi = -1,57$ lorsque $k_1 \eta \in [1e^{-1} ; 7e^{-1}]$ (pour l'hélium I)



*Figures du
chapitre 6*

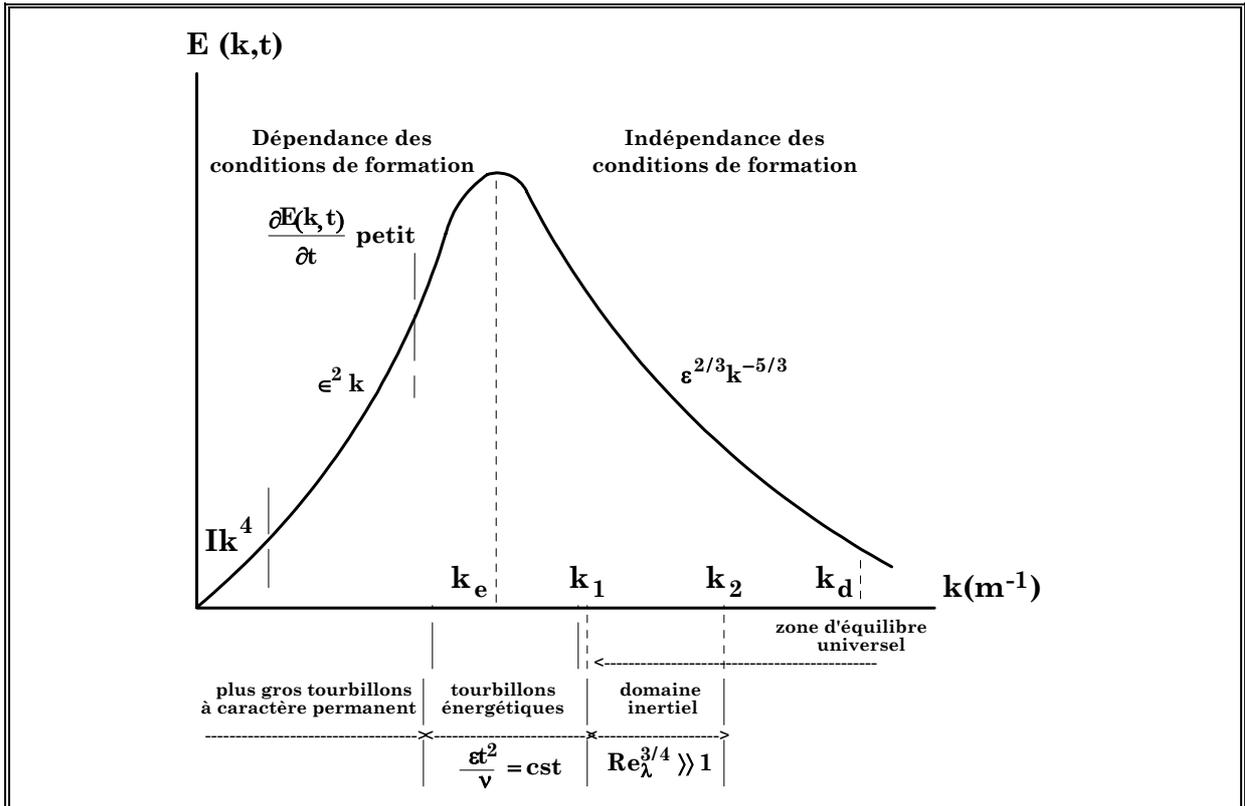


Figure 6.1 : Allure du spectre tridimensionnel $E(k,t)$.

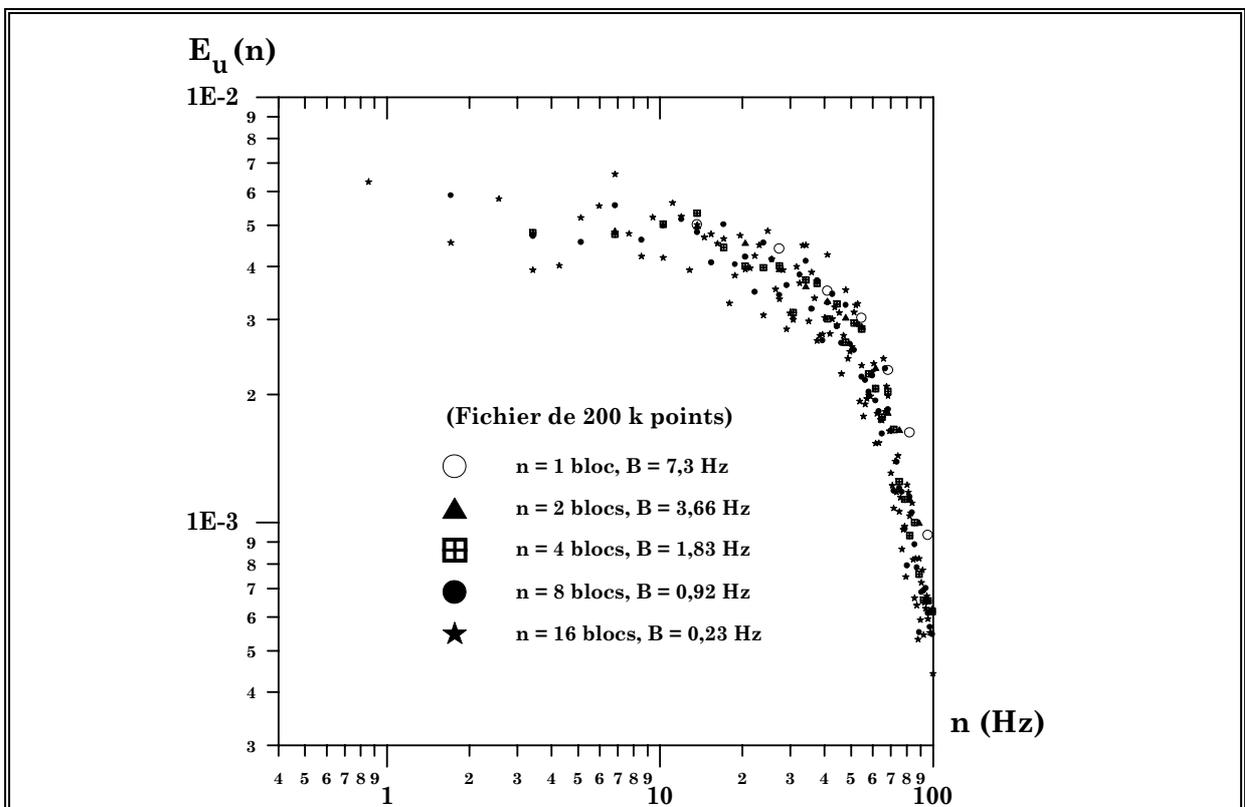
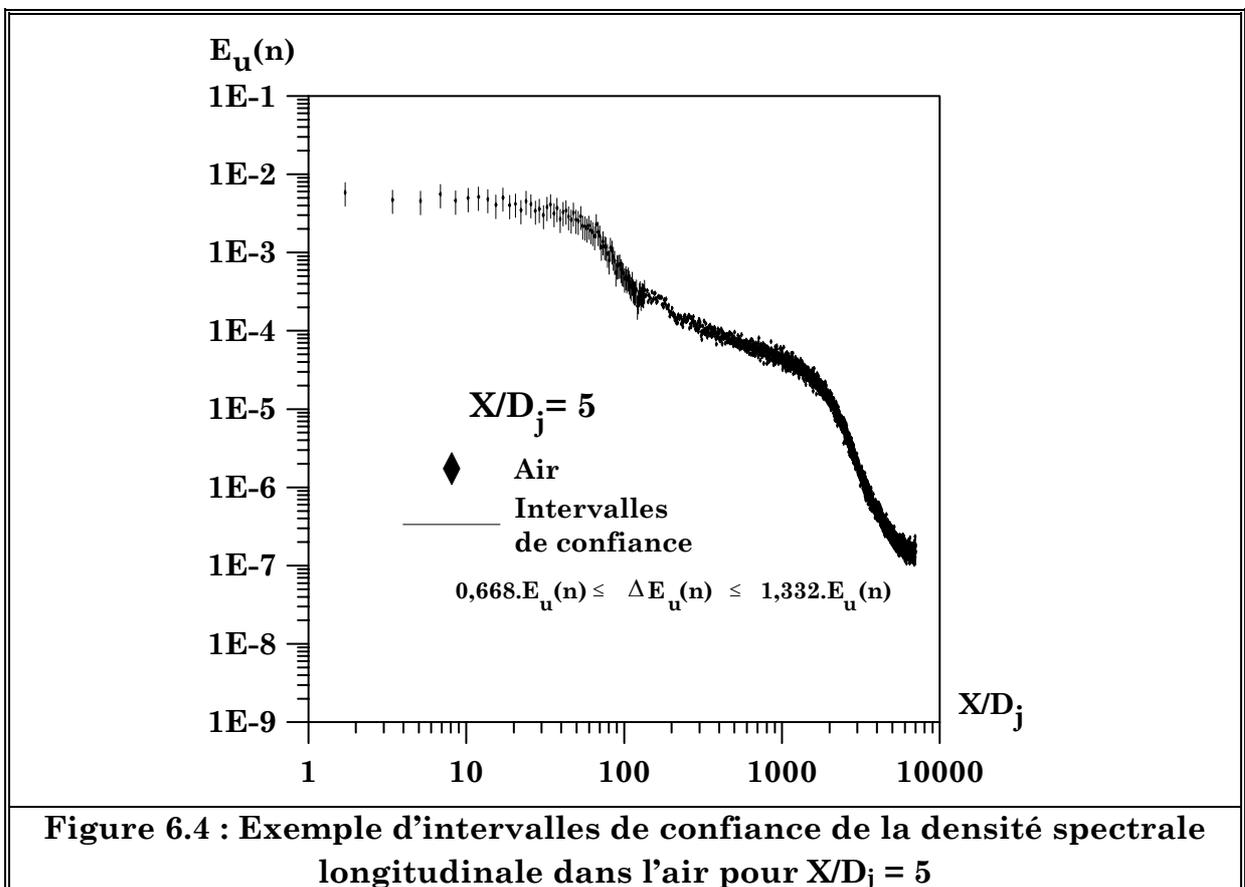
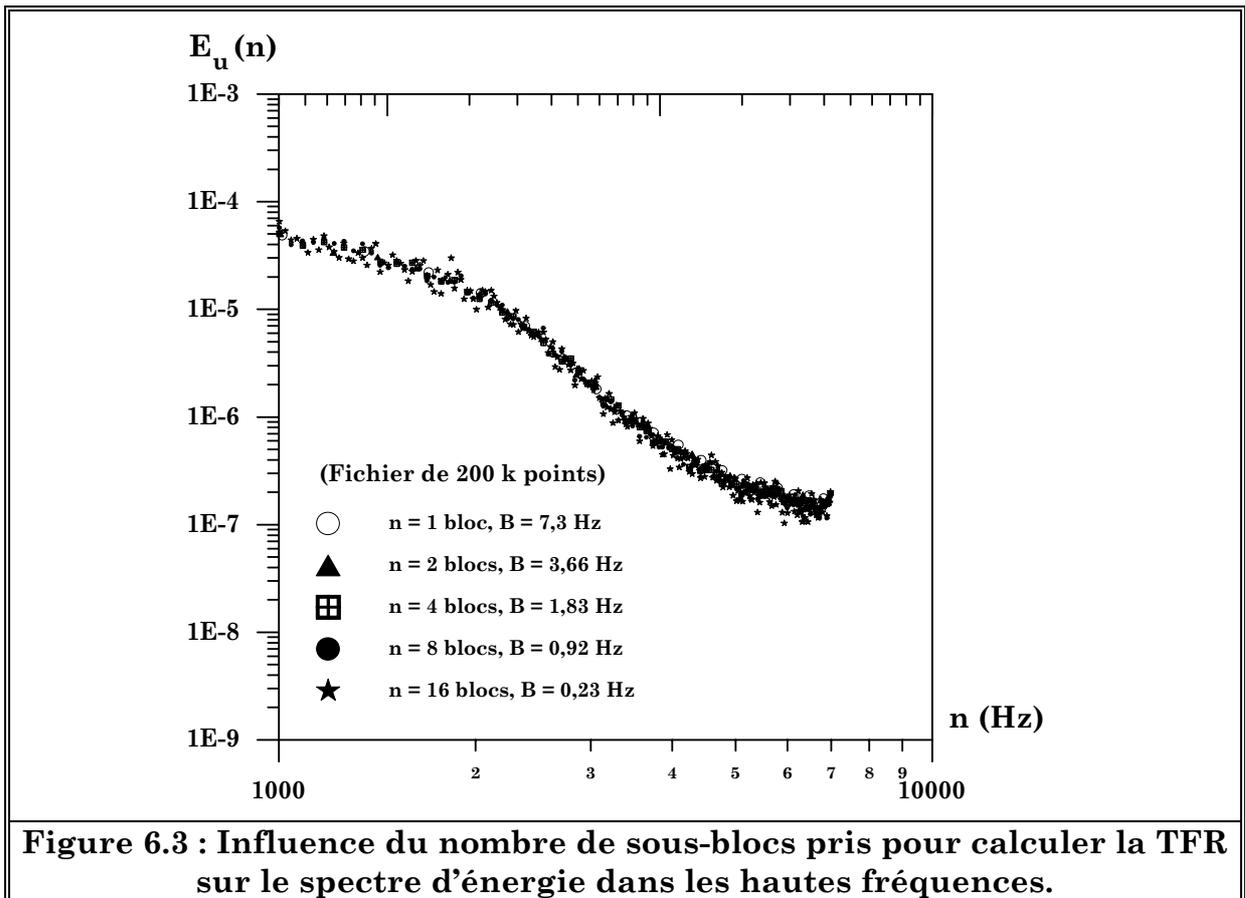
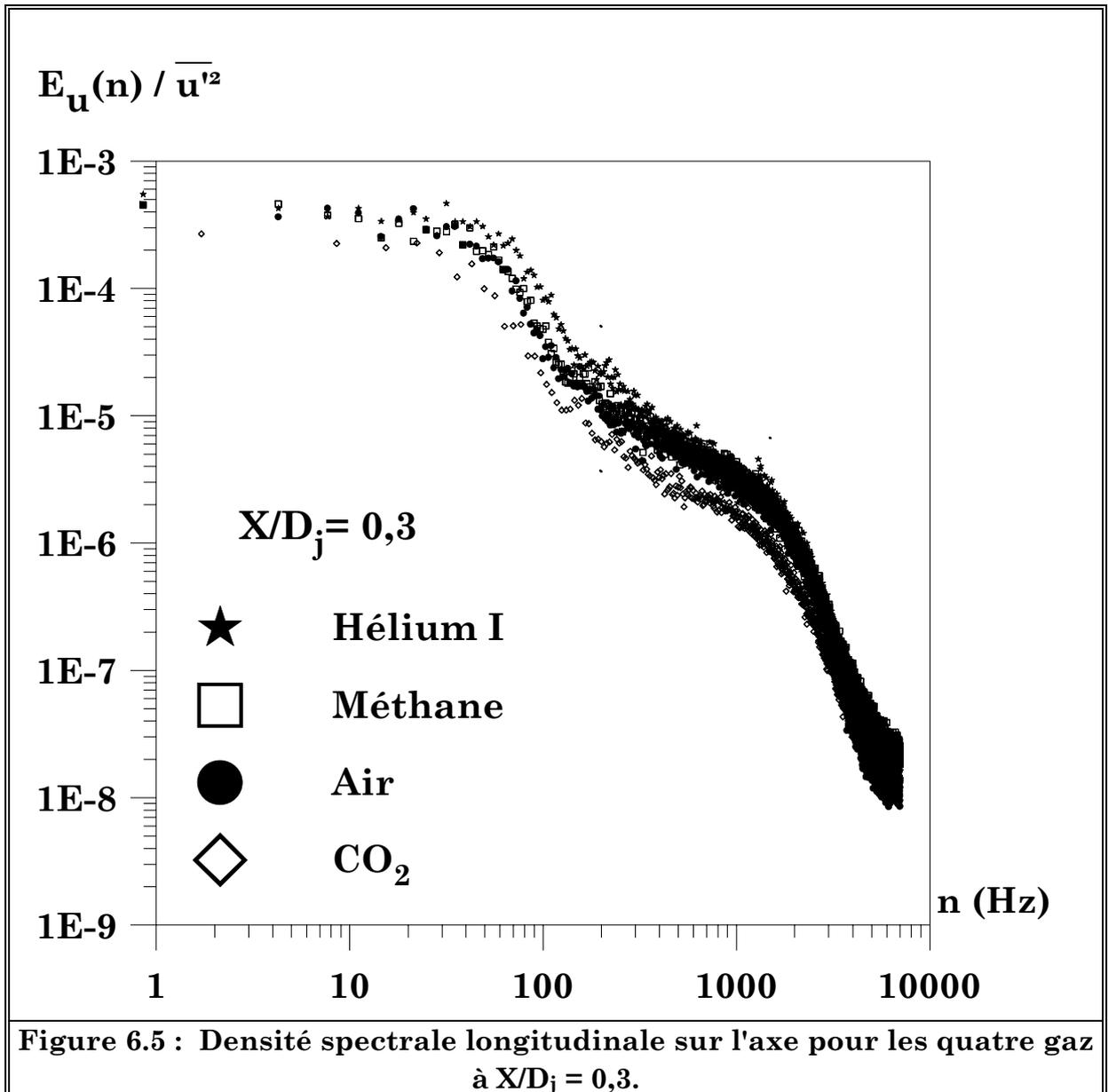
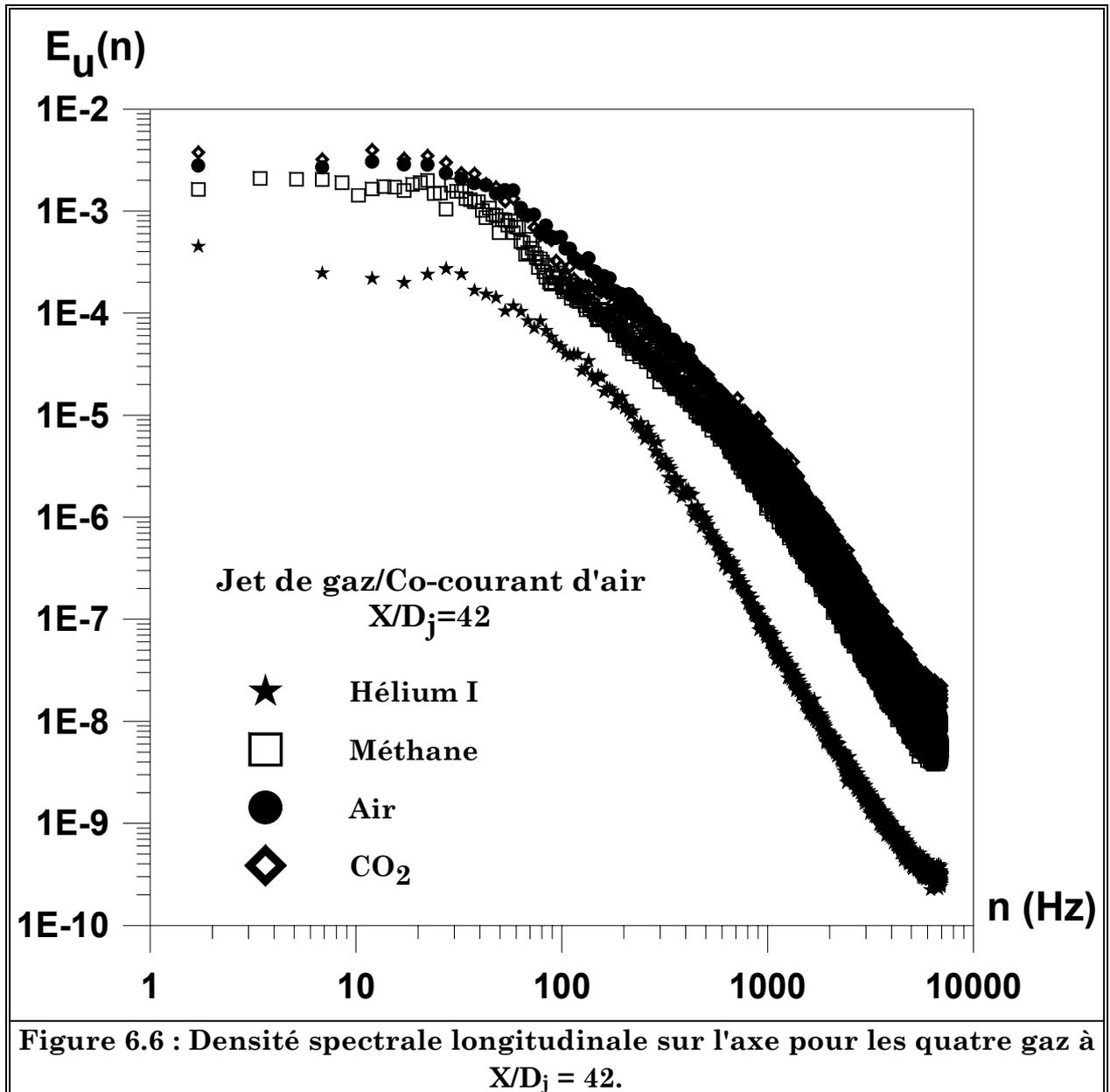
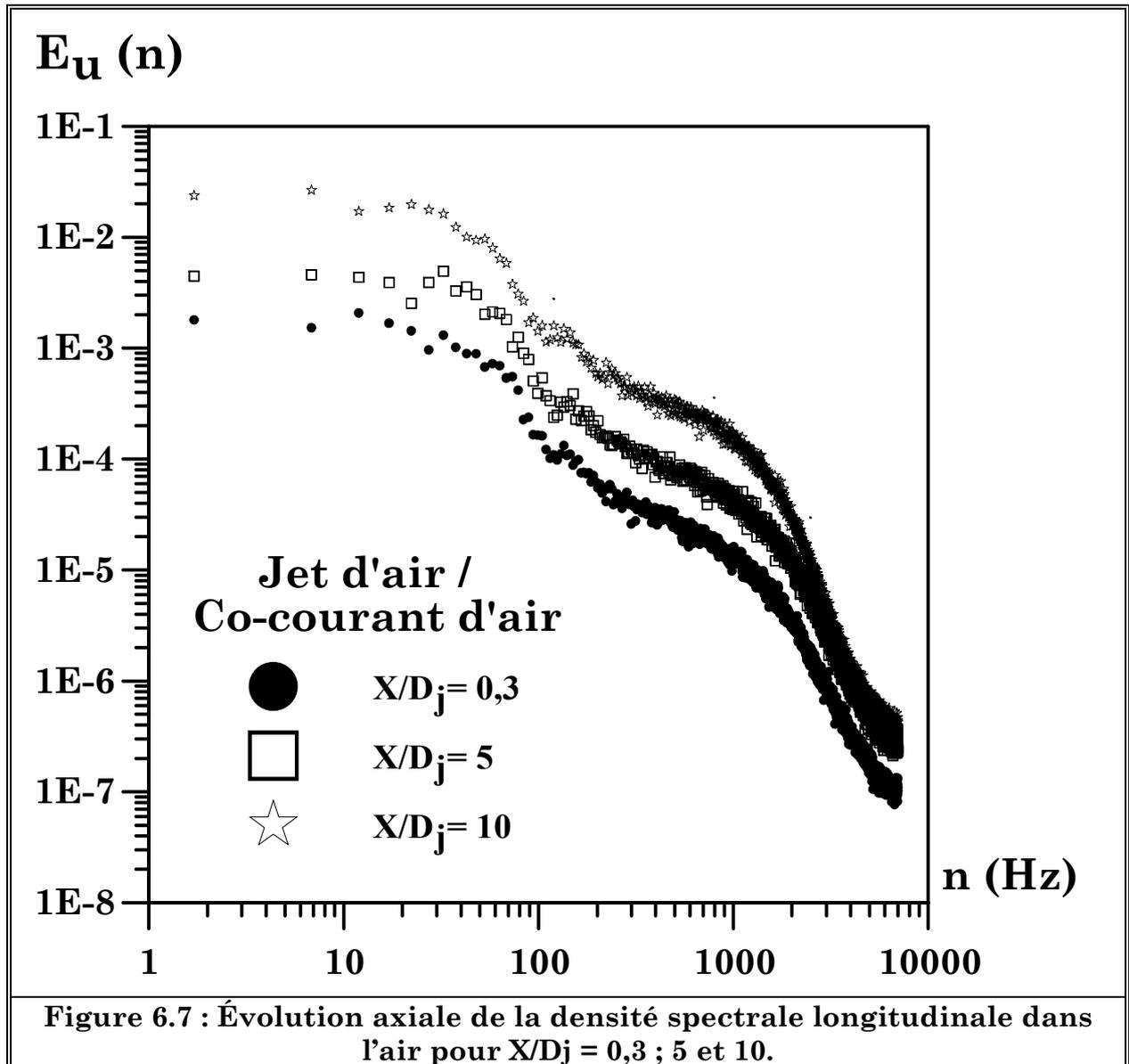


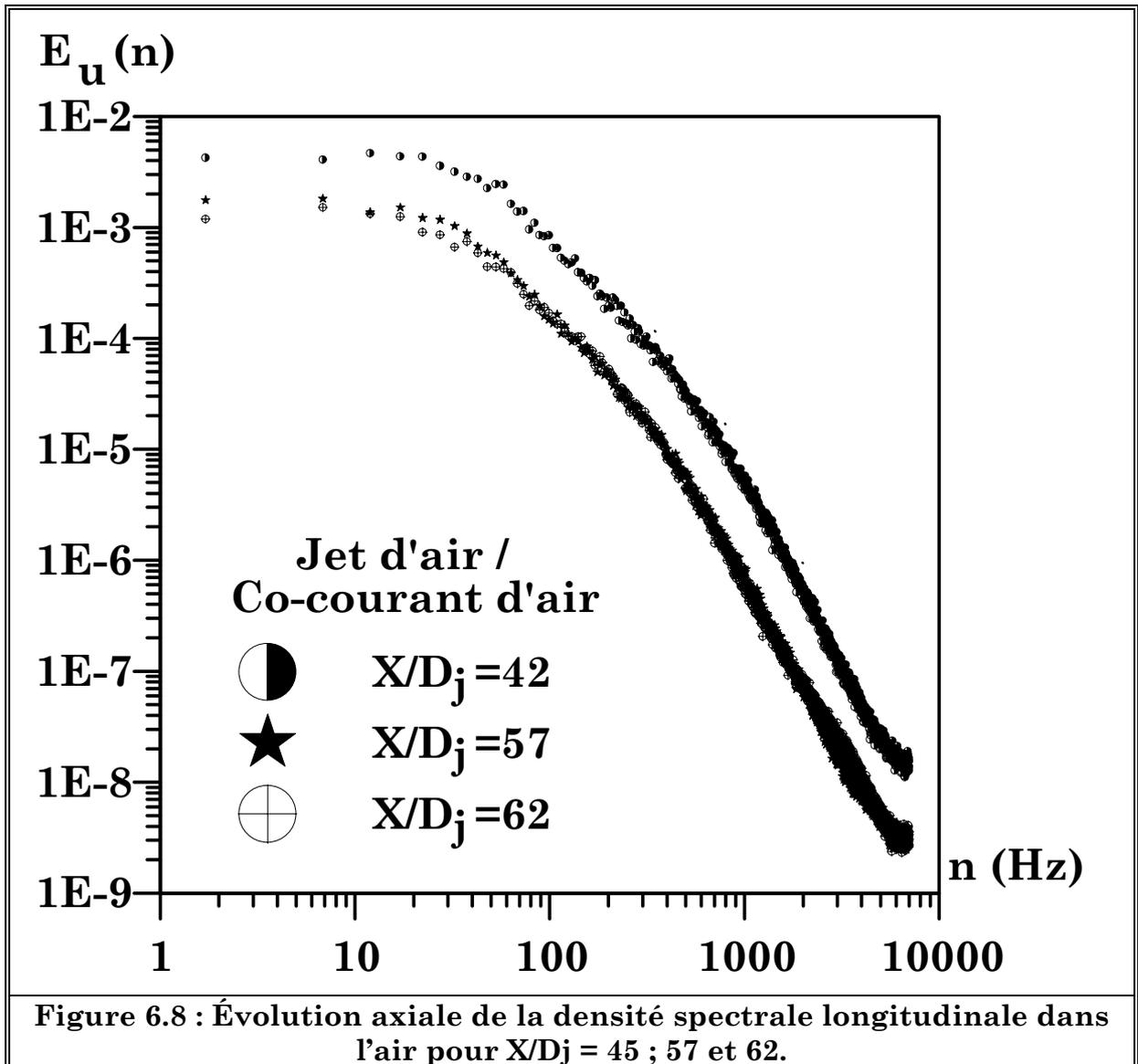
Figure 6.2 : Influence du nombre de sous-blocs pris pour calculer la TFR sur le spectre d'énergie dans les basses fréquences.

