



FIG. 1 - *Jet d'eau turbulent (photo A. Naert).*

Remerciements

Le projet GReC a vu le jour grâce à la conjonction exceptionnelle de compétences scientifiques issues de domaines très variés. Que cette page soit l'occasion de remercier l'ensemble des personnes qui ont joué un rôle clef dans la réalisation de cette expérience.

En premier lieu, je tiens à remercier B. Hébral et H. Godfrin qui se sont succédés à la direction du CRTBT durant ma thèse. Je leur sais gré de m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Ma reconnaissance va tout particulièrement à B. Hébral qui m'a aidé lors de la phase délicate de l'interprétation des résultats et qui a consacré beaucoup de temps lors de la rédaction de mon manuscrit à me relire et à me faire part de ses remarques toujours pertinentes.

B. Chabaud est un directeur de thèse perfectionniste qui n'a jamais ménagé sa peine durant ces trois années pour me venir en aide. Il a réussi notamment à convaincre la région Rhône Alpes, que nous remercions très chaleureusement, de financer une grande partie de l'expérience GReC. Je loue sa patience et sa dextérité à réaliser les pièces les plus minutieuses ; il m'a appris l'amour du travail bien fait. Sa constante bonne humeur, même lorsqu'il se trouve à 3600 mètres d'altitude, fait plaisir à voir et a été un puissant stimulant.

Toute mon admiration va à B. Castaing qui, chaque fois que son emploi du temps le lui permettait, a su déployer des trésors de calme et d'imagination pour tenter de m'expliquer les arcanes de la turbulence. Grâce à ses remarques et à sa passion communicative de la Physique, j'ai pris beaucoup de plaisir à analyser les résultats que nous avons obtenus.

J'ai une pensée toute particulière pour Y. Ladam qui a contribué à part égale avec moi à la réalisation de cette expérience. Avec l'aide d'O. Chanal, il a réussi à dompter la fabrication des capteurs de vitesse qui constituent le point névralgique de l'expérience GReC. Lors du montage de la «manip» dans l'atmosphère étrange du Hall SM18 au CERN, je me souviendrai des heures de travail passées ensemble ainsi que des moments de détente où il me faisait partager sa passion de la montagne.

Le projet GReC a vu le jour sous l'impulsion de P. Lebrun, responsable du projet LHC. Grâce à lui, nous avons pu accéder aux installations cryogéniques de forte puissance du CERN ; je tiens à le remercier ainsi que tout le personnel qui a travaillé en collaboration avec nous à Genève en particulier J. P. Dauvergne, O. Pirotte, S. Knoops, G. Ozun, R. V. Weelderen et j'en oublie bien d'autres.

Maintes et maintes fois, je me suis tourné vers les membres des différents services techniques du CRTBT pour venir à bout de la multitude de problèmes auxquels j'ai été confronté durant ma thèse. Ils ont toujours su répondre à mes attentes avec compétence et gentillesse. Je tiens à tous les saluer et tout particulièrement les services de Mécanique, de Chaudronnerie (une pensée pour le mentor P. Brosse-Marion) et d'Electronique (J. L. Bret en particulier, sans qui la réalisation de l'électronique de "course" des anémomètres aurait été impossible).

J'exprime toute ma gratitude aux membres du LEGI avec qui nous avons collaboré. Leurs compétences ont été indispensables pour réaliser le projet. Je remercie tout particulièrement Y. Gagne qui nous a fait bénéficier de ses connaissances inépuisables en matière de Mécanique des Fluides et C. Baudet qui a développé le système d'acquisition de l'expérience, et sans l'aide de qui, je n'aurais jamais pu aller aussi loin dans l'analyse des résultats. J'ai une pensée émue pour C. Poulain, à qui je souhaite un prompt et total rétablissement.

Mon amitié la plus sincère va à tous les membres de l'équipe «Hydro». Je salue les deux étudiants qui ont effectué leur thèse en même temps que moi au labo : P. Roche, l'homme qui n'a jamais tort et très souvent raison, et T. Didelot, plus connu sous le nom du Yeti de la Meije, avec qui j'ai passé d'excellents

moments de détente, notamment en montagne. Je remercie aussi l'ensemble des stagiaires qui nous ont rejoints (Benjamin, Matthieu, Marie, Cédric et surtout Matthieu) pour la bonne ambiance qu'ils ont su instaurer au sein de l'équipe. Evidemment, je n'oublie pas deux collègues de travail qui sont devenus aujourd'hui de véritables amis : Yannick pour «Ces soirées là» sur le dance floor de la «vertigues» et El Gregos, le desperados du désert d'Atacama (le Chili, je n'oublierai jamais !).

Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance à ma famille et en particulier à mes parents qui m'ont témoigné tout leur soutien et leur confiance durant ces trois années (voire quatre). Le souvenir du pot de thèse que vous avez amoureusement préparé restera à jamais ancré dans ma mémoire.

Je ne terminerai pas sans remercier Céline qui au delà de son soutien affectatif a pris la peine de relire ce mémoire de A à Z pour en corriger les innombrables fautes d'orthographe.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	5
INTRODUCTION	13
Objectifs	14
1 CONTEXTE THÉORIQUE ET MOTIVATIONS EXPÉRIMENTALES	19
1.1 Le problème de la turbulence	19
1.1.1 Une large hiérarchie d'échelle : concept de cascade	19
1.1.2 Théorie de Kolmogorov 1941	22
1.1.3 Détermination des grandeurs caractéristiques de l'écoulement	25
1.1.4 Modèle Lognormal de Kolmogorov-Obukhov 1962	26
1.1.5 Profondeur de la cascade, méthodes des cumulants	30
1.2 Expériences à hauts nombres de Reynolds	33
1.2.1 Qu'appelle-t-on hauts nombres de Reynolds?	33
1.2.2 Quelques expériences typiques	34
2 RÉALISATION DE L'EXPÉRIENCE : MÉCANIQUE ET CRYOGÉNIE	39
2.1 Contribution du CERN	39
2.1.1 Le réfrigérateur LINDE	39
2.1.1.1 Réfrigération de l'hélium	40
2.1.1.2 Interface de distribution d'hélium	41
2.1.2 La ligne de transfert	42
2.1.2.1 Principe de fonctionnement	42
2.1.2.2 Bilan des apports de chaleur sur la ligne de transfert	43
2.1.3 Le cryostat	45
2.2 Contribution du CRTBT	46
2.2.1 Constitution de l'expérience	46
2.2.1.1 Partie haute de l'expérience	47
2.2.1.2 Partie basse de l'expérience	49
2.2.2 Apports de chaleur par l'expérience	50
2.2.3 Le système d'injection du gaz	54
2.2.3.1 Dimensionnement de la buse	54
2.2.3.2 Test de la buse et dimensionnement de la chambre	57
2.3 Débitmètre cryogénique	59
2.3.1 Mesures de débit	59
2.3.1.1 Principe des débitmètres massiques industriels	59
2.3.1.2 Principe du débitmètre massique «vrai»	60
2.3.2 Principe de fonctionnement du thermocouple	60

2.3.2.1	Mesures de différences de températures	60
2.3.2.2	Court-circuit de zéro	61
2.3.2.3	Constitution du thermocouple	63
2.3.2.4	Etalonnage du thermocouple constantan-supraconducteur	63
2.3.3	Ordres de grandeur	64
2.3.4	Dimensionnement du débitmètre	64
2.3.5	Limites de fonctionnement	67
2.3.5.1	Limite de mesure à faible débit	67
2.3.5.2	Limite de mesure à fort débit	69
2.3.6	Modes de fonctionnement	69
2.3.6.1	Puissance constante	69
2.3.6.2	Différence de température constante	69
2.4	Déplacement vertical et transversal des détecteurs	71
2.4.1	Déplacement vertical	72
2.4.2	Déplacement horizontal	73
2.4.3	Pilotage des moteurs et difficultés rencontrées	74
3	INSTRUMENTATION	77
3.1	Instrumentation de contrôle	77
3.1.1	Mesures de pression	77
3.1.1.1	Pression moyenne	77
3.1.1.2	Mesures de pression et de vitesse à l'aide d'un tube de Pitot	81
3.1.2	Mesures de température	81
3.1.2.1	Thermomètres de platine	81
3.1.2.2	Thermomètres de carbone	82
3.1.2.3	Thermomètres de germanium	83
3.1.3	Système d'acquisition des paramètres expérimentaux	84
3.1.4	Mesures de débit	86
3.1.4.1	Mesure de la dépression au niveau de la buse	86
3.1.4.2	Mesure du débit à l'aide du débitmètre cryogénique	89
3.1.4.3	Mesure du débit à l'aide du tube de Pitot	91
3.1.4.4	Comparaison des trois mesures de débit	92
3.1.5	Interface avec le CERN et validation de la stabilité des paramètres de contrôle de l'expérience	93
3.2	Instrumentation de mesure	95
3.2.1	Les capteurs anémométriques	95
3.2.2	Les détecteurs acoustiques	98
3.2.2.1	Fonctionnement en émetteur	101
3.2.2.2	Fonctionnement en récepteur	101
3.2.3	Electronique de mesure des anémomètres	102
3.2.4	Acquisition des données	102
3.2.4.1	Tests préliminaires	104
3.2.4.2	Acquisition des données brutes (signal de tension)	104

4	PRÉSENTATION ET ANALYSE DES DONNÉES	107
4.1	Présentation des données	107
4.1.1	Récapitulatif des données enregistrées	107
4.1.2	Mesures	109
4.2	Conversion tension/vitesse des données	112
4.2.1	Mesure de la vitesse moyenne et du taux de turbulence	112
4.2.2	Hypothèse d'étalonnage	114
4.2.3	Dissymétrie des histogrammes	116
4.2.4	Comparaison avec une loi phénoménologique	116
4.2.5	Loi algébrique	118
4.3	Procédure de rééchantillonnage	118
4.3.1	Principe	118
4.3.2	Application à un jet	121
4.4	Correction et filtrage des signaux	124
4.4.1	Correction du bruit au 1 ^{er} ordre sur les moments aux «faibles» débits ($R_\lambda \leq 3200$)	124
4.4.2	Filtrage des signaux à haut débit	126
4.4.2.1	Caractérisation des perturbations	126
4.4.2.2	Localisation du bruit dans les enregistrements	128
4.4.2.3	Calcul de la ddp des δVr par filtrage glissant	131
4.4.2.4	Empirical Mode Decomposition (EMD)	132
4.4.2.5	Validation de la technique de filtrage par EMD	135
4.5	Qualité des données	139
4.5.1	Convergence et nombre de retournements des mesures	139
4.5.2	Détermination des différentes échelles	140
4.5.2.1	L'échelle intégrale	141
4.5.2.2	L'échelle de Taylor et l'échelle de Kolmogorov	141
4.6	Première analyse	144
4.6.1	Moments d'ordre deux	144
4.6.1.1	Spectres	145
4.6.1.2	Spectres compensés	146
4.6.1.2.1	Zone inertielle	146
4.6.1.2.2	Zone visqueuse	148
4.6.1.3	Incréments de vitesse d'ordre deux	149
4.6.2	Moments d'ordre trois	151
4.6.3	Estimation de l'échelle de coupure du capteur	153
4.6.4	Histogrammes des incréments de vitesse	155
4.6.5	Etude de la profondeur de la cascade à l'aide des cumulants	155
4.6.5.1	Détermination de C_2 à l'aide de la flatness	157
4.6.5.2	Calcul des cumulants à l'aide de la fonction $F(p)$	159
	CONCLUSION	165
	Perspectives	166
A	QUELQUES DESSINS	169

B	SCHÉMAS ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRONIQUES	174
C	ACOUSTIQUE	178
C.1	Diffusion acoustique et vorticité	178
C.2	Disposition dans l'expérience GReC	180
C.3	Mesures acoustiques	182
C.3.1	Première campagne de mesures : octobre 2000	182
C.3.2	Seconde campagne de mesures : avril-mai 2001	183
C.3.2.1	Tests et mesures préliminaires	183
C.3.2.2	Mesures de diffusion acoustique à différents débits	184
C.3.2.3	Conclusions et perspectives pour l'acoustique	185
	BIBLIOGRAPHIE	189

Nomenclature

CRTBT : Centre de Recherches sur les Très Basses Températures.

CERN : Centre Européen de la Recherche Nucléaire.

LEGI : Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels.

ENSL : Ecole Nationale Supérieure de Lyon.

K : Conductivité thermique [$\frac{W}{m K}$].

C : Capacité calorifique [$\frac{J}{kg K}$].

D_m : Débit massique [kg/s].

D : Diffusivité thermique [m^2/s].

Nu : Nombre de Nusselt.

μ : viscosité [*poiseuille*].

ν : viscosité cinématique [m^2/s].

u : Tension instantanée [V].

U : Tension moyenne [V].

v : Vitesse instantanée au niveau des capteurs [m/s].

V : Vitesse moyenne [m/s].

τ : Taux de turbulence ($\sqrt{\frac{\langle (v-V)^2 \rangle}{V}}$) ou temps de Taylor $\frac{\tau}{V}$.

σ : Ecart type de vitesse ($\sqrt{\langle (v-V)^2 \rangle}$) [m/s].

r : Echelle spatiale considérée (écart entre deux points) [m].

L : Echelle intégrale [m].

λ : Echelle de Taylor [m].

η : Echelle de Kolmogorov ou échelle visqueuse [m].

Re : Nombre de Reynolds ($\frac{VL}{\nu}$).

R_λ : Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor ($\frac{\lambda\sigma}{\nu}$).

f_{ech} : Fréquence d'échantillonnage [Hz].

T : Taille du fichier enregistré [*pts*].

N : Nombre de retournements ($\frac{TV}{f_{ech}L}$).

x : Signal physique de vitesse.

b : Bruit du fichier de vitesse.

s : Signal mesuré ($x + b$).

δV_r : Différence de vitesse entre deux points distant de r dans l'écoulement ($V(x+r) - V(x)$) [m/s].

$\langle \delta V_r^p \rangle$: Moment d'ordre p de la différence de vitesse $\langle (V(x+r) - V(x))^p \rangle$.

ϵ_r : Taux de transfert d'énergie à l'échelle r [m^2/s^3].

$\langle \epsilon_r \rangle$: Moyenne du taux de transfert d'énergie [m^2/s^3].

k : Nombre d'onde ($\frac{2\pi}{r}$) [m^{-1}].

$E(k)$: Densité spectrale d'énergie [$\frac{m^2}{s^2 Hz}$] ou [$\frac{m^3}{s^2}$].

ξ_n : Exposant d'échelles absolu : $\langle \delta V_r^n \rangle \propto r^{\xi_n}$.

α : Facteur d'homothétie des distributions à grande échelle.

- $P_r(\delta V_r)$: Densité de probabilité (ddp) de δV_r à l'échelle r .
- $G_{rL}(\ln\alpha)$: Densité de probabilité de $\ln\alpha$ à l'échelle r associée à la distribution à grande échelle L .
- \tilde{P}_r : Densité de probabilité de $\ln|\delta V_r|$ à l'échelle r .
- H : Distribution de $\ln\alpha$ pour un processus répétitif et autossimilaire.
- c_i : «Intrinsic Mode Function» (IMF) de rang i .
- C_n : Cumulant d'ordre n de la distribution $G(p)$.
- F : Flatness, ou coefficient d'aplatissement, des distributions de δV_r $\left(\frac{\langle\delta V_r^4\rangle}{\langle\delta V_r^2\rangle}\right)$.
- D : Rapport de dissymétrie $\left(\frac{-\langle\delta V_r^3\rangle}{\langle|\delta V_r^3|\rangle}\right)$.

Introduction

Dans notre vie quotidienne, nous sommes entourés de phénomènes turbulents : de la tasse de café que nous remuons tous les matins, en passant par les sons que nous émettons en parlant jusqu'aux événements météorologiques que nous subissons. A celà, s'ajoutent les nombreuses applications pratiques de la turbulence en aéronautique, en hydraulique et dans bien d'autres domaines. La mécanique des fluides en général et les phénomènes turbulents en particulier ont ainsi depuis de nombreux siècles avivé la curiosité humaine (Archimède, en son temps s'y intéressait déjà). Qui, enfant, n'a jamais été pris au jeu d'essayer de suivre le mouvement erratique d'une feuille morte emportée par les caprices du vent ?

C'est cette interaction très forte entre notre vie quotidienne et les phénomènes turbulents qui a poussé très tôt l'homme et les chercheurs ensuite à essayer de comprendre puis de modéliser et enfin de prédire l'évolution des systèmes turbulents.

Malgré cette familiarité, la turbulence reste à ce jour un phénomène physique partiellement incompris. Bien que les équations qui la régissent soient connues depuis la première moitié du *XIX^{ème}* siècle (Navier 1823), leur non-linéarité les rend peu exploitables, aussi bien analytiquement que numériquement.

Le caractère le plus évident d'un écoulement turbulent est son aspect désordonné et tourbillonnaire. Faisant du kayak, j'ai souvent été surpris de constater qu'au cœur des rapides les plus actifs, on rencontre parfois des zones de «calme relatif» même loin de tout obstacle qui justifierait ce changement d'allure. Cette succession aléatoire de phases plutôt calmes et de périodes plus agitées est la signature d'un phénomène central en turbulence que l'on appelle l'intermittence. Quelle est l'origine de cette intermittence, quelles sont les lois qui la régissent ? Ces questions tourmentent les mécaniciens depuis plusieurs dizaines d'années, en particulier depuis qu'on a compris qu'elles ne peuvent pas être laissées de côté.

Outre leurs aspects aléatoires et intermittents, une autre caractéristique importante des écoulements turbulents est la diversité des structures que l'on peut y rencontrer, tant du point de vue de l'aspect que de la taille. En ce qui concerne l'aspect, si l'on veut décrire

plus précisément la turbulence, on se rend compte que l'on observe toujours des formes semblables, mais jamais tout à fait identiques. Un recensement de toutes les structures possibles est irréalisable, la simple fumée d'une cigarette suffit à s'en convaincre ! Pour ce qui est de la dimension des structures, les écoulements turbulents se caractérisent par la très large étendue des échelles présentes. Par exemple, dans le cas de la turbulence atmosphérique, les grandes structures tourbillonnaires peuvent s'étendre sur quelques centaines de kilomètres, alors que la viscosité s'exerce sur des échelles millimétriques, la gamme d'échelles couvre dans ce cas plus de sept décades.

Du fait de cette complexité, depuis plus d'un siècle et demi, les chercheurs ont exploré différentes voies pour tenter de comprendre et résoudre les problèmes liés à la mécanique des fluides turbulents. Actuellement, les travaux se développent selon trois axes majeurs :

- la recherche industrielle dans les grandes souffleries à air et dans les bassins d'essai à eau. Ces expériences sont développées sur la base d'hypothèses simplificatrices légitimées par l'expérience (approximation du fluide parfait, couche limite, extrapolation quantitative vers les grands Reynolds ...).
- récemment, de nombreux problèmes d'hydrodynamique expérimentale ont été étudiés par simulation numérique. Si cette méthode ne permet pas encore de modéliser des écoulements fortement turbulents ($R_{\lambda max} \leq 300$ [1]), elle autorise en revanche une vision très détaillée du champ de vitesse en tout point de l'espace.
- dans le cas des grands nombres de Reynolds, le nombre de degrés de liberté devient tellement grand que l'écoulement apparaît agité de mouvements complètement désordonnés et destructurés. C'est ce type de turbulence que l'on qualifie généralement de «développée» et dont cette thèse fait l'objet. L'intérêt de son étude réside dans sa «simplicité», car le grand nombre de degrés de liberté en présence légitime l'usage de l'outil statistique. Ainsi, l'objectif est d'essayer de déterminer si les écoulements à grands nombres de Reynolds présentent une forme d'universalité, à l'image de l'universalité des équations de Navier-Stokes.

C'est cette approche statistique de la turbulence qui motive mon travail de thèse. Son objectif est de réaliser une expérience de jet d'hélium gazeux à basse température permettant d'obtenir des écoulements à hauts nombres de Reynolds ($R_{\lambda} > 6000$, turbulence pleinement développée) dans des conditions de laboratoire bien contrôlées.

Objectifs

La plupart des écoulements réels (industriels ou géophysiques) sont hors de portée des études numériques. Le «simple» écoulement d'air engendré par exemple derrière un homme

qui marche rapidement présente un nombre de Reynolds de l'ordre de $2 \cdot 10^5$, correspondant à un rapport entre la grande échelle L et l'échelle de dissipation visqueuse η voisin de 10^4 . La simulation numérique d'un tel écoulement nécessiterait un maillage de l'espace qui dépasse les possibilités de calcul des plus gros ordinateurs actuels. L'étude expérimentale d'écoulements réels est donc indispensable pour étudier les plus hauts nombres de Reynolds. Elle permet d'ouvrir la voie à l'étude des mécanismes élémentaires de la turbulence, et notamment de la cascade d'énergie entre les grandes échelles tourbillonnaires et l'échelle de dissipation visqueuse [2].

Pour dépasser les nombres de Reynolds obtenus dans l'air, l'emploi d'hélium gazeux à basse température (vers 5 K) constitue une alternative de choix [3]. En effet, ce fluide présente une viscosité cinématique extrêmement faible : $\nu \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ à $4,5\text{ K}$ sous la pression atmosphérique, soit une valeur plus de 200 fois inférieure à celle de l'air à la température ambiante (cf tableau 1). Cette propriété permet de produire - ou de reproduire - un écoulement à nombre de Reynolds record, en réduisant les dimensions expérimentales (c'est à dire la dimension caractéristique L), sans pour autant augmenter la puissance injectée dans l'écoulement. Par ailleurs, le contrôle de la pression peut permettre de moduler la viscosité cinématique de l'hélium, et ainsi de varier continuellement le nombre de Reynolds sur plusieurs ordres de grandeur. Cette propriété qui n'a pas d'équivalent avec de l'air ou de l'eau, permet d'explorer les lois d'échelle sur une gamme étendue.

Fluide	T (K)	μ (poiseuille)	ρ (g/cm^3)	ν (m^2/s)
Air	293	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Eau	293	$1,0 \cdot 10^{-3}$	1,0	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Mercure	293	$1,6 \cdot 10^{-3}$	13,6	$1,2 \cdot 10^{-7}$
Sodium	373	$0,7 \cdot 10^{-3}$	0,93	$7,6 \cdot 10^{-7}$
Hydrogène liquide	20	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
Hydrogène gaz	20	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Azote liquide	77	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,807	$2,0 \cdot 10^{-7}$
Azote gaz	77	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
Hélium liquide	4,2	$3,3 \cdot 10^{-6}$	0,125	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Hélium gaz	4,2	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-8}$

TAB. 1 – Viscosité, densité et viscosité cinématique de différents fluides à pression atmosphérique [4].

C'est dans ce contexte qu'intervient mon travail de thèse, qui consiste en la mise en oeuvre (conception, réalisation et exploitation) d'une expérience d'hydrodynamique à des nombres de Reynolds très élevés, grâce à une exceptionnelle opportunité d'accès à un réfrigérateur d'hélium cryogénique installé au CERN à Genève, dans le cadre des projets LEP et LHC [5].

Lorsque je suis arrivé dans le groupe d'hydrodynamique cryogénique du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures (CRTBT) à Grenoble, le projet Grand Reynolds Cryogéniques (GReC) n'en était qu'à ses prémices. L'expérience de jet d'hélium gazeux qui avait été développée par les thésards m'ayant précédé avait atteint ses objectifs et limites, tant au niveau de la taille de l'expérience qu'au niveau des débits accessibles avec les moyens de réfrigération du laboratoire (débit maximal de 1 g/s d'hélium gazeux à $4,2\text{ K}$).

En 1998, il a été décidé de monter l'expérience GReC au CERN à Genève, dans le cadre d'une collaboration entre le CRTBT, le LEGI et l'ENSL. Durant les années 1999 et 2000, nous avons conçu au CRTBT et monté au CERN l'expérience. Les premiers tests à froid ont eu lieu en Octobre 2000 et la première véritable campagne de mesures en Avril 2001. Depuis cette date, nous avons commencé à analyser les données enregistrées.

Le réfrigérateur auquel nous avons accès développe une puissance réfrigérante équivalente de 6 kW à $4,5\text{ K}$ (pour une puissance électrique consommée de $1,2\text{ MW}$), qui nous a permis de mettre en œuvre des débits d'hélium de près de 260 g/s (soit plus de 20 litres de gaz à $4,8\text{ K}$ par seconde).

La géométrie choisie est un jet axi-symétrique, écoulement connu pour produire un taux de turbulence élevé. La chambre d'expérience est un cylindre de $2,5\text{ m}$ de hauteur et $1,1\text{ m}$ de diamètre, placé à l'intérieur d'un cryostat haut de plus de 4 m . Pour étudier et caractériser le phénomène de cascade d'énergie, le signal de mesure doit contenir les informations caractéristiques de toutes les échelles impliquées : de la grande échelle (ou échelle intégrale de l'ordre de quelques dizaines de centimètres), jusqu'à l'échelle de dissipation visqueuse (ou échelle de Kolmogorov, de l'ordre de quelques micromètres). Pour cela, nous avons réalisé des mesures de vitesse locale du gaz à l'aide d'anémomètres à fils chauds, ainsi que des mesures du champ de vorticité de l'écoulement par l'intermédiaire de capteurs acoustiques.

Ce manuscrit comporte deux volets principaux. Le premier est expérimental, et correspond aux 2^{ème} et 3^{ème} chapitres. L'autre volet, traite des motivations théoriques, des mécanismes physiques de la turbulence et de l'analyse des résultats. Il est développé dans le 1^{er} et le 4^{ème} chapitres.

Nous présentons dans le chapitre 1 les motivations théoriques à l'origine de ce travail de thèse puis replaçons l'expérience GReC dans le contexte des autres expériences à hauts nombres de Reynolds déjà réalisées. Nous décrivons ensuite le système expérimental, en nous concentrant sur les aspects mécaniques et cryogéniques dans le chapitre 2 et sur le côté instrumental dans le chapitre 3. Nous terminons en présentant les premières mesures que nous avons obtenues, que nous tentons d'interpréter à l'aide des techniques «classiques» concernant la statistique du champ de vitesse. Les questions concernant les performances

de nos capteurs ou la caractérisation de la nature statistique de l'intermittence à l'aide du calcul des cumulants font l'objet d'un traitement spécifique.

1

CONTEXTE THÉORIQUE ET MOTIVATIONS EXPÉRIMENTALES

Dans ce chapitre, nous allons présenter le contexte théorique actuel de la turbulence et nous allons situer l'expérience GReC dans le cadre de l'étude expérimentale de la turbulence.

Dans une première partie, nous rappellerons les grandes lignes du modèle de Kolmogorov 1941, son évolution avec la théorie lognormale de Kolmogorov-Oboukov 1962 et enfin nous présenterons l'approche variationnelle de B. Castaing (1989) permettant de caractériser la profondeur de la cascade d'énergie des grandes vers les petites échelles. Dans une deuxième partie, nous replacerons l'expérience GReC dans le contexte scientifique actuel des expériences d'hydrodynamique à hauts nombres de Reynolds et nous mettrons en avant leurs enjeux scientifiques.

1.1 *Le problème de la turbulence*

1.1.1 *Une large hiérarchie d'échelle : concept de cascade*

Une représentation communément admise décrit la turbulence à travers des structures à grande échelle qui transmettent leur énergie aux échelles inférieures, cet effet se reproduisant jusqu'aux échelles dissipatives où les structures sont dissipées par la viscosité, et l'énergie évacuée sous forme de chaleur par les frottements. Un écoulement turbulent est donc caractérisé par une grande hiérarchie d'échelles. Sur le dessin 1.1, qui représente un jet, nous avons schématisé les différentes échelles présentes dans l'écoulement ainsi qu'un grand nombre de structures (en hélices, en spirales, allongées, ramassées, etc) qui peuvent être rencontrées.

La présence de cette hiérarchie d'échelles dans les écoulements est étroitement associée au caractère non linéaire de l'équation de Navier-Stokes qui régit l'évolution spatio-temporelle du champ de vitesse (équation 1.1) :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \nabla_j v_i = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta v_i \quad (1.1)$$

$$\nabla_i v_i = 0$$

(hypothèse d'incompressibilité)

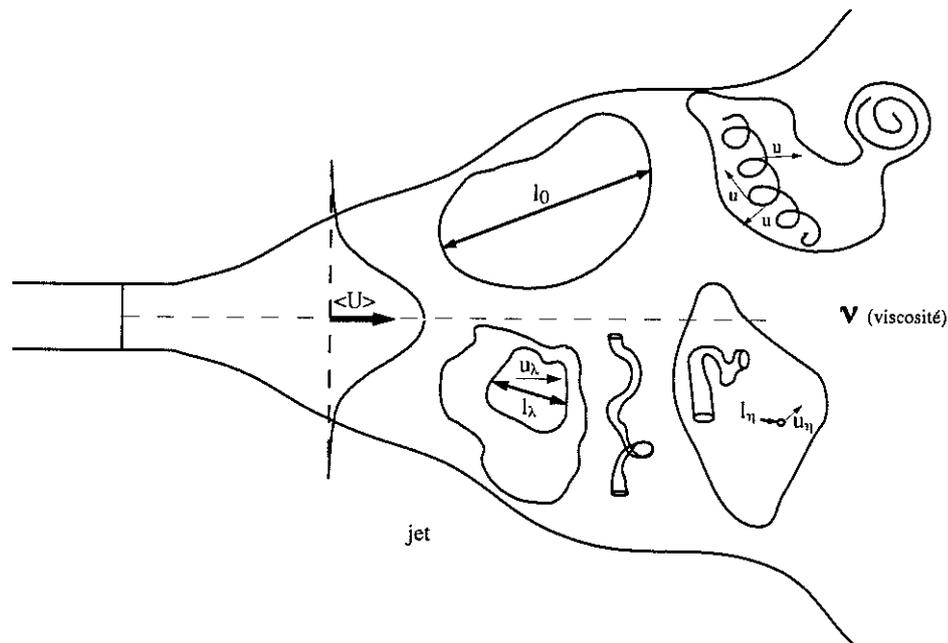


FIG. 1.1 – Dessin d'un jet et des différentes échelles que l'on peut y rencontrer. Nous avons représenté l'échelle intégrale l_0 , l'échelle de Taylor l_λ et l'échelle de Kolmogorov l_η ainsi que les vitesses caractéristiques (u , u_λ et u_η) auxquelles les différentes structures présentes dans l'écoulement se déplacent, en fonction de leur taille.

L'équation 1.1, forme locale (milieu continu) du principe fondamental de la dynamique énonçant la conservation de la quantité de mouvement, révèle la présence de deux mécanismes de transport de quantité de mouvement. Le transport convectif associé au terme non linéaire et le transport diffusif associé au terme $\nu \Delta v_i$ (ν étant la viscosité cinématique du fluide).

Pour caractériser le degré de turbulence d'un écoulement, les hydrodynamiciens utilisent un nombre sans dimension (proposé par Reynolds en 1883), défini par:

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{V L}{\nu}$$

L et V sont respectivement une échelle et une vitesse caractéristiques du système étudié, μ est la viscosité dynamique du fluide et ρ sa masse volumique ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$). Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus l'écoulement est turbulent.

Le nombre de Reynolds peut être vu comme le rapport entre les effets visqueux et les effets inertiels.

$$Re = \frac{\text{temps visqueux}}{\text{temps inertiel}} = \frac{\left(\frac{l^2}{\nu}\right)}{\left(\frac{l}{u}\right)} = \frac{u \cdot l}{\nu}$$

Le tableau 1.1 regroupe quelques ordres de grandeur de nombres de Reynolds fréquemment rencontrés dans notre vie quotidienne :

	Nombre de Reynolds
Paramécie	10^{-2}
Poisson rouge	10^4
Nageur	10^6
Expérience GReC	10^7
Paquebot	10^8
Soufflerie de l'ONERA	10^8
Sous-marin	10^9
Turbulence atmosphérique	10^{10}

TAB. 1.1 – Quelques nombres de Reynolds.

Plus l'écoulement est turbulent, plus le temps inertiel diminue, car u augmente, et plus le nombre de Reynolds est grand. Un nombre de Reynolds faible ($Re < 1$) correspond généralement à un écoulement laminaire, alors qu'un Reynolds élevé ($Re \gg 1$) caractérise un écoulement désordonné. Considérons un exemple de la vie courante: le sillage d'un camion. Le nombre de Reynolds¹ d'un tel écoulement est de l'ordre de 10^7 . Le temps nécessaire pour dissiper l'énergie fournie à l'écoulement à grande échelle devrait donc être extrêmement long avec un tel nombre de Reynolds: typiquement 10^7 fois le temps mis par le camion pour parcourir sa propre longueur, soit plusieurs mois! Il est manifestement plus court. C'est donc que l'écoulement construit lui-même des petites structures (de dimension caractéristique η) au niveau desquelles le nombre de Reynolds est proche de 1. Cette vision d'une cascade d'énergie à travers les échelles a été introduite pour la première fois par Richardson en 1922 [2]. Ce mécanisme repose sur l'idée que les structures tourbillonnaires au sein d'un écoulement sont étirées sous l'action du champ de vitesse moyen. Sous l'effet de l'étirement et en négligeant les effets visqueux, le rayon r du tourbillon diminue, alors que son moment cinétique $m\omega r^2/2$ reste constant. Il s'ensuit que l'énergie cinétique $m\omega'^2 r'^2/2$ du tourbillon étiré est plus grande que celle du tourbillon de départ, la différence étant fournie par l'écoulement moyen, moteur du transfert (voir figure 1.2).

1 – Si l'on considère: $L \approx 20$ m, $U \approx 70$ km/h et $\nu_{air} \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$, on obtient: $Re \approx 2,7 \cdot 10^7$

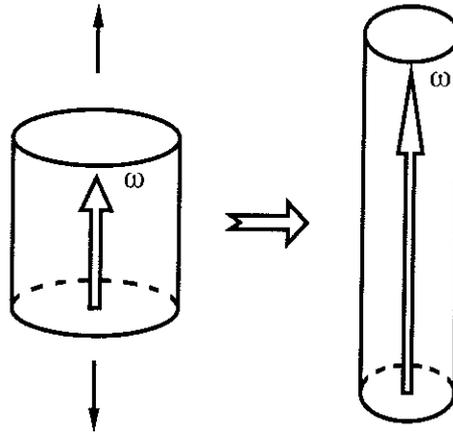


FIG. 1.2 – *Etirement d'un tourbillon par l'écoulement moyen : transfert de l'énergie vers les petites échelles tourbillonnaires.*

1.1.2 Théorie de Kolmogorov 1941

Toute la difficulté du problème posé par la turbulence développée réside dans la nature à la fois non linéaire et fortement dissipative des écoulements tridimensionnels aux très grands nombres de Reynolds. On montre en effet par un argument simple, que le nombre de degrés de liberté d'un écoulement turbulent croît avec le nombre de Reynolds comme $Re^{9/4}$ (dans notre expérience de jet d'Hélium $Re_{max} \approx 10^7$ soit un nombre de degrés de liberté d'environ 10^{16}). Dans le contexte d'une cascade à la Richardson, chaque structure, créée et nourrie par les structures de taille supérieure, alimente à son tour en énergie les échelles inférieures. Kolmogorov a émis l'hypothèse en 1941 [6], de l'existence d'une gamme d'échelles intermédiaires, appelée zone inertielle, tout au long de laquelle le taux de transfert d'énergie ϵ resterait constant. Dans cette gamme, on aurait alors une «turbulence développée», universelle, homogène et isotrope. Pour Kolmogorov, il existerait toute une gamme d'échelles, suffisamment petites pour être indépendantes de la géométrie de l'écoulement, mais suffisamment grandes pour que la viscosité ne joue pas.

Parmi les mesures que l'on peut faire pour tester cette hypothèse, une grandeur qui caractérise l'écoulement à une certaine échelle est la différence de vitesse entre deux points distants de r :

$$\delta V_r = V(x+r) - V(x)$$

A partir des hypothèses que l'on vient d'énoncer et des équations de Navier-Stokes, Kolmogorov a établi la relation suivante pour les moments d'ordre trois des incréments de vitesse δV_r [7] :

$$\langle \delta V_r^3 \rangle = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r + 6\nu \frac{d}{dr} \langle \delta V_r^2 \rangle$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide et $\langle \epsilon \rangle$ est la moyenne du taux de transfert d'énergie par unité de masse et par unité de temps à travers les échelles. r représente l'échelle spatiale considérée.

Au sein de la zone inertielle, le terme contenant la viscosité est négligeable. On a alors :

$$\langle \delta V_r^3 \rangle = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r \quad (1.2)$$

Cette relation linéaire est mise en évidence sur plus de deux décades sur la figure 1.3.

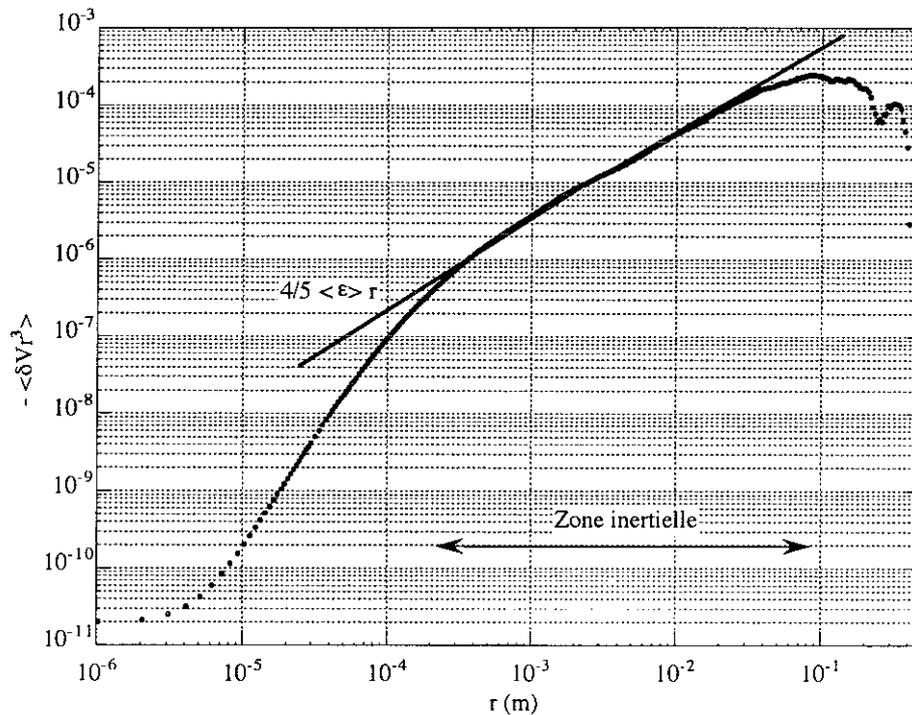


FIG. 1.3 – Dépendance de $\langle \delta V_r^3 \rangle$ en fonction de r pour un écoulement à $Re \approx 760000$ dans l'expérience *GReC*.

Kolmogorov a ensuite étendu cette relation à tous les moments de δV_r :

$$\langle \delta V_r^p \rangle = C_p \langle \epsilon \rangle^{p/3} r^{p/3} \quad (1.3)$$

où les C_p seraient des constantes universelles.

$\langle \epsilon \rangle$ s'exprimant en $m^2 s^{-3}$ et ν en $m^2 s^{-1}$, on peut construire une longueur, appelée longueur de Kolmogorov :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\langle \epsilon \rangle} \right)^{1/4} \quad (1.4)$$

Cette longueur η , caractérise l'échelle où intervient la dissipation d'énergie. On peut par ailleurs estimer $\langle \epsilon \rangle$ en prenant r de l'ordre de L (échelle intégrale) :

$$\langle \epsilon \rangle \approx \frac{U^3}{L}$$

où U est une vitesse caractéristique de l'écoulement à grande échelle. On en déduit que :

$$\frac{L}{\eta} \approx Re^{3/4} \quad (1.5)$$

On se rend compte que plus le Reynolds est grand plus la hiérarchie d'échelles entre η et L est grande. Dans le jet d'hélium de l'expérience GReC, pour un nombre de Reynolds de 10^7 , calculé au niveau des anémomètres, la vitesse moyenne est typiquement de quelques mètres par seconde et l'échelle intégrale de quelques dizaines de centimètres, l'ordre de grandeur de l'échelle de Kolmogorov est alors de quelques micromètres. Le rapport entre la plus grande échelle et la plus petite échelle pertinente de l'écoulement est donc de l'ordre de 10^5 .

L'autre prédiction de Kolmogorov porte sur la forme du spectre spatial $E(k)$ qui mesure la distribution relative d'énergie cinétique entre les différentes tailles de tourbillons (repérées par le vecteur d'onde spatial $k \propto 1/r$). Cette loi prévoit l'existence d'un domaine d'échelles (ou de vecteur d'onde) où ce spectre suit une loi de puissance :

$$\langle \delta V_r^2 \rangle \propto r^{2/3} \Rightarrow E(k) \propto k^{-5/3}$$

Pour illustrer cette loi, nous avons tracé sur la figure 1.4 le spectre normalisé de puissance d'un fichier de vitesse enregistré sur l'expérience GReC pour un nombre de Reynolds $Re \approx 3.10^6$. On remarque que la pente de Kolmogorov en $-5/3$ s'étend sur plus de 3 décades. Ce spectre a été tracé en échelle normalisée $k\eta$: l'abscisse $k\eta = 1$ correspond à l'échelle de dissipation visqueuse.

La théorie de Kolmogorov, et en particulier la dépendance du spectre d'énergie en $k^{-5/3}$, est bien vérifiée par l'expérience. Toutefois le défaut de ce modèle est qu'il ignore l'intermittence, c'est-à-dire le fait que la puissance ϵ a elle-même une nature statistique.

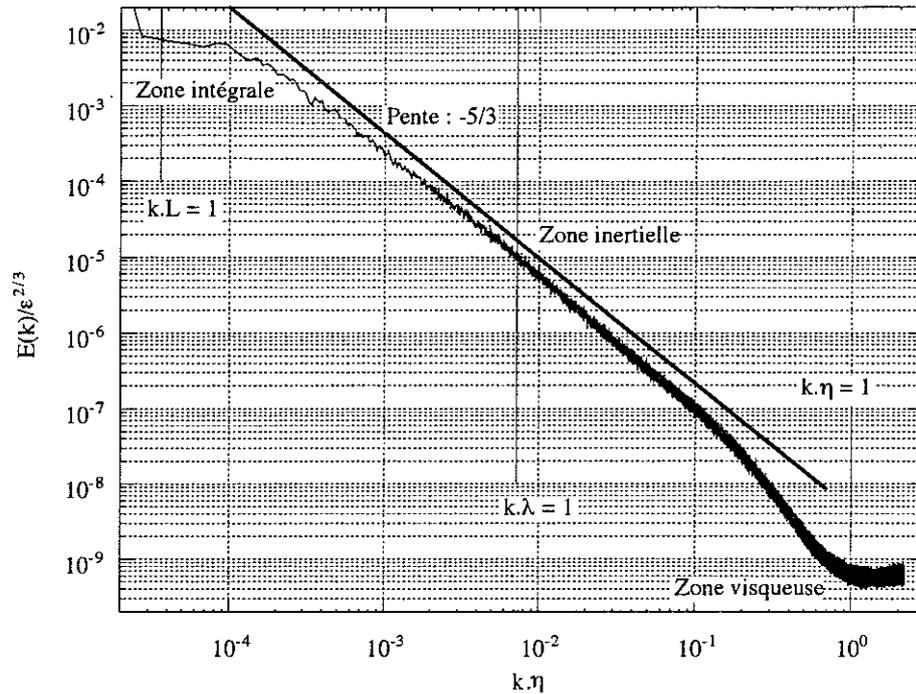


FIG. 1.4 – Exemple de spectre de vitesse rééchantillonné avec les différentes échelles caractéristiques pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^6$. La droite souligne la dépendance en $k^{-5/3}$ du spectre d'énergie dans la zone inertielle.

1.1.3 Détermination des grandeurs caractéristiques de l'écoulement

A partir des relations découlant de la théorie de Kolmogorov, nous pouvons calculer les grandeurs caractéristiques suivantes, relatives à chaque écoulement :

1. Le nombre de Reynolds: $Re = \frac{UL}{\nu}$, est difficilement utilisable pour comparer des écoulements de géométries différentes, tels qu'un jet, une soufflerie ou un écoulement entre deux disques rotatifs par exemple. Il est nécessaire d'utiliser un nombre sans dimension dépendant uniquement des conditions intrinsèques de la turbulence : c'est le R_λ . Celui-ci est basé sur l'échelle de Taylor λ définie à partir des fluctuations de vitesse :

$$\lambda = \sqrt{\frac{\langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle}{\langle (\frac{dv}{dx})^2 \rangle}}$$

Et le R_λ s'écrit :

$$R_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle}}{\nu} \quad (1.6)$$

La détermination de R_λ peut se faire à partir du calcul direct de la dérivée $\langle (\frac{dv}{dx})^2 \rangle$. Cependant cette méthode n'est précise (bruit) que pour des écoulements à $Re \leq$

2 – Nous verrons au § 4.3 comment on relie la variable x au temps à l'aide de l'hypothèse de Taylor locale

20000. Pour les nombres de Reynolds supérieurs, la méthode de calcul basée sur le 3^{ème} moment est plus exacte.

Le taux de transfert d'énergie par unité de masse et de temps s'exprime sous la forme :

$$\langle \epsilon \rangle = 15\nu \left\langle \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 \right\rangle$$

D'après l'équation de Kolmogorov, on a dans la zone inertielle (équation 1.2) :

$$\langle \delta V_r^3 \rangle = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r$$

La longueur de Taylor peut alors s'écrire :

$$\lambda = \sqrt{-12\nu r \frac{\langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle}{\langle \delta V_r^3 \rangle}} \quad (1.7)$$

et le R_λ reste :

$$R_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle}}{\nu}$$

Ainsi, si l'on porte $-\frac{\langle \delta V_r^3 \rangle}{r}$, calculé à partir du signal en fonction de r , la valeur du plateau nous permet de calculer $\langle \epsilon \rangle$ puis λ et R_λ . Ce plateau n'est clairement défini que dans la zone inertielle, c'est à dire pour les grands nombres de Reynolds.

2. Nous pouvons ensuite calculer l'échelle de Komogorov η . Cette dernière est déterminée à partir du nombre de reynolds R_λ et des relations d'isotropies :

$$\eta^4 = \frac{\nu^3}{\epsilon} = \frac{\nu^4 R_\lambda^2}{15 \langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle^2} \quad (1.8)$$

Dans le cas de l'expérience GReC, nous pouvons par exemple estimer les échelles caractéristiques de l'écoulement pour un nombre de Reynolds moyen, $Re \approx 4.10^6$:

- échelle intégrale : $L \approx 20 \text{ cm}$.
- échelle de Taylor $\lambda \approx 1 \text{ mm}$.
- échelle de Kolmogorov (traduisant la zone visqueuse) $\eta \approx 8 \mu\text{m}$.

1.1.4 Modèle Lognormal de Kolmogorov-Obukhov 1962

Historiquement, le caractère intermittent des écoulements turbulents est à l'origine d'une objection émise par Lev Landau dès 1944 [8] à l'encontre de la théorie de Kolmogorov

1941. L'origine de l'objection de Landau porte sur la loi des moments d'ordre deux des incréments de vitesse : $\langle (V(x+r) - V(x))^2 \rangle = C_2 \langle \epsilon \rangle^{2/3} r^{2/3}$. En effet, si ϵ subit des fluctuations, la moyenne quadratique devient :

$$C_2 \langle \epsilon \rangle^{2/3} r^{2/3} = C_2' \langle \epsilon'^2 \rangle^{1/3} r^{2/3}$$

où C_2' est différent de C_2 et dépend de la répartition de ϵ .

Ce serait l'origine du phénomène d'intermittence ($\langle \epsilon_r^p \rangle \neq \langle \epsilon_r \rangle^p$) qui se traduit notamment par l'évolution de la forme des histogrammes de δV_r avec l'échelle r . En effet, à grande échelle ($r \approx L$), la densité de probabilité a une forme gaussienne. En revanche, on observe des écarts croissants par rapport à la forme gaussienne lorsque l'échelle r considérée diminue jusqu'à l'échelle de Kolmogorov η . Dans ce dernier cas, la forme des densités de probabilité est plus étiré. Le comportement exponentiel de la statistique des différences de vitesse à petite échelle indique la présence dans l'écoulement d'événements rares mais de très forte amplitude (voir figure 1.5).

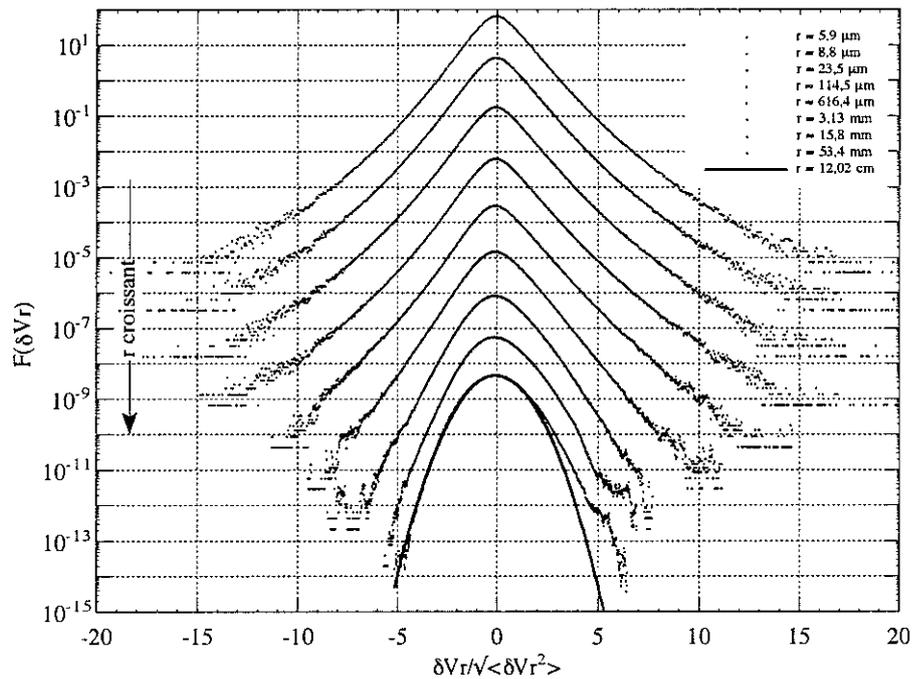


FIG. 1.5 - Intermittence et densités de probabilité des différences de vitesse pour un écoulement à $R_\lambda = 5800$ (expérience GReC). La ddp à grande échelle (12,02 cm) est ajustée par une gaussienne.

La réponse de Kolmogorov et de Obukhov à Landau a été de proposer en 1962 un modèle de fluctuations universelles [9] pour ϵ . Le fait que le mouvement à grande échelle alimente les mouvements aux plus petites échelles ne signifie pas que la puissance transmise soit uniformément répartie dans l'espace. On va trouver localement une puissance par unité de masse $a_1(\vec{x}, t) \langle \epsilon \rangle$, la moyenne de la distribution a_1 étant 1 (voir figure 1.6). Cependant,

toujours localement, c'est la puissance $a_1 < \epsilon >$ que se partageront les échelles inférieures. A l'étape n de la cascade on retrouvera donc :

$$a_1 a_2 \dots a_n < \epsilon > = \epsilon_n(\vec{x}, t)$$

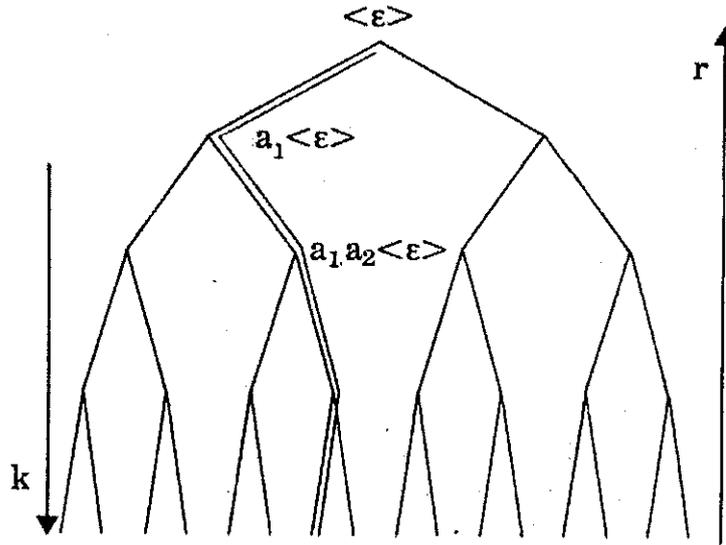


FIG. 1.6 – Schéma du transfert d'énergie depuis les grandes échelles qui sont mises en mouvement par l'expérimentateur, jusqu'aux petites échelles où la viscosité peut dissiper cette énergie. Ce schéma correspond à la vision de Kolmogorov et Obukhov 1962. Nous avons souligné l'un des chemins que suit l'énergie des grandes vers les petites échelles [10].

Les coefficients de partage a_i sont des nombres aléatoires dans l'espace et dans le temps.

En prenant le logarithme de la relation ci-dessus on a :

$$\ln\left(\frac{\epsilon_n}{\langle \epsilon \rangle}\right) = \sum_i \ln(a_i)$$

$\ln\left(\frac{\epsilon_n}{\langle \epsilon \rangle}\right)$ est donc une somme de nombres aléatoires indépendants de statistiques supposées identiques. Le théorème de la limite centrale montre qu'elle doit avoir une répartition gaussienne. ϵ_n est alors distribué selon une loi log-normale :

$$P(\epsilon_n)d\epsilon_n = \frac{1}{\Lambda\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln(\epsilon_n/\epsilon_{max})^2}{2\Lambda^2}\right) d(\ln\epsilon_n)$$

où $\Lambda^2 = \langle (\Delta \ln \epsilon_n)^2 \rangle = n \langle (\Delta \ln a_i)^2 \rangle$ et ϵ_{max} est la valeur la plus probable de ϵ_n (distincte de la valeur moyenne). Toujours dans l'esprit de Kolmogorov, l'auto-similarité implique qu'à chaque étape l'échelle soit réduite dans des proportions identiques. n est

alors proportionnel à $\ln(L/r)$ où L est la grande échelle d'où part la cascade. La variance de cette distribution est alors proportionnelle au logarithme de l'échelle r :

$$\Lambda^2 = \langle (\ln \epsilon_n - \langle \ln \epsilon_n \rangle)^2 \rangle = \mu \ln\left(\frac{L}{r}\right)$$

où μ est une constante universelle.

Le modèle précédent donne une dépendance en loi de puissance pour les moments de δV_r :

$$\langle \delta V_r^n \rangle = r^{\xi_n} \quad (1.9)$$

On peut prédire la valeur des exposants d'échelle ξ_n :

$$\xi_n = \frac{n}{3} - \frac{1}{18} \mu n(n-3)$$

Tous les moments d'un même ordre ont donc les mêmes exposants d'échelle ξ_n indépendamment du Reynolds. Avec une valeur de $\mu = 0,2$ ces valeurs de ξ_n reproduisent assez bien les données expérimentales jusqu'à l'ordre $n = 6$ [11].

Cependant, la rapide décroissance de ξ_n pour n grand est incompatible avec plusieurs arguments théoriques.

A la suite du modèle de Kolmogorov-Obukhov 1962 [9], la plupart des théories considèrent la turbulence à une échelle r comme une combinaison de régimes purs, homothétiques de ce qu'ils sont à grande échelle. La distribution de δV_r à l'échelle r peut alors s'exprimer comme la combinaison linéaire des densités de probabilité (ou ddp) à grande échelle, avec une distribution de facteurs d'homothétie α :

$$P_r(\delta v) = \int \frac{1}{\alpha} G_{rL}(\ln \alpha) P_L\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right) d \ln \alpha \quad (1.10)$$

La question est de savoir comment définir la distribution G_{rL} .

La majorité des modèles concurrents, issus des idées de Novikov et de Mandelbrot [12], visent à conserver la dépendance en loi de puissance et renoncent à la loi log-normale pour la distribution de ϵ . L'application des modèles fractals à la turbulence débouche, en 1978, sur le β -modèle de Frisch et al. [13], puis sur son extension multifractal due à Parisi et Frisch (1984) [14], ainsi que sur le modèle de Benzi et al. (1984) [15].

Le modèle variationnel de B. Castaing (1989) [16] conserve, quant à lui, la distribution log-normale, mais rejette l'hypothèse selon laquelle la variance croît linéairement avec $\ln(L/r)$, quitte à perdre les lois de puissance.

1.1.5 Profondeur de la cascade, méthodes des cumulants

Le modèle variationnel de B. Castaing permet de quantifier l'évolution des distributions de δV_r au fil des échelles. Dans ses prédictions [17] [18], on peut le voir comme une généralisation de Kolmogorov-Obukhov 1962 même si le formalisme qu'il utilise est différent. Ce modèle conduit à décrire la turbulence comme un processus multiplicatif. En partant de l'équation (1.10), qui suppose que la turbulence est composée de régimes purs où les écarts de vitesse seraient simplement homothétiques, dans un rapport α de ce qu'ils sont à grande échelle, Castaing propose une méthode où aucune hypothèse n'est faite sur la forme des histogrammes à grande échelle, ni sur la forme de la distribution de $\ln\alpha$. En contrepartie, on perd l'information sur le caractère dissymétrique des histogrammes car on ne considère que les valeurs absolues des différences de vitesse.

La distribution G_{rL} dépend donc de processus multiplicatifs et en ne considérant que le caractère symétrique des incréments de vitesse, on peut écrire :

$$(P_r(\delta V_r) + P_r(-\delta V_r)) d\delta V_r = \bar{P}_r(\ln|\delta V_r|) d\ln|\delta V_r|$$

Cette relation permet de prendre le logarithme de δV_r et de transformer l'équation (1.10) en un produit de convolution :

$$\bar{P}_r(\ln|\delta V_r|) = \int G_{rL}(\ln\alpha) \bar{P}_L(\ln|\delta V_r| - \ln\alpha) d\ln\alpha$$

$$\iff \bar{P}_r = G_{rL} \otimes \bar{P}_L$$

où \bar{P}_r est la ddp de $\ln(|\delta V_r|)$.

Considérons une échelle r_1 ($r \leq r_1 \leq L$), grande devant l'échelle r et petite devant la grande échelle L . On a alors :

$$\bar{P}_{r_1} = G_{r_1L} \otimes \bar{P}_L \text{ et } \bar{P}_r = G_{rr_1} \otimes \bar{P}_{r_1} = G_{rr_1} \otimes G_{r_1L} \otimes \bar{P}_L$$

G_{rL} est donc le produit de convolution suivant :

$$G_{rL} = G_{rr_1} \otimes G_{r_1L}$$

Puisque la relation précédente est vraie quelles que soient les échelles r et L , on peut définir une suite d'échelles r_n telles que :

$$G_{rL} = G_{rr_{n-1}} \otimes \dots \otimes G_{r_1L} \quad r \leq r_{n-1} \leq \dots \leq r_1 \leq L$$

Cette hypothèse suppose que les r_i peuvent être choisis de telle sorte que les $G_{r_i r_{i-1}}$ aient la même distribution H :

$$G_{rL} = H^{\otimes n_{rL}}$$

où n_{rL} est le nombre de pas pour passer de L à r le long de la cascade, avec des pas aléatoires H [19] [20].

La distribution G_{rL} est ainsi caractérisée quel que soit r .

La turbulence étant considérée comme un mélange de régimes à grande échelle, elle conduit à :

$$\langle |\delta V_r^p| \rangle = \langle \alpha^p \rangle \langle |\delta V_L^p| \rangle$$

et ceci pour tout $r \leq L$.

Le coefficient multiplicateur α peut s'écrire sous la forme :

$$\langle \alpha^p \rangle = \langle e^{p \ln \alpha} \rangle = \int_0^\infty e^{p \ln \alpha} g(\ln \alpha) d \ln \alpha = \bar{G}(p)$$

Le développement en série de $\ln \bar{G}(p)$ nous donne accès aux cumulants :

$$\ln \bar{G}(p) = C_1 p + C_2 \frac{p^2}{2} + C_3 \frac{p^3}{6} + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{p^n}{n!}$$

Les premiers cumulants sont reliés aux moments de la façon suivante ($x = \ln \alpha$) :

$$C_1 = \langle x \rangle$$

$$\begin{aligned}
C_2 &= \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle \\
C_3 &= \langle (x - \langle x \rangle)^3 \rangle \\
C_4 &= \langle (x - \langle x \rangle)^4 \rangle - 3(\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle)^2 \\
&\dots
\end{aligned}$$

Il est à noter que les cumulants ont la propriété d'être nuls pour $n \geq 3$ dans le cas d'une distribution gaussienne de $\ln \alpha$.

Les cumulants sont déterminés à partir de la fonction $F(p)$ calculée pour toutes les échelles à chaque nombre de Reynolds :

$$F(p) = \frac{1}{p} \ln \langle \alpha^p \rangle = \frac{1}{p} \ln \left(\frac{\langle |\delta V_r^p| \rangle}{\langle |\delta V_L^p| \rangle} \right)$$

Or :

$$F(p) = \frac{1}{p} \ln \bar{G}(p) = C_1 + C_2 \frac{p}{2} + C_3 \frac{p^2}{6} + \dots$$

$F(p)$ caractérise ainsi la distribution de α , donc la forme des histogrammes.

On se rend compte que, malgré la prolifération des modèles de turbulence, dont la complexité est de plus en plus poussée, expérimentalement de nombreuses questions fondamentales et simples n'ont toujours pas de réponse définitive.

Quelle est l'échelle caractéristique la plus pertinente pour caractériser la zone inertielle? Existe-t-il une forme d'universalité dans les écoulements turbulents? L'intermittence évolue-t-elle avec le nombre de Reynolds? ... Depuis une quarantaine d'années de nombreuses expériences ont été réalisées pour éprouver ces différentes théories; alors pourquoi une expérience de plus?

«One well executed experiment at very high Reynolds is superior to a host of others at low Reynolds numbers» d'après une citation de Sreenivasan. L'expérimentation aux très hauts nombres de Reynolds reste encore de nos jours le meilleur moyen pour tenter d'appréhender les phénomènes mis en jeu en turbulence développée, pour ensuite éprouver et valider les modèles théoriques.

1.2 Expériences à hauts nombres de Reynolds

Après avoir décrit rapidement les théories les plus répandues actuellement, nous allons dans ce paragraphe donner un bref aperçu de quelques projets et expériences majeurs qui ont été ou sont actuellement développés dans le monde pour accéder aux plus hauts nombres de Reynolds.

1.2.1 Qu'appelle-t-on hauts nombres de Reynolds?

A l'échelle d'un laboratoire le nombre de Reynolds d'un écoulement expérimental est considéré comme élevé lorsqu'il est de l'ordre de grandeur des plus hauts nombres de Reynolds que l'on peut rencontrer dans les écoulements naturels. Dans l'atmosphère, au cœur des ouragans ou des cyclones, ou dans l'océan au sein des détroits, les nombres de Reynolds peuvent atteindre 10^9 ou 10^{10} soit environ 10000 à 15000 en nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor. Ces nombres de Reynolds semblent être la limite de ceux que l'on peut trouver sur la Terre. Cependant, il existe ailleurs que sur notre planète des écoulements beaucoup plus turbulents. Les nombres de Reynolds dans le système solaire peuvent atteindre des valeurs d'environ 10^{12} à 10^{13} (tache rouge de Jupiter ou turbulence solaire par exemple). On peut probablement trouver des nombres de Reynolds encore plus élevés au sein des étoiles vingt ou trente fois plus grandes que le Soleil comme les géantes rouges. Dans le cas de ces étoiles géantes, et en nous basant sur la relation empirique [21] reliant le nombre de Reynolds et le R_λ : $R_\lambda \approx \sqrt{Re}$, les nombres de Reynolds atteints devraient être de l'ordre de $R_\lambda \approx 10^7$ soit trois ordres de grandeur supérieurs à ceux que l'on peut rencontrer sur Terre!

On se rend compte que la notion de «hauts» nombres de Reynolds est tout à fait subjective. Cependant à leur échelle, depuis une cinquantaine d'années, les hommes développent des expériences capable de générer des écoulements «extrêmement» turbulents proche des écoulements géophysiques. Actuellement, deux optiques différentes motivent la réalisation de tels projets.

Tout d'abord, l'expérience industrielle (automobile, avionique, marine ...) montre que les tests en vraie grandeur sont incontournables. En effet, l'extrapolation quantitative avec le nombre de Reynolds est insuffisante du fait de l'apparition possible de phénomènes qualitatifs nouveaux. L'objectif est donc de réaliser des souffleries permettant de se rapprocher des nombres de Reynolds réels créés par le déplacement d'un avion gros porteur ou d'un sous-marin par exemple.

Ensuite, du point de vue fondamental, la plupart des modèles développés à ce jour ne sont valides que dans la limite des Reynolds infinis, c'est à dire dans le cas de la

turbulence pleinement développée. Le but est de rechercher une universalité sur une zone non ambiguë entre l'échelle intégrale et l'échelle de dissipation. La difficulté provient de l'évolution logarithmique de cette hiérarchie d'échelles. En effet, le régime de turbulence pleinement développée ne débute qu'au delà de $R_\lambda \geq 200$. Il existe une règle empirique reliant le nombre de décades de loi d'échelle et le nombre de Reynolds [22]:

$$(R_\lambda \geq 200) \quad \text{Nombre de décades de loi d'échelle} \approx \log_{10} R_\lambda - 1,75 \quad (1.11)$$

Si $R_\lambda = 200$, nous aurons 1/2 décade de loi d'échelle. Pour bénéficier de 3 décades de scaling par exemple, il faudrait un écoulement à $R_\lambda = 50000$ (soit $Re \approx 5.10^8$), c'est à dire un nombre de Reynolds caractéristique d'un avion gros porteur.

1.2.2 Quelques expériences typiques

Nous allons ici donner une brève description de quelques expériences (la liste n'est pas exhaustive) permettant de mettre en œuvre, à ce jour, parmi les écoulements aux plus nombres de Reynolds au monde (cf tableau 1.2 et références [21] à [26]). Le tableau se divise en trois catégories: les expériences réalisées en souffleries aérodynamiques, celles réalisées dans des conditions cryogéniques et enfin les expériences géophysiques. On se rend compte que seules ces dernières sont comparables à l'expérience GReC, en particulier en ce qui concerne la vitesse moyenne du fluide advecté qui est, dans les deux cas, significativement inférieure à la vitesse du son. En effet, dans les souffleries aérodynamiques comme cryogéniques, les nombres de Reynolds atteints sont souvent très élevés ($Re \approx 10^8$, par exemple au CAHI à Moscou) mais la vitesse du fluide est alors de plusieurs Mach. Ces conditions sont tout à fait adaptées à des industriels ou des militaires qui veulent étudier l'écoulement autour d'un fuselage d'avion, mais ces vitesses supersoniques rendent impossible une étude fine et propre de la turbulence (en particulier le phénomène de cascade d'énergie). Ainsi, jusqu'à ces dernières années, les expériences géophysiques étaient les seules expériences à hauts nombres de Reynolds permettant de tester réellement les modèles théoriques. Les plus hauts nombres de Reynolds ont été atteints au cours de l'expérience *FS II* [25] en 1977, où des mesures de vitesse à l'aide de fils chauds ont été réalisées au dessus de l'océan. Des nombres de Reynolds de l'ordre de $R_\lambda \approx 13000$ ont été enregistrés pendant des périodes très courtes (quelques minutes) dans des conditions expérimentales évidemment peu stables et non contrôlées (non stationnarité de l'écoulement et variabilité des conditions spatiales à grande échelle). De plus, les signaux des expériences les plus anciennes (années 1970) ont été enregistrés sur bandes magnétiques et ils sont aujourd'hui souvent perdus. Par contre, ces expériences à hauts Reynolds présentent l'avantage de disposer d'échelles dissipatives bien résolues autant spatialement qu'en fréquence.

Sur la figure 1.7, on voit une photo des appareils de mesures disposés sur les pylônes de plus de 10 m de hauteur, de l'expérience «Flat experiment» (Wyoming, USA), et une photo du tunnel de la soufflerie cryogénique européenne (ETW, Cologne, Allemagne) dans lequel est disposée une maquette d'Airbus prête à être testée.