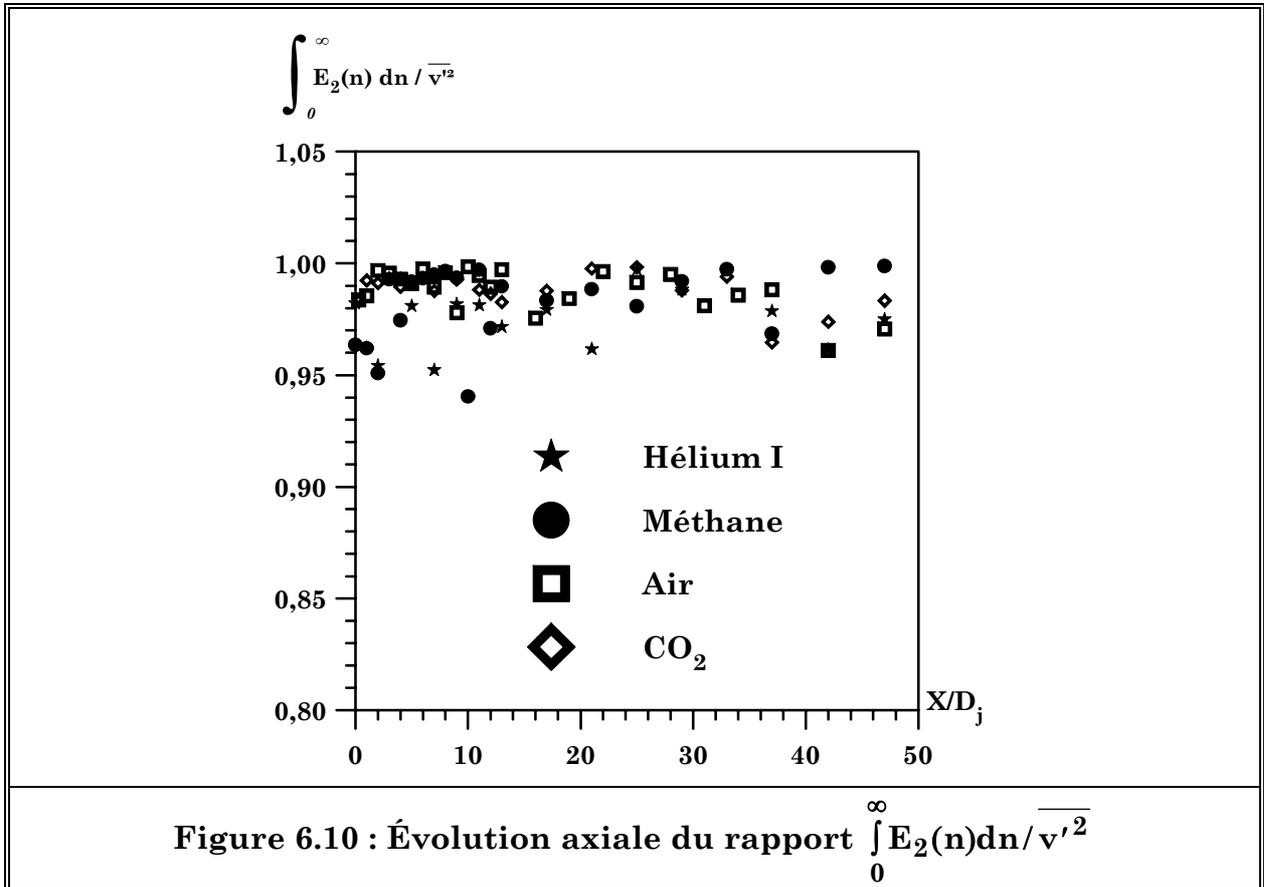
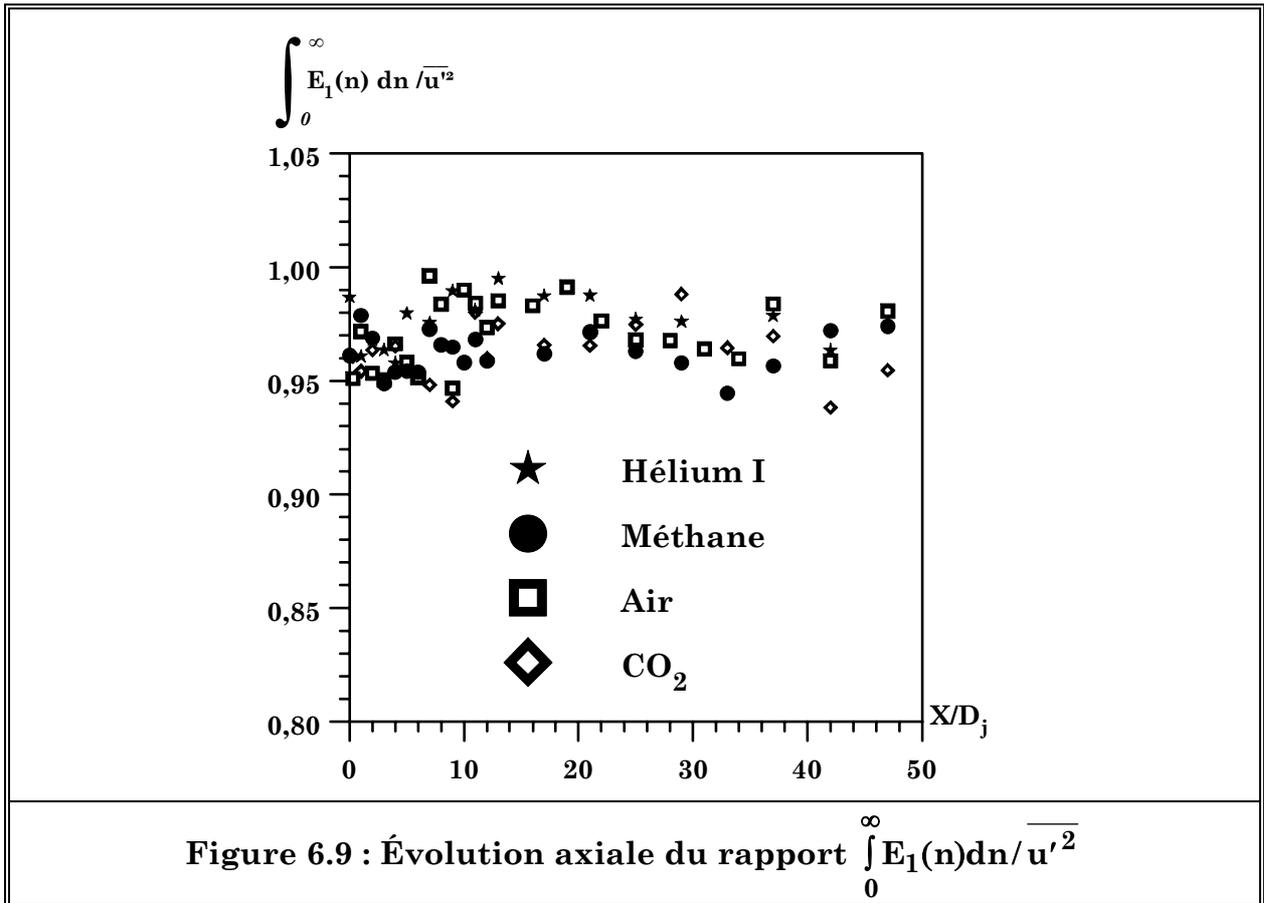


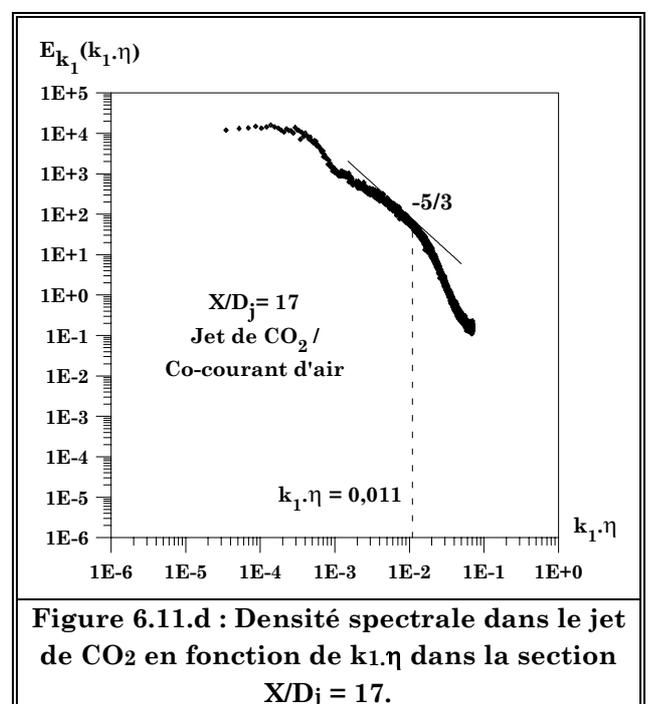
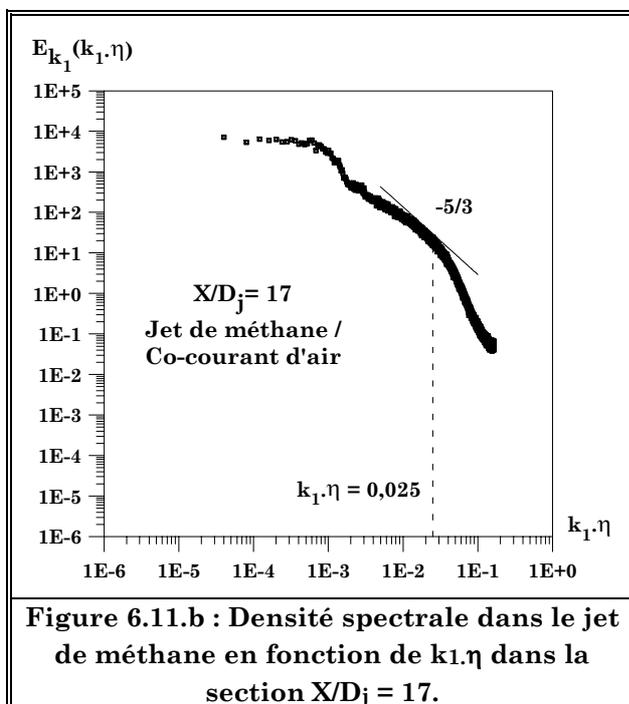
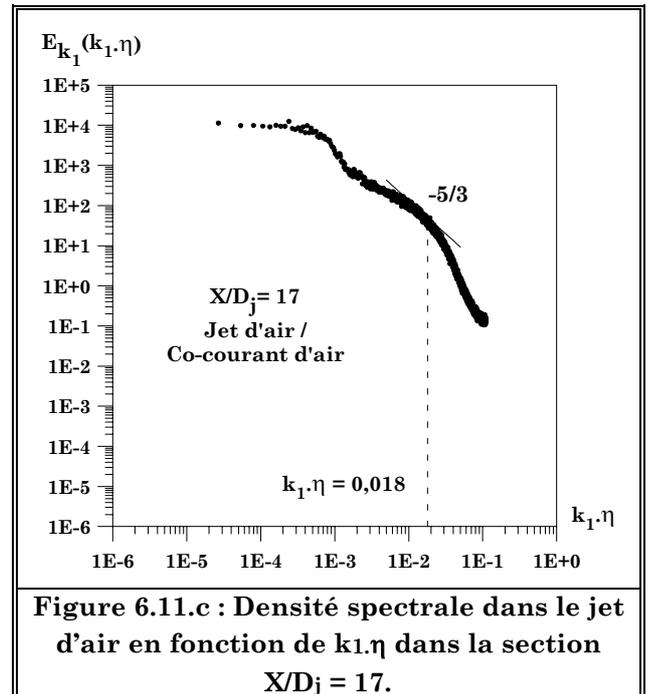
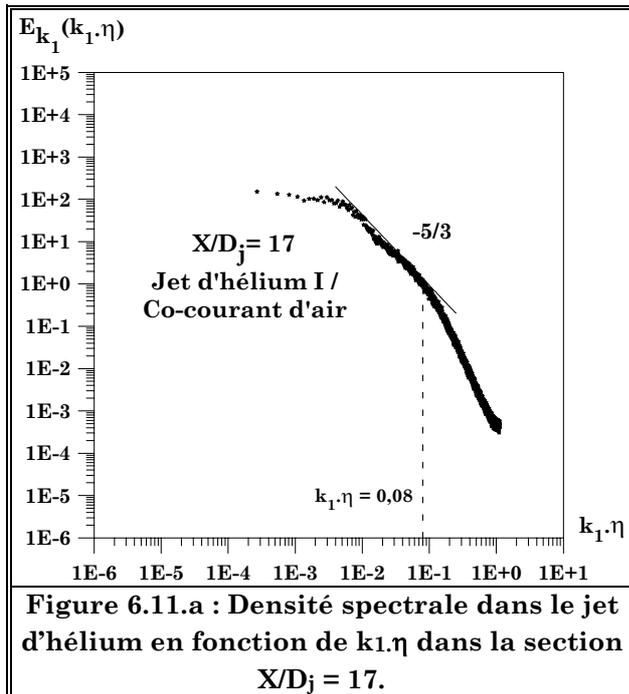


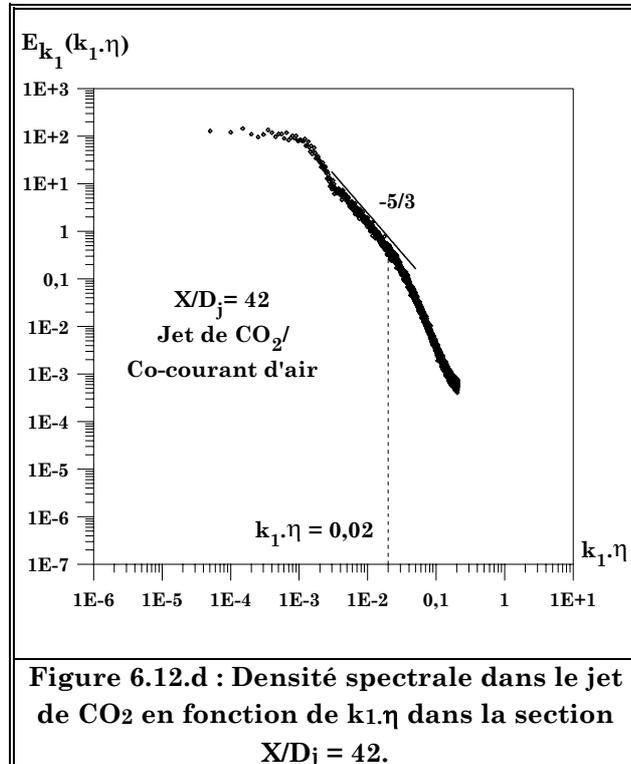
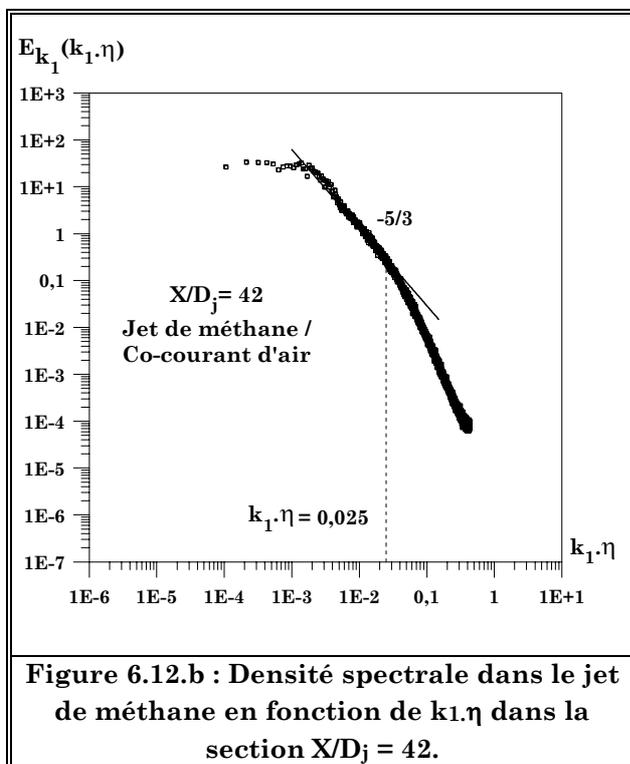
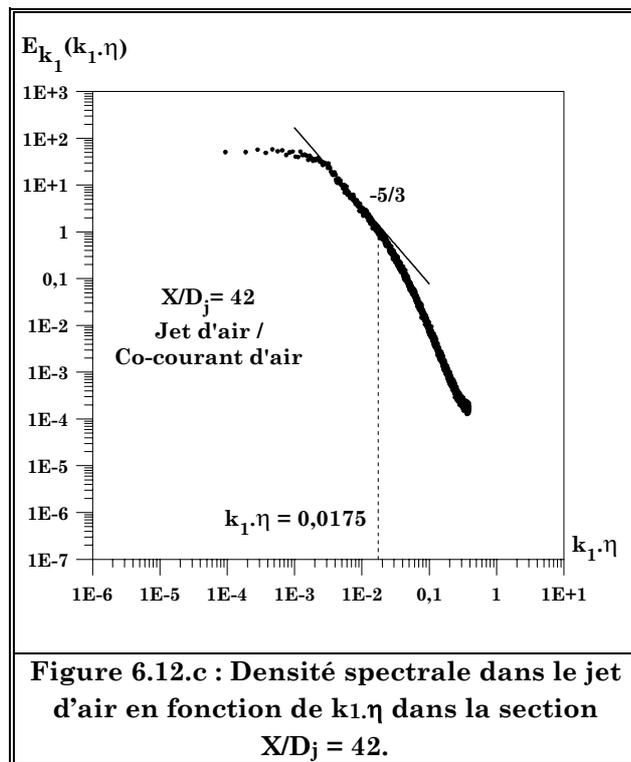
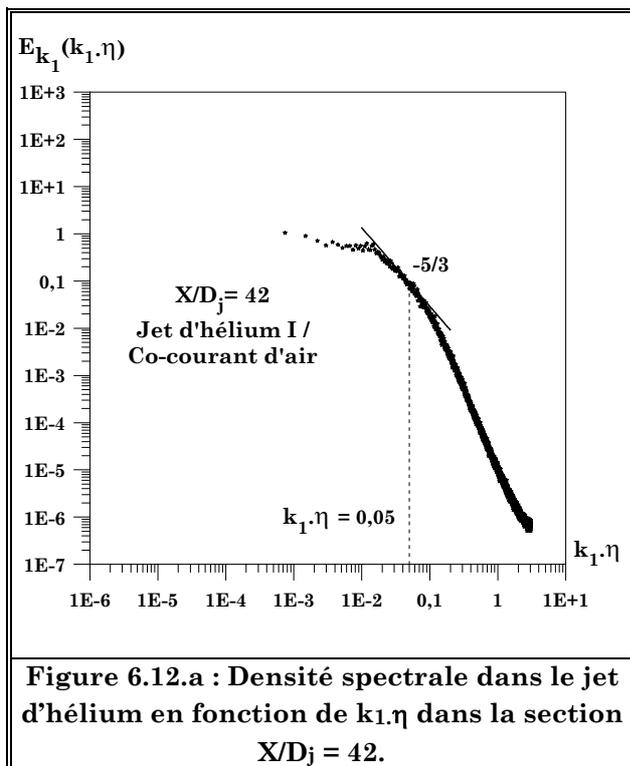












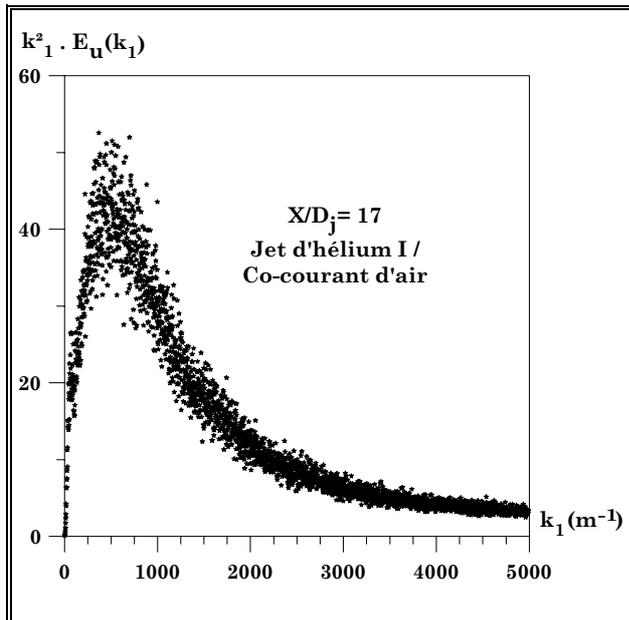


Figure 6.13.a : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'hélium en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 17$.

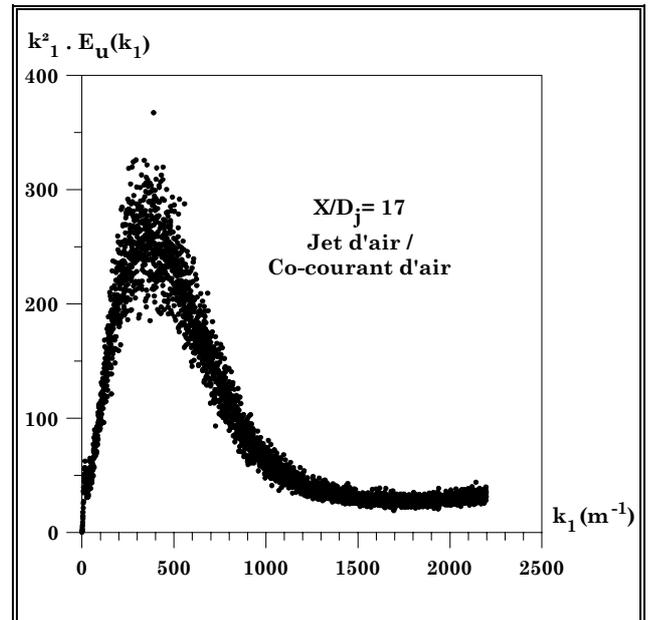


Figure 6.13.c : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'air en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 17$.

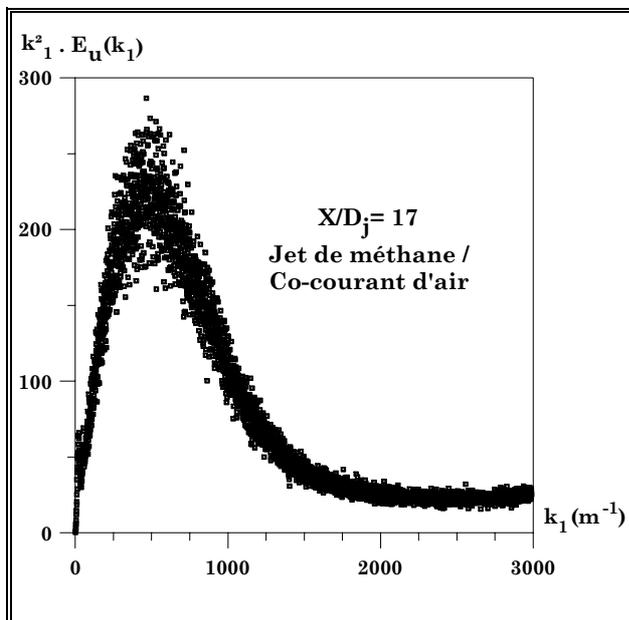


Figure 6.13.b : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 17$.

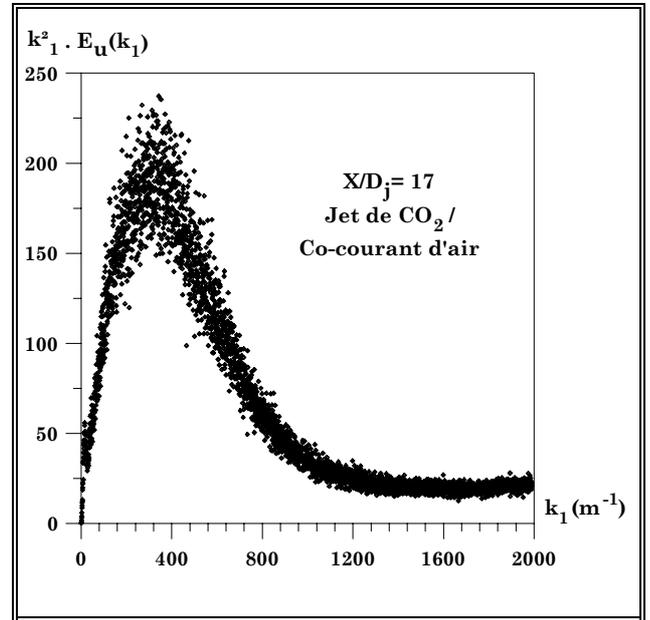


Figure 6.13.d : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de CO_2 en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 17$.

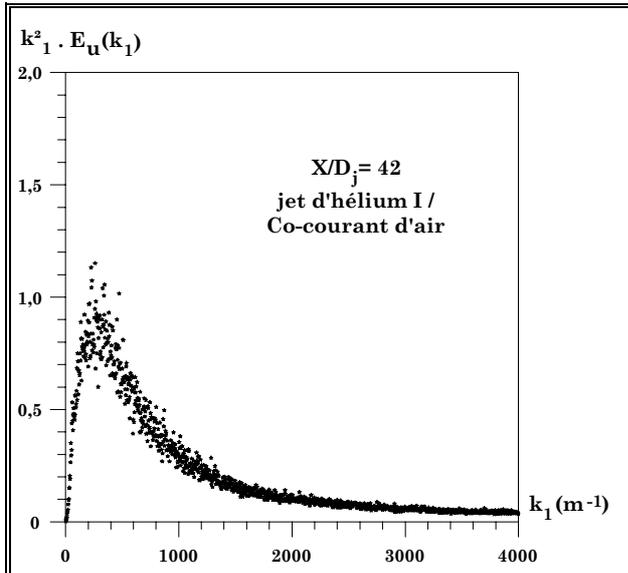


Figure VI.14.a : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'hélium en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 42$.

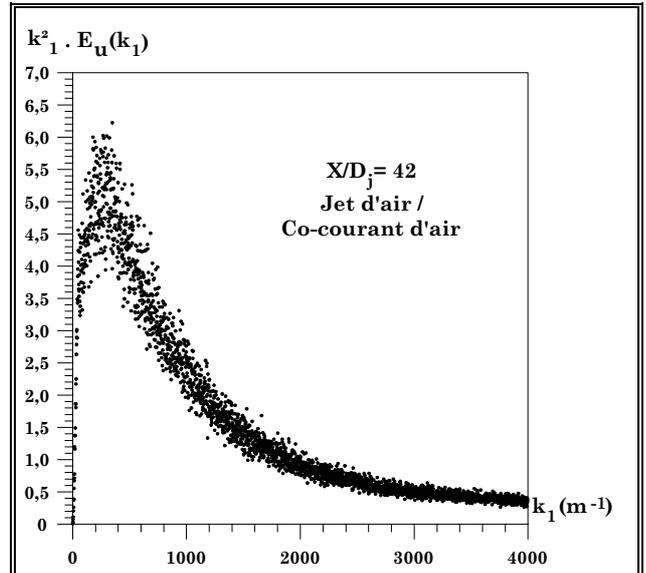


Figure VI.14.c : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet d'air en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 42$.

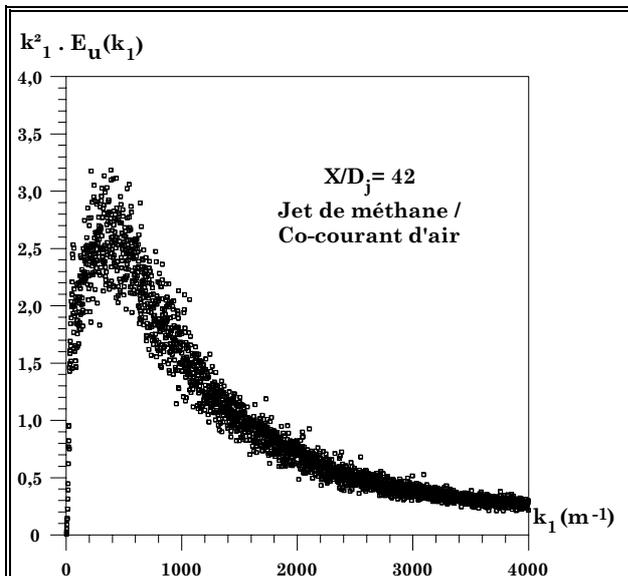


Figure VI.14.b : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de méthane en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 42$.

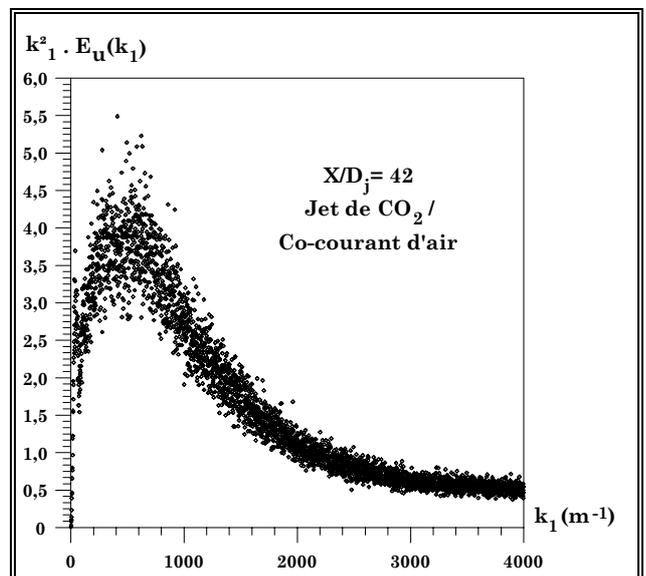
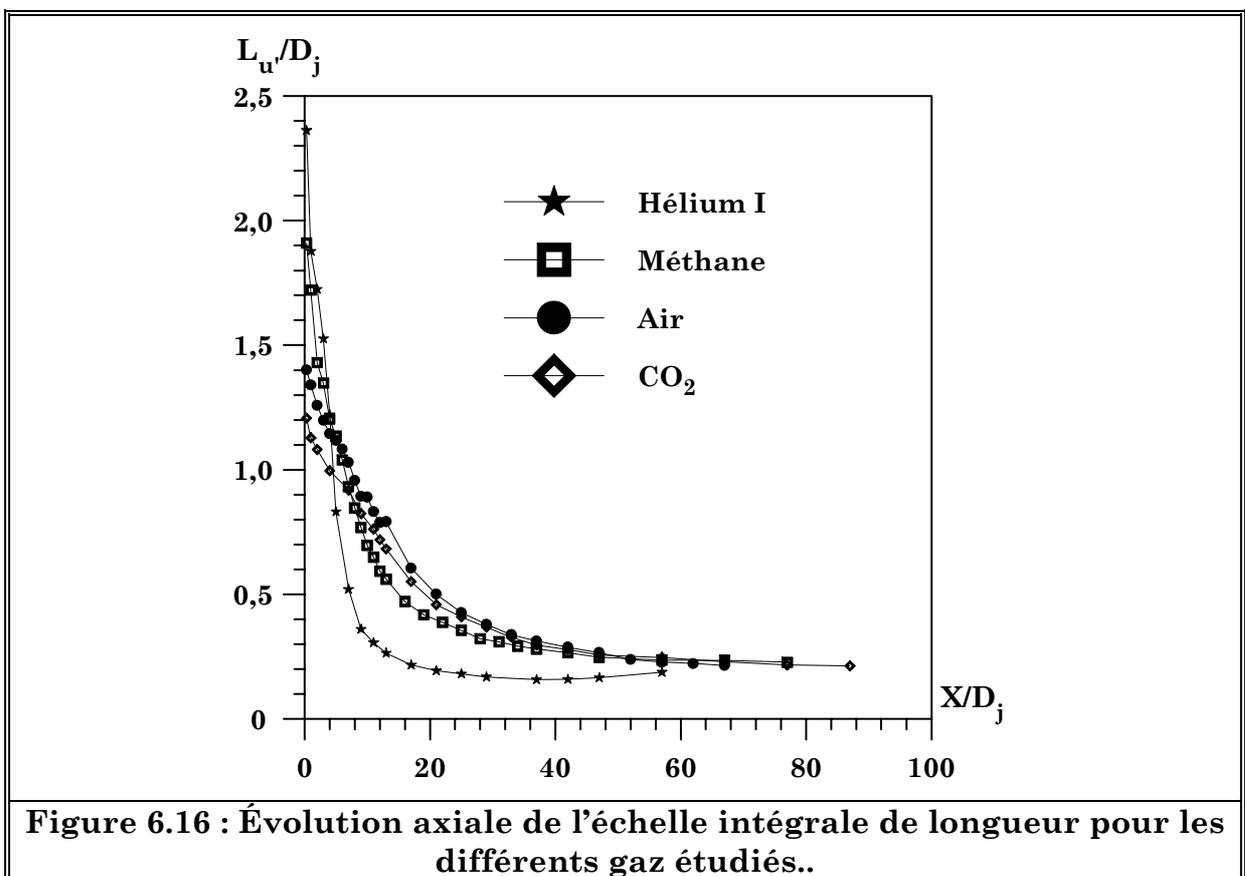
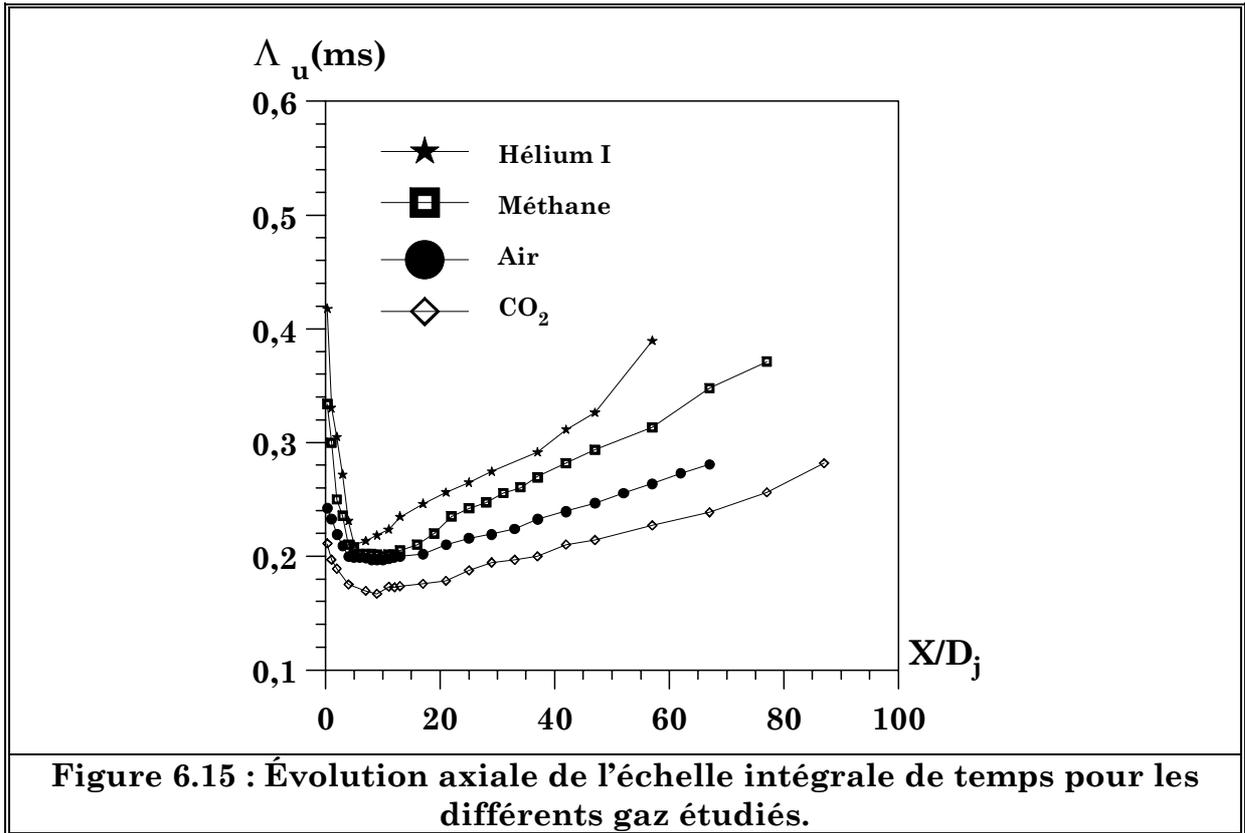


Figure VI.14.d : Densité spectrale pondérée par k_1^2 dans le jet de CO_2 en fonction de k_1 dans la section $X/D_j = 42$.



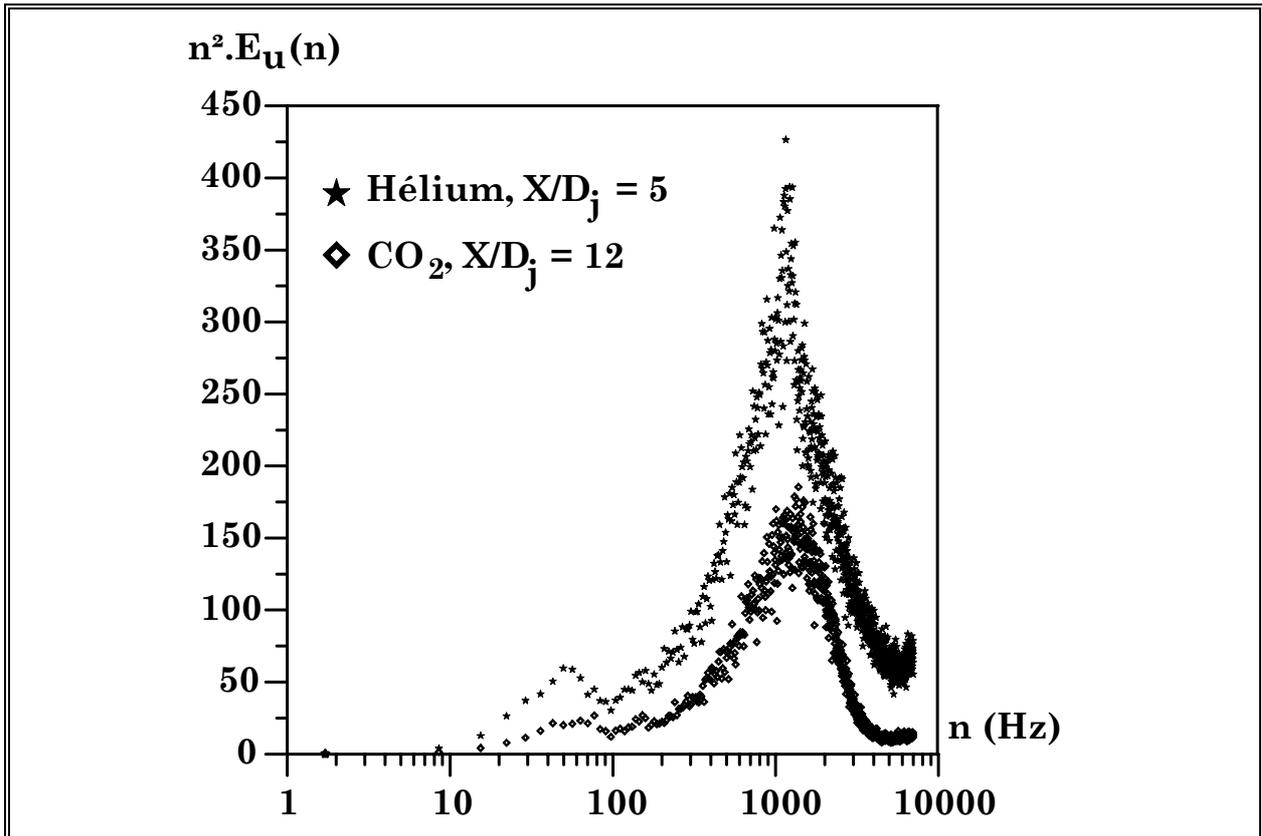


Figure 6.17 : Spectres de dissipation dans les sections X/D_j des jets d'hélium et de CO_2 pour lesquelles k est maximale.