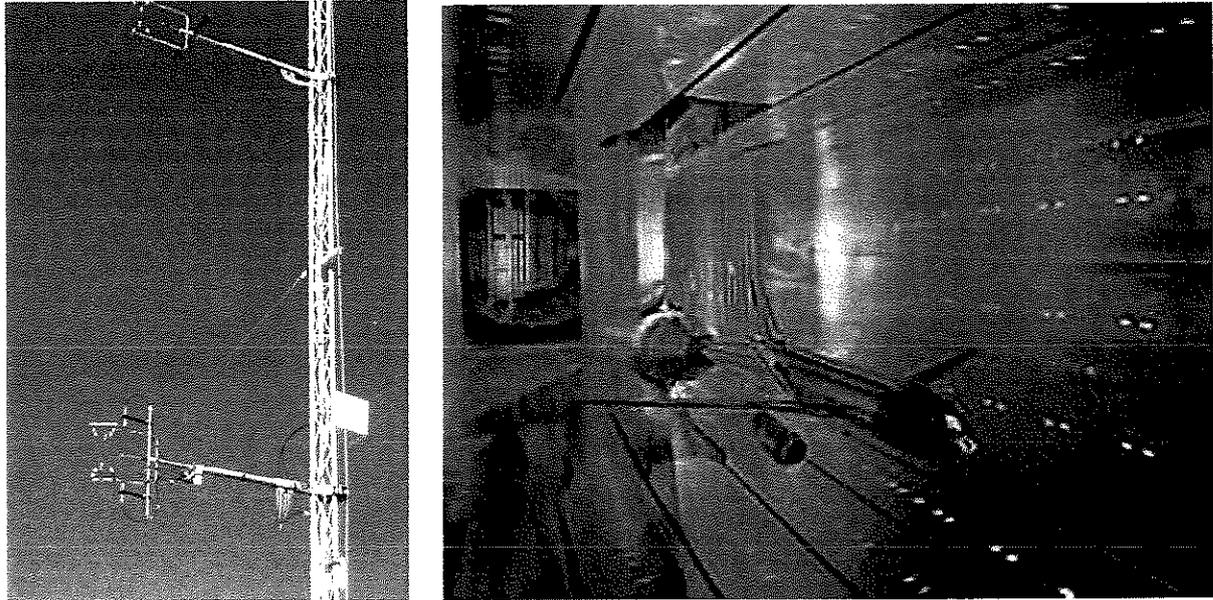


FIG. 1.7 – Photographie des appareils de mesures de l'expérience «Flat experiment» (photo de gauche) et maquette d'Airbus placée dans le tunnel de la soufflerie cryogénique à azote de l'European Transonic Windtunnel, ETW (photo de droite).

Sur la figure 1.8, nous avons reproduit une compilation [29] des spectres de puissance de différentes expériences réalisées à des nombres de Reynolds variant de $R_\lambda = 23$ à $R_\lambda = 3180$. On remarquera en particulier l'étirement de la zone inertielle avec l'augmentation du nombre de Reynolds ainsi que l'universalité de la cascade d'énergie de Kolmogorov. Sur cette figure, les expériences qui présentent les deux plus hauts R_λ (2000 et 3180) sont cités dans le tableau 1.2. Sur la figure 1.9 sont tracés les spectres compensés (sur ces tracés, la loi en $-5/3$ de Kolmogorov correspond aux plateaux) obtenus lors des campagnes de mesures GUMBO et FS II (cf tableau 1.2). Ces quatre spectres ont été enregistrés à très hauts nombres de Reynolds ($R_\lambda = 850$, $R_\lambda = 2800$, $R_\lambda = 7000$ et $R_\lambda = 13000$). On remarque sur ces spectres compensés que le plateau caractéristique de la zone inertielle est proche de la valeur 0,6 et qu'il a tendance à augmenter avec le nombre de Reynolds.

Nous reviendrons sur ces résultats au § 4.6.1.1 et nous les confronterons avec ceux que nous avons obtenus dans l'expérience GReC.

Fully developed turbulence

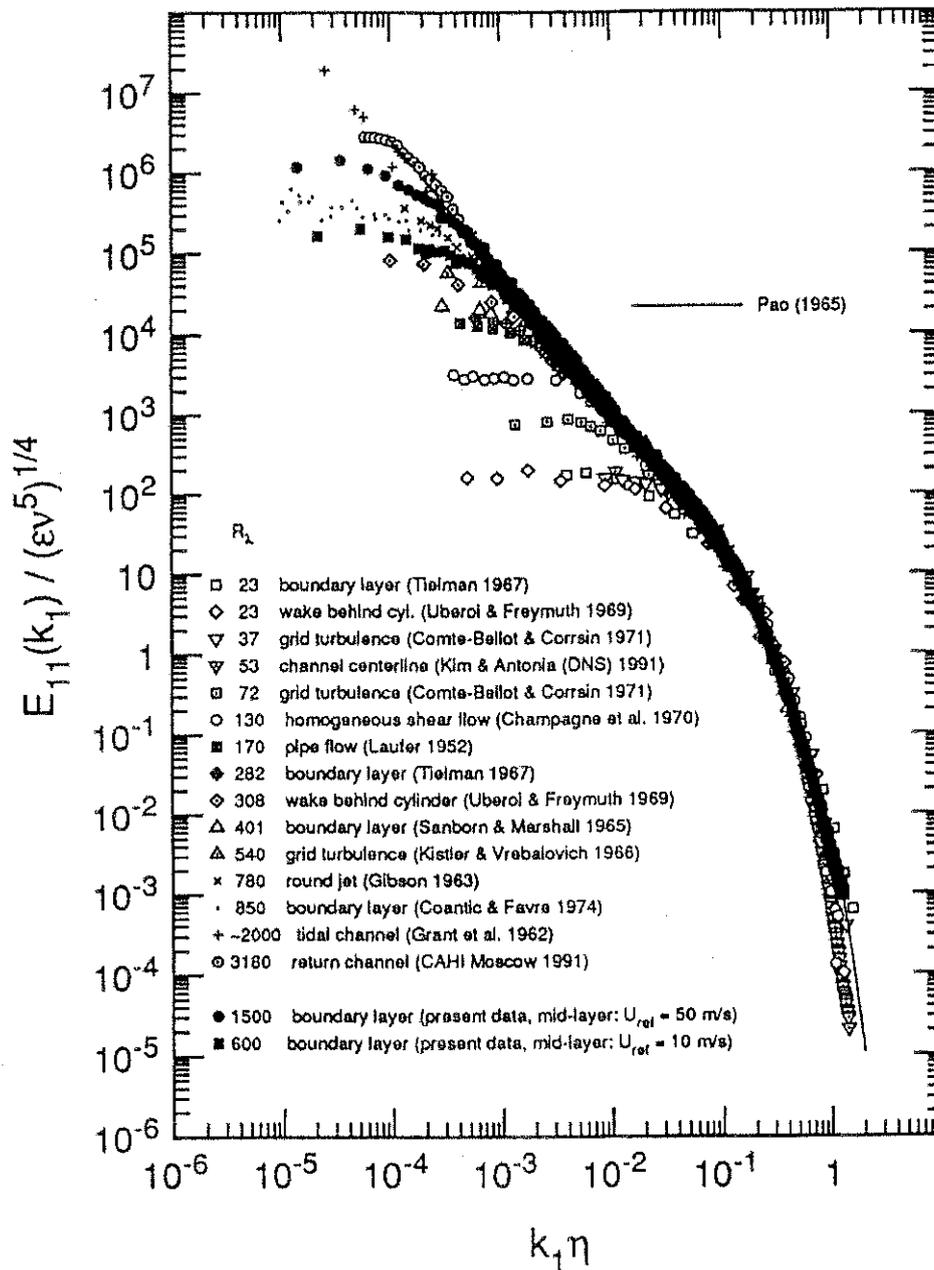


FIG. 1.8 – Universalité de la cascade d'énergie de Kolmogorov pour des spectres de puissance à différents Reynolds [29].

Souffleries aérodynamiques				
Soufflerie	Taille	Fluide	Vit. max.	Re
NASA Ames Res. Cen. (California, USA)	$\phi = 1,07 \text{ m}$	Air, $P : 0,5 - 2 \text{ atm}$ $T : 295 - 325 \text{ K}$	1,4 Mach	$10 \cdot 10^6$
Super-Pipe (Princeton, USA)	$\phi = 44 \text{ cm}$	Air, $P \leq 220 \text{ atm}$	5 Mach	$38 \cdot 10^6$
ONERA - SM1A (Modane, France)	$6,74 \times 6,2 \text{ m}^2$	Air, $P \approx 0,9 \text{ bar}$, $T : 258 - 333 \text{ K}$	1 Mach	$8 \cdot 10^6$
Central Aerohydrodynamic Institute (CAHI Moscou, Russie)	$0,5 \times 0,52 \text{ m}^2$	Air, $P \geq 3 \text{ bars}$ $T : 290 - 500 \text{ K}$	6 Mach	10^8
Centre Aérospatial et Aéronautique Allemand, DLR (Braunschweig)	$\phi = 60 \text{ cm}$	Air, $P : 0,8 - 3 \text{ bars}$ $T : 250 - 350 \text{ K}$	11 Mach	$2 \cdot 10^7$
Expériences cryogéniques				
National Transonic Facility (NTF) (NASA Langley Res. Cen. USA)	$2,5 \times 2,5 \text{ m}^2$	N_2 , $P : 1 - 9 \text{ atm}$, $T : 110 - 327 \text{ K}$	1,2 Mach	$120 \cdot 10^6$
European Transonic Windtunnel (ETW) (Cologne, Allemagne)	$2 \times 2,4 \text{ m}^2$	N_2 , $P : > 4,5 \text{ bars}$, $T : 100 - 313 \text{ K}$	1,3 Mach	$200 \cdot 10^6$
Cryogenic Ludwig-Tube (KRG) (Göttingen, Allemagne)	$0,4 \times 0,35 \text{ m}^2$	N_2 , $P : < 12,5 \text{ bars}$, $T : 100 - 300 \text{ K}$	0,95 Mach	$60 \cdot 10^6$
Cryogenic wind tunnel (KKK) (Cologne, Allemagne)	$2,4 \times 2,4 \text{ m}^2$	N_2 , $P : 1 \text{ atm}$, $T : 100 - 300 \text{ K}$	0,38 Mach	10^7
National Turbulence Center Brookhaven National Laboratory (Oregon, USA)	$h = 10 \text{ m}$, $\phi = 5 \text{ m}$ Cellule de Rayleigh-Bénard	He_{gaz} , $P : 2 \text{ atm}$, $T : 5 \text{ K}$	-	$Ra : 4 \cdot 10^{18}$ $Re : 10^9$
Jet ouvert (CRTBT, Grenoble)	Cellule : $h = 30 \text{ cm}$, $\phi = 15 \text{ cm}$	He_{gaz} , $T : 5 \text{ K}$ $P : 0,25 - 1 \text{ bar}$	6 m/s	$Re : 10^6$ $R_\lambda : 1200$
Jet ouvert, expérience GReC (CERN, Genève)	Cellule : $h = 2,5 \text{ m}$, $\phi = 1 \text{ m}$	He_{gaz} , $T : 4,8 \text{ K}$ $P : 1,1 - 1,2 \text{ bars}$	4 m/s	$Re : 10^7$ $R_\lambda : 6100$
Expériences géophysiques				
Expériences	Type	R_λ		
Tidal channel K.N (1962) [23]	océanique	2000		
GUMBO (1977) [24]	atmosphérique / mer	7000		
FS II (1977) [25]	atmosphérique / mer	13000		
Australie (1981) [26]	atmosphérique / terre	9600		
Flat experiment (1990) [27]	atmosphérique / terre	15000		
Surface Layer Turbulence and Env. Sc. Test [28], SLTEST (Utah, USA, 1999)	atmosphérique / terre, couche limite	10^6		

TAB. 1.2 – Quelques expériences typiques à grands nombres de Reynolds.

F. H. Champagne

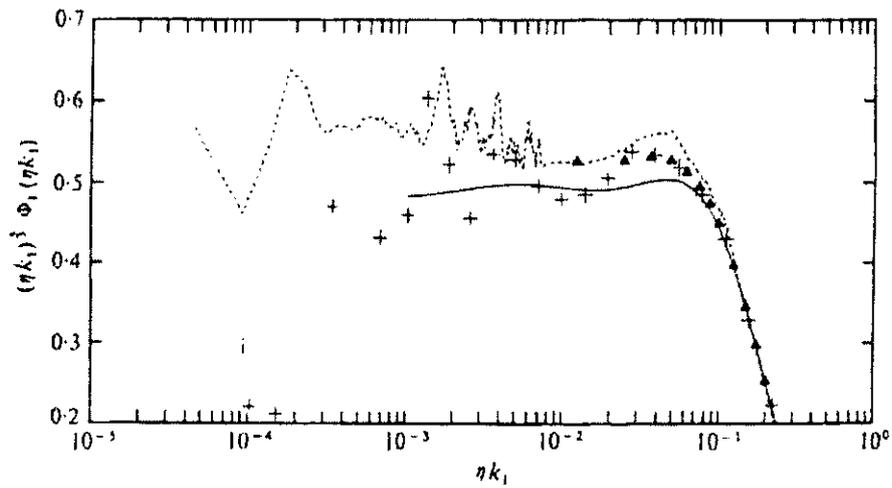


FIG. 1.9 – Spectres de puissance compensés tirés d'enregistrements à très hauts nombres de Reynolds [25]. Données GUMBO, $R_\lambda = 7000$ (traits pleins); données FS II, $R_\lambda = 13000$ (traits pointillés); données Wyngaard, $R_\lambda = 2800$ (triangles); données Williams, $R_\lambda = 850$ (croix).

2

RÉALISATION DE L'EXPÉRIENCE : MÉCANIQUE ET CRYOGÉNIE

L'objectif de l'expérience GReC est de produire en laboratoire, dans des conditions bien contrôlées, les plus hauts nombres de Reynolds jamais obtenus à ce jour. Cette expérience a pu être développée au CERN, grâce à une opportunité d'accès à un réfrigérateur d'hélium cryogénique de forte puissance. De plus, le CERN a contribué à la réalisation pratique de cette expérience en fournissant le cryostat, en fabriquant la ligne de transfert et en adaptant le contrôle-commande de l'installation pour maintenir des conditions stables. En partant du savoir faire acquis sur l'expérience de jet qui avait été développée au CRTBT depuis 1990, nous avons pu dimensionner et réaliser le montage de l'expérience. L'écoulement est un jet axisymétrique vertical, connu pour son taux de turbulence élevé (de l'ordre de 25 à 30 %) et devant permettre avec des débits de près de 300 g/s d'atteindre des Reynolds de l'ordre de $R_\lambda \approx 5500$. Dans cette partie, nous allons décrire les différentes étapes de la conception et de la réalisation de l'expérience, en mettant l'accent sur les aspects mécaniques et cryogéniques de la réalisation tant du côté CERN que du côté CRTBT.

2.1 Contribution du CERN

Le CERN nous a accueilli au sein de la division LHC, dans les bâtiments du hall SM 18 sur le site de Préveessin à la frontière franco-suisse. La contribution du CERN est double : d'une part le CERN a assuré la fabrication et la mise en place de la ligne de transfert et du cryostat. D'autre part, le CERN a piloté le fonctionnement du liquéfacteur LINDE tout au long des séances de tests puis de mesures. Nous allons décrire ici ces deux aspects de la contribution du CERN.

2.1.1 Le réfrigérateur LINDE

Le réfrigérateur est de marque LINDE¹. Ce réfrigérateur se compose de deux éléments principaux qui sont le côté liquéfaction et le côté interface de distribution de gaz.

¹ – Réfrigérateur à cycle de Claude modifié (six étages de Brayton et un étage de Joule-Thomson pouvant générer une puissance froide de 6 kW à 4,5 K).

2.1.1.1 Réfrigération de l'hélium

Le réfrigérateur est constitué de sept étages de refroidissement : six étages de Brayton et une détente de Joule-Thomson [30]. Les étages de Brayton sont essentiellement basés sur une détente du gaz au travers d'une turbine et par un transfert de chaleur entre le gaz chaud à haute pression et le gaz froid à basse pression au sein d'un échangeur (figure 2.1).

L'étage de Joule-Thomson repose sur une détente isenthalpique de l'hélium gazeux à travers une simple vanne. Pour produire du froid, cette détente doit être effectuée en dessous de la température d'inversion de l'hélium (environ 50 K).

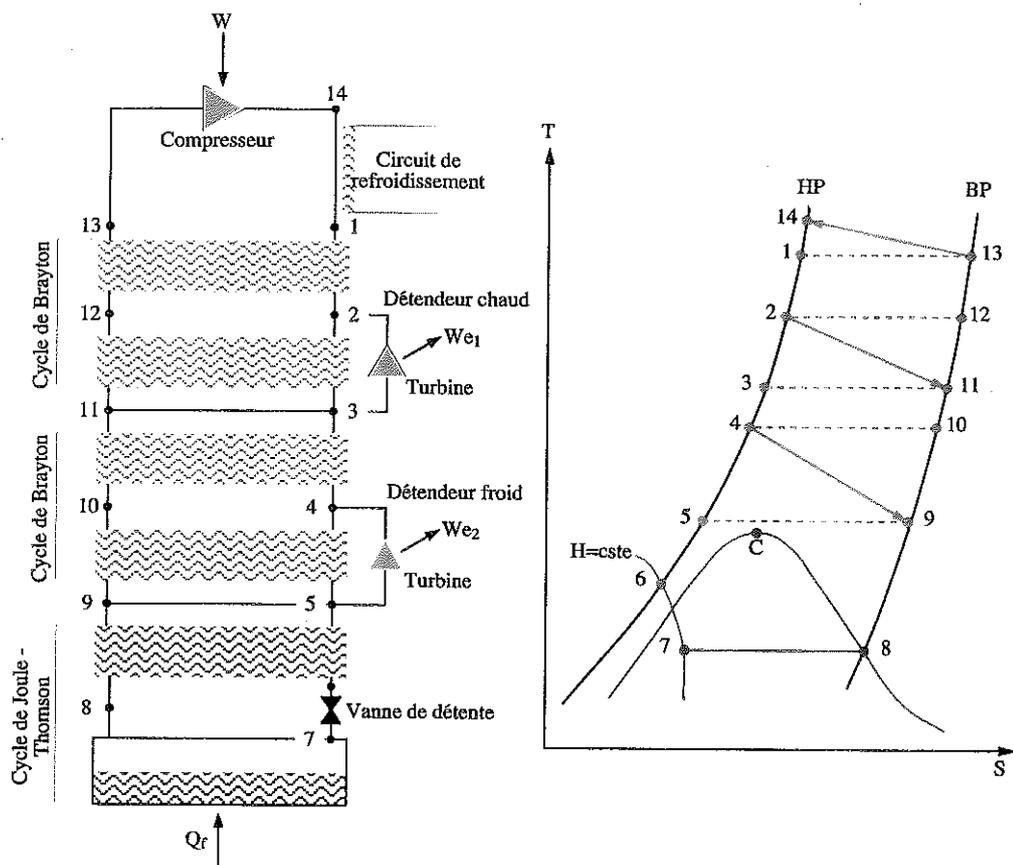


FIG. 2.1 – Machine de Claude et diagramme Température - Entropie correspondant.

Le cycle de Claude est l'assemblage d'un cycle de Brayton à un ou plusieurs étages et d'un cycle de Joule-Thomson. Le cycle de Brayton prérefroidit le cycle de Joule-Thomson et il est ainsi possible de liquéfier un gaz sans faire appel à un prérefroidissement extérieur. Afin d'accroître l'efficacité des cycles de réfrigération, le nombre d'étages de détente avec extraction d'énergie peut être augmenté. Dans le cas présent, le compresseur travaille entre 1 et 12 bars, la puissance froide étant d'environ 6 kW à $4,5\text{ K}$. Toute cette partie du réfrigérateur est gérée par les ingénieurs et les opérateurs du CERN (Hall SM 18).

On peut comparer les performances de cette machine avec celles du liquéfacteur du site du polygone à Grenoble, qui est constitué de deux étages de Brayton et d'une détente de Joule-Thomson fournissant une puissance froide de 100 W à 4,5 K. Il paraît donc évident que les installations du CERN représentent une opportunité unique pour mettre en œuvre des écoulements d'hélium cryogéniques à grands débits dans des conditions expérimentales bien maîtrisées.

2.1.1.2 Interface de distribution d'hélium

Une fois liquéfié, l'hélium vient remplir le séparateur de phase dans lequel on prélève la quantité de liquide nécessaire pour l'écoulement.

En mode de fonctionnement automatique à débit faible (typiquement inférieur à 50 g/s), l'hélium est directement prélevé sur le vase en ouvrant la vanne CV 237 (figure 2.2), pour accéder ensuite à la ligne de transfert au niveau de la boîte à vanne où il est vaporisé par le chauffage de la ligne.

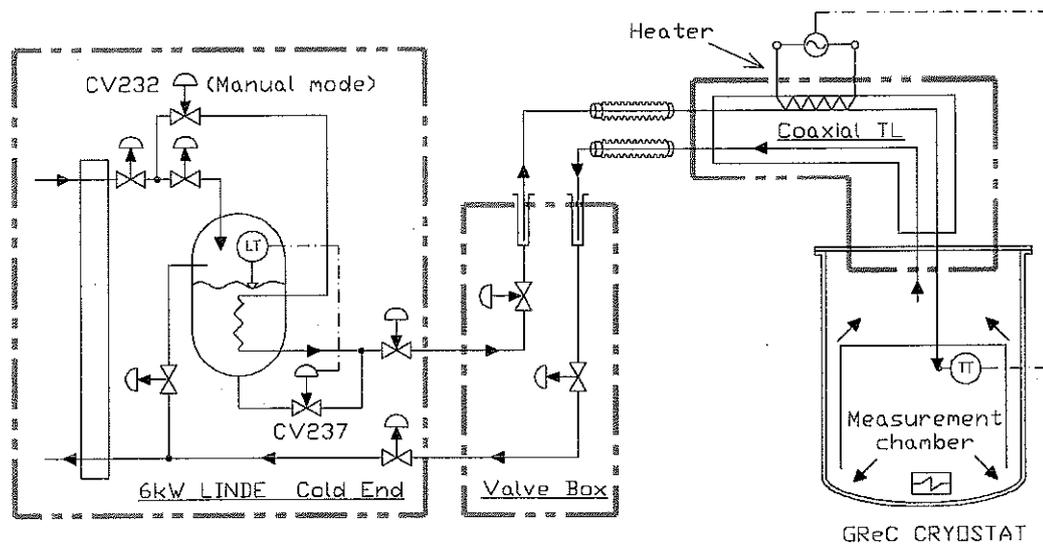


FIG. 2.2 – Schéma du dernier étage du liquéfacteur avec la partie liquéfaction et la partie interface avec l'expérience GREC.

Pour obtenir des débits gazeux plus importants², on peut fonctionner en contrôlant manuellement l'ouverture de la vanne CV232 qui est normalement fermée. L'hélium gazeux ainsi prélevé en amont du vase vient se mélanger au flux d'hélium liquide soutiré au réservoir. C'est en utilisant cette technique que J. P. Dauvergne [31] a pu obtenir les débits les plus élevés, de l'ordre de 260 g/s.

2 – La façon dont les débits d'hélium sont régulés sera décrite plus en détail dans le § 3.1.5

2.1.2 La ligne de transfert

2.1.2.1 Principe de fonctionnement

La ligne de transfert permet d'assurer la jonction entre le liquéfacteur et le cryostat. Elle mesure 6 m de longueur et 22 cm de diamètre extérieur environ (figure 2.3).

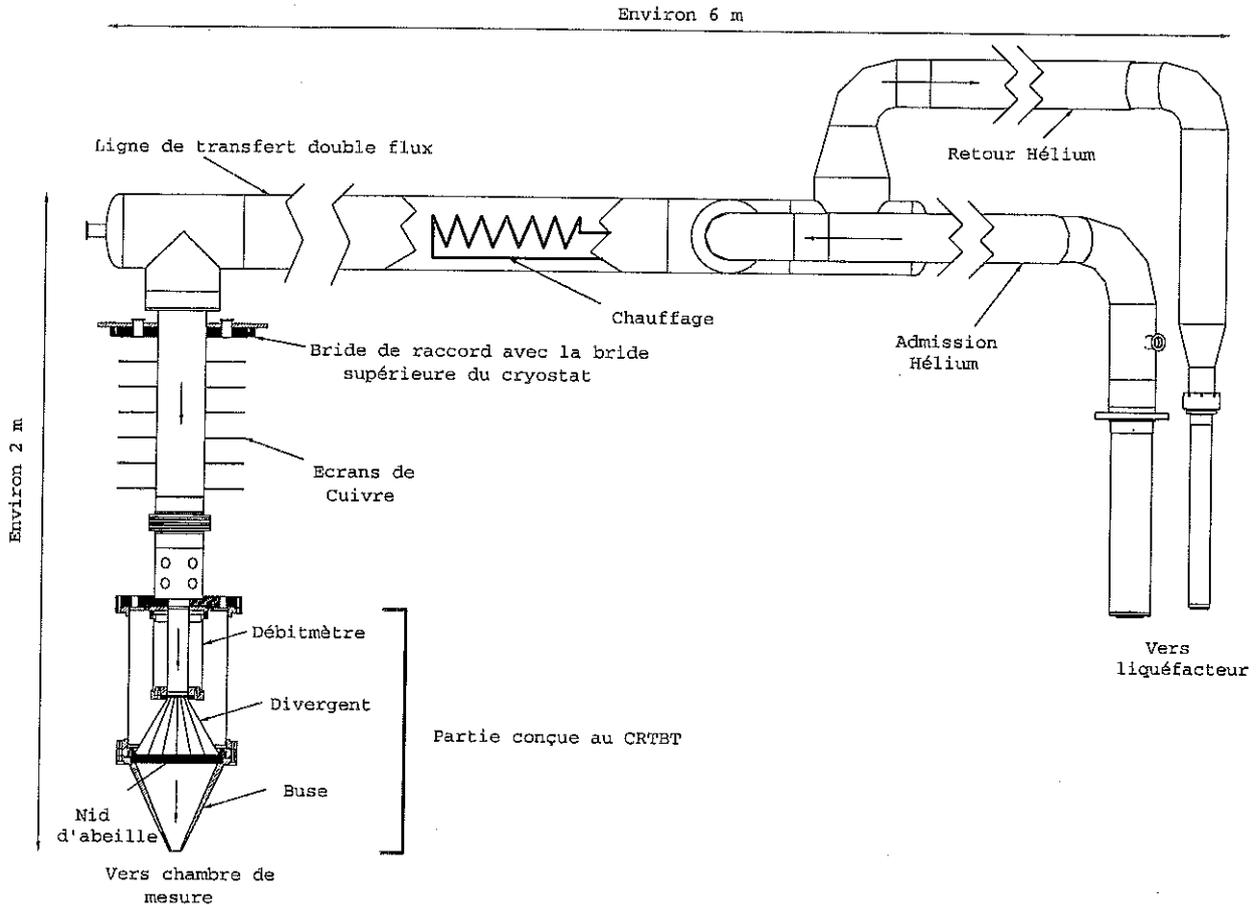


FIG. 2.3 - Schéma de la ligne de transfert et de l'assemblage : débitmètre, divergent et buse en bout de ligne.

L'hélium circule à travers une tuyauterie à double flux concentriques. L'écoulement dans la chambre d'expérience étant maintenu en régime permanent, les deux flux transportent le même débit. La particularité de cette ligne est que l'hélium y pénètre partiellement liquide (directement en sortie de la boîte froide du liquéfacteur) et qu'il doit en sortir sous forme gazeuse à température homogène dans le cryostat. En raison de ce mode de fonctionnement particulier, et pour permettre la vaporisation de la totalité de l'hélium liquide, le gaz entrant et le gaz sortant sont séparés par une paroi diathermane. D'autre part, un chauffage électrique de forte puissance (5 kW environ au maximum de puissance), permet de réguler la température de l'hélium entrant dans la chambre de mesure (cf § 3.1.5). Il a été nécessaire d'effectuer un calcul des pertes thermiques sur la ligne, afin de s'assurer que la température de retour de l'hélium gazeux est suffisamment basse pour que

le gaz puisse être réinjecté à l'étage le plus froid du liquéfacteur. C'est ce que nous allons examiner dans la suite de cette section et au § 2.1.3.

2.1.2.2 Bilan des apports de chaleur sur la ligne de transfert

La ligne de transfert peut être représentée par trois tubes concentriques en acier inoxydable (cf figure 2.4). La température extérieure est de l'ordre de 300 K et la température de l'hélium gazeux dans la ligne est d'environ 5 K.

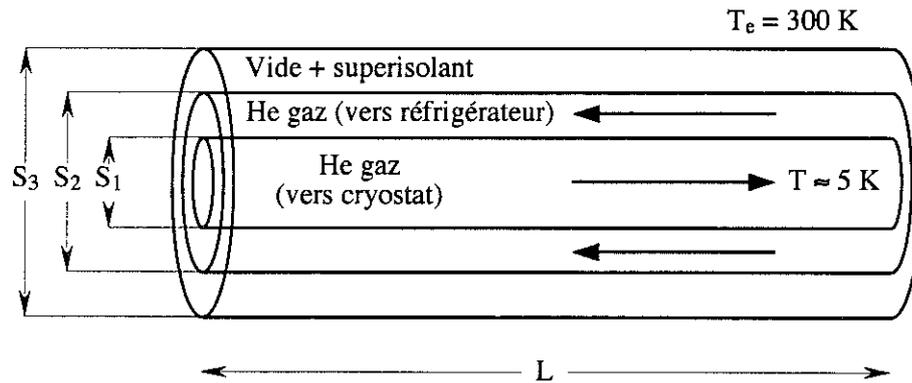


FIG. 2.4 - Schéma de la circulation d'hélium dans la ligne de transfert.

La puissance rayonnée par l'enveloppe extérieure (\$S_3\$) sur l'enveloppe intermédiaire (\$S_2\$) est donnée par la relation :

$$P_r = \frac{S_2 \sigma (T_3^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon} + \frac{S_2}{S_3} (\frac{1}{\epsilon} - 1)} \quad (2.1)$$

où l'émissivité \$\epsilon\$ vaut environ 0,2 pour l'acier inoxydable à l'ambiante, \$\sigma \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}\$ est la constante de Stefan et où \$S_2\$ et \$S_3\$ représentent respectivement les surfaces des tubes cylindriques médians et extérieurs. D'où :

$$P_r \approx \frac{2\pi r_2 L \sigma (T_3^4)}{\frac{1}{\epsilon} + \frac{r_2}{r_3} (\frac{1}{\epsilon} - 1)} \quad (2.2)$$

Soit pour \$T_3 \approx 300\text{ K}\$, \$L \approx 6\text{ m}\$, \$r_2 \approx 54\text{ mm}\$ et \$r_3 \approx 110\text{ mm}\$ (rayons des enveloppes médianes et extérieures respectivement) :

$$P_r \approx 130\text{ W}$$

Le bilan de puissance reçue par l'hélium gazeux retournant au liquéfacteur s'écrit :

$$P = P_r - P_{\text{cédée à He froid}}$$

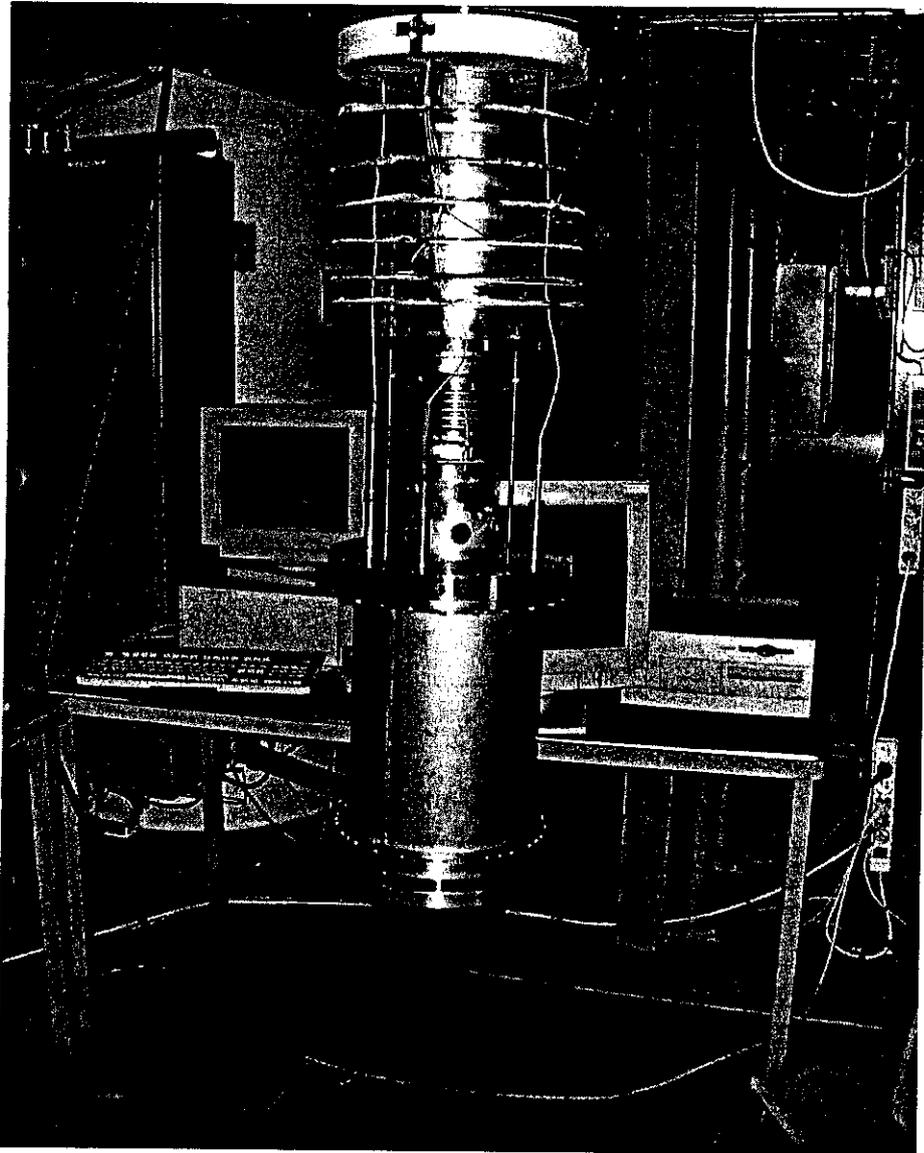


FIG. 2.5 – Photographie de l'extrémité de la ligne de transfert avec la buse. Cette partie est introduite dans le cryostat.

La puissance cédée par le flux retour à l'hélium allant dans le cryostat est négligeable devant P_r , du fait de la faible différence de température entre les deux gaz (quelques K). Par ailleurs, l'espace sous vide de la ligne de transfert contient une vingtaine de couches de superisolant qui contribuent à diviser par dix environ la puissance rayonnée par la paroi extérieure sur la paroi médiane. Ainsi, on peut estimer la puissance reçue par l'hélium gazeux au retour à environ $P_r/10$, soit une dizaine de Watts.

Pour un débit de 50 g/s, l'élévation de température du gaz retour le long de la ligne de transfert est donc égale à :

$$\Delta T = \frac{P}{\dot{m}C_p} \approx 50 \text{ mK}$$

avec $C_p \approx 5,2 \text{ J/gK}$ capacité calorifique de l'hélium entre $4,5 \text{ K}$ et 5 K .

On voit que l'élévation de température du gaz retour dans la ligne de transfert est très faible (de l'ordre de 1% de la température absolue du gaz). Ceci est possible grâce à la bonne isolation de la ligne à double paroi et surtout en raison des forts débits circulant dans la ligne.

Cette ligne a été conçue et fabriquée par les ingénieurs et les techniciens du CERN (division LHC). Nous sommes intervenus pour réaliser l'interface avec la bride supérieure du cryostat et en particulier la conception de la bride venant se fixer sur le cryostat (voir photographie 2.5).

2.1.3 Le cryostat

Le cryostat utilisé a été fourni par le CERN. C'était à l'origine un cryostat de test pour les cavités accélératrices radiofréquences niobium/cuivre du LEP. Ce cryostat est sans garde d'azote. Il est constitué d'une double paroi latérale sous vide secondaire. Cette enceinte contient deux écrans en cuivre eux-même couverts de superisolant (figure 2.6). Cette enceinte permet de réduire de façon significative le rayonnement provenant de l'extérieur (300 K) vers l'intérieur du cryostat (5 K).

Nous avons estimé les pertes latérales à travers cette double paroi. En l'absence d'écrans, la puissance rayonnée depuis l'enceinte extérieure sur l'enceinte intérieure du cryostat, (toutes deux considérées comme cylindriques) est donnée par l'expression [4] :

$$P_{\text{latérale}} = \frac{S_i \sigma (T_e^4 - T_i^4)}{\frac{1}{\epsilon_i} + \left(\frac{1}{\epsilon_e} - 1\right) \frac{S_i}{S_e}} \approx 500 \text{ W}$$

où S_i et S_e sont respectivement la surface de la paroi intérieure et de la paroi extérieure du cryostat, ϵ_i et ϵ_e représentent l'émissivité de l'acier inoxydable à $4,5 \text{ K}$ et à 300 K et σ la constante de Stefan.

En assimilant le fond du cryostat à un disque plan, la puissance rayonnée par le fond est :

$$P_{\text{fond}} = S \sigma (\epsilon_e T_e^4 - \epsilon_i T_i^4) \approx 90 \text{ W}$$

Si les enceintes extérieures et intérieures étaient directement en regard, la puissance

rayonnée serait d'environ 600 W. Cependant, les deux écrans en cuivre permettent de réduire ce rayonnement d'un facteur 3, et la vingtaine de couches de superisolant apportent encore un facteur 10.

En effet, si l'on a deux parois planes en vis à vis entre lesquelles sont placés n écrans, la puissance rayonnée par la paroi «chaude» vers la paroi «froide» est obtenue en faisant le bilan des puissances reçues et rayonnées par chacun des n écrans. Au final, on trouve que la puissance reçue par la paroi dite «froide» est égale à la puissance qu'elle recevrait de la paroi chaude sans la présence d'écrans divisée par $n + 1$. De plus, il a été montré empiriquement que l'efficacité du superisolant, recouvrant chacun des écrans, est maximale pour une vingtaine de couches. Dans ce cas-là, le superisolant réduit le rayonnement d'un facteur dix environ. Dans le cas de notre cryostat, la puissance rayonnée de l'enceinte extérieure vers l'enceinte intérieure est d'environ $P_r \approx 20W$. Dans le paragraphe 2.2.2, nous effectuons un calcul du rayonnement de la bride supérieure sur la chambre d'expérience. Le bilan global des apports de chaleur sur la chambre est finalement de l'ordre d'une trentaine de Watt. Pour un débit faible d'environ 50 g/s, la différence de température entre le gaz entrant et le gaz sortant est de :

$$\Delta T = \frac{P}{C_p \dot{m}} \approx \frac{30}{(5,2 * 50)} \approx 100 \text{ mK}$$

A ces 100 mK, il faut ajouter les 50 mK dus à l'élévation de température du gaz lors de son passage dans la ligne de transfert. L'élévation de température totale du gaz est donc de 150 mK, ce dernier peut ainsi être renvoyé directement sur le dernier étage de Brayton du liquéfacteur.

La contribution du CERN à cette expérience a été déterminante pour les aspects de mécanique lourde et de cryogénie. Le CRTBT a pris en charge les aspects d'instrumentation et de mécanique «légère», que nous présentons maintenant.

2.2 Contribution du CRTBT

Dans ce paragraphe, nous présentons les considérations physiques et techniques qui ont gouverné le dimensionnement et la fabrication de l'expérience.

2.2.1 Constitution de l'expérience

Nous avons présenté sur la figure 2.7 une vue d'ensemble de l'expérience GReC en situant les principaux appareils de contrôle et de mesure. Dans la suite du paragraphe,

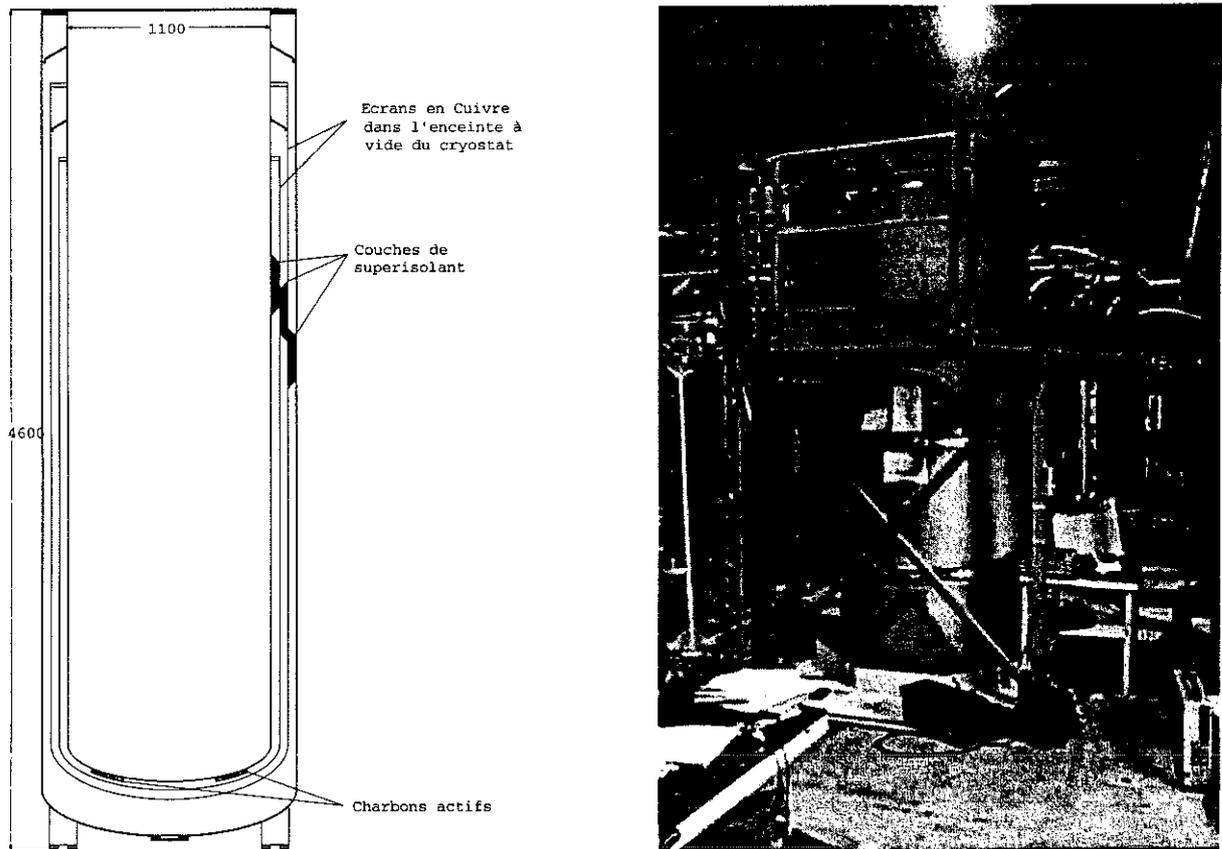


FIG. 2.6 – Schéma et photographie d'ensemble du cryostat seul.

nous allons décrire en particulier les parties haute et basse de l'expérience, puis nous nous intéresserons au système d'injection du gaz.

2.2.1.1 Partie haute de l'expérience

Le cryostat a été présenté dans le paragraphe «Contribution du CERN». Sa partie haute est fermée par une bride en acier inoxydable de 1,2 m de diamètre et 50 mm d'épaisseur ce qui représente une masse d'environ 400 kg. Sur cette bride débouchent les fils et tubes de mesures remontant de l'expérience : mesures de température, mesures de débit et différentes jauges de pression (voir le Chapitre 3 : Instrumentation de contrôle).

L'appareillage de mesure nécessitant des longueurs de câble les plus courtes possibles (en particulier l'électronique des anémomètres) a été placé sur la bride du haut. D'autre part, grâce à six suspentes en acier inoxydable, la bride supporte la chambre d'expérience se trouvant dans le cryostat (écrans de thermalisation, chambre de mesure, anémomètres et détecteurs acoustiques). La ligne de transfert passe au centre de la bride par un trou de diamètre $\Phi \approx 380$ mm et pénètre dans le cryostat sur une hauteur de 1,2 m environ. Elle est vissée à la bride supérieure du cryostat à l'aide d'une bride de serrage. En terminaison de ligne se trouve le débitmètre cryogénique, puis le divergent et enfin la buse qui s'appuie

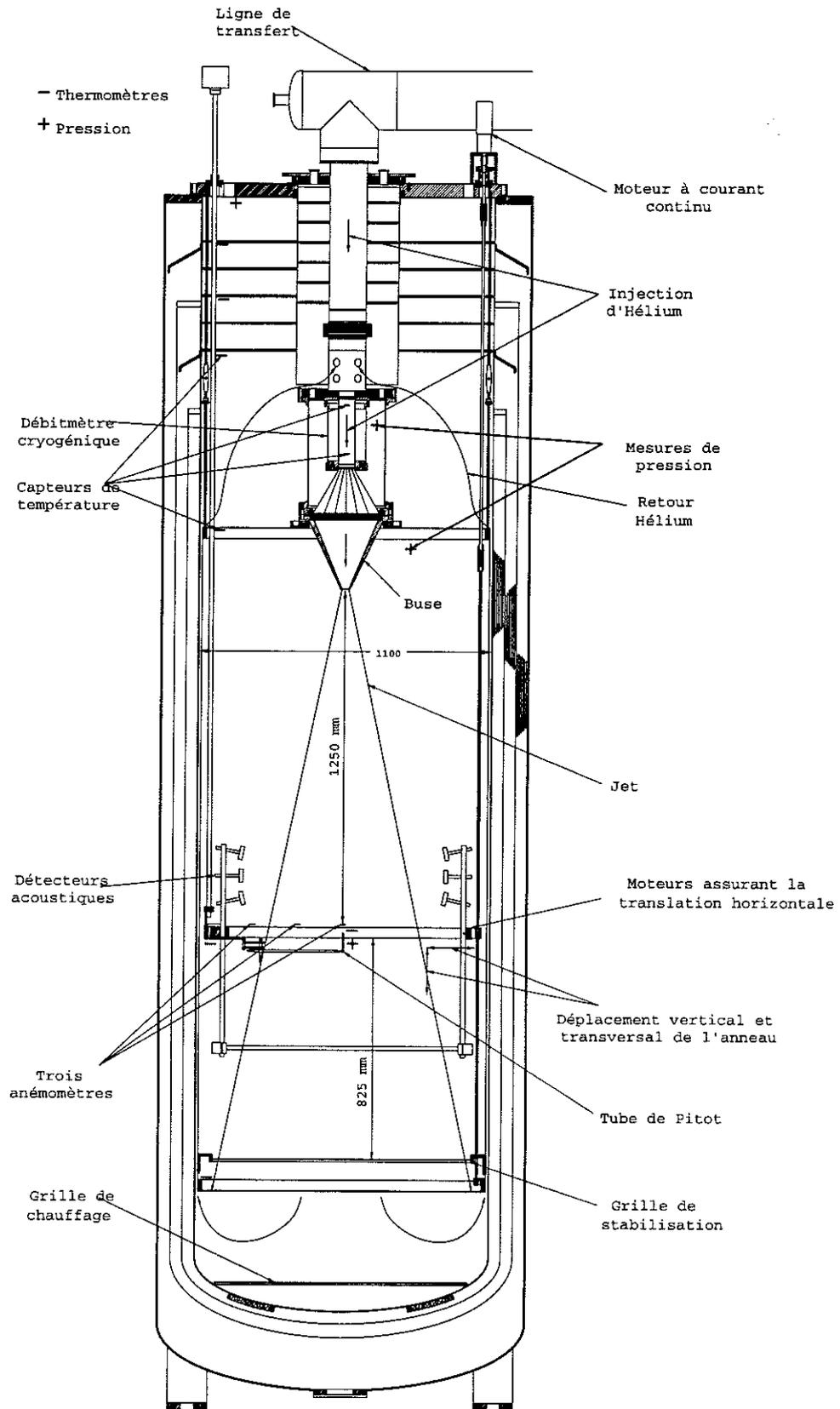


FIG. 2.7 – Vue d'ensemble de l'expérience GREC.

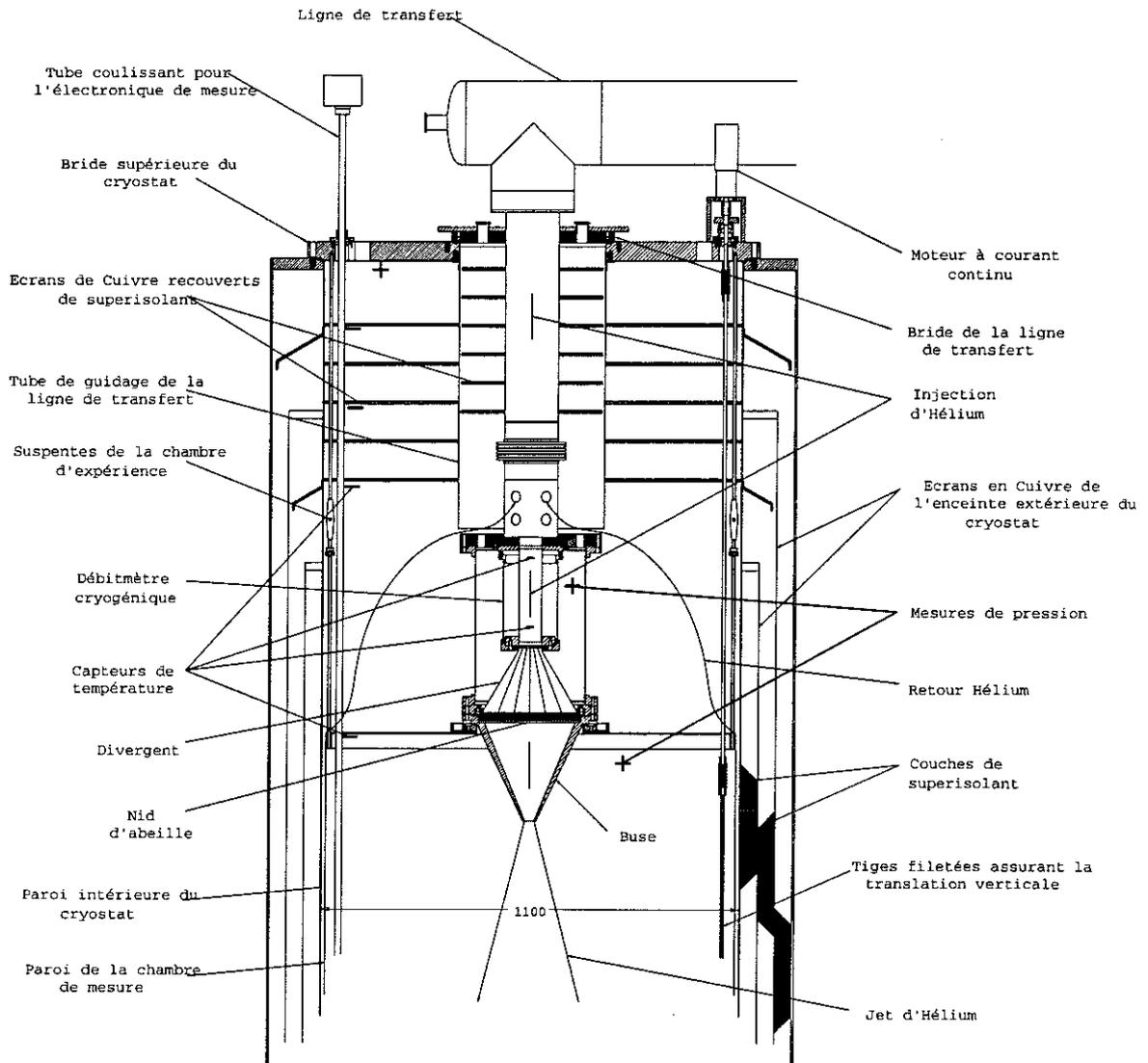


FIG. 2.8 – Vue détaillée de la partie supérieure du cryostat.

sur le «couvercle» de la chambre de mesure. La figure 2.8 permet de visualiser de façon détaillée la partie haute de l'expérience.

2.2.1.2 Partie basse de l'expérience

La partie basse de l'expérience est constituée essentiellement de la chambre de mesure au sein de laquelle se développe le jet d'hélium gazeux.

L'instrumentation de mesure est positionnée sur un anneau en aluminium qui peut être déplacé verticalement dans la cuve : les anémomètres sont fixés sur deux rails et peuvent être translatés horizontalement in situ dans le jet. Les capteurs acoustiques sont fixés en périphérie de l'anneau, sur une armature rigide. Enfin, nous avons disposé, en différents points de la chambre, plusieurs capteurs de température et de pression (cf figure 2.9) pour

mesurer et contrôler l'évolution de ces paramètres au cours de l'expérience (cf Chapitre 3).

Au fond du cryostat, nous avons placé une grille de chauffage permettant d'accélérer les phases de réchauffage de l'expérience. Cette grille comporte une vingtaine de résistances pouvant dissiper chacune environ $50 W$, soit une puissance totale d'environ $1 kW$.

Après avoir présenté brièvement les parties essentielles qui composent l'expérience, nous allons décrire le dimensionnement de l'isolation thermique en partie haute, puis nous présenterons le système d'injection du jet : buse et débitmètre.

2.2.2 Apports de chaleur par l'expérience

Nous allons déterminer le flux de chaleur venant du haut du cryostat sur le haut de la chambre de mesure. Suivant la figure 2.8, ces apports de chaleur sont de deux types :

a) la conduction thermique; pour limiter celle-ci, nous avons utilisé de l'acier inoxydable pour toutes les pièces qui relient la bride supérieure (à température ambiante) à la chambre de mesure à $5 K$. En effet, l'acier inoxydable a une très bonne résistance mécanique et une conductivité thermique faible (l'intégrale de conductivité thermique entre 4 et $300 K$ vaut en effet $Q_{\text{acier inoxydable}} = \int_5^{300} K(T) dT = 30,6 W/cm$). Dans notre expérience les apports de chaleur par conduction sur la chambre sont de l'ordre de $10 W$ (suspentes, tubes de guidage, ligne de transfert ...).

- les six suspentes en acier inoxydable supportant la cuve ($l \approx 1,5 m$ et $\phi \approx 6 mm$).

$$Q_1 = \frac{6\pi(6 * 10^{-3})^2}{1,5 * 4} \int_5^{300} K(T) dT \approx 0,5 W$$

- le tube de guidage en acier inoxydable de la ligne de transfert ($l \approx 1 m$, $\phi \approx 370 mm$ et $e \approx 1 mm$).

$$Q_2 = \frac{\pi(0,372^2 - 0,370^2)}{1 * 4} \int_5^{300} K(T) dT \approx 5,5 W$$

- la paroi extérieure de la ligne de transfert ($l \approx 1 m$, $\phi \approx 140 mm$ et $e \approx 1 mm$).

$$Q_3 = \frac{\pi(0,140^2 - 0,138^2)}{1 * 4} \int_5^{300} K(T) dT \approx 2,0 W$$

- les trois tubes coulissants pour l'électronique de mesure ($l \approx 2 m$, $\phi \approx 16 mm$ et $e \approx 0,5 mm$).

$$Q_4 = \frac{3\pi(0,016^2 - 0,015^2)}{2 * 4} \int_5^{300} K(T) dT \approx 0,17 W$$

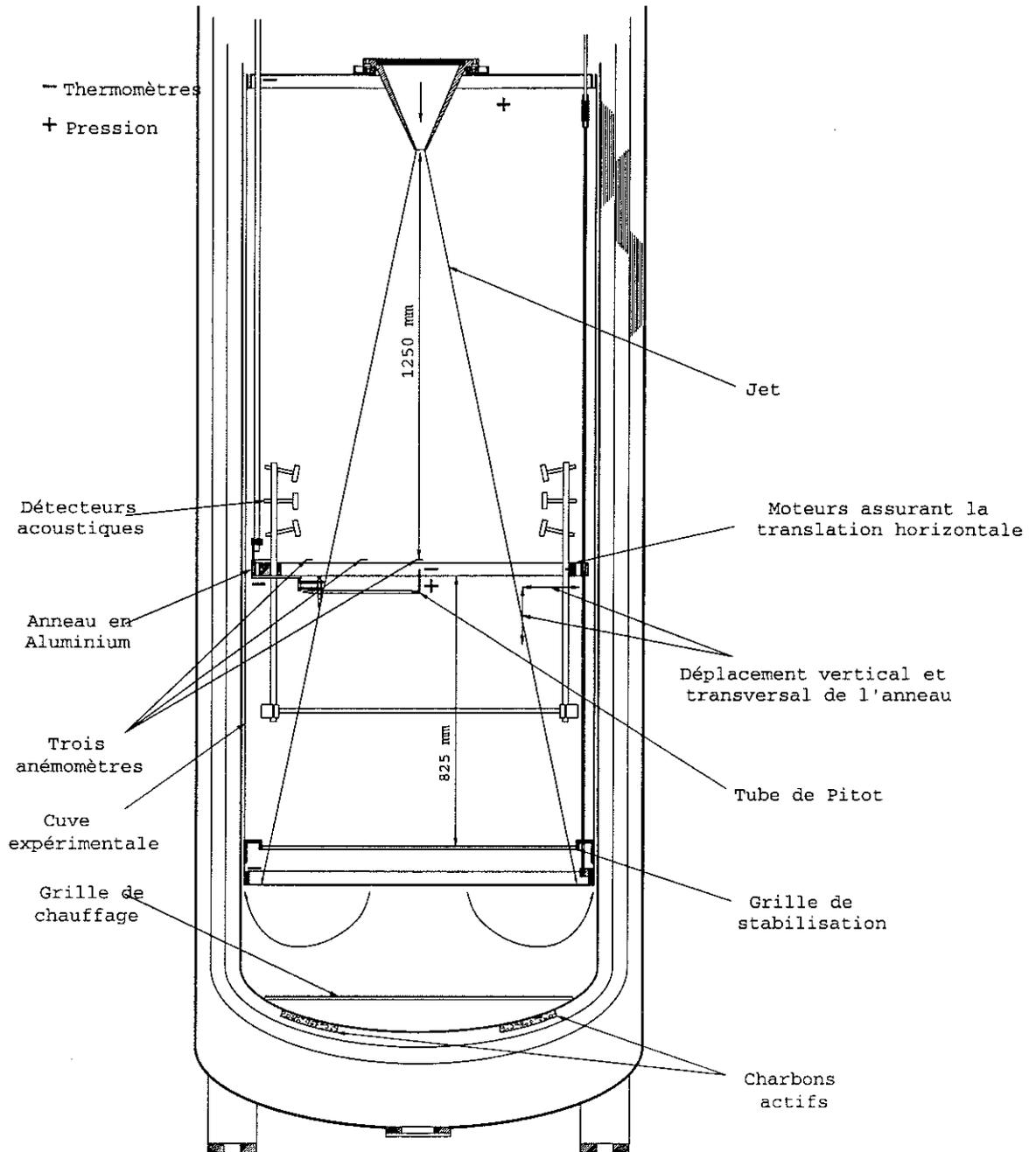


FIG. 2.9 – Vue détaillée de la partie inférieure du cryostat.

- les trois tiges assurant la translation verticale de l'anneau ($l \approx 2 \text{ m}$ et $\varphi \approx 8 \text{ mm}$).

$$Q_5 = \frac{3\pi(0,008^2)}{2 * 4} \int_5^{300} K(T)dT \approx 1,4 \text{ W}$$

- b) le rayonnement thermique de la bride supérieure à 300 K sur le haut de la chambre à 5 K . Nous avons placé, entre le haut de la chambre de mesure et la bride supérieure, un système d'écrans du même type que celui se trouvant dans les parois latérales du cryostat.

Afin de déterminer le nombre d'écrans nécessaires, un bilan des apports de chaleur par rayonnement sur la partie supérieure de la chambre expérimentale a été nécessaire. Si l'on considère le bilan thermique de l'écran i (entre l'écran $i-1$ et l'écran $i+1$, cf figure 2.10) :

$$\sigma S(\epsilon_{i-1}T_{i-1}^4 - \epsilon_i T_i^4) + \frac{S \int_{T_i}^{T_{i-1}} k_{He}(T) dT}{l} = \sigma S(\epsilon_i T_i^4 - \epsilon_{i+1} T_{i+1}^4) + \frac{S \int_{T_{i+1}}^{T_i} k_{He}(T) dT}{l} \quad (2.3)$$

Deux contributions interviennent dans chacun des deux membres de cette équation. Le premier terme représente le rayonnement d'un écran sur son voisin; en première approximation on considère que les écarts de température entre des écrans voisins sont suffisamment faibles pour que l'on puisse considérer que l'émissivité du cuivre est constante c'est-à-dire :

$$\epsilon_{i-1} = \epsilon_i = \epsilon_{i+1} = \epsilon$$

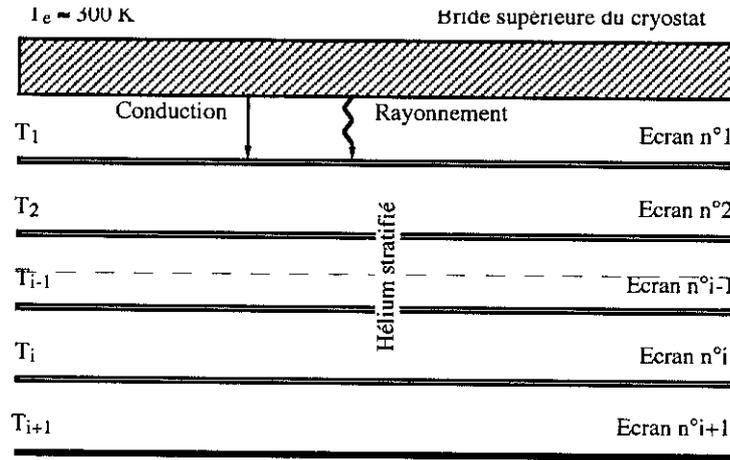


FIG. 2.10 – Rayonnement sur les écrans de cuivre du cryostat.

Le second terme représente la conduction thermique à travers l'hélium stratifié qui se trouve entre les écrans éloignés les uns des autres d'une distance l . Pour simplifier les calculs, et comme nous désirons n'avoir qu'une estimation du bilan thermique sur les écrans, nous prendrons :

$$\int_{T_{i+1}}^{T_i} k_{He}(T) dT = k_{He}(T_i)(T_i - T_{i+1})$$

En prenant en compte ces deux approximations, l'équation (2.3) devient :

$$\sigma \epsilon (T_{i-1}^4 - T_i^4) + \frac{k_{He}(T_{i-1})(T_i - T_{i-1})}{l} = \sigma \epsilon (T_i^4 - T_{i+1}^4) + \frac{k_{He}(T_i)(T_{i+1} - T_i)}{l}$$

On est alors amené à résoudre un système de n équations (n étant le nombre d'écrans) à n inconnues (T_1 à T_n). Les résultats obtenus à l'aide du logiciel mathématique Maple sont présentés dans le tableau 2.1.

Nbrs d'écrans	Température des écrans en K											
	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6
1 écran	226						252					
2 écrans	257	184					271	227				
3 écrans	264	210	102				279	252	212			
4 écrans	265	218	132	74			283	264	238	200		
5 écrans	266	222	145	107	59		286	271	252	228	191	
6 écrans	266	225	153	125	89	48	288	276	259	240	199	142

TAB. 2.1 – Températures d'équilibre des écrans en tenant compte de la conduction dans l'hélium stratifié à gauche et sans en tenir compte à droite.

La configuration finale choisie compte six écrans : le calcul de la température du dernier écran est de l'ordre de 50 K ce qui réduit les apports de chaleur dus au rayonnement de la plaque supérieure à quelques dizaines de mW sur la chambre de mesure.

Cependant, ce calcul ne prend pas en compte le refroidissement par l'hélium gazeux, qui remonte le long des parois latérales du cryostat avant d'entrer dans la ligne de transfert. En pratique, cette circulation de gaz froid permet un refroidissement très actif des écrans inférieurs, à tel point que nous avons dû ajouter du superisolant sur les écrans pour éviter que la bride supérieure ne givre. Le problème du rayonnement sur la chambre de mesure est donc sans objet, puisque c'est le gaz retournant au liquéfacteur qui emporte l'enthalpie correspondante. D'autre part, pour éviter que des rouleaux de convection d'hélium ne se forment entre les écrans et n'augmentent l'échange thermique entre ces derniers, nous avons espacé les écrans d'une dizaine de centimètres.

Le bilan final des apports de chaleur sur la chambre d'expérience est alors :

- par conduction : $P_{cond} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \approx 0,5 + 5,5 + 2,0 + 0,17 + 1,4 \approx 10\text{ W}$
- par rayonnement : $P_r \approx 20\text{ W}$
- soit au total $P_{total} = P_r + P_{cond} \approx 30\text{ W}$

C'est cette valeur que nous avons retenue dans le paragraphe 2.1.3 pour estimer l'élévation de température du gaz retournant au liquéfacteur, sur le dernier étage de Brayton.

Les considérations qui précèdent nous ont permis de dimensionner la partie haute du cryostat : nombre d'écrans de cuivre, superisolant et hauteur sur laquelle doit se faire cette isolation (environ 1 m). Nous allons décrire maintenant le système d'injection du gaz dans la partie basse du cryostat.

2.2.3 Le système d'injection du gaz

2.2.3.1 Dimensionnement de la buse

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le nombre de Reynolds est défini par :

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

où U est une vitesse caractéristique, L une longueur caractéristique, et ν la viscosité cinématique du fluide : $\nu = \frac{\eta}{\rho}$, où η est la viscosité dynamique du fluide (ou viscosité propre), et ρ sa masse volumique.

Dans un jet, le nombre de Reynolds se conserve : le produit $U.L$ (produit de la vitesse U en sortie de buse, par le diamètre L de la buse) reste constant, puisque le ralentissement de la vitesse moyenne le long du jet est compensé par l'augmentation de la section du jet.

On peut faire apparaître le débit massique D_m au niveau de la buse de section S :

$$D_m = S\rho U$$

où

$$S = \frac{\pi L^2}{4}$$

D'où :

$$Re = \frac{UL}{\nu} = \frac{D_m L}{S\rho\nu} = \frac{4D_m L}{\pi L^2 \eta} = \frac{4D_m}{\pi L \eta}$$

Soit à 4,2K et sous pression atmosphérique, avec D_m exprimé en g/s, et L en mm :

$$Re \approx 9,8 \cdot 10^5 \frac{D_m}{L}$$

Dans l'expérience de jet développée au CRTBT dans les années 90, nous avons pu atteindre des débits de l'ordre de 1 à 2 g/s à travers une buse de 2 mm de diamètre. C'est à dire un Reynolds voisin de 10^6 .

Dans l'expérience GReC, les moyens de réfrigération du CERN (réfrigérateur de 6 kW de puissance froide) nous permettent d'atteindre des débits massiques d'hélium de l'ordre de 300 g/s. Comme dans l'expérience du CRTBT, le jet est formé dans la chambre de mesure à l'aide d'une buse qu'il faut dimensionner de façon à rester largement subsonique. Pour cela, la vitesse maximale U_{max} (au niveau de l'orifice de la buse) doit rester inférieure à 0,5 fois la vitesse du son environ. Dans l'hélium vers 5K, la vitesse du son est voisine de 100 m/s.