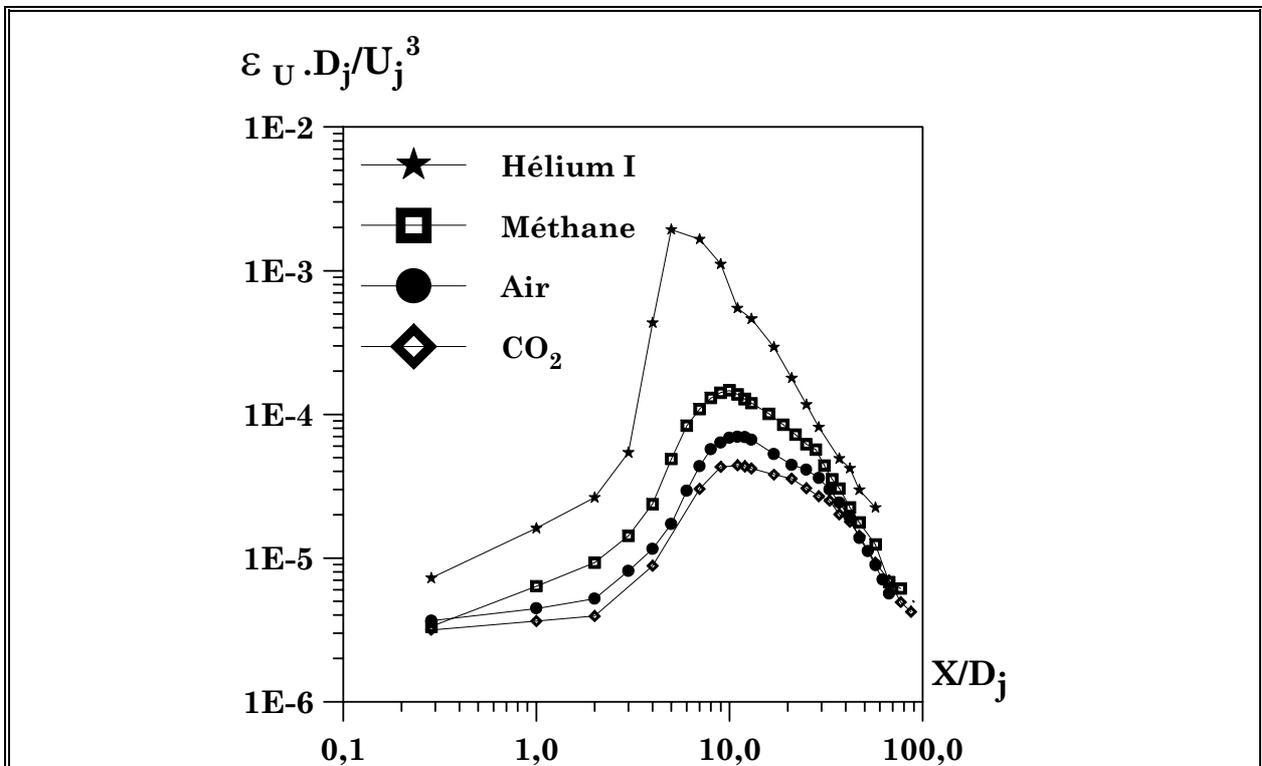
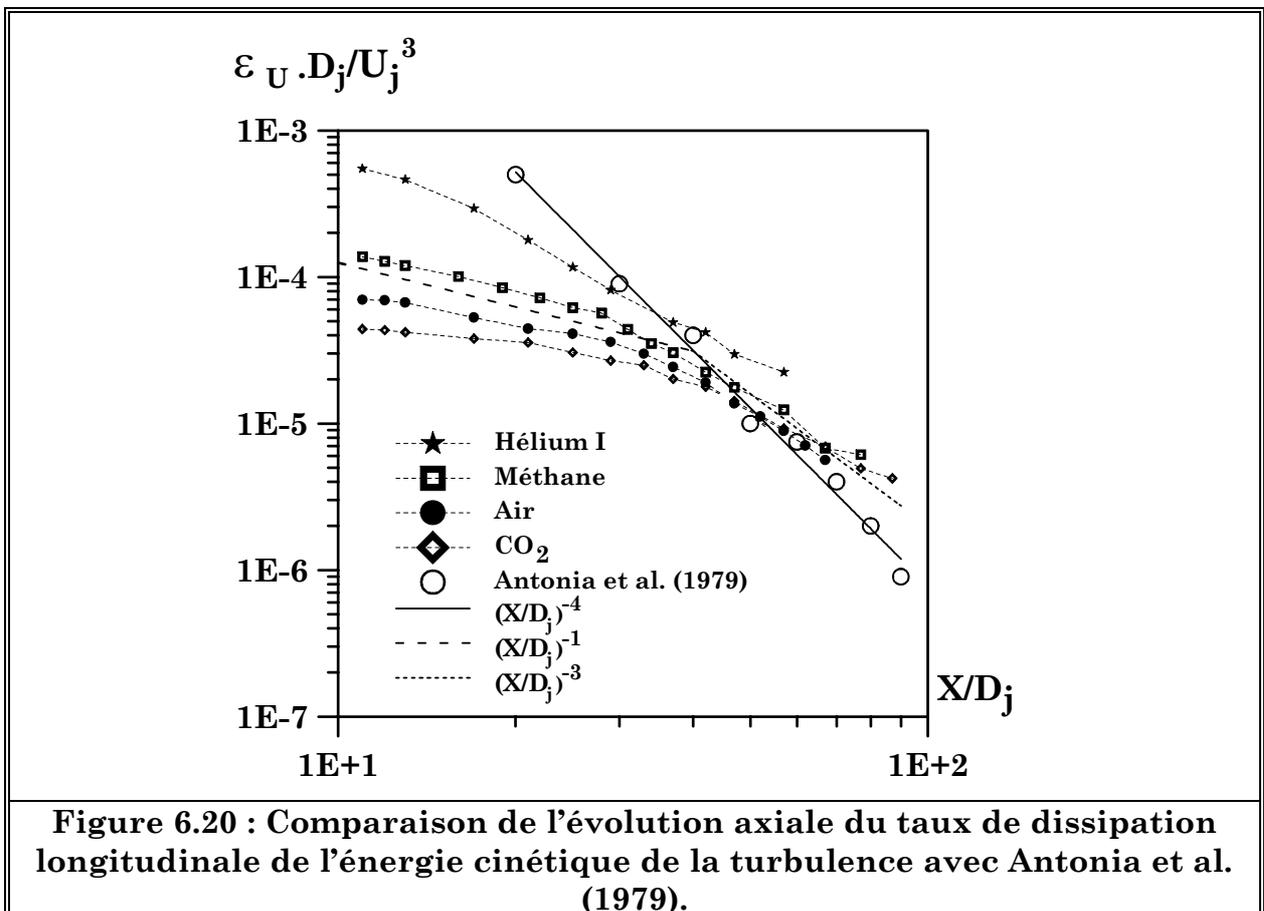
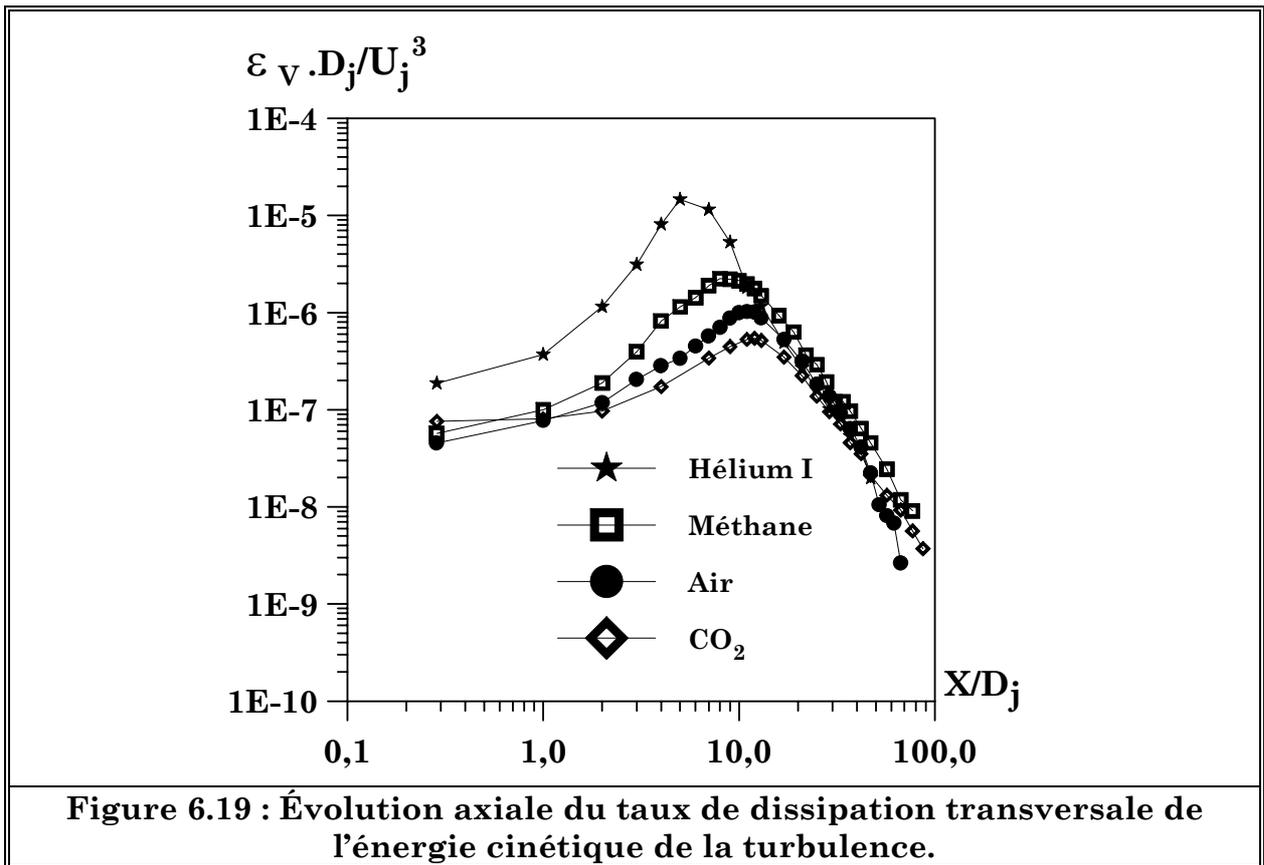
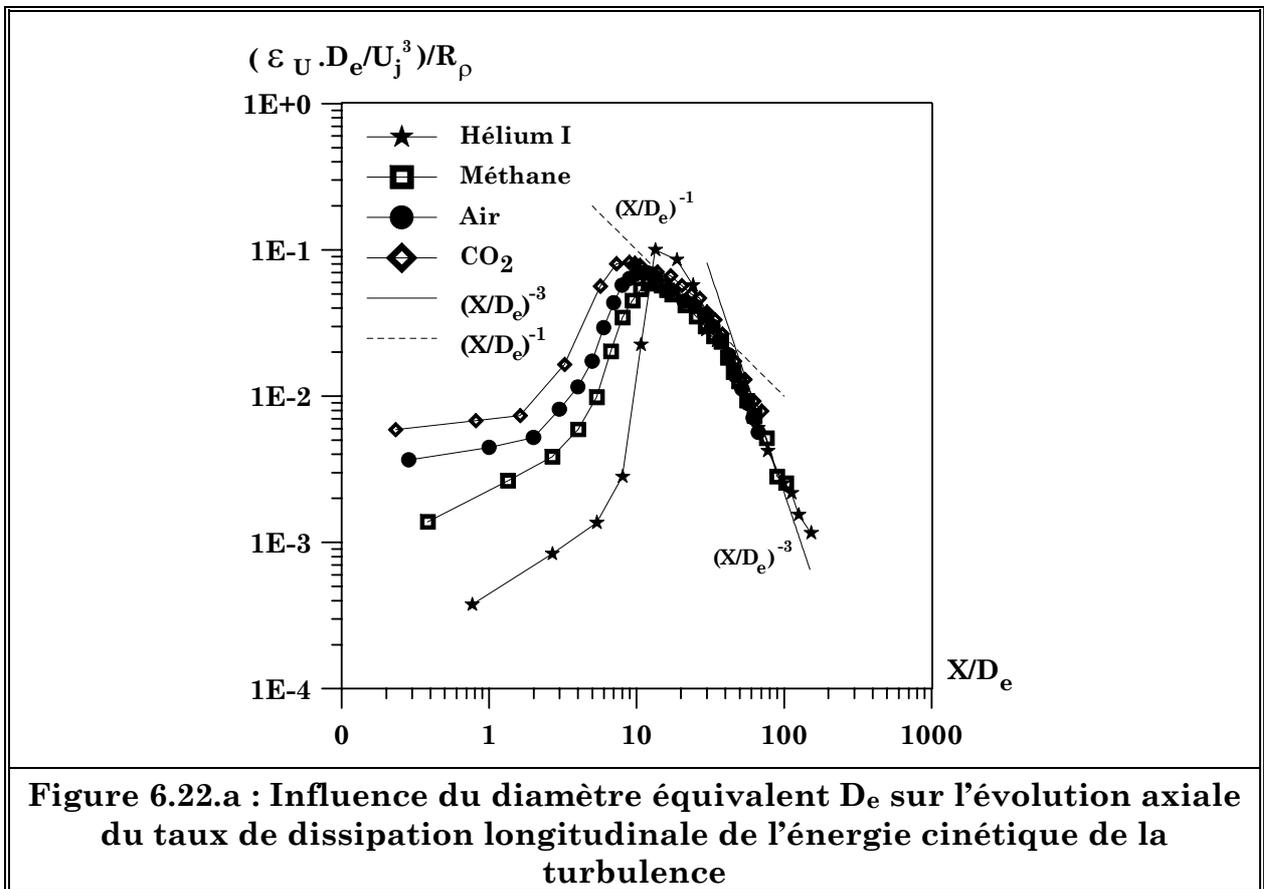
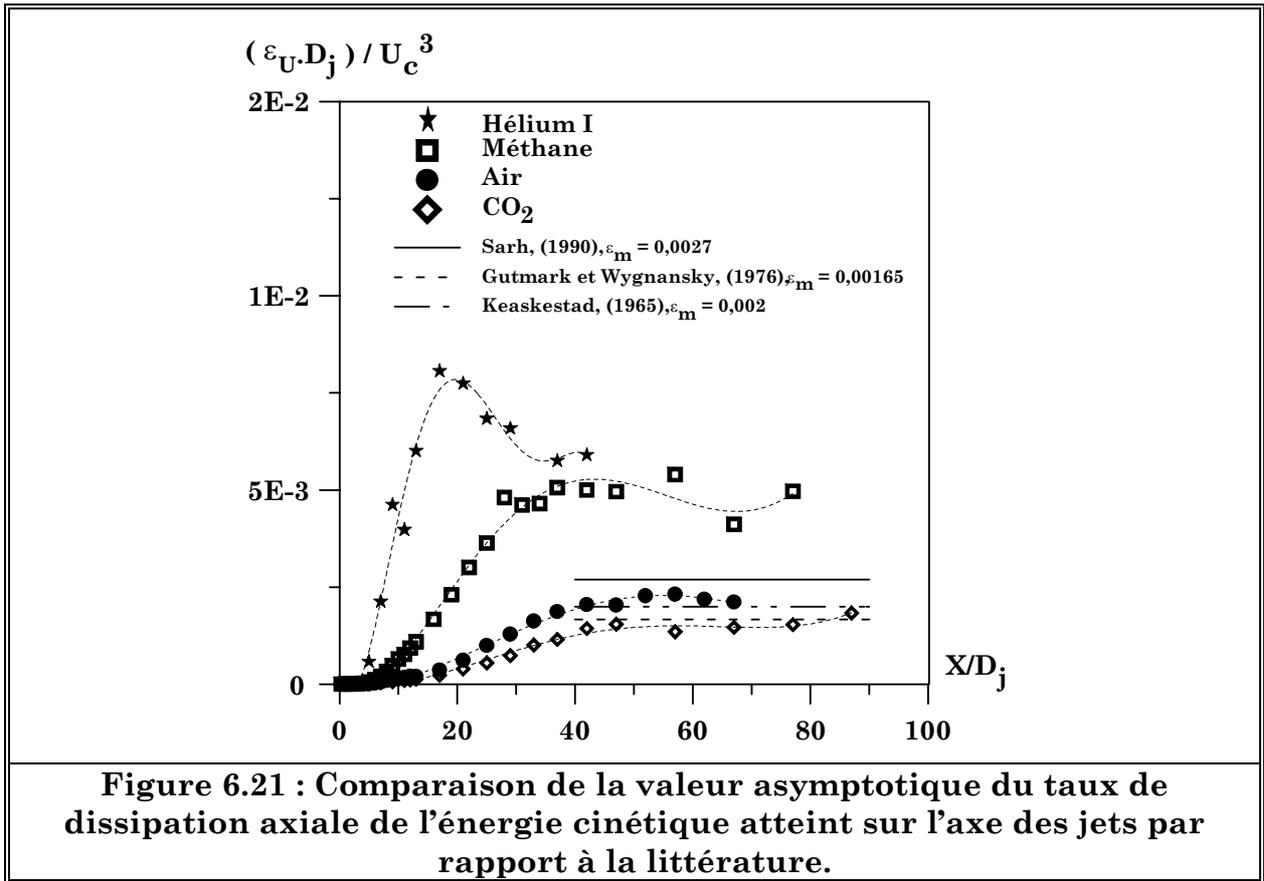
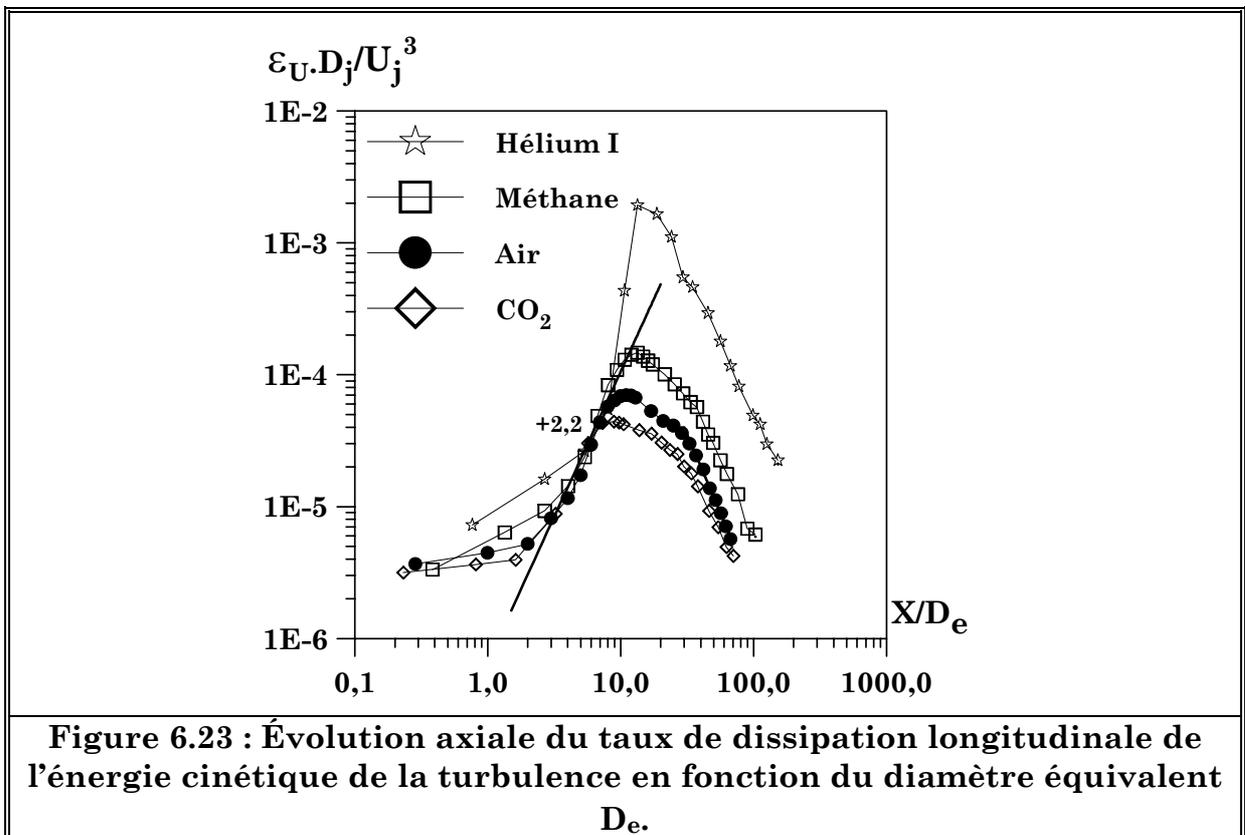
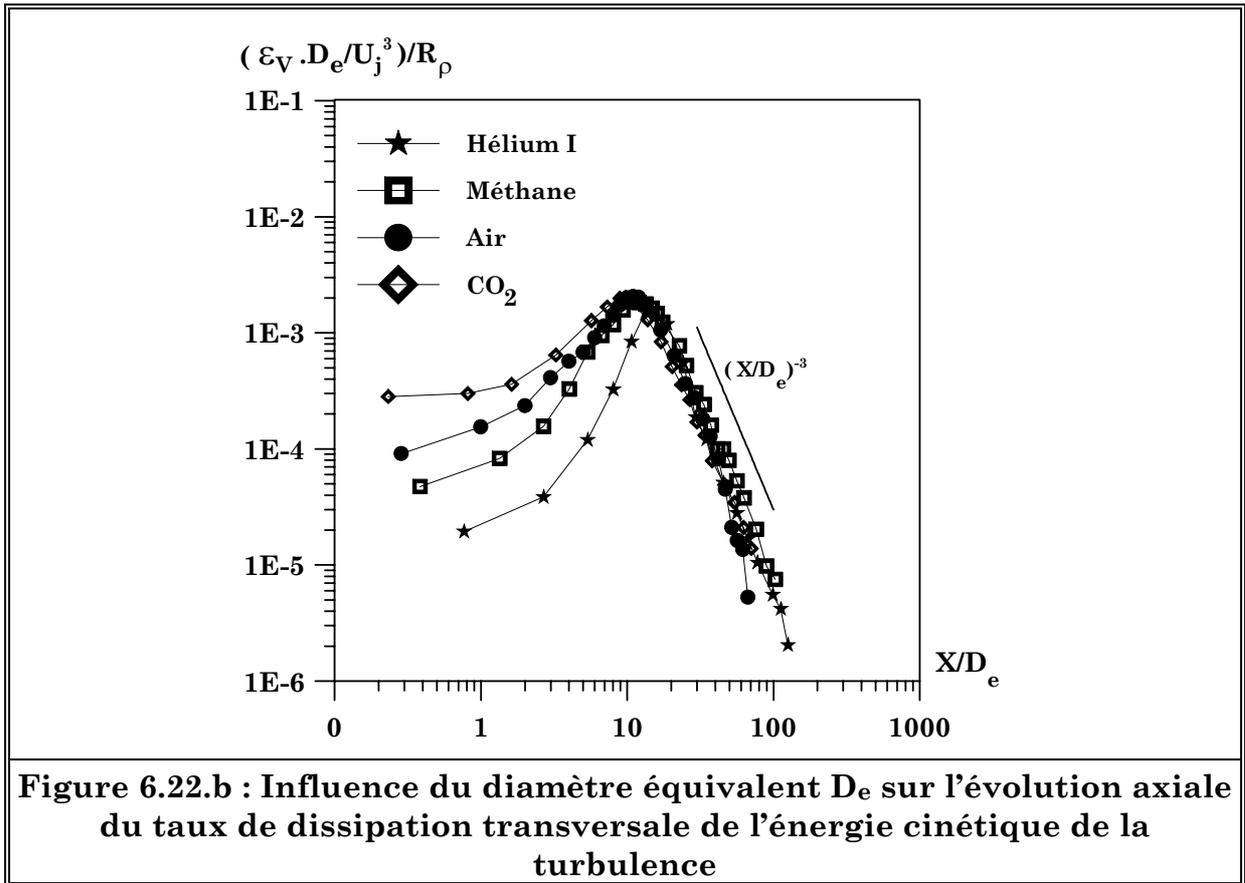
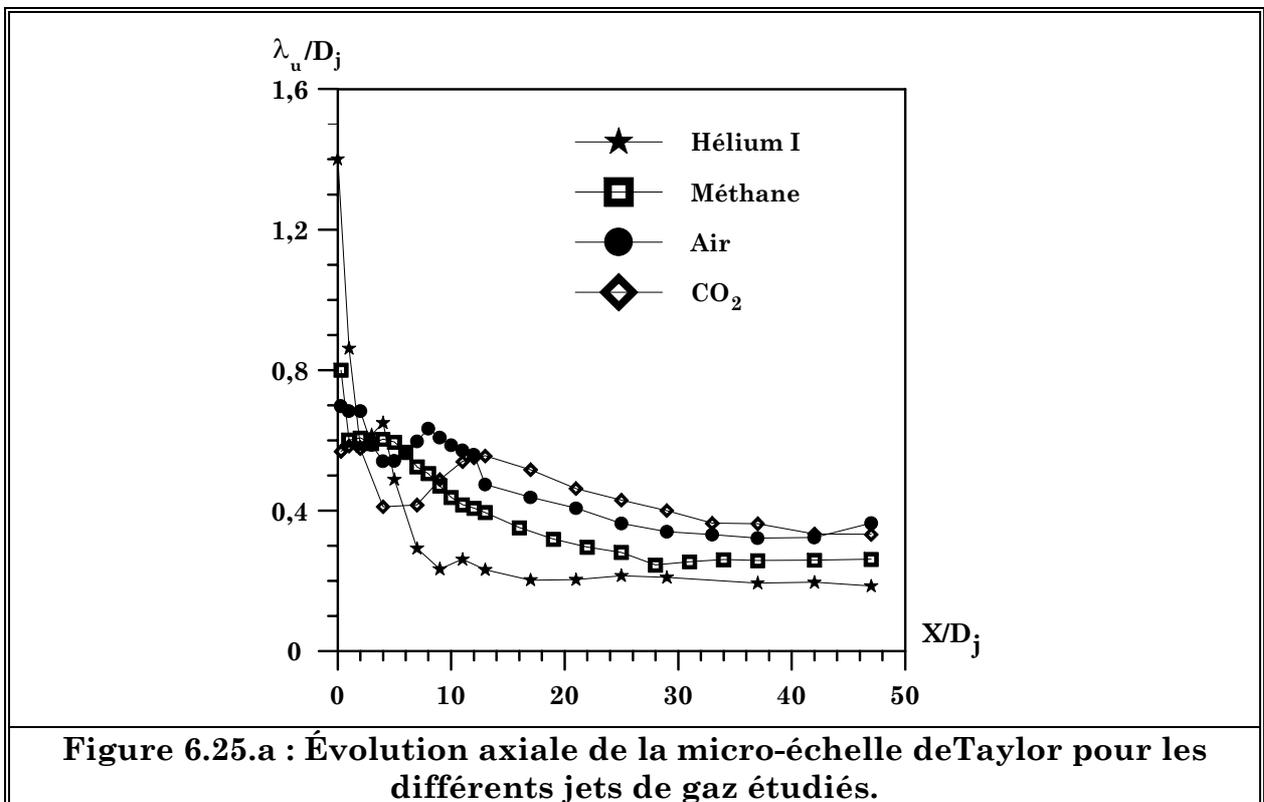
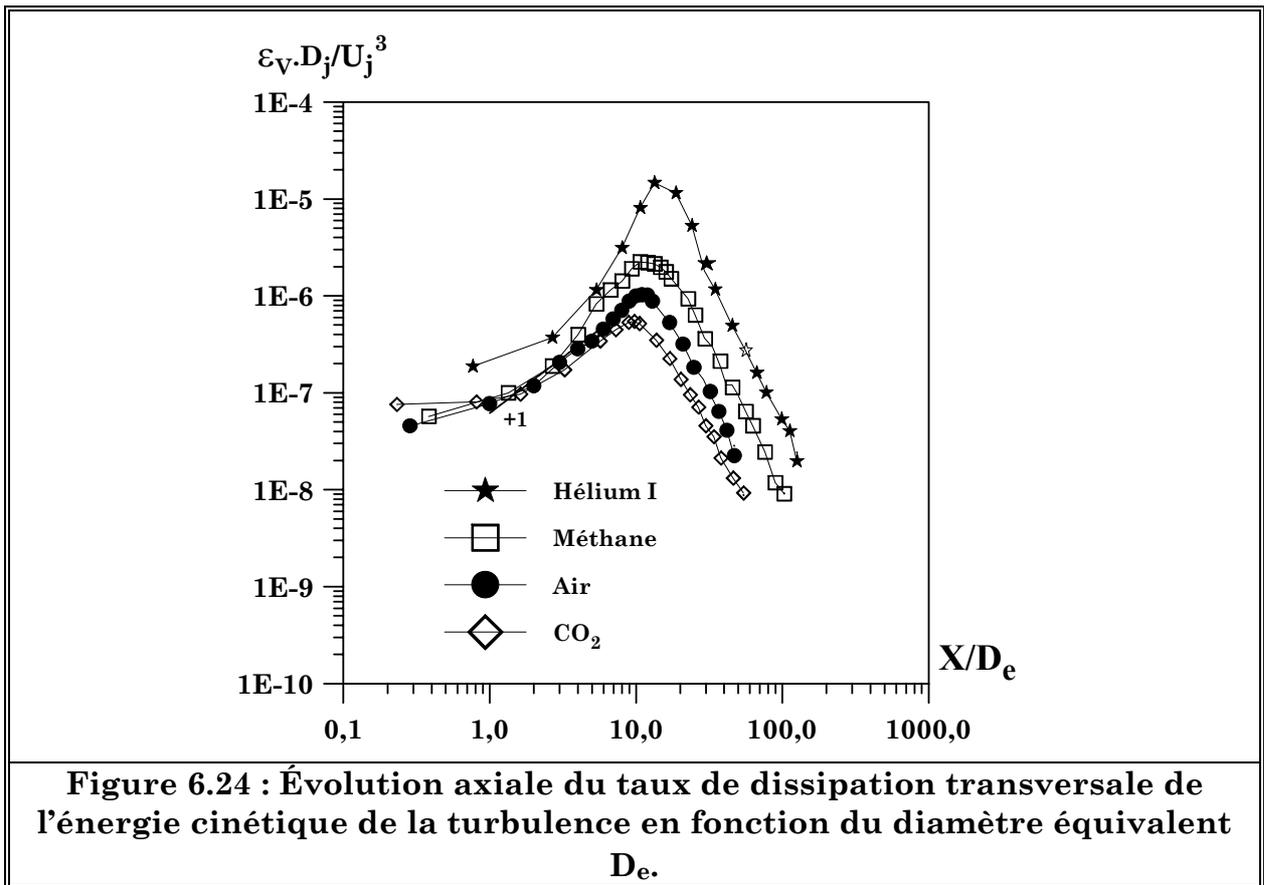


Figure 6.18 : Évolution axiale du taux de dissipation longitudinale de l'énergie cinétique de la turbulence.









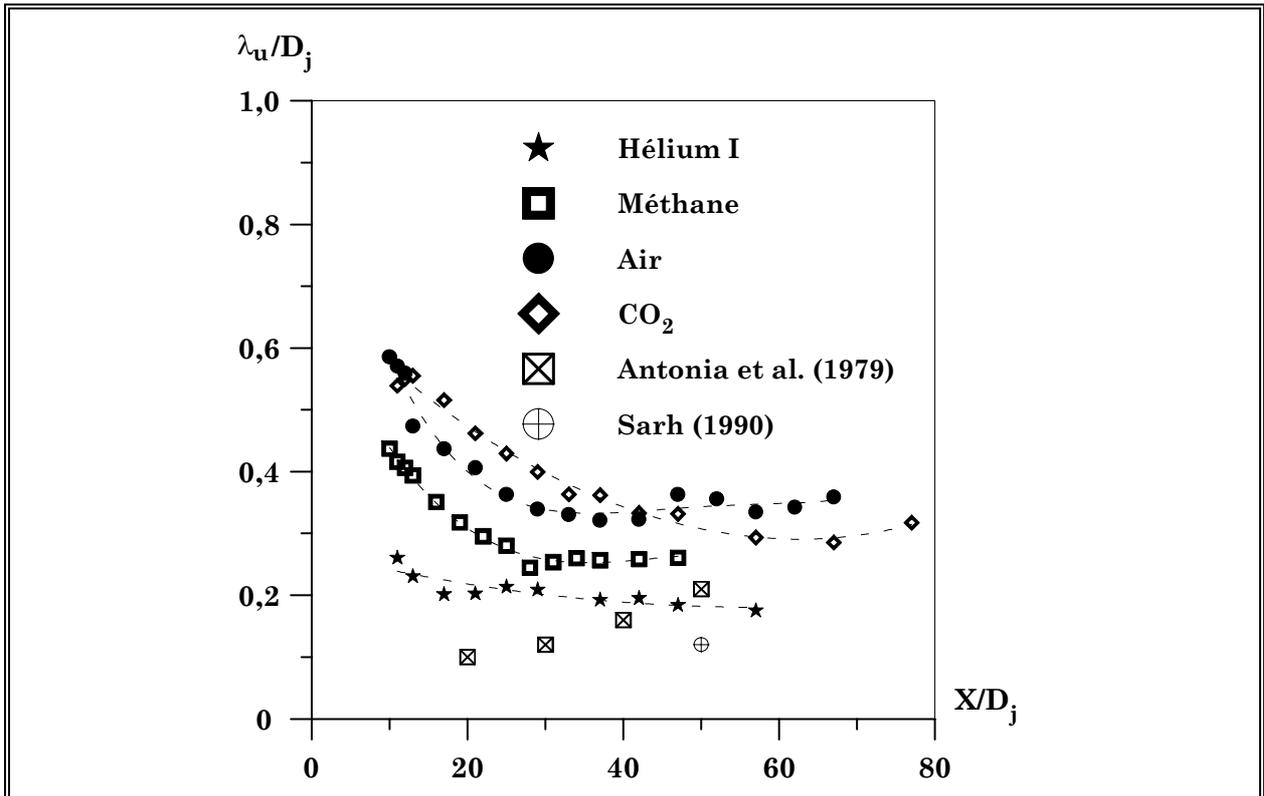


Figure 6.25.b : Évolution axiale de la micro-échelle de Taylor pour les différents jets de gaz étudiés ($X/D_j > 10$).

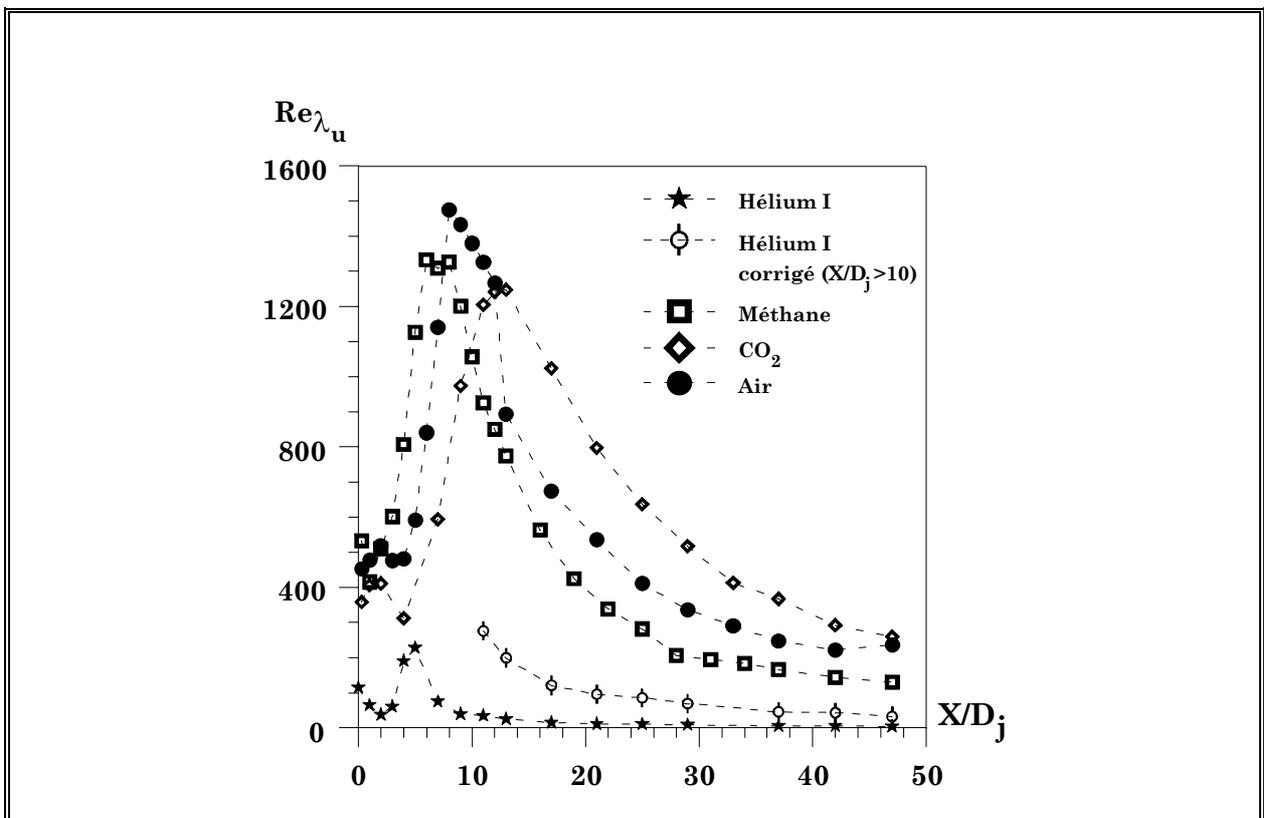
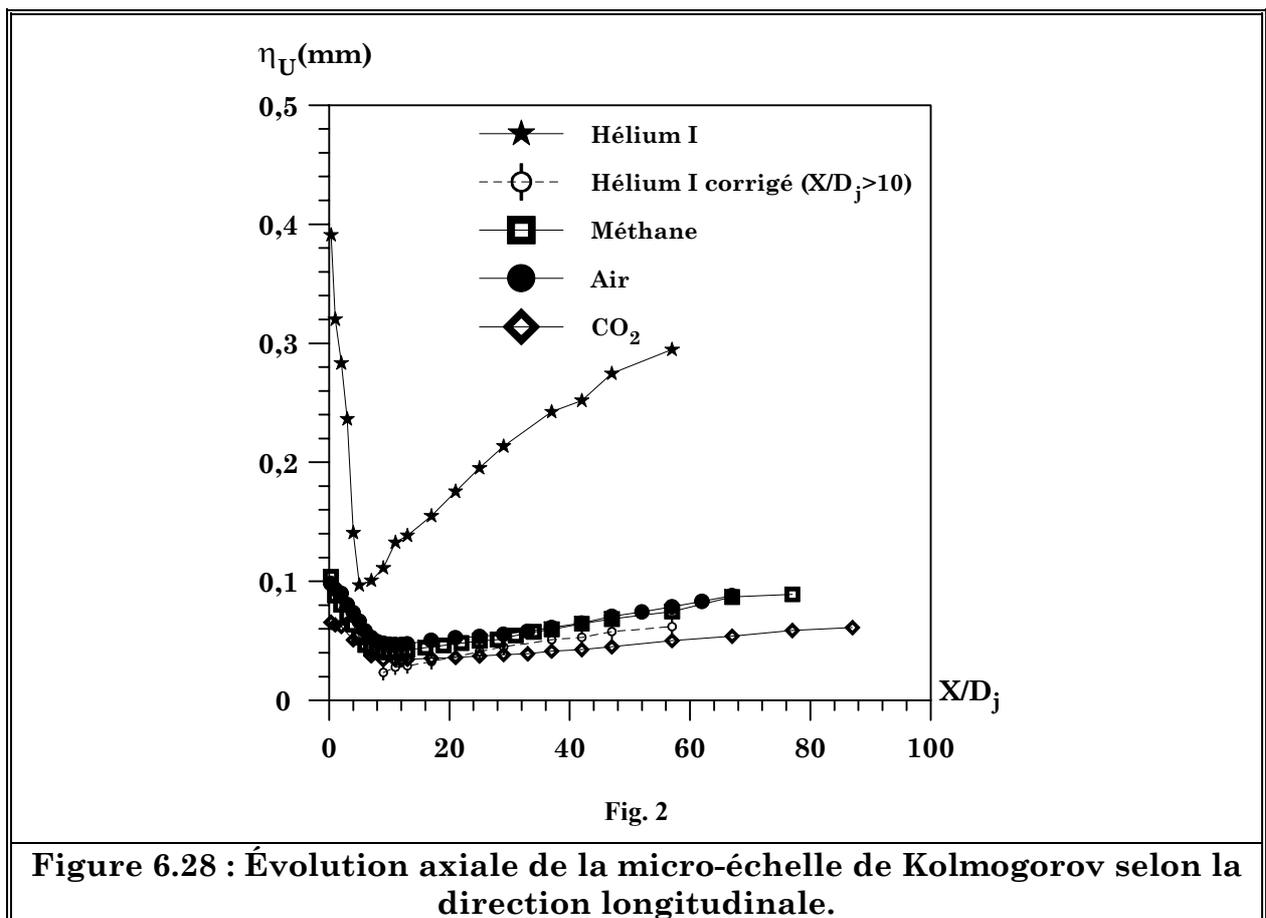
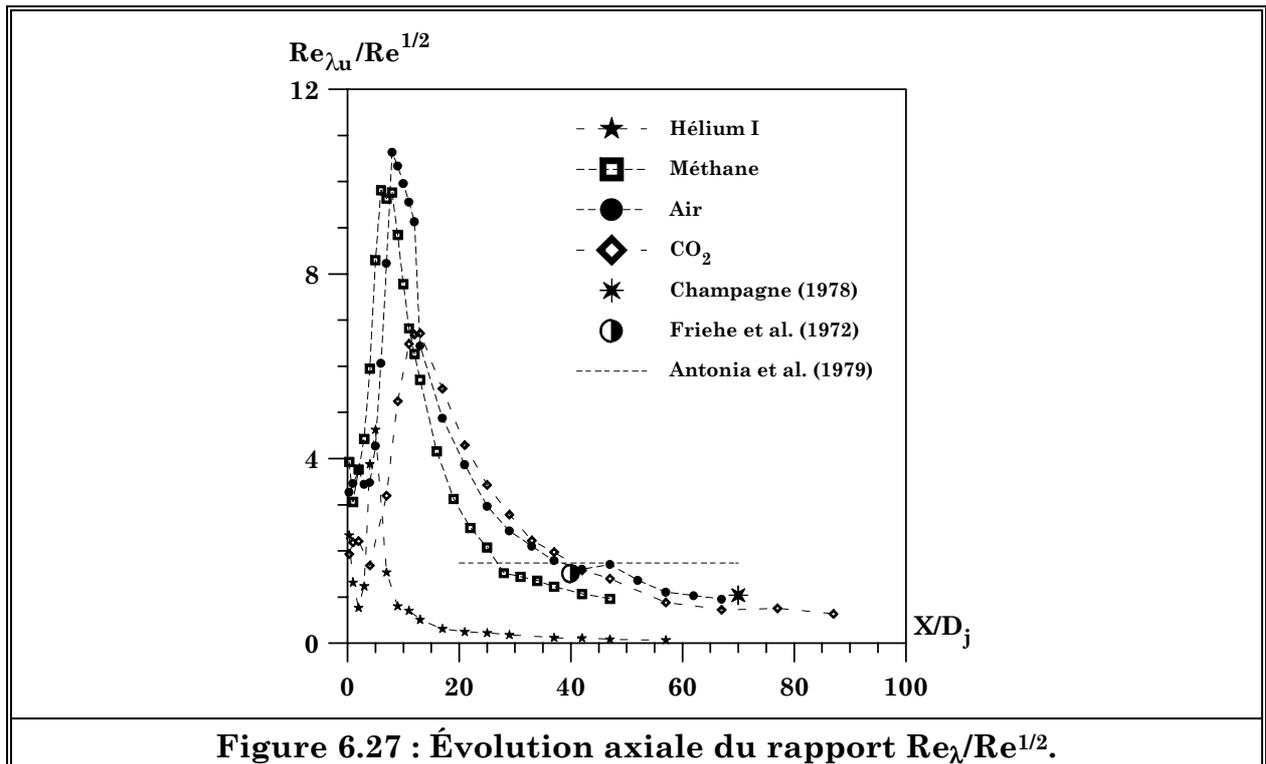


Fig. 1

Figure 6.26 : Évolution axiale du nombre de Reynolds turbulent Re_{λ} .



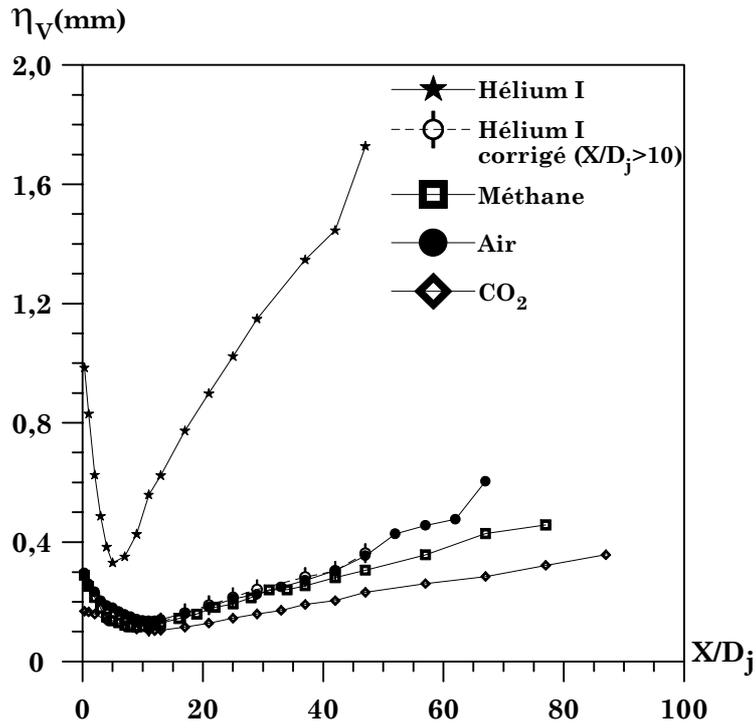


Fig. 3

Figure 6.29 : Évolution axiale de la micro-échelle de Kolmogorov selon la direction transversale.

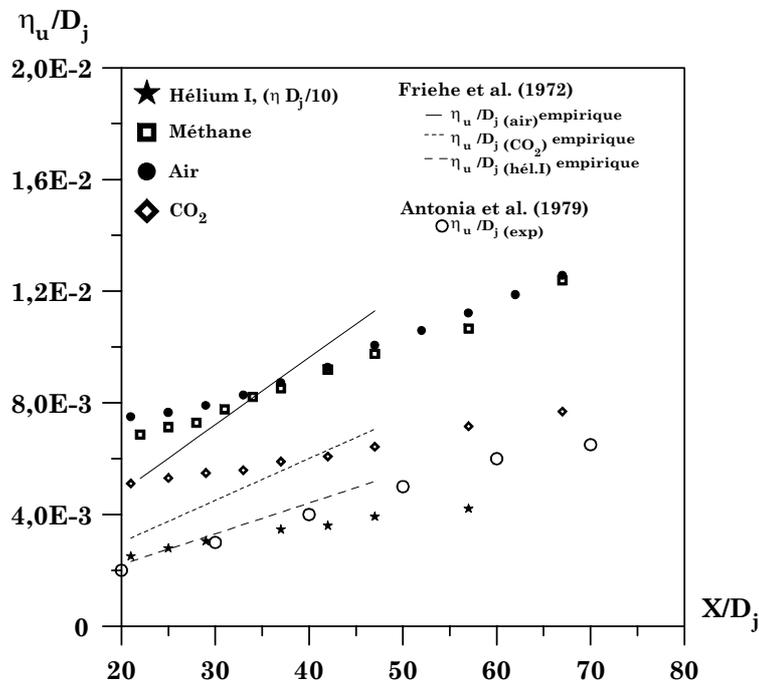
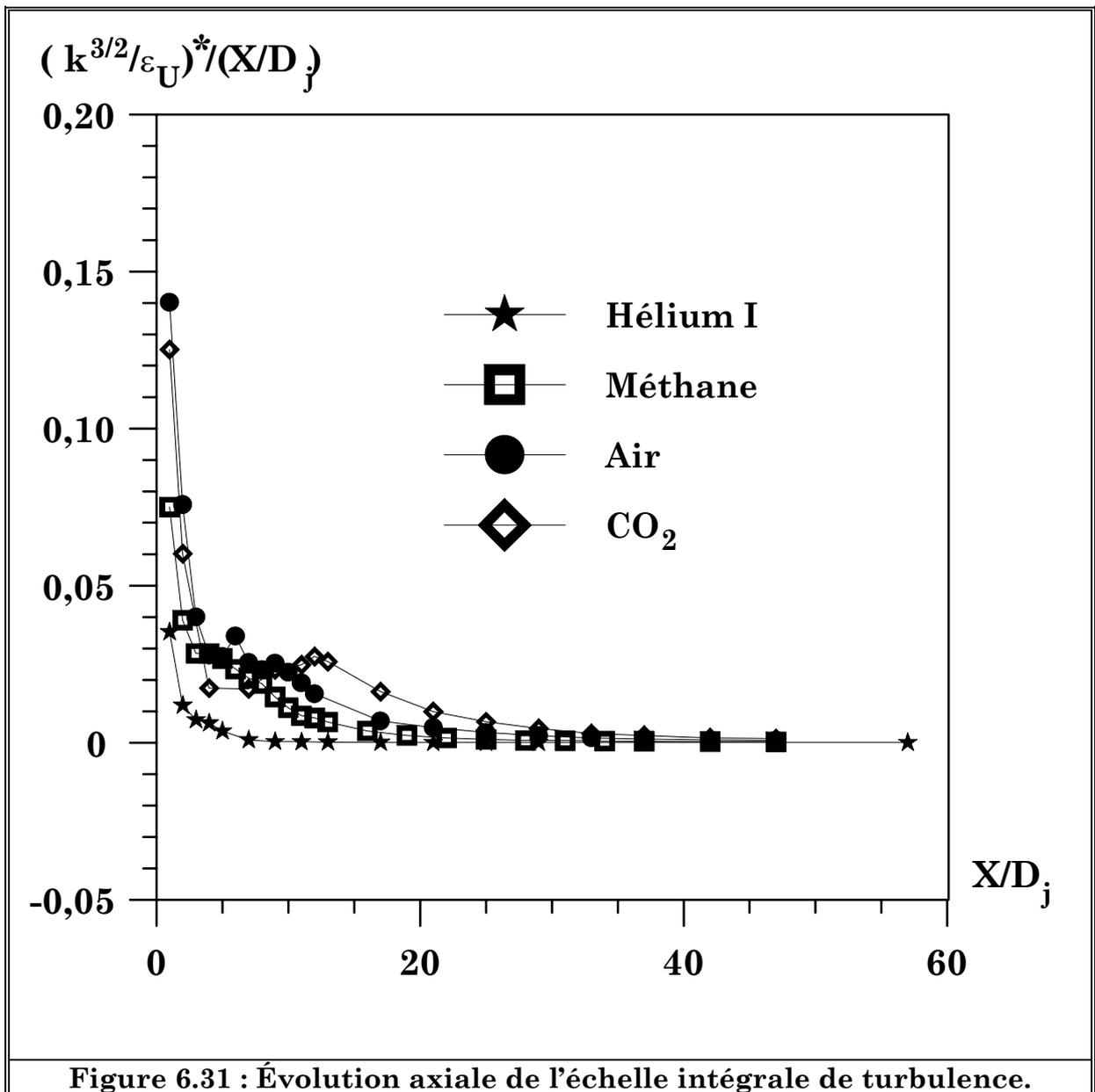


Figure 6.30 : Comparaison de l'évolution axiale de la micro-échelle de Kolmogorov avec la littérature.



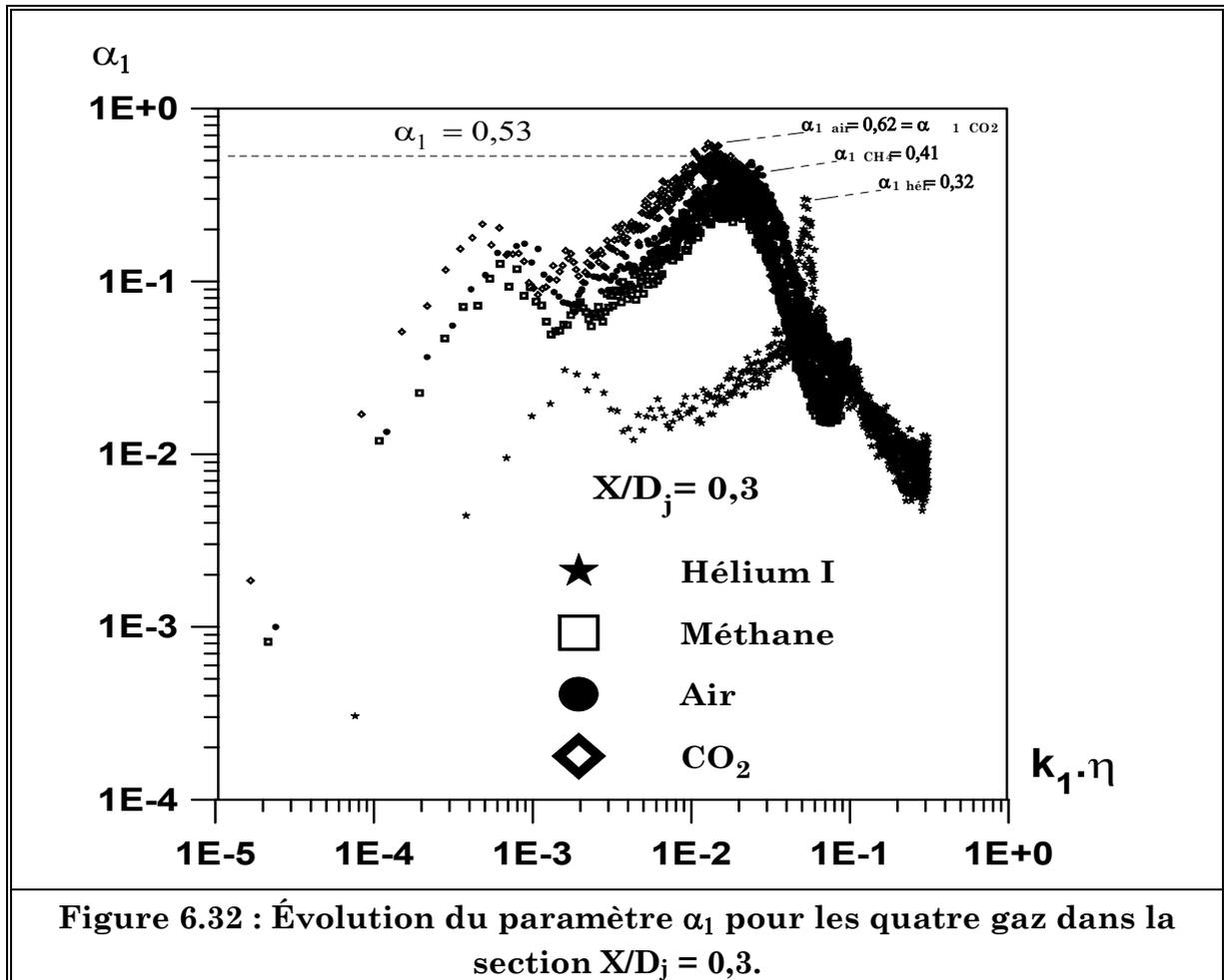
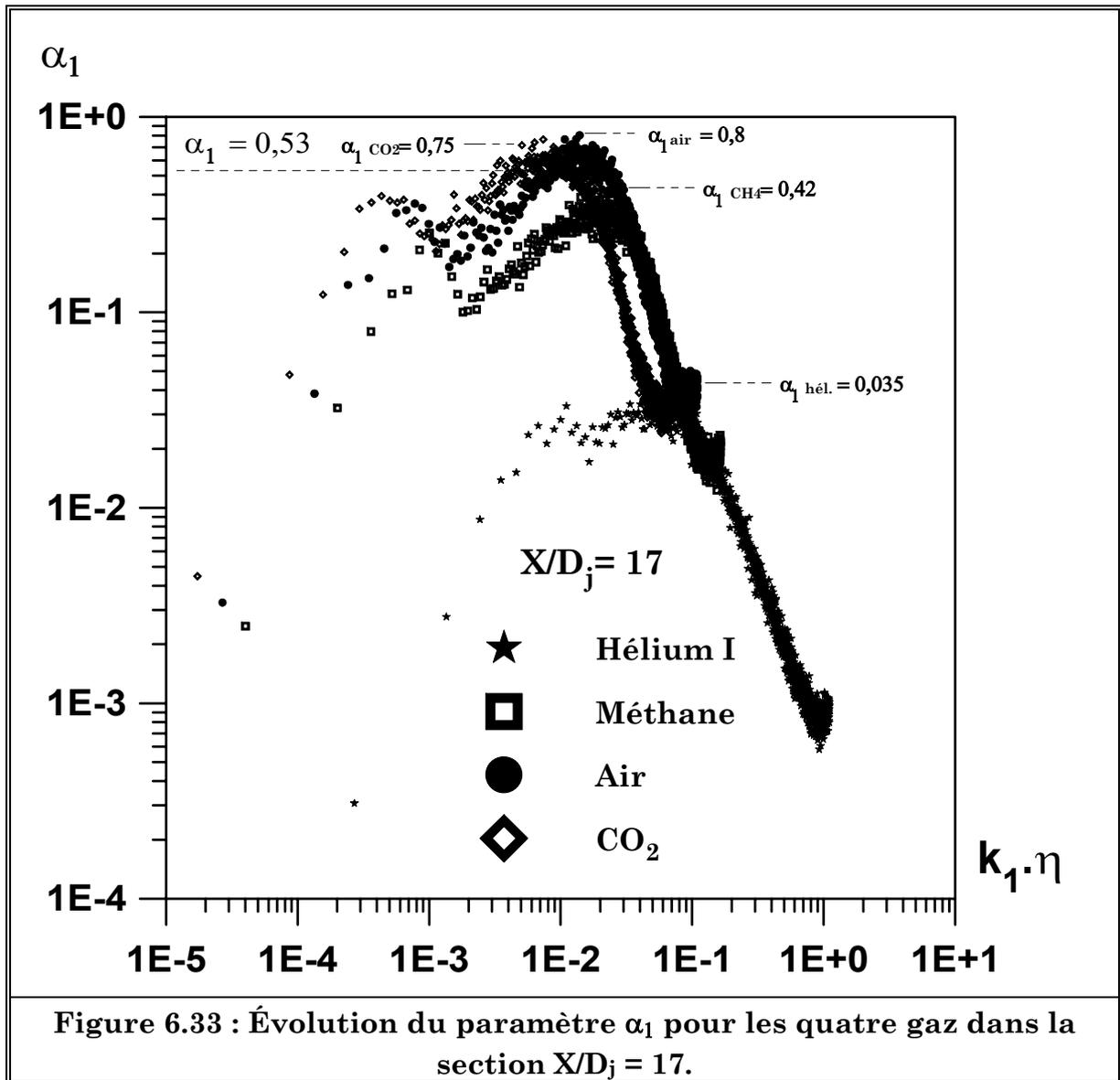


Figure 6.32 : Évolution du paramètre α_1 pour les quatre gaz dans la section $X/D_j = 0,3$.



Conclusion



39

Conclusions

Cette étude expérimentale, qui s'appuie sur un nouveau dispositif développé et mis en place au LCSR dans le cadre de cette thèse, est une contribution à l'amélioration des connaissances de l'influence de la variation de la masse volumique sur le développement des champs dynamique et scalaire des jets turbulents axisymétriques se développant dans un co-courant d'air. Les rapports de densité $R_p = \rho_e / \rho_j$ étudiés varient de 7,2 (jet d'hélium dans de l'air) à 0,667 (jet de CO₂ dans de l'air). Le rapport m des vitesses entre le jet et le co-courant est de 0,075.

La stratégie adoptée pour mener cette étude a été de fixer comme paramètre constant à l'ensemble des jets la vitesse d'éjection U_j . Ce choix a été plutôt imposé par des considérations expérimentales qui exigent un compromis pour que l'ensemble des jets étudiés présente des nombres de Reynolds suffisamment élevés tout en respectant des débits massiques raisonnables, tout particulièrement pour les jets d'hélium. Bien entendu, les différences observées quant aux effets de la variation de la masse volumique, entre ce mode opératoire et celui, par exemple, qui conserverait le flux initial de quantité de mouvement, devraient être explorées.

Dans ce travail, les écoulements étudiés sont des jets turbulents axisymétriques générés par un tube de diamètre D_j . La détermination complète du champ dynamique a été faite grâce à la vélocimétrie Doppler laser à deux composantes mise en place autour de notre mini-soufflerie. Toutes les mesures sont faites avec un "*data rate*" élevé (15 kHz) dans le but d'obtenir des informations sur la structure des tourbillons les plus petits présents dans l'écoulement. Les mesures (exploratoires) du champ scalaire ont été réalisées par la technique de la diffusion de la lumière par effet Rayleigh induit par laser.

Par rapport aux études effectuées antérieurement dans le domaine des écoulements turbulents à masse volumique variable, au LCSR ou ailleurs, la principale contribution de la présente étude porte sur la caractérisation expérimentale de la structure de la turbulence en fonction du rapport de densité. Ainsi, les distributions spectrales et les échelles caractéristiques sont obtenues, à notre connaissance pour la première fois, du moins aussi systématiquement, dans des écoulements turbulents du type jet à masse volumique variable, même si ces résultats doivent être relativisés, en particulier en raison de l'hélium I, à bas nombre de Reynolds. La caractérisation du champ dynamique en même temps que le champ scalaire est également une contribution importante, même si ce dernier doit être analysé avec beaucoup plus de détails que ce qui a pu être fait dans cette étude exploratoire.

Les résultats de l'exploration du champ dynamique de nos différents jets nous permettent de mettre en avant les conclusions suivantes :

S'agissant du champ moyen selon la direction axiale, nous trouvons des comportements conformes à ceux donnés dans des études antérieures menées sur des écoulements turbulents à masse volumique variable. Les jets de gaz légers (hélium et méthane) se mélangent beaucoup plus vite que les jets de gaz lourds (air et CO₂) lorsqu'ils débouchent dans un écoulement de densité différente (co-courant

d'air). Ainsi, les taux de décroissance K_u de la composante longitudinale moyenne de la vitesse diminuent avec l'augmentation de R_p . Le taux de décroissance K_u est également fortement influencé par la valeur du nombre de Reynolds. Ainsi dans le cas du jet d'hélium à bas nombre de Reynolds (2420) la valeur de K_u trouvée est supérieure à celle déterminée pour le cas du jet d'hélium au nombre de Reynolds plus grand (7300).

Les écarts-type $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ normalisées par $(U_c - U_e)$ tendent vers des valeurs asymptotiques dans le champ lointain à partir de $x/D_j > 20$ (respectivement 0,3 et 0,22). Ces valeurs s'approchent assez bien des valeurs asymptotiques trouvées pour d'autres études où, cette fois, c'est le flux de quantité de mouvement ou le nombre de Reynolds qui sont maintenus constants. Un autre résultat est celui concernant les maxima (pics) de $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ mesurés dans le jet d'hélium à faible nombre de Reynolds (2420). En effet, ces valeurs sont supérieures à celles trouvées dans le jet d'hélium à nombre de Reynolds modérément élevé (7300). Ceci est dû à un effet de laminarité du jet (jet à faible Reynolds).