Cette condition peut être exprimée en écrivant le diamètre minimal de la buse autorisant le plus fort Reynolds, tout en restant subsonique en sortie de buse. On a alors :

$$L_{min} = \sqrt{\frac{4D_m}{\pi U_{max}\rho}} \quad (2.4)$$

D'où :

$$Re_{max} = \frac{4D_m}{\pi L_{min}\eta} = \frac{4D_m}{\pi\eta} \sqrt{\frac{\pi U_{max}\rho}{4D_m}}$$

Le plus fort Reynolds accessible respectant la condition $U_{max} = U_s/2$ s'écrit alors :

$$Re = \frac{2}{\eta} \sqrt{\frac{U_s\rho}{2\pi}} \sqrt{D_m}$$

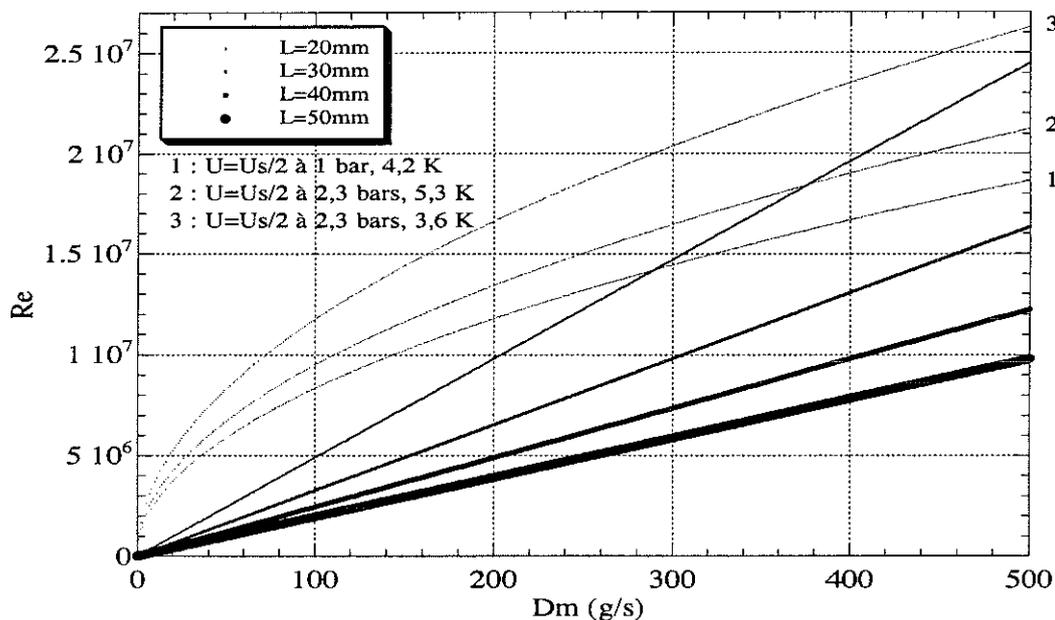


FIG. 2.11 – Les quatre droites illustrent la dépendance du Reynolds avec le débit massique, pour 4 diamètres de buse (2, 3, 4 et 5 cm) avec du gaz à 4,5 K et P_{atmos} . Nous avons aussi tracé la condition de vitesse limite, par trois lignes d'iso-vélocités à $U_{max} = U_s/2$, pour des valeurs de pression et de température de : 1 bar et 4,2 K, 2,3 bars et 5,3 K et 2,3 bars et 3,6 K.

La figure 2.11 montre que pour un débit de l'ordre de 300 g/s à 4,2 K et P_{atm} , le Reynolds maximal accessible serait voisin de 10^7 , c'est-à-dire un R_λ (voir § 1.1.2) de 6000. En effet, dans l'axe d'un jet, le R_λ est relié au Reynolds par : $R_\lambda \approx 1,74 \sqrt{Re}$ [21].

En comparaison, les plus grands nombres R_λ obtenus en soufflerie industrielle, sont de l'ordre de 3000. Dans l'atmosphère ou l'océan, des nombres de 8000 ont été enregistrés avec un record au-delà de 10000 [25] (cf § 1.2), mais dans des conditions très mal contrôlées. Notons que même dans de bonnes conditions, l'évaluation de R_λ est facilement entachée d'une incertitude pouvant atteindre 20 % (cf § 4.2.1).

Avec le liquéfacteur LINDE, en utilisant directement l'hélium froid produit à la sortie de la dernière détente Joule Thomson, des débits de 300 g/s peuvent être obtenus. D'après la formule (2.4), le diamètre de buse optimal correspondant est :

$$L = \sqrt{\frac{4D_m}{\pi U_{max} \rho}} \approx 2,5 \text{ cm}$$

C'est cette dimension que nous avons choisie comme diamètre du nez de la buse.

D'autre part, le jet en aval de la buse doit être indépendant de l'écoulement amont, c'est à dire dans la ligne de transfert. Pour cela, il faut s'efforcer d'écraser toutes les structures turbulentes présentes en amont pour obtenir un écoulement laminaire en sortie de buse. C'est pourquoi, on a placé à l'entrée de la buse un réseau en nid d'abeille³ de diamètre $\phi 240 \text{ mm}$ et de 20 mm d'épaisseur, constitué d'alvéoles hexagonales de 4 mm de côté (voir figure 2.12).

Pour laminariser le jet, un facteur déterminant à prendre en compte est le rapport de contraction entre la surface d'entrée et la surface de sortie de la buse. Dans notre cas, ce rapport est de $(\frac{240}{25})^2 = 92$. Pour plus de détails sur la géométrie des différentes pièces du système d'injection, on se reportera à l'Annexe A : Dessins des principales pièces de l'expérience.

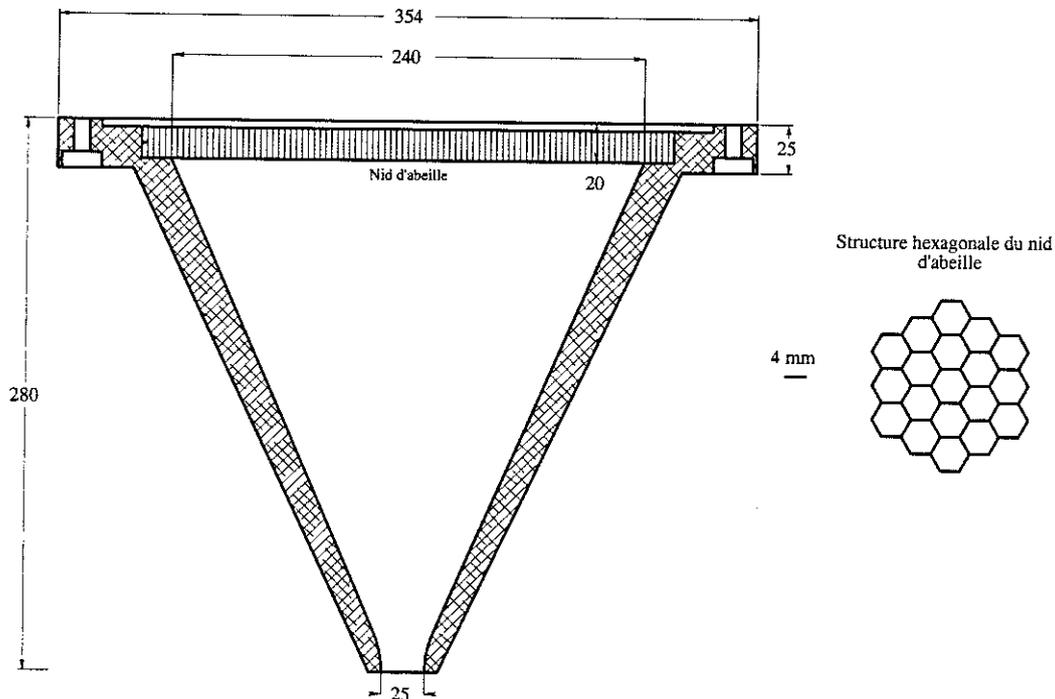


FIG. 2.12 - Schéma de la buse et de la structure alvéolaire du nid d'abeille.

3 - Nid d'abeille de type Al002640, en aluminium, Goodfellow.

2.2.3.2 Test de la buse et dimensionnement de la chambre

Les considérations précédentes nous ont permis de dimensionner la buse, mais un test grandeur nature dans un écoulement d'eau était nécessaire pour vérifier la qualité du jet formé. Ce test a été réalisé au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble. La visualisation du jet d'eau marqué à la fluorescéine permet de s'assurer de la laminarité à la sortie de la buse sur une longueur de quelques cm , avant de devenir turbulent. La visualisation du cône potentiel⁴ de la buse et son alignement dans l'axe de celle-ci constituent un test de l'efficacité de la grille en nid d'abeille et du rapport de convergence. Nous avons supposé que les résultats obtenus dans l'eau à des Reynolds de l'ordre de 10^5 pouvaient être extrapolés aux écoulements d'hélium gazeux de notre expérience [32].

Dans un jet, l'angle d'ouverture α est d'environ 25° [33] et le diamètre Φ du jet est donné par la relation (cf figure 2.13) :

$$\Phi \approx 2d \tan \frac{\alpha}{2} \quad (2.5)$$

où d est la distance à la buse et α l'angle d'ouverture du jet.

Sachant que le diamètre maximal de la chambre d'expérience est de l'ordre de la taille de l'intérieur du cryostat soit $1,1 m$, le jet va venir au contact des parois à une distance de $2,5 m$ de la buse environ d'après la relation (2.5). Afin que l'écoulement turbulent puisse se développer librement avant d'atteindre les parois, la hauteur de la chambre d'expérience doit être de l'ordre de $2,5 m$ soit 100 fois le diamètre de la buse.

Avant de sortir par le bas de l'enceinte de mesure, A. Naert [32] a montré qu'une grille placée perpendiculairement à l'écoulement, en aval des détecteurs, permet de stabiliser le jet. Cette grille brise les structures dont la taille est de l'ordre du diamètre du cryostat et qui sont responsables de l'accrochage aléatoire du jet contre les parois de la chambre. Nous avons placé la grille à $825 mm$ (environ 33 diamètres de buse) en dessous des détecteurs, c'est-à-dire à une distance supérieure aux plus grandes structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement, afin de ne pas perturber les mesures.

En aval de la grille, le gaz sort de la chambre de mesure et le retour se fait dans l'espace annulaire entre la paroi interne du cryostat et la paroi externe de la chambre de mesure. Ce système d'évacuation présente l'avantage d'améliorer très sensiblement la thermalisation de la chambre d'expérience (cf Chapitre 2, § Le cryostat).

Afin d'être dans un régime de turbulence pleinement développée, la zone de mesure dans le jet peut s'étendre jusqu'à 80 fois le diamètre de la buse, soit environ $2 m$. Le

4 – L'état de surface au niveau de l'orifice de la buse est de $Ra \approx 0,2 - FF - po. mécanique.$

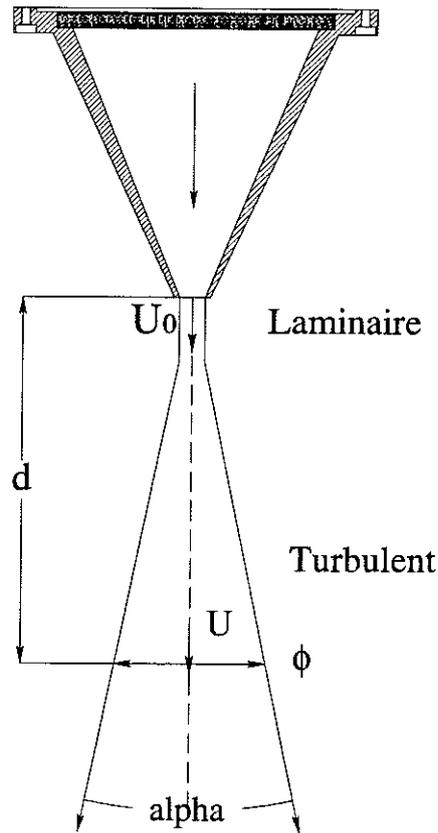


FIG. 2.13 – Paramètres caractérisant le jet.

diamètre du jet serait alors de l'ordre de 90 cm , et l'interaction du jet avec les parois du cryostat serait alors inévitable.

Etant données les dimensions de notre cryostat et de la chambre d'expérience ($1,1\text{ m}$ de diamètre et $2,5\text{ m}$ de longueur), nous avons effectué des mesures à une distance de $50L$, ce qui correspond à une situation classique. Les capteurs sont similaires à ceux utilisés dans les expériences de jet du CRTBT [34] [32] [35]. Ils fonctionnent dans la même gamme de vitesse, l'augmentation du Reynolds étant due à l'augmentation du diamètre du jet au point de mesure.

Pour avoir une connaissance quantitative des caractéristiques du jet, et en particulier du débit d'hélium à la sortie de la ligne de transfert, nous avons développé un débitmètre cryogénique fonctionnant à 5 K et pouvant travailler sur une très large gamme de débits (typiquement de quelques g/s à quelques centaines de g/s).

2.3 Débitmètre cryogénique

2.3.1 Mesures de débit

2.3.1.1 Principe des débitmètres massiques industriels

Il existe de nombreuses techniques pour mesurer des débits de fluides. La technique que nous avons mise en œuvre s'inspire des débitmètres massiques industriels.

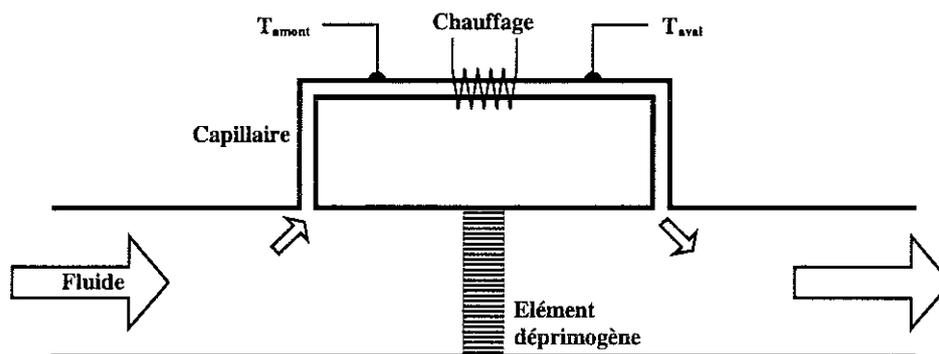


FIG. 2.14 – Principe de fonctionnement d'un débitmètre industriel.

Ce type de débitmètre fonctionne sur le principe suivant : dans une conduite, le fluide traverse un élément « déprimogène » (c'est à dire provoquant une légère chute de pression). Un tube capillaire, monté en dérivation, est alors parcouru par une petite fraction du débit total : en régime laminaire, cette fraction est proportionnelle au débit total de fluide.

Sur le capillaire, un chauffage élève légèrement la température du fluide, et l'on mesure la différence de température entre l'amont et l'aval du chauffage. A vitesse nulle dans le capillaire, le profil de température est symétrique, et la différence de température est nulle. Lorsque le fluide circule dans le tube, la compétition entre la conductivité thermique du capillaire, et l'effet d'entraînement du fluide chauffé, provoque un déséquilibre du profil. La mesure de la différence de température varie alors linéairement avec le débit.

Cependant, à fort débit, l'effet d'entraînement de la chaleur par le fluide l'emporte sur la conduction thermique du capillaire, et provoque une saturation de la dépendance débit-différence de température. A puissance de chauffage constante et si le débit augmente encore, la différence de température diminue, et l'évolution asymptotique du profil tend vers un plateau.

Cette limite intrinsèque restreint l'étendue de mesure d'un débitmètre donné à environ une décade en débit. Lorsque l'on veut réaliser des mesures sur plusieurs ordres de grandeur, on doit utiliser plusieurs débitmètres dont les sections et pertes de charge sont ajustées afin de couvrir le domaine de travail désiré. Ceci pose généralement un problème

de recouplement des valeurs mesurées à la transition entre les gammes des divers débitmètres.

2.3.1.2 Principe du débitmètre massique «vrai»

Grâce à la sensibilité d'un thermocouple différentiel supraconducteur-normal, nous avons mis en œuvre un débitmètre massique «vrai», adapté à une large étendue de débits. Le principe est le suivant : dans une conduite dont les parois sont thermiquement isolantes, on élève la température de l'ensemble du fluide par un chauffage résistif (fournissant une puissance P). La petite différence de température ΔT entre l'amont et l'aval du chauffage est mesurée à l'aide du thermocouple, et le débit massique \dot{m} est relié à ΔT suivant (cf figure 2.15) :

$$P = \int_T^{T+\Delta T} \dot{m} C dT \quad (2.6)$$

Pour une élévation de température faible, la capacité calorifique du fluide considéré C peut être considérée comme constante et la relation (2.6) se réduit à :

$$P = \dot{m} C \Delta T \quad (2.7)$$

Dans notre expérience, la température absolue et la pression sont mesurées, par ailleurs, à l'aide d'une résistance de Germanium et d'une jauge de pression⁵ Digiquartz (cf chapitre 3, figure 3.1).

Cette relation est exacte, à condition que toute la puissance dissipée par le chauffage contribue à l'élévation de la température du fluide, et ne soit pas perdue à travers les parois de la conduite. D'où la nécessité d'avoir des parois thermiquement isolantes. D'autre part, il est nécessaire d'avoir un écoulement suffisamment important pour que la diffusion de la chaleur à contrecourant (vers l'amont) puisse être négligée devant le transport de chaleur par le fluide vers l'aval de la conduite.

2.3.2 Principe de fonctionnement du thermocouple

2.3.2.1 Mesures de différences de températures

La mesure d'une différence de température à l'aide de deux thermomètres calibrés est limitée par la précision absolue des deux thermomètres employés. La mesure d'une différence de température à l'aide d'un thermocouple permet une plus grande précision et une bonne linéarité lorsqu'on travaille dans un domaine restreint de température.

5 - DIGIQUARTZ Modèle 1000 (Paroscientific, INC).

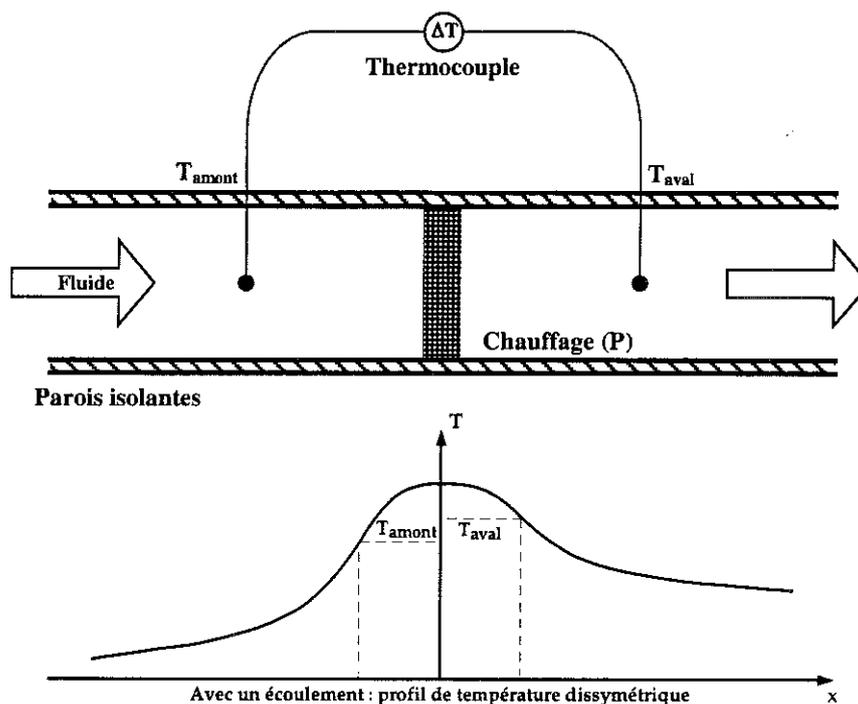


FIG. 2.15 – Principe de fonctionnement d'un débitmètre massique «vrai».

Il y a quelques années, nous avons développé au CRTBT un système de mesure de différences de températures fonctionnant à l'aide d'un thermocouple [36].

Monté en différentiel, un thermocouple fournit une tension ΔU dépendant de la différence de température ΔT entre les soudures (ou jonctions) froide et chaude (voir figure 2.16). La sensibilité du thermocouple est accrue si l'on augmente le nombre de paires de fils entre le point froid et le point chaud (tous les fils sont branchés en série). D'autre part, cette sensibilité dépend de la différence $S = s_2 - s_1$ entre les coefficients thermoélectriques absolus des métaux M_2 et M_1 qui forment les jonctions ($s_1 > 0$ et $s_2 > 0$). L'utilisation d'un métal supraconducteur (de coefficient thermoélectrique s_2 nul) permet d'obtenir une plus grande sensibilité qu'avec deux métaux usuels : $S = s_1$.

Dans notre cas, l'association d'un matériau supraconducteur (NbTi) avec du constantan permet d'atteindre aux alentours de 5 K, une sensibilité de l'ordre de $30 \mu V/K$ pour 29 allers-retours de fils (soit 58 jonctions).

2.3.2.2 Court-circuit de zéro

Aussi purs soient-ils, les deux fils de mesure (métal M_0 généralement en cuivre) peuvent présenter à leurs bornes une tension résiduelle, même en l'absence de différence de température ($\Delta T = 0$). Cet effet est essentiellement dû à l'inhomogénéité des impuretés du cuivre le long du gradient thermique entre le thermocouple et l'ambiante, où s'effectue la

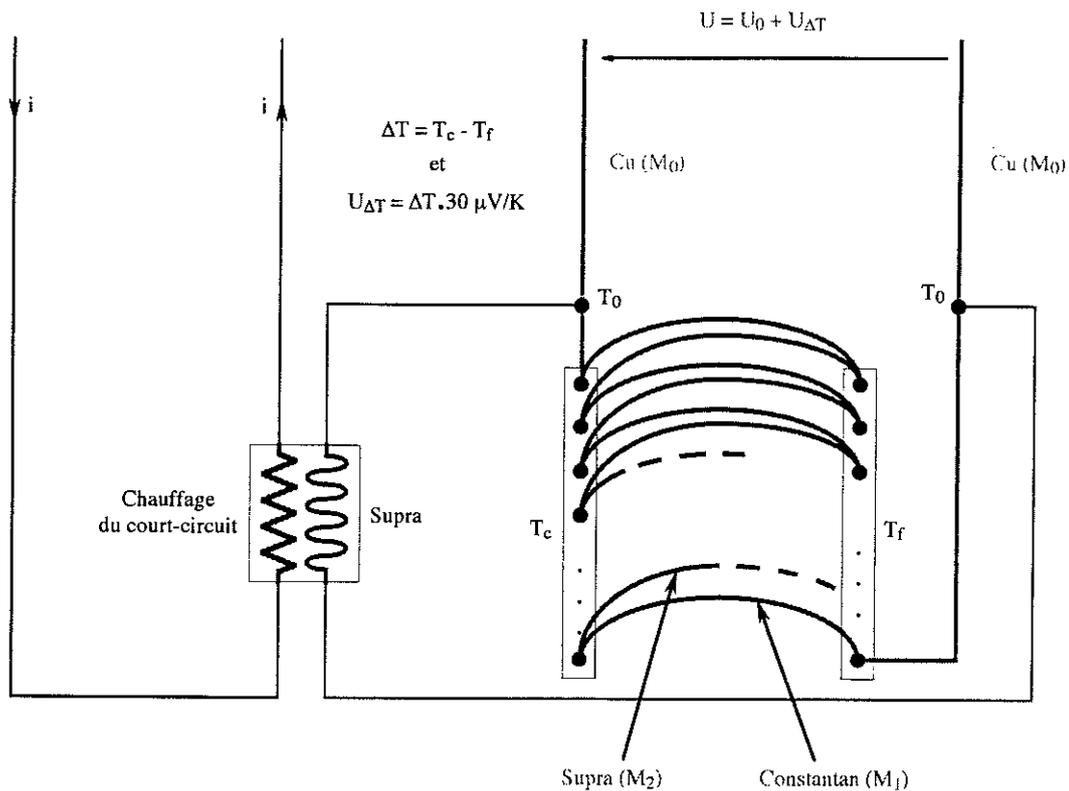


FIG. 2.16 – Schéma du thermocouple constantan-supraconducteur.

mesure de tension.

Pour s'affranchir de cet effet, il est nécessaire de mesurer précisément la valeur de cette tension résiduelle. Pour cela, on utilise un court-circuit électrique contrôlé à distance : les bornes du thermocouple (extrémités froides) sont court-circuitées en deux points de même température, par un fil supraconducteur dont l'état dépend d'un petit chauffage :

- En mode calibrage de zéro (mesure de tension résiduelle), le chauffage n'est pas activé, et le court-circuit supraconducteur présente une résistance nulle. On mesure alors la tension résiduelle (ou parasite) U_0 aux bornes des fils de cuivre. Cette tension est seulement caractéristique des fils de cuivre le long du gradient thermique vers l'ambiante, et ne dépend pas d'une éventuelle différence de température.
- En mode mesure, le chauffage fonctionne, et le court-circuit devenu normal présente une résistance suffisamment élevée pour ne pas perturber la tension thermoélectrique. La tension U mesurée aux bornes des fils de cuivre est la somme de la tension résiduelle U_0 , et de la tension due à la différence de température ΔT : $U = U_0 + U_{\Delta T}$. Connaissant le terme U_0 , on peut en déduire la valeur de la tension $U_{\Delta T}$ dépendant de la différence de température ΔT .

2.3.2.3 Constitution du thermocouple

Le thermocouple est constitué de deux plaquettes d'environ 3 cm de côté. Ces plaquettes sont composées de quatre couches superposées : une épaisseur d'aluminium de $1,5\text{ mm}$, une couche d'isolant de $125\mu\text{m}$, un film de cuivre de $35\mu\text{m}$ surmonté d'une couche photosensible positive. En soumettant la couche photosensible à un rayonnement UV , on grave sur chaque plaque 29 plots de cuivre de 2 mm de côté sur lesquels sont soudés un fil de constantan et un fil de NbTi qui font l'aller-retour entre les deux plaquettes (voir figure 2.17).

Pour étalonner ce thermocouple, nous avons réalisé un système représenté sur la figure 2.17. Une des plaquettes du thermocouple est vissée sur un support en cuivre thermalisé à $4,2\text{ K}$ par l'intermédiaire de la bride en acier inoxydable de la boîte. Sur ce même support en cuivre est collé le court-circuit supraconducteur et son chauffage (une jauge de contrainte de 350Ω). Pour réduire les apports de chaleur par conduction thermique provenant des fils de mesure, nous les avons enroulés autour de deux plots en cuivre dont l'extrémité baigne dans l'hélium liquide à $4,2\text{ K}$. Enfin, un fil de constantan d'une centaine d'Ohms assure le chauffage de l'une des deux plaquettes du thermocouple.

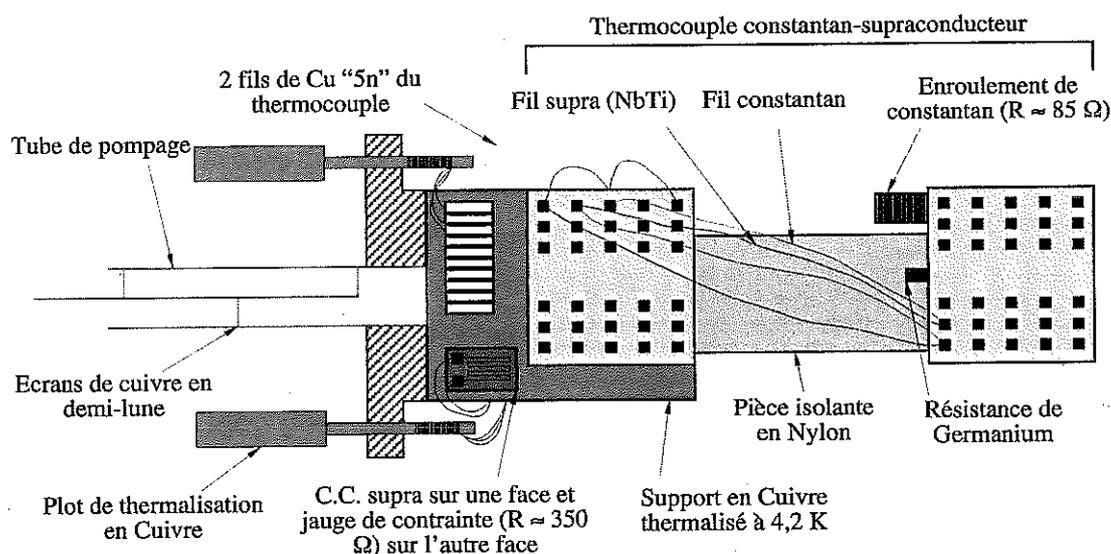


FIG. 2.17 – Montage réalisé pour l'étalonnage du thermocouple. Le capot du calorimètre n'est pas représenté.

2.3.2.4 Etalonnage du thermocouple constantan-supraconducteur

Pour étalonner le thermocouple constantan-supraconducteur, nous l'avons placé dans un calorimètre sous vide et plongé dans un vase à hélium liquide. A l'aide du chauffage, on chauffe le plot du bas du thermocouple, l'autre plot étant thermalisé à la température de l'hélium liquide à la pression atmosphérique c'est-à-dire environ $4,2\text{ K}$. Les mesures

de la température de l'extrémité chaude au moyen d'une résistance de Germanium et de la différence de tension aux bornes du thermocouple à l'aide d'un nanovoltmètre⁶ nous permettent de relier ΔT et ΔU et ainsi de calibrer notre thermocouple.

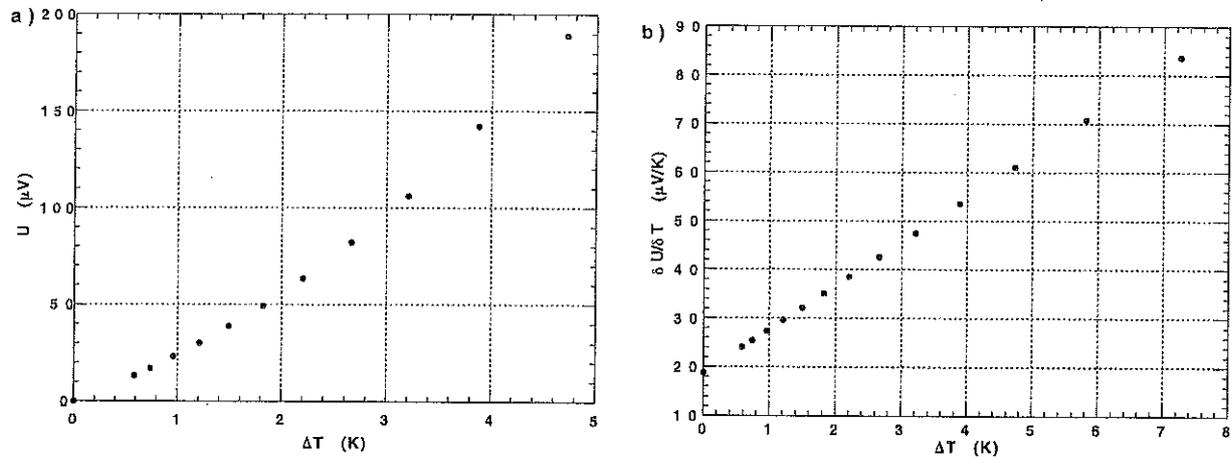


FIG. 2.18 – Graphes de la tension a) et de la sensibilité ($\frac{\delta U}{\delta T}$) b) du thermocouple en fonction de la différence de température imposée.

Les résultats obtenus montrent une sensibilité du thermocouple de l'ordre de $30 \mu V/K$ c'est à dire d'environ $300 nV$ pour un ΔT de $10 mK$ entre les deux plots du thermocouple.

2.3.3 Ordres de grandeur

Nous pouvons estimer les ordres de grandeurs pour la situation qui nous intéresse : le fluide considéré est de l'hélium gazeux vers $4,2 K$. La capacité calorifique est supposée constante, égale à $5,2 J/g.K$. Les débits considérés ici s'étendent de $1 g/s$ à $500 g/s$ (soit de $6,15$ à plus de 3000 litres gazeux par seconde à $300 K$).

Sur la figure 2.19 sont représentées 4 courbes théoriques correspondant à des différences de températures de $1, 10, 100$ et $1000 mK$. Les puissances appliquées correspondantes s'étendent sur plus de trois ordres de grandeur, et nous voyons que pour une différence de température modérée, de $10 mK$ par exemple, ces puissances ont des valeurs raisonnables ($10 mW$ à $40 W$).

2.3.4 Dimensionnement du débitmètre

Toujours dans la situation qui nous intéresse, nous pouvons estimer quelques caractéristiques dimensionnelles et thermiques du débitmètre en fixant des critères simples. Le premier critère est celui de la vitesse du fluide dans la conduite : la vitesse doit rester nettement subsonique pour que le débitmètre n'introduise pas de perte de charge excessive.

6 – Nanovoltmètre de type Agilent 34420 A

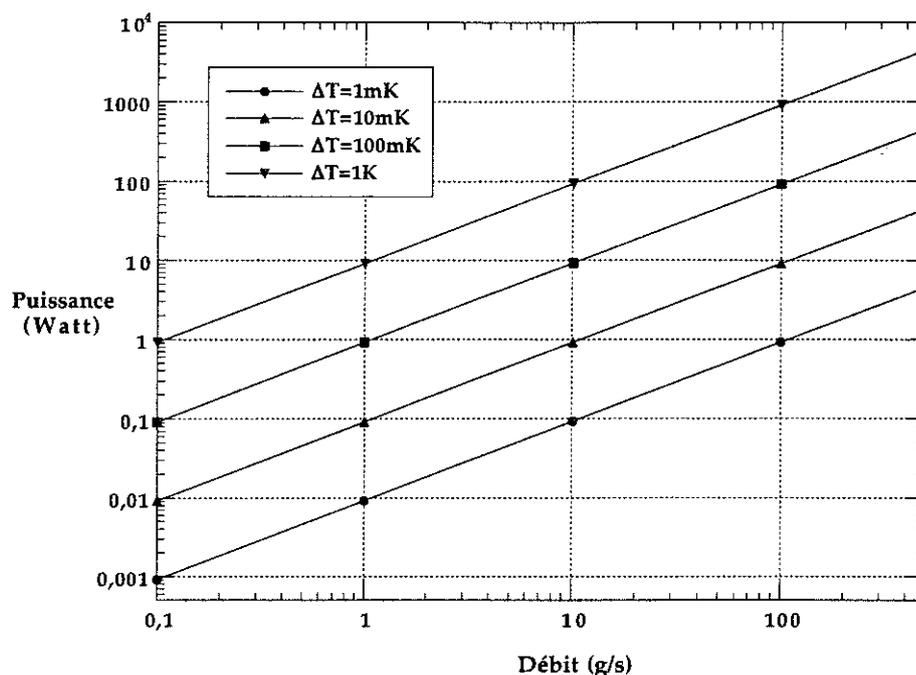


FIG. 2.19 – Puissance injectée dans l'écoulement en fonction du débit d'hélium et pour différents ΔT .

La relation entre le débit massique D_m et la vitesse moyenne du fluide v_m est :

$$D_m = \rho S v_m \quad (2.8)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, et S la section de la conduite. La vitesse du son v_s dans l'hélium gazeux vers 4,2 K est de l'ordre de 100 m/s. Pour un débit maximal de 500 g/s, et en se limitant à une vitesse moyenne dans la conduite de l'ordre $v_s/10 \approx 10$ m/s, on obtient $S \approx 30$ cm². C'est à dire une conduite de 6 cm de diamètre environ.

Le deuxième critère concerne la bonne homogénéité de la température du fluide en aval du chauffage. Nous avons réalisé un chauffage résistif à l'aide d'un fil unique disposé en réseau parallèle dans l'écoulement (figure 2.20), avec environ 20 traversées. Dans une conduite de 6 cm de diamètre, le maillage aurait alors un espacement de 3 mm environ. On sait, qu'en aval d'une grille, on a une bonne homogénéité en température dans l'écoulement à une distance de l'ordre de 50 fois la maille, c'est à dire ici 15 cm après le chauffage (on peut augmenter l'homogénéisation en température en plaçant une grille juste après le chauffage). En prenant la même distance entre la borne amont du thermocouple et le chauffage (ce qui permet au débitmètre de fonctionner indifféremment dans les deux sens), la longueur caractéristique totale du débitmètre est alors de 30 cm.

Le troisième critère concerne l'isolation thermique du débitmètre. Pour évaluer la résistance thermique minimale du matériau constituant les parois, on peut se fixer comme objectif que les pertes se limitent à 1 % de la puissance appliquée.

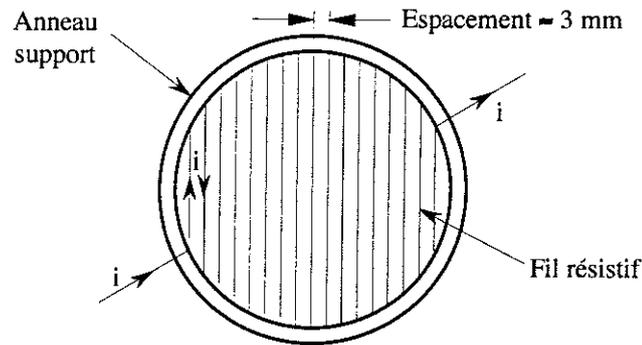


FIG. 2.20 - Réseau de chauffage du débitmètre.

Supposons que l'élévation de température due au chauffage dans le débitmètre soit de l'ordre de $100mK$, et que la température à l'extérieur de la paroi soit égale à la température T_0 du fluide entrant. Les pertes thermiques P_p dans l'épaisseur de la paroi (cylindrique) peuvent s'écrire approximativement :

$$P_p = \kappa \Delta T \left(\frac{ap}{e} \right) \quad (2.9)$$

où κ est la conductivité thermique du matériau constituant les parois, et où a , p et e sont respectivement les dimensions caractéristiques de la conduite, longueur, périmètre moyen et épaisseur de la paroi.

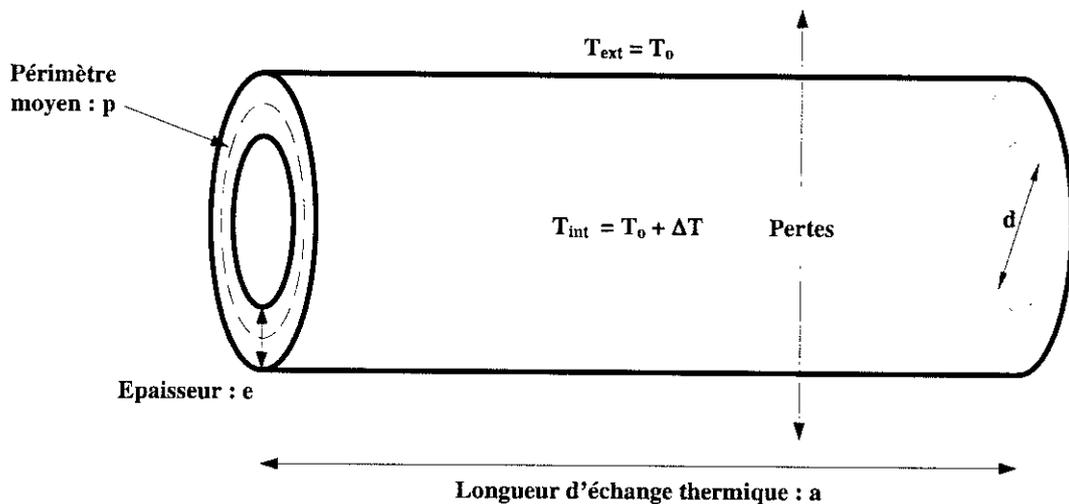


FIG. 2.21 - Représentation schématique de la conduite pour simuler les pertes thermiques.

En prenant des dimensions «raisonnables», c'est à dire $e \approx d/2$ avec $d = 6\text{ cm}$, un périmètre moyen $p \approx 3\pi d/2$, une longueur $a \approx 15\text{ cm}$, et en considérant le cas le plus restrictif, c'est à dire lorsque la puissance appliquée pour obtenir cette élévation de température est faible (de l'ordre de $0,1\text{ W}$ pour un débit faible de 1 g/s), on obtient : $P_p = 1\%$ de $0,1\text{ W} = 1\text{ mW}$ d'où l'estimation de la conductivité du matériau à utiliser :

$$\kappa = \frac{P_p}{\Delta T} \left(\frac{e}{ap} \right) \approx 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm K} \quad (2.10)$$

Peu de matériaux présentent une conductivité thermique aussi faible. Dans un premier temps, nous avons envisagé la fabrication d'un débitmètre à parois de Nylon⁷, mais la réalisation d'une bonne étanchéité avec des matériaux polymères est contraignante en raison de la fragilité de ce type de matériaux à basse température. Nous avons donc retenu une autre solution qui consiste à réaliser une isolation sous vide avec une double paroi en acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur environ. Cependant cette solution a entraîné certains problèmes d'étanchéité qui ont nécessité l'utilisation de joints indium et de joints cuivre, ainsi que la réalisation d'un soufflet permettant de rattraper les jeux mécaniques (figure 2.22).

2.3.5 Limites de fonctionnement

2.3.5.1 Limite de mesure à faible débit

A faible débit, la vitesse de déplacement du fluide dans la conduite est petite. A la limite, si cette vitesse devient comparable à la vitesse de diffusion de la chaleur dans le fluide, le profil de température sera faussé et une partie de l'échauffement sera «vue» par la borne amont du thermocouple. Pour estimer cet effet, nous pouvons comparer le temps de diffusion de la chaleur dans la conduite au temps de déplacement de l'écoulement entre la borne amont du thermocouple et le chauffage.

Le temps de diffusion de la chaleur peut être estimé comme :

$$\tau_{diff} = \frac{a^2}{D} \approx \frac{225 \cdot 10^{-4}}{5,9 \cdot 10^{-8}} \approx 38 \cdot 10^4$$

où a est une dimension caractéristique du système (que l'on prendra de l'ordre de la distance entre la borne amont du thermocouple et le chauffage: $a \approx 15 \text{ cm}$), et D est la diffusivité thermique du fluide. Dans l'hélium gazeux à 4,2 K, la diffusivité vaut $D \approx 5,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, et le temps de diffusion est approximativement : $\tau_{diff} = 380\,000 \text{ secondes}$.

Le temps de déplacement du fluide s'écrit :

$$\tau_{dépl} = \frac{a}{v_m}$$

où v_m est la vitesse moyenne du fluide dans la conduite. Pour un débit d'hélium de 0,1 g/s, toujours à 4,2 K et à pression atmosphérique, la vitesse la plus faible est de l'ordre de 2 mm/s, et le temps de déplacement est de 75 secondes.

7 - $K_{Nylon} \approx 10^{-4} \text{ W / cm.K}$ à 4,2 K

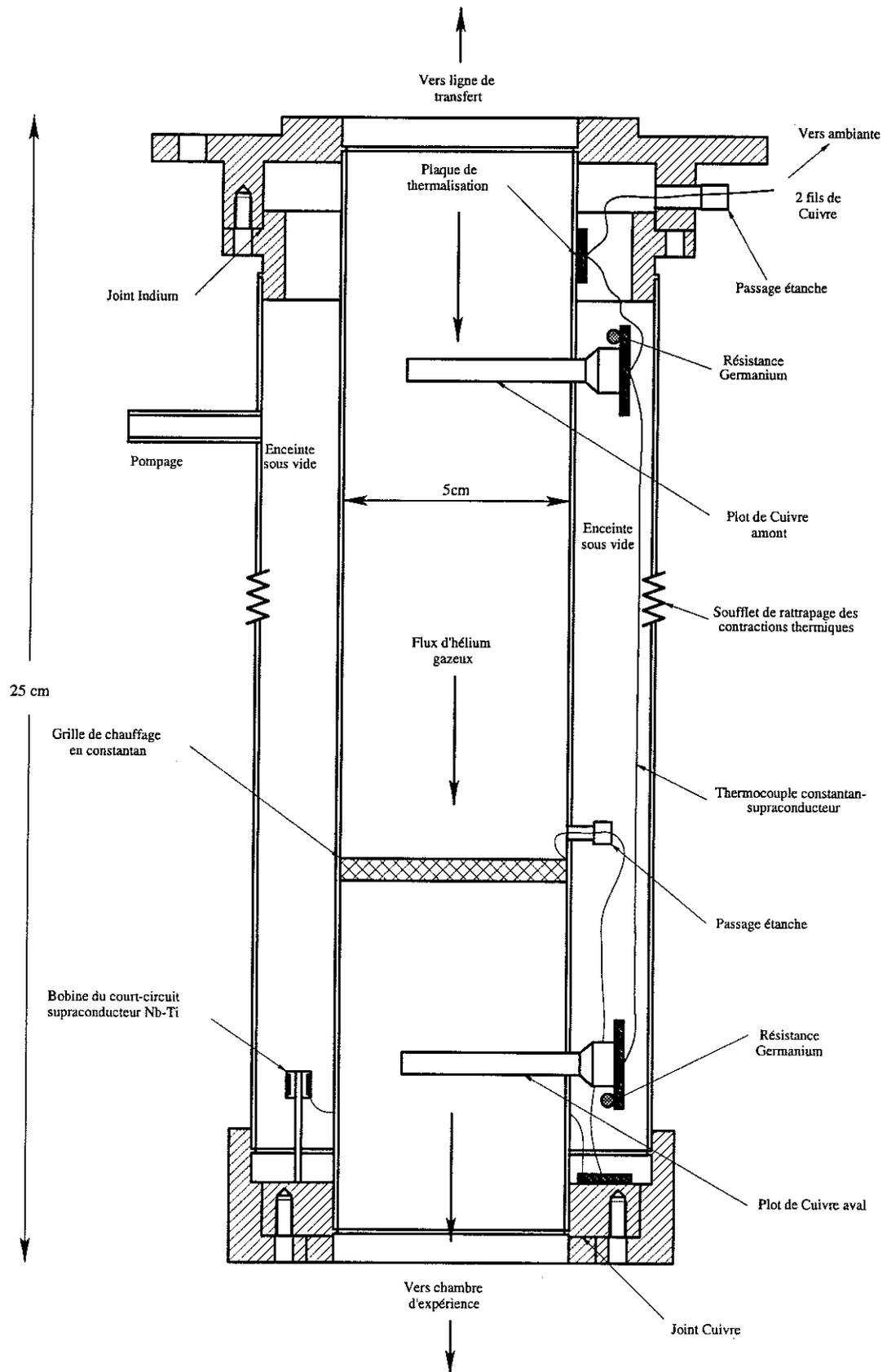


FIG. 2.22 – Vue d'ensemble du débitmètre complet.

D'après cette estimation, on voit que la mesure ne devrait pas être faussée par un étalement diffusif de la température.

2.3.5.2 Limite de mesure à fort débit

Pour les plus forts débits ($\approx 300 \text{ g/s}$), on voit sur la figure 2.19 que la puissance à appliquer reste modérée, de l'ordre de 50 W pour obtenir un ΔT de 10 mK . Si de telles puissances sont inhabituelles dans des cryostats de laboratoire, en revanche elles paraissent tout à fait admissibles en regard des débits concernés.

2.3.6 Modes de fonctionnement

Ce débitmètre peut fonctionner suivant deux modes :

2.3.6.1 Puissance constante

La puissance dissipée dans le chauffage est constante et les variations du débit provoquent une variation inverse de ΔT . A faible débit, ce mode de fonctionnement peut provoquer un échauffement excessif du fluide ; dans un premier temps ceci peut conduire le thermocouple à sortir de son domaine de linéarité, et à la limite, si la température dépasse la température critique des fils supraconducteurs, le système ne fonctionnera plus. A fort débit, l'élévation de température resterait faible, et ce mode de fonctionnement à puissance constante pourrait être limité par la résolution du thermocouple.

2.3.6.2 Différence de température constante

La puissance dissipée dans le chauffage est asservie afin de maintenir une différence de température constante aux bornes du thermocouple. Ceci permet d'une part de s'affranchir des limites liées au mode de fonctionnement à puissance constante (§ précédent). D'autre part, la régulation d'une puissance de chauffage est a priori facile et précise. Avec ce mode de fonctionnement, on n'utilise pas pleinement la dynamique de mesure du thermocouple, mais on peut en revanche espérer mettre en oeuvre une régulation très précise, grâce à la forte sensibilité du thermocouple. Par ailleurs, le mode de fonctionnement à ΔT constante conduit à un profil de température constant dans la conduite quel que soit le débit, ce qui est favorable du point de vue des éventuelles pertes vers l'extérieur (non parfaite isolation thermique de la conduite), qui sont alors constantes. Bien que nécessitant une régulation de puissance précise, ce mode de fonctionnement à différence de température constante est donc préférable au mode de fonctionnement à puissance constante. Nous l'avons adopté.

La figure 2.22 représente une vue en coupe détaillée du débitmètre, la photo 2.23 montre le débitmètre sans sa paroi extérieure (vue de face et de dessus), on peut voir notamment le thermocouple constantan-supraconducteur. L'élément séparé, à droite sur les photos, est la grille de chauffage (non montée).

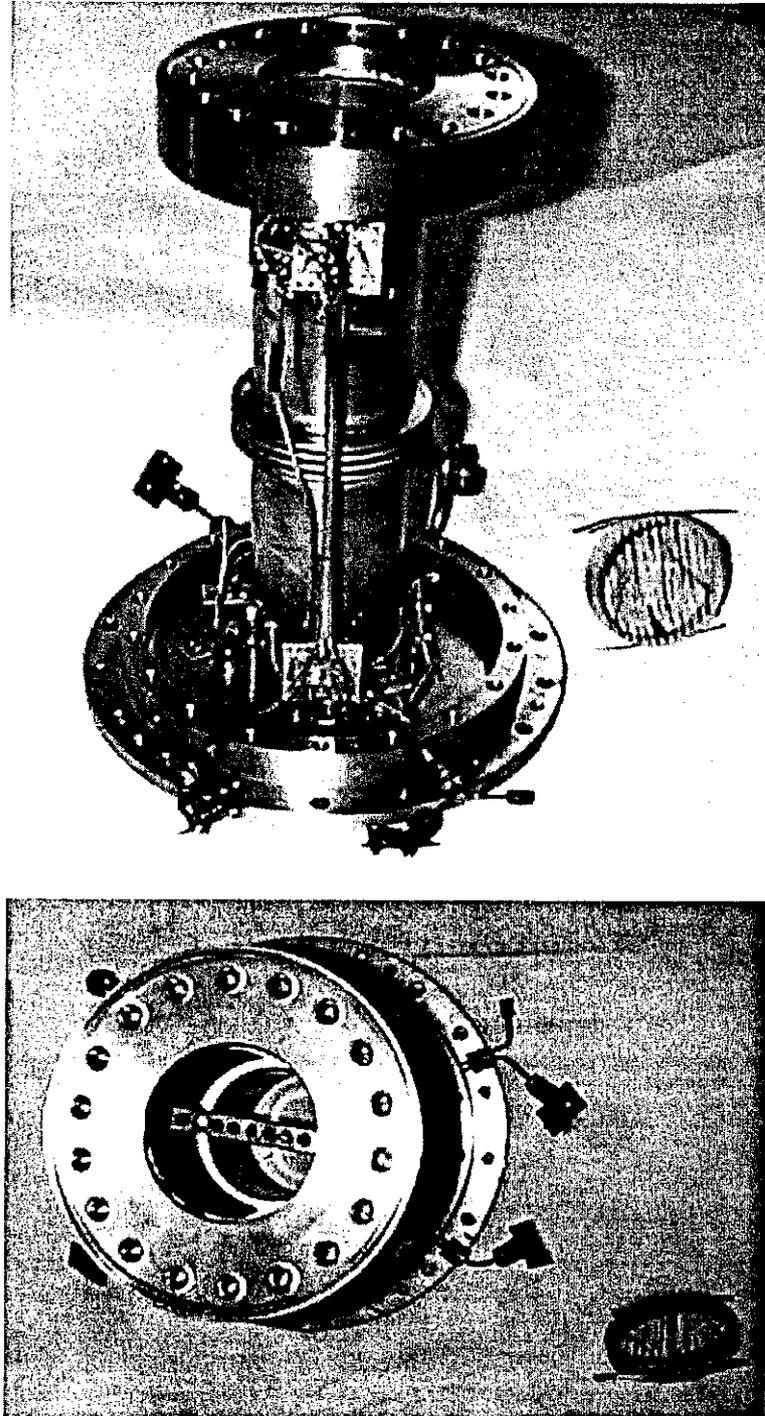


FIG. 2.23 - *Vue de face et de dessus du débitmètre.*

Après avoir présenté l'amont de l'écoulement, nous allons décrire le système se trouvant dans la chambre d'expérience et en particulier le système de support des capteurs.

2.4 Déplacement vertical et transversal des détecteurs

La chambre de mesure ayant des dimensions relativement importantes (2,5 m de hauteur et plus de 1 m de diamètre), il a été nécessaire de développer un système de déplacement transversal et vertical des capteurs fonctionnant à froid (5 K).

Le premier objectif est de pouvoir positionner les détecteurs en différents points du jet afin de pouvoir faire des mesures locales de vitesse, en turbulence inhomogène, hors de l'axe du jet. D'autre part, les détecteurs étant très fragiles, pour augmenter nos chances de réussite, nous avons disposé trois détecteurs côte-à-côte (voir figure 2.24) que l'on peut déplacer à notre gré afin de réaliser des mesures avec celui des trois qui nous paraît être le plus performant.

La figure 2.24 présente le système de déplacement dans son ensemble c'est-à-dire le déplacement vertical et le déplacement horizontal au sein du cryostat.

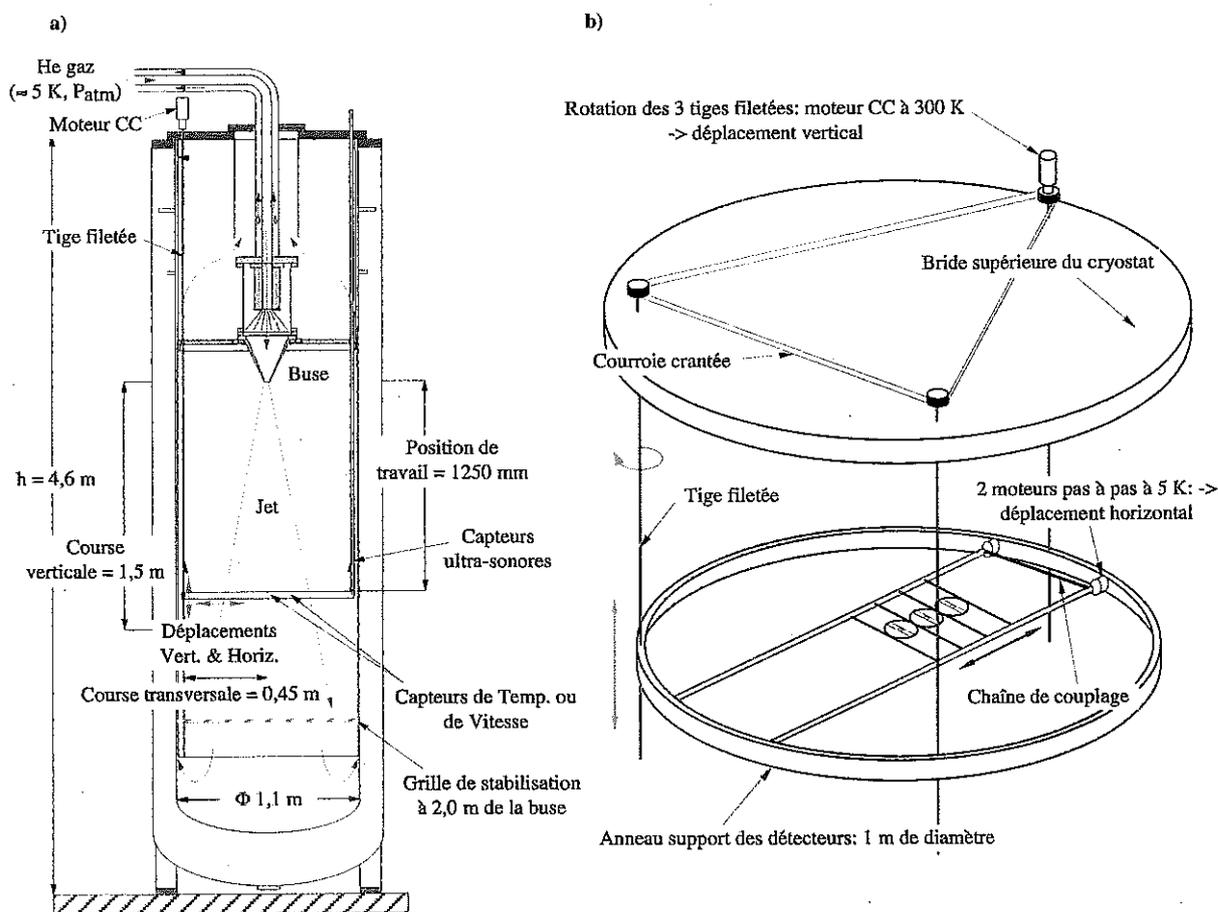


FIG. 2.24 - Schéma du système de déplacement des capteurs dans la chambre d'expérience. a) vue d'ensemble et b) vue schématique et en perspective du déplacement vertical et transversal.

2.4.1 Déplacement vertical

L'anneau de 1 m de diamètre qui supporte les détecteurs de mesure (anémomètres et capteurs acoustiques) peut être translaté verticalement dans la chambre d'expérience grâce à trois tiges filetées solidaires entre elles par l'intermédiaire d'une courroie crantée qui est entraînée par un moteur⁸ à courant continu. Dans la chambre de mesure, la plage de déplacement s'étend du nez de la buse à une distance de 60 diamètres de celle-ci, soit une course de 1,5 m environ. La plupart des mesures ont été effectuées à une distance de la buse de 50 diamètres soit environ 1250 mm. Le déplacement vertical est commandé et contrôlé par ordinateur par l'intermédiaire d'une fenêtre de dialogue développée à l'aide de la bibliothèque MANIP en langage C. Le déplacement est mesuré à l'aide d'un codeur optique (compte tours) incorporé au moteur à courant continu (voir figure 2.25). Le détail de l'électronique des systèmes de commande du déplacement vertical et transversal peut être consulté dans l'Annexe B.

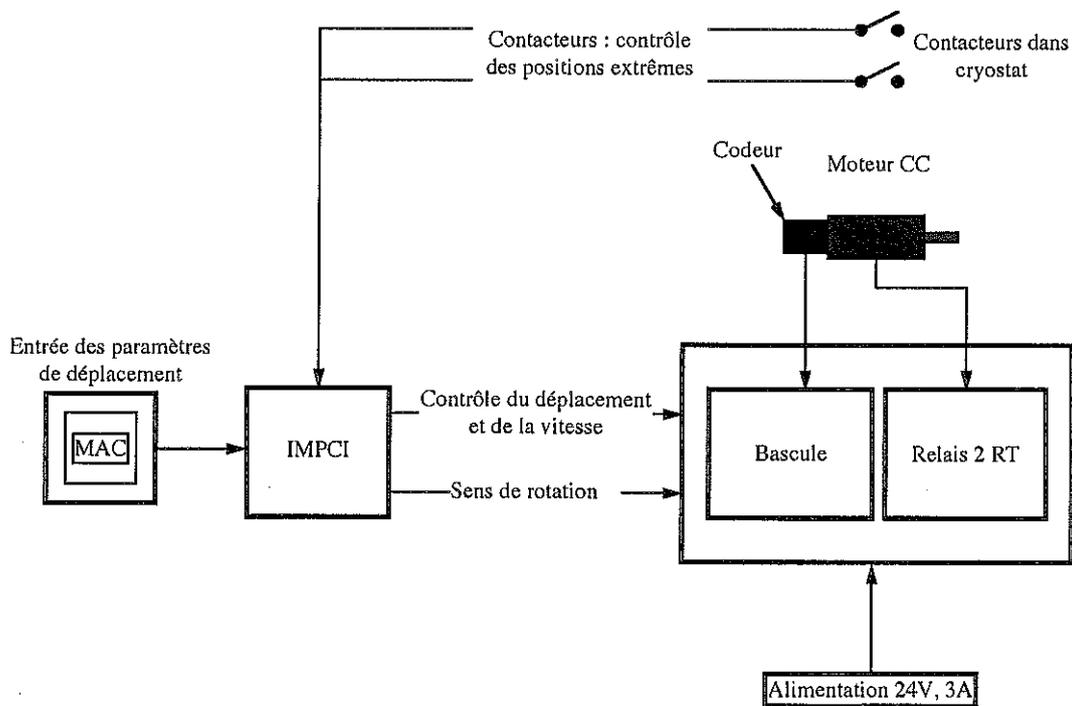


FIG. 2.25 – Schéma synoptique du système de commande et de contrôle du déplacement vertical.

Le déplacement vertical est également très utile afin de pouvoir accéder aisément, depuis le haut du cryostat, aux capteurs lors des phases de démontage et de remontage de l'expérience, en faisant monter le système en haut de la chambre de mesures.

8 – Moteur Maxon de type 2260L-885.

2.4.2 Déplacement horizontal

Deux rails parallèles en laiton sont fixés à l'anneau en aluminium. A l'extrémité de ces rails, deux moteurs pas à pas sont positionnés de façon à mettre en rotation deux tiges filetées. Les capteurs se situent au centre de trois anneaux d'aluminium de 12 cm de diamètre, eux même fixés sur un chariot qui glisse sur les deux rails en laiton au moyen de deux passages taraudés ajustés aux vis sans fin. Le déplacement du chariot est de 1 mm par tour de vis (figure 2.26 et photographie 2.28).

Pour contrôler la rotation des vis sans fin, et déterminer la position du chariot, nous avons mis au point un système composé de deux poulies solidaires des deux tiges filetées. Sur ces deux poulies sont collés deux aimants qui, deux fois par tour, viennent fermer les contacteurs d'ampoules ILS⁹ positionnées juste en dessous des poulies (figure 2.26).

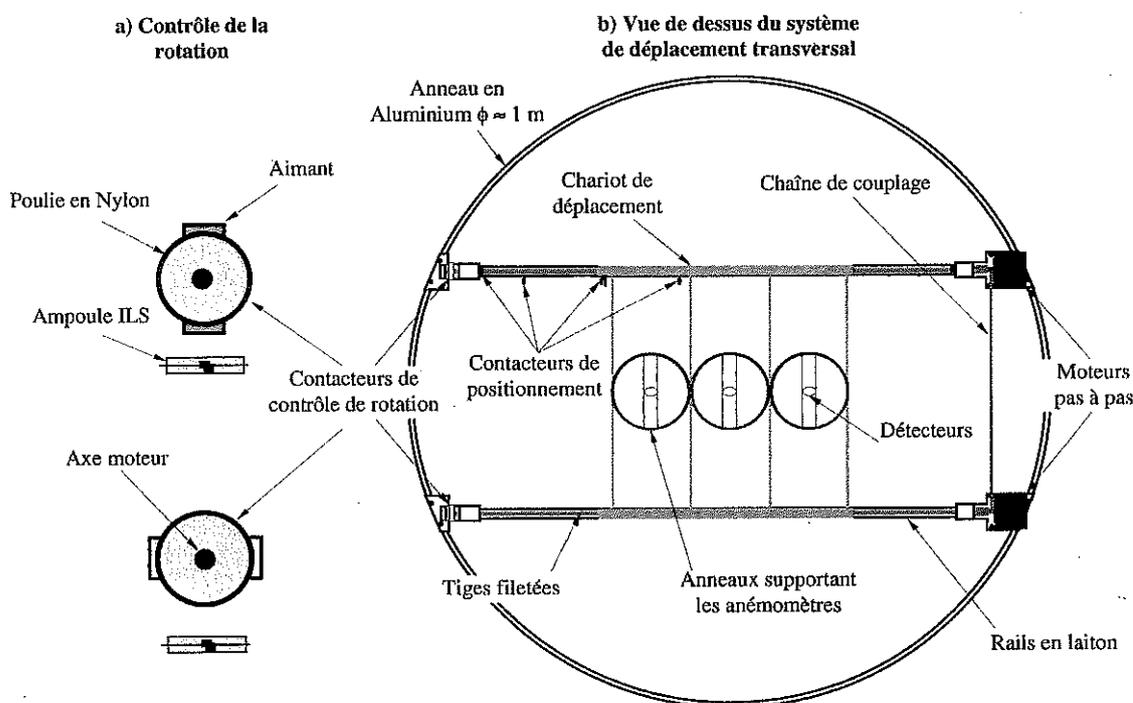


FIG. 2.26 - Principe de contrôle du déplacement a) et vue de dessus du système de déplacement transversal b).

Ce système permet d'avoir un contrôle de la position horizontale des capteurs au quart de tour (soit 0,25 mm).

9- Contacteurs de type Reed, $\Phi = 2,2 \text{ mm}$, $L = 14,5 \text{ mm}$. Les ampoules ILS sont composées de deux lamelles en matériau ferromagnétique, dont les extrémités en regard sont enfermées sous vide dans une ampoule en verre. Sous l'action d'un champ magnétique les deux lamelles entrent en contact, et l'interrupteur est alors fermé. Lorsque le champ magnétique disparaît les lamelles se séparent, l'interrupteur est alors ouvert.

D'autre part, nous avons disposé le long d'un rail cinq contacteurs permettant une vérification directe de la position du chariot. Ces contacteurs sont composés de lames de bronze-béryllium souples, isolées électriquement de la masse du cryostat, qui entrent en contact avec un pointeau au passage du chariot. La résistance entre la lame de bronze-béryllium et la masse du cryostat passe alors d'une valeur infinie à une valeur finie (correspondant à la résistance des fils). Les contacteurs situés aux extrémités des rails de translation nous indiquent les positions extrêmes que peut atteindre le chariot. Le programme de contrôle est prévu pour stopper immédiatement la rotation des moteurs lorsque l'un de ces deux contacts vient à se fermer. Les trois autres contacteurs signalent chacun à leur tour le passage au centre de la chambre d'expérience de l'un des trois détecteurs.

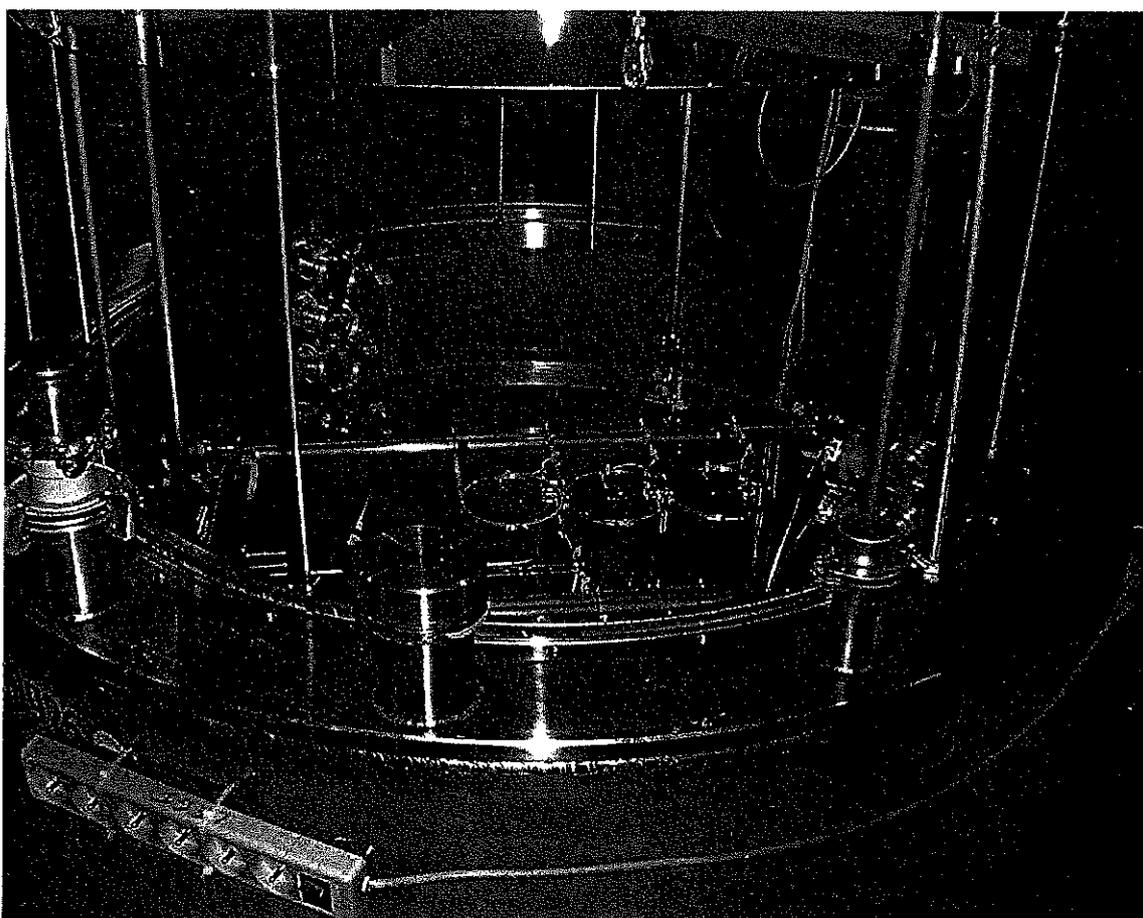


FIG. 2.27 - Photographie de l'anneau supportant le système de déplacement transversal avant la fermeture du cryostat.