L'énergie cinétique de la turbulence k , passée la section d'émission des jets, tend vers une valeur maximale qui est d'autant plus importante que le gaz est léger. Ce maximum d'énergie cinétique est localisé d'autant plus près de la section de sortie que le gaz est léger ($X/D_j = 4, 5, 7, 10$ et 12 respectivement pour l'hélium II, l'hélium I, le méthane, l'air et le CO_2). Une description de l'évolution axiale des coefficients d'aplatissement F et de dissymétrie S est présentée, indiquant la sensibilité de ces quantités vis-à-vis de la variation de densité (tant sur l'axe des jets que transversalement). Nous avons également montré l'importance de la fenêtre de coïncidence fixée pour les mesures par A.D.L sur les grandeurs moyennes (U et V), les écarts-type ($\langle u^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2}$), les "data rate" ainsi que les moments d'ordre 3 et 4, par le biais des coefficients d'aplatissement et de dissymétrie.

Les évolutions radiales de la vitesse longitudinale moyenne ainsi que les intensités de turbulence, détaillées dans le chapitre V, tout comme l'énergie cinétique de la turbulence et les tenseurs de cisaillement, indiquent l'influence de R_p sur ces grandeurs.

L'effet peu notable de la variation de la densité sur la demi-épaisseur dynamique L_u est remarqué. En l'occurrence, il serait nécessaire de mesurer cette grandeur avec un rapport de densité plus important pour tirer de plus amples conclusions.

Enfin, les coefficients radiaux d'aplatissement F et de dissymétrie S sont détaillés et s'avèrent sensibles au rapport des densités.

La connaissance du champ dynamique instantané nous a permis, à partir de programmes de calcul des densités spectrales d'énergie (basés sur une méthode par intervalle exact et des transformées de Fourier rapides) d'obtenir des densités spectrales d'énergie pour chacune des positions axiales explorées.

À partir de ces densités spectrales d'énergie (pour les basses fréquences), nous avons déterminé les évolutions axiales des échelles intégrales de temps Λ_u' . Ces échelles sont fortement sensibles à R_p . Après la section de sortie, elles décroissent vite jusqu'à la fin du cœur potentiel. Ensuite, ces échelles augmentent de façon linéaire pour des hauteurs X/D_j supérieures à 12. Les échelles intégrales de longueur L_u' , calculées *via* l'hypothèse de Taylor, sont également grandement influencées par le rapport R_p des densités. Dans la section de sortie, si l'on va des

gaz lourds vers les gaz légers (R_p décroît), nous constatons que les échelles intégrales sont plus grandes. Le mélange entre un jet léger et l'environnement (l'air) semble se faire par la génération de structures turbulentes plus grandes par rapport au cas de jets plus lourds. Le rapport L_u/D_j est supérieur à 1 dans le champ proche pour tous les jets ; avant la fin du cœur potentiel, L_u/D_j diminue rapidement pour tendre vers une valeur asymptotique de l'ordre de 0,2. La valeur de ce rapport laisse entendre que l'emploi de l'hypothèse de Taylor pour calculer l'échelle intégrale de longueur ne soit pas valable. Cependant, nous devons nous contenter de ces résultats surprenants à défaut de mesures en deux points.

Les taux de dissipation pour la composante longitudinale et transversale de la vitesse sont déterminés à partir des spectres de dissipation. Les taux de dissipation ε_U et ε_V suivent la même évolution sur tout l'axe des jets. Dès la section de sortie, on relève une augmentation rapide des taux de dissipation jusqu'à une position axiale (fin du cœur potentiel) qui correspond exactement à celle relevée pour le maximum de l'énergie cinétique de la turbulence, k . Dans le champ lointain ($X/D_j > 20$), les taux de dissipation ont tendance à suivre une loi en puissance. Ainsi, $\varepsilon_U.D_j/U_j^3$ et $\varepsilon_V.D_j/U_j^3$ sont proportionnels à $(X/D_j)^{-3}$. L'utilisation d'un diamètre équivalent $D_e = D_j.R_p^{-1/2}$ nous a permis de superposer les profils des taux de dissipation, en particulier lorsque $X/D_j > 10$.

Les erreurs, quant à l'estimation du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence sont réelles.

Le calcul du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence est intimement lié à la fréquence d'échantillonnage choisie, c'est-à-dire le taux de passage des particules quiensemencent le jet étudié. L'on comprendra aisément que, plus ce "data rate" est important, et plus l'erreur faite sur l'estimation du taux de dissipation est réduite. Cependant, la valeur élevée de ce taux de passage des traceurs engendre inexorablement des erreurs au niveau des mesures ADL.

Calculée à partir du taux de dissipation, l'échelle de Taylor pour tous les gaz diminue jusqu'à X/D_j de l'ordre de 30 et reste pratiquement constante au-delà. On note par ailleurs que l'échelle de Taylor est plus grande pour les jets lourds, alors que les échelles intégrales pour les différents jets se confondaient dans le champ lointain. Une influence du rapport de densité sur la structure de la turbulence semble ainsi évidente. Nous avons trouvé que les valeurs des nombres de Reynolds turbulents étaient élevées dès la section de sortie (115 pour l'hélium jusqu'à 533 pour le méthane). Nous avons relevé une évolution similaire pour tous les gaz, à savoir une augmentation rapide de Re_λ de $X/D_j = 0,3$ jusqu'à un maximum (à nouveau localisé à la fin du cœur potentiel) qui dépasse 1000 (1474 pour le jet d'air). Dans le champ lointain, Re_λ diminue rapidement pour tendre vers des valeurs classiquement trouvées dans des jets turbulents, avec des valeurs plus grandes pour les jets lourds. Il est intéressant de signaler ici que cette évolution de Re_λ est inversée dans le champ lointain.

L'exploration du domaine inertiel nous a permis de calculer les valeurs de α_1 qui apparaît dans l'expression de la densité spectrale selon la théorie de Kolmogorov (équation (II.d), §II.3, chapitre 6). À $X/D_j = 0,3$, la valeur de α_1 est assez proche de celle déterminée par Kolmogorov dans de l'air (0,53), surtout pour le jet d'air

($\alpha_1 = 0,62$) et de CO_2 ($\alpha_1 = 0,62$). La valeur de α_1 est plus basse pour les gaz légers (0,32 pour l'hélium et 0,41 pour le méthane).

Les résultats présentés dans l'annexe D montrent que la détermination du champ scalaire dans un jet de gaz pur, isotherme, axisymétrique et turbulent, à l'aide d'une méthode de diagnostic basé sur la diffusion de la lumière par effet Rayleigh induit par laser est possible, tant pour des expériences avec des gaz légers (hélium et méthane) qu'avec des gaz lourds (CO_2), pour peu que les sections efficaces des gaz soient nettement différentes de celle de l'air. Nous avons pu ainsi obtenir pour chaque gaz les évolutions longitudinales et radiales de la fraction molaire X , pour ensuite en déduire l'évolution de la fraction de mélange Y ainsi que celle de la masse volumique ρ . Les mesures axiales ont permis de montrer que le mélange entre le jet de gaz et l'écoulement annulaire d'air se fait plus vite pour les gaz légers que pour les gaz lourds, confirmant ainsi le résultat obtenu à partir de l'étude du champ dynamique. En outre, nous avons pu déterminer les demi-épaisseurs de la fraction de mélange $Y_{1/2}$, dont les évolutions présentent une auto-similarité grâce à l'emploi d'un rayon effectif, comme nous l'avons déjà relevé pour la vitesse longitudinale moyenne.

Perspectives

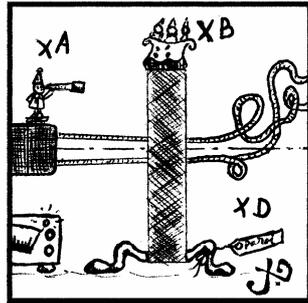
Afin de se rapprocher un peu plus de conditions de fonctionnement rencontrées dans des applications de mélange de jets à masse volumique fortement variable (comme le couple H_2/Air dans les super-statoréacteurs ou le couple O_2/H_2 supercritiques dans les moteurs fusées) il faudrait augmenter le rapport R_p en utilisant des gaz plus lourds et plus légers. Dans l'hypothétique utilisation de l'hydrogène, sa difficulté d'emploi reste un problème au niveau sécuritaire. Il serait peut-être plus aisé de mélanger un gaz lourd (co-courant) avec un gaz léger préchauffé. L'augmentation du rapport m (> 1) des vitesses des deux jets à masse volumique variable est également à envisager.

Il faudrait aussi entreprendre des mesures en deux points afin de confirmer (ou d'infirmer) certains de nos résultats, particulièrement sur les échelles spatiales de la turbulence et les taux de dissipation. De même, comme nous l'avons fait sur l'axe, il faudrait entreprendre des mesures radiales dans différentes sections des jets afin de déterminer l'évolution radiale des échelles caractéristiques de la turbulence (Λ_u , L_u , η) ainsi que du taux de dissipation, ε .

La nature exploratoire de l'application de la technique de la diffusion de la lumière par effet Rayleigh induit par laser n'a pas permis d'approfondir l'investigation de la structure du champ scalaire autant que celle du champ dynamique. Ce travail doit s'inscrire dans les priorités futures. Il permettra de proposer une comparaison approfondie entre les paramètres de structures des champs turbulents dynamique et scalaire et qui fait aujourd'hui défaut à l'échelle internationale.

Enfin, il serait intéressant de développer un couplage ADL-Rayleigh pour obtenir des informations sur les corrélations comme $\overline{\rho' u'}$, $\overline{\rho' v'}$.

Annexe A



*Influence des parois
du caisson sur le
volume de mesure*

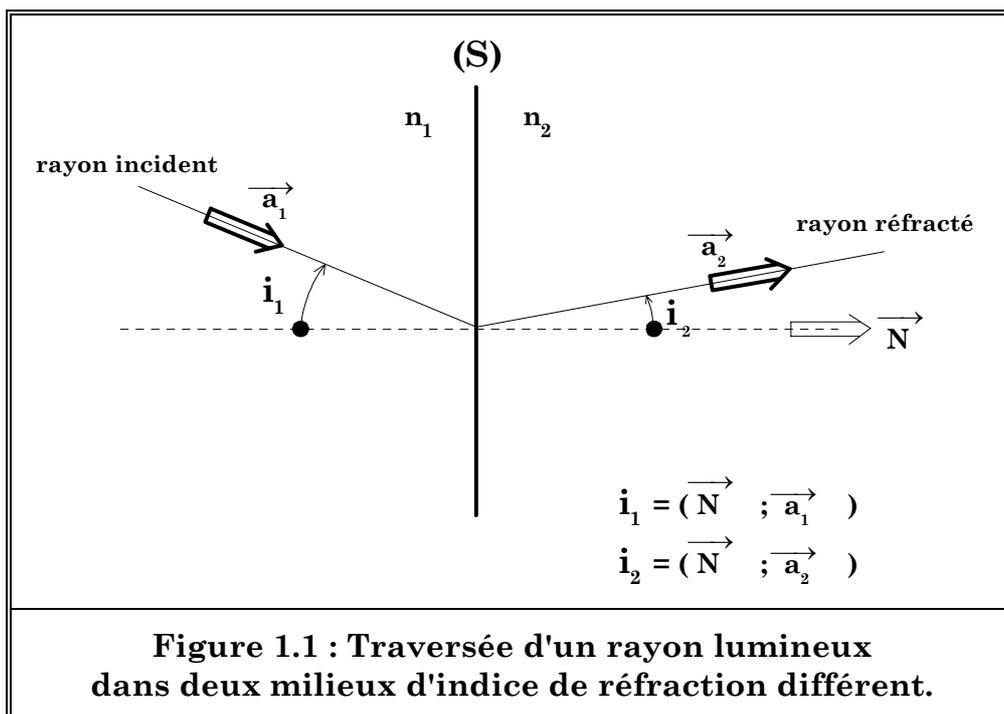
Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 3, des mesures de vitesses faites dans un caisson, et donc la traversée des parois de ce dernier par les faisceaux laser, sont influencées par différents éléments (parois non parallèles, rayures, mauvaise homogénéité de l'indice de réfraction). Nous avons, jusqu'ici, supposé que tous les calculs étaient réalisés dans un même milieu, à savoir l'air, où l'indice de réfraction, n , ne variait pas. Nous devons nous demander à présent si la fréquence Doppler peut être affectée lors d'un changement de milieu (et donc d'indice), ce en particulier pour notre configuration lors du passage des faisceaux laser de l'air dans le verre (fenêtres).

1) RELATIONS D'OPTIQUE CLASSIQUE :

D'après la deuxième loi de Snell-Descartes (1.a), qui permet d'exprimer le changement de direction d'un rayon lumineux rectiligne à la traversée d'une surface séparant deux milieux homogènes, loi illustrée par la figure 1.1, nous pouvons écrire :

$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2) \quad (1.a)$$

avec : i_1 angle d'incidence, i_2 angle de réfraction, n_1 indice du milieu 1, n_2 indice du milieu 2.



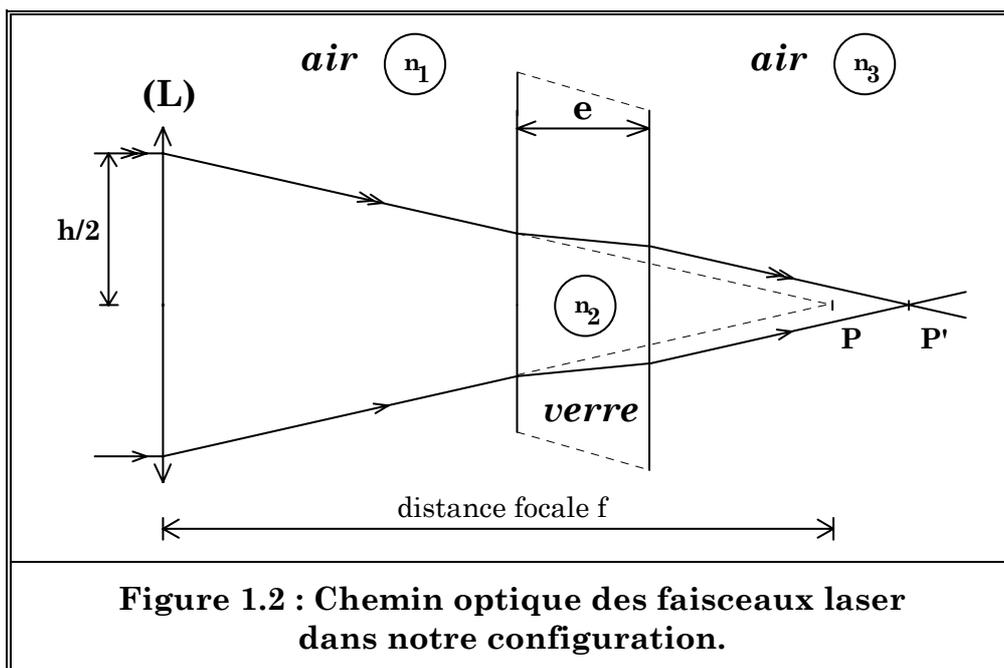
Si l'on applique cette loi à notre configuration (dont les différents chemins optiques sont schématiquement présentés sur la figure 1.2) et en notant c_1 et c_2 célérités des ondes dans les milieux (1) et (2), nous obtenons les relations suivantes :

$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2) \text{ et } n_1 \cdot c_1 = n_2 \cdot c_2$$

comme $\frac{c_1}{\lambda_1} = \frac{c_2}{\lambda_2}$ il vient $n_1 \cdot \lambda_1 = n_2 \cdot \lambda_2$

$$\text{et } \frac{\lambda_1}{\sin(i_1)} = \frac{\lambda_2}{\sin(i_2)}$$

Ainsi, la fréquence Doppler est indépendante de l'indice de réfraction du milieu considéré. Il faut cependant prendre en compte le déplacement du point d'interférence P qui passe en P'.



2) CALCUL DU DÉPLACEMENT DU POINT DE FOCALISATION :

Nous nous proposons de calculer le déplacement ΔX du point P de croisement des faisceaux laser (s'il n'y avait pas de plaque de verre sur le chemin optique) vers le point P' (positionné au centre du jet à étudier) lorsque ceux-ci passent à travers nos fenêtres.

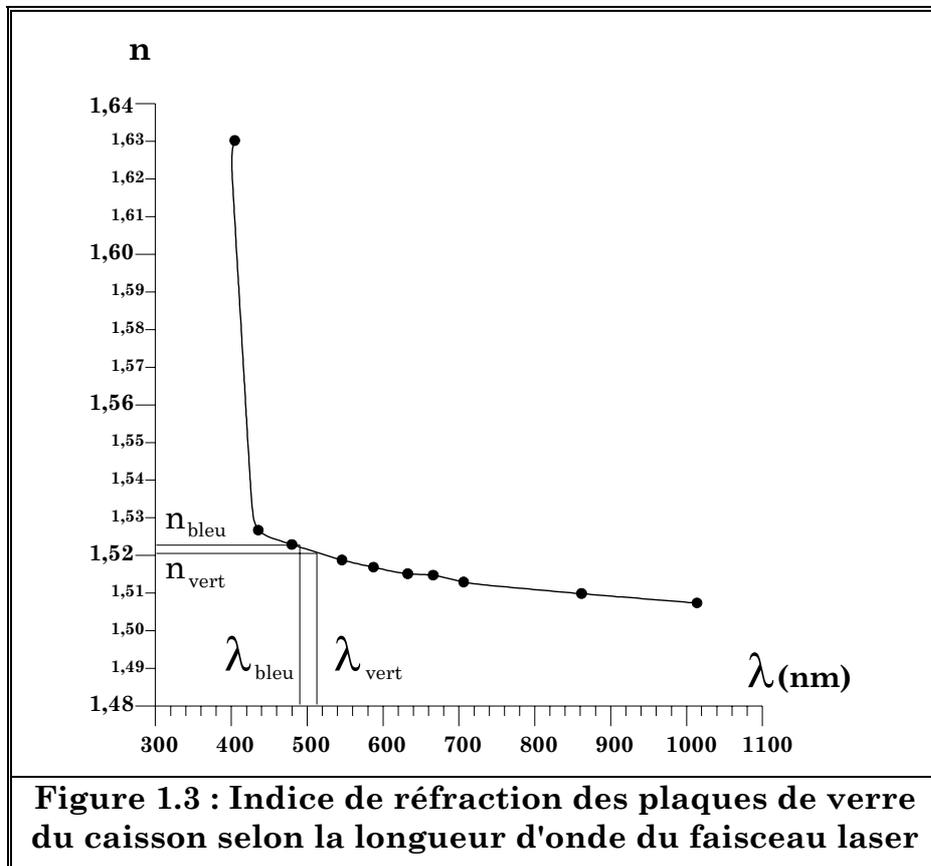
Caractéristiques du verre :

Comme nous l'avons déjà précisé lors de la description du caisson, le verre employé est un verre dit de qualité optique, permettant ainsi une transmission quasi optimale de tout faisceau laser le traversant. Les caractéristiques du verre sont les suivantes : verre extra blanc, épaisseur $e = 3 \text{ mm} \pm 0,1$.

S'agissant des mesures de vitesses faites avec l'ADL, il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction correspondant aux longueurs d'ondes utilisées, c'est-à-dire celle de la raie verte et bleue (voir figure 1.3). Les indices de réfraction correspondant aux longueurs d'ondes sont les suivants :

	bleu	vert
λ (nm)	488	514,5
n	1,522	1,521

Les faisceaux laser issus de la cellule émettrice sont distants de $h = 50 \text{ mm}$. La focalisation vers le point P' se fait à l'aide d'une lentille de focale $f = 350 \text{ mm}$. L'angle d'attaque des fenêtres est de $7,9^\circ$.



À partir de la relation (1.a) et de quelques calculs géométriques triviaux menés dans chaque milieu, respectivement air-verre puis verre-air, nous pouvons en déduire aisément le déplacement ΔX du point P vers le point P'. Les résultats sont notés dans le tableau 1.A ci-dessous (se référer également à la figure 1.4) .

	Vert ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$)	Bleu ($\lambda = 488 \text{ nm}$)
Indice de réfraction, n	1,521	1,522
Angle d'incidence, i_1 (°)	3,950	3,950
Angle de réfraction, i_2 (°)	2,596	2,594
Déplacement ΔX (mm)	1,036	1,032

Tableau 1.A : Quelques données géométriques

Pour mémoire, les différentes relations qui ont permis de calculer les valeurs notées dans le tableau ci-dessus sont les suivantes :

$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2), \text{ passage air-verre}$$

$$n_2 \cdot \sin(i_2) = n_3 \cdot \sin(i_3), \text{ passage verre-air}$$

$$i_3 = i_1$$

$$i_2 = \sin^{-1}(n_1/n_2 \cdot \sin(i_1))$$

$$b = \tan(i_2) \cdot e$$

$$c = \tan(i_1) \cdot (X_1 + e)$$

$$a = c - b$$

$$\Delta X = +a/\tan(i_1) - X_1, (X_1 = 150 \text{ mm})$$

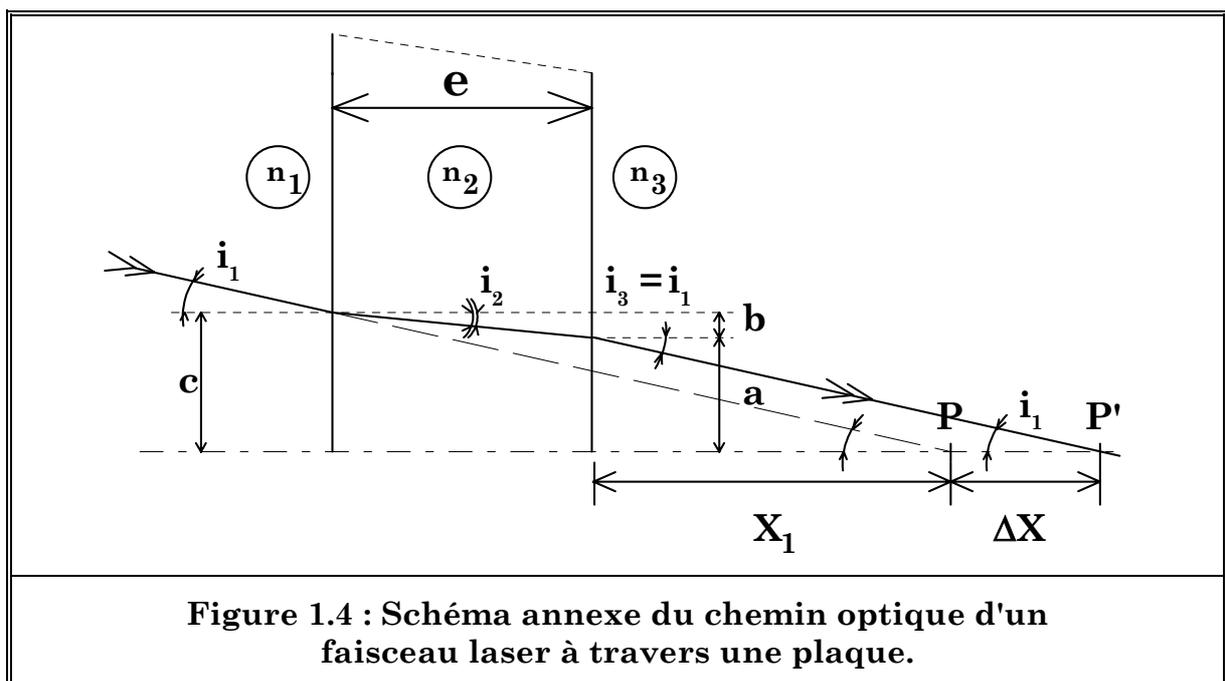
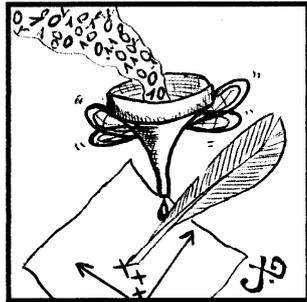


Figure 1.4 : Schéma annexe du chemin optique d'un faisceau laser à travers une plaque.

Annexe B



Traitement du signal
par l'IFA 755

Nous présentons dans cette annexe la façon dont sont traités par l'I.F.A. 755 les signaux électriques (signaux Doppler selon U et V) issus du ColorLink Plus. En complément, nous fournissons les quelques formules des données statistiques calculées par l'I.F.A. (vitesses moyennes, intensités de turbulence, moments d'ordre 2 à 4...) nécessaire à la détermination du champ dynamique de nos jets turbulents à masse volumique variable.

1) DESCRIPTION DE L'IFA 755 :

Le signal électrique à analyser par l'I.F.A. est envoyé dans des filtres passe-bande qui améliorent le rapport signal sur bruit, tout en éliminant le pédestal dû au signal Doppler. Après avoir été filtré, le signal est amplifié à l'aide d'un amplificateur à gain fixe. Le signal Doppler analogique est ensuite digitalisé par le biais d'un convertisseur (1-bit) doté de deux sorties. La première va vers un détecteur de *bouffée*, la seconde vers un échantillonneur.

Le détecteur de *bouffée* agit sur le signal digitalisé issu du convertisseur. Il effectue une autocorrélation pour obtenir deux résultats :

- Il détermine le début et la fin d'une *bouffée* en se basant sur le rapport signal sur bruit correspondant au signal.
- Il fournit une première estimation de la fréquence Doppler pour chaque *bouffée* Doppler.

Différents échantillonneurs opèrent à des taux variés, traitant sans interruption le signal digitalisé et emmagasinant chacun des résultats dans des mémoires de type "FIFO" (*First In-First Out*) séparées. Le centre de la *bouffée* stockée dans la mémoire "FIFO" est déterminé à partir du début et de la fin de celle-ci, tels qu'ils sont fournis par le détecteur de *bouffée*. L'estimation de la fréquence Doppler à partir du détecteur de *bouffée* est utilisée afin de déterminer lequel des différents taux d'échantillonnage est optimum pour chaque *bouffée*. Finalement, de la mémoire "FIFO" qui correspond au signal sélectionné, 256 échantillons centrés sont transférés dans une mémoire tampon pour être traités ultérieurement. L'autocorrélation extrait la fréquence Doppler des données stockées dans la mémoire. Cette autocorrélation est calculée avec la formule suivante :

$$R(t) = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \cdot f(t + \tau) dt \quad (1)$$

avec τ temps de retard et $f(t)$ fonction définie pour $t \in [0 ; T + \tau]$). L'équation (2) indique l'algorithme utilisé dans le système de traitement de l'I.F.A. 755 :

$$R(n) = \sum_{i=0}^{128} \text{sgn}[f(i + 64)] \cdot \text{sgn}[f(1 + n)] dt \quad (2)$$

$\text{sgn}[f(i)]$ représente une série d'échantillons discrets du signal Doppler digitalisé (1-Bit) et échantillonné à une fréquence ou une période d'échantillonnage donnée. Les échantillons mettent en évidence le signe du signal par : $\text{sgn}[f(i)]$. Lorsque cette quantité vaut 1, le signal est compté comme positif, et donc négatif pour -1.

La fréquence Doppler est déterminée avec précision à partir de cette fonction d'autocorrélation du signal échantillonné. Il est important de noter que plusieurs critères de validation sont appliqués aux résultats de la corrélation afin de garantir que seules de bonnes mesures sont validées et fournies au calculateur. Ainsi, les mesures sont effectuées sur des *bouffées* et non sur du bruit.

2) STATISTIQUE DES SIGNAUX :

Les différents paramètres qui permettent à l'I.F.A. 755 de déterminer la vitesse sont les suivants :

- T_N , temps pour un cycle de N mesures (ns).
- V, vitesse ($m \cdot s^{-1}$).
- i, interfrange (μm).
- F_s , fréquence de décalage (MHz).

Nous avons vu que la vitesse de l'écoulement est liée de façon linéaire à la mesure de la fréquence Doppler par l'interfrange, qui est constante. L'interfrange est la distance entre les franges claires (ou les franges sombres) dans le volume de mesure.

Ainsi :

- Vitesse (V) = $F_d \times i$,
- où F_d est la fréquence Doppler mesurée.

Si la fréquence de décalage est utilisée, alors :

- Vitesse (V) = $(F_d - F_s) \times i$
- $F_d = n_c / (T_{\text{mant}} \times 2^{-3} \times 10^{-9})$,
- où n_c est le nombre de cycles moyens, T_{mant} le temps,
- $\exp(-3)$ est le temps codé sur 4-bit,
- 10^{-9} la résolution temporelle de base.

3) DONNÉES STATISTIQUES OBTENUES À PARTIR DES SIGNAUX :

Vitesse moyenne :

$$\bar{u} = \frac{\sum u \cdot \tau}{\sum \tau}$$

Déviatoin standard :

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{\sum u^2 \cdot \tau}{\sum \tau} - \bar{u}^2}$$

Taux de turbulence :

$$\frac{\sigma_u \cdot 100}{\bar{u}}$$

Moment d'ordre trois :

$$M_3 = \frac{\sum u^3 \cdot \tau}{\sum \tau} - \left[3 \cdot \frac{\sum u^2 \cdot \tau}{\sum \tau} \cdot \bar{u} \right] + 2 \cdot (\bar{u})^3$$

Coefficient de dissymétrie :

$$S = \frac{M_3}{2.(\bar{\sigma}_u)^3}$$

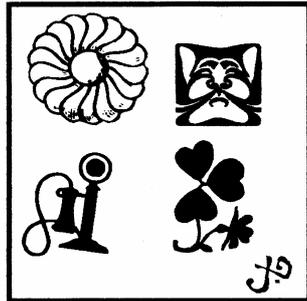
Moment d'ordre quatre :

$$M_4 = \frac{\sum u^4 \cdot \tau}{\sum \tau} - \left[4 \cdot \frac{\sum u^3 \cdot \tau}{\sum \tau} \cdot \bar{u} \right] + \left[6 \cdot \frac{\sum u^2 \cdot \tau}{\sum \tau} \cdot \bar{u}^2 \right] + 3 \cdot (\bar{u})^4$$

Coefficient d'aplatissement :

$$F = \frac{M_4}{(\sigma_u)^4}$$

Annexe C



Outils statistiques

Pour parvenir à s'assurer de la qualité des mesures des vitesses par anémométrie Doppler laser, il est important d'utiliser des méthodes statistiques tout comme d'en connaître les quelques outils principaux. Tous les logiciels d'ADL, comme Find, ont intégré ces outils indispensables qui permettent d'apporter une information supplémentaire s'agissant de la validité des mesures ($U, u'...$), ainsi que de leur suivi en temps réel (lors de l'acquisition). Les éléments présentés dans cette annexe sont extraits des ouvrages de Juran (1989) et Ishikawa (1982) pour les généralités, Monin et Yaglom (1971) ainsi que Belorisky et Gorecki (1992) pour la statistique des écoulements turbulents..

1) DISTRIBUTION DE DONNÉES MESURÉES :

En guise de préambule, mettons-nous dans le cas d'une étude statistique faite sur des tubes créés par une machine et considérons, par exemple, qu'un paramètre de suivi de la qualité de fabrication de cette même machine soit le diamètre des tubes. On trace généralement des graphes, appelés "distributions", centrés sur le diamètre moyen des tubes ; on remarquera également une certaine dispersion des diamètres (aucun tube n'a exactement le même diamètre). Il existe de nombreux types de distribution dont chacun possède ses caractéristiques propres. Les distributions peuvent être distinguées sur la base de leur forme, de leur dispersion et de leur position, ou encore d'une combinaison de ces facteurs. Ces distributions sont conformes à des modèles connus ; une connaissance de ces modèles permet d'établir des prévisions sur la base d'un échantillon prélevé sur l'ensemble.

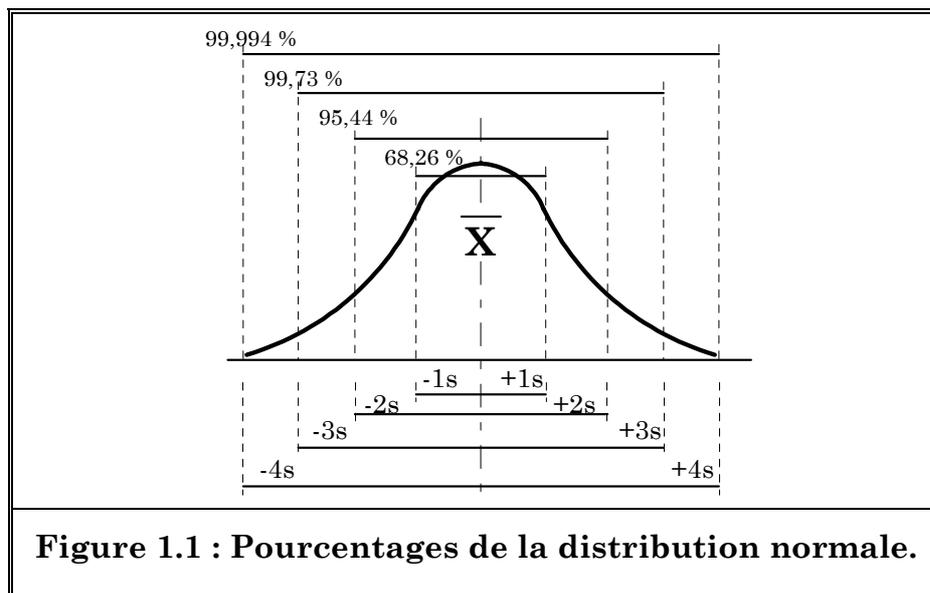
La distribution la plus fréquemment rencontrée dans les procédés de fabrication, ainsi que dans la nature, est la distribution normale ou distribution de Gauss. Une distribution normale est représentée graphiquement par une courbe symétrique en forme de cloche. Un échantillon (dans le cas d'une machine de fabrication), est caractérisé par deux variables :

- La moyenne \bar{X} , qui est une mesure de la tendance centrale.
- L'écart-type s de l'échantillon, qui est une mesure de la dispersion ou variabilité de la machine ou du procédé.

Plus la variabilité est grande plus l'écart-type sera important. L'écart-type peut-être calculé en appliquant la formule suivante :

$$s = \sqrt{\frac{\sum_i (X_i - \bar{X})^2}{n-1}} \quad \text{ou} \quad s = \sqrt{\frac{\sum_i \left(X_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_i X_i \right)^2 \right)}{n-1}}$$

X_i représentent les lectures individuelles, \bar{X} la moyenne de l'échantillon, n le nombre de lectures dans l'échantillon et Σ la somme. L'écart-type dans l'échantillon est utilisé comme une évaluation de l'écart-type de la population, et la moyenne \bar{X} de l'échantillon comme une évaluation de la moyenne de la population. Si la moyenne et l'écart-type d'un échantillon de distribution normale sont connus, il est possible de prévoir avec une précision raisonnable la proportion de la population qui tombera entre deux limites quelconques. Par exemple, ainsi que le montre la figure 1.1, toute distribution normale comprendra 68,26 % de la population dans l'aire sous la courbe entre un écart-type en dessous de la moyenne et un écart type au-dessus de cette dernière (cette aire sera dans ce cas définie par l'expression $\pm 1 s$). L'aire située dans les limites $\pm 2 s$ est égale à 95,44 % du total, celle de la limite $\pm 3 s$ est égale à 99,73 %, et $\pm 4 s$ est égale à 99,994 %. Il est important de noter que pour des distributions autres que la distribution normale, ces pourcentages seraient différents mais le concept de base demeurerait le même.



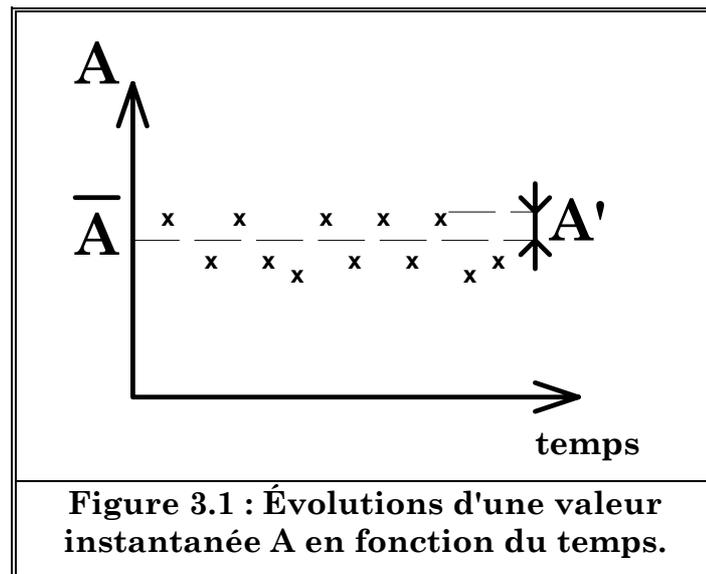
2) LA MOYENNE :

À présent, voyons comment ces outils peuvent être utilisés dans le cas d'un écoulement turbulent. Compte tenu du caractère aléatoire des champs turbulents, on est amené à définir la moyenne statistique ou moment d'ordre 1 de la grandeur A considérée :

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} A \cdot P(A, t) dA \quad (2.a)$$

3) RÈGLES DE DÉCOMPOSITION :

La décomposition due à Reynolds consiste à séparer les valeurs instantanées [A] en une partie moyenne [\bar{A}] et en une partie fluctuante [A'] : $A = \bar{A} + A'$. Si la moyenne des fluctuations A' est centrées, alors $\bar{A}' = 0$, comme il est montré sur la figure 3.1.

**4) DÉFINITIONS DES DIVERS MOMENTS :**

À partir de la décomposition décrite ci-dessus, on définit les moments d'ordre n (P étant une fonction de densité de probabilité) :

$$\bar{A'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} A'^n \cdot P(A') dA' \quad (4.a)$$

Moment d'ordre 2 :

Dans le cas de la composante u' de la fluctuation de vitesse (en général on prend u' selon la direction x , v' selon la direction y et w' selon direction z), le moment d'ordre 2 (appelé parfois *variance*) s'écrit :

$$\overline{u'^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} u'^2 \cdot P(u') du' \quad (4.b)$$

$\sqrt{\overline{u'^2}}$ est la déviation standard, amplitude r.m.s. (root mean square) ou bien écart type quadratique moyen.

Moment d'ordre 3 :

Il a l'expression suivante :

$$\overline{u'^3} = \int_{-\infty}^{+\infty} u'^3 \cdot P(u') du' \quad (4.c)$$

En normalisant par rapport au moment d'ordre 2, on obtient le **coefficient de dissymétrie**, ou biais (*skewness*) :

$$S = \frac{\overline{u'^3}}{(\overline{u'^2})^{3/2}} \quad (4.d)$$

Moment d'ordre 4 :

Il a l'expression suivante :

$$\overline{u'^4} = \int_{-\infty}^{+\infty} u'^4 \cdot P(u') du' \quad (4.e)$$

La normalisation, toujours par rapport au moment d'ordre 2, conduit à définir un **coefficient d'aplatissement** (Kurtosis, ou *flatness*) :

$$F = \frac{\overline{u^4}}{(\overline{u^2})^2} \quad (4.f)$$

5) DISTRIBUTION GAUSSIENNE :

On est parfois amené à considérer les moments d'ordre 3, voire, 4, ceci particulièrement lors de mesures de vitesse par anémométrie Doppler laser. En effet, l'histogramme de vitesse (qui est directement lié à la qualité de l'ensemencement de l'écoulement, *via* la taille des particules) doit être de type Gaussien, c'est-à-dire avoir un coefficient de dissymétrie S de l'ordre de zéro, ainsi qu'un coefficient d'aplatissement F autour de trois ($\pm 3s$, comme nous l'avons vu au 1)). Un cas particulier de densité de probabilité est celui où :

$$P(u) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \sigma} \cdot \exp\left(-\frac{u^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (5.a)$$

(avec $\sigma^2 = \overline{u^2}$)

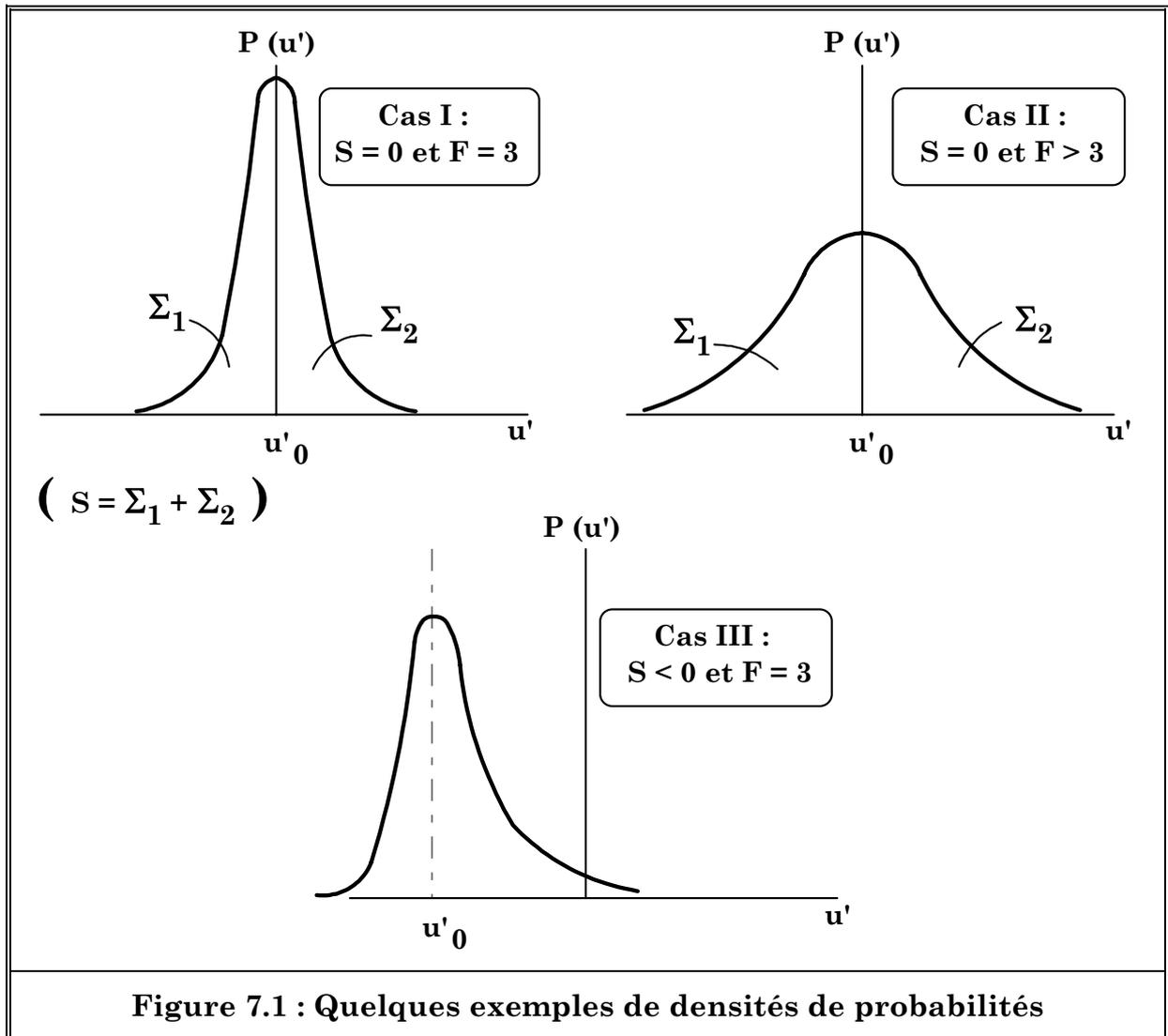
Pour une telle densité de probabilité, on montre que :

$$\begin{aligned} S &\approx 0 \text{ et } T \approx 3 \\ \text{et } \overline{u^n} &= 1 \times 3 \times 5 \times \dots \times (n-1) (\overline{u^2})^{n/2} \\ &= 0 \text{ pour } n \text{ impair} \end{aligned}$$

7) DISTRIBUTION DE VITESSES MESURÉES :

Les écoulements quasi homogènes vérifient assez bien les propriétés des densités de probabilité gaussiennes. Sur la figure 7.1, nous avons tracés trois cas de densité de probabilité (et donc trois *configurations*, que l'on peut assimiler à un mauvais ensemencement ou bien à un mauvais réglage des appareils, surtout pour le dernier cas). Dans le cas I, cas idéal où la densité de probabilité est de type gaussien, S vaut zéro tandis que F vaut trois. La courbe est parfaitement centrée sur une valeur u_0 , et cette même courbe présente une symétrie par rapport l'axe passant par u_0 . Dans le cas II, nous avons toujours une symétrie

par rapport à u'_0 , cependant, F est nettement supérieur à 3. Enfin, dans le cas III, S et F dénotent des valeurs d'une distribution gaussienne. Une telle courbe dissymétrique est généralement due à un mauvais choix dans la fréquence de shift, trop importante ou tout au contraire trop faible selon que le maximum de l'histogramme est placé à gauche, ou à droite.



Annexe D



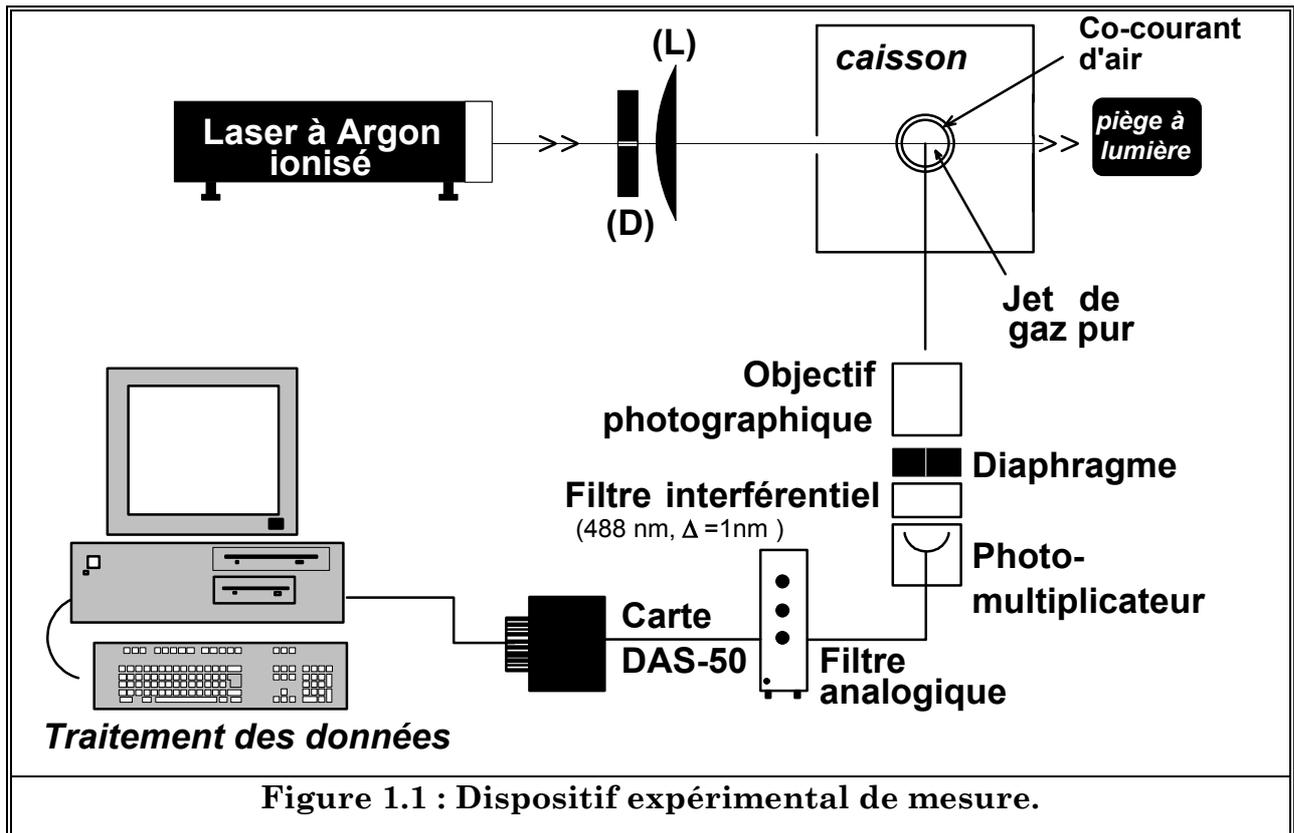
*Prospection du
champ scalaire*

Cette annexe relate d'une prospection inédite, au sein du L.C.S.R., du champ scalaire $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{\rho})$ dans les jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable de gaz pur (hélium, méthane et CO₂) ceci grâce à une méthode originale d'un diagnostic basé sur la diffusion Rayleigh. Ce diagnostic a fait l'objet de nombreux travaux dans l'équipe combustion et turbulence, mais uniquement dans le cadre d'études de flammes prémélangées (Deschamps, 1990 ; Mounaïm-Rousselle, 1993 ; Ghenai, 1995). Après une présentation de la théorie et de la méthode développée, nous donnons quelques mesures, fort incomplètes, qui sont à prendre à titre de "faisabilité" de mesures par diffusion Rayleigh dans un jet de gaz pur entouré d'un écoulement annulaire d'air.

1) MÉTHODE DE MESURE :

1.1) DESCRIPTION DU DISPOSITIF :

Un laser à argon ionisé, d'une puissance totale de 25 Watt, est utilisé en mode mono-raie ($\lambda_{\text{bleu}} = 488 \text{ nm}$), offrant dans ce mode une puissance maximale de 12 Watt. Le faisceau émis, dont le diamètre est de 80 μm , passe dans un diaphragme (D) (afin d'éviter les phénomènes de diffraction), pour être ensuite focalisé par une lentille (L). Un photomultiplicateur, monté sur banc micrométrique, est réglé au point de focalisation afin de récolter la lumière diffusée par les molécules du jet de gaz utilisé. La chaîne de collection est équipée d'un objectif photographique (focale de 50 mm et ouverture de 1/4), d'un diaphragme de 150 mm pour faire passer la lumière, puis d'un filtre à bande étroite de 1 nm, centré sur la longueur d'onde du faisceau laser. Enfin, la lumière est collectée par un photomultiplicateur amplifié à l'aide d'un filtre analogique (fixé sur une fréquence de coupure de 10 kHz) pour être finalement traitée par informatique *via* une carte d'acquisition DAS-50 (voir figure 1.1). À chaque position, 32000 points sont enregistrés, à une fréquence de 20kHz.



1.2) LA DIFFUSION RAYLEIGH :

La théorie (Eckbreth, 1987) dit que, pour un mélange de M gaz, l'intensité Rayleigh mesurée par le photomultiplicateur est donnée par la formule suivante :

$$I(90^\circ) = N \cdot \left(\sum_{j=1}^M \sigma_j(90^\circ) \cdot X_j \right) \cdot I_0 \quad (1)$$

où N est le nombre de molécules par unité de volume, σ_j la section efficace de diffusion Rayleigh pour un faisceau laser de longueur d'onde λ , X_j est la fraction molaire d'une espèce j , et enfin I_0 l'intensité lumineuse incidente. Cette expression n'est valable que pour une diffusion isotropique de la lumière par les molécules. Avant tout, il nous a fallu vérifier que les sections efficaces des différents gaz étaient bien différentes par rapport à celle du co-courant, en l'occurrence celle de l'air pour nos expériences. En effet, les mesures Rayleigh ne sont possibles que lorsque les sections efficaces σ_j sont nettement distinctes. Nous avons utilisé la formule donnée par Penny (1969) pour calculer σ_j :

$$\sigma_j = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left[\frac{\eta_j - 1}{N_o} \right]^2 \sin^2(\theta) \quad (2)$$

avec λ longueur d'onde de la lumière émise par le laser, η_j l'indice de réfraction de l'espèce j (dans les conditions std, à 0°C et 1 atm), N_o le nombre de Loschmidt et θ représente l'angle d'observation du point de focalisation. Seuls des gaz ayant une section efficace σ_j différente de celle de l'air sont utilisés, les mesures Rayleigh n'étant possibles qu'à cette stricte condition. Les sections efficaces sont calculées avec les relations établies par Penny (1969). Leurs valeurs sont indiquées dans le tableau suivant (tableau 1.A).

$\sigma_j^* \cdot (10^{28}) [cm^2]$	Gaz	$\sigma_{air} / \sigma_{gaz}$
0,125	<i>Hélium</i>	1/67
18,96	<i>Méthane</i>	2,27
8,347	<i>Air</i>	---
19,48	<i>CO₂</i>	2,33

Tableau 1.A : Sections efficaces des différents gaz utilisés

(* : σ_j est calculée pour $\lambda = 488$ nm)

2) EXPRESSION DE X(X,r), Y(X,r) ET $\rho(X,r)$:

2.1) PROCÉDURE POUR LA MESURE DE LA CONCENTRATION :

Il a déjà été montré que dans le cas d'un jet de gaz pur, isotherme, la valeur de l'intensité I (90°) était proportionnelle à la densité de ce même gaz (Pitz et al., 1976). Ainsi, pour le mélange de deux gaz, il est possible d'obtenir des informations suffisantes (Pitts et Kashiwagi, 1984), qui permettent ensuite de déterminer les fractions molaires, les fractions de masse et de mélange, pour les deux espèces (ici gaz pur et air).