2.4.3 Pilotage des moteurs et difficultés rencontrées

Les deux moteurs¹⁰, fonctionnant à froid et assurant le déplacement horizontal sont commandés par ordinateur à l'aide d'une fenêtre de dialogue développée à l'aide de la

10 - Moteurs SONCEBOZ de type 6500-20.

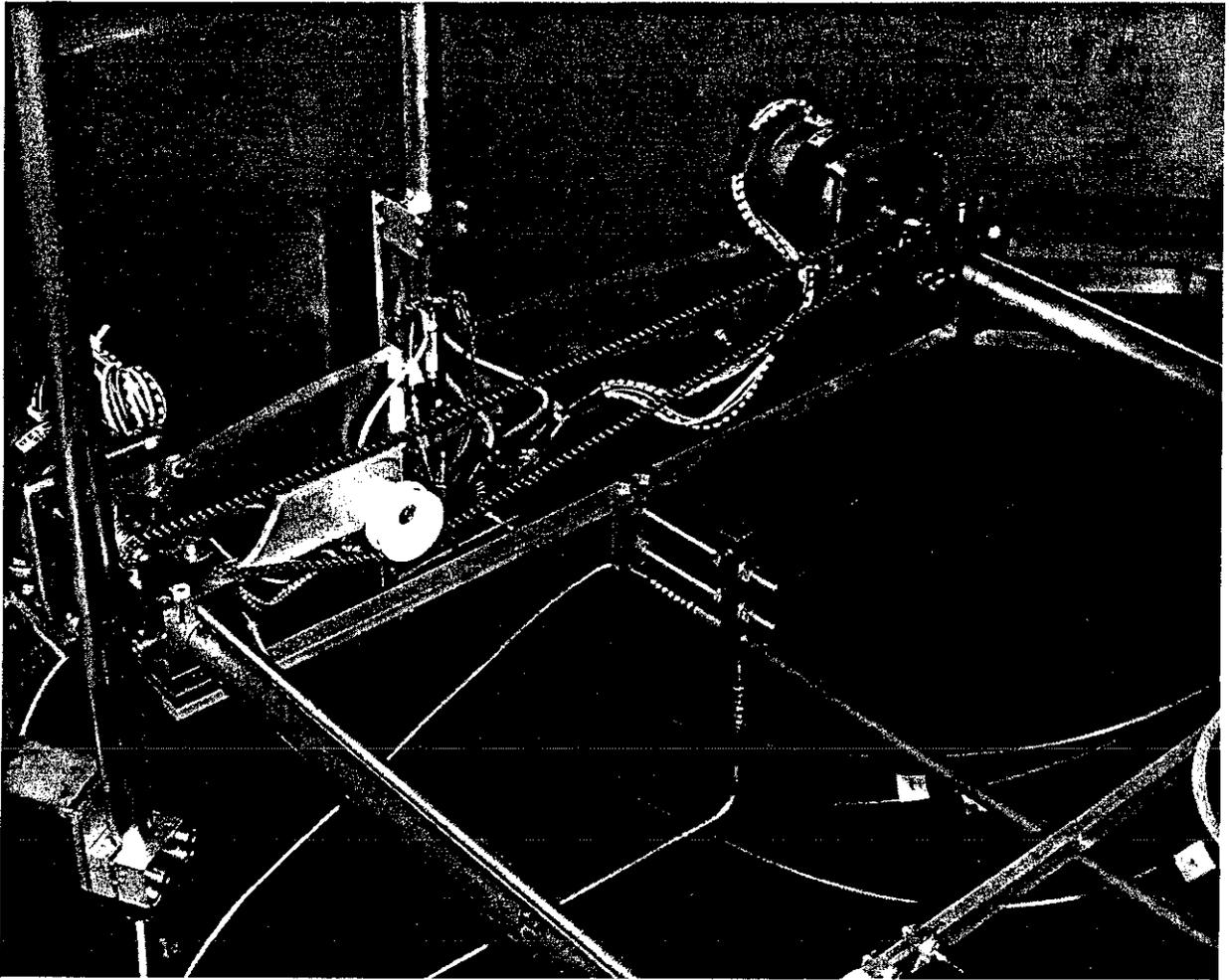


FIG. 2.28 – Photographie du système de déplacement transversal. On peut voir les deux moteurs pas à pas et la chaîne de transmission qui les relie.

bibliothèque MANIP sous Macintosh (figure 2.29 pour le schéma synoptique de contrôle). MANIP a été mis au point au CRTBT dans le but de faciliter l'automatisation des expériences. Les commandes du moteur sont écrites en langage C. Une interface IMPCI¹¹ (développée par le service électronique du CRTBT) est chargée d'exécuter et d'envoyer les instructions (sens et vitesse de rotation des moteurs, nombre de pas ou position souhaitée du chariot) du programme vers un boîtier électronique que nous avons développé et qui est composé d'un séquenceur et d'un amplificateur de puissance. Pour plus de détails, sur le pilotage des moteurs pas à pas, on pourra consulter le rapport de mon stage de DEA [37].

La difficulté de mise en œuvre de ces moteurs pas à pas à froid réside dans les contractions différentielles entre les différents matériaux utilisés. Nous avons été amenés à aléser le passage de l'axe des moteurs car ce dernier grippait à froid. Nous avons utilisé le même matériau (laiton) pour tout le système de guidage c'est-à-dire : les glissières, les tiges filetées

11 – Interface Mac PC Instruments

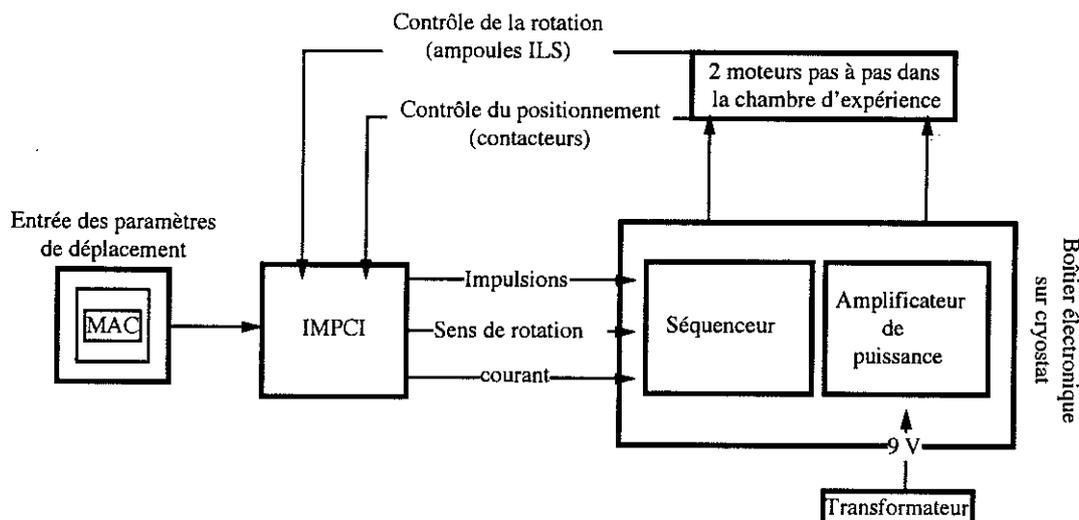


FIG. 2.29 – Schéma synoptique du système de commande et de contrôle du déplacement transversal.

et le chariot de déplacement.

D'autre part, les lubrifiants utilisés à température ambiante doivent être proscrits à froid. Dans notre cas, les roulements des moteurs étaient lubrifiés avec de la graisse qu'il a fallu éliminer en baignant les moteurs pendant plusieurs heures dans de l'acétone dans un bac à ultrasons.

Enfin, nous avons été confrontés au problème de la variation de la résistance à froid des enroulements des moteurs pas à pas. Cette résistance passait à l'ambiante de $10\ \Omega$ environ à moins de $1\ \Omega$ à $4,8\ K$. Cette chute importante avait pour conséquence de surcharger l'alimentation du boîtier électronique de commande. L'ajout en série pour chaque enroulement d'une résistance de $10\ \Omega$ a permis de résoudre ce problème.

3

INSTRUMENTATION

Dans ce chapitre, nous allons d'abord décrire l'instrumentation de contrôle de l'expérience : température, pression et débit. Dans une deuxième partie, nous présenterons l'instrumentation de mesure qui constitue le coeur de l'expérience GReC et qui nous permet d'accéder aux paramètres physiques de l'expérience (mesure de vitesse, mesure du champ de vorticité).

3.1 Instrumentation de contrôle

Tous les paramètres physiques qui ne sont pas directement liés aux mesures anémométriques ou acoustiques peuvent être considérés comme des paramètres de contrôle de l'expérience. Ils nous renseignent sur l'évolution de l'expérience dans le temps et nous permettent de valider les mesures «physiques» ; il faut s'assurer que ces différents paramètres ont les valeurs désirées et restent stables tout au long des séances d'acquisition. En effet, pour déterminer le nombre de Reynolds ($\frac{UL}{\nu}$) du jet, il faut connaître précisément la viscosité cinématique de l'hélium ν , c'est-à-dire la pression et la température dans l'écoulement puisque la viscosité dépend de ces deux paramètres. Ensuite, il est nécessaire de mesurer soigneusement le débit pour pouvoir déterminer la vitesse de l'hélium en sortie de buse.

Nous avons mis en place dans et sur le cryostat divers capteurs et appareils afin de mesurer avec précision l'évolution de ces différents paramètres au cours du temps (figure 3.1).

3.1.1 Mesures de pression

3.1.1.1 Pression moyenne

On voit, sur le schéma de l'expérience (figure 3.1), que les capteurs de pression sont disposés en trois endroits différents.

Une première mesure de pression est faite directement sous la bride supérieure du

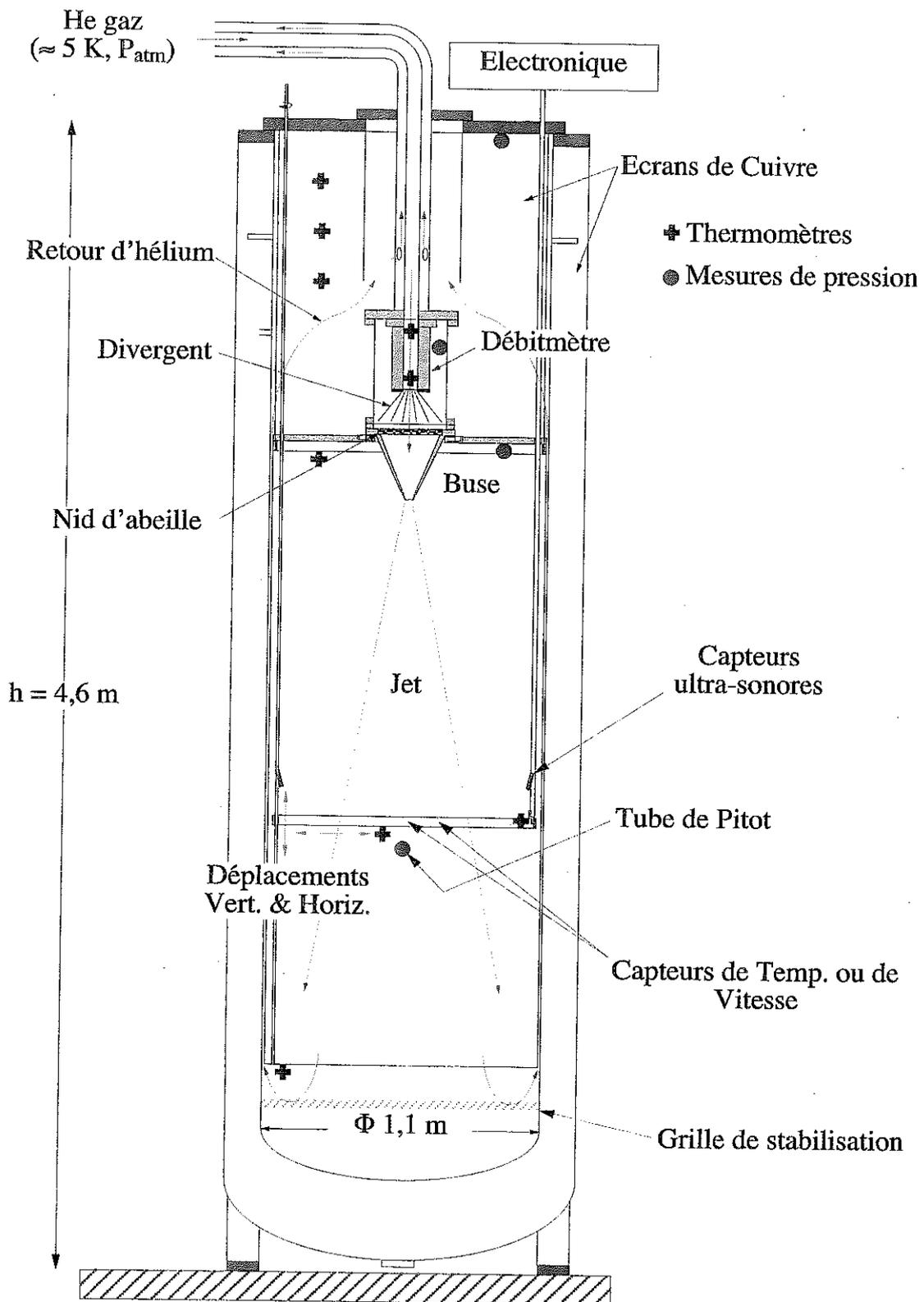


FIG. 3.1 – Schéma du cryostat et des principaux organes de l'expérience GReC.

cryostat à l'aide d'une jauge¹ de sensibilité moyenne: 2000 points de mesure entre 0

1 – Jauge de pression Keller. Type PAA-21S/80427.3-2,0.

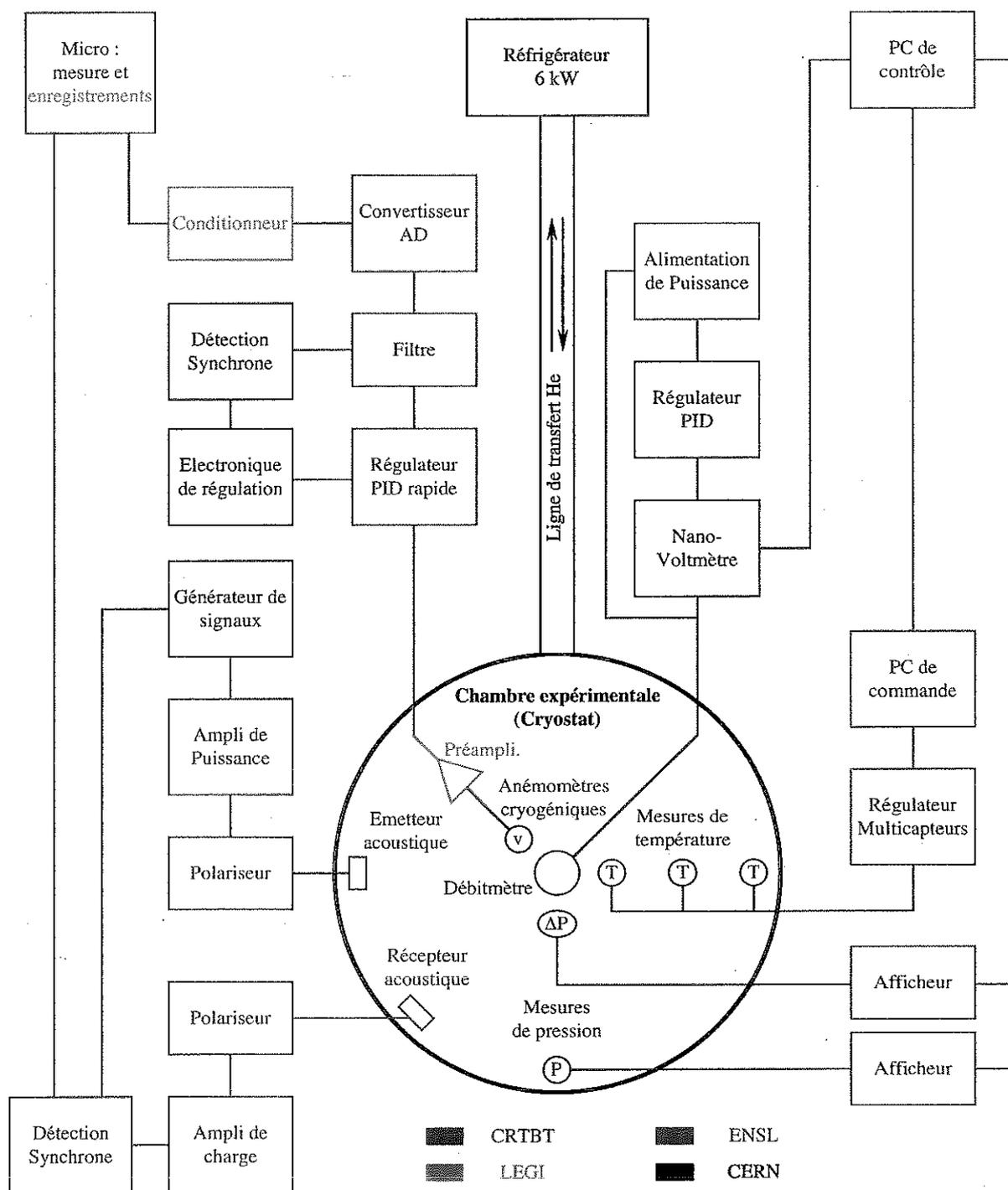


FIG. 3.2 – Schéma de l'instrumentation de l'expérience.

et 2 bars absolus, résolution 1 mbar, précision 5 %. Cette pression est communiquée au liquéfacteur pour information afin que les opérateurs du CERN aient un contrôle en continu de la pression dans notre expérience. D'autre part, cette mesure nous sert de sécurité au cas où la pression dans le cryostat dépasserait une limite fixée à 1,7 bar (en valeur absolue) ;

dans ce cas un signal électrique est envoyé à l'automate qui gère le fonctionnement du liquéfacteur, entraînant la fermeture des vannes en amont de la ligne de transfert. Le cryostat se trouverait alors isolé du liquéfacteur, un dispositif de sécurité constitué par un disque de rupture permet alors de décharger le cryostat en cas de surpression.

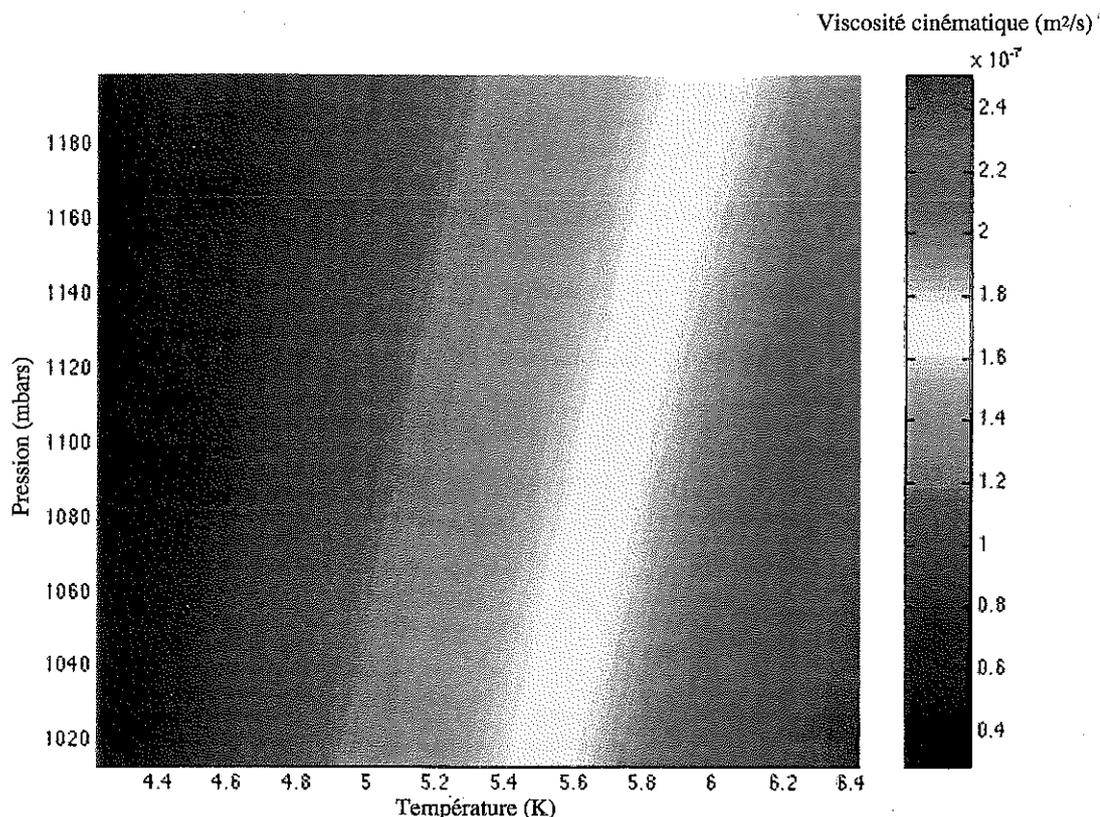


FIG. 3.3 – Viscosité de l'hélium dans les conditions de travail de l'expérience (d'après les tables de McCarty tirées des mesures faites par Steward et Wallace [38]) : P variant entre 1000 et 1200 mbars et T variant entre 4,21 et 6,5 K

En second lieu, nous mesurons la pression en amont de la buse et dans la chambre d'expérience, à l'aide d'une jauge de pression de type digiquartz². Ces deux mesures de pression sont très précises et ce sont elles qui permettent la détermination de la viscosité de l'hélium et donc du nombre de Reynolds. La figure 3.3 montre la variation de la viscosité en fonction de la température et de la pression dans les conditions de travail de l'expérience.

2- Jauge de pression Digiquartz, modèle 710, Paroscientific, Inc.

3.1.1.2 Mesures de pression et de vitesse à l'aide d'un tube de Pitot

Pour mesurer la vitesse moyenne et l'écart type de cette vitesse au niveau des anémomètres, nous avons placé une sonde de Prandtl (ou tube de Pitot) au centre de l'écoulement, à 2,5 cm en aval des capteurs (figure 3.4). Les mesures réalisées avec cette sonde nous permettent de convertir les signaux de tension du fil chaud en signaux de vitesse (cf Chapitre 4, § Conversion tension/vitesse des données).

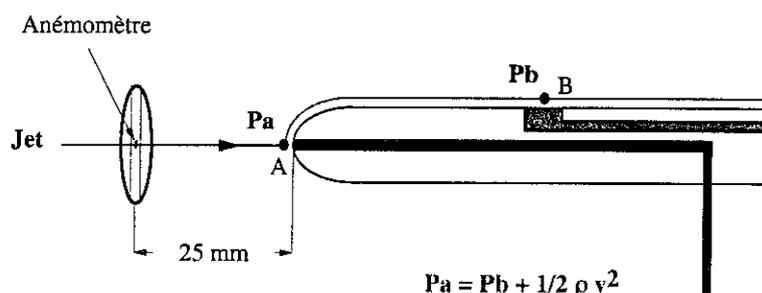


FIG. 3.4 – Principe de fonctionnement d'une sonde de Prandtl ou tube de Pitot.

La mesure de la pression au point d'arrêt A et au point latéral B, situés tous deux sur une même ligne de courant, nous permet d'accéder à la vitesse par la relation de Bernouilli :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho V^2$$

Le temps de réponse du Pitot étant de l'ordre du Hz, cette mesure est suffisante pour avoir une bonne approximation de la vitesse moyenne au niveau des capteurs, avec une incertitude inférieure à 10%. La détermination de l'écart type de la vitesse avec le tube de Pitot reste par contre plus approximative (cf § 4.2.1). La figure 3.5 représente le spectre de puissance de la tension délivrée par l'électronique de mesure du tube de Pitot. L'enregistrement comprend plus de $5 \cdot 10^5$ points avec une fréquence d'échantillonnage de 300 Hz. La fréquence de coupure du Pitot apparaît pour une fréquence comprise entre 1 et 10 Hz, à l'endroit où la densité spectrale de puissance chute brusquement.

3.1.2 Mesures de température

Nous avons disposé dans le cryostat différents types de thermomètres en fonction de la précision voulue et des plages de température à mesurer.

3.1.2.1 Thermomètres de platine

Les résistances de platine que nous utilisons fonctionnent entre 40 K et la température ambiante. Pour l'étalonnage de ces thermomètres, nous avons mesuré la valeur de la

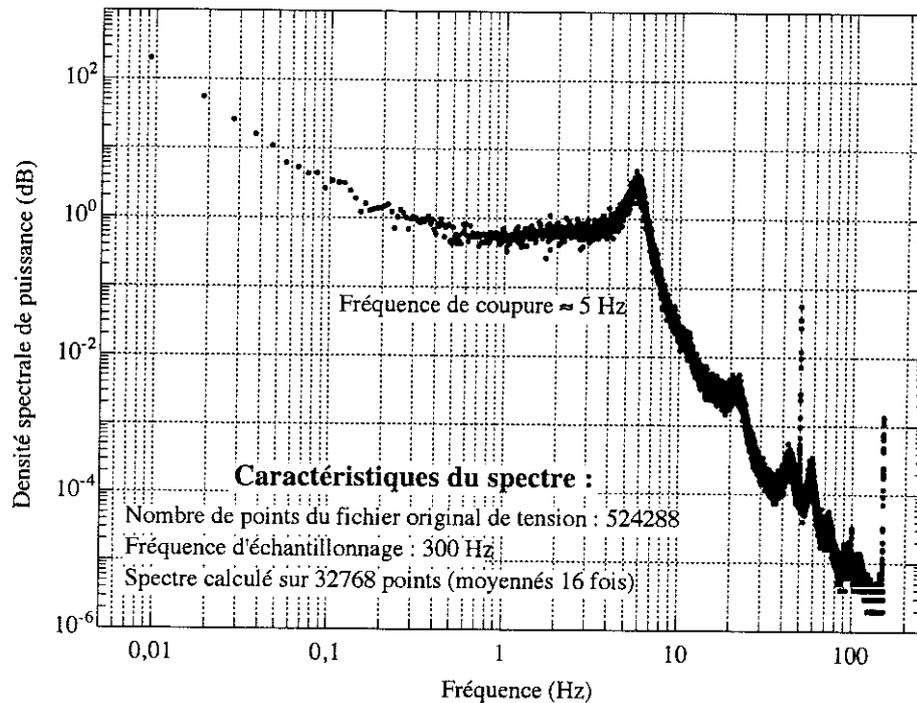


FIG. 3.5 – Spectre de puissance d'un enregistrement de tension du tube de Pitot, pour un débit de 135 g/s.

résistance à la température ambiante puis à la température de l'azote liquide sous pression atmosphérique (environ 77 K). Pour finir, la résistance résiduelle a été déterminée en plongeant le thermomètre dans l'hélium liquide (environ 4,2 K sous une atmosphère). Une interpolation linéaire entre les deux points de mesure (entre 77 K et la température ambiante) donne une loi de la forme :

$$T = 28,28 + 2,6 * R$$

Nous avons utilisé trois thermomètres : deux d'entre eux ont été placés respectivement sur l'écran de cuivre du haut et sur l'écran de cuivre du milieu et le troisième se trouve au fond du cryostat.

3.1.2.2 Thermomètres de carbone

Dans la gamme de température intermédiaire ($10 K < T < 40 K$), où ni les thermomètres platine ni les thermomètres germanium ne sont adaptés, nous avons utilisé des thermomètres carbone de type Allen Bradley³. Ceux-là sont particulièrement utiles pendant le refroidissement et le réchauffage de l'expérience. Ces résistances se trouvent au fond du cryostat et sous l'écran de cuivre le plus bas au-dessus de la chambre d'expérience. La figure 3.6 représente un étalonnage typique effectué au CRTBT, pour une de nos résistances de carbone.

3 – La résistance, à la température ambiante, des résistances de carbone utilisées est de 470 Ω

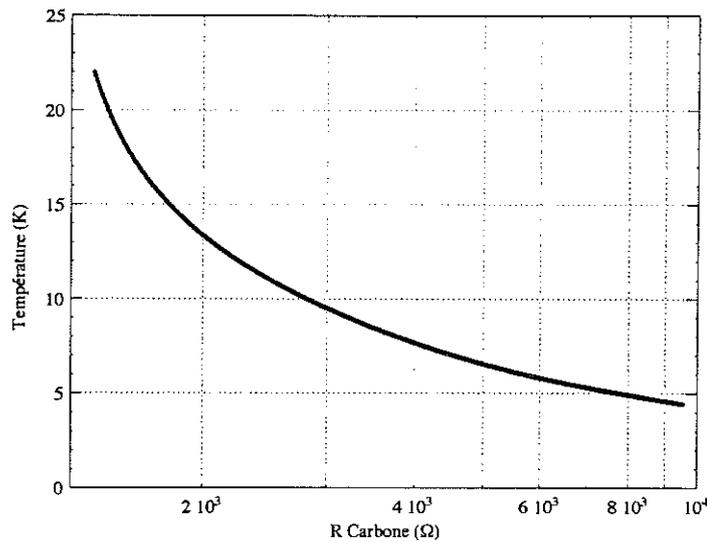


FIG. 3.6 – Etalonnage d'une résistance de carbone.

3.1.2.3 Thermomètres de germanium

La précision recherchée sur la température est de quelques mK à $4,5 K$. Les résistances de germanium ont été étalonnées à partir d'une résistance de germanium⁴ d'étalonnage connu. Cet étalonnage des résistances de germanium, réalisé au CRTBT, nous permet de connaître la température à $5 mK$ près.

L'ajustement proposé par le fabricant est de la forme :

$$T = \sum_{i=0}^n (-1)^i A_i \cos(i * \arccos(X))$$

avec $X = \frac{(Z-A)-(B-Z)}{(B-A)}$, $Z = \log_{10}(R_{Ge \text{ étalonnée}})$, $A \approx 0,701$ et $B \approx 3,513$, et avec pour valeurs des A_i :

$A_0 = 17,662$	$A_1 = 18,499$	$A_2 = 5,926$
$A_3 = 2,194$	$A_4 = 0,888$	$A_5 = 0,222$
$A_6 = 0,082$	$A_7 = 0,044$	$A_8 = 0,009$
$A_9 = 0,004$	$A_{10} = 0,003$	

TAB. 3.1 – Coefficients de la loi d'étalonnage de la résistance de référence.

Nous avons placé dans le cryostat 5 résistances de germanium. Trois se trouvent dans la chambre d'expérience. Elles sont positionnées en haut, et en bas de cette dernière, la troisième se trouve sur l'anneau de translation en dessous des anémomètres. Le rôle de ces résistances est de mesurer la stabilité et le gradient de température dans la chambre. Les deux autres résistances se trouvent dans le débitmètre massique cryogénique dont nous donnons une description au § 2.3.

4 – Résistance prêtée par O.Chanal [35]

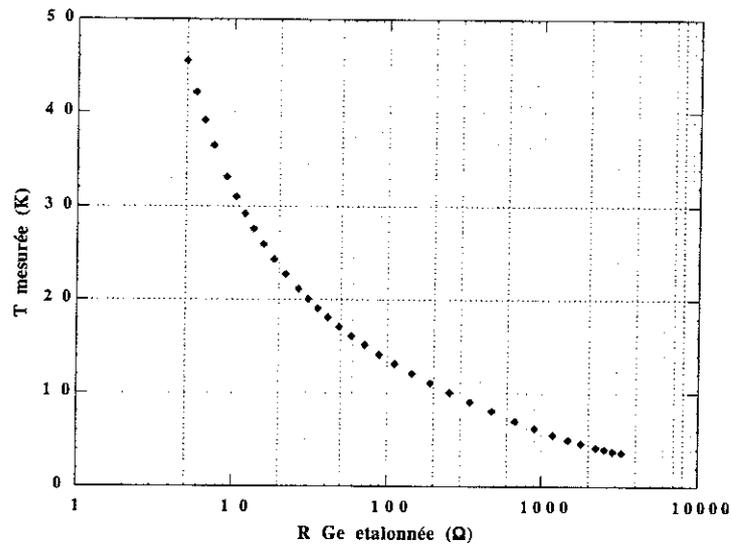


FIG. 3.7 – Etalonnage, fourni par le fabricant, de la résistance de germanium de référence.

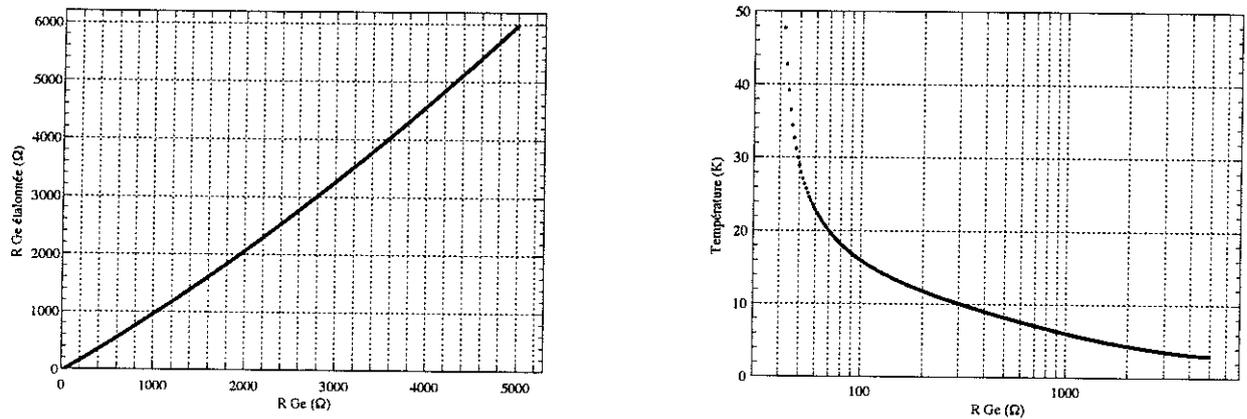


FIG. 3.8 – Etalonnage d'une résistance de germanium en fonction de la résistance de référence à gauche puis de la température à droite.

3.1.3 Système d'acquisition des paramètres expérimentaux

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit les paramètres à mesurer pour avoir un bon contrôle de l'expérience. Les mesures à acquérir au cours d'une expérience sont les suivantes :

- mesures des températures fournies par 11 thermomètres au total
- mesures des pressions en deux endroits différents du cryostat
- mesure de la différence de pression entre l'amont et l'aval de la buse
- mesure de la vitesse moyenne, à l'aide de la sonde de Prandtl

Acquisitions périodiques

Acquisition n° Date :

Temps écoulé : secondes

Durée totale de l'acquisition : minutes

Intervalle entre deux mesures : secondes

DIGIQUARTZ GRAPHE

Pression manchon : mbar

Pression buse : mbar

ΔP : mbar

Température ambiante : °C

BARATRON Offset (V) :

Tension baratron : V Calibre :

ΔP (P amont buse - P aval buse) : mbars Graphe

Débit : g/s Graphe

PITOT

Tension Pitot : V

ΔP : mbars Calibre : % pleine échelle.

Vitesse moyenne : m/s Graphe

Acquisition EPSON 1

EPSON 1		GRAPHE	
R1 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T1 (Q)	<input type="checkbox"/> (In DM - 04 9337)
R2 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T2 (Q)	<input type="checkbox"/> (In DM - 04 Chenaud)
R3 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T3 (Q)	<input type="checkbox"/> (T04 bord amont)
R4 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T4 (Q)	<input type="checkbox"/> (T04 ht manchon)
R5 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T5 (Q)	<input type="checkbox"/> T04-1- le manchon
R6 (I)	<input type="text" value="---?"/>	T6 (Q)	<input type="checkbox"/> T04- jet

Tension résiduelle : V

Tension thermocouple : V

FIG. 3.9 – Photographie de la fenêtre de dialogue «Manip».

Pour pouvoir visualiser et enregistrer ces différents paramètres, nous avons développé un système d'acquisition automatique en langage C à l'aide de la bibliothèque MANIP⁵. Sur la figure 3.9, on peut voir l'aspect de la fenêtre de dialogue ; les différents paramètres peuvent être acquis à une fréquence maximale de l'ordre du Hertz et sont ensuite enregistrés sur le disque dur de l'ordinateur sous forme de fichier texte. Nous pouvons de plus les tracer en temps réel sur l'ordinateur.

La figure 3.10 montre un exemple d'enregistrement, réalisé avec ce système d'acquisition, de la mesure de la vitesse moyenne obtenue à l'aide du tube de Pitot. Il est à noter que cet enregistrement a été effectué sur une durée de plusieurs heures avec une fréquence d'environ une mesure toutes les minutes. Sur cette période d'acquisition, la fluctuation des paramètres mesurés est de l'ordre de 20 % ($3,5 \text{ m/s} \pm 0,4$). Par contre sur une durée de l'ordre de la minute, correspondant aux temps d'acquisition des enregistrements de vitesse avec les capteurs anémométriques, la précision devient inférieure à 10 % (cf § 3.1.4).

5 – Cette bibliothèque a été développée par L. Puech, A. Benoît et J.-L. Genicon.

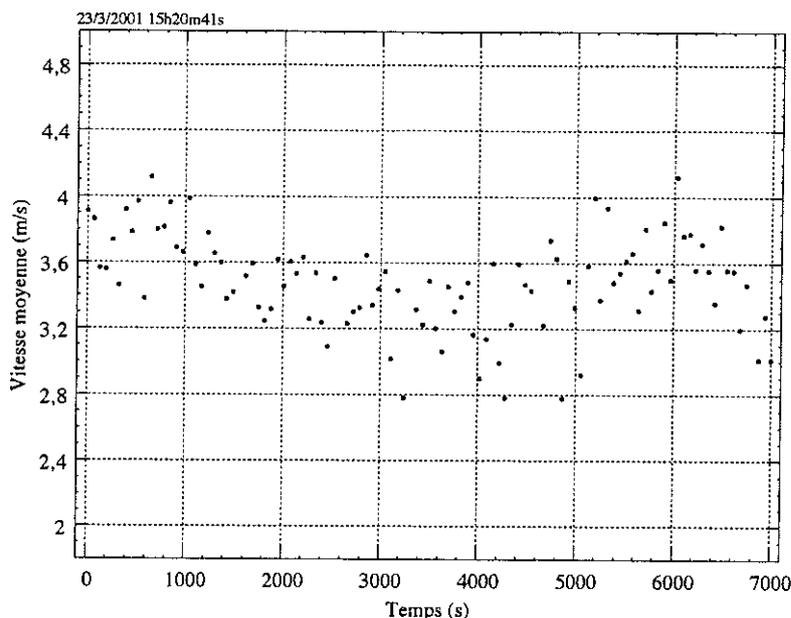


FIG. 3.10 – Exemple d'enregistrement du signal mesuré par le tube de Pitot, et converti en vitesse, réalisé à un débit de 205 g/s.

3.1.4 Mesures de débit

Le nombre de Reynolds dépend directement du débit de gaz dans l'expérience. Il est donc primordial de mesurer soigneusement non seulement sa valeur absolue mais aussi sa stabilité tout au long d'une séance d'acquisition qui peut durer plusieurs heures.

Nous avons mis au point trois mesures différentes de débit. Premièrement, il nous fallait une mesure rapide (un point toutes les minutes environ) qui puisse nous permettre de contrôler le débit dans la chambre d'expérience à tout moment. Nous avons ensuite mis en œuvre un débitmètre cryogénique précis, fonctionnant dans toute la gamme de débits explorée (cf Chapitre 2, § Débitmètre cryogénique). Enfin, nous avons mesuré le débit in situ dans la chambre d'expérience, au niveau des capteurs, à l'aide de la mesure de vitesse moyenne réalisée avec le tube de Pitot.

3.1.4.1 Mesure de la dépression au niveau de la buse

La mesure rapide de débit dérive directement de la chute de pression entre l'amont et l'aval de la buse. Ceci est illustré sur la figure 3.11. L'appareil utilisé est une jauge de pression différentielle⁶. Il est constitué de deux parties principales :

- une tête de pont mesurant la différence de pression entre l'amont et l'aval de la buse.

⁶ – MKS Baratron, type : 165H-1000, serial : 9925, range : 1000 mmHg, Instruments inc.

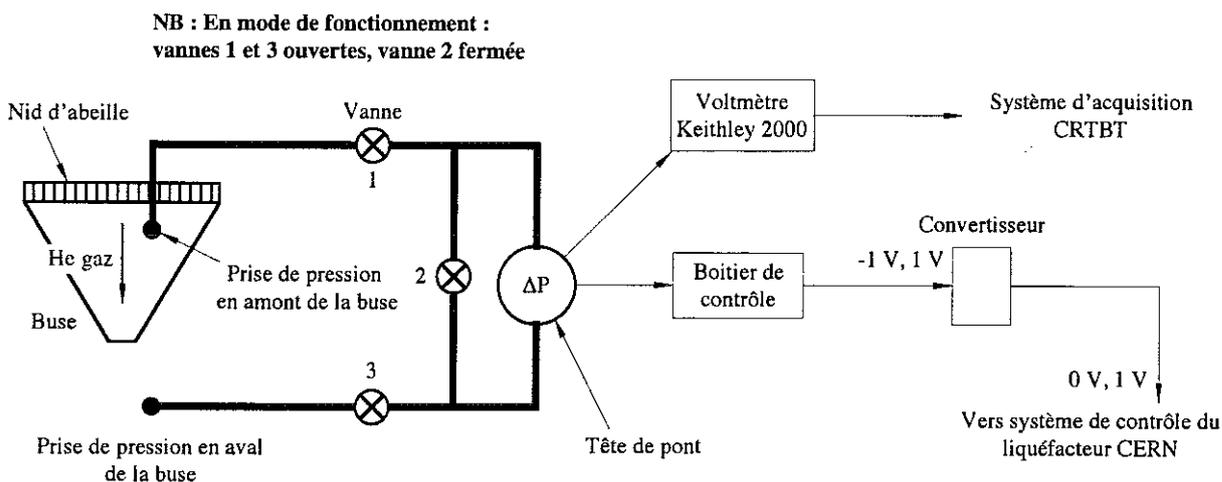


FIG. 3.11 – Principe de fonctionnement de la jauge Baratron.

- un boîtier de contrôle permettant de choisir le calibre de l'appareil. Ce boîtier délivre également une tension analogique $\pm 1\text{ V}$ permettant d'enregistrer la différence de pression.

Dans un premier temps, nous avons étalonné la tête de pont de la jauge Baratron afin de relier la tension de sortie comprise entre -1 V et 1 V à la différence de pression ΔP mesurée. Pour déterminer la courbe d'étalonnage nous avons appliqué une surpression, mesurée de façon absolue à l'aide de la jauge Digiquartz, sur l'une des deux entrées de la tête de pont, et laissé l'autre ouverte à la pression atmosphérique, mesurée par ailleurs à l'aide d'une jauge Keller avec une précision de $\pm 1\text{ mbar}$.

La figure 3.12 donne la courbe d'étalonnage $\Delta U = f(\Delta P)$ que nous avons obtenue pour un ΔP compris entre 0 et 300 mbars.

Dans l'expérience, la tension de sortie est mesurée à l'aide d'un voltmètre de type Keithley 2000. Cette mesure analogique est communiquée en temps réel aux opérateurs du CERN, et sert de signal-maître dans la régulation du débit au niveau du liquéfacteur.

Si l'on suppose que l'on travaille dans des conditions où l'écoulement est stationnaire (régime laminaire à la sortie du nid d'abeille) et suffisamment loin de la vitesse du son pour que le gaz soit considéré comme incompressible, on peut alors estimer que la chute de pression, le long d'une ligne de courant à travers la buse, est donnée par la relation de Bernoulli :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho V^2$$

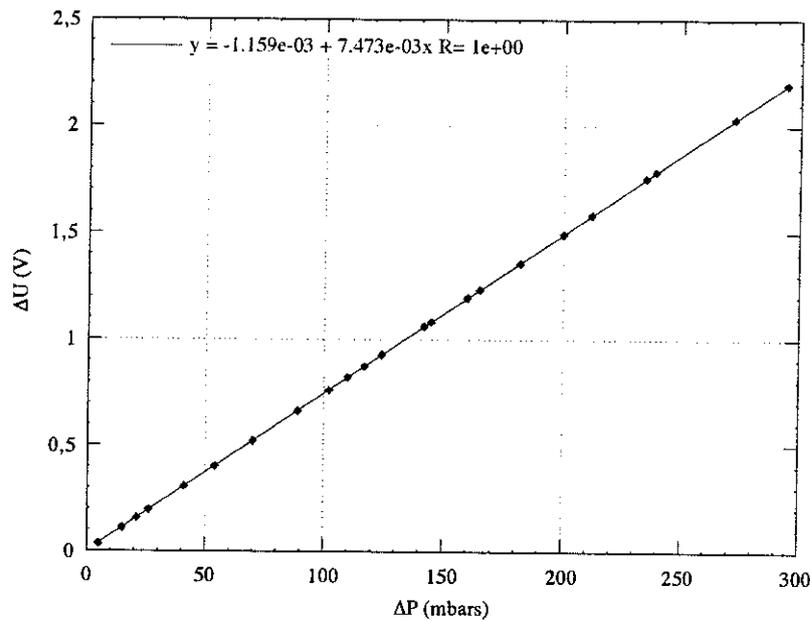


FIG. 3.12 - *Etalonnage de la jauge Baratron.*

Cette relation est valable si la vitesse à l'entrée de la buse est négligeable devant celle du gaz en sortie de la buse, ce qui est bien vérifié puisque le rapport des surfaces correspondantes est de 100. Pour un débit de 300 g/s , à une température de 5 K et une pression de 1200 mbars , la masse volumique de l'hélium vaut environ $16,4 \text{ kg/m}^3$ et la vitesse en sortie de buse est de l'ordre de $37,2 \text{ m/s}$. La différence de pression maximale à mesurer sera donc voisine de :

$$\Delta P = \frac{1}{2} * 16,4 * 37,2^2 \approx 115 \text{ mbars}$$

Pour obtenir les courbes de débit en fonction du temps, nous avons enregistré simultanément ΔU , T et P en fonction du temps. T et P permettent d'avoir la masse volumique ρ , la mesure de ΔU conduit au ΔP à l'aide de la loi d'étalonnage de la figure 3.12, et enfin la relation de Bernoulli nous fournit V , c'est à dire le débit au niveau du nez de la buse. On peut voir un exemple d'enregistrement de débit mesuré à l'aide de la jauge Baratron sur la figure 3.13.

L'enregistrement de la figure 3.13 a été réalisé durant une heure environ. Le débit moyen calculé sur cette période est approximativement de 36 g/s . L'écoulement d'hélium gazeux dans notre expérience n'est pas parfaitement incompressible, donc il est difficile de dire jusqu'à quel point la relation de Bernoulli, utilisée ci-dessus, peut être considérée comme valable. Par sécurité, on va donc considérer que le débit obtenu avec la jauge Baratron est précis à 20 % ou 30 % près, soit dans le cas étudié $36 \text{ g/s} \pm 6 \text{ g/s}$

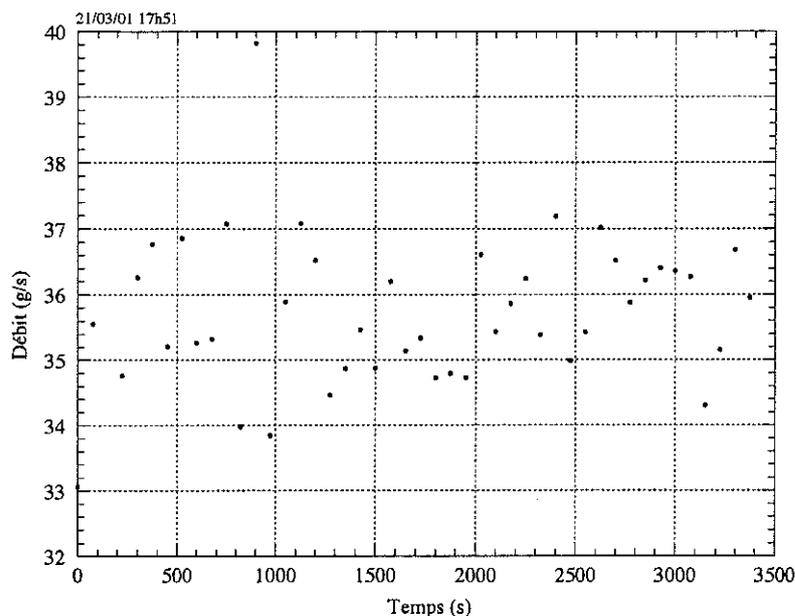


FIG. 3.13 – Enregistrement, pour un débit de 35 g/s, réalisé à l'aide de la jauge Baratron.

3.1.4.2 Mesure du débit à l'aide du débitmètre cryogénique

Pour avoir une mesure du débit plus précise, nous avons développé un débitmètre massique cryogénique (cf Chapitre 2, § Débitmètre cryogénique). Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus sur la base d'un exemple de mesure à 35 g/s.

La procédure expérimentale pour déterminer le débit est la suivante: nous mesurons tout d'abord la température et la pression à l'entrée du débitmètre afin de pouvoir déterminer la viscosité et la chaleur spécifique de l'hélium pour un débit de 35 g/s. Les enregistrements réalisés (figure 3.14) donnent une température moyenne de l'ordre de 4,94 K et une pression moyenne de l'ordre de 1160,5 mbars. Ces enregistrements ont été réalisés sur une durée de 600 s avec une fréquence d'échantillonnage de 0,2 Hz. La table de McCarty [39], nous donne pour la pression et la température précédentes, une chaleur spécifique C_p et une viscosité ν , respectivement de 6 J/g.K et de $9,7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$.

Ensuite, nous mettons en marche le chauffage placé au centre du débitmètre et nous enregistrons pendant quelques minutes la tension aux bornes du thermocouple à l'aide d'un nanovoltmètre⁷. Cet enregistrement est représenté sur la figure 3.15. La puissance injectée dans le chauffage dépend du débit et de la différence de température désirée entre les bornes du thermocouple. Dans notre exemple, pour un débit de 35 g/s, le courant dans la grille de chauffage avait une valeur de 0,68 A et la tension aux bornes de cette même grille était de 65,7 V, soit une puissance de 44,68 W.

7 – Nanovoltmètre de marque Agilent, de type 34420A

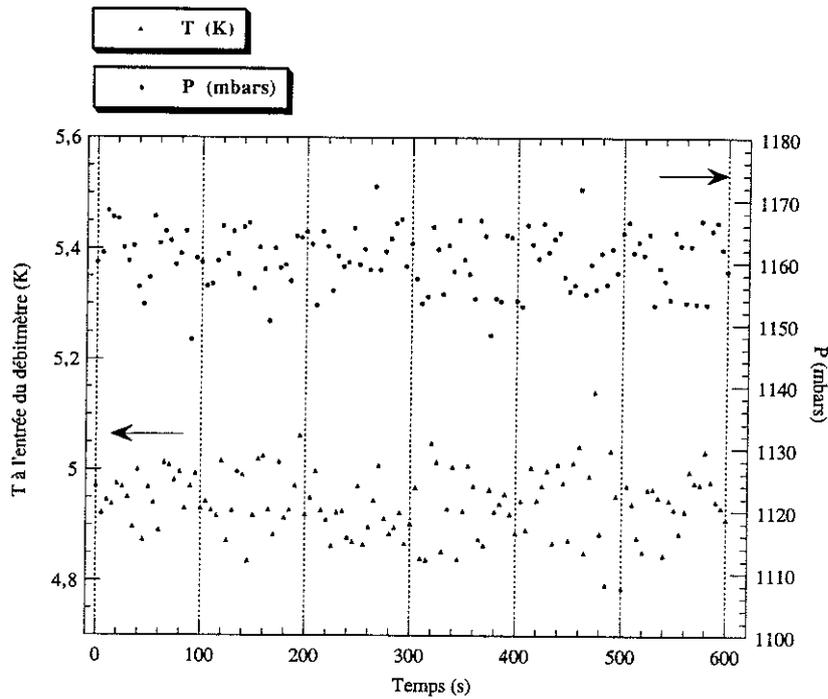


FIG. 3.14 – Enregistrements de la température et de la pression de l'hélium à l'entrée du débitmètre pour un débit de 35 g/s.

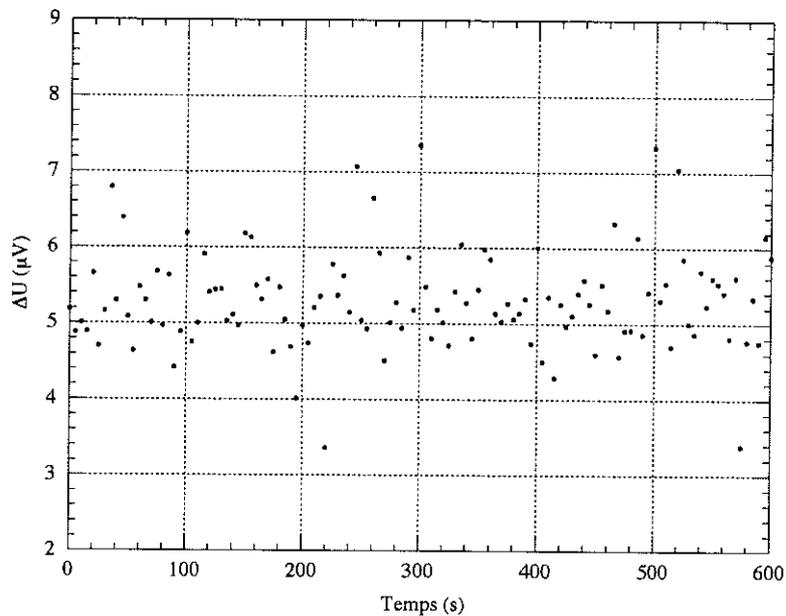


FIG. 3.15 – Enregistrement de la tension aux bornes du thermocouple pour un débit de 35 g/s et une puissance appliquée de 44,68 W.

A l'aide de la courbe de calibration du thermocouple constantan-supraconducteur, nous pouvons convertir ce ΔU en ΔT (voir figure 3.16).

Il faut noter que les fluctuations de température dans le jet, de l'ordre de quelques dizaines de mK sont supérieures à celles auxquelles on s'attendait (de l'ordre de quelques

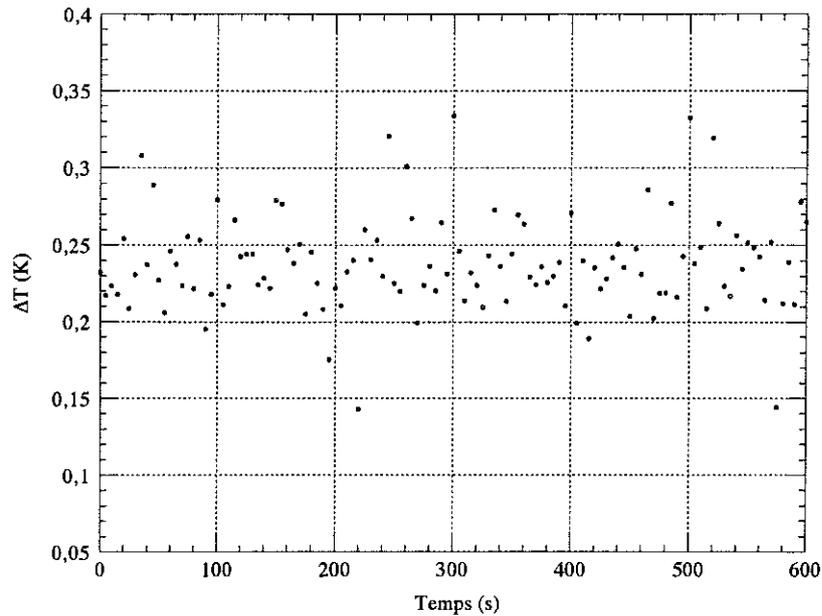


FIG. 3.16 – ΔT entre l'entrée et la sortie du débitmètre.

mK). Les mesures du thermocouple présentent ainsi des fluctuations importantes (de l'ordre de 20 %) qui nous ont obligés à réaliser des enregistrements sur des périodes relativement longues (plusieurs minutes) afin de moyennner le signal.

Connaissant la différence de température entre les deux bornes du débitmètre, la puissance P appliquée, et la chaleur spécifique de l'hélium dans les conditions expérimentales, on en déduit le débit :

$$\dot{m} = \frac{P}{C_p \Delta T} \approx 33 \text{ g/s} \pm 1,5 \text{ g/s}$$

Rappelons que cette relation est valable pour de petites élévations de température ΔT , permettant de considérer que la chaleur spécifique C_p est sensiblement constante.

3.1.4.3 Mesure du débit à l'aide du tube de Pitot

Les acquisitions effectuées par l'intermédiaire du tube de Pitot se présentent sous forme de fichier de tension que nous convertissons ensuite en fichier de vitesse à l'aide de la loi d'étalonnage suivante (donnée par le constructeur de l'appareil de marque Furness):

$$v = \sqrt{\frac{2}{\rho_{He}} \cdot (\rho_{eau} \cdot g \cdot C \cdot u)}$$

où ρ_{He} est la masse volumique de l'hélium à la température et à la pression de l'expérience, g l'accélération de la pesanteur ($9,81 \text{ m/s}^2$), C le calibre de l'appareil de marque Furness et u la tension mesurée en volts.

Les enregistrements réalisés à l'aide du tube de Pitot nous permettent, entre autre, d'accéder à la vitesse moyenne dans l'écoulement au niveau des détecteurs. En effet, on sait que dans un jet axisymétrique le profil de vitesse moyenne est quasi-gaussien [33]. Connaissant la vitesse sur l'axe, on peut en déduire la vitesse en sortie de buse, et donc le débit. A. Naert a validé cette mesure dans un jet cryogénique d'hélium [32] et la relation utilisée est :

$$U_b = \frac{U_m}{6} \frac{x}{D} \quad (3.1)$$

où D est le diamètre en sortie de buse, U_m et U_b sont les vitesses respectivement au niveau du tube de Pitot et de la buse et x représente la distance entre la buse et le tube de Pitot. Dans la plupart des mesures que nous avons réalisées, nous avons $x = 50 D = 1250 \text{ mm}$

Pour reprendre l'exemple du débit de 35 g/s , nous avons mesuré à l'aide du tube de Pitot une vitesse moyenne de $0,61 \text{ m/s} \pm 0,04$. D'après la relation (3.1), la vitesse U_b en sortie de buse est donc de :

$$U_b \approx \frac{0,61 * 50}{6} \approx 5,08 \text{ m/s}$$

Connaissant le diamètre du nez de la buse (25 mm), et la masse volumique ρ de l'hélium à la température et à la pression considérées ($\rho \approx 14,65 \text{ kg/m}^3$ à $T \approx 4,94 \text{ K}$ et $P \approx 1160,5 \text{ mbars}$, cf figure 3.14), nous en déduisons le débit massique :

$$D_m = \rho S U_b \approx 14,65 * \frac{\pi(25 * 10^{-3})^2}{4} * 5,08 \approx 36 \text{ g/s} \pm 3 \text{ g/s}$$

Nous avons donc obtenu, un débit de 36 g/s à l'aide de la jauge Baratron, un débit de 33 g/s avec le débitmètre cryogénique, et un débit de $36,5 \text{ g/s}$ avec le tube de Pitot. Ces mesures de débit avec trois techniques différentes se recoupent à 10 % près, ce qui est acceptable compte tenu de la taille de l'expérience et de la précision désirée sur le Reynolds.

3.1.4.4 Comparaison des trois mesures de débit

Dans le tableau 3.2 suivant, nous avons regroupé les mesures des débits obtenus à l'aide des trois techniques décrites dans les paragraphes ci-dessus c'est-à-dire la jauge Baratron, le débitmètre cryogénique et le tube de Pitot.

Les mesures répertoriées dans le tableau 3.2 montrent que l'on a une bonne corrélation entre les trois techniques de mesure. La mesure la plus précise étant celle obtenue avec le débitmètre cryogénique, nous avons considéré les débits calculés avec cette méthode. La

Débit demandé (g/s)	Tube de Pitot	jauge Baratron	Débitmètre cryogénique
21	22,1	21,8	25
35	36,5	35,7	33
65	66,2	65,7	62
115	117	116	109
135	136	138	129
205	208	206	200
250	256	255	249

TAB. 3.2 – Comparaison des débits mesurés à l'aide de trois appareils différents.

jauge Baratron a été utilisée pour nous permettre de connaître en «temps réel» la valeur du débit au cours des séances d'acquisition. La mesure de débit effectuée avec le tube de Pitot nous a permis de vérifier que la relation (3.1) restait valable dans le cas de notre écoulement.

3.1.5 Interface avec le CERN et validation de la stabilité des paramètres de contrôle de l'expérience

Pour s'assurer de la stabilité des paramètres de contrôle (température, pression et débit) sur une échelle de temps suffisamment longue pour pouvoir effectuer des mesures «propres» (typiquement une ou deux heures de mesures en continu), nous avons mis au point une interface de régulation entre les mesures de contrôle réalisées sur l'expérience et le programme gestionnaire de commande du réfrigérateur par les opérateurs du CERN.

En premier lieu, nous envoyons un signal de température, pris à la sortie de la ligne de transfert, vers le programme gestionnaire de fonctionnement du réfrigérateur. Celui-ci régule (avec une constante de temps de l'ordre de quelques secondes) la température d'injection du gaz dans le cryostat en fonction de la consigne que nous fournissons (généralement $4,8\text{ K}$), en chauffant le gaz à l'aide d'un chauffage pouvant délivrer jusqu'à 5 kW et situé dans la ligne de transfert (Chapitre 2, figure 2.3). Malgré l'inertie thermique de l'expérience, et le temps de circulation entre la sortie (prise de température) et l'entrée (chauffage) de la ligne de transfert, cette régulation fonctionne, et permet une stabilité de la température de l'hélium à mieux que 40 mK .

En second lieu, à l'aide de la mesure de débit réalisée par la jauge Baratron, nous envoyons un signal de tension aux opérateurs du CERN qui ajustent, par essais successifs, l'ouverture de la vanne CV 232 (cf Chapitre 2, figure 2.2) pour se rapprocher de la consigne. Pour le débit, il n'y a donc pas de régulation; une fois un débit proche de celui demandé atteint, on fixe et on enregistre les paramètres d'ouverture de la vanne, ainsi que

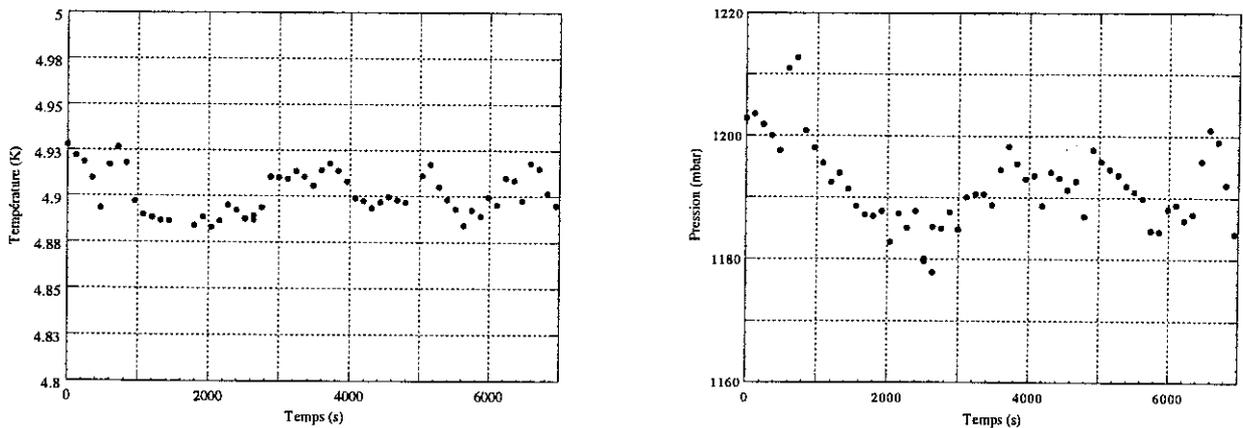


FIG. 3.17 – Enregistrements de la température et de la pression durant deux heures afin de vérifier leur stabilité, pour un débit de 250 g/s environ.

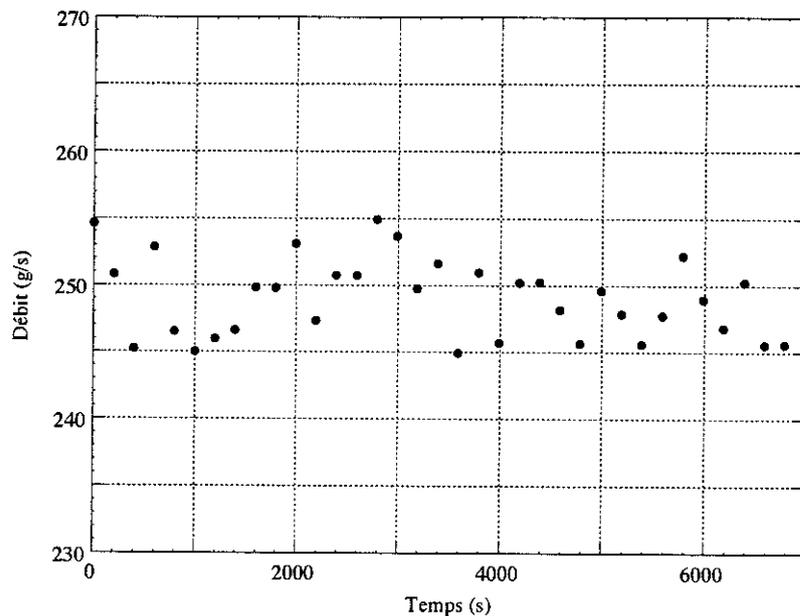


FIG. 3.18 – Enregistrement du débit à l'aide de la jauge Baratron durant deux heures consécutives.

les paramètres de fonctionnement du réfrigérateur (haute pression, basse pression, température d'entrée du gaz, température de sortie, etc.). Dans un premier temps, il avait été envisagé de réaliser une régulation directe de l'ouverture de la vanne *CV 232* à partir du signal délivré par la jauge Baratron. Cependant cette régulation s'est avérée instable pour deux raisons :

- l'impossibilité de pouvoir jouer assez finement sur l'ouverture de la vanne.
- le temps caractéristique de cheminement trop important de l'hélium entre la vanne de la boîte froide et la buse où s'effectue la mesure de débit.

Néanmoins, la méthode retenue nous a permis d'obtenir des débits suffisamment stables

(plus stables que par une méthode de régulation directe de l'ouverture de la vanne CV232). La figure 3.18 montre un enregistrement de débit (250 g/s) durant deux heures consécutives. D'autre part, cette technique permet de pouvoir revenir très facilement à un débit déjà réalisé en calquant les paramètres du réfrigérateur sur ceux qui avaient été utilisés la fois précédente.

On pourra consulter en Annexe B, le schéma détaillé de l'ensemble des connexions de l'expérience en ce qui concerne l'instrumentation de mesure.

3.2 Instrumentation de mesure

Dans ce paragraphe, nous allons décrire l'instrumentation de mesure de l'expérience GReC. Dans l'hélium gazeux à 5 K , l'échelle de dissipation visqueuse peut atteindre le micromètre. Par suite, il est nécessaire de pouvoir mesurer des fluctuations de vitesse à des fréquences allant jusqu'au MHz. En effet, si la résolution spatiale transverse est définie par la taille du capteur, la résolution longitudinale (dans le sens de l'écoulement) est donnée par la vitesse moyenne du fluide multipliée par l'intervalle de temps entre deux mesures (temps d'échantillonnage). Loin de la buse (à 50 diamètres dans notre cas), la vitesse moyenne maximale pour les plus hauts débits est de l'ordre de quatre mètres par seconde, et pour résoudre des échelles de l'ordre du micromètre, il faut un échantillonnage autour du MHz.