Nous notons [1], le milieu représentant l'air (co-courant), [2] le milieu représentant le gaz. Pour faire les expériences il faut, dans un premier temps, effectuer des

mesures de calibration dans le jet de gaz (valeur mesurée I_2) puis dans le co-courant d'air (valeur mesurée I_1). Ainsi, la fraction molaire dans le gaz sera :

$$\boxed{\bar{X}(X,r) = \frac{\bar{I}(X,r) - \bar{I}_1}{\bar{I}_2 - \bar{I}_1}} \quad (3)$$

2.2) FRACTION DE MÉLANGE :

La connaissance de $\bar{X}(X,r)$ nous permet de déduire la fraction de mélange qui, selon Pitts et Kashiwagi (1984), caractérise de façon appropriée la concentration dans un jet à masse volumique variable et qui vaut :

$$\boxed{Y = \bar{Y}(X,r) = \frac{\rho_j \bar{X}(X,r)}{\rho_e(1 - \bar{X}(X,r)) + \rho_j \bar{X}(X,r)} = \frac{R_\rho \bar{X}(X,r)}{1 + (R_\rho - 1) \cdot \bar{X}(X,r)}} \quad (4)$$

2.3) MASSE VOLUMIQUE ρ :

À partir de l'expression (3) donnant la fraction molaire $\bar{X}(X,r)$, nous pouvons remonter à la masse volumique au point de mesure. Elle est liée à $\bar{X}(X,r)$ par la relation suivante :

$$\boxed{\bar{\rho}(X,r) = \rho_e \cdot (1 - \bar{X}(X,r)) + \rho_j \cdot \bar{X}(X,r)} \quad (5)$$

3) LES MESURES :

Nous avons entrepris deux types de mesures : sur l'axe et radialement.

Il ne nous a pas été possible de monter haut dans le jet (ces mesures n'ayant que valeurs de *test*). Ainsi, l'altitude maximale atteinte a été de 280 mm, soit 19,2 X/R_j par rapport à la section de sortie du jet principal. Toutefois, nous avons pu obtenir des informations suffisantes pour tirer quelques premières conclusions, tant axialement que radialement. Dans le tableau 3.A, nous indiquons les plages dans lesquelles les mesures ont été effectuées. On relèvera que pour l'hélium, les mesures ont pu être effectuées plus bas que pour les autres gaz, le mélange étant déjà initié avec le co-courant d'air.

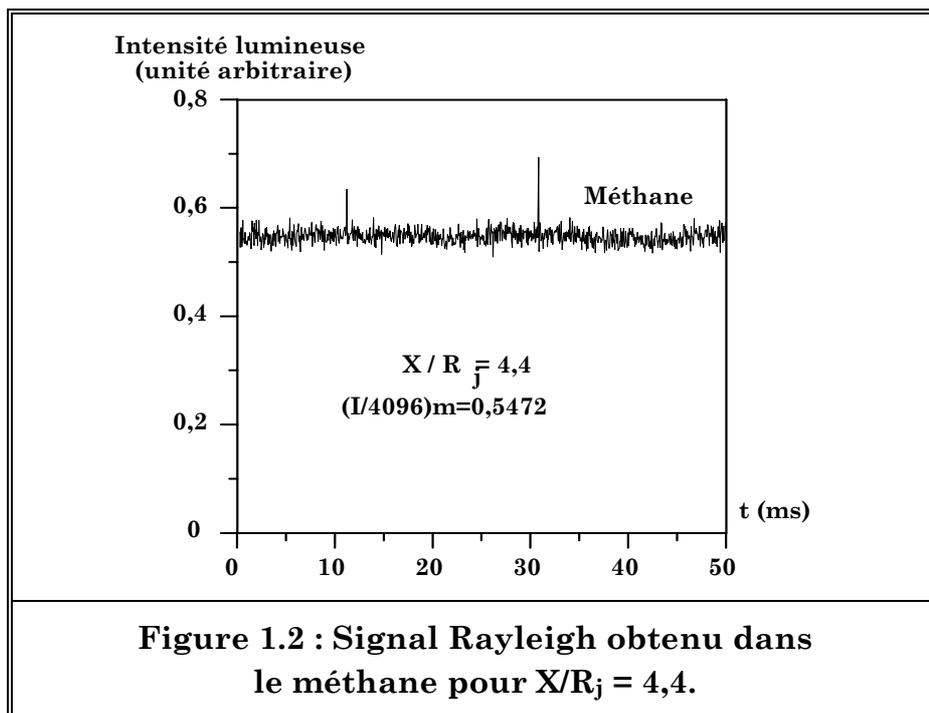
X_{mini}/R_j	Gaz	X_{max}/R_j
2	<i>Hélium</i>	19,2
4,4	<i>Méthane</i>	19,2
4,4	<i>CO₂</i>	19,2

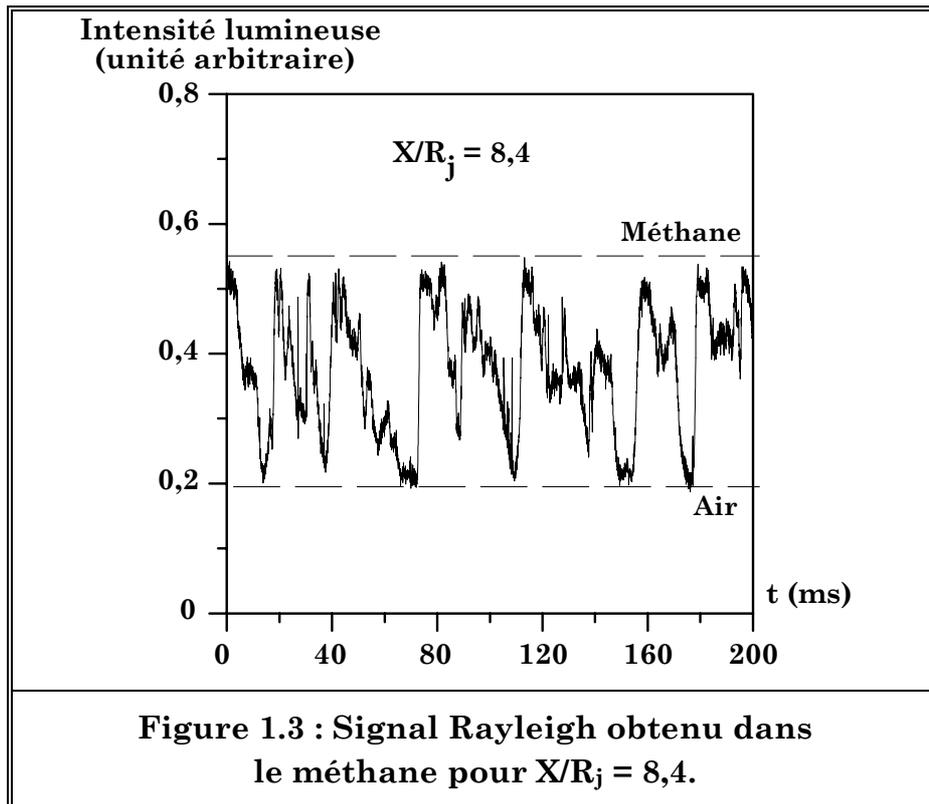
Tableau 3.A : Plages limites des mesures

3.1) ALLURE DU SIGNAL RAYLEIGH :

Sur la figure 1.2, nous avons représenté le signal obtenu sur l'axe du jet de méthane en fonction du temps. À l'altitude $X / R_j = 4,4$ nous sommes dans le méthane pur, le mélange n'a pas encore eu lieu entre ce gaz et l'écoulement annulaire d'air. Nous remarquons qu'il n'y a que fort peu de *pics* parasites dûs à la diffusion de Mie (un, voire deux, tout au plus). Nous remarquons que le signal est constant, donnant la valeur de l'intensité lumineuse diffusée par l'espèce *méthane*.

En unité arbitraire (nous divisons l'intensité lumineuse I par 4096, qui représente le nombre d'octets), nous obtenons une valeur moyenne de 0,5472. Sur la figure 1.3, nous sommes plus haut dans le jet, $X/R_j = 8,4$. Le mélange entre les deux écoulements commence à être initié et le signal délivré est typique de la diffusion Rayleigh dans un jet de gaz (Graham et al., 1975).

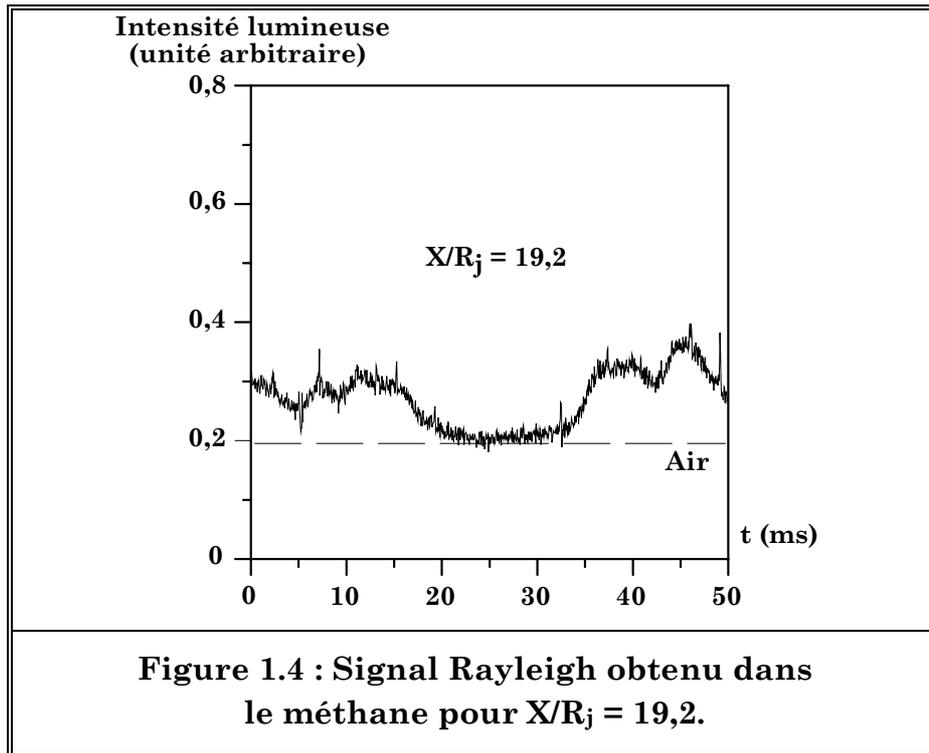




Sur la figure 1.4, nous sommes à la position limite de nos mesures, c'est-à-dire $X/R_j=19,2$. Nous trouvons une valeur moyenne de $I/4096$ égale à 0,271. Si nous faisons le rapport des deux valeurs moyennes trouvées dans le méthane pur à la position axiale maximale, nous obtenons :

$$(I)_{X/R_j=8,4} / (I)_{X/R_j=19,2} = 2,02$$

Or, nous avons vu que le rapport des sections efficaces entre l'air et le méthane était de 2,27. Nous approchons donc cette valeur (qui est inférieure puisque nous n'avons pas pu aller plus haut que 240 mm par rapport à la section de sortie du jet. Comme vérification supplémentaire, nous avons fait une mesure de l'intensité mesurée dans le méthane pur ($X/R_j = 4,4$) puis, nous avons effectué une autre mesure dans la même section, mais au niveau du co-courant d'air. Le rapport des intensités obtenu est de 2,2 ce qui se rapproche sensiblement du rapport des sections efficaces entre l'air et le méthane.



3.2) MESURES LONGITUDINALES :

La figure 1.5 présente les évolutions de $Y_j / \bar{Y}(X,0)$ pour chaque gaz. Ces profils se positionnent selon la densité du gaz, du plus léger vers le plus lourd pour un X croissant. Le mélange entre le jet de gaz et le co-courant d'air se fait plus rapidement pour les gaz légers que pour les gaz lourds. Nous avons pu déterminer les pentes de décroissance de la fraction de mélange, K_Y pour les trois gaz. L'équation a la forme suivante :

$$\frac{Y_j}{\bar{Y}(X,0)} = \frac{1}{K_Y} \left(\frac{X - X_0}{R_j} \right)$$

Elles sont indiquées ci après pour chaque gaz:

Hélium : $Y_j / \bar{Y}(X,0) = 20 (X - 0,06) / R_j, K_Y = 0,05$

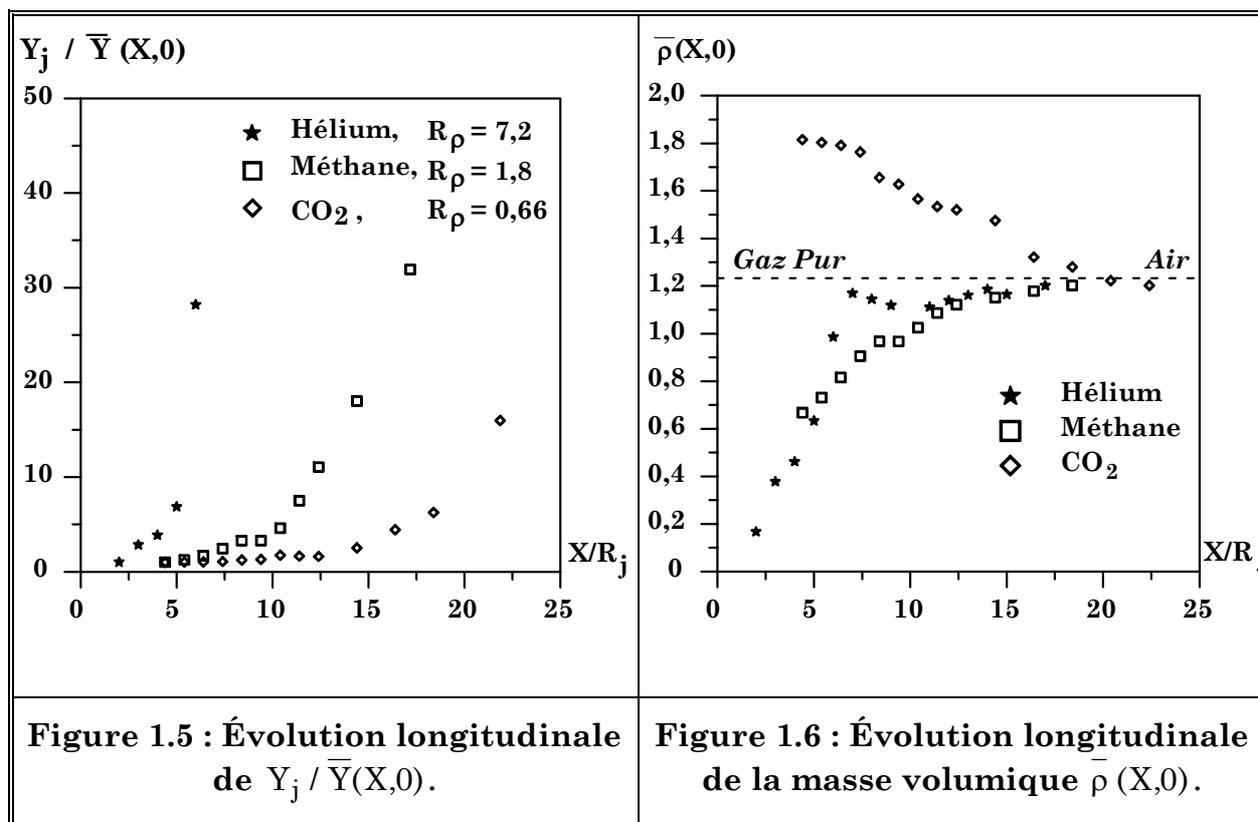
Méthane : $Y_j / \bar{Y}(X,0) = 4,46 (X - 0,13) / R_j, K_Y = 0,23$

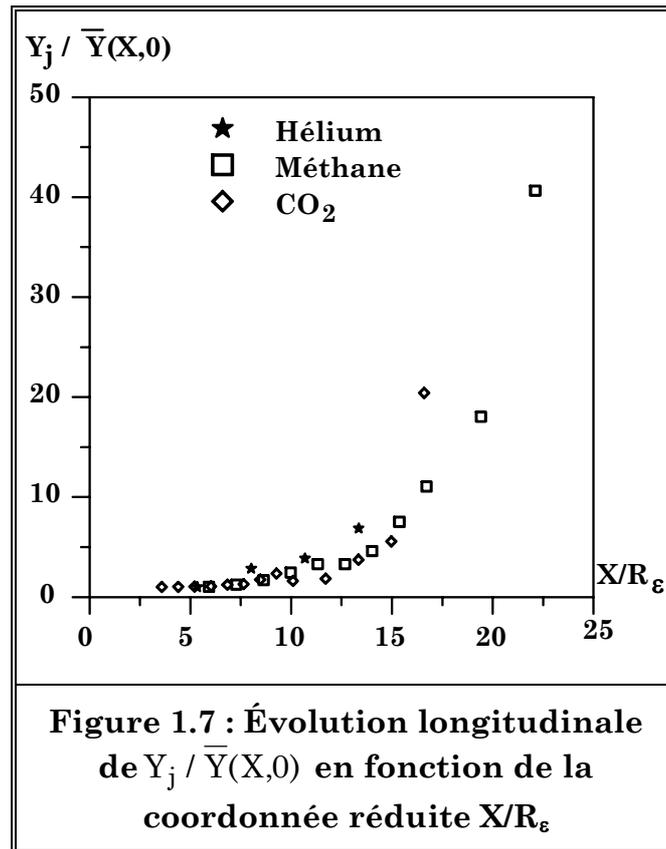
CO₂ : $Y_j / \bar{Y}(X,0) = 2,25 (X - 0,19) / R_j, K_Y = 0,44$

Les évolutions de $\bar{\rho}(X,0)$ directement déduites de l'équation (5) sont présentées sur la figure 1.6. Les différents profils de $Y_j / \bar{Y}(X,0)$ pour chaque gaz sont à mettre en parallèle avec ceux obtenus pour la vitesse moyenne U sur l'axe du jet. En effet, les évolutions de U sur l'axe pour des gaz ayant une masse volumique différente présentent la même allure, et suivent une loi de type hyperbolique (Pagé et al,1996 et 1997).

Nous avons vu plus haut que l'utilisation d'une variable réduite, basée sur le rapport des masses volumiques et le rayon du jet à l'émission, permet de s'affranchir de la différence des densités.

Sur la figure 7 est tracée $Y_j / \bar{Y}(X,0)$ en fonction du rayon effectif R_ϵ défini par Thring et Newby (1953), rayon basé sur le rapport entre la masse volumique du jet à l'émission et à l'infini (celle de l'air). Jusqu'à $X/R_\epsilon = 15$, les courbes se superposent assez bien.





3.3) MESURES RADIALES :

Sur la figure 1.8, nous montrons uniquement les résultats de Y relatifs au méthane pour les hauteurs $X/R_j = [4,4 ; 8 ; 12 \text{ et } 17,84]$.

À partir de Y , nous avons déterminé la demi-épaisseur de la fraction de mélange, notée $Y_{1/2}$, pour laquelle nous avons trouvé une évolution quasi linéaire selon l'altitude (cf. figure 9).

Les demi-épaisseurs de fraction de mélange $Y_{1/2}$ déduites de ces courbes permettent ensuite de tracer sur la figure 10, $\bar{Y}(X/R_j, r) / \bar{Y}(X/R_j, 0)$ en fonction de la coordonnée réduite, $r/Y_{1/2}$. Les profils obtenus présentent une bonne similarité géométrique, c'est-à-dire que les points des différentes courbes se superposent. Physiquement, l'auto-similarité suggère le fait que l'écoulement a atteint un équilibre dynamique, c'est-à-dire que les moments d'ordre 1 et ceux d'ordre supérieur évoluent ensemble (White, 1974).

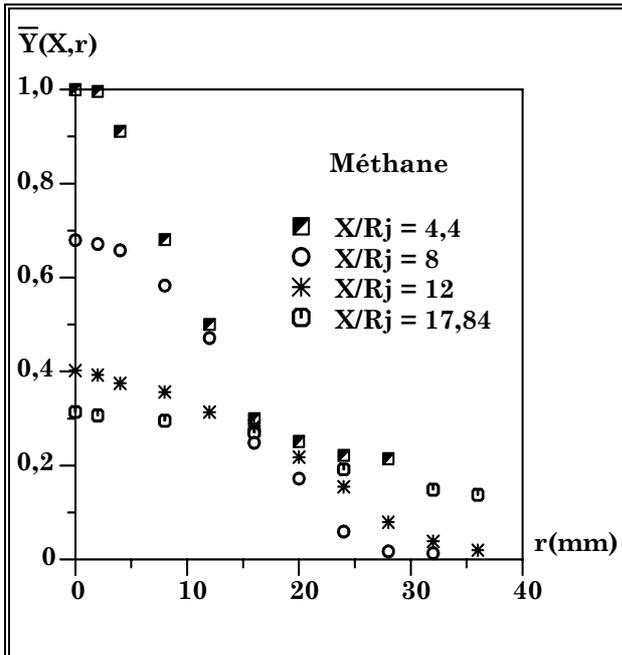


Figure 1.8 : Profils radiaux de $\bar{Y}(X,r)$ pour les hauteurs $X/R_j=[4,4 ; 8 ; 12 ; 17,84]$.

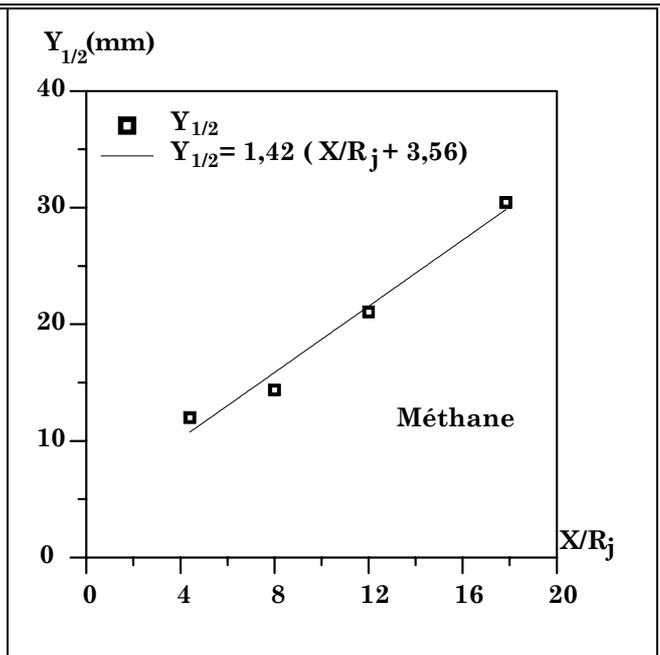


Figure 1.9 : Demi-épaisseur $Y_{1/2}$ pour le méthane.

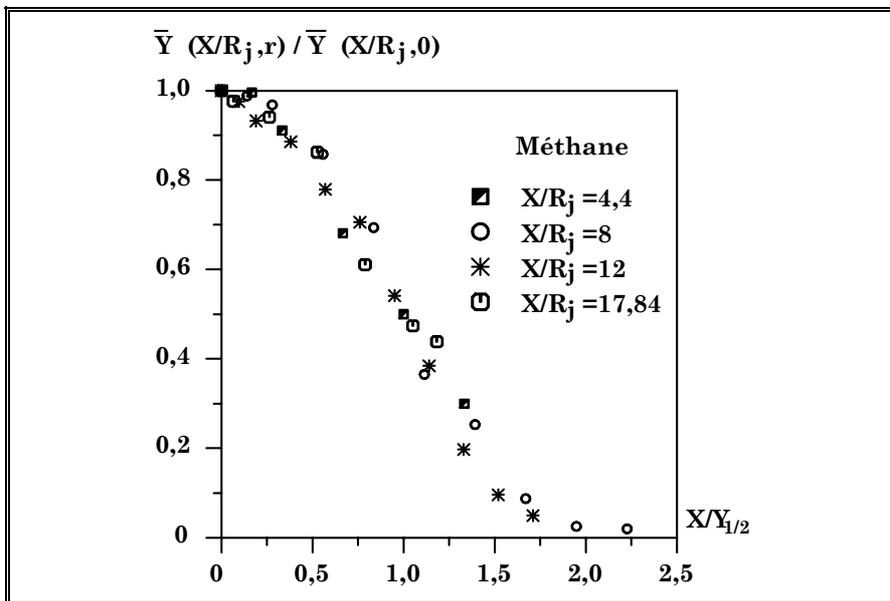


Figure 1.10 : Similarité de $\bar{Y}(X, R_j) / \bar{Y}(X / R_j, 0)$ pour les hauteurs $X/R_o=[4,4 ; 8 ; 12 ; 17.84]$.

4) FONCTION DE DENSITÉ DE PROBABILITÉ :

La fonction de densité de probabilité est directement calculée à partir du signal Rayleigh. Sur les figures 1.11, 12, et 13, nous avons tracé les différentes fonctions de densité de probabilité obtenues aux diverses hauteurs. Pour $X/R_j = 4,4$ le pic obtenu correspond au méthane pur. Ensuite, plus l'on monte dans le jet, sur l'axe, et plus l'amplitude de ce pic dû au méthane diminue, alors qu'un autre pic apparaît, celui dû à l'air. Ce dernier pic n'est pas parfaitement défini étant donné que nous n'avons pas pu faire de mesure axiale dans la fin du jet de méthane. Afin de mieux se rendre compte du positionnement et de l'apparition de ces pics, nous avons rassemblé tous les résultats sur la figure 1.14.

5) CONCLUSION :

Les résultats présentés dans cette annexe montrent que la détermination du champ scalaire dans un jet de gaz pur, isotherme, axisymétrique et turbulent, à l'aide d'une méthode de diagnostic basé sur la diffusion Rayleigh est possible, tant pour des expériences avec des gaz légers (hélium et méthane) qu'avec des gaz lourds (CO_2), pour peu que les sections efficaces des gaz soient nettement différentes de celle de l'air. Nous avons pu ainsi obtenir pour chaque gaz les évolutions longitudinales et radiales de la fraction molaire X , pour ensuite en déduire les évolutions de la fraction de mélange Y ainsi que celle de la masse volumique ρ . Les mesures axiales ont permis de montrer que le mélange entre le jet de gaz et l'écoulement annulaire d'air se fait plus vite pour les gaz légers que pour les gaz lourds. En outre, nous avons pu déterminer les demi-épaisseurs de la fraction de mélange $Y_{1/2}$, dont les évolutions présentent une auto-similarité grâce à l'emploi d'un rayon effectif.