Des capteurs anémométriques et une électronique de mesure spécifique ont été développés au CRTBT par B. Chabaud [34] [40] et O. Chanal [35] dans le cadre de leurs thèses de doctorat puis par Yves Ladam [41], dans le cadre de son travail post-doctoral. D'autre part, des capteurs acoustiques ont été mis en œuvre par l'équipe du LEGI, constituée principalement de C. Baudet, C. Poulain et Y. Gagne. Nous allons commencer par décrire les capteurs anémométriques puis nous nous intéresserons aux détecteurs acoustiques.

3.2.1 Les capteurs anémométriques

Le cœur de cette expérience est constitué par des capteurs mesurant la vitesse locale dans le jet, et fonctionnant sur le principe du fil chaud : la puissance nécessaire pour surchauffer à une certaine température un fil conducteur de petites dimensions dépend directement du refroidissement auquel il est soumis, et donc de la vitesse locale du gaz au voisinage du fil.

Si l'Hélium à basse température, du fait de sa très faible viscosité, permet d'obtenir des nombres de Reynolds extrêmement élevés, en contrepartie, l'échelle de dissipation

visqueuse est très réduite, typiquement de l'ordre du micromètre. Comme il est nécessaire d'accéder au signal à toutes les échelles de l'écoulement, les capteurs mis en œuvre doivent être de très petite taille.

Cependant, le principe du fil chaud ne peut pas être transposé simplement à basse température, puisque les métaux usuels ne présentent quasiment plus aucune variation de résistance pour des températures inférieures à 50 K environ. Le développement de capteurs spécifiques avait été initié au CRTBT dans les années 90 [40], nous avons mis à profit ce savoir-faire pour réaliser des capteurs plus robustes électriquement et mécaniquement.

Nous avons fabriqué deux types de capteurs à fibre de verre de type fils chauds. Tout d'abord, nous avons voulu utiliser des capteurs à revêtement d'Au-Ge [35] de même type que ceux qui avaient été utilisés pour l'expérience de jet d'O. Chanal pendant sa thèse. Cependant, ces capteurs se sont vite avérés trop fragiles et oxydables pour pouvoir être utilisés sur l'expérience GReC. En particulier, le temps nécessaire à leur installation dans l'expérience GReC (entre la sortie du banc de pulvérisation cathodique et la fermeture du cryostat) est près d'un ordre de grandeur supérieur à celui qu'il fallait pour la «petite» expérience du CRTBT.

Nous avons alors développé des capteurs à base d'un revêtement supraconducteur de Pb-In.

La réalisation des capteurs peut être divisée en deux étapes principales :

- la première étape consiste à fabriquer le support des anémomètres. Celui-ci doit être suffisamment rigide pour ne pas transmettre d'efforts sur le fil sensible lorsqu'il est manipulé. Mais il doit aussi être «transparent» vis à vis de l'écoulement, c'est à dire ne pas perturber celui-ci pendant la mesure. Pour cela, nous avons appliqué une règle empirique : tout objet de dimension L doit être situé au moins à une distance de $10 L$ de la partie sensible du détecteur. Ainsi, le cadre en acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur se trouve à plus de 10 mm du détecteur. De plus, la partie sensible est située légèrement en amont de l'écoulement par rapport au support (voir figure 3.19).

Ensuite, deux fils de cuivre sont collés sur le cadre (avec de l'Araldite standard dégazée) à 2 mm de distance et servent à la fois de support au détecteur et de fils de mesure pour celui-ci. Avant montage, une mesure en 4 fils est effectuée lors de la caractérisation du détecteur de la température ambiante à la température de l'hélium liquide.

Le détecteur est maintenu légèrement en amont de l'écoulement par rapport à l'ensemble du support (2 mm environ) à l'aide de deux fils d'argent de diamètre $\Phi = 50\ \mu\text{m}$ (soudure Sn-Pb). Ces bras d'argent sont indispensables pour obtenir un

bon collage de la fibre de verre. Cette dernière a été choisie comme support pour les différents dépôts en raison de sa nature d'isolant électrique et de sa faible conduction thermique ($K_v \approx 10^{-3} W/cm.K$ vers $4 K$). Les fibres de verre utilisées⁸ sont de type «E borosilica» avec un diamètre de $5,5 \mu m$.

Il faut nettoyer soigneusement la fibre pour éviter que des particules de poussière n'interrompent le contact électrique le long de cette dernière après le dépôt de l'alliage métallique. La procédure de nettoyage consiste à plonger la fibre de verre dans un mélange composé de 5 % de RBS-HCW⁹ dans de l'eau désionisée, le tout chauffé à $60^\circ C$ et soumis aux ultrasons durant 10 minutes.

La fibre de verre est ensuite collée sur les bras d'argent avec de la laque à l'argent. La longueur de la fibre ainsi collée est d'environ 300 à 400 μm .

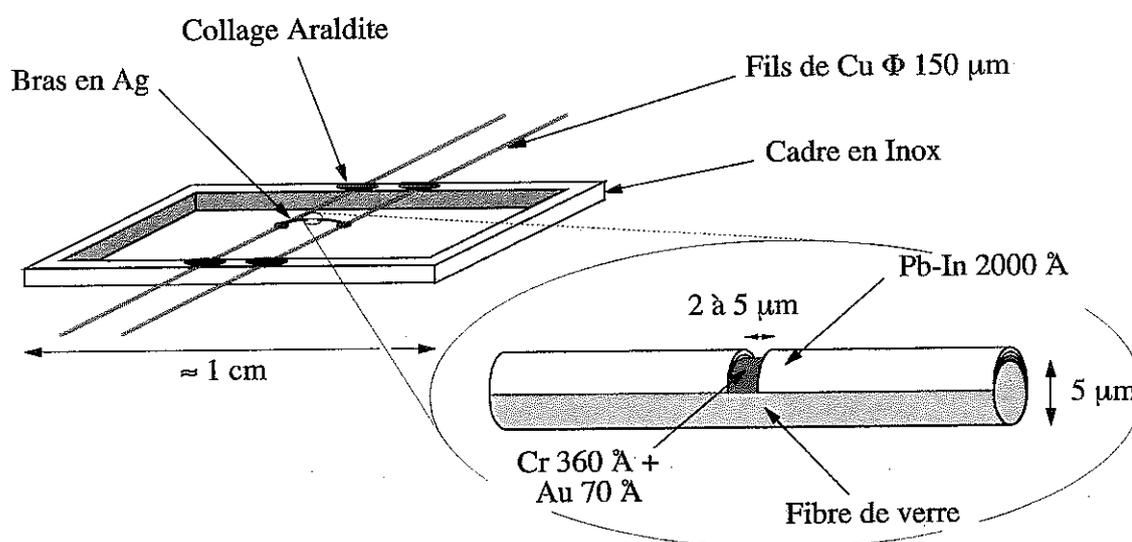


FIG. 3.19 – Dessin d'ensemble d'un détecteur Pb-In.

- la deuxième étape consiste à réaliser la partie sensible du détecteur localisée au centre du capteur, sur une fibre de verre d'un diamètre compris entre 2 et $5 \mu m$, préalablement nettoyée aux ultrasons. Cette fibre de verre est tout d'abord recouverte d'une couche métallique résistive de chrome de 360 \AA d'épaisseur. Cette couche de chrome est protégée de l'oxydation par une couche d'or extrêmement fine (70 \AA). Au moyen d'une autre fibre de verre, l'étape suivante consiste à masquer une très petite longueur (environ $5 \mu m$) sur la fibre métallisée, et de «court-circuiter» le reste de celle-ci avec un revêtement de plomb-indium (à 35 % atomique d'indium), alliage supraconducteur pour des températures critiques de $T_c \approx 7 K$ environ (voir figure 3.20). Les dépôts se font par pulvérisation cathodique sous atmosphère résiduelle d'argon, ce qui permet une bonne adhérence des divers revêtements.

8 – Vetrotex - Saint-Gobain, 767 Quai des Allobroges, 73009 Chambéry, France.

9 – Traitements Chimiques de Surfaces, rue Ampère, 59236 Frelinghiem, France.

Chauffée par effet Joule, la courte longueur sans Pb-In provoque la transition du revêtement supraconducteur adjacent, permettant ainsi d'obtenir une variation de résistance avec le refroidissement de la fibre dans l'écoulement.

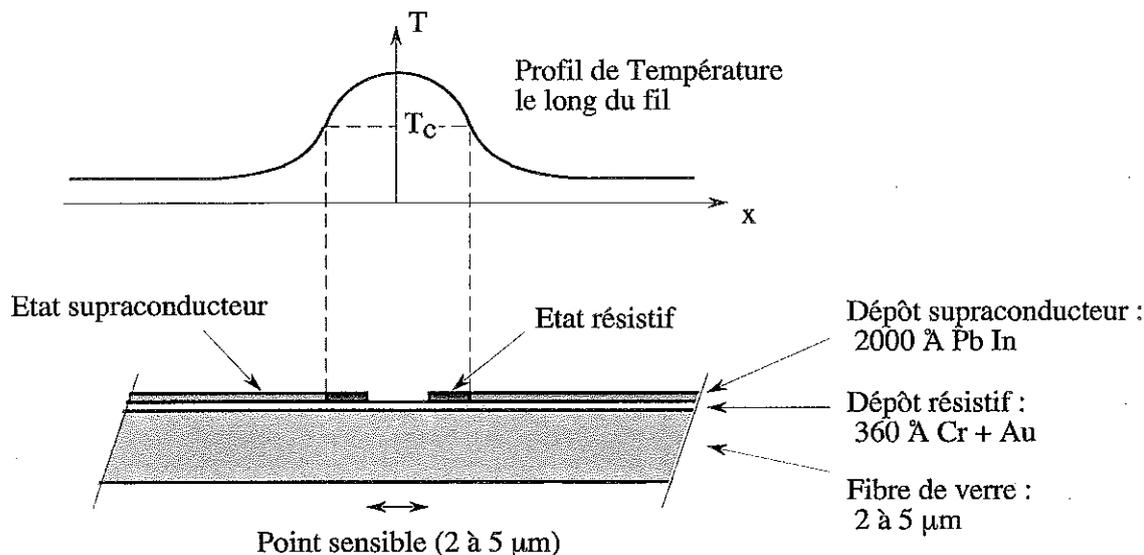


FIG. 3.20 – Coupe de la partie sensible du capteur et profil de température caractéristique.

Les capteurs, une fois réalisés, sont placés dans des dessiccateurs, sous vide primaire, pour être conservés à l'abri de l'oxygène et de l'humidité de l'air.

Le jour du montage de l'expérience, on ne les sort qu'au dernier moment pour coller les supports en acier inoxydable sur «les cordes à piano» tendues au centre des trois anneaux (de diamètre $\Phi = 120\text{ mm}$) en aluminium, eux-même positionnés au centre de la chambre d'expérience du cryostat. La photo 3.21 montre les trois détecteurs positionnés sur leur support avant la fermeture du cryostat. On trouvera une description plus approfondie des techniques de fabrication de ces capteurs et de leur fonctionnement dans la thèse d'O. Chanal [35] et dans [42].

3.2.2 Les détecteurs acoustiques

Nous allons décrire brièvement le principe de fabrication et de fonctionnement des capteurs acoustiques dans ce paragraphe, la technique de diffusion acoustique et les premières mesures sont quant à elles rappelées en Annexe C. Cette partie de la mesure physique dans l'expérience GReC constitue le travail de thèse de C. Poulain [43] [44].

Les capteurs acoustiques de l'expérience GReC ont été développés par l'équipe de C. Baudet [45]. Ces détecteurs sont constitués d'une feuille de mylar de quelques microns d'épaisseur, métallisée sur sa face supérieure, et tendue mécaniquement sur une électrode

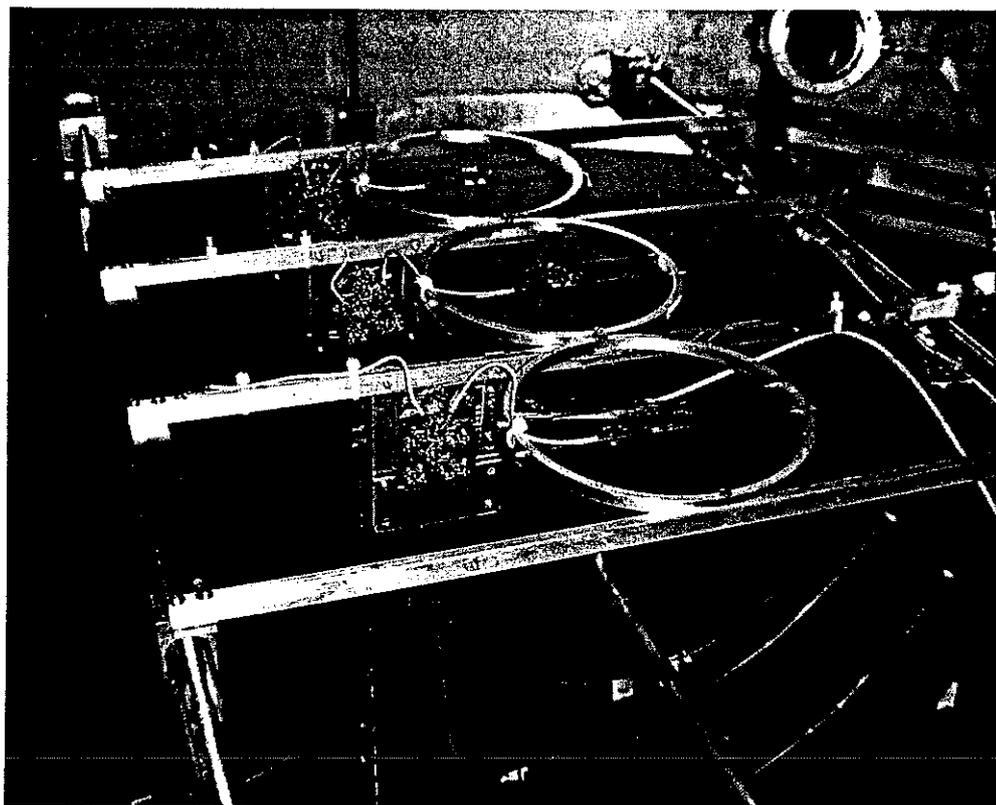


FIG. 3.21 - Photo des détecteurs sur leurs supports.

de zinc. L'application d'une tension électrique continue de 100 à 300 V permet en outre le placage de la membrane sur toute la surface de l'électrode. L'ensemble constitue un condensateur plan d'une capacité d'environ 1 nF (voir la figure 3.22 et la photographie 3.23).

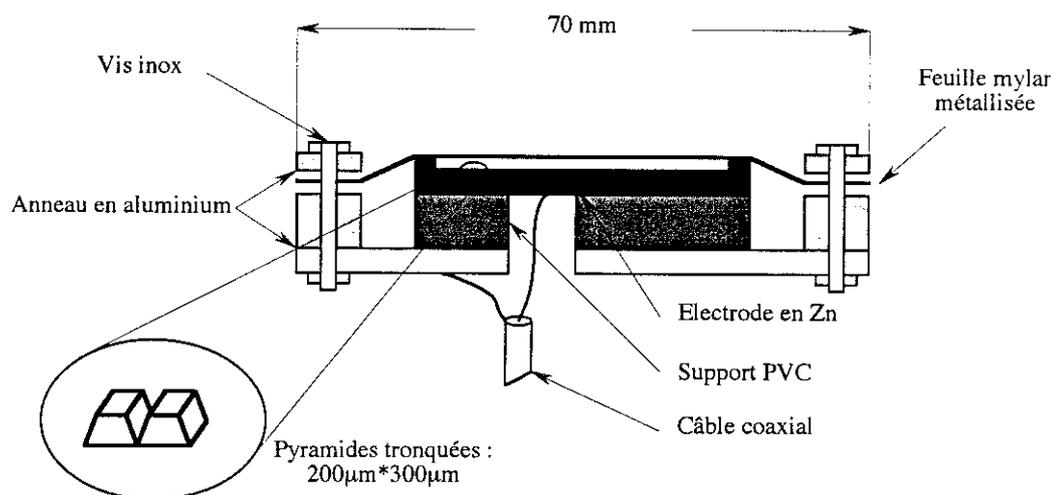


FIG. 3.22 - Vue en coupe du capteur et vue détaillée de l'électrode de zinc.

L'électrode de zinc, d'un diamètre de cinq centimètres, est finement quadrillée en surface. Les motifs tracés sur la face en contact avec le mylar par une technique photosensible

(identique à celle utilisée pour réaliser les circuits imprimés), sont des pyramides tronquées de $200\ \mu\text{m}$ de côté et de $300\ \mu\text{m}$ de profondeur. L'électrode est donc constituée de quelques dizaines de milliers de carrés disposés côte à côte (voir grossissement de la surface de l'électrode sur la figure 3.22).

Entre les carrés, la membrane peut alors vibrer, et émettre ou recevoir des ondes acoustiques. L'élasticité de la membrane et la compressibilité du gaz piégé sous la membrane jouent le rôle de force de rappel.

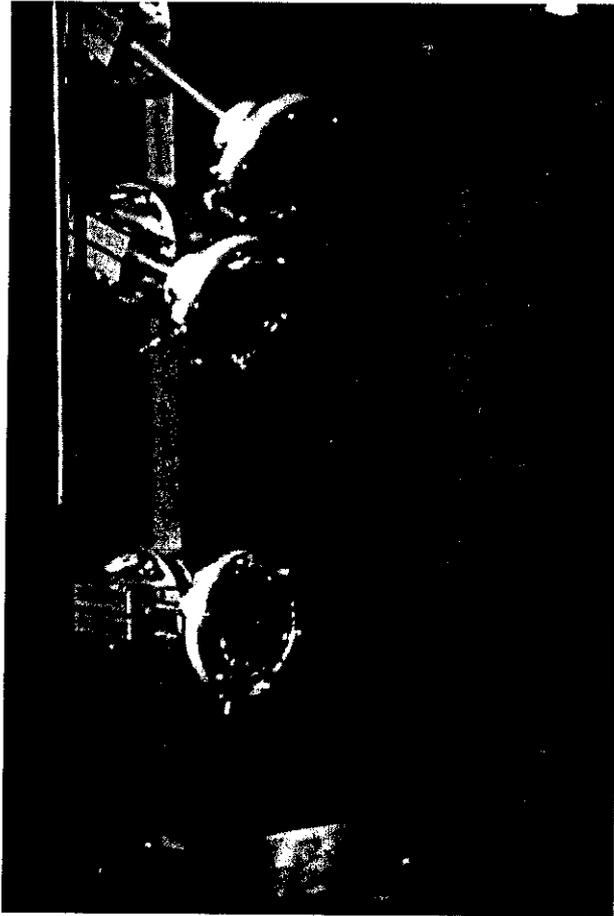


FIG. 3.23 – Photographie de trois des capteurs acoustiques sur leur support.

Sur nos premiers capteurs, nous avons rencontré des problèmes avec la membrane de mylar lors de la mise à froid. En effet, sur ces détecteurs, l'anneau sur lequel vient se serrer la membrane (voir figure 3.22) était fabriqué non pas en aluminium mais en PVC. Les dilatations thermiques linéaires différentes entre le PVC et le blindage en aluminium (respectivement ≈ 430 et ≈ 1400) des capteurs ont entraîné lors du premier refroidissement de $300\ \text{K}$ à $4,8\ \text{K}$ un relâchement de la membrane sur son support (cette dernière s'est complètement détendue, rendant les détecteurs acoustiques inutilisables). Nous avons donc fabriqué de nouveaux capteurs sur lesquels les pièces servant à plaquer et à serrer la membrane de Mylar étaient faites du même matériau, l'aluminium.

Il était très important que la feuille de Mylar reste bien tendue et plaquée à l'électrode de zinc à froid, car cette membrane constitue la partie sensible aux variations de pression. Elle doit être aussi légère que possible pour répondre aux hautes fréquences. Nos capteurs ont été fabriqués avec une membrane de $12 \mu m$ d'épaisseur permettant d'atteindre des fréquences de plusieurs centaines de kiloHertz. Une épaisseur plus faible est envisageable mais rend le montage très délicat (la membrane se déchirant facilement), et peut conduire à des claquages lors de la mise sous tension. Ces capteurs peuvent être utilisés en mode émetteur aussi bien qu'en mode récepteur, le montage électronique devant être adapté au fonctionnement désiré.

3.2.2.1 Fonctionnement en émetteur

Considérons un condensateur plan de surface S , d'épaisseur e , et de capacité C . Il est chargé sous une tension U que l'on décompose en $U = U_0 + u$, où U_0 est la tension de polarisation continue, et u une tension alternative. Chaque armature est soumise à la force :

$$F = \frac{(CU)^2}{2S\epsilon_0}$$

On peut alors écrire au premier ordre en u :

$$F = \frac{C^2}{2S\epsilon_0}(U_0^2 + 2U_0u)$$

La membrane est donc soumise à une force qui dépend linéairement de la tension u . Les déplacements engendrés font vibrer le fluide à son contact, créant ainsi une onde acoustique à la fréquence de la tension alternative.

3.2.2.2 Fonctionnement en récepteur

Considérons maintenant le cas où une onde acoustique arrive sur la membrane. Sous l'effet de la surpression, l'épaisseur du condensateur varie de Δe et la capacité de ΔC . On suppose que la charge reste constante (ce qui est effectivement le cas dans le montage utilisé en récepteur), soit : $(C + \Delta C)(U_0 + u) = CU_0$. En valeur absolue, et dans une approximation linéaire, on peut écrire :

$$u = U_0 \frac{\Delta e}{e}$$

La surtension u est donc proportionnelle au déplacement de la membrane.

On constate qu'en mode émetteur comme en mode récepteur, l'efficacité des transducteurs est proportionnelle à la tension de polarisation U_0 . En pratique, la tension de

polarisation est limitée par le claquage du Mylar et par l'électronique utilisée. Nous avons travaillé avec des tensions de 150 V à 220 V, délivrées par des générateurs «haute tension».

3.2.3 *Electronique de mesure des anémomètres*

Une électronique de mesure spécifique a été développée pour l'asservissement à résistance constante des anémomètres à fibre de verre. En effet, l'électronique qui avait été réalisée pour l'expérience de jet du CRTBT n'a pas pu être adaptée à l'expérience GReC en raison premièrement des longueurs de câbles utilisées dans notre cas (un aller-retour de 4 m de long au total) qui induisaient des retards trop importants du fait du temps de propagation. Deuxièmement, l'ancienne électronique présentait une dérive du signal moyen de tension en phase avec les variations thermiques de la pièce. Aussi, il a été décidé de refondre complètement l'appareillage en utilisant des composants électroniques plus modernes (plus stables en température notamment) et adaptés aux spécificités de l'expérience GReC.

La figure 3.24 représente le schéma électrique simplifié de l'asservissement. Le courant injecté dans le détecteur est constitué d'un courant alternatif à 10 MHz modulé en amplitude. Cette électronique comporte notamment une détection synchrone haute fréquence à large bande passante, une régulation Proportionnelle-Intégrale-Dérivée (PID) très rapide (inférieur à la μs), et un amplificateur bas bruit. En présence d'une fluctuation de vitesse, la résistance du capteur varie, et un signal de déséquilibre apparaît aux bornes du pont de Wheatstone, placé à froid à 5 K, composé de trois résistances de référence et du capteur. Pour annuler ce signal, la boucle d'asservissement agit directement sur l'amplitude du courant alternatif injecté de manière à maintenir sa température constante, jusqu'à une fréquence de l'ordre du MHz.

Sur la figure 3.25, nous avons représenté schématiquement le principe de l'asservissement à résistance constante : sous l'effet d'une fluctuation locale de vitesse ($V_+ > V_-$), la caractéristique courant-tension du détecteur se décale légèrement, et l'électronique adapte le courant de polarisation de façon à travailler toujours à résistance constante.

La mise au point de cette électronique spécifique et son adaptation aux capteurs de vitesse a constitué un travail considérable mené par Y. Ladam et le Service Electronique du CRTBT.

3.2.4 *Acquisition des données*

L'électronique de mesure délivre un signal de tension centré autour de zéro, une fois la tension d'opposition correctement réglée. Un premier test du signal à des fréquences infé-

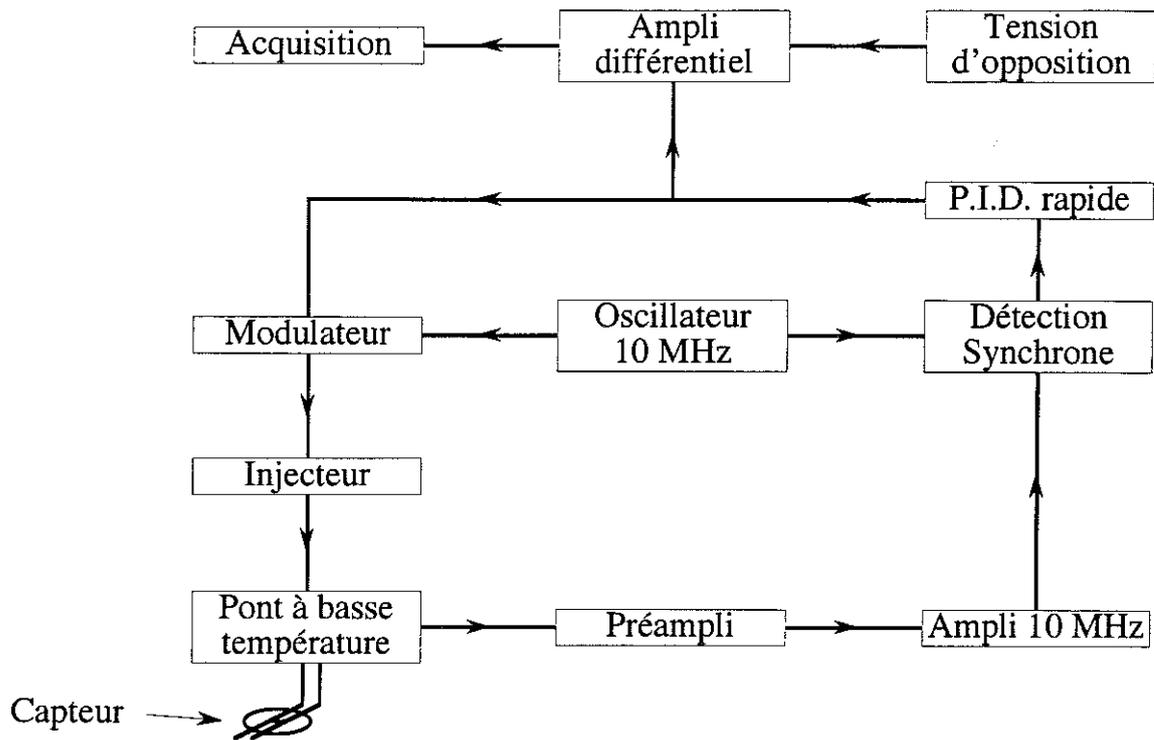


FIG. 3.24 – Schéma de principe de l'électronique de mesure des capteurs anémométriques.

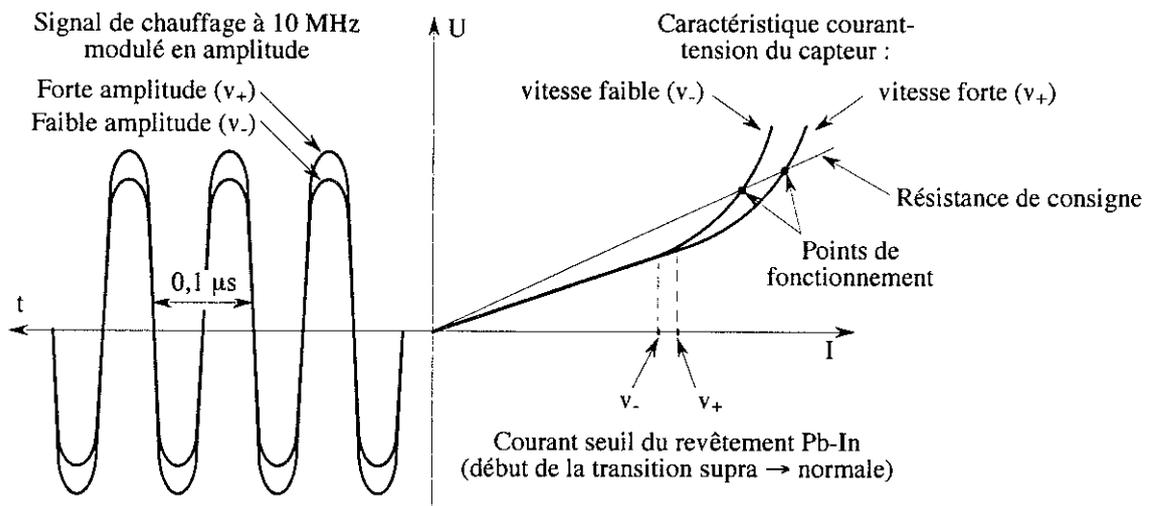


FIG. 3.25 – Modulation d'amplitude : régulation du capteur à résistance constante.

rieures à 100 kHz , est réalisé avec un analyseur de spectre Hewlett-Packard 3562A. Cette analyse fournit la fréquence de coupure du signal, et permet de déterminer la dynamique et la fréquence d'échantillonnage nécessaires à l'enregistrement du signal.

3.2.4.1 Tests préliminaires

L'analyseur de spectres est un outil indispensable pour obtenir en temps réel l'histogramme et le spectre de puissance du signal de tension, jusqu'à des fréquences de 100 kHz .

- L'histogramme nous renseigne sur la présence d'instabilités dans le jet. Dans un jet axisymétrique stable, les fluctuations de la vitesse sont essentiellement gaussiennes : l'histogramme du signal de tension correspondant a une allure semblable, à la loi d'étalonnage près.
- Le spectre de puissance est un moyen précieux pour détecter les signaux parasites, engendrés par des résonances mécaniques dans le cryostat ou des résonances dans la chaîne électronique. Il nous permet également de déterminer la fréquence de coupure du jet et ainsi de choisir la fréquence d'échantillonnage optimale de l'enregistrement pour un débit donné.

3.2.4.2 Acquisition des données brutes (signal de tension)

L'analyse statistique des données en turbulence doit prendre en compte aussi bien les fréquences élevées que les fréquences les plus basses, d'où la nécessité de disposer de très longs fichiers de données ininterrompus, avec une très bonne dynamique.

La figure 3.26 montre un exemple de l'histogramme et de la densité spectrale de puissance obtenus à partir du signal de tension enregistré pour un débit de 66 g/s . Ce fichier de tension a une taille de 512 Mo , soit $128\ 10^6\ pts$, et la fréquence d'échantillonnage est de 156250 Hz .

L'enregistrement est réalisé au moyen d'un système d'acquisition de type HP 1430 E (sur châssis VXI). L'acquisition se fait sur 23 bits (dont 18 effectifs), à une fréquence d'échantillonnage pouvant atteindre 5 MHz . Ce système d'enregistrement est piloté par une station de travail HP travaillant sous Unix. Les programmes d'acquisition de données, réalisés en langage C et mis au point par C. Baudet du LEGI, permettent d'enregistrer des blocs continus de $512\ 10^6\ pts$ (2^{25}). Ces blocs de données (chaque point étant codé sur quatre octets) sont écrits en temps réel sur un disque dur de type HP 1562 E d'une capacité de 20 Go .

Une fois l'acquisition et l'enregistrement sur le disque dur réalisés, pour un débit de gaz fixé, les données sont transférées, à l'aide du réseau Ethernet, de la station Unix présente au CERN sur un des Macintosh (G4 ou PowerMac 7300/200 MHz) se trouvant au CRTBT. Ensuite les données sont gravées sur CD-Rom en vue de leur analyse ultérieure.

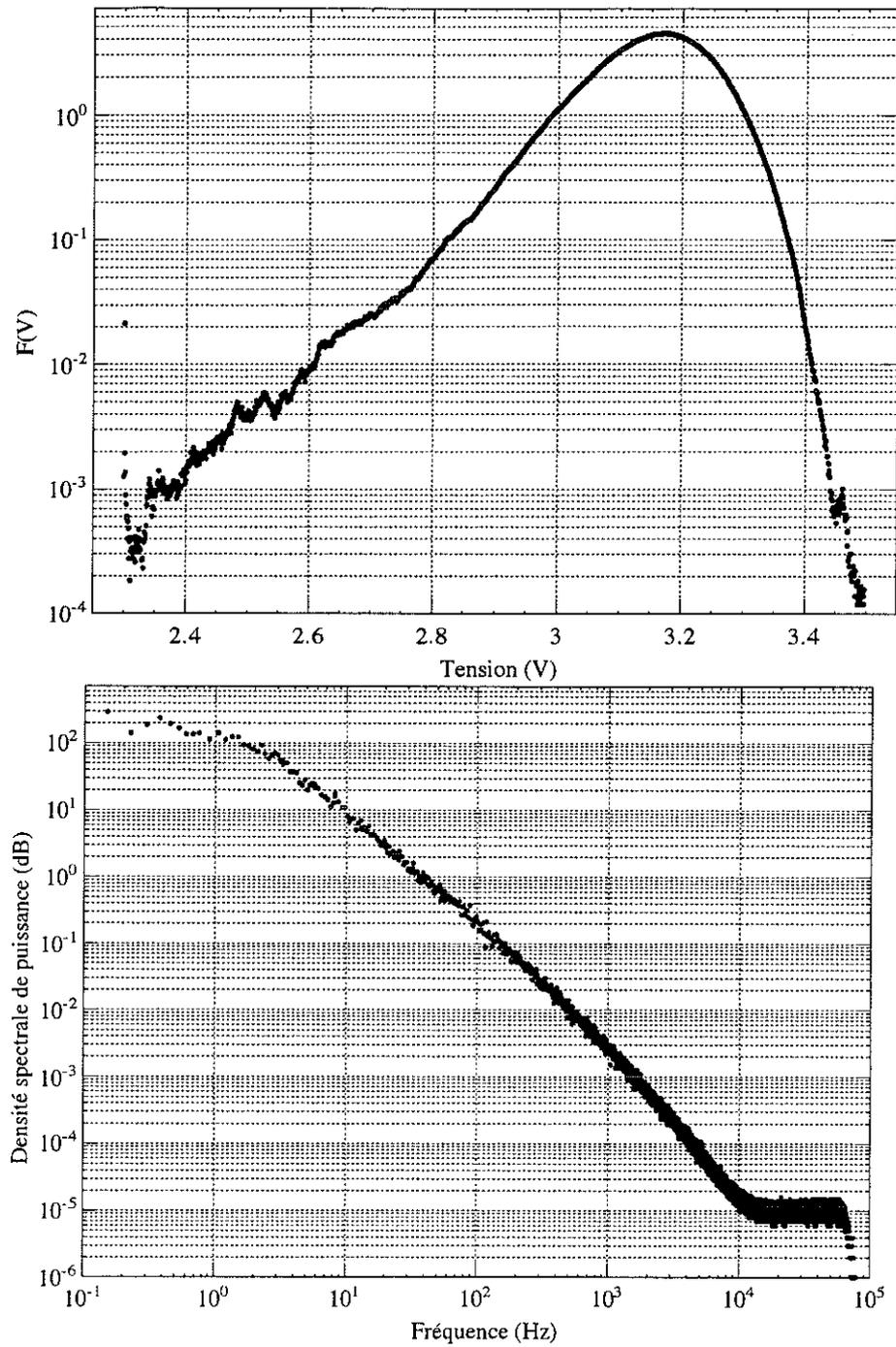


FIG. 3.26 – Histogramme en haut et spectre de puissance en bas du signal de tension pour un débit de 66 g/s ($Re \approx 2,56 * 10^6$).

4

PRÉSENTATION ET ANALYSE DES DONNÉES

Dans ce quatrième chapitre, nous allons présenter l'analyse d'une partie des résultats expérimentaux obtenus au cours des trois campagnes de mesures, effectuées à la fin de l'année 2000 et au début de l'année 2001. Nous allons d'abord faire un bilan de l'ensemble des données enregistrées, en précisant les caractéristiques essentielles de chacun des fichiers de tension retenus. Dans une deuxième phase, nous allons décrire la procédure de conversion des fichiers de tension en fichiers de vitesse puis la procédure de rééchantillonnage de ces derniers en fonction de la distance (Hypothèse de Taylor instantanée). Ensuite, nous détaillerons les différentes techniques de filtrage des signaux mises en œuvre pour augmenter le rapport signal sur bruit (correction du bruit sur les moments à petit débit et «Empirical Mode Decomposition» à haut débit). Enfin, nous présenterons une première analyse des résultats obtenus. Notre objectif n'est pas de réaliser une étude exhaustive de tous les fichiers, mais de nous concentrer sur quelques fichiers pour démontrer la validité des mesures réalisées. Nous basons notre analyse sur l'étude des incréments de vitesse en soulignant l'apport des grands nombres de Reynolds sur les résultats obtenus et en les comparant aux propositions théoriques et à certains résultats expérimentaux antérieurs. Nous allons étudier en particulier les moments d'ordre deux et les moments d'ordre trois, puis nous tenterons de caractériser la profondeur de la cascade à l'aide du modèle variationnel développé par B. Castaing en 1989. En conclusion, nous ferons un bilan de ces premières campagnes de mesure au CERN en soulignant les points forts et les points faibles de l'expérience actuelle et en brossant les perspectives à plus ou moins long terme.

4.1 *Présentation des données*

4.1.1 *Récapitulatif des données enregistrées*

L'acquisition des fichiers de données s'est déroulée entre Octobre 2000 et Avril 2001. La première campagne de mesure a eu lieu en Octobre 2000 ; pour les enregistrements réalisés à cette date, les capteurs étaient placés à 90 *cm* de la buse, et décentrés de 12 *cm* par rapport à l'axe du jet. En effet, nous avons rencontré des problèmes avec le système de déplacement transversal des capteurs (bris de la chaîne de couplage). Le capteur placé au centre du jet ayant été détérioré, nous n'avons pu réaliser des mesures que sur le bord du

jet. La seconde campagne de mesure a eu lieu en décembre 2000 ; d'une part le tube de Pitot n'a pas fonctionné correctement (en raison d'oscillations de Taconis) et d'autre part les enregistrements présentaient des pics de résonance pour les plus forts débits, typiquement au delà de 150 g/s. La troisième campagne s'est déroulée en Mars et Avril 2001. Les acquisitions ont été réalisées à 1250 mm de la buse (de diamètre $\Phi = 25$ mm) et au centre du jet. Pour tous les enregistrements, la température dans la chambre d'expérience est comprise entre 4,8 K et 4,95 K et la pression entre 1150 mbars et 1190 mbars. Les valeurs moyennes de la pression et de la température pour chaque enregistrement nous permettent de calculer la masse volumique et la viscosité cinématique de l'hélium. La connaissance du débit, nous permet de déterminer la vitesse en sortie de buse et donc le nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds R_λ est obtenu à partir du calcul des moments d'ordre trois des incréments de vitesse (cf § 1.1.2 et § 4.5.2.2). Les vitesses moyennes au niveau des détecteurs ont été calculées à partir de la relation empirique définie au paragraphe 3.1.4.3. Nous récapitulons, dans le tableau 4.1, les caractéristiques importantes des données qui ont été retenues en vue d'une analyse ultérieure.

Débit	21 g/s*	35 g/s	66 g/s	80 g/s	135 g/s	175 g/s*	205 g/s*	250 g/s*
Taille (10^6 pts)	60	512	128	100	128	256	512	256
Fréq. éch. (f_{ech} , kHz)	312,5	312,5	156,25	3125,5	625	2500	1250	625
Nbr retour.	300	4600	4500	1800	2500	1500	7400	9000
Pas rééch. (μm) ($dr = V_{moy}/f_{ech}$)	1,03	2,05	7,31	4,0	3,65	6,0	1,47	7,01
Visc. ($\cdot 10^{-8}$ m ² /s)	9,5	9,7	9,3	8,0	9,0	9,0	9,4	9,1
T_{moy} (K)	4,92	4,94	4,89	4,70	4,89	4,90	4,90	4,91
P_{moy} (mbar)	1165	1161	1163	1170	1175,8	1192,3	1157,2	1185,4
V_{moy} buse (m/s)	2,9	4,7	8,9	9,6	17,9	22,9	27,9	34,5
V_{moy} fil (m/s)	0,32	0,64	1,14	1,25	2,28	3,2	3,7	4,4
Taux turb. (%)	28	29	28	30	37	32	32	30,5
Ecart type (m/s)	0,099	0,14	0,3	0,35	0,68	0,95	0,92	1,25
Re_{buse} ($\cdot 10^6$)	0,76	1,25	2,56	3,0	5,0	6,6	7,7	10
ϵ (m ² /s ³)	0,005	0,014	0,15	0,24	1,81	5,75	3,01	11,25
Reynolds R_λ	1750	2100	3000	3200	4300	4900	5850	6050
Echelle int. (m)	0,28	0,35	0,25	0,28	0,26	0,25	0,30	0,32
Long. Taylor (mm)	1,68	1,43	0,94	0,76	0,60	0,46	0,61	0,42
Long. Kolmo. (μm)	20,3	15,8	8,45	6,76	4,66	3,35	4,1	2,81

TAB. 4.1 – Caractéristiques des enregistrements étudiés et présentés dans le texte. On rappelle que toutes les acquisitions ont été réalisées à 50 diamètres de l'orifice de la buse (1250 mm). Le signe * est expliqué dans le texte.

Pour chaque débit, nous avons effectué un enregistrement de test de quelques 10^6 pts pour valider les données et les paramètres d'enregistrements, avant de procéder à l'acqui-

tion du fichier d'analyse. D'autre part, pour certains débits, nous avons effectué plusieurs acquisitions en faisant varier la fréquence d'échantillonnage ou (et) la taille du fichier. Dans le tableau 4.1, nous avons signalé ces débits par un * et nous n'avons mentionné que le fichier de plus grande taille. Enfin, pour le débit de 250 g/s , outre l'enregistrement de $256 \cdot 10^6 \text{ pts}$ sur l'axe du jet, huit enregistrements de $16 \cdot 10^6 \text{ pts}$ avec une fréquence d'échantillonnage de 312500 Hz ont été effectués hors de l'axe du jet, à l'aide du système de déplacement des capteurs. Le calcul de certaines grandeurs telles que R_λ , l'échelle intégrale, λ , η et le nombre de retournements est décrit dans le paragraphe 4.5.1. Au total, 15 enregistrements ont été effectués, deux d'entre eux réalisés à des débits de 115 g/s et 121 g/s n'ont pas été mentionnés car les fichiers semblent corrompus (spectre de tension de pente proche de -2 dans la zone inertielle).

4.1.2 Mesures

Avant toute acquisition, le signal moyen délivré par l'électronique est ramené à zéro lors des mesures, à l'aide d'une tension d'opposition maintenue constante tout au long de l'enregistrement (cf § 3.1.2). Cette compensation permet d'obtenir la meilleure dynamique des fluctuations du signal de tension autour de sa valeur moyenne. Lors des calculs, nous avons rajouté cette tension d'opposition aux données.

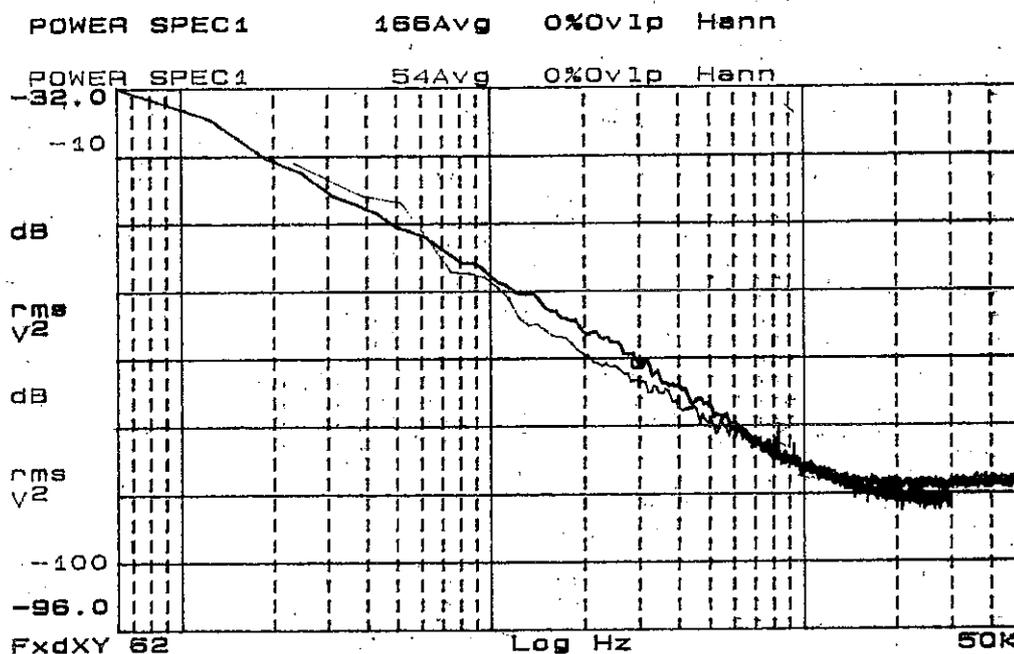


FIG. 4.1 – Spectres de puissance du signal de tension enregistré à l'aide de l'analyseur HP 3562A pour un écoulement à $Re \approx 2,56 \cdot 10^6$ ($R_\lambda = 3000$). Le spectre tracé en trait épais a été moyenné 166 fois alors que celui en trait fin l'a été 54 fois.

De plus, avant chaque enregistrement, nous visualisons le spectre de tension de l'écou-

lement sur un analyseur HP 3562A (figure 4.1).

Malheureusement, nous n'avons pas pu réaliser un enregistrement en l'absence d'écoulement après chaque série de mesures (ces enregistrements nous auraient donné le spectre de bruit). En effet, l'inertie de fonctionnement du liquéfacteur ainsi que des problèmes de thermalisation du cryostat rendaient impossible l'arrêt de l'écoulement. D'autre part, une acquisition du bruit une bonne fois pour toutes n'aurait pas été valable car à chaque changement de débit, nous devons modifier les paramètres de réglages de l'électronique d'acquisition (en particulier les gains en puissance des amplificateurs placés à froid). Nous décrivons au paragraphe 4.2 la technique que nous avons utilisée pour corriger le bruit sur les moments malgré l'absence d'enregistrements de bruit.

Après chacune des acquisitions, afin de visualiser les fichiers enregistrés, nous pouvons tracer quasiment en temps réel les histogrammes de tension et les spectres de puissance. Si l'aspect des courbes obtenues est conforme à l'aspect attendu (cf figure 4.2 pour les histogrammes de tension et figure 4.4 pour les spectres de puissance), on conserve alors les fichiers enregistrés. Cette opération est rendue possible sur une très large gamme de fréquences pouvant s'étendre jusqu'au MHz , grâce à un programme réalisé en langage C, sous Matlab, par C. Baudet.

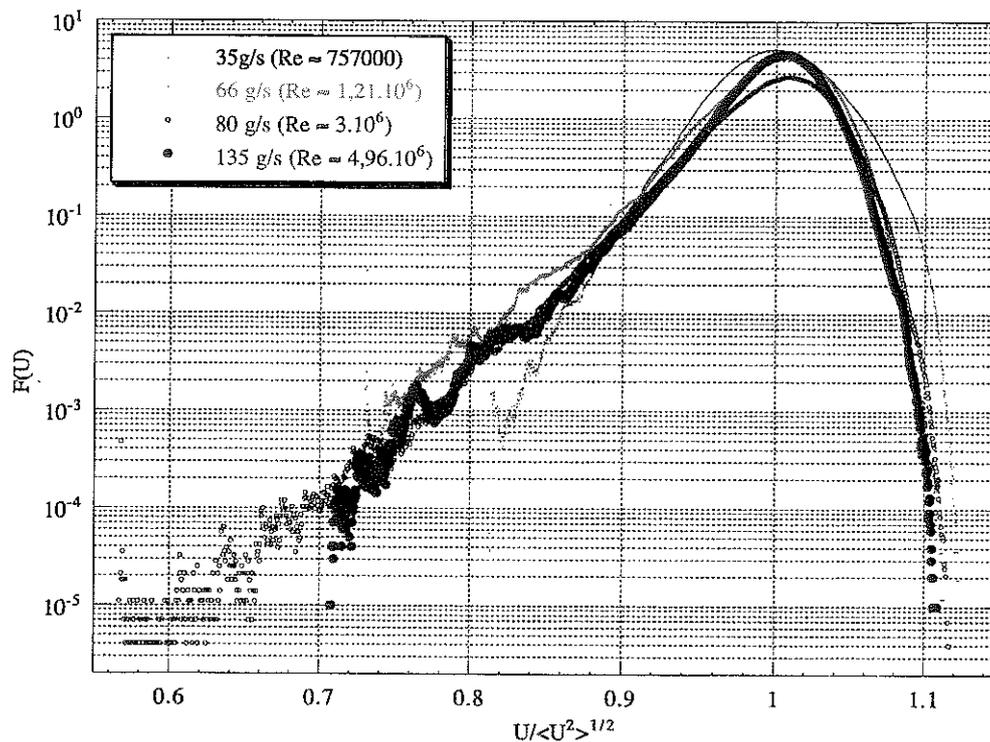


FIG. 4.2 – Histogrammes des signaux de tension normalisés.

La figure 4.2 représente les histogrammes des signaux de tension en fonction de la tension normalisée pour quatre nombres de Reynolds. On note que les fonctions de distribution sont très dissymétriques. Elles présentent un comportement en à loi de puissance (droite

en représentation logarithmique) pour les tensions faibles et un comportement gaussien pour les tensions les plus élevées (forme parabolique en représentation logarithmique).

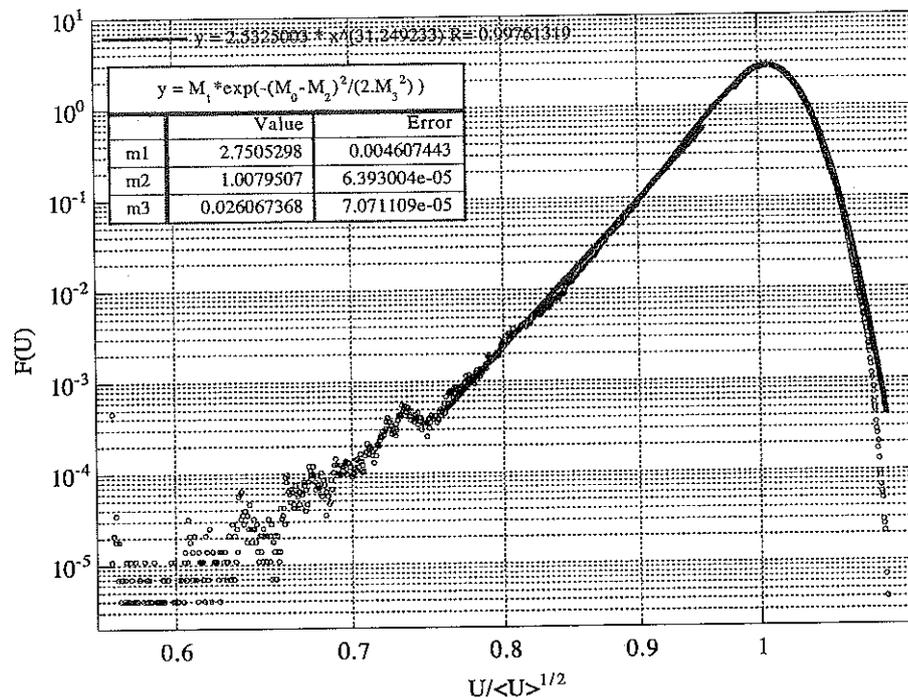


FIG. 4.3 - Histogramme du signal de tension normalisé pour un enregistrement à $Re \approx 3.10^6$. La ddp est ajustée par une loi de puissance pour les faibles tensions et par une loi gaussienne pour les tensions élevées.

Sur la figure 4.3, nous avons représenté l'histogramme de tension normalisé pour l'enregistrement à $Re \approx 3.10^6$. Ce dernier est ajusté par une loi de puissance pour les tensions faibles et par une loi gaussienne pour les tensions fortes.

Sur la figure 4.4, représentant les spectres de puissance du signal de tension, on remarque que la zone inertielle, correspondant à la partie des spectres de pente proche de $-5/3$, s'étend au fur et à mesure que le nombre de Reynolds progresse. L'étendue de la zone de pente $-5/3$ atteint pratiquement 4 décades en V^2/Hz , pour les plus hauts nombres de Reynolds ($Re \geq 3.10^6$). On remarque que la zone de dissipation visqueuse (pente significativement plus raide que $-5/3$ avant le plateau de bruit) est bien marquée pour les nombres de Reynolds les plus faibles ($Re = 760000$ et $Re = 1,25.10^6$) puis disparaît pour des nombres de Reynolds supérieurs à $R_\lambda = 5.10^6$. Le rapport signal sur bruit dépasse 70 dB pour tous les enregistrements.

Enfin, il faut préciser que l'enregistrement à $Re = 3.10^6$ a été effectué lors de la campagne de mesure du mois de Décembre 2000, avec un capteur différent. Ce capteur présentait une fréquence de coupure plus élevée que celui utilisé lors des mesures réalisées en Mars 2000, ce qui explique que la zone de coupure visqueuse soit plus marquée pour un débit de 80 g/s ($Re = 3.10^6$) que pour un débit de 66 g/s ($Re = 2,56.10^6$) sur la figure 4.4.

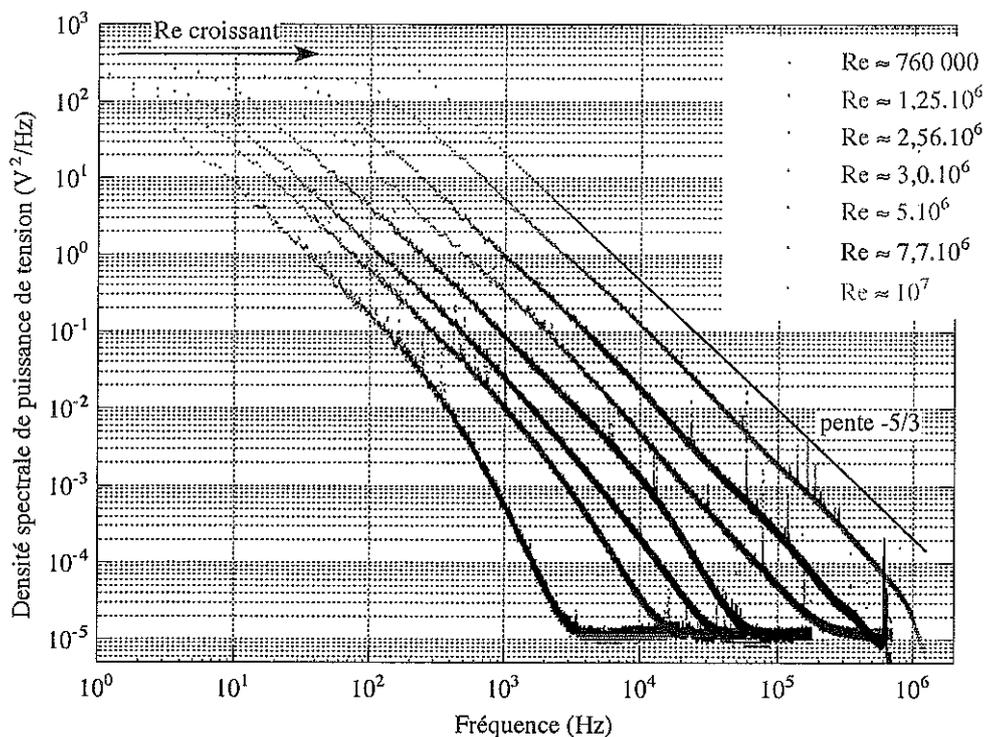


FIG. 4.4 – Spectres de puissance des signaux de tension pour des nombres de Reynolds s'échelonnant de 760000 à 10^7 .

4.2 Conversion tension/vitesse des données

4.2.1 Mesure de la vitesse moyenne et du taux de turbulence

La vitesse locale de l'écoulement mesurée à l'aide des anémomètres va nous permettre d'étudier la turbulence dans le jet. Or, jusqu'à présent, nous ne disposons que des fichiers bruts de tension. Pour convertir ces enregistrements de tension (très dissymétriques à cause de la non linéarité du détecteur) en enregistrements de vitesse, nous allons établir la loi d'étalonnage des capteurs.

Pour chaque acquisition du signal de vitesse, nous avons réalisé un enregistrement du signal délivré par le tube de Pitot. La conversion du signal de tension de ce dernier (cf loi d'étalonnage § 3.1.4.3) en signal de vitesse, nous permet de déterminer la vitesse moyenne et l'écart type de vitesse de l'écoulement au niveau des capteurs et donc le taux de turbulence du jet. En effet, le taux de turbulence de l'écoulement est défini par $\frac{\sqrt{\langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle}}{\langle v \rangle}$. Le taux de turbulence est ainsi différent pour chaque nombre de Reynolds. La figure 4.5 représente les vitesses moyennes et les taux de turbulence mesurés à l'aide du tube de Pitot pour différents enregistrements. La vitesse moyenne suit approximativement une loi linéaire en fonction du nombre de Reynolds, c'est à dire du débit. Par contre, le tube de Pitot mesure un taux de turbulence moins monotone : il est croissant avec le débit,

allant de 28 % pour un Reynolds de 760000 à 37 % pour un Reynolds de $5 \cdot 10^6$, puis τ chute autour de 30 % pour les débits plus élevés du fait de la coupure fréquentielle du tube de Pitot estimée à une dizaine de Hertz. On peut donc formuler quelques commentaires sur cette méthode. En effet, la vitesse moyenne de l'écoulement obtenue avec le tube de Pitot est fiable (les mesures acoustiques donnent des vitesses moyennes comparables à celles du tube de Pitot), et les valeurs de V_{moy} obtenues sont en bon accord avec la loi établie par A. Naert (cf § 3.1.4.3). Le taux de turbulence de l'écoulement, quant à lui, est beaucoup plus incertain. En raison d'oscillations de Taconis dans les tubes de mesure de pression du Pitot, nous avons dû augmenter les pertes de charge dans ces tubes ce qui peut conduire à sous-estimer le taux de turbulence de l'écoulement. Ce point est suggéré par les mesures acoustiques qui donnent des taux de turbulence un peu plus élevés ($\sim 35\%$) que ceux mesurés avec le tube de Pitot.

C. Baudet et Y. Gagne qui ont analysé les enregistrements en parallèle ont adopté une autre méthode d'étalonnage en prenant la vitesse moyenne déduite du Pitot mais en fixant le taux de turbulence à 32 % (valeur proposée par Antonia [21]) pour tous les enregistrements. O. Chanal avait d'ailleurs choisi une technique semblable en fixant τ à 23 %.

Dans le cas où l'on fixe le taux de turbulence τ , et où l'on mesure la vitesse moyenne V_{moy} , le calcul donne :

$$R_\lambda = \frac{\sqrt{\langle \delta v^2 \rangle} \lambda}{\nu} \quad \text{et} \quad \sqrt{\langle \delta v^2 \rangle} = \tau V_{moy} = \tau B V_{buse} \left(\frac{x}{D} \right)^{-1}$$

où x est la distance à la buse, D le diamètre de cette dernière et B une constante dont la valeur déterminée empiriquement vaut environ 6 [32].

D'autre part :

$$\lambda = \sqrt{\frac{15\nu \langle \delta v^2 \rangle}{\epsilon}} = \frac{\sqrt{15} \sqrt{\nu} \tau B V_{moy} (x/D)^{-1} \sqrt{D}}{\sqrt{48} V_{buse}^{3/2} (x/D)^{-2}}$$

sachant que :

$$\epsilon = \frac{48 V_{buse}^3}{D} \left(\frac{x}{D} \right)^{-4} \quad (\text{cf Antonia [21]})$$

Ainsi :

$$R_\lambda = \left(\frac{\sqrt{15} B^2}{\sqrt{48}} \right) \tau^2 \sqrt{Re_{buse}} \approx 2 \sqrt{Re_{buse}} \quad (4.2)$$

L'équation (4.2), obtenue à partir des hypothèses d'étalonnage de C. Baudet et Y. Gagne est en bon accord avec celle que j'ai obtenue à l'aide de la technique d'étalonnage à τ variable (cf § 4.5.2.2).

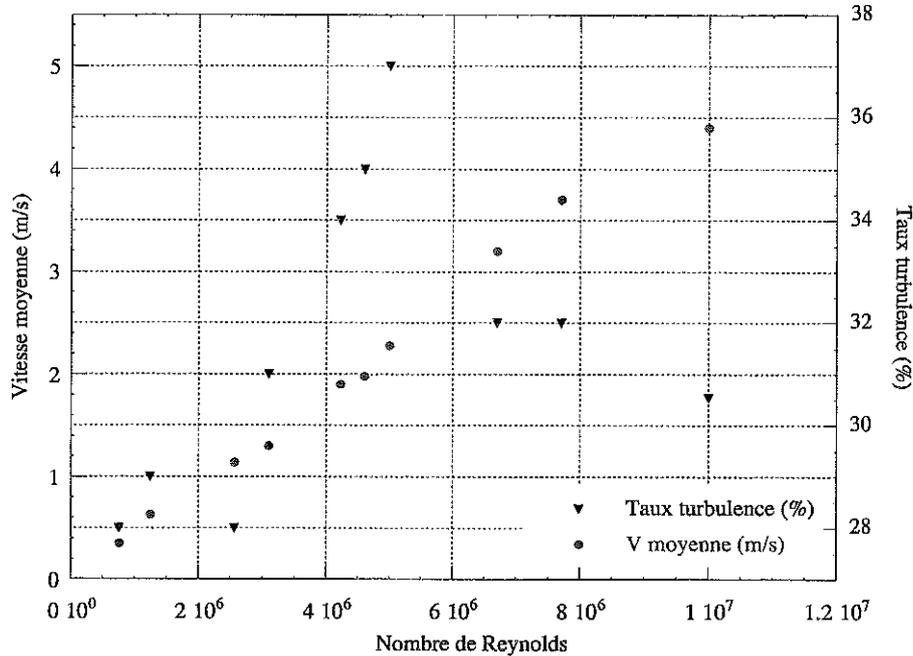


FIG. 4.5 – Taux de turbulence et vitesse moyenne déduits des enregistrements réalisés avec le tube de Pitot pour des nombres de Reynolds variant de 760000 à 10^7 .

4.2.2 Hypothèse d'étalonnage

La loi de conversion tension/vitesse est ensuite déterminée à partir d'une hypothèse sur la forme des histogrammes de vitesse. En effet, plusieurs études antérieures [46] ont montré que, dans un écoulement de jet turbulent, la distribution de vitesse ($P(v)$) sur l'axe de symétrie du jet avait une forme proche d'une gaussienne. Cependant, nous n'allons pas travailler sur les fichiers de vitesse en fonction du temps mais sur les fichiers de vitesse rééchantillonnés en fonction de la distance $r = \int_0^t v(t) dt$. Dans notre cas, c'est donc la distribution de vitesse spatiale le long de l'enregistrement qui doit se rapprocher d'une gaussienne et non pas la distribution de vitesse temporelle. Nous montrons dans le § 4.3 que les distributions de vitesse temporelle et de vitesse spatiale sont reliées par la relation $P_s(v) = \frac{v}{V} P_t(v)$. Pour avoir une distribution spatiale gaussienne, nous allons donc considérer la distribution de vitesse suivante :

$$P(v) \propto v \exp\left(-\frac{(v - V)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3)$$

où V est la vitesse moyenne dirigée suivant l'axe x , au niveau des capteurs, et σ est l'écart type : $\sigma = \tau V$, τ étant le taux de turbulence du jet. On rappelle que τ et V sont déterminés

pour chaque écoulement à l'aide du tube de Pitot.

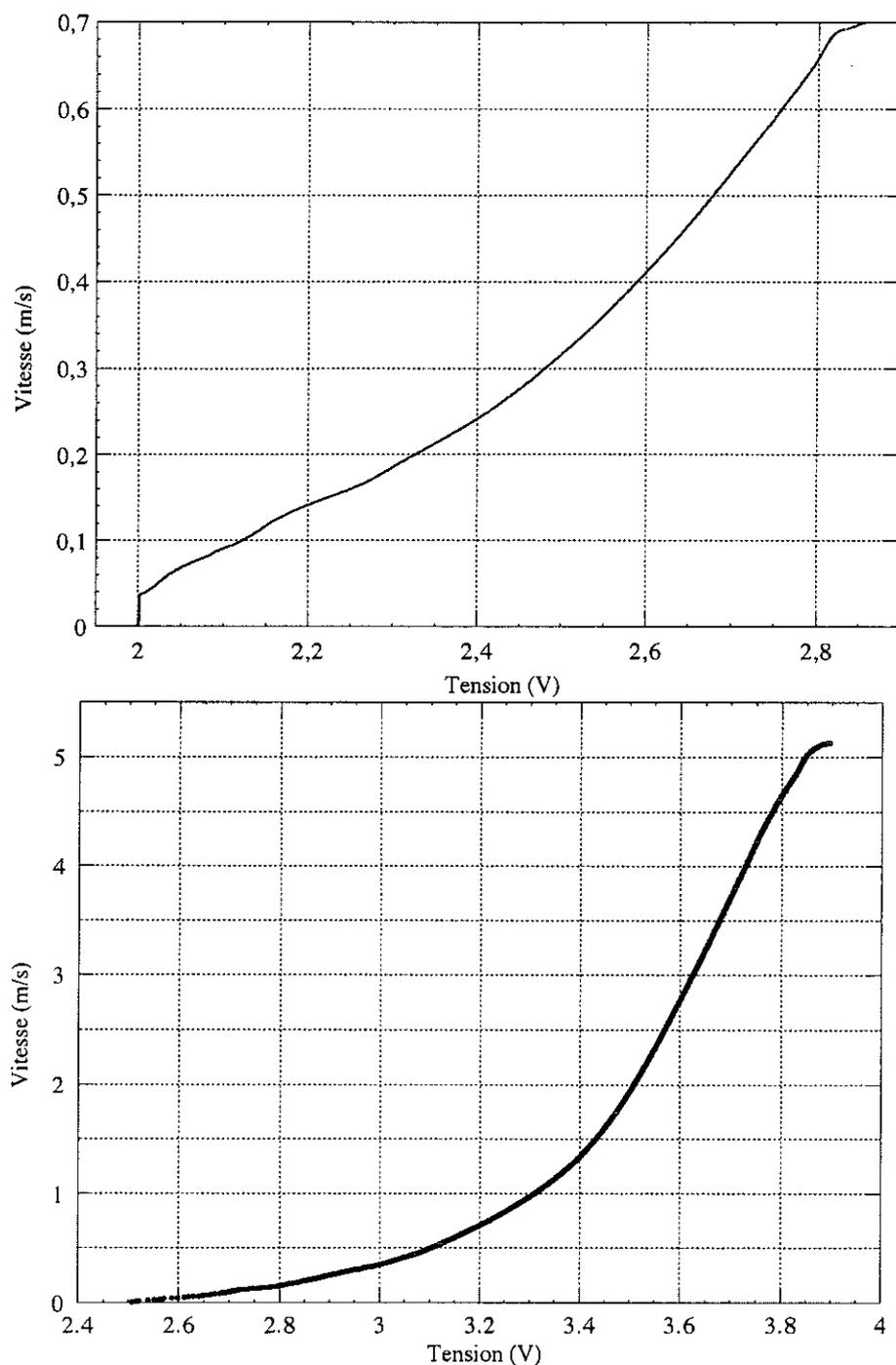


FIG. 4.6 – Etalonnage brut de vitesse en fonction de la tension pour deux nombres de Reynolds (760000 en haut et $5 \cdot 10^6$ en bas).

A partir de cette distribution «théorique» de vitesse temporelle (équation (4.3)) et de la distribution brute de la tension mesurée, on va déterminer la vitesse v_i correspondant à la tension u_i , par identification des distributions de vitesse et de tension, en incrémentant

v_i jusqu'à ce que la probabilité d'avoir obtenu une vitesse inférieure à v_i soit égale à la probabilité d'avoir obtenu une tension inférieure à u_i . On obtient ainsi, sans autre paramètre ajustable que V et σ , une loi d'étalonnage permettant de transformer un signal brut en un signal dont l'histogramme est gaussien. Nous avons représenté sur la figure 4.6, les lois d'étalonnages brutes (sans aucune modification) ainsi obtenues pour deux débits ($Re = 760000$ et $Re = 5.10^6$).

4.2.3 Dissymétrie des histogrammes

Par rapport à une hypothèse où l'on n'aurait considéré que la composante de la vitesse suivant l'axe du jet, le terme en v (vitesse totale) dans l'équation (4.3) diminue la probabilité d'obtenir des vitesses faibles. En effet, l'anémomètre est sensible à la vitesse totale de l'écoulement et non pas uniquement à sa composante suivant l'axe du jet. Ainsi, même s'il arrive que cette composante soit nulle, en raison des fluctuations intenses présentes dans le jet, il est peu probable que les deux autres composantes soient nulles au même instant. Ceci exclut la possibilité de mesurer des vitesses nulles et permet de rendre compte de l'aspect tronqué des histogrammes aux faibles valeurs. Sur la figure 4.9, l'histogramme de vitesse s'étend jusqu'à des valeurs de vitesse nulles car nous avons considéré que les vitesses les moins élevées mesurées par les anémomètres (de l'ordre de quelques mm par seconde) correspondaient à des vitesses nulles selon l'axe des x . Nous avons donc translaté d'autant les histogrammes, pour que la vitesse la plus faible corresponde à une vitesse nulle.

4.2.4 Comparaison avec une loi phénoménologique

On peut comparer ces étalonnages bruts (figure 4.6) à ceux théoriques d'un fil chaud. En effet, pour un fil chaud, la puissance dissipée P est proportionnelle au produit du coefficient d'échange thermique K_H par la longueur effective l_{eff} du détecteur :

$$P \propto K_H l_{eff} \Delta T$$

où ΔT est la différence de température entre le gaz environnant et le fil chaud.

O. Chanal [35] a montré que pour nos détecteurs, la valeur de l_{eff} dépend de K_H (ce qui conditionne le profil de température le long de la fibre) :

$$l_{eff} \propto \sqrt{\frac{K_{fil}}{K_H}}$$

où K_{fil} est la conductivité thermique effective le long du fil (longitudinalement).

D'où $P \propto \sqrt{K_H}$. D'autre part, K_H est proportionnel au nombre de Nusselt (Nu) qui varie approximativement comme la racine du nombre de Reynolds :

$$Nu \cong 1 + a\sqrt{Re}$$

On peut donc s'attendre à avoir une loi de la forme :

$$P^2 = A + B\sqrt{Re}$$

Sur la figure 4.7, nous avons représenté le carré de la tension normalisée en fonction de la racine de la vitesse normalisée pour différents Reynolds.

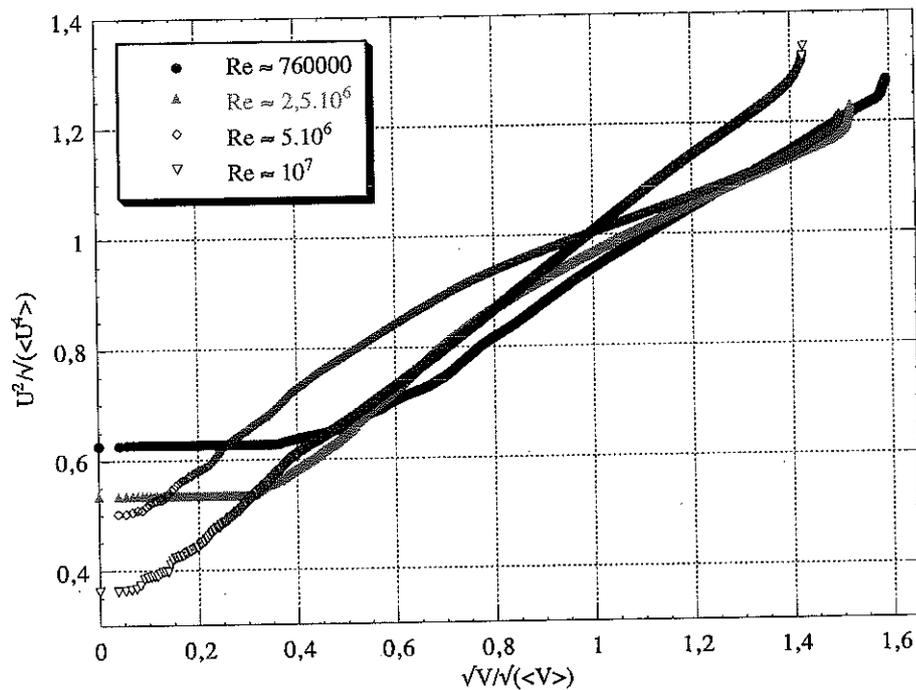


FIG. 4.7 - Etalonnages bruts normalisés pour faire apparaître la loi de King pour des nombres de Reynolds variant de 760000 à 10^7 .

On voit que, pour le nombre de Reynolds le plus petit (760000), cette loi est relativement bien suivie. Par contre, on s'écarte d'autant plus de cette loi que l'on monte en Reynolds. La réponse du capteur pour les vitesses élevées semble tendre vers un régime asymptotique qui traduit une saturation du coefficient d'échange thermique K_H .

A l'autre extrémité, on observe aux vitesses faibles un plateau d'autant plus grand que le nombre de Reynolds est faible. Ce plateau est la conséquence de la convection naturelle autour du fil qui interdit de mesurer des vitesses inférieures à la vitesse convective du fil. Cette dernière peut s'obtenir à partir de la relation :

$$v = \sqrt{g \alpha \Delta T h}$$

où la différence de température entre la partie sensible du détecteur et le gaz peut être estimée à $\Delta T \approx 15 K$.

$h \approx 5 \mu m$, est la longueur d'échange thermique (couche limite) qui est de l'ordre du diamètre de la fibre.

$\alpha \approx 0,38 K^{-1}$ (à $5 K$ et $1200 mbars$), est le coefficient de dilatation thermique linéaire du gaz à la pression des mesures réalisées dans le cryostat et pris à la température moyenne entre le gaz et le détecteur. La vitesse convective obtenue est de l'ordre de $17 mm/s$. Sur la figure 4.6, l'étalonnage brut pour un nombre de Reynolds de 760000 fait apparaître que la vitesse de coupure du fil est de l'ordre de $40 mm/s$. Cet accord qualitatif permet d'avoir une bonne confiance dans cette procédure d'étalonnage.

4.2.5 Loi algébrique

Pour pouvoir transformer algébriquement les fichiers de tension en fichiers de vitesse, on trace l'étalonnage brut en représentation logarithmique et on cherche une loi algébrique de forme polynomiale de degré adapté (figure 4.8).

On procède de la même façon avec tous les fichiers de tension, et on a ainsi autant de lois d'étalonnage que de fichiers enregistrés. La figure 4.9 montre, pour un nombre de Reynolds de $5 \cdot 10^6$, l'histogramme de tension et l'histogramme de vitesse obtenus avec la loi d'étalonnage présentée sur la figure 4.8. Nous avons tracé sur l'histogramme de vitesse la loi $v \exp(-\frac{(v-V)^2}{2\sigma^2})$ s'ajustant le mieux aux données expérimentales et qui correspondrait à un signal de fluctuation aléatoire. On voit que l'histogramme de vitesse est légèrement renforcé pour les fortes vitesses.

4.3 Procédure de rééchantillonnage

4.3.1 Principe

L'hypothèse la plus fréquemment employée en hydrodynamique expérimentale est celle de Taylor ou de «turbulence gelée». Celle-ci s'applique pour des écoulements dont la direction et la vitesse moyenne sont bien définies. Elle permet, à partir d'un signal temporel acquis avec un seul anémomètre, de remonter à une statistique spatiale. Si le temps de retournement (cf § 4.5.1) d'un tourbillon de dimension r est grand devant son temps de passage au niveau du détecteur, il est légitime de considérer la turbulence comme figée

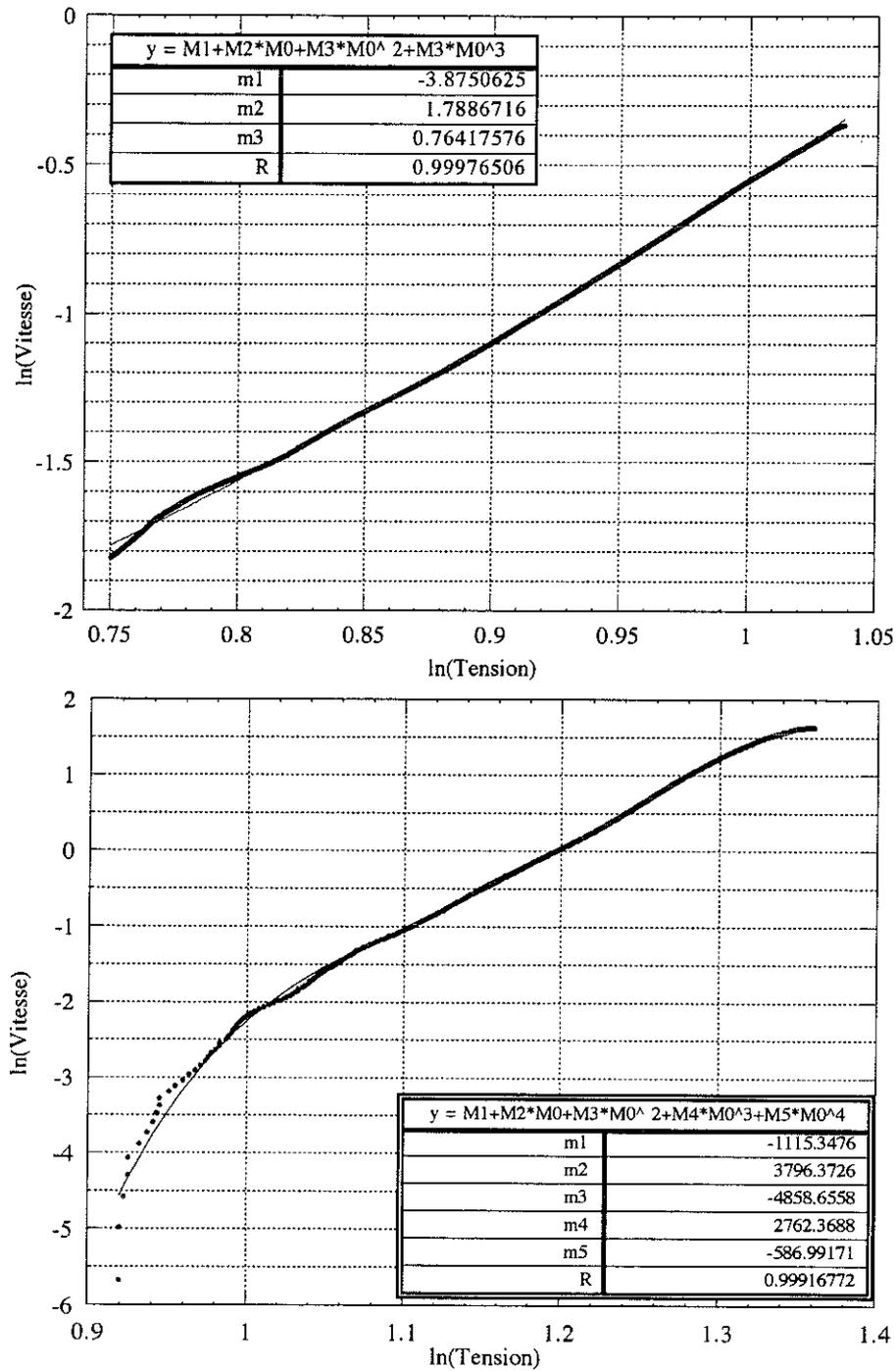


FIG. 4.8 – Superposition des étalonnages bruts (traits épais) et des courbes de lissages (traits fins) pour deux nombres de Reynolds (760000 en haut et 5.10^6 en bas).

et entraînée à la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle v \rangle$. Ainsi, les incréments de vitesse peuvent s'écrire :

$$v_r = v(x+r, t) - v(x, t) \approx v(x, t - \tau) - v(x, t)$$

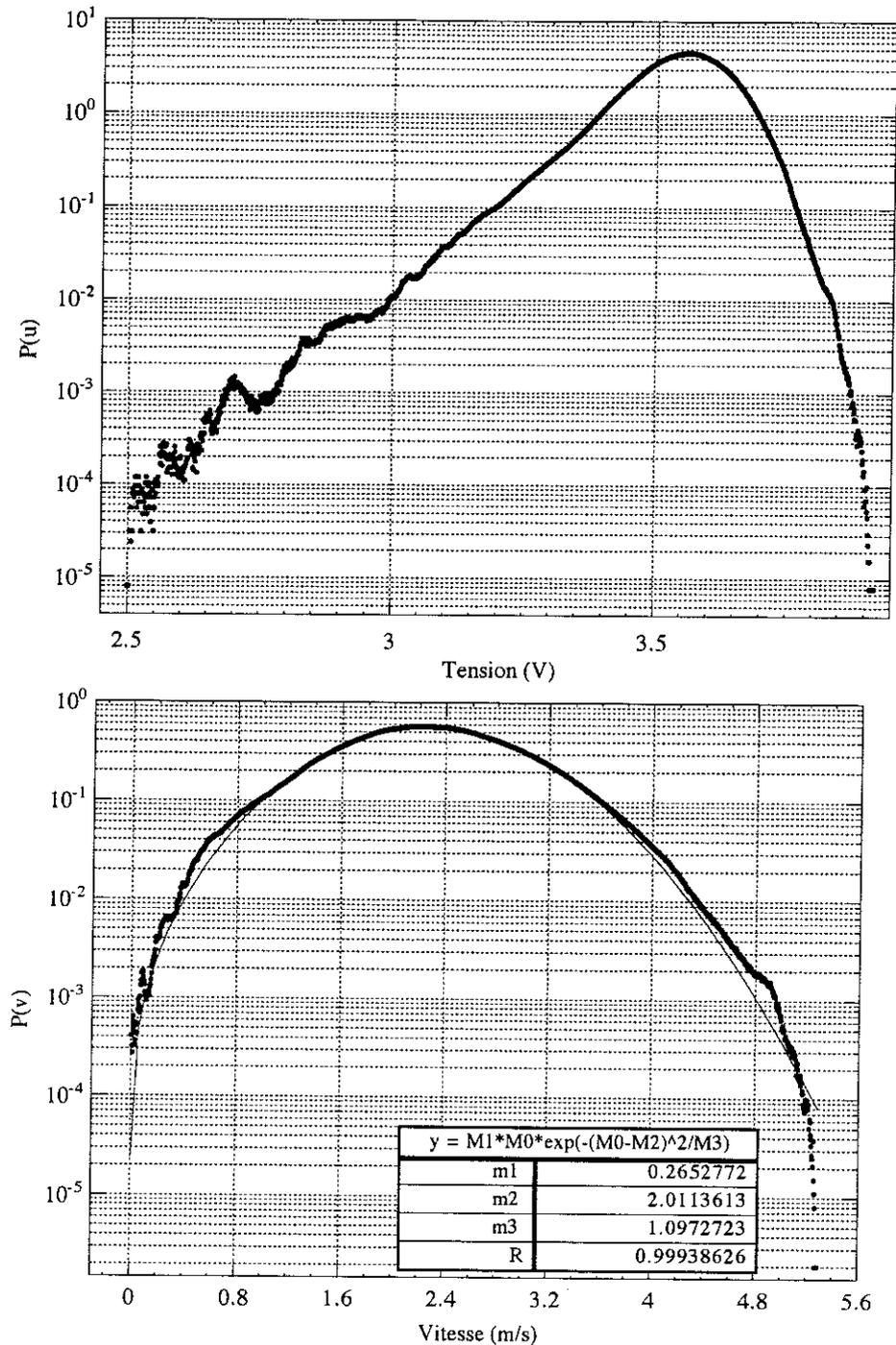


FIG. 4.9 - Histogramme de tension en haut et histogramme de vitesse en bas pour un nombre de Reynolds de $5 \cdot 10^6$. La distribution de vitesse a été ajustée par une courbe de la forme $v \exp\left(-\frac{(v-\langle v \rangle)^2}{2\sigma^2}\right)$.

où $\tau = \frac{r}{\langle v \rangle}$ est le temps mis par un tourbillon de taille r pour passer sur le point de mesure.

Cette hypothèse n'est bien vérifiée que si le taux de turbulence $\frac{\sqrt{\langle (V - \langle V \rangle)^2 \rangle}}{\langle V \rangle}$ est infé-

rieur à 10%.

4.3.2 Application à un jet

L'hypothèse de Taylor n'est pas directement applicable à un jet axisymétrique, où le taux de turbulence est supérieur à 20%. Dans notre expérience, le taux de turbulence est d'environ 30% (figure 4.5). Dans ce cas, l'emploi de l'hypothèse de Taylor a pour effet de suréchantillonner les périodes de calme, où la vitesse moyenne est faible, au détriment des périodes de forte activité. On peut corriger l'erreur de cette hypothèse en considérant comme vitesse d'advection de l'écoulement à un instant t , la vitesse instantanée $v(t)$ plutôt que la vitesse moyenne $V_{moy} = \langle v \rangle$. De cette manière, on définit une hypothèse de Taylor instantanée où $\delta x = v(t) \delta t$. Si l'on effectue uniquement cette opération, on obtient un fichier de vitesse échantillonné irrégulièrement en x , ce qui ne nous permet pas de calculer des histogrammes d'incrément de vitesse à différentes échelles. Il faut donc reconstruire le fichier de vitesse V_m avec un intervalle Δx constant ($\Delta x = V_{moy} \delta t$), par interpolation linéaire du fichier de vitesse V_n qui est à intervalle δt constant. Pratiquement, on définit une longueur R_n telle que :

$$R_n = \delta t \sum_{i=1}^n V_i \quad (4.4)$$

où l'on prendra $\delta t = 1$ par définition, avec :

$$R_{n-1} < m\Delta x < R_n$$

La vitesse V_m est interpolée à partir de V_{n-1} et V_n de la manière suivante ($V_n = R_n - R_{n-1}$):

$$V_m = V_n - \frac{(R_n - m\Delta x)(V_n - V_{n-1})}{V_n}$$

La figure 4.10 illustre l'effet de ce rééchantillonnage. Avec un échantillonnage équi-temporel, la sonde, devant laquelle la turbulence est advectée, reste plus longtemps dans les zones de basse vitesse que dans les zones de haute vitesse. Ces dernières se trouvent ainsi sous-échantillonnées. L'utilisation de la vitesse instantanée, comme vitesse d'advection, corrige ce biais en dilatant les zones de haute vitesse et en contractant celles de basse vitesse. Ce rééquilibrage entre zones de hautes et basses vitesses modifie la statistique du champ de vitesse. Considérons le fichier rééchantillonné, v_s en fonction de r avec $r = \int_0^t v(t).dt$. La longueur totale du fichier est $L = \int_0^T v(t).dt$ où T est la durée de

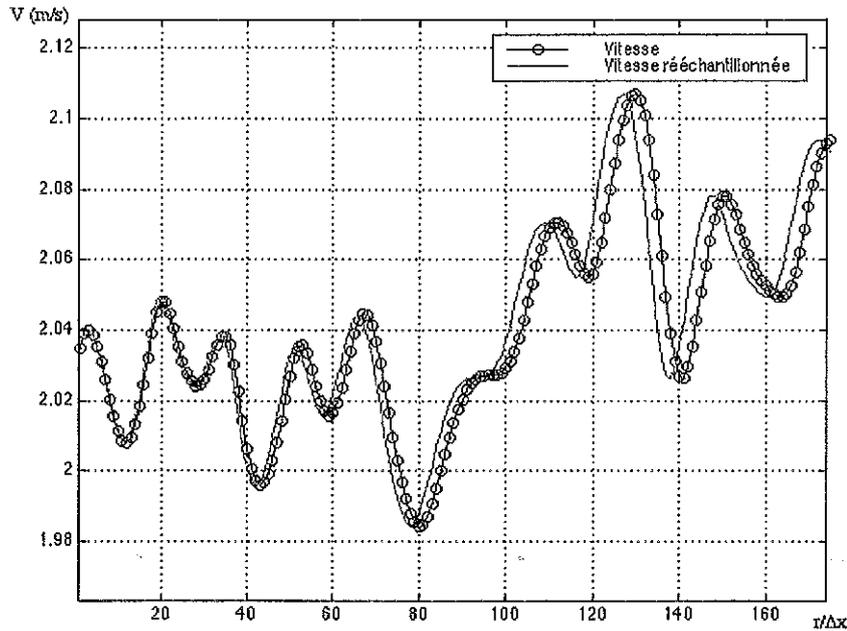


FIG. 4.10 – Comparaison entre le signal temporel et le signal spatial associé pour un $Re_\lambda = 4300$.

l'enregistrement. Le nombre d'échantillons du fichier temporel (N_t) est le même que le nombre d'échantillons du fichier rééchantillonné (N_s) puisque le pas de rééchantillonnage vaut $dr = V_t \cdot dt$, où V_t est la moyenne du fichier temporel. On peut donc écrire :

$$N_s = \frac{L}{dr} = \frac{1}{dr} \int_0^T v_t \cdot dt = \frac{T}{dt} = N_t$$

d'où :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{T} \int_0^T v_t \cdot dt = V_t$$

Or :

$$V_s = \frac{1}{L} \int_0^L v_s \cdot dr = \frac{1}{L} \int_0^L v_t^2 \cdot dt = \frac{\langle v_t^2 \rangle}{V_t}$$

où V_s est la vitesse moyenne du fichier rééchantillonné, ainsi :

$$V_s = V_t + \frac{\langle \delta v_t^2 \rangle}{V_t} \quad (4.5)$$

Si on écrit les vitesses moyennes des fichiers temporels et rééchantillonnés à l'aide des distributions de vitesse, on obtient :

$$V_s = \int_{-\infty}^{\infty} v P_s(v) dv = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v^2 P_t(v) dv}{V_t}$$

La relation entre la densité de probabilité de v_t et de v_s s'écrit alors :

$$P_s(v) = \frac{v}{V_t} P_t(v) \quad (4.6)$$

On obtient donc pour la vitesse moyenne la relation (4.6) ci-dessus, et pour la variance :

$$\frac{\langle \delta v_s^2 \rangle}{\langle \delta v_t^2 \rangle} = 1 + \frac{\langle \delta v_t^2 \rangle}{V_t} \left(S_{3t} - \frac{\delta v_t^2}{V_t} \right) \quad (4.7)$$

où S_{3t} est le moment d'ordre trois des incréments de vitesse temporel.

En supprimant le suréchantillonnage des périodes de petites vitesses, l'amélioration de l'hypothèse de Taylor a pour effet de redresser l'histogramme de vitesse vers les Reynolds plus élevés, ce qui le rapproche d'une distribution gaussienne (voir figure 4.11). Ce décalage est égal à $V \left(\frac{\langle \delta v^2 \rangle}{U} \right)$. Pour un écoulement de type jet ayant un taux de turbulence de l'ordre de 30 %, cela se traduit par une augmentation de 8 % de la valeur de la vitesse moyenne, tandis que l'écart type diminue de 2 %. Le taux de turbulence calculé sur les moyennes temporelles est donc à double titre surévalué. Cette transformation du fichier à δt constant en un fichier à Δx constant avec l'amélioration de l'hypothèse de Taylor permet la construction d'histogrammes ni sur ni sous échantillonnés.

La taille des plus gros fichiers étant d'environ 2 *Goctets* (512 10^6 pts codés sur 4 octets chacun), nous avons dû traiter les données par blocs de 2 ou 4 10^6 pts. Les programmes ont été réalisés en langage C en utilisant Matlab comme interface de travail. Une attention particulière a été portée au rééchantillonnage à pas constant $\Delta x = V_{moy} \delta t$, en particulier aux raccordements entre les différents blocs de 4 *Mpts* lors de l'interpolation linéaire. Pour chaque nouveau bloc, la valeur initiale R_0 (voir équation (4.4)) doit être prise égale à la dernière valeur de R calculée pour le bloc précédent.

La figure 4.11 présente un histogramme de vitesse temporelle et un histogramme de vitesse rééchantillonnée pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^6$. Le rééchantillonnage a pour

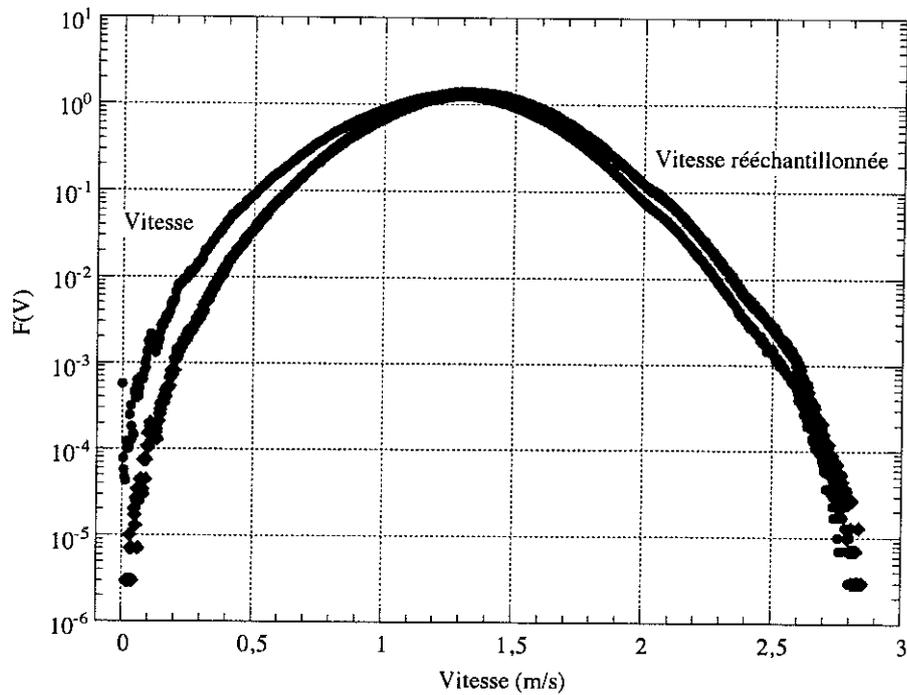


FIG. 4.11 – Histogrammes du signal de vitesse et du signal de vitesse rééchantillonné pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^6$.

effet de translater vers les hautes vitesses la distribution de v .

4.4 Correction et filtrage des signaux

Dans ce paragraphe, nous présentons les techniques utilisées pour, d'une part, éliminer la contribution du bruit sur les moments pairs aux «petits» débits et, d'autre part, filtrer les signaux à haut débit qui présentent des pics parasites à haute fréquence sur leurs spectres de puissance.

4.4.1 Correction du bruit au 1^{er} ordre sur les moments aux «faibles» débits ($R_\lambda \leq 3200$)

Pour chaque signal nous voulons calculer et tracer les histogrammes des incréments de vitesse (cf § 4.6.3). A petite échelle, on observe une forme caractéristique de l'intermittence (relèvement des ailes de l'histogramme). Pour les distances encore plus faibles, nous avons remarqué que la forme des histogrammes redevient gaussienne: le bruit blanc devient prédominant devant le signal turbulent (figure 4.12).

L'évolution de la forme des histogrammes lorsque l'on descend vers les petites échelles montre que ce bruit est gaussien et décorrélié du signal physique. L'influence de ce bruit

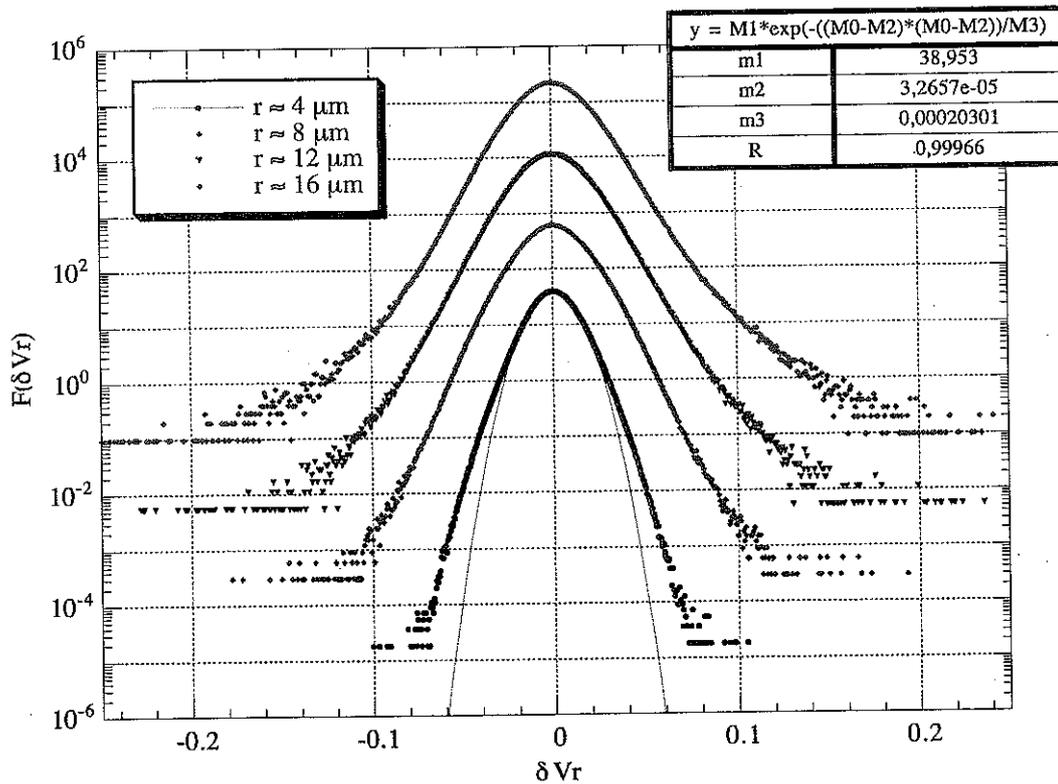


FIG. 4.12 – Quatre premiers histogrammes des incréments de vitesse rééchantillonnée pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^6$ ($R_\lambda = 3200$). Pour l'histogramme correspondant au plus petit pas possible ($r = V_{moy} \cdot dt \approx 4 \mu m$), nous avons tracé la loi gaussienne se rapprochant le plus de la forme de l'histogramme (fortement pondérée par les nombreux points à δV_r faible). Les quatre histogrammes sont décalés d'une décade pour plus de lisibilité.

sur les moments du signal peut être soustraite du signal mesuré.

Le signal mesuré (s) est composé du signal physique (x) auquel se superpose le bruit (b):

$$s = x + b$$

avec la relation suivante entre leurs densités de probabilités :

$$P(s) = \int Q(x)G(b) db$$

Elevé à l'ordre p et développé au 2^{me} ordre en b , on a :

$$s^p = (x + b)^p \cong x^p + px^{p-1}b + \frac{p(p-1)}{2}x^{p-2}b^2$$

Le bruit étant centré, le moment d'ordre p devient :

$$\langle s^p \rangle \cong \langle x^p \rangle + \frac{p(p-1)}{2} \langle x^{p-2} \rangle \langle b^2 \rangle$$

Pour tout p entier pair, ce développement est équivalent à celui indiqué ci-dessous, qui considère la valeur absolue du signal :

$$\langle |s|^p \rangle = \langle |x|^p \rangle + \frac{p(p-1)}{2} \langle |x|^{p-2} \rangle \langle b^2 \rangle \quad (4.8)$$

Cette relation sera considérée comme une interpolation pour les valeurs de p qui ne sont pas des entiers pairs.

Sur la figure 4.12, nous avons tracé la loi gaussienne se rapprochant le plus de l'incrément de vitesse le plus petit ($r \approx 4\mu m$). Cette loi nous donne l'écart type du bruit, en l'occurrence pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^6$, nous avons $\langle b^2 \rangle \approx 0,01 m^2/s^2$.

L'amélioration due à la correction du bruit sur les moments est visible, par exemple, sur l'évolution du moment d'ordre deux ou de la flatness en fonction de r .

Après correction du bruit, la courbe $\langle \delta V_r^2 \rangle / r^{2/3}$ ne présente plus de remontée à petite échelle. La flatness (courbe du bas sur la figure 4.13) caractérise l'évolution du cumulatif C_2 c'est à dire l'élargissement de la forme des histogrammes à mesure que l'on descend vers les petites échelles. La correction du bruit permet de faire apparaître le changement de pente, dont la coupure visqueuse est responsable à petite échelle ($r \approx 3 \cdot 10^{-4} m$), et qui traduit un changement brusque de la forme des histogrammes des incréments de vitesse (cf § 4.6.4.1).

4.4.2 Filtrage des signaux à haut débit

4.4.2.1 Caractérisation des perturbations

Nous avons remarqué que les spectres de puissance des signaux enregistrés pour des débits supérieurs ou égaux à $135 g/s$ ($R_\lambda \geq 4300$) présentaient des pics de résonance aux alentours de $90 kHz$. A ce jour, nous n'avons pas pu déterminer de façon certaine l'origine de ce bruit gênant pour l'analyse de nos enregistrements. En effet, ces pics introduisent dans le signal une énergie parasite à des fréquences localisées au niveau de la fin de la zone inertielle. Nous présentons, sur la figure 4.14, un spectre de tension et un spectre de vitesse rééchantillonnée ainsi que les histogrammes des incréments de vitesse d'un signal à $R_\lambda = 4300$ perturbé par ce bruit parasite.

Le spectre de vitesse rééchantillonnée est tracé en fonction de l'échelle normalisée $k \cdot \eta$, où k est le nombre d'onde et η la longueur de Kolmogorov. On remarque l'étalement

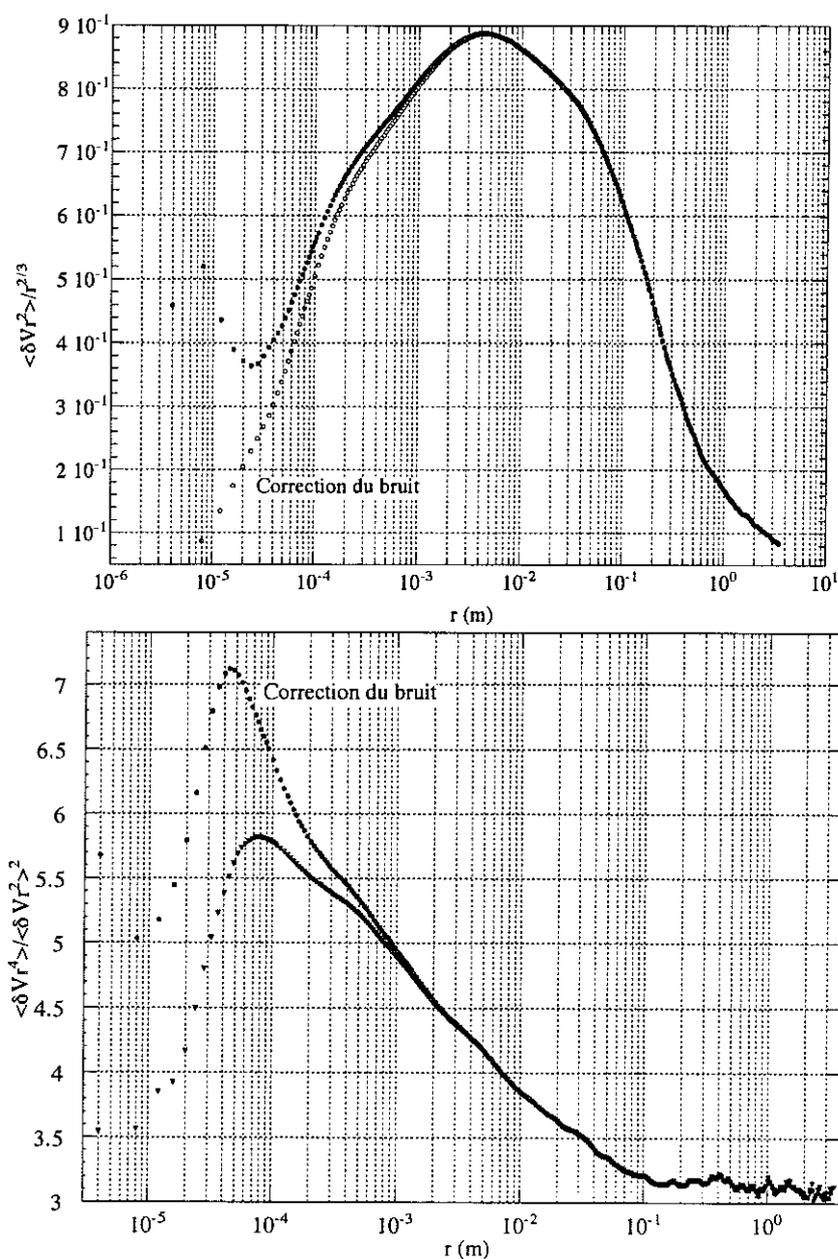


FIG. 4.13 – Effet de la correction du bruit sur la moyenne des moments d'ordre 2 en haut et sur la flatness en bas pour un $R_\lambda \approx 3200$.

des pics principaux de bruit lorsque l'on passe du signal de tension au signal de vitesse rééchantillonné et la disparition des pics secondaires. Pour une échelle inférieure à $523 \mu\text{m}$, les histogrammes des incréments de vitesse présentent une bosse au milieu des ailes, cette bosse s'accroissant lorsque l'on descend dans les échelles.

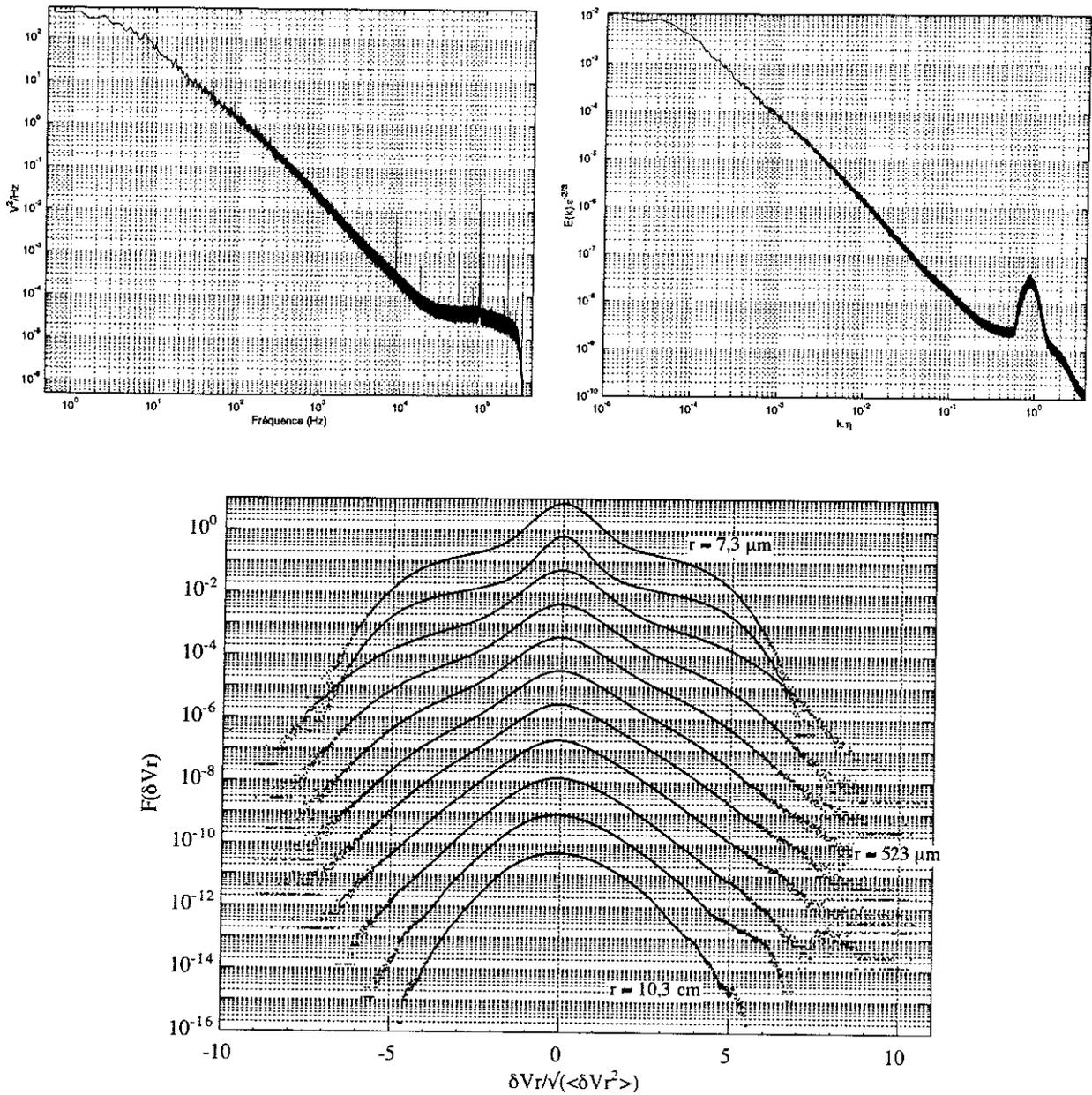


FIG. 4.14 – En haut à gauche : spectre de puissance du signal de tension. A droite spectre de puissance du signal de vitesse rééchantillonné. En bas : histogrammes des incréments de vitesse. Ces graphes ont été tracés pour un enregistrement à $R_\lambda = 4300$ non corrigé du bruit. Les histogrammes sont décalés d'une décade les uns par rapport aux autres pour plus de lisibilité. L'échelle $F(\delta V_r)$ correspond à l'histogramme du haut.

4.4.2.2 Localisation du bruit dans les enregistrements

Nous allons considérer, à titre d'exemple, l'enregistrement à $R_\lambda = 6050$ (250 g/s). Sur la figure 4.15, nous avons représenté le spectre compensé de tension de l'enregistrement en représentation logarithmique et logarithmique-linéaire. On peut voir sur ce dernier graphe trois zones de pics principaux de résonance situés vers 90 kHz , 200 kHz et 400 kHz .

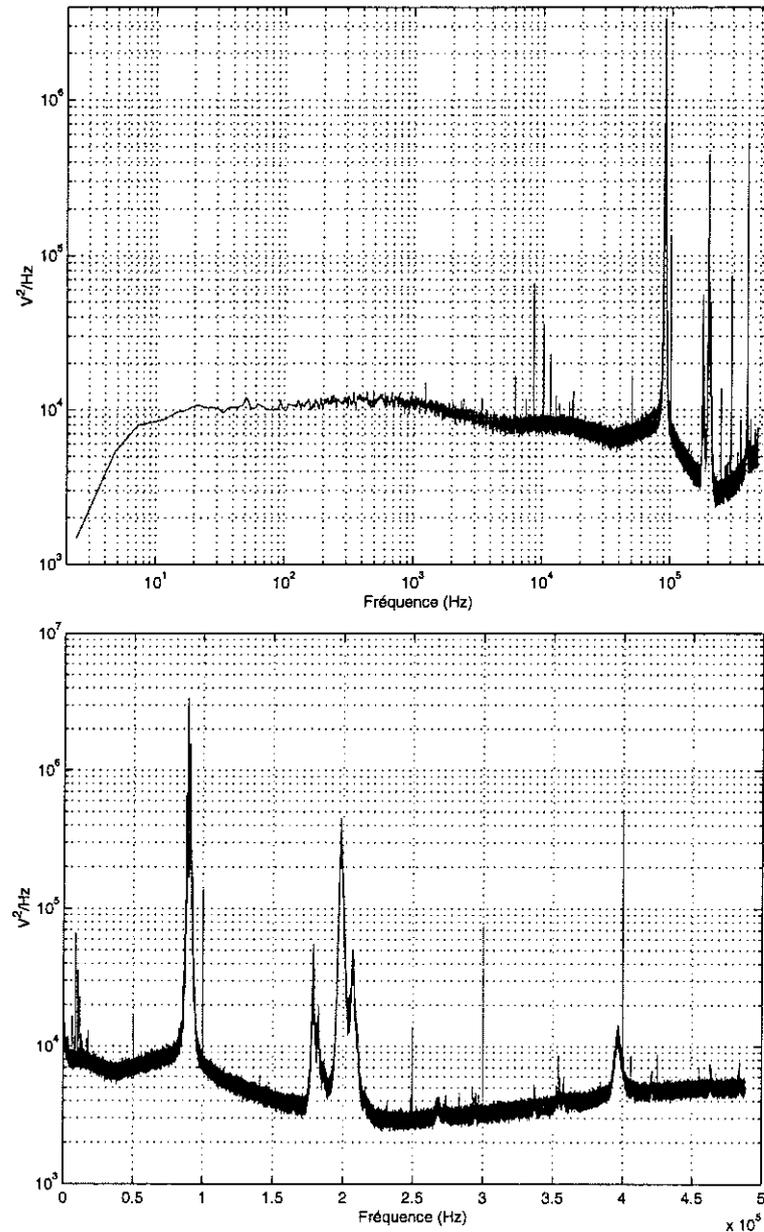


FIG. 4.15 – Spectres compensés de tension pour l'enregistrement à $R_\lambda = 6050$. En représentation logarithmique en haut et logarithmique-linéaire en bas.

Pour caractériser ces résonances, on procède comme suit :

On construit ensuite trois filtres passe-bande sous Matlab¹, centrés autour de chacun des trois pics de résonance principaux. Nous considérons ensuite une portion de signal de 2^{21} points sur laquelle nous appliquons les trois filtres précédents. Sur la figure 4.16, nous avons tracé le résultat obtenu, élevé au carré, (un point sur 256 est représenté).

1 – Nous avons utilisé pour construire le filtre la fonction «butter» à l'ordre huit.

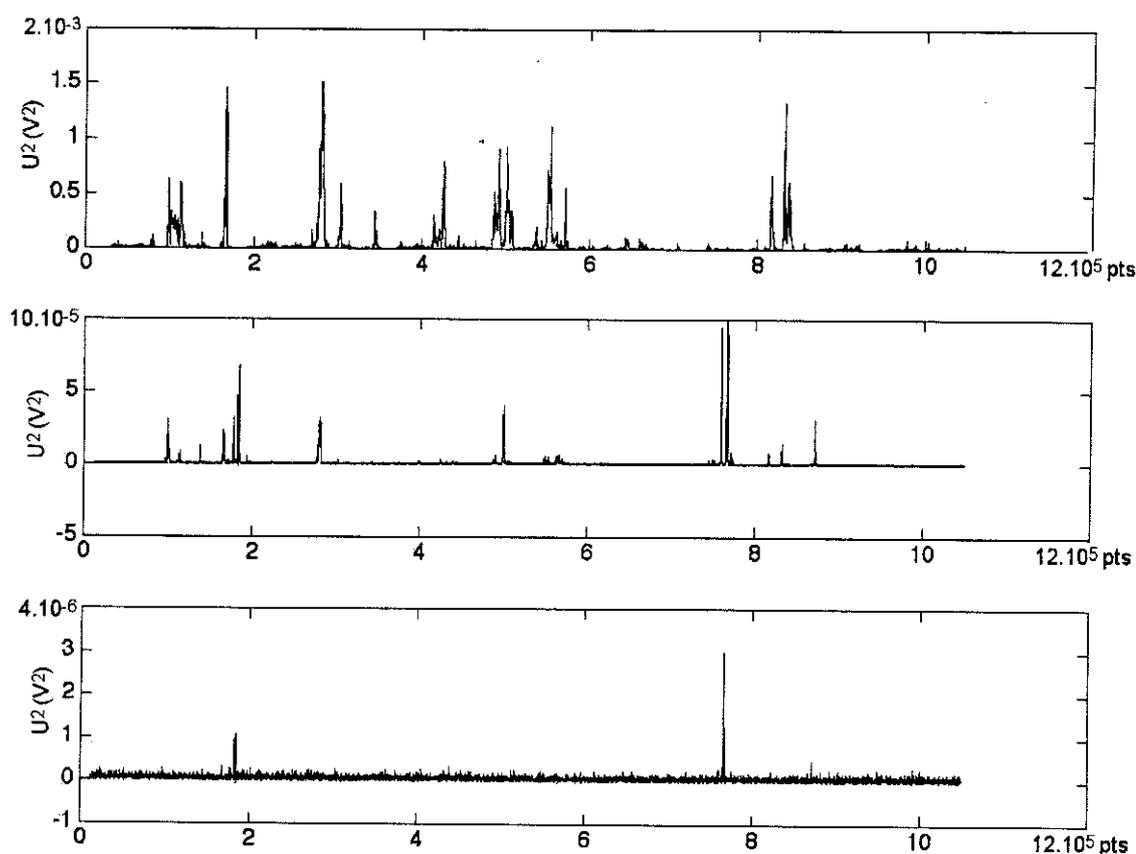


FIG. 4.16 – Application des filtres sur une portion du signal de 2^{21} points. La courbe du haut révèle les parties du fichier où est localisé le premier pic (vers 90 kHz), la courbe du milieu révèle les endroits où est localisé le deuxième pic (vers 200 kHz) et enfin la courbe du bas révèle les endroits où apparaît le troisième pic (vers 400 kHz).

On constate que la première résonance apparaît le plus fréquemment. La deuxième pourrait être une harmonique de la précédente. La troisième résonance n'apparaît que de façon sporadique et ne perturbe que très peu le signal.

Pour mieux comprendre ces parasites, et à partir de la figure 4.16, nous allons visualiser la résonance située à l'abscisse $2,8 \cdot 10^5$ points sur le graphe du haut. On peut remarquer qu'à cette position une résonance est aussi présente sur le graphe du milieu.

Sur le graphe 4.17, nous avons tracé un grossissement du signal autour de l'abscisse sélectionnée, ainsi que les signaux obtenus après avoir appliqué, à cette portion du signal, les trois filtres passe-bande décrits ci-dessus.

Sur le premier graphe de la figure 4.17, on visualise bien la «bouffée» qui apparaît dans le signal entre les abscisses $2,75 \cdot 10^5$ et $2,85 \cdot 10^5$ points environ. Après avoir exécuté

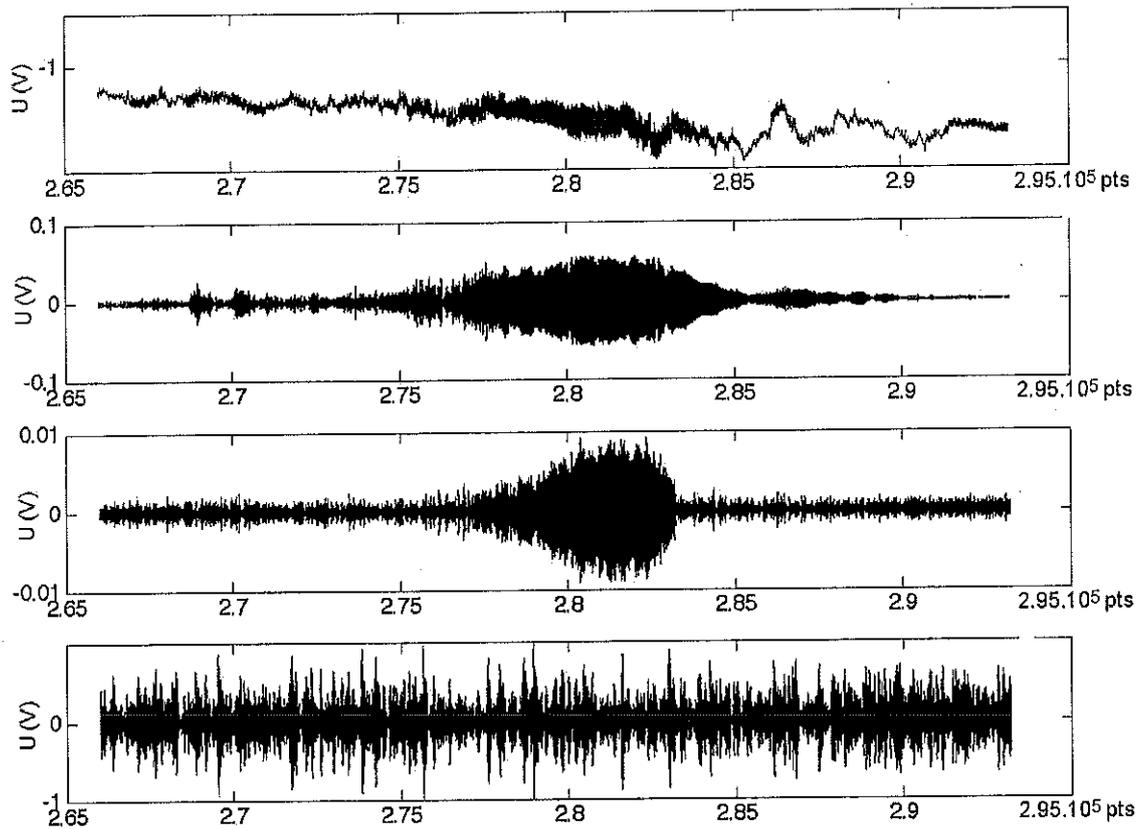


FIG. 4.17 – Le graphe du haut représente un zoom du signal autour d'une zone bruitée par les deux premiers pics de résonance. Les trois graphes suivants représentent les signaux obtenus après l'application des trois filtres passe-bande à la portion de signal considérée.

les filtres sur cette portion du signal, on voit apparaître clairement la zone bruitée qui ressemble à un régime d'oscillations amorties.

Nous pouvons ainsi, par cette technique, localiser et isoler les zones des enregistrements où se concentrent des problèmes. Ces régions sont relativement isolées et ne représentent que quelques pour cent du signal total.

4.4.2.3 Calcul de la ddp des δV_r par filtrage glissant

Après avoir déterminé les zones bruitées du signal à l'aide de la méthode précédente, on pourrait ne calculer les incréments de vitesse que sur les régions non corrompues du signal de vitesse rééchantillonné comme nous le montrons sur la figure 4.18.

Lorsqu'on atteint une zone bruitée, on ne calcule plus les incréments et les statistiques

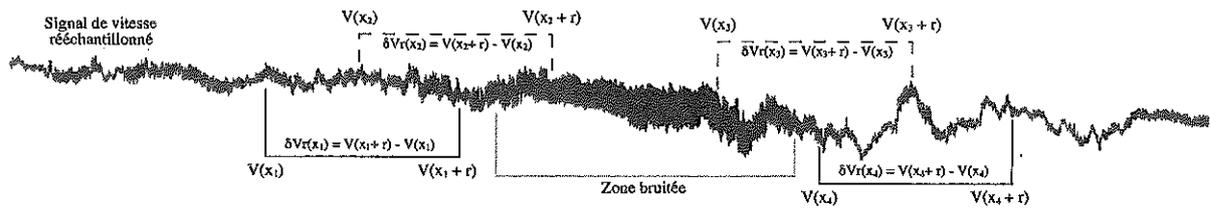


FIG. 4.18 – Signal de vitesse rééchantillonné présentant une zone bruitée. On ne calcule les incréments de vitesse que dans les régions non bruitées du signal ($\delta V r_1$, $\delta V r_4$ par exemple) en ne prenant pas en compte les incréments comme $\delta V r_2$, $\delta V r_3$.

ne sont effectuées que sur le signal supposé correct. Cependant, cette procédure est longue, et nous avons opté pour une autre technique de filtrage décrite dans le paragraphe suivant.

4.4.2.4 Empirical Mode Decomposition (EMD)

Pour filtrer les signaux, nous avons appliqué une technique appelée «Empirical Mode Decomposition» (EMD) [47]. Cette méthode consiste à décomposer le signal brut en fonctions de bases nommées «Intrinsic Mode Functions» (IMF). Une IMF est une fonction qui satisfait deux conditions :

- sur tout le signal, le nombre d’extrema et le nombre de zéro doivent être égaux ou différer au plus d’une unité.
- la moyenne de l’enveloppe définie par les maxima locaux et celle définie par les minima locaux doit être nulle.

En vertu de cette définition, le signal brut de départ est décomposé en modes intrinsèques en utilisant les enveloppes définies par les maxima et minima locaux. Une fois les extrema déterminés, tous les maxima locaux sont reliés par une fonction de lissage (spline cubique) pour former l’enveloppe supérieure. La procédure est répétée pour les minima locaux afin de définir l’enveloppe inférieure. La moyenne entre ces deux enveloppes est appelée $m_{1,0}$, et la différence entre le signal brut et $m_{1,0}$ est la première composante, $h_{1,0}$:

$$S(t) - m_{1,0} = h_{1,0} \quad (4.9)$$

où $S(t)$ est le signal brut enregistré. La procédure est illustrée sur la figure 4.19. La figure 4.19a donne le signal de vitesse, la figure 4.19b représente les données en trait fin continu, l’enveloppe supérieure et inférieure en traits pointillés, et la moyenne de ces deux enveloppes en trait plein épais. La figure 4.19c représente le graphe de la différence entre les données originales et la moyenne locale selon l’équation (4.9).

N. E. Huang and others

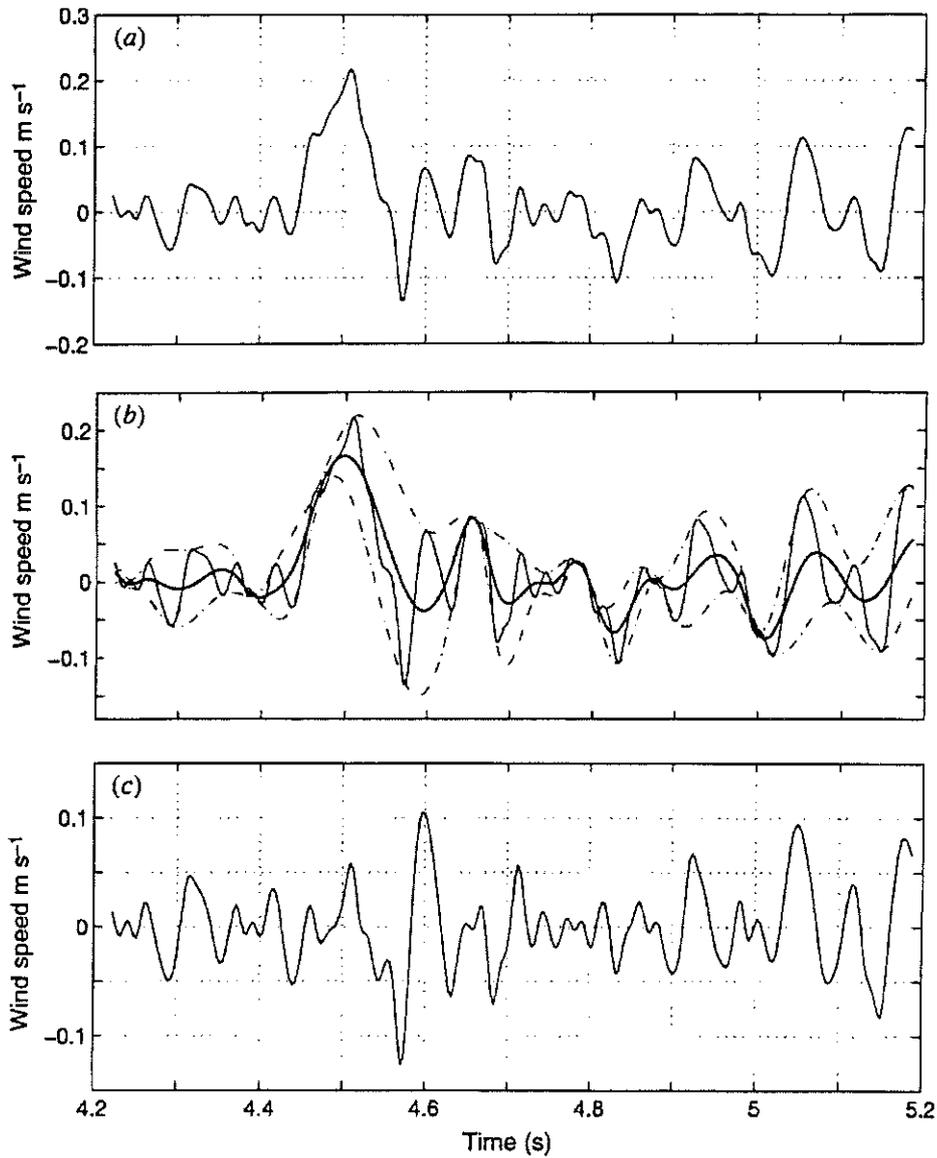


FIG. 4.19 – Illustration du processus de décomposition : (a) données originales ; (b) données en trait plein, avec l'enveloppe des minima et celle des maxima locaux en traits pointillés et leur moyenne m_1 en trait plein épais ; (c) différence entre les données et m_1 . Ce n'est pas encore une IMF du fait de la présence de maxima locaux négatifs et de minima locaux positifs.

On répète ensuite ces opérations n fois, jusqu'à obtenir une fonction $h_{1,n}$ qui vérifie les propriétés des IMF. Si $h_{1,0}$ n'est pas une IMF, on poursuit le processus en considérant $h_{1,0}$ comme le signal de départ :

$$h_{1,0} - m_{1,1} = h_{1,1} \quad (4.10)$$

Au rang n , nous avons :

$$h_{1,(n-1)} - m_{1,n} = h_{1,n} \quad (4.11)$$

Dans le cas du signal de la figure 4.19, il faut répéter l'opération neuf fois pour obtenir la première IMF (figure 4.20). Cette dernière est notée :

$$c_1 = h_{1,n} \quad (4.12)$$

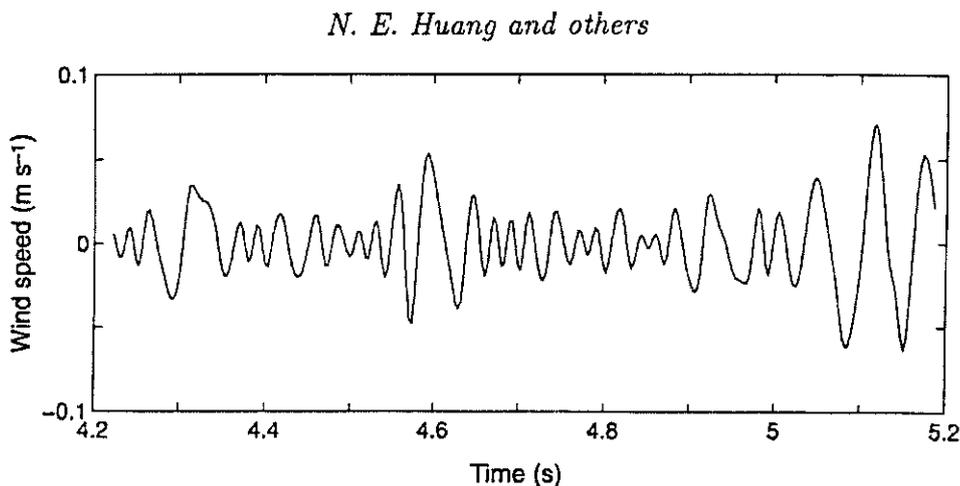


FIG. 4.20 – Une IMF typique présentant le même nombre de zéro et d'extrema, ainsi qu'une symétrie par rapport à zéro de l'enveloppe des maxima et des minima locaux.

Ensuite on retire la première IMF (c_1) des données de départ ($S(t)$) :

$$r_1 = S(t) - c_1 \quad (4.13)$$

Tant que le résidu, r_1 contient de l'information, il est traité comme un nouveau signal et subit le même processus que décrit ci-dessus. Cette procédure peut être renouvelée sur les autres résidus r_i et le résultat est :

$$r_1 - c_2 = r_2, \dots, r_{n-1} - c_n = r_n \quad (4.14)$$

On poursuit le calcul jusqu'à ce que le résidu, r_n , soit une fonction monotone de laquelle plus aucune IMF ne puisse être extraite. Le signal original est alors recomposé en sommant les équations (4.13) et (4.14) :

$$S(t) = \sum_{i=1}^n c_i + r_n$$

La décomposition du signal $S(t)$ en n fonctions intrinsèques C_i , et un résidu r_n est ainsi achevée.

La figure 4.21 représente les neuf fonctions intrinsèques du signal de départ de la figure 4.19 a. La dernière fonction C_9 étant monotone, on ne peut plus en extraire une IMF.

4.4.2.5 Validation de la technique de filtrage par EMD

Nous allons tout d'abord montrer les effets du filtrage par la technique de l'EMD² sur l'enregistrement à $R_\lambda = 4300$. Sur la figure 4.22, nous avons représenté les densités spectrales de puissance du fichier de vitesse rééchantillonné avant et après le filtrage ainsi que la ddp des incréments de vitesse après avoir appliqué l'EMD.

L'EMD a pour conséquence de couper le spectre aux hautes fréquences. Sur la figure 4.22, on peut noter qu'à chaque fois que l'on applique l'EMD à un ordre supérieur la coupure du spectre apparaît à des fréquences de moins en moins élevées. Dans le cas de l'enregistrement considéré, l'application de l'EMD à l'ordre trois semble suffisante, l'objectif étant d'éliminer l'influence du ou des pics parasites.

Le résultat se traduit par la disparition aux petites échelles de la déformation des ailes des ddp des incréments de vitesse (comparer les figures 4.14 et 4.22). On voit même apparaître jusqu'aux plus petites échelles l'intermittence (relèvement des ailes des distributions) alors que pour le signal non filtré, aux petites échelles, les histogrammes prennent une forme gaussienne du fait de la prédominance du bruit blanc.

Nous avons ensuite étudié les effets de la technique de filtrage par EMD sur un fichier ne présentant pas de pics de résonance à haute fréquence. Sur la figure 4.23, nous avons tracé les histogrammes des incréments de vitesse avant et après avoir appliqué l'EMD à l'enregistrement à $R_\lambda = 3200$. On remarque qu'au delà d'une certaine échelle ($r > 60 \mu m$) les ddp calculées avant et après filtrage ont une forme identique (elles sont confondues sur la figure). Pour des échelles inférieures, les histogrammes obtenus à partir du signal brut prennent une forme gaussienne du fait de la prédominance du bruit blanc à petite échelle. En revanche, les histogrammes calculés à partir du signal filtré continuent à présenter un relèvement des ailes caractéristique du phénomène d'intermittence. Nous avons, d'autre part, tracé les histogrammes des incréments de vitesse de la différence entre le signal brut et le signal filtré à l'aide de l'EMD (voir figure 4.24). Ces histogrammes n'ont pas une forme gaussienne aux échelles intermédiaires (de l'ordre de $100 \mu m$) ce qui veut dire que le filtrage par l'EMD n'a pas éliminé uniquement le bruit blanc mais aussi une partie du signal physique de la turbulence.

2 – Dans le cas de l'enregistrement à $R_\lambda = 4300$, l'EMD a été appliquée trois fois, c'est à dire que nous avons calculé les trois premières IMF (C_1 , C_2 et C_3 pour reprendre les notations du § 4.2.2.4).

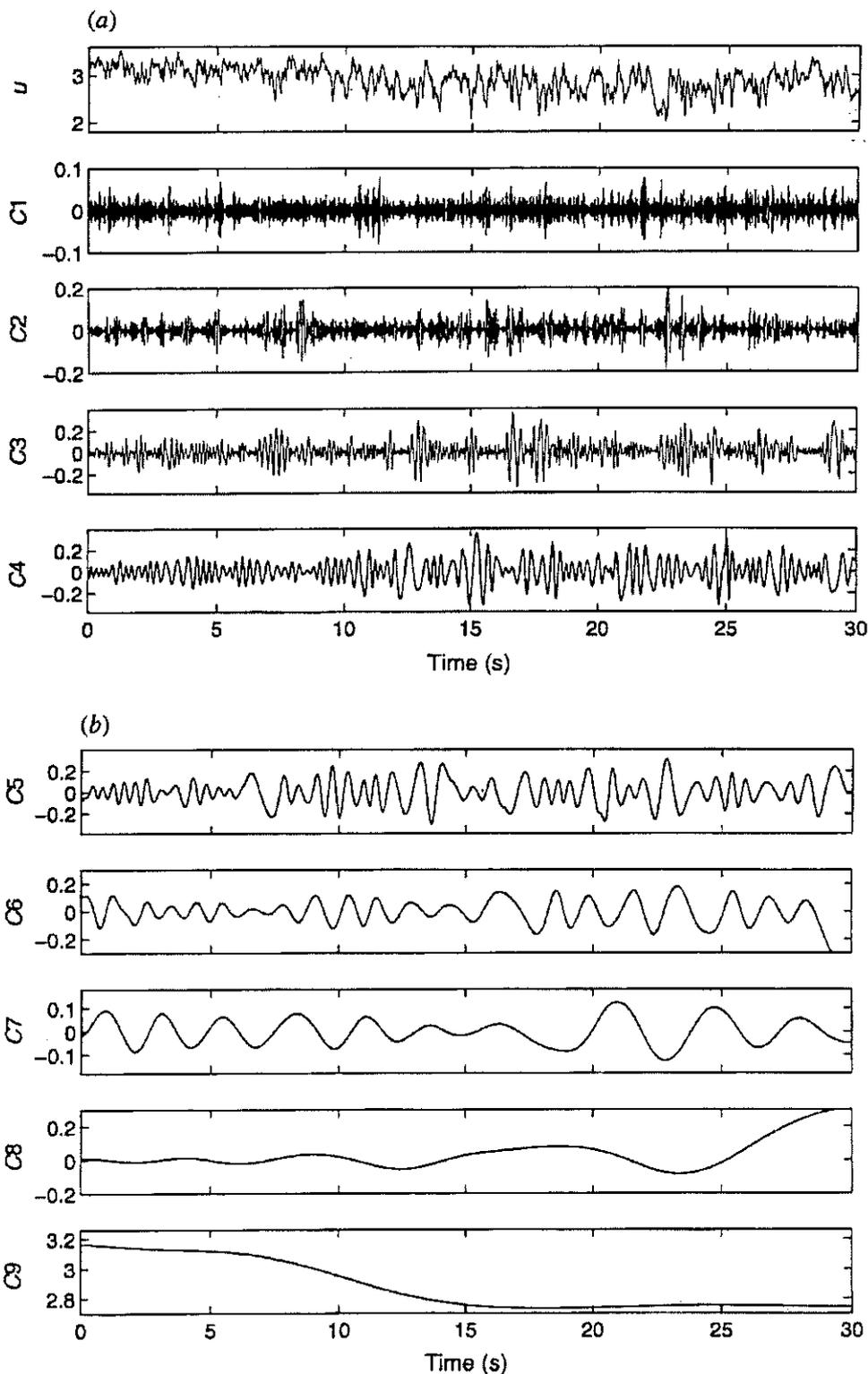


FIG. 4.21 – Résultat de l'EMD: (a) données originales et les composantes C_1 à C_4 ; (b) composantes C_5 à C_9 . La dernière composante C_9 n'est pas une IMF.

Dans la suite, le calcul de toutes les grandeurs est réalisé jusqu'à la plus petite échelle accessible c'est à dire $r_{min} = V_{moy} dt$, où $dt = 1/f_{ech}$ et V_{moy} est la vitesse moyenne du

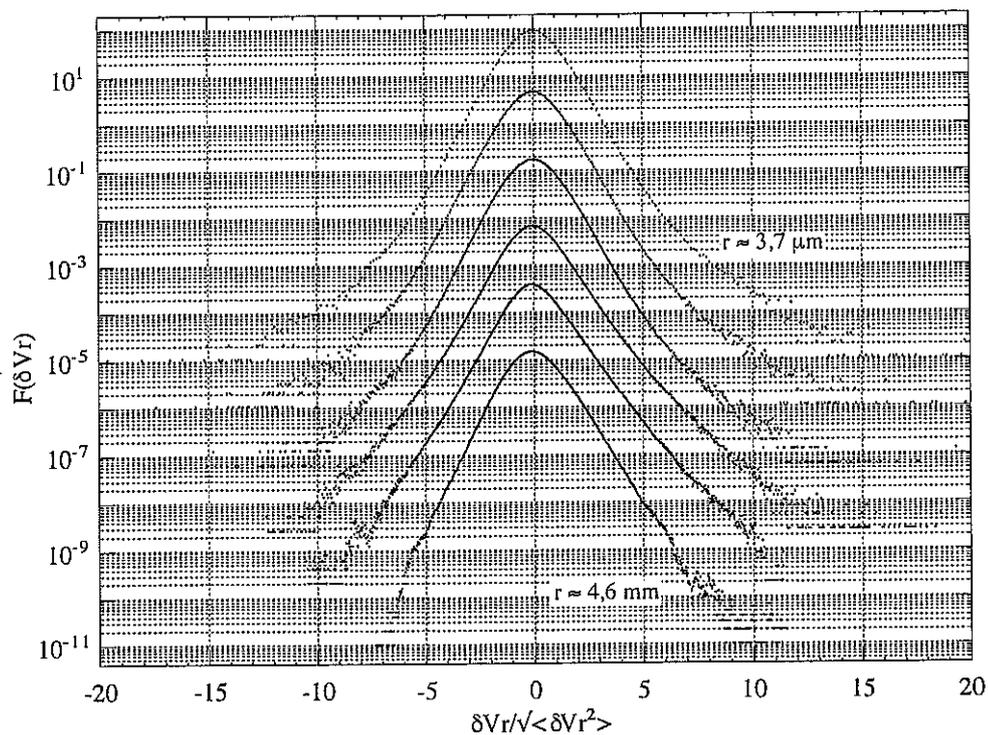
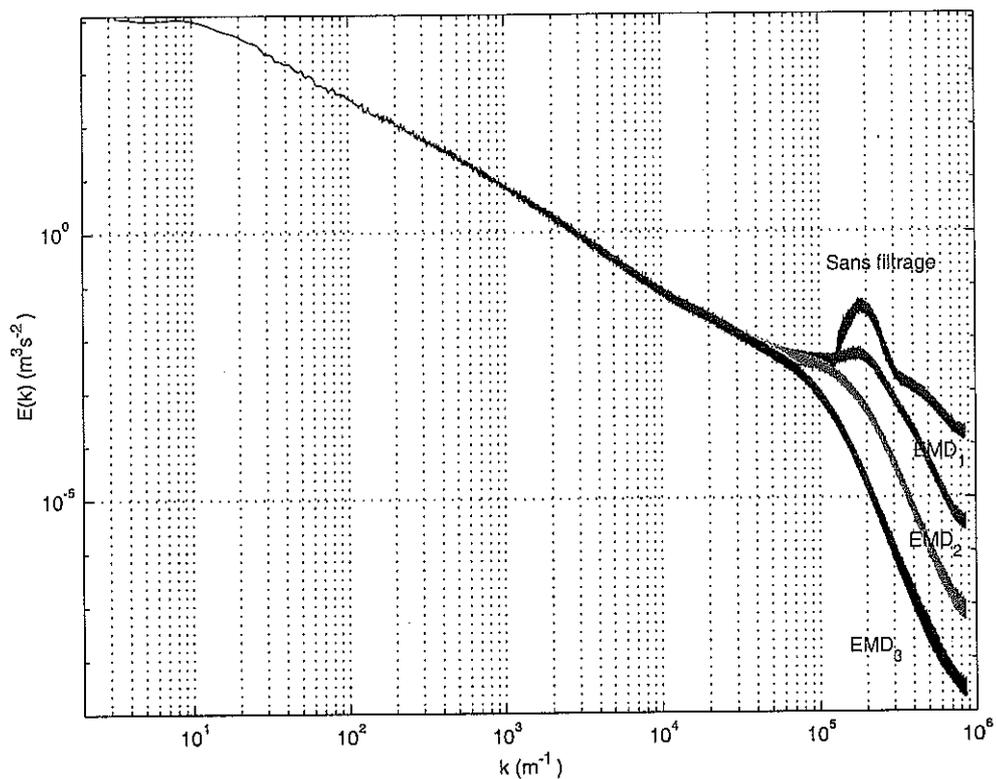


FIG. 4.22 – En haut : densité spectrale de puissance de vitesse rééchantillonnée. En bas : histogrammes des incréments de vitesse. Ces graphes ont été tracés pour un enregistrement à $R_\lambda = 4300$ après filtrage à l'aide de l'EMD (appliquée trois fois).

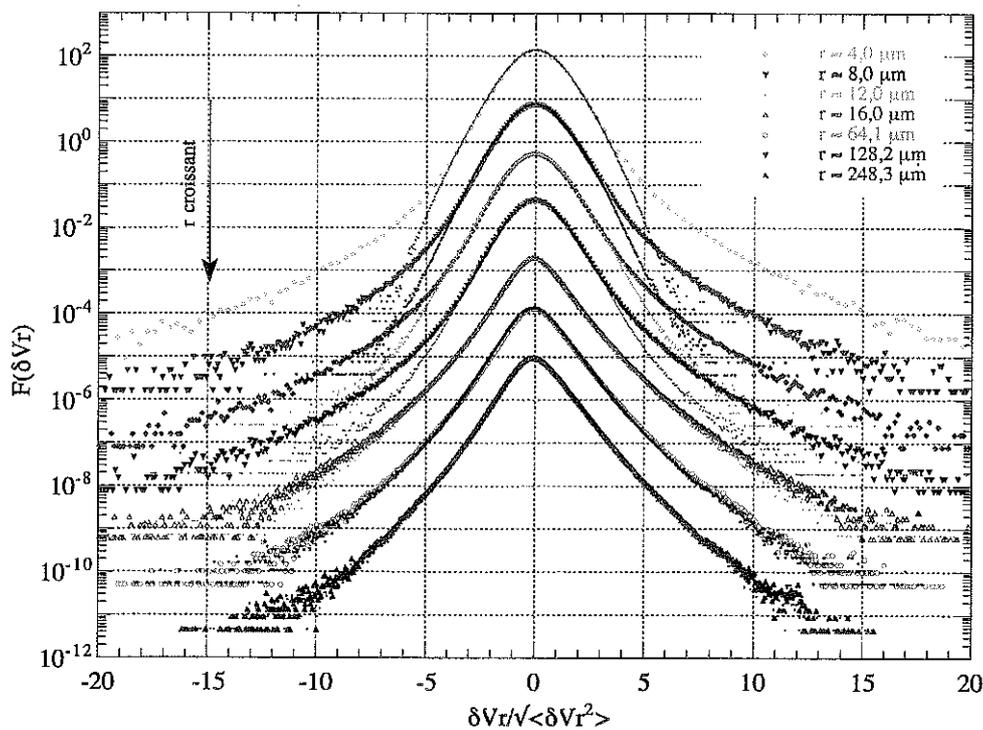


FIG. 4.23 – Histogrammes des incréments de vitesse de l'enregistrement à $R_\lambda = 3200$, avant (traits fins) et après (traits épais) avoir appliqué l'EMD à l'ordre deux.

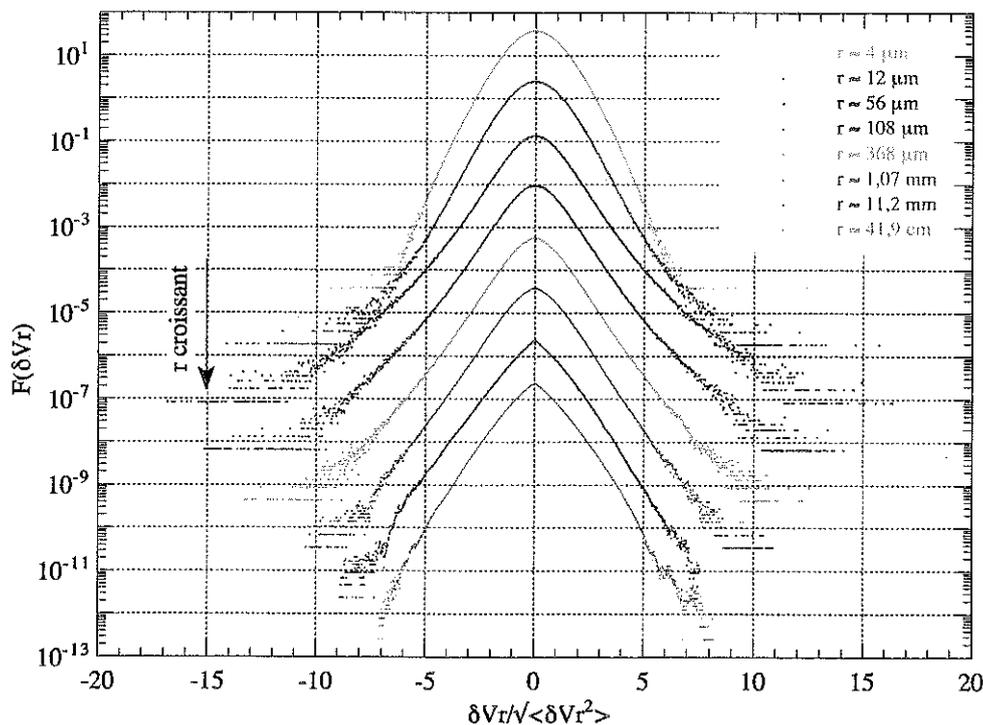


FIG. 4.24 – Histogrammes des incréments de vitesse de la différence entre le signal brut et le même signal filtré par la technique de l'EMD pour un enregistrement à $R_\lambda = 3200$.

fichier de vitesse rééchantillonné. Ce choix s'explique par le fait que le signal physique de la turbulence est visible, après avoir appliqué l'EMD, jusqu'au plus petite échelle (voir la figure 4.23).

4.5 Qualité des données

Dans ce paragraphe, nous allons discuter de la qualité des données que nous avons enregistrées, en brossant leurs caractéristiques principales à partir des techniques de base d'analyse de l'hydrodynamique (spectres de puissance, incréments de vitesse, etc).

4.5.1 Convergence et nombre de retournements des mesures

La turbulence se caractérise par des phénomènes d'intermittence (cf § 4.6.4) qui apparaissent à des intervalles de temps très irréguliers dans l'écoulement, les événements les plus violents étant les plus rares. Pour pouvoir rendre compte de ces phénomènes, il est nécessaire d'enregistrer suffisamment de données pendant un temps suffisamment long. Pour caractériser le degré de convergence d'un enregistrement de données, on définit le nombre de retournements (N) du système :

$$N = \frac{T \cdot V_{moy}}{f_{ech} \cdot L}$$

où T est la taille du fichier en nombre de points, V_{moy} est la vitesse moyenne de l'écoulement au niveau des capteurs, f_{ech} la fréquence d'échantillonnage et L la taille caractéristique de l'expérience (ϕ du cryostat par exemple).

Les nombres de retournements à grande échelle pour les différents fichiers sont récapitulés dans le tableau 4.1. Pour l'enregistrement à 66 g/s ($Re \approx 2,56 \cdot 10^6$) par exemple, $N \approx 4500$. On sait empiriquement que le spectre de puissance ou les incréments de vitesse d'ordre 2 convergent pour un nombre de retournements supérieur à 100. Les critères de convergences sont donc remplis. Pour confirmer ce résultat, nous avons étudié (voir figure 4.25), la convergence des moments d'ordre 4 à 7 pour un nombre de Reynolds de $2,56 \cdot 10^6$ à une distance $r \approx 220 \mu\text{m} \approx 26 \eta$.

On remarque que les moments convergent jusqu'à l'ordre 6 au moins. Le moment d'ordre 7, commence à être sévèrement bruité puisque l'amplitude du bruit devient supérieure au signal lui-même. Lors du traitement des données, nous nous sommes donc arrêtés au calcul des moments d'ordre 7.

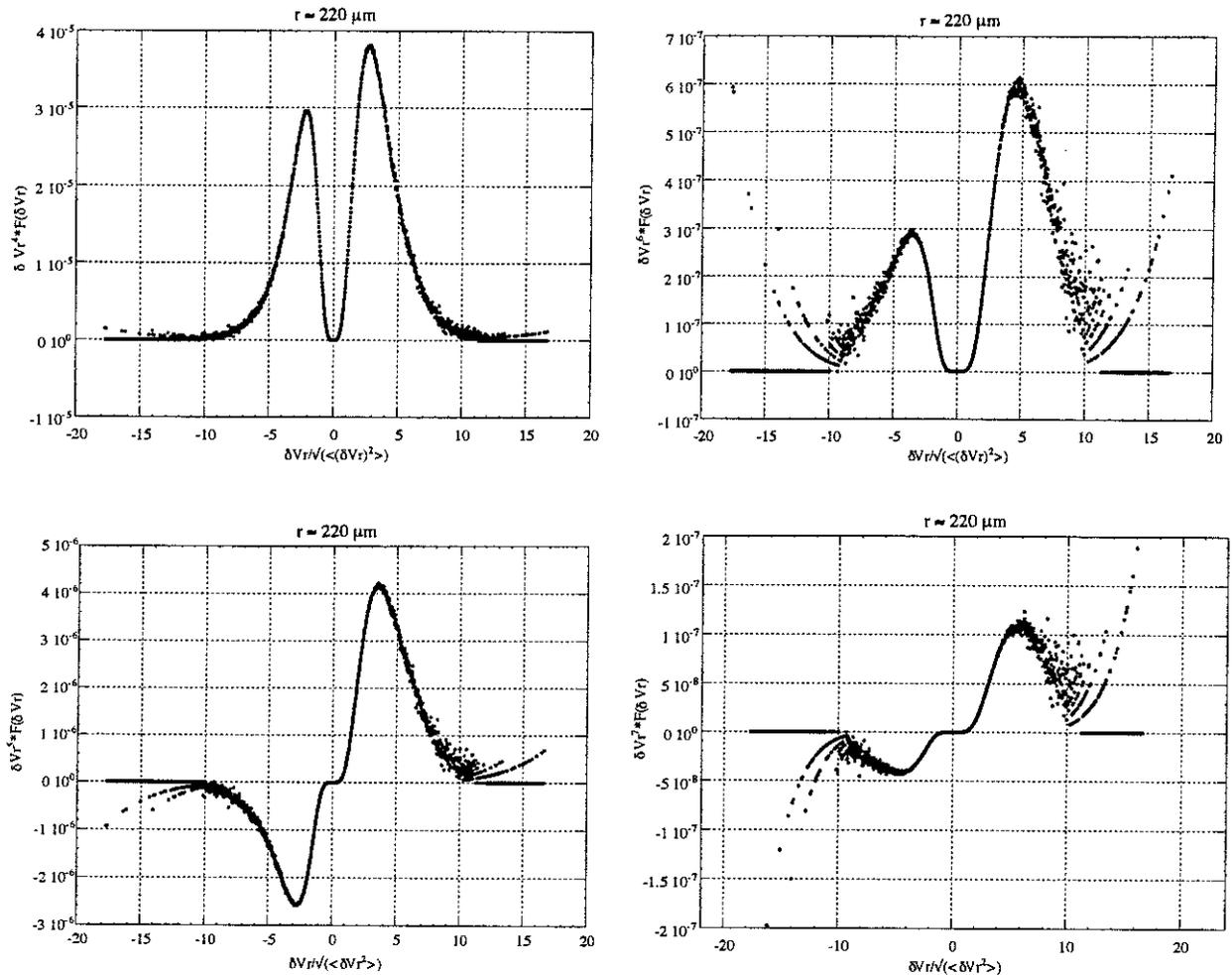


FIG. 4.25 – Etude de la convergence des moments d'ordre 4, 5, 6 et 7 à une distance $r \approx 220 \mu\text{m}$ pour un nombre de Reynolds de $2,56 \cdot 10^6$ ($R_\lambda = 3000$).

4.5.2 Détermination des différentes échelles

Le calcul des spectres de puissance (à partir des signaux de tension ou des signaux ré-échantillonnés) montre que l'on résout très bien l'échelle inertielle, qui s'étend sur presque quatre décades aux plus hauts nombres de Reynolds (voir figure 4.32). L'échelle intégrale, du fait de la taille de l'expérience et des nombres de Reynolds élevés, est repoussée vers les basses fréquences (de l'ordre du Hertz, ce qui correspond à une taille d'environ 50 cm . En fait, par le calcul on trouve des échelles intégrales comprises entre 20 et 40 cm). La zone visqueuse par contre n'est pas du tout résolue par nos capteurs, la coupure à haute fréquence est due au fil chaud et non à la viscosité comme nous le montrons dans les § 4.6.2 et § 4.6.4.

4.5.2.1 L'échelle intégrale

L'échelle intégrale sert à caractériser l'échelle à laquelle est injectée l'énergie dans l'écoulement. Typiquement, elle est de l'ordre des dimensions de l'expérience. Elle est déterminée en calculant la quantité : $\frac{\langle V(x+r).V(x) \rangle - \langle V(x+r) \rangle . \langle V(x) \rangle}{\sigma^2}$ en fonction de r . Nous avons représenté sur la figure 4.26, le calcul de cette grandeur pour un nombre de Reynolds de 3.10^6 .

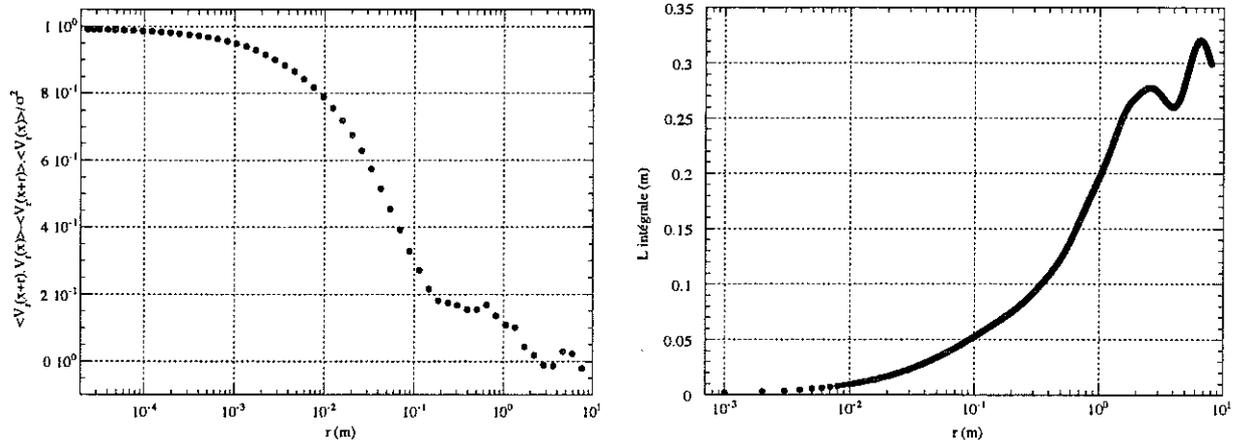


FIG. 4.26 – Détermination de l'échelle intégrale L , pour un nombre de Reynolds de 3.10^6 .

L'échelle intégrale se situe vers 28 cm (valeur en ordonnée du premier plateau de la courbe) comme le montre la courbe de droite, qui est la primitive de $\frac{\langle V(x+r).V(x) \rangle - \langle V(x+r) \rangle . \langle V(x) \rangle}{\sigma^2}$ en fonction de r . Ce comportement correspond à la perte de corrélation entre $V(x+r)$ et $V(x)$.

4.5.2.2 L'échelle de Taylor et l'échelle de Kolmogorov

L'échelle de Taylor se situe toujours au cœur de la zone inertielle où a lieu la cascade d'énergie. L'échelle de Kolmogorov nous renseigne sur l'échelle à laquelle a lieu la dissipation visqueuse de l'énergie sous forme de chaleur. J'ai calculé ces deux grandeurs à partir du calcul de la moyenne des moments d'ordre 3 le long de la zone inertielle ($\frac{-\langle \delta V_r^3 \rangle}{r}$), en utilisant les relations suivantes :

Pour la longueur de Taylor λ :

$$\lambda = \sqrt{\frac{-12 \nu r \sigma^2}{\langle \delta V_r^3 \rangle}}$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide considéré et σ l'écart type du fichier de vitesse rééchantillonné : $\sigma^2 = \langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle$.

Pour la longueur de Kolmogorov η :

$$\eta^4 = \frac{\nu^3}{\epsilon}$$

et

$$\langle \delta V_r^3 \rangle = \frac{-4}{5} \epsilon r$$

où ϵ est le taux de transfert d'énergie entre les différentes échelles de l'écoulement.

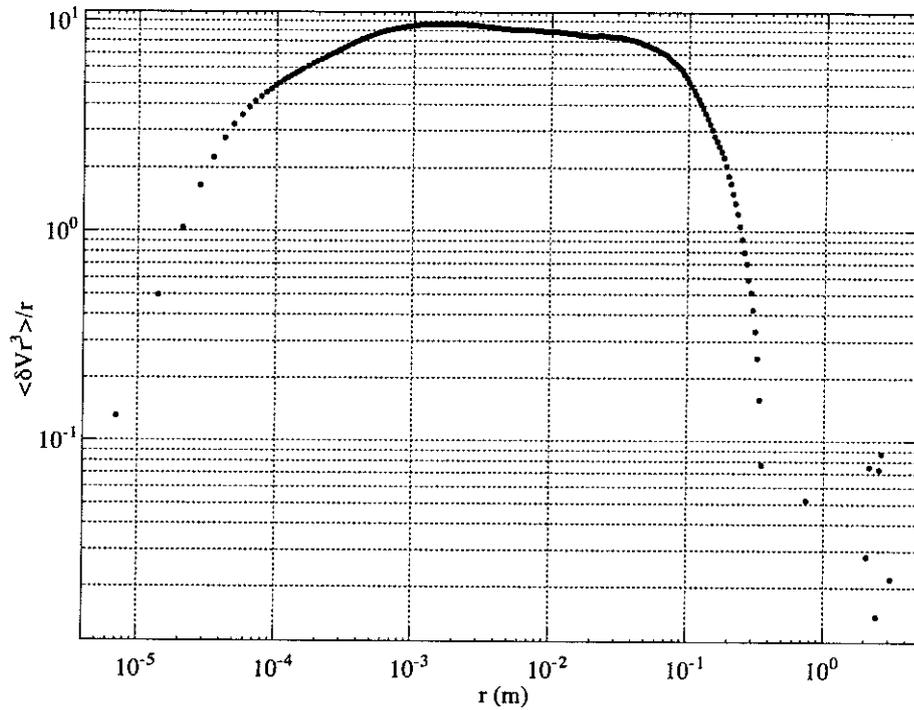


FIG. 4.27 - $(-\frac{\delta V_r^3}{r})$ en fonction de r pour un nombre de Reynolds de 10^7 ($R_\lambda = 6050$).

Pour un $Re = 10^7$, on remarquera sur la figure 4.27 que dans la zone inertielle (entre 10^{-4} et 10^{-1} m), la courbe $\langle \delta V_r^3 \rangle / r$ en fonction de r ne présente pas le plateau franc attendu dans la représentation de Kolmogorov. On choisit comme valeur du plateau 9,0. Dans ce cas, on obtient pour $\lambda \approx 4,2 \cdot 10^{-4}$ m et $\eta \approx 2,81 \cdot 10^{-6}$ m. On peut alors calculer le nombre de Reynolds³ basé sur l'échelle de Taylor (R_λ):

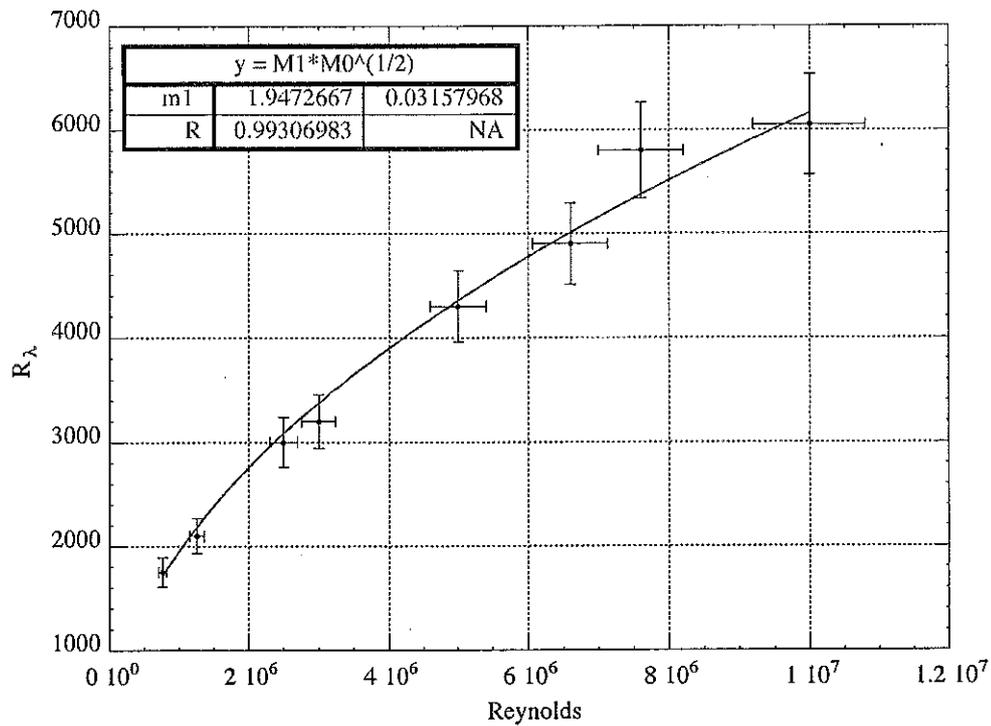
$$R_\lambda = \frac{\lambda \sigma}{\nu} \approx 6050$$

L'incertitude sur R_λ est due essentiellement à l'incertitude sur $\sigma = \tau \langle V \rangle$ déterminé à l'aide du tube de Pitot. Dans le cas de notre jet, on peut estimer cette incertitude à 10% en relatif donc $\frac{\delta R_\lambda}{R_\lambda} \approx 0,2$ soit pour un débit de 250 g/s ($Re = 10^7$), on a $5400 < R_\lambda < 6600$.

Sur la figure 4.28, nous avons tracé R_λ et η en fonction de Re . En ce qui concerne R_λ , nous avons ajusté la courbe par une expression de la forme $R_\lambda = A \sqrt{Re}$:

$$R_{\text{Lambda}} \approx 1,95 \sqrt{Re}$$

3- On procède de la même manière pour tous les enregistrements, quel que soit le nombre de Reynolds.

FIG. 4.28 – Evolution de R_λ en fonction de Re_{buse} .

Cette expression est proche de celle obtenue par Y. Gagne et C. Baudet (cf § 4.2) : $R_\lambda \approx 2\sqrt{Re}$. On peut la comparer à la relation expérimentale d'Antonia [21] (jet d'air) : $R_\lambda \approx 1,74\sqrt{Re}$, où à celle trouvée par O. Chanal dans sa thèse (jet d'hélium) : $R_\lambda \approx 1,4\sqrt{Re}$. Sur la figure 4.29, nous avons tracé sur un même graphe le R_λ en fonction du Reynolds des données de l'expérience GReC, de l'expérience d'O. Chanal (jet ouvert d'Hélium à 5 K) et de Y. Malécot [48] [22] (jet ouvert d'air à 300 K). On remarque une certaine uniformité dans les résultats en particulier entre ceux de l'expérience d'O. Chanal et celles de l'expérience GReC, toutes deux réalisées avec de l'Hélium gazeux à 5 K.

Sur le graphe de η en fonction du Reynolds (cf figure 4.30 de gauche), la dépendance en $Re^{-3/4}$ de l'échelle de Kolmogorov, prévue par la théorie, est relativement bien suivie. Sur la figure 4.30 de droite, nous avons représenté η/L en fonction du Reynolds en rajoutant les résultats obtenus par O. Chanal, Y. Malécot. Les données de l'expérience GReC sont dans le prolongement direct de ceux de l'expérience de jet du CRTBT, ce qui conforte la validité de nos étalonnages. Les résultats de Y. Malécot, enregistrés dans un jet d'air, présentent un rapport η/L légèrement inférieur aux mesures dans l'hélium. Ce décalage peut provenir de l'incertitude de nos mesures qui conduit à une estimation par défaut de l'échelle intégrale L ou des différences physiques intrinsèques entre les écoulements dans l'air et ceux dans l'hélium. Cette dernière hypothèse remettrait alors en cause l'universalité des phénomènes turbulents prévue par le modèle de Kolmogorov.

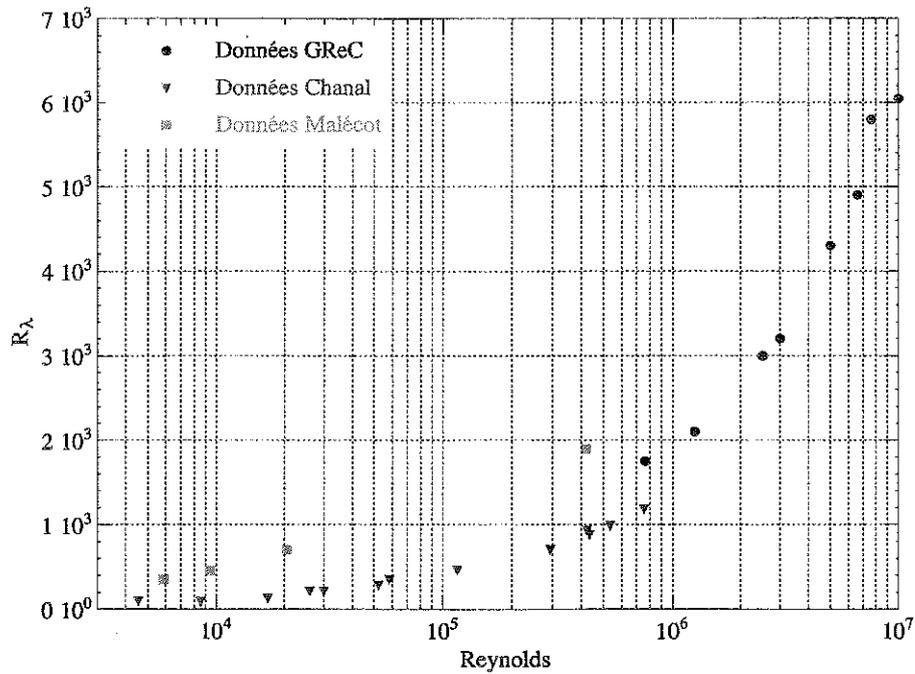


FIG. 4.29 – R_λ en fonction du Reynolds pour les trois expériences de jets ouverts.

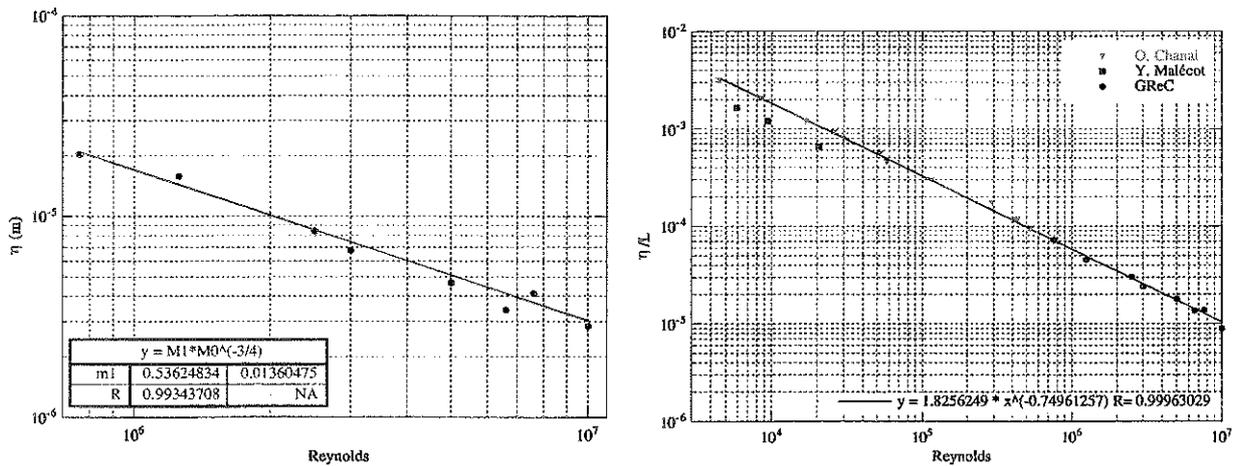


FIG. 4.30 – Evolution de η en fonction de Re_{buse} .

4.6 Première analyse

4.6.1 Moments d'ordre deux

Nous allons travailler sur les moments d'ordre deux dans l'espace de Fourier c'est-à-dire les spectres de puissance des fichiers de vitesse rééchantillonnés [49] et sur les moments d'ordre deux dans l'espace réel c'est à dire les incréments de vitesse élevés au carré $\langle \delta V_r^2 \rangle = \langle (V(x+r) - V(x))^2 \rangle$. En effet, nous avons vu au § 1.1.2 que ces deux grandeurs étaient équivalentes dans leur espace d'étude respectif.

4.6.1.1 Spectres

Dans cette section, nous allons ne représenter que les spectres de puissance des enregistrements au R_λ le plus faible (1750) et au R_λ le plus élevé (6050). Nous les avons ajoutés (cf figure 4.31) sur un graphe représentant une compilation de spectres réalisés à différents Reynolds au cours de diverses expériences. Cette figure, que nous avons déjà présentée au § 1.2.2, est tirée de Saddoughi and Veeravalli (1994) [29].

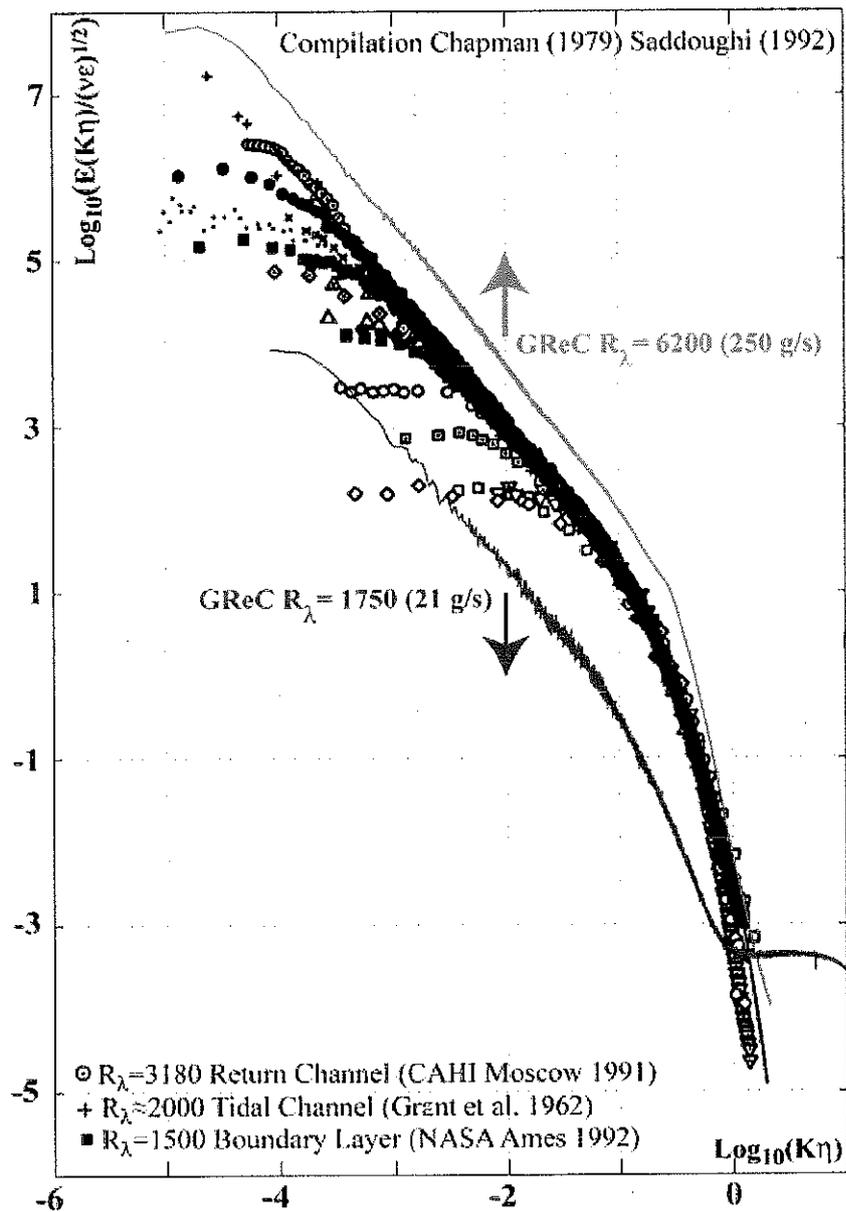


FIG. 4.31 – Représentation de spectres de puissance enregistrés dans différents écoulements pour des nombres de Reynolds variant de 23 à 3180. Nous avons tracé les spectres obtenus sur l'expérience GReC à $R_\lambda = 1750$ et $R_\lambda = 6050$, en les décalant respectivement vers le bas et vers le haut pour plus de lisibilité.

Les deux spectres provenant de l'expérience GReC ont été décalé pour plus de visibilité. Mais en représentation «normale», ils viennent se superposer parfaitement aux autres spectres représentés sur la figure 4.31, ce qui contribue à renforcer l'idée de l'universalité de la cascade d'énergie de Kolmogorov tout au long de la zone inertielle. Le spectre enregistré à $R_\lambda = 6050$ présente, de plus, la zone inertielle la plus étendue (environ une décade de plus) parmi toutes les données présentes sur le graphe.

4.6.1.2 Spectres compensés

La première étape de l'analyse consiste à étudier les spectres compensés des fichiers de vitesse. Nous avons représentés les spectres en fonction de $k\eta$ où k est le nombre d'onde ($k = \frac{2\pi f_{ech}}{V_{moy}}$) et η l'échelle dissipative. Le taux de transfert d'énergie ϵ est calculé à partir des moments d'ordre trois et l'échelle dissipative à l'aide de ϵ et de la viscosité cinématique (cf § 1.1.2). L'étude des spectres compensés a pour but de caractériser l'hypothèse d'isotropie locale et d'invariance d'échelle (zone inertielle) et de dissipation (zone visqueuse), proposée par Kolmogorov en 1941 [29].

4.6.1.2.1 Zone inertielle

Dans la zone inertielle, l'hypothèse de la turbulence isotrope homogène nous indique que le spectre compensé est indépendant du nombre d'onde k et égal à la constante de Kolmogorov :

$$E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3}$$

avec une valeur de $C = 1,5$ et, pour le spectre compensé longitudinal⁴ : $C_1 = 0,491$ [7].

La figure 4.32 représente les spectres compensés normalisés dans la zone inertielle.

Nous avons représenté les écoulements aux plus faibles (1750 et 2100) et aux plus forts nombre de Reynolds (5800 et 6050), plus un écoulement intermédiaire (3200). On peut voir que la zone inertielle augmente avec le Reynolds et qu'elle s'étend sur près de quatre décades pour les plus hauts Reynolds (la chute des spectres compensés aux faibles $k\eta$ se fait d'autant plus loin que le nombre de Reynolds est élevé). La valeur du plateau obtenue est proche de $C_1 = 0,60$ et est supérieure à la valeur habituelle de 0,491, qui a été mesurée expérimentalement pour des R_λ variant de 500 à 1500 [49]. On peut déceler une légère augmentation de C_1 avec le Reynolds. Si l'on considère la valeur moyenne du plateau au coeur de la zone inertielle, pour $10^{-3} < k\eta < 10^{-2}$, les valeurs de C_1 obtenues sont tracées sur la figure 4.33.

⁴ - Les coefficients C_1 et C_2 ne doivent pas être confondus avec les cumulants d'ordre 1 et d'ordre 2 que nous utilisons dans le modèle variationnel de B. Castaing (cf § 1.1.4 et § 4.6.5).

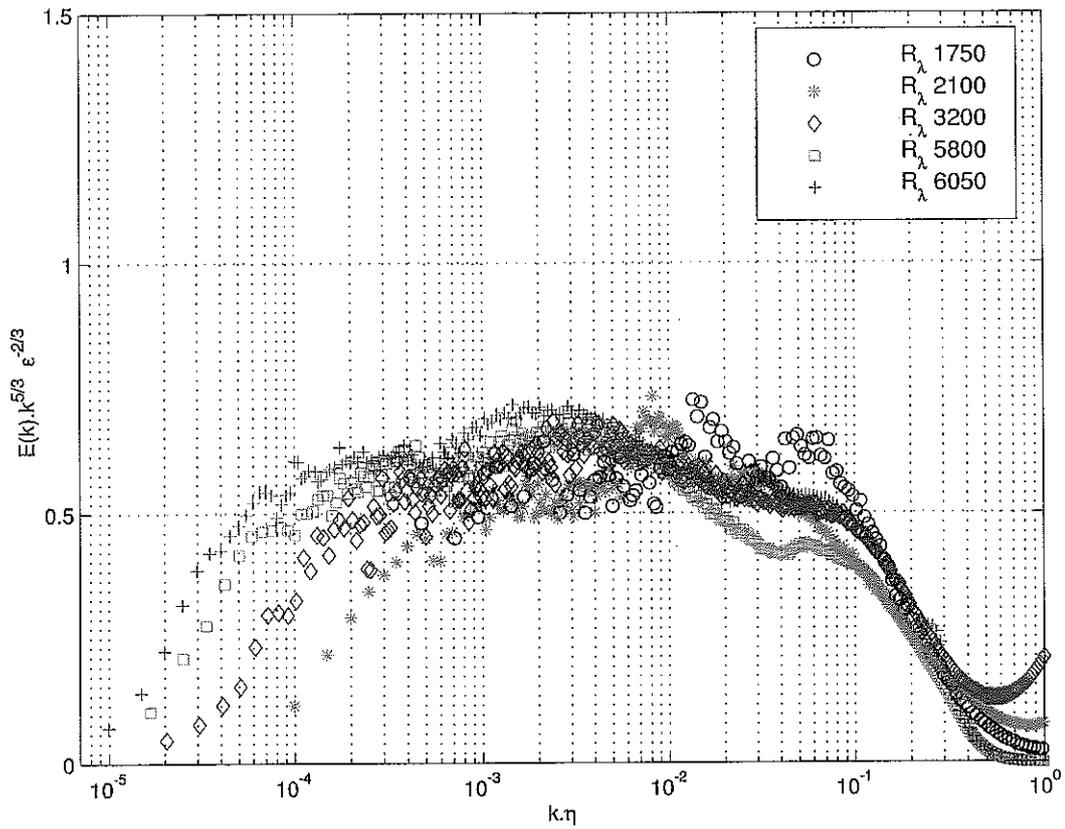


FIG. 4.32 – Spectres compensés normalisés dans la zone inertielle pour cinq nombres de Reynolds.

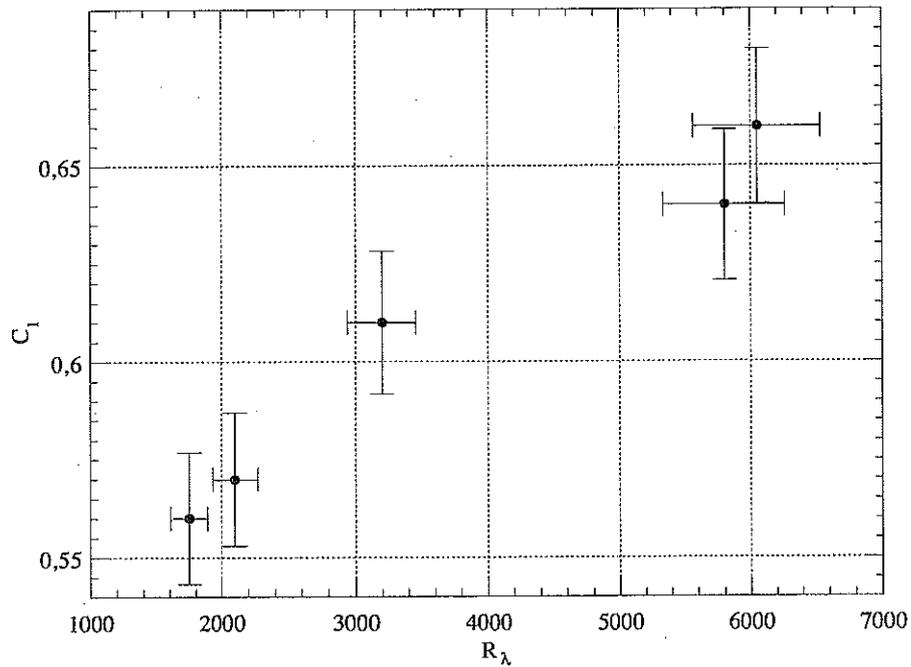


FIG. 4.33 – Valeur moyenne du coefficient C_1 pour différents Reynolds (C_1 a été calculé en prenant la valeur moyenne des spectres compensés normalisés pour $10^{-3} < k.\eta < 10^{-2}$).

Il est cependant difficile de tirer de cette évolution une tendance générale pour des Reynolds tendant vers l'infini. En effet, au regard des résultats obtenus l'augmentation de C_1 ne semble pas présenter de saturation quand le Reynolds augmente. On peut cependant noter que ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Champagne et al. (1978) [25] (cf § 1.2.2). Par contre, l'évolution de C_1 avec le nombre de Reynolds est opposée à celle qu'avait obtenue A. Praskovsky [50]. On peut cependant apporter un certain crédit à nos résultats car ceux-ci proviennent de la même expérience (GReC) alors que Praskovsky et al. ont présenté une compilation de données originaires d'expériences différentes donc plus difficilement comparables.

4.6.1.2.2 Zone visqueuse

Dans la zone dissipative, Kraichnan propose en 1959 [51] une décroissance exponentielle du spectre d'énergie de la forme :

$$E(k) = A(k\eta)^{-5/3} e^{\beta k\eta}$$

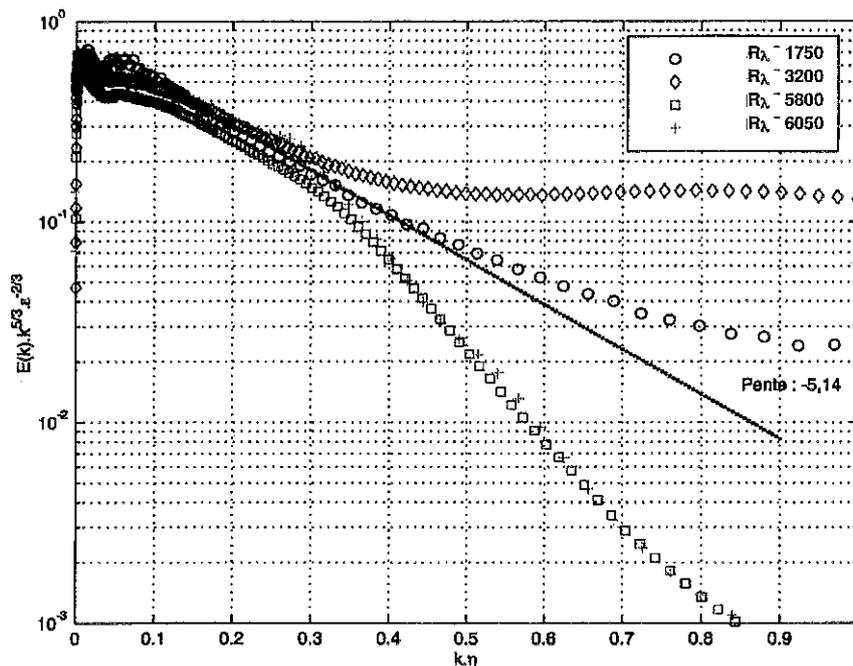


FIG. 4.34 – Spectres compensés dans la zone dissipative.

Différentes simulations numériques [52] [53], ont estimé β à une valeur proche de 5,2, confirmée expérimentalement à plus fort nombre de Reynolds [29].

Nous avons représenté sur la figure 4.34 les spectres compensés en échelle semi-logarithmique

pour quatre enregistrements.

On constate que le spectre de l'enregistrement à $R_\lambda = 1750$ est celui qui présente, sur la plus grande plage, une décroissance exponentielle avec un facteur $\beta \approx 5,14$ proche de la valeur 5,2 proposée. Les autres enregistrements s'écartent plus rapidement de cette loi, ce qui signifie que notre détecteur résout beaucoup mieux la zone visqueuse pour le débit le plus faible que pour les autres débits. On peut remarquer cependant que même pour l'écoulement à $R_\lambda = 1750$, nous atteignons la limite de résolution du capteur puisque le spectre finit par s'éloigner du fit pour $k \cdot \eta > 0,5$ ce qui équivaut à une échelle d'environ 12η . Sur la figure 4.34, les deux enregistrements aux R_λ (5800 et 6050) les plus élevés ont été filtrés à l'aide de la technique de l'EMD alors que les deux autres ne l'ont pas été. Sur les deux spectres aux R_λ les plus faibles, l'influence de la coupure du capteur se fait donc sentir ce qui explique pourquoi ces deux courbes se situent au-dessus de la droite d'ajustement de pente $-5,14$. Les deux autres enregistrements, présentant une coupure beaucoup plus marquée du fait de l'EMD, se trouvent au-dessous de la droite.

4.6.1.3 Incréments de vitesse d'ordre deux

La théorie de Kolmogorov 41 prévoit une dépendance des moments d'ordre deux des incréments de vitesse en $r^{2/3}$ dans la zone inertielle. Nous avons une relation de la forme :

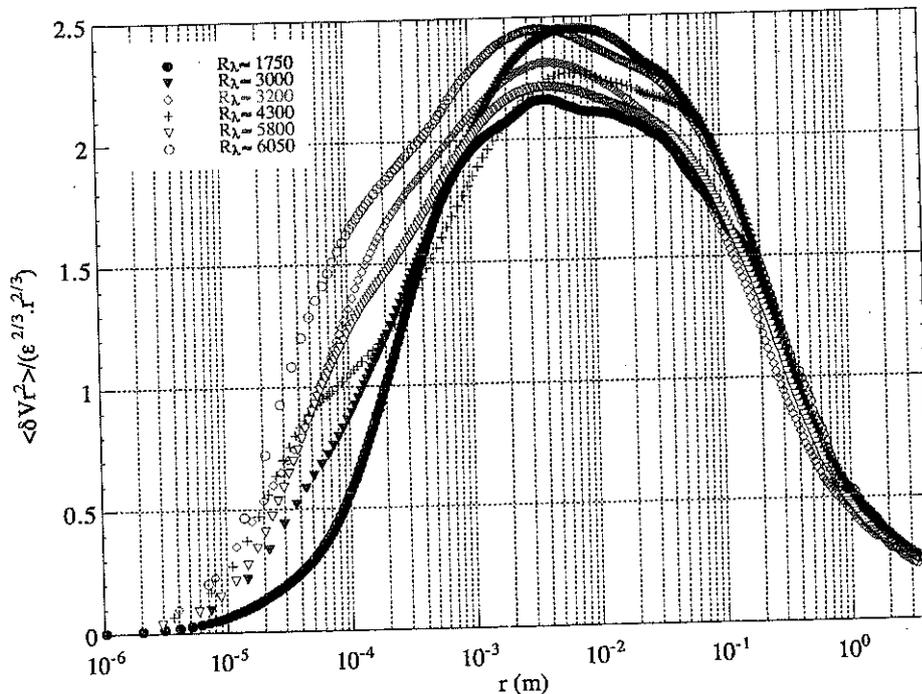


FIG. 4.35 – Moments d'ordre deux des incréments de vitesse normalisés par le taux de transfert d'énergie.

$$\langle \delta V_r^2 \rangle = C_2 \langle \epsilon \rangle^{2/3} r^{2/3}$$

avec une valeur de $C_2 \approx 2$ pour des nombres de Reynolds $R_\lambda \geq 1500$.

La figure 4.35 représente les moments d'ordre deux normalisés par le taux de transfert d'énergie $\langle \epsilon \rangle$ à la puissance $2/3$.

On constate, tout d'abord, que les moments d'ordre 2 normalisés ne présentent pas de plateau dans la zone inertielle comme le prédit la théorie de Kolmogorov. Les courbes ont plutôt une forme arrondie et s'étendent d'autant plus vers les petites échelles que le nombre de Reynolds est grand. En considérant, ensuite, que la valeur de C_2 est la valeur moyenne de chacune des courbes tracées sur la figure 4.35 pour $2\pi\eta 10^2 < r < 2\pi\eta 10^3$ (cf § 4.6.1.2.1, conditions sur $k\eta$), on obtient les valeurs de C_2 tracées sur la figure 4.36.

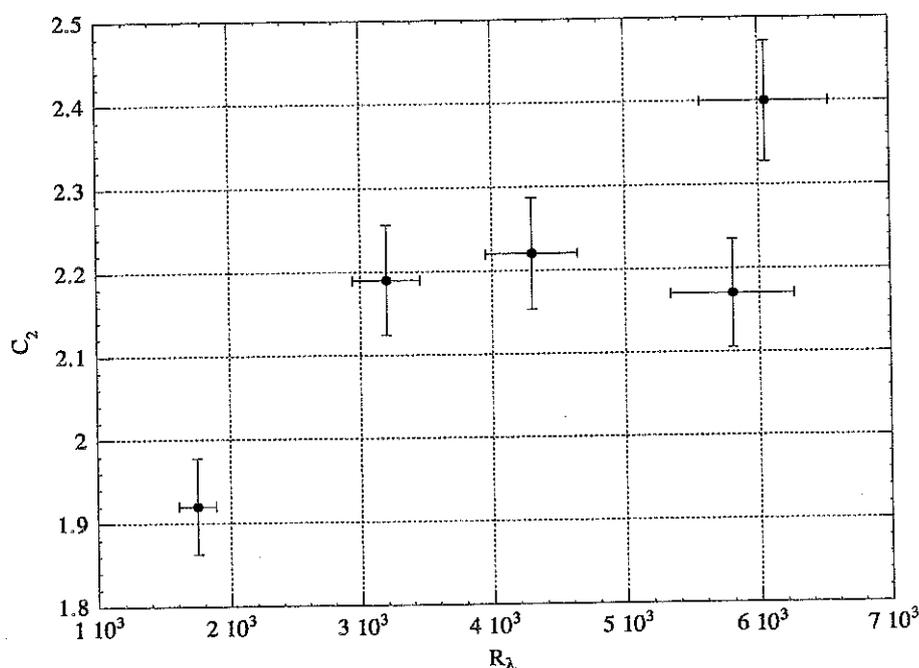


FIG. 4.36 – Valeur moyenne du coefficient C_2 pour différents Reynolds (C_2 a été calculé en prenant la valeur moyenne des moments d'ordre deux normalisés pour $2\pi\eta 10^2 < r < 2\pi\eta 10^3$).

Comme la valeur de C_1 pour les spectres compensés, la valeur de C_2 a tendance à augmenter avec le nombre de Reynolds. On remarque l'accident pour l'écoulement à $R_\lambda = 5800$: valeur de C_2 faible. La moyenne des différentes valeurs de C_2 vaut : 2,2. La théorie prévoit que C_1 et C_2 sont reliés par la relation suivante [22]:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{1}{\pi} \Gamma(5/3) \sin(\pi/3) \approx 0,249$$

Dans notre cas :

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{0,60}{2,20} \approx 0,27$$

Au final, nous avons obtenu des valeurs de C_1 et C_2 supérieures à celles obtenues lors d'expériences précédentes. Mais du fait de l'incertitude relativement importante (plus de 10%) sur ces deux grandeurs, on ne peut affirmer avec certitude que ce résultat est une conséquence des nombres de Reynolds élevés propres à notre expérience effectuée sur une gamme de Reynolds dans un rapport 13 sensiblement plus élevé que les expériences antérieures dans l'air. On note toutefois que la croissance de C_1 et C_2 que l'on observe sur notre expérience, se rapproche de celle obtenue par Y. Malécot [48], durant sa thèse, pour le calcul du maximum de $\frac{-\langle \delta V_r^3 \rangle}{\langle \epsilon \rangle r}$.

4.6.2 Moments d'ordre trois

Comme nous l'avons précisé dans le § 4.5.2, le calcul des moments d'ordre trois est à la base de notre analyse des différents enregistrements. En effet, il nous permet de déterminer la plus part des grandeurs caractéristiques de l'écoulement : longueur de Kolmogorov, longueur de Taylor et R_λ . D'autre part en supposant exacte la relation de Kolmogorov sur les moments d'ordre trois, nous pouvons calculer le taux de transfert d'énergie $\langle \epsilon \rangle$ au sein de l'écoulement.

Sur la figure 4.37, nous avons représenté les moments d'ordre trois normalisés par ϵ .

Les «plateaux» des courbes aux différents Reynolds sont centrés autour de la valeur $4/5$ car nous avons supposé admise la relation de Kolmogorov. Cependant en fonction des débits, ces plateaux sont plus ou moins marqués. Les enregistrements à $R_\lambda = 1750$ et $R_\lambda = 4300$ présentent notamment des plateaux bien formés sur deux décades environ. Par contre, l'écoulement à $R_\lambda = 3200$ forme une courbe beaucoup plus arrondie. D'autre part, l'étendue du plateau n'augmente pas significativement avec le Reynolds comme nous pourrions nous y attendre. Il semblerait par exemple, qu'à $R_\lambda = 1750$, le plateau soit plus large qu'à $R_\lambda = 4300$.

D'autre part, à petite échelle, lorsque que l'on se rapproche de la zone visqueuse δV_r varie de façon proportionnelle à r , donc $\langle \delta V_r^3 \rangle / (r\epsilon)$ varie comme r^2 . Sur la figure 4.37, on observe, à petite échelle, une augmentation de $\langle \delta V_r^3 \rangle / (r\epsilon)$ de forme parabolique avant d'atteindre la zone inertielle.

Pour étudier plus précisément l'évolution du troisième moment en fonction de l'échelle

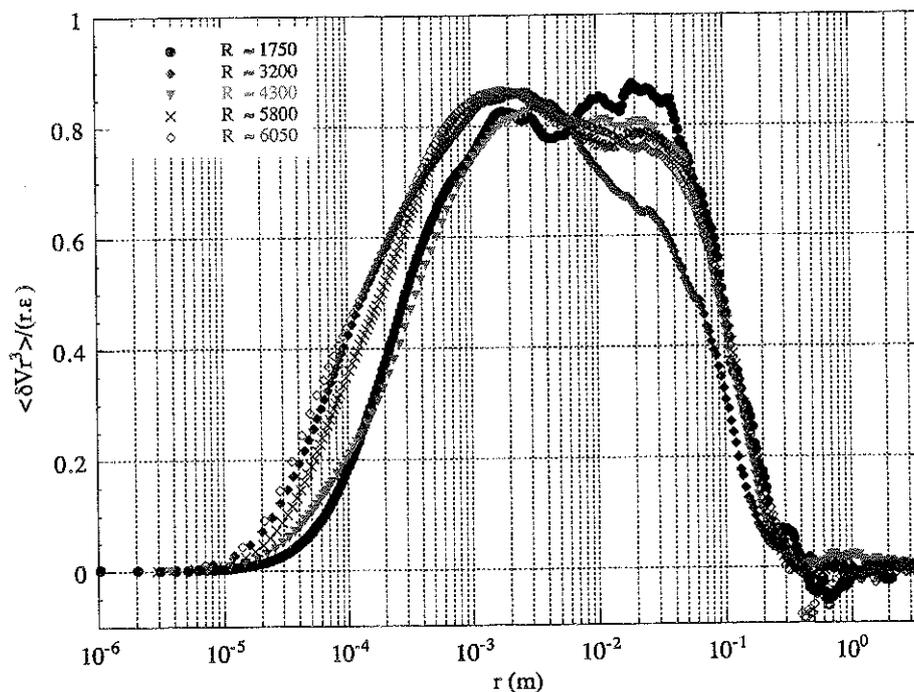


FIG. 4.37 – Moments d'ordre trois des incréments de vitesse normalisés par le taux de transfert d'énergie.

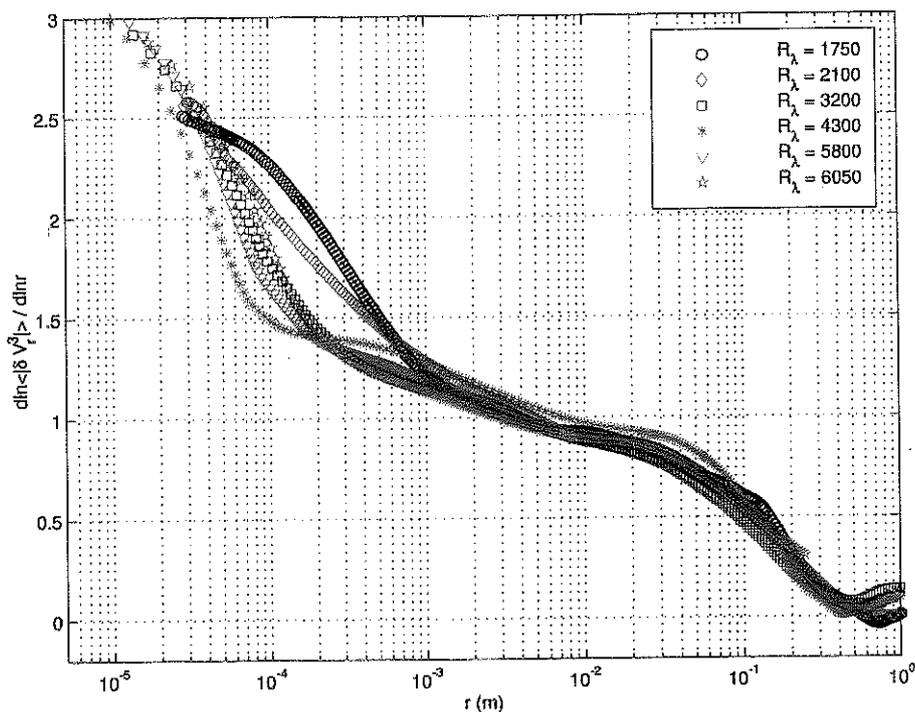


FIG. 4.38 – Evolution des dérivées logarithmique de δV_r^3 en fonction de l'échelle.

et du nombre de Reynolds, nous avons étudié la variable $\frac{dn \langle \delta V_r^3 \rangle}{dn r}$. Sur la figure 4.38, nous l'avons tracée en fonction de r .

On a lissé les courbes en réalisant une moyenne glissante sur huit points. Aux grandes échelles, toutes les courbes sont confondues, il est impossible de déterminer le nombre de Reynolds. On rejoint ainsi la vision de Kolmogorov [41] selon laquelle, quel que soit le nombre de Reynolds le processus de cascade est identique jusqu'à l'échelle dissipative. On peut noter cependant une certaine dispersion des courbes autour de zéro aux grandes échelles, due vraisemblablement à des problèmes de convergence de nos fichiers. L'évolution des courbes avec le nombre de Reynolds semble saturer vers les fortes valeurs de R_λ . Il a été montré par O. Chanal [35] que cet effet est lié à la coupure du détecteur et non à une limite intrinsèque aux forts nombres de Reynolds. Pour les deux plus faibles débits à $R_\lambda = 1750$ et $R_\lambda = 2250$, la remontée précoce des courbes aux petites échelles est due à la coupure visqueuse.

4.6.3 Estimation de l'échelle de coupure du capteur

On a montré au paragraphe précédent que l'effet de saturation, aux forts nombres de Reynolds, des courbes $d \ln \langle |V_r^3| \rangle / d \ln r$ en fonction de r , est dû à la coupure de notre détecteur. Nous allons mettre en pratique la technique utilisée par O. Chanal [35] dans sa thèse pour déterminer la longueur sensible de notre anémomètre.

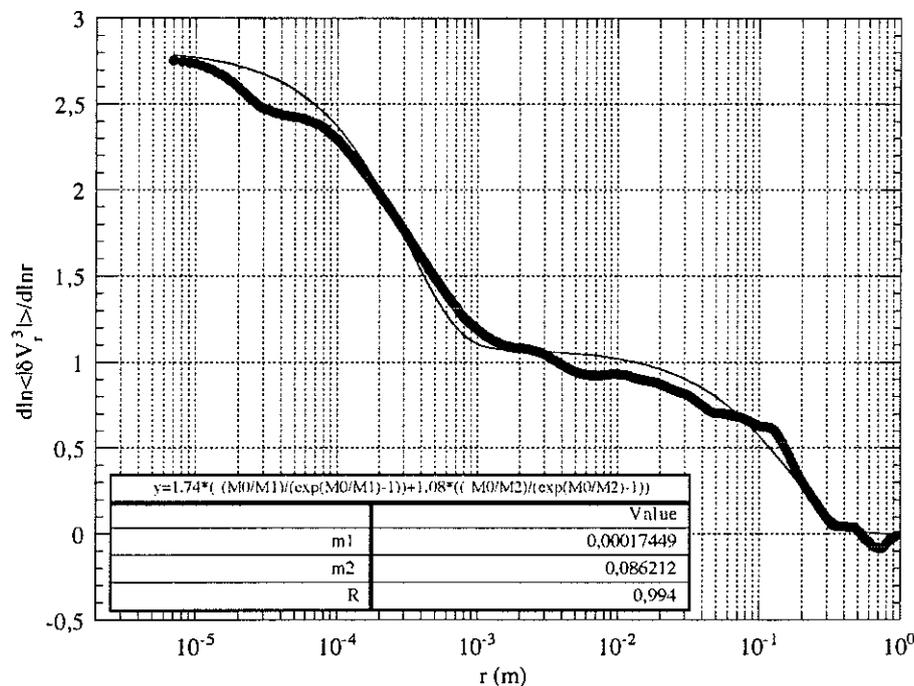


FIG. 4.39 – Ajustement de la courbe $d \ln \langle |V_r^3| \rangle / d \ln r$ en fonction de r par l'équation (4.15) pour un écoulement à $R_\lambda = 1750$.

On ajuste chacune des courbes $d \ln \langle |V_r^3| \rangle / d \ln r$ en fonction de r (cf figure 4.38) à l'aide d'une équation de la forme :

$$\frac{d \ln \langle |\delta V_r^3| \rangle}{d \ln r} = a \frac{\left(\frac{r}{m_1}\right)}{e^{\frac{r}{m_1}} - 1} + b \frac{\left(\frac{r}{m_2}\right)}{e^{\frac{r}{m_2}} - 1} \quad (4.15)$$

où a et b sont des paramètres fixés par les conditions aux limites et les deux autres paramètres m_1 et m_2 représentent respectivement la petite et la grande échelle. Nous avons représenté sur la figure 4.39 l'ajustement par l'équation (4.15), pour un $R_\lambda = 1750$, de $d \ln \langle |V_r^3| \rangle / d \ln r$ en fonction de r .

Sur la figure 4.40, nous avons tracé la longueur m_1 ainsi que l'échelle dissipative (η) en fonction du nombre de Reynolds.

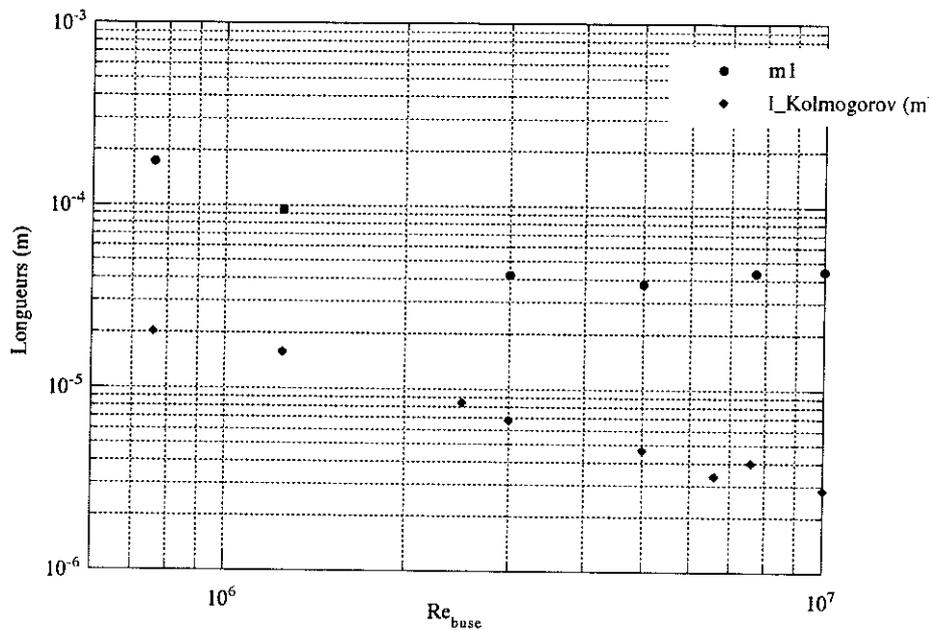


FIG. 4.40 – Evolution des longueurs m_1 et η en fonction du nombre de Reynolds.

Le comportement de la longueur m_1 semble suivre celui de η jusqu'à un nombre de Reynolds de $1,25 \cdot 10^6$, mais il est difficile de conclure car nous ne disposons que de deux valeurs de m_1 pour $Re \leq 1,25 \cdot 10^6$. Par contre, au delà, nous observons une saturation de m_1 , à environ $45 \mu m$, due à la coupure du détecteur. Nous avons ensuite calculé la valeur de m_1 d'un enregistrement de vitesse ($Re = 3 \cdot 10^6$) que nous avons filtré en réalisant une moyenne glissante sur 12 points sur l'ensemble du fichier. Ce nouveau signal artificiel paraît ainsi avoir été mesuré à l'aide d'un détecteur ayant une résolution spatiale égale à 12 fois le pas de rééchantillonnage du fichier original ($4 \mu m$). Nous avons obtenu une valeur m_1 , pour ce nouvel enregistrement, de $109 \mu m$ pour une résolution spatiale de $48 \mu m$ ($12 \cdot 4$), ce qui nous donne pour le détecteur :

$$\text{résolution spatiale} = (48/109) 45 \approx 20 \mu m$$

4.6.4 Histogrammes des incréments de vitesse

Dans ce paragraphe nous allons effectuer une première analyse des données en vue de valider les expériences que nous avons réalisées. A partir des signaux de vitesse rééchantillonnés, nous allons calculer pour plusieurs échelles r les histogrammes des incréments de vitesse :

$$\delta V_r(x) = V(x+r) - V(x)$$

Une étude statistique de cette variable nous renseigne sur la dynamique interne de la turbulence que l'on appelle le processus de cascade. Ce processus, qui traduit le transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites, peut être décrit par l'étude des vitesses relatives entre les structures fluides de différentes tailles présentes dans l'écoulement.

Contrairement à ce que prédit le modèle de Kolmogorov 41, la forme des histogrammes évolue au fil des échelles. Pour les grandes valeurs de r , ils se rapprochent d'une forme gaussienne avec cependant une légère dissymétrie (sur la figure 4.41 pour $Re = 10^7$, nous avons tracé aux grandes échelles ($r = 12,27 \text{ mm}$ et $r = 1,06 \text{ m}$) les lois gaussiennes se rapprochant le plus des histogrammes). On note qu'aux échelles les plus élevées les histogrammes deviennent subgaussiens. Lorsqu'on examine les échelles de plus en plus petites, l'évolution de la statistique traduit une importance croissante des événements de forte (relèvement des ailes) et de faible (amincissement de la partie centrale) amplitude, au détriment des événements moyens. Cette évolution de la forme vers les petites échelles est une expression de l'intermittence dans l'écoulement turbulent. Elle traduit le fait que l'écoulement est composé de périodes de relatives acalmies ($\delta V_r \approx 0$) entrecoupées de périodes de fortes agitations.

4.6.5 Etude de la profondeur de la cascade à l'aide des cumulants

Afin d'essayer de quantifier l'évolution des distributions des incréments de vitesse au fil des échelles, B. Castaing a proposé une méthode [54] dite méthode des cumulants. Ce modèle permet de mesurer le changement de forme à l'aide de paramètres C_i appelés cumulants discutés au §1.1.4. La densité de probabilité des incréments de vitesse à l'échelle r s'exprime comme la combinaison linéaire des ddp à grande échelle, avec une distribution de facteurs d'homothétie α :

$$P_r(\delta v) = \int \frac{1}{\alpha} G(\ln \alpha) P_L\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right) d \ln \alpha$$

où P_L représente la ddp à grande échelle des incréments de vitesse δv et $G(\ln \alpha)$ la ddp du

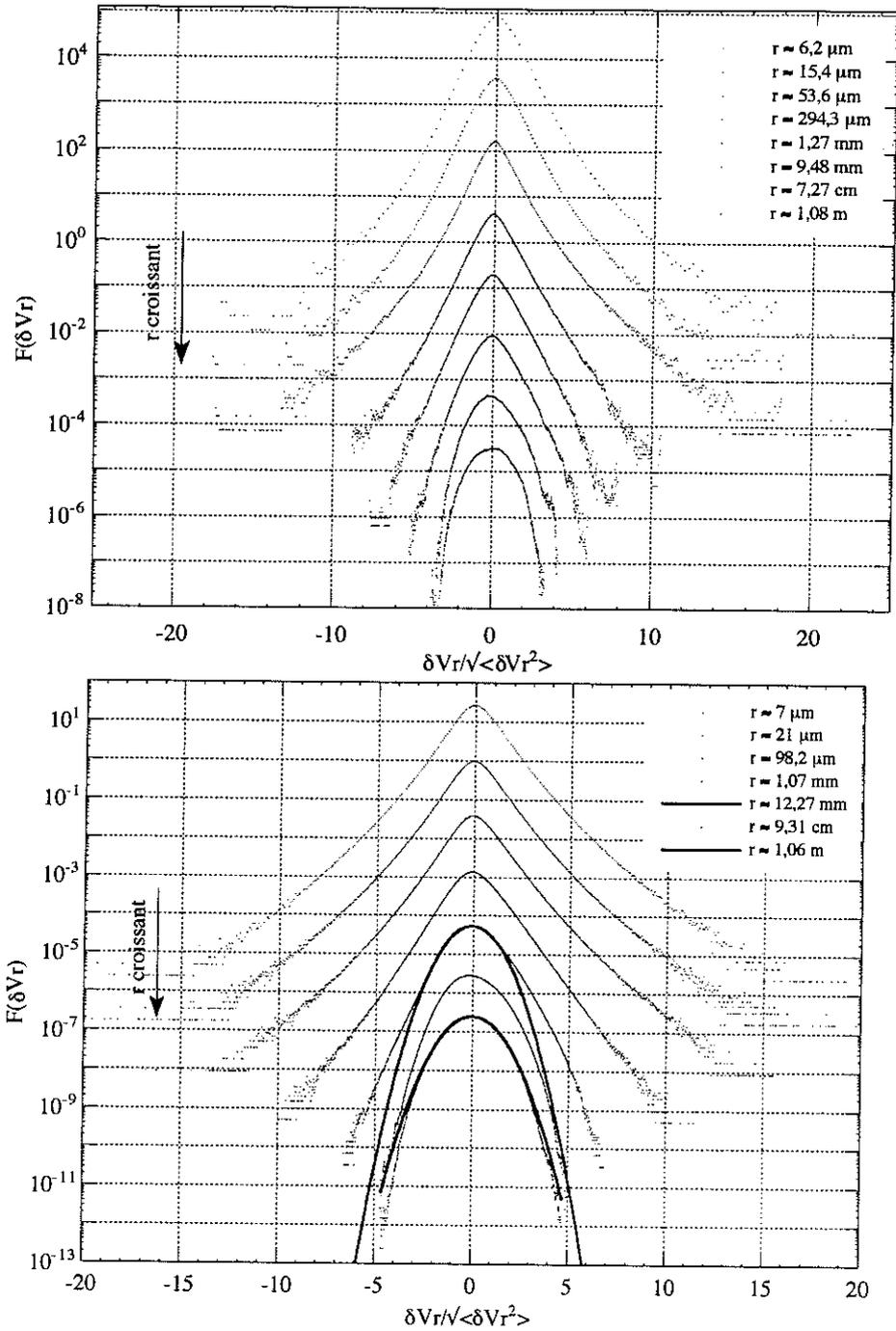


FIG. 4.41 – Histogrammes des incréments de vitesse pour des échelles variant de la taille caractéristique de l'expérience (diamètre du cryostat: $L \approx 1$ m) à la plus petite échelle (le pas de rééchantillonnage est: $l \approx 1,03 \mu\text{m}$ pour l'enregistrement du haut et $7,01 \mu\text{m}$ pour celui du bas) pour un nombre de Reynolds de 760000 en haut et 10^7 en bas. Les histogrammes sont décalés d'un facteur dix pour plus de lisibilité.

logarithme des facteurs α de ces distributions au long des échelles.

Le modèle de B. Castaing ne suppose aucune hypothèse sur la forme de l'histogramme à grande échelle, de même que sur la forme de la distribution de $\ln\alpha$. En contrepartie, on perd l'information sur le caractère dissymétrique des histogrammes car on ne considère que les valeurs absolues des différences de vitesse.

4.6.5.1 Détermination de C_2 à l'aide de la flatness

On a vu au § 1.1.4 que l'on pouvait écrire :

$$\langle |\delta V_r^p| \rangle = \langle e^{p \ln(|\delta V_r|)} \rangle = \exp(C_1 p + C_2 \frac{p^2}{2} + C_3 \frac{p^3}{3!} + \dots) \quad (4.16)$$

La flatness F est définie comme le rapport : $F = \frac{\langle \delta V_r^4 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^2}$. En appliquant la relation (4.16) à F , on obtient :

$$F = \frac{\langle \delta V_r^4 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^2} = \frac{\exp(4C_1 + 8C_2 + \dots)}{(\exp(2C_1 + 2C_2 + \dots))^2} = \exp(4C_2 + \dots)$$

On rappelle que C_2 , nous renseigne sur la largeur de la distribution de $\ln\alpha$:

$$C_2 = \langle \delta(\ln\alpha)^2 \rangle$$

Sur la figure 4.42, nous avons tracé la flatness à différents Reynolds. Les courbes sont centrées autour de la valeur 3 à grande échelle ce qui traduit le fait que l'on a des distributions gaussiennes ($V(x+r)$ et $V(x)$ sont décorrélées quand r est grand). Dans la zone inertielle C_2 augmente de façon linéaire en fonction de $\ln(r)$ pour tous les enregistrements. La valeur de la pente trouvée est $-0,1$ conformément à la valeur attendue [55]. Ensuite lorsqu'on atteint la zone visqueuse, nous devrions observer une augmentation de la pente de la flatness (cf § 1.1.4) due à l'élargissement brusque des distributions sous l'effet de la coupure visqueuse. La figure 4.42 montre que nous observons ce phénomène pour le plus faible Reynolds uniquement car la sensibilité de notre capteur ne nous permet pas de résoudre l'échelle de Kolmogorov pour les débits plus élevés. Pour les autres enregistrements, la coupure observée est celle du fil, ce qui explique pourquoi nous n'observons pas la rupture de pente attendue. On remarque que l'enregistrement à $R_\lambda = 3200$ ayant été réalisé lors de la campagne de mesure précédente (décembre 2000) avec un capteur de meilleure sensibilité, le début de la coupure visqueuse apparaît sur la courbe.

Nous allons nous intéresser maintenant plus particulièrement à l'enregistrement à plus faible Reynolds ($R_\lambda = 1750$). La figure 4.43 représente la flatness de cet enregistrement à 21 g/s. Sur ce graphe, nous avons indiqué la zone inertielle et la zone visqueuse. La théorie

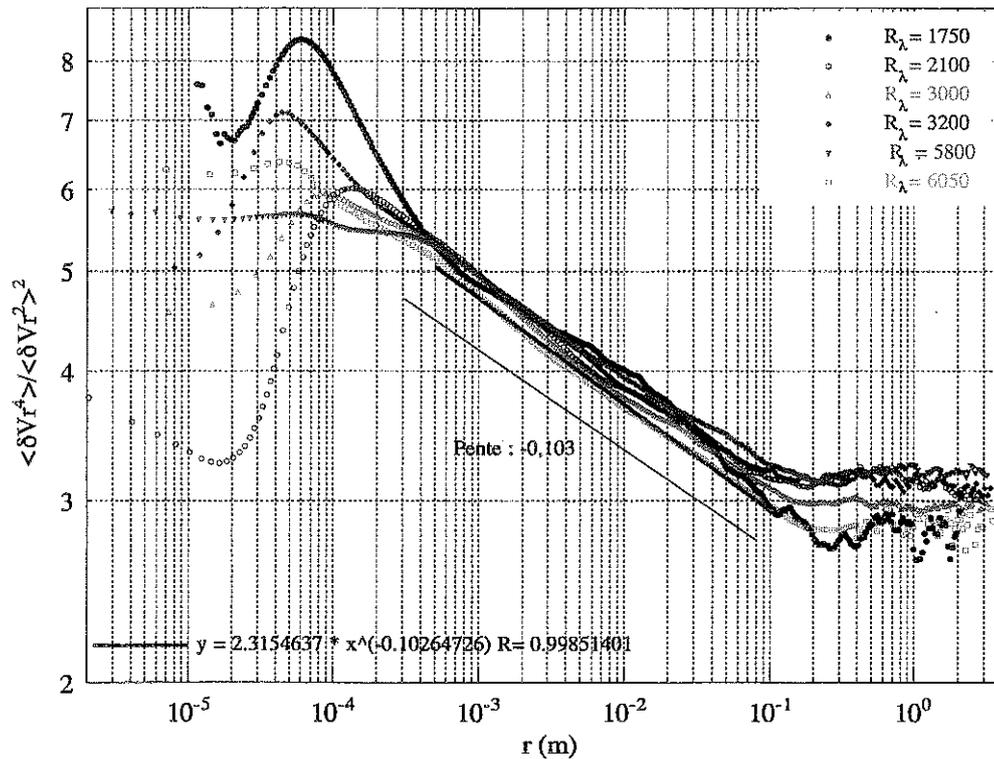


FIG. 4.42 – Evolution de la flatness : $\frac{\langle \delta V_r^4 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^2}$ en fonction de l'échelle pour différents enregistrements.

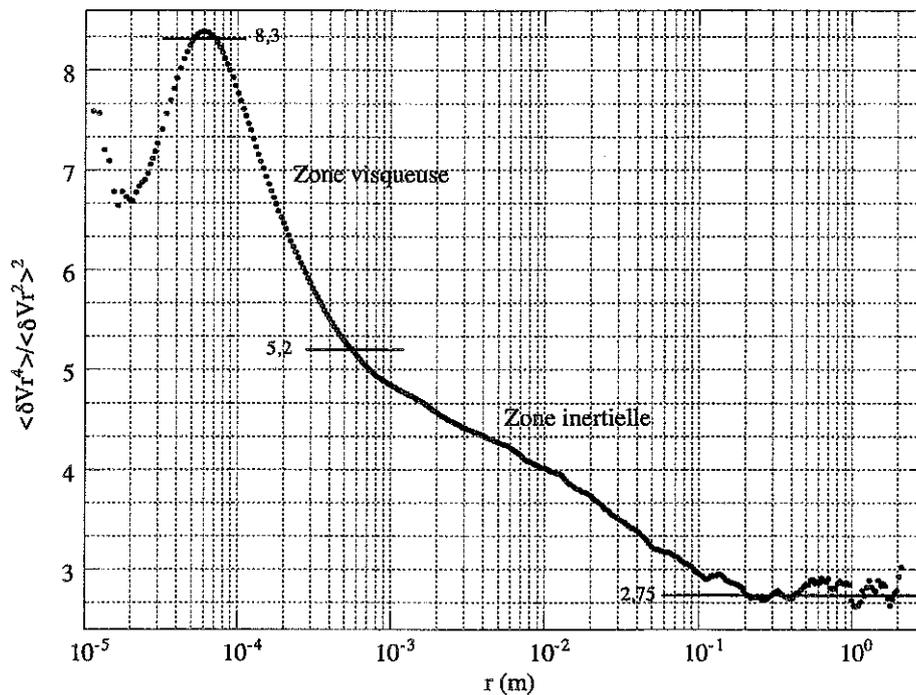


FIG. 4.43 – Evolution de la flatness : $\frac{\langle \delta V_r^4 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^2}$ en fonction de l'échelle pour l'enregistrement à $R_\lambda = 1750$. Nous avons délimité la zone visqueuse et la zone inertielle.

(modèle des cumulants de B. Castaing) prévoit que la région visqueuse se développe sur une hauteur qui équivaut à 5/4 de la gamme de flatness de la zone inertielle. Sur la figure 4.43, nous voyons que :

$$\frac{h_{zone\ visqueuse}}{h_{zone\ inertielle}} \approx \frac{3,1}{2,45} \approx 1,26$$

La valeur obtenue est en bon accord avec la valeur 1,25 théorique. Il faut cependant préciser que la courbe ne présente pas aux petites échelles un plateau comme attendu mais un maximum et ceci en raison de la coupure de notre détecteur. Nous ne pouvons donc pas affirmer avec certitude que le maximum de 8,3 corresponde au début du plateau.

4.6.5.2 Calcul des cumulants à l'aide de la fonction $F(p)$

Les cumulants peuvent être déterminés à partir de la fonction $F(p)$ (cf § 1.1.4) calculée pour toutes les échelles à chaque nombre de Reynolds. Pour rappel, la fonction $F(p)$ est définie de la façon suivante :

$$F(p) = \frac{1}{p} \ln \langle \alpha^p \rangle = \frac{1}{p} \ln \left(\frac{\langle |\delta V_r|^p \rangle}{\langle |\delta V_L|^p \rangle} \right)$$

mais aussi :

$$F(p) = C_1 + C_2 \frac{p}{2} + C_3 \frac{p^2}{6} + \dots$$

$F(p)$ caractérise ainsi la distribution de α , donc la forme des histogrammes.

Nous avons calculé $F(p)$ à chaque échelle⁵ r en faisant varier p de 0,1 à 5,4 avec un pas de 0,1. La grande échelle L a été choisie légèrement inférieure à l'échelle intégrale du fait du caractère subgaussien des distributions au delà de cette dernière (voir figure 4.41). Sur la figure 4.44, nous avons tracé pour exemple, les fonctions $F(p)$ en fonction de p à différentes échelles r pour un enregistrement réalisé à $R_\lambda = 3000$.

Nous avons ajusté par un polynôme d'ordre deux chaque fonction $F(p)$. Sur la figure 4.44, les points cerclés sont ceux qui ont été choisis pour réaliser ce fit ($0,1 \leq p \leq 2,4$). En effet, à petite échelle on voit qu'il ne faut pas prendre des nombres p trop élevés car la fonction $F(p)$ diverge lorsque p devient grand. Finalement, sur l'intervalle choisi, on

⁵ - Nous avons fait varier r de la taille du pas de rééchantillonnage des fichiers ($\frac{V_{max}}{f_{ech}} \approx 10 \mu m$) jusqu'à une dizaine de fois l'échelle intégrale (environ 2 m).

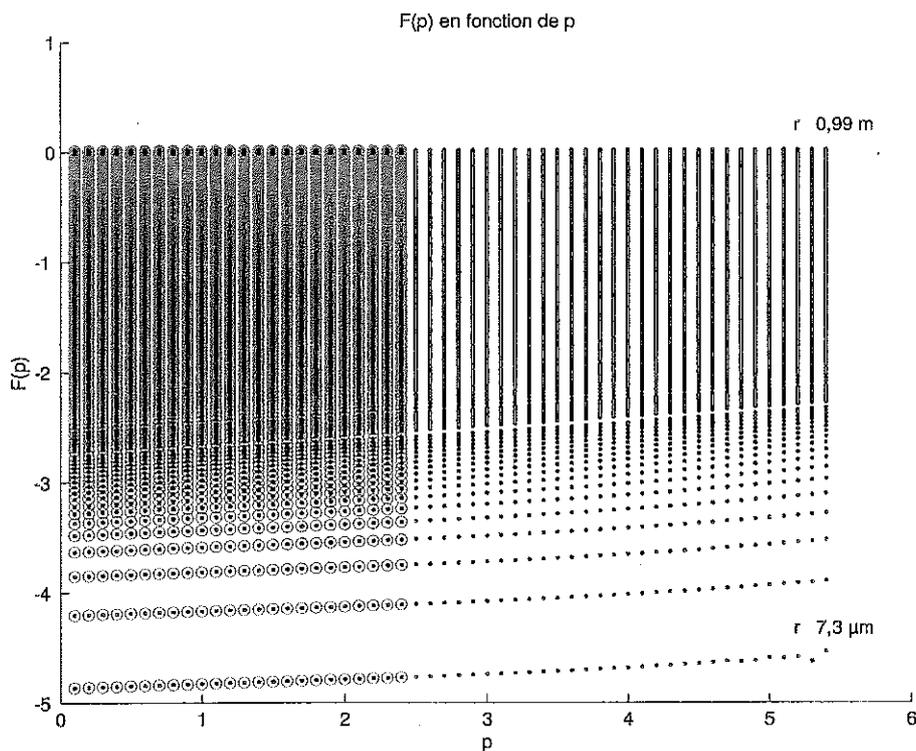


FIG. 4.44 – $F(p)$ en fonction de p , à différentes échelles r ($7,3 \mu\text{m} \leq r \leq 0,99 \text{ m}$), pour un écoulement à $R_\lambda = 3000$. Les points cerclés sont ceux qui ont été choisis pour réaliser l'ajustement d'ordre deux.

obtient une dépendance légèrement courbée due à la non nullité de C_3 . Théoriquement, les cumulants étant la résultante d'un développement limité en p , ils devraient être déterminés pour p tendant vers zéro, mais l'erreur sur la fonction $F(p)$ diverge alors. C_1 , C_2 et C_3 sont donc les coefficients du polynôme d'ordre deux ajustant $F(p)$.

Physiquement, C_1 traduit, lorsqu'on descend vers les petites échelles, le décalage de la distribution du logarithme des facteurs α vers les valeurs faibles. Ce décalage est responsable du resserrement des histogrammes de δV_r . Le cumulant C_2 a pour effet d'élargir la distribution de $\ln \alpha$, en étirant les ailes et en renforçant le centre des distributions. Enfin, C_3 dissymétrise la distribution de $\ln \alpha$ en limitant l'étirement des ailes des distributions de vitesse vers les fortes valeurs.

La figure 4.45 montre l'aspect des trois cumulants pour un écoulement à $R_\lambda = 3000$.

Le calcul de $|C_3|$ n'est pas significatif du fait de sa petitesse et de l'amplitude des variations autour de sa valeur moyenne. Dans la suite, on va se limiter à l'étude de C_1 et C_2 .

Nous avons tracé sur la figure 4.46, le comportement de $\frac{dC_1}{d \ln r}$ en fonction de r . On rappelle que le cumulant C_1 définit la largeur des histogrammes des incréments de vitesse.

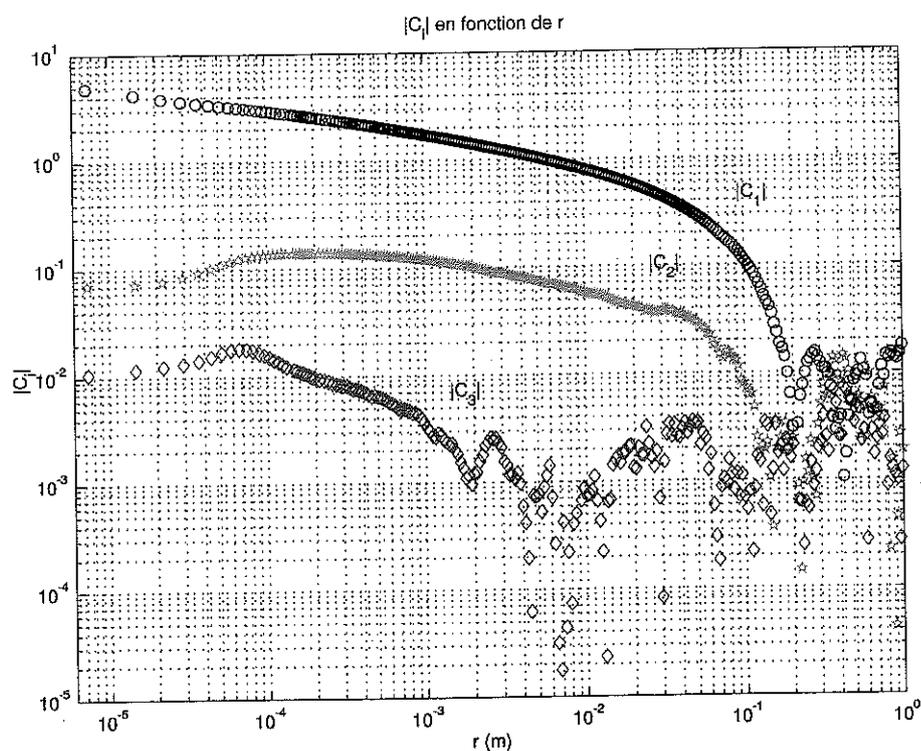


FIG. 4.45 - Comportement typique des trois premiers cumulants pour un écoulement à $R_\lambda = 3000$.

Aux grandes échelles $\frac{dC_1}{d \ln r} = 0$, ce qui traduit le fait que la largeur des histogrammes est constante. Dans la zone inertielle, le rapport $\frac{dC_1}{d \ln r}$ varie peu, il est compris entre 0,3 et 0,4. Ce comportement signifie que la largeur des histogrammes augmente de façon linéaire tout au long de la zone inertielle. Ensuite pour le débit le plus faible à $R_\lambda = 1750$, la coupure visqueuse intervient faisant augmenter brusquement la largeur des ddp. Pour les autres enregistrements, à Reynolds plus élevé, la remontée apparaît à la même échelle quelque soit le Reynolds du fait de la coupure de nos capteurs. On peut imaginer qu'avec un détecteur ayant une zone sensible de plus petite taille, on aurait une zone inertielle qui augmenterait avec le Reynolds et ainsi les effets de la dissipation visqueuse s'échelonnent en fonction du nombre de Reynolds.

Le cumulant C_2 , quant à lui, est caractéristique de la forme des histogrammes de δV_r . Sur la figure 4.47, nous avons représenté le comportement de $\frac{dC_2}{d \ln r}$ en fonction de r à différents Reynolds. On constate une certaine forme d'universalité dans la zone inertielle, en effet, quelque soit le nombre de Reynolds la valeur de $\frac{dC_2}{d \ln r}$ oscille autour de $-0,025$ sur plus de deux décades pour $10^{-3} \leq r \leq 10^{-1}$. On constate que l'écoulement à $R_\lambda = 1750$ présente un pic au niveau de l'échelle dissipative, ce qui n'est pas le cas pour les autres enregistrements pour lesquels le fil chaud est responsable de la coupure.

Ces deux résultats confirment ceux obtenus par O. Chanal durant sa thèse [35] ainsi que le modèle développé par B. Castaing pour prédire le comportement de C_1 et C_2 [55].

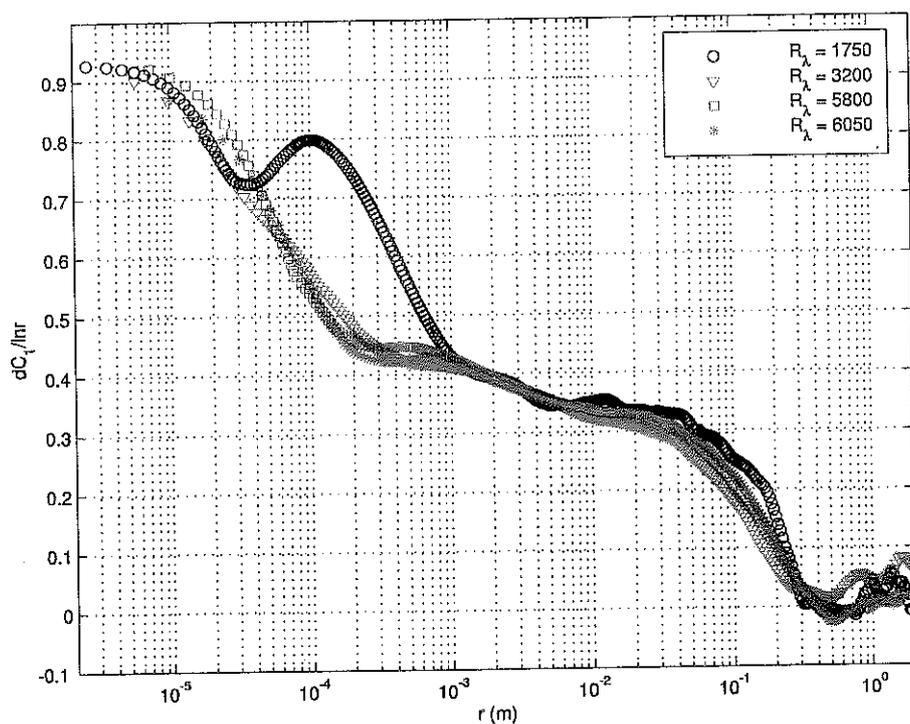


FIG. 4.46 – Comportement de $\frac{dC_1}{d\ln r}$ en fonction de r pour quatre R_λ .

Ce modèle prévoit dans la zone inertielle que $\frac{dC_1}{d\ln r} \approx 1/3$ et $\frac{dC_2}{d\ln r} \approx K/9$ où K est proche du paramètre μ de la théorie de Kolmogorov - Obukov, $K \approx \mu \approx 0,2$.

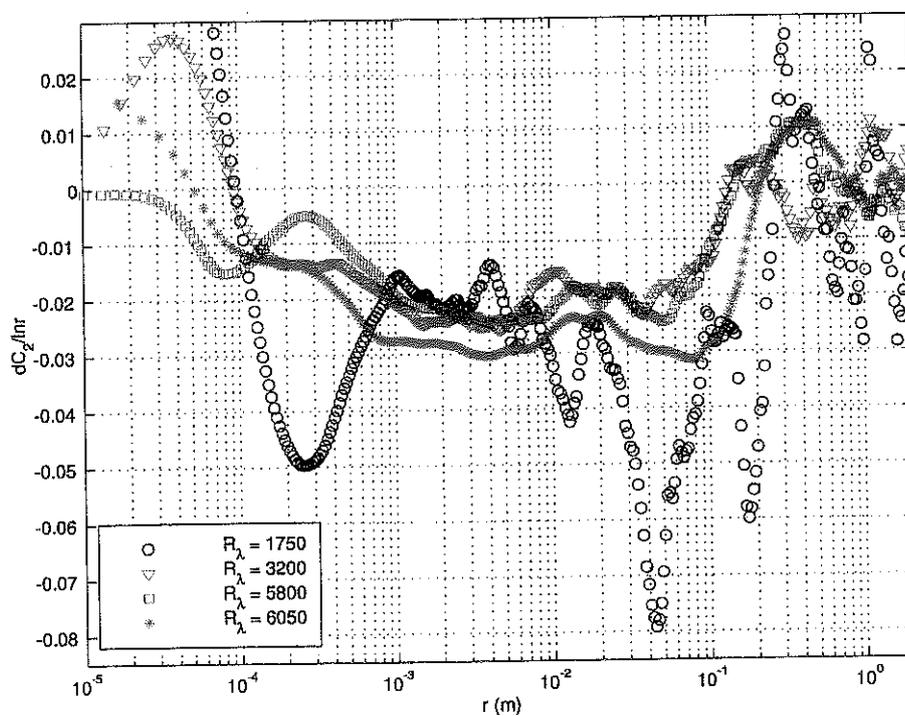


FIG. 4.47 – Comportement de $\frac{dC_2}{d\ln r}$ en fonction de r pour quatre R_λ .

Nous avons étudié ensuite le comportement de C_2 en fonction de C_1 (voir figure 4.48) [56]. Bien que le cumulant C_2 soit plus bruité que le cumulant C_1 (cf figure 4.45), il présente dans la zone inertielle un plateau plus marqué que C_1 (cf figure 4.47 et 4.46). Ainsi comme dans la zone inertielle C_1 varie et C_2 est quasiment constant, nous n'observons pas de proportionnalité franche entre ces deux grandeurs sur le figure 4.48 (les courbes ont un aspect curviligne dans la zone inertielle). D'autre part, les courbes C_2 en fonction de C_1 ne sont pas similaires pour les différents Reynolds. On en conclut donc que le cumulant C_2 , malgré la dispersion des valeurs, semble mieux défini que le cumulant C_1 dans la zone inertielle. C_2 paraît être le cumulant le mieux adapté pour caractériser la cascade d'énergie.

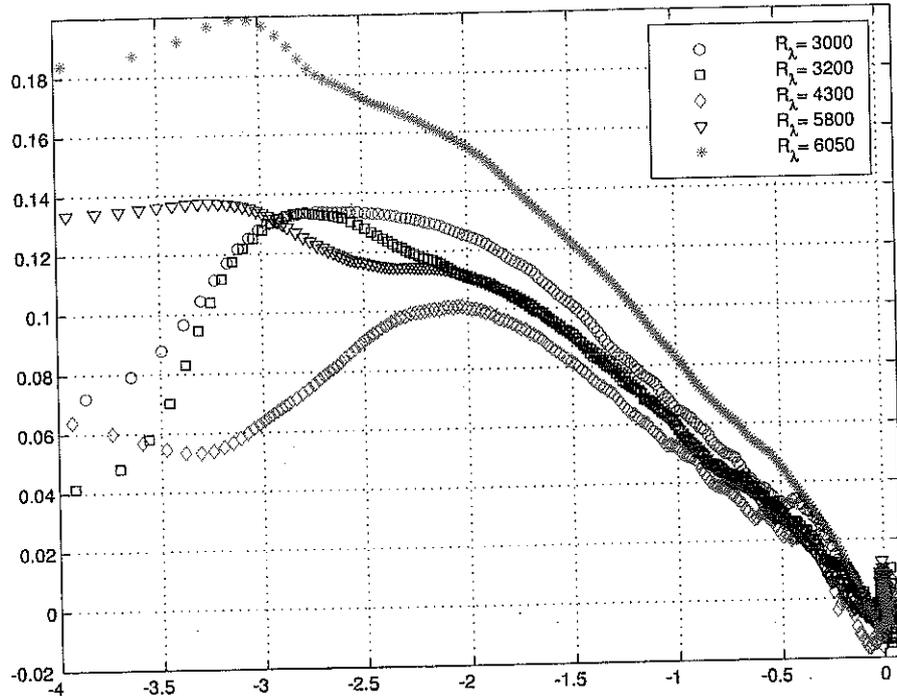


FIG. 4.48 – Comportement de C_2 (en ordonnée) en fonction de C_1 (en abscisse) pour quatre nombre de Reynolds.

Conclusion

Ce travail de thèse concerne la conception et la réalisation d'une expérience d'hydrodynamique dans l'hélium gazeux à basse température. Comme son nom l'indique (Grand Reynolds Cryogénique ou GReC), cette expérience permet de mettre en œuvre des écoulements extrêmement turbulents à des nombres de Reynolds jamais atteints à ce jour dans des conditions bien contrôlées de laboratoires. Nous avons dépassé la barre des 6000 en Reynolds basés sur l'échelle de Taylor ($R_{\lambda \max} = 6050$).

La réalisation de cette expérience peut se diviser en trois phases :

Les 18 premiers mois de cette thèse ont porté sur la conception de l'expérience. D'une part, conception mécanique et dimensionnement des différentes parties. En particulier j'ai dessiné (cf Annexe A) et réalisé certaines pièces de l'expérience. D'autre part, développement de la partie instrumentale (thermométrie, mesures de pression et réalisation du système d'acquisition). Nous avons conçu notamment un système de déplacement des capteurs anémométriques, fonctionnant à froid à l'aide de moteurs pas à pas. Ce système nous a permis de positionner, lors de chaque campagne de mesure, trois capteurs différents sur l'axe du jet et d'effectuer des mesures hors de l'axe de l'écoulement (ces mesures n'ont pas encore été exploitées). Pour avoir accès à la vitesse moyenne dans le jet, nous avons mis au point un débitmètre cryogénique qui permet de mesurer des débits massique d'hélium froid (5 K) sur une large gamme allant de quelques dizaines de grammes à plusieurs centaines de grammes par seconde de gaz, avec une précision meilleure que 10 %.

Ensuite, un point crucial de l'expérience GReC a été la mise au point par Y. Ladam des anémomètres à fil chaud permettant de mesurer la vitesse « instantanée » dans le jet. Ces fils sont composés d'une fibre de verre de $5 \mu m$ de diamètre recouverte d'une couche de supraconducteur. Y. Ladam a aussi participé au développement de l'électronique d'asservissement à résistance constante des anémomètres, permettant de mesurer des fluctuations de vitesse de plusieurs centaines de kHz . C. Baudet et C. Poulain au LEGI, ont réalisé avec notre aide les capteurs acoustiques permettant d'effectuer des mesures de diffusion du son afin d'accéder à la vortacité de l'écoulement.

Enfin, la dernière phase, à peine entreprise, consiste à analyser les résultats des cam-

pagnes de mesures réalisées à la fin de l'année 2000 et au début de l'année 2001. Les premiers résultats que nous avons obtenus montrent que nous ne résolvons la zone visqueuse que pour l'enregistrement au plus faible débit, $R_\lambda = 1750$. Nous voyons cela de façon qualitative sur les densités spectrales de puissance et aussi de manière plus quantitative par le calcul du deuxième cumulant. Nous avons estimé la résolution spatiale de notre capteur à environ $20 \mu m$. On rappelle que pour les plus hauts Reynolds obtenus l'échelle de Kolmogorov vaut environ $2,8 \mu m$. Les résultats obtenus ne nous renseignent ainsi que sur la zone inertielle et la zone intégrale de la cascade d'énergie.

Le calcul des spectres compensés et normalisés montre une forme d'universalité dans la cascade d'énergie (la valeur du plateau obtenu est proche de 0,6). D'autre part, on peut apprécier l'étendue de la zone inertielle qui, pour les plus hauts Reynolds ($R_\lambda = 5800$ et $R_\lambda = 6050$), couvre plus de quatre décades; dans ces conditions le rapport $L/\eta \approx 10^5$. Enfin, l'étude des cumulants met bien en évidence le phénomène d'intermittence dans la cascade d'énergie. Le calcul de C_1 traduit physiquement, lorsqu'on se déplace vers les petites échelles, le décalage de la distribution du logarithme des facteurs α vers les valeurs faibles, décalage responsable du resserrement des histogrammes de δV_r et traduisant la cascade d'énergie en termes K41. C_2 a pour effet d'élargir la distribution de $\ln \alpha$, ce qui en modifie la forme. D'autre part la détermination de C_2 nous a permis de confirmer que la coupure aux petites échelles est due à la taille de notre capteur et non à la viscosité.

Perspectives

La première étape consiste à poursuivre l'analyse des signaux enregistrés. En particulier, nous voudrions mettre en pratique la technique de filtrage décrite au § 4.4.1, qui nous permettrait d'accéder aux incréments de vitesse corrigés du bruit généré par les pics parasites. Il serait utile de pousser plus avant l'analyse des incréments de vitesse pour déterminer l'influence du nombre de Reynolds aux grandes échelles (étude du gauchissement $\frac{\langle \delta V_r^3 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^{3/2}}$ et de sa limite à petite échelle, du rapport de dissymétrie $D = -\frac{\langle \delta V_r^3 \rangle}{\langle |\delta V_r^3| \rangle}$ et de son évolution en fonction de l'échelle et du Reynolds).

Ensuite, pour affiner les analyses, trois voies paraissent possibles aujourd'hui :

Tout d'abord, d'un point de vue expérimental il faudrait pouvoir réaliser des écoulements à des nombres de Reynolds encore plus élevés. La première idée serait de fabriquer un éjecteur, positionné à la sortie de la ligne de transfert¹, qui permettrait presque de doubler les débits accessibles et d'atteindre environ $500 g/s$ d'hélium gazeux à $5 K$. Une autre solution serait de se connecter sur le nouveau réfrigérateur de $18 kW$ de puissance froide pour atteindre des débits d'hélium de l'ordre de $800 g/s$.

1 - Pour rester subsonique en sortie de la buse, il faudrait alors augmenter son diamètre d'ouverture.

La seconde étape, à court terme, consiste à modifier ou à réaliser une nouvelle électronique d'asservissement des capteurs anémométriques, plus fiable et plus facile d'utilisation. Nous avons en effet rencontré des problèmes de réglage, ces derniers étant extrêmement fins et par conséquent peu stables dans le temps. A l'avenir, il faudrait pouvoir tester l'électronique au CRTBT dans l'expérience de jet du laboratoire, en essayant de se placer dans des conditions expérimentales proches de celles de l'expérience GReC (longueurs de câble, vitesse au niveau des capteurs, température du gaz, etc ...).

Enfin, la troisième étape consiste à réaliser des détecteurs de vitesse de plus petites dimensions, afin de pouvoir étudier les échelles où a lieu la dissipation visqueuse. Cette étape est incontournable si l'on veut explorer des écoulements à des nombres de Reynolds encore plus grands. La diminution de la longueur caractéristique sensible des détecteurs passe d'abord par l'utilisation d'une fibre de plus faible diamètre (environ $1\mu m$). Pour cela, une voie serait de modifier la technique de fabrication en utilisant des fils microfabriqués (taillés dans la masse) et non plus des fibres de verre étirées à chaud et beaucoup trop fragiles. Reste le positionnement et le collage du fil sur les supports en argent qui est une opération d'autant plus périlleuse et délicate que le fil est de faible diamètre. On peut aussi améliorer la résolution spatiale des détecteurs en optimisant l'épaisseur du dépôt métallique, principal responsable de l'étalement de la zone sensible. De plus, en éloignant le détecteur de la buse, on doit pouvoir gagner en résolution sur les échelles dissipatives.

A

QUELQUES DESSINS

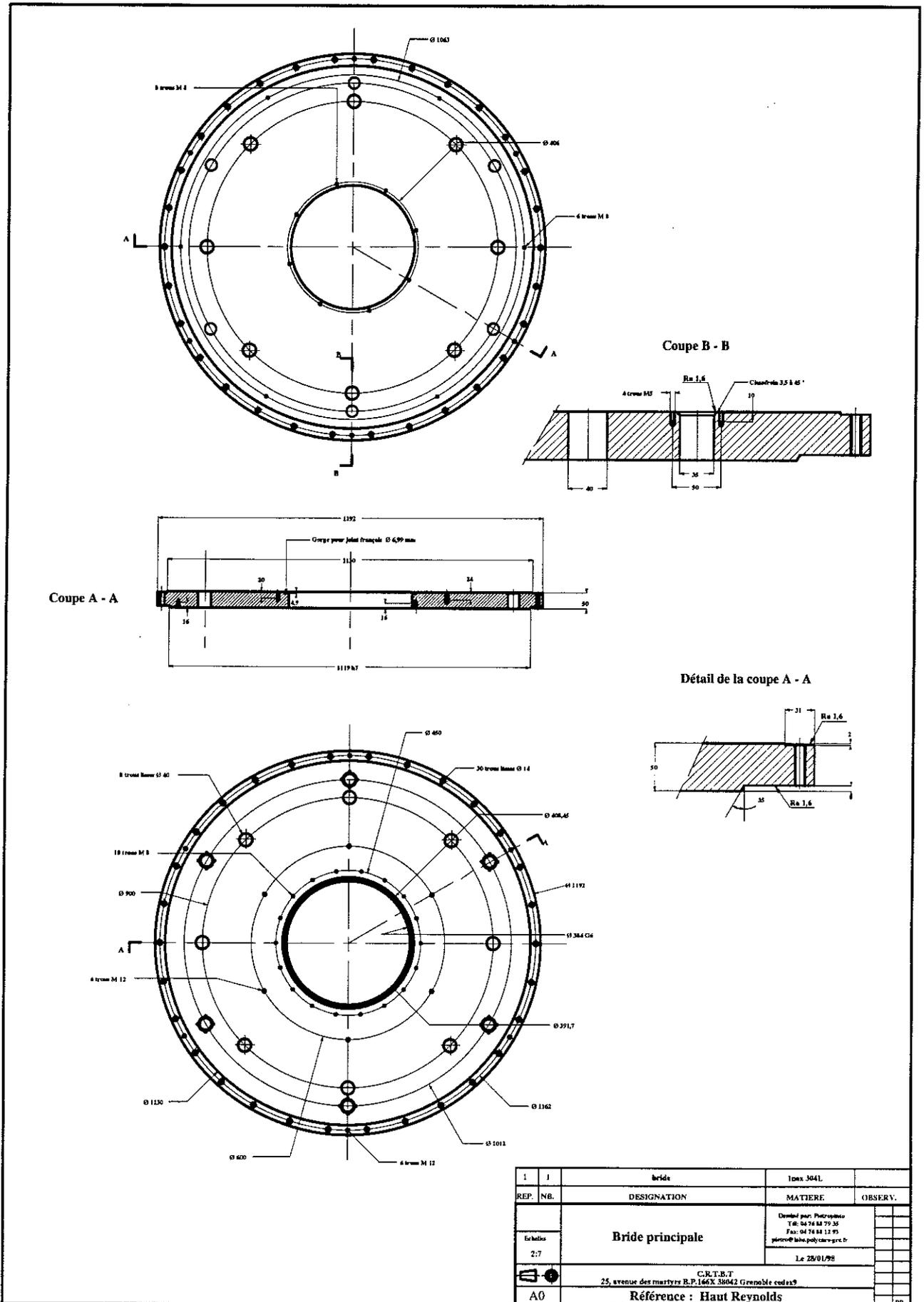
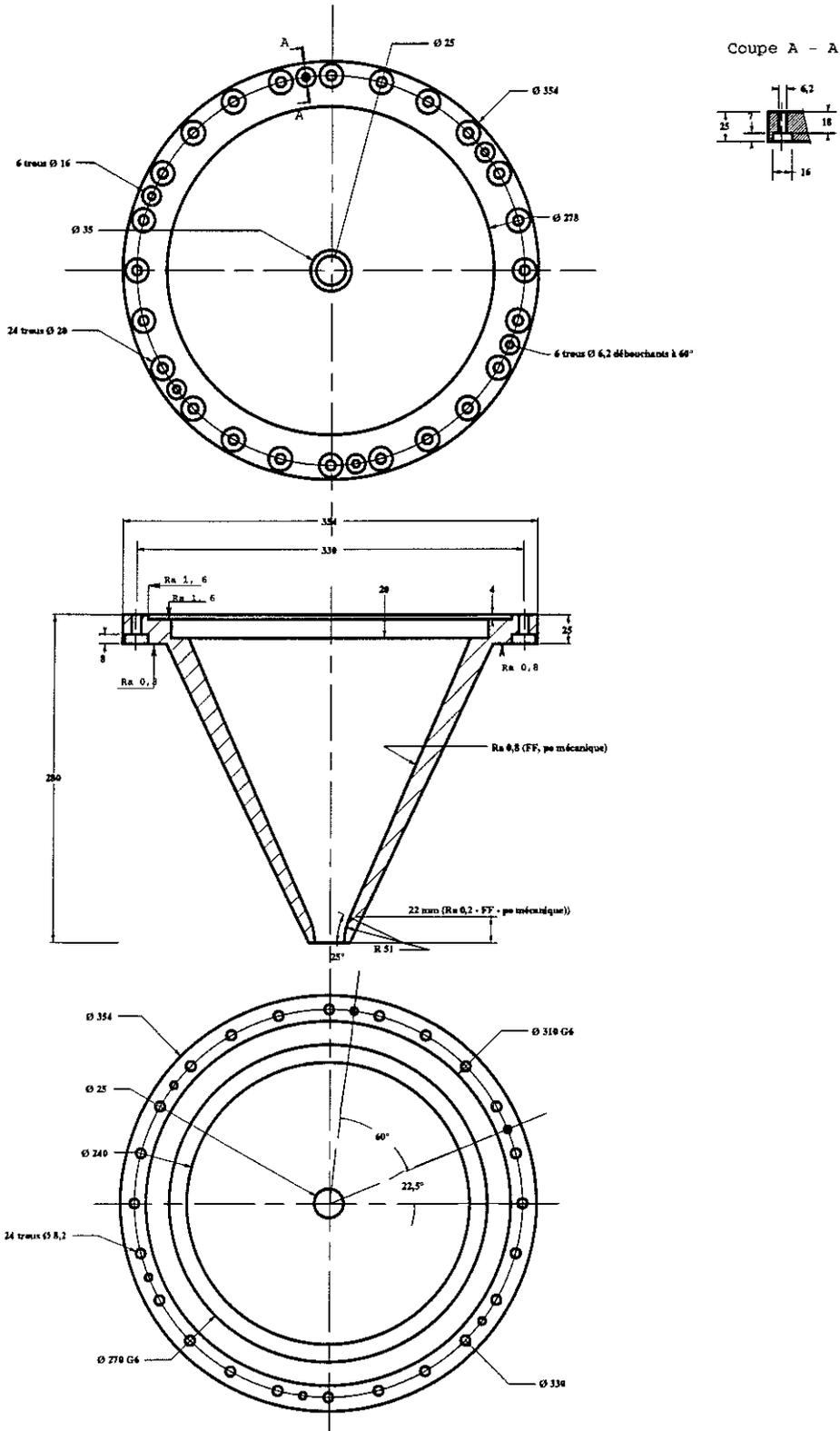


FIG. A.1 - Dessin de la bride du cryostat.



1	Buse	Fortal	
REP. NB.	DESIGNATION	MATIERE	OBSERV.
Echelles 2:7	Buse	Deminé par: S. Piéropisto Tél: 04 76 88 79 35 Fax: 04 76 88 12 93 pietro@laba-poly-curs-gr.fr	
		Le 04/05/99	
	C.R.T.B.T 25, avenue des martyrs B.P.156X 38042 Grenoble cedex 09		
A0	Référence : Hauts Reynolds		00

FIG. A.2 - Dessin de la buse.

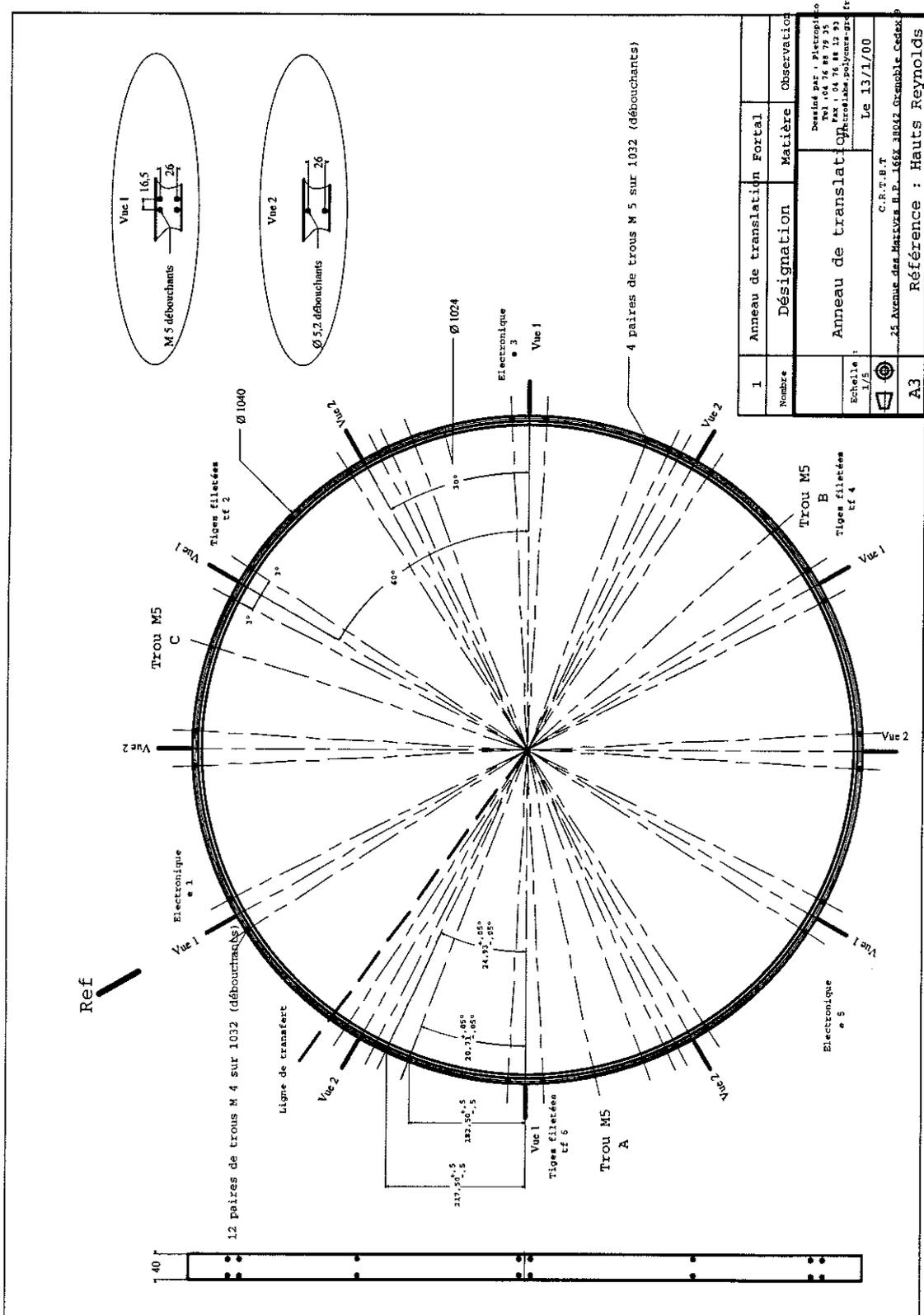


FIG. A.3 - Dessin de l'anneau de translation supportant l'instrumentation de mesure (anémomètres et capteurs acoustiques).

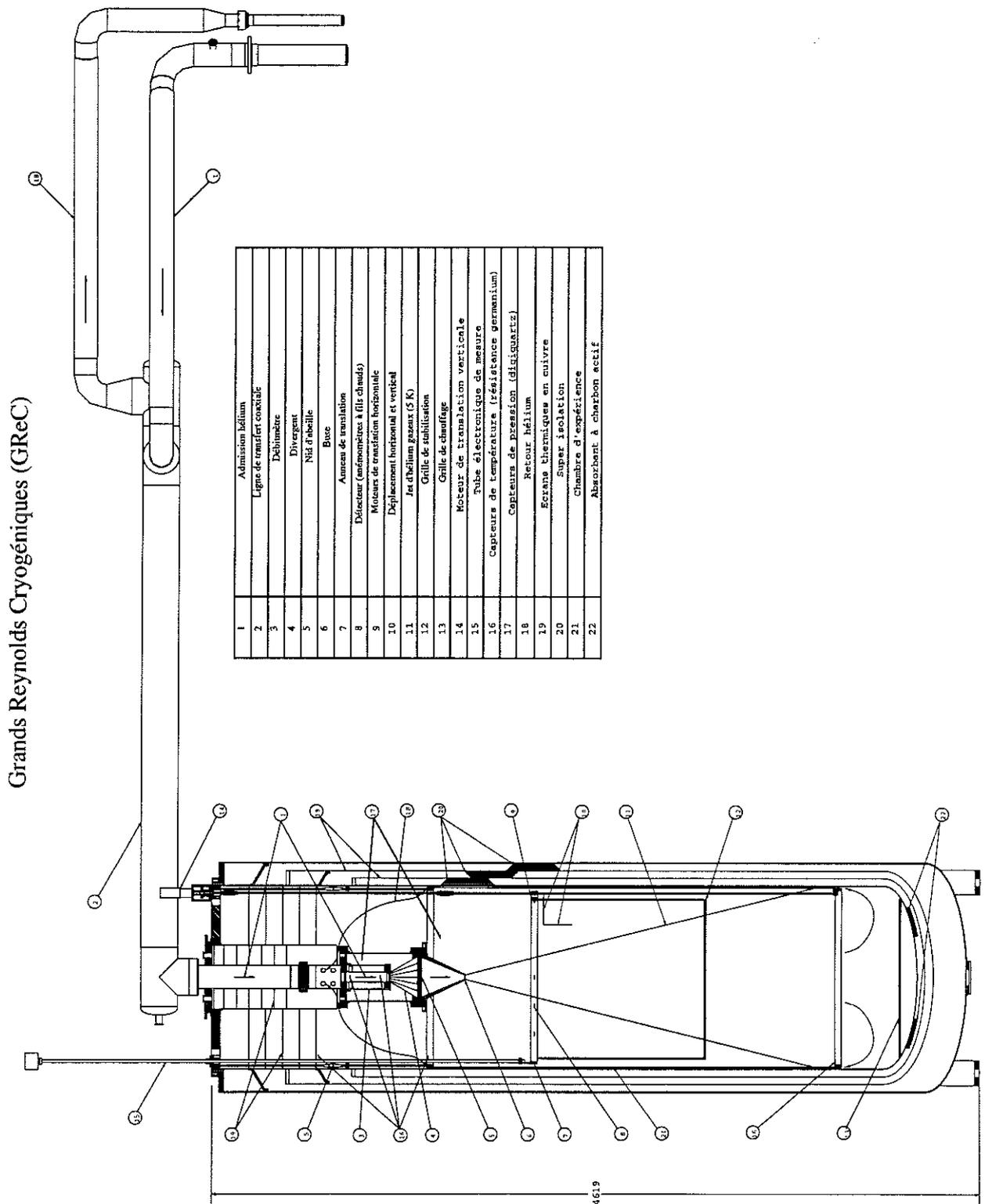


FIG. A.4 – Dessin d'ensemble de l'expérience GReC, avec le cryostat et la ligne de transfert.

B

SCHÉMAS ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRONIQUES

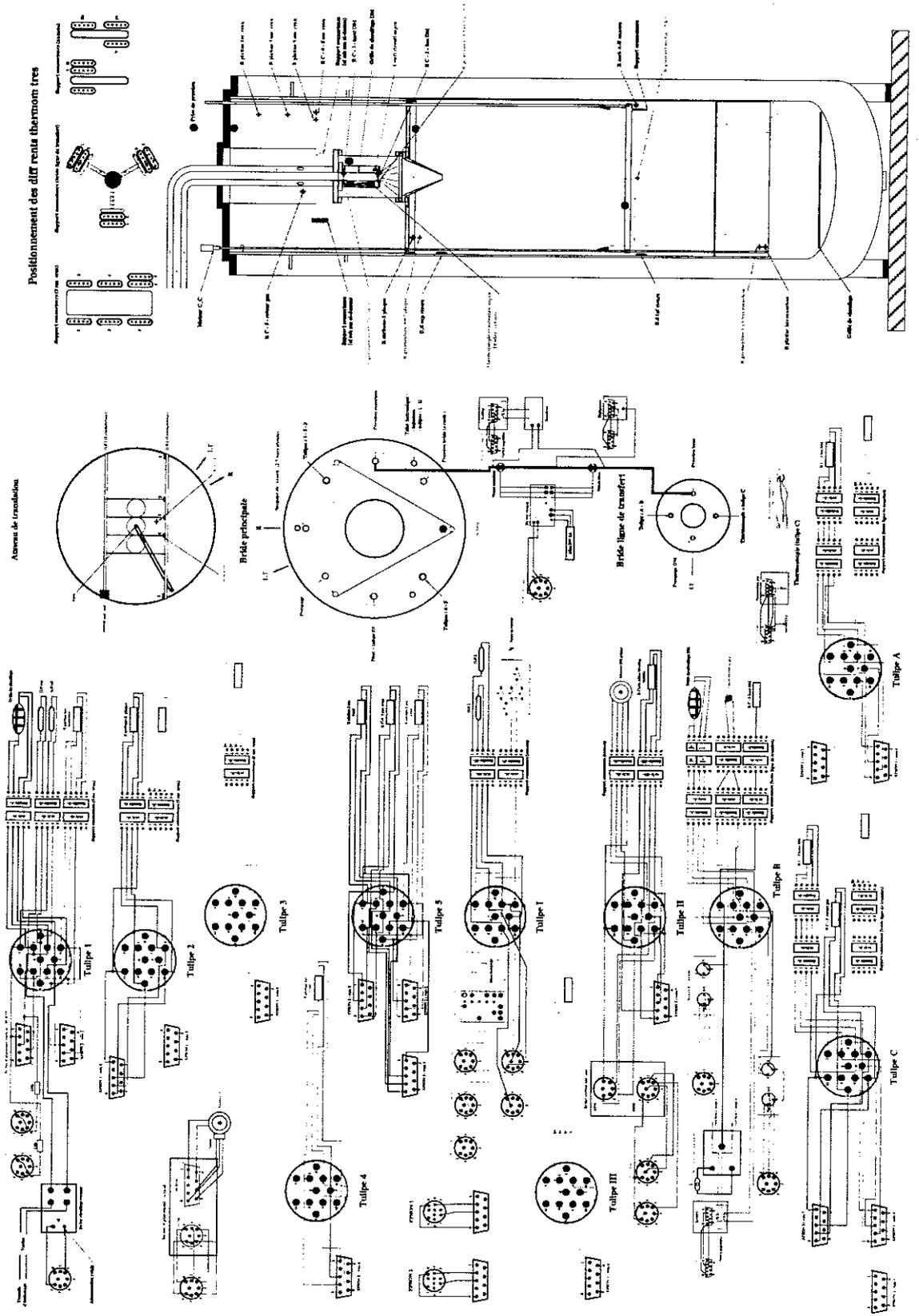


FIG. B.1 - Schéma électrique de l'ensemble des connexions de l'expérience GReC.

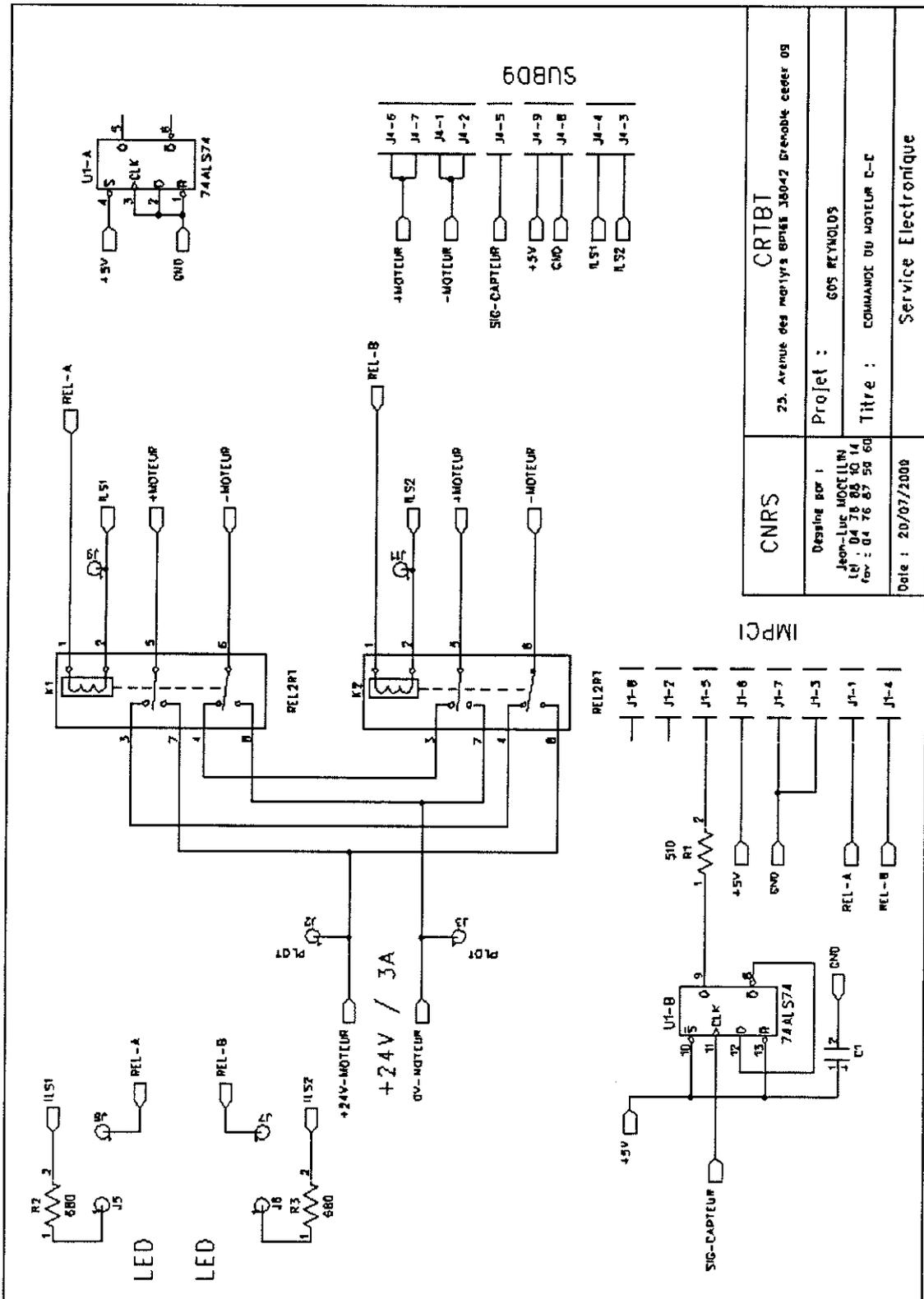


FIG. B.2 – Schéma électrique de commande du moteur à courant continu (translation verticale des capteurs).

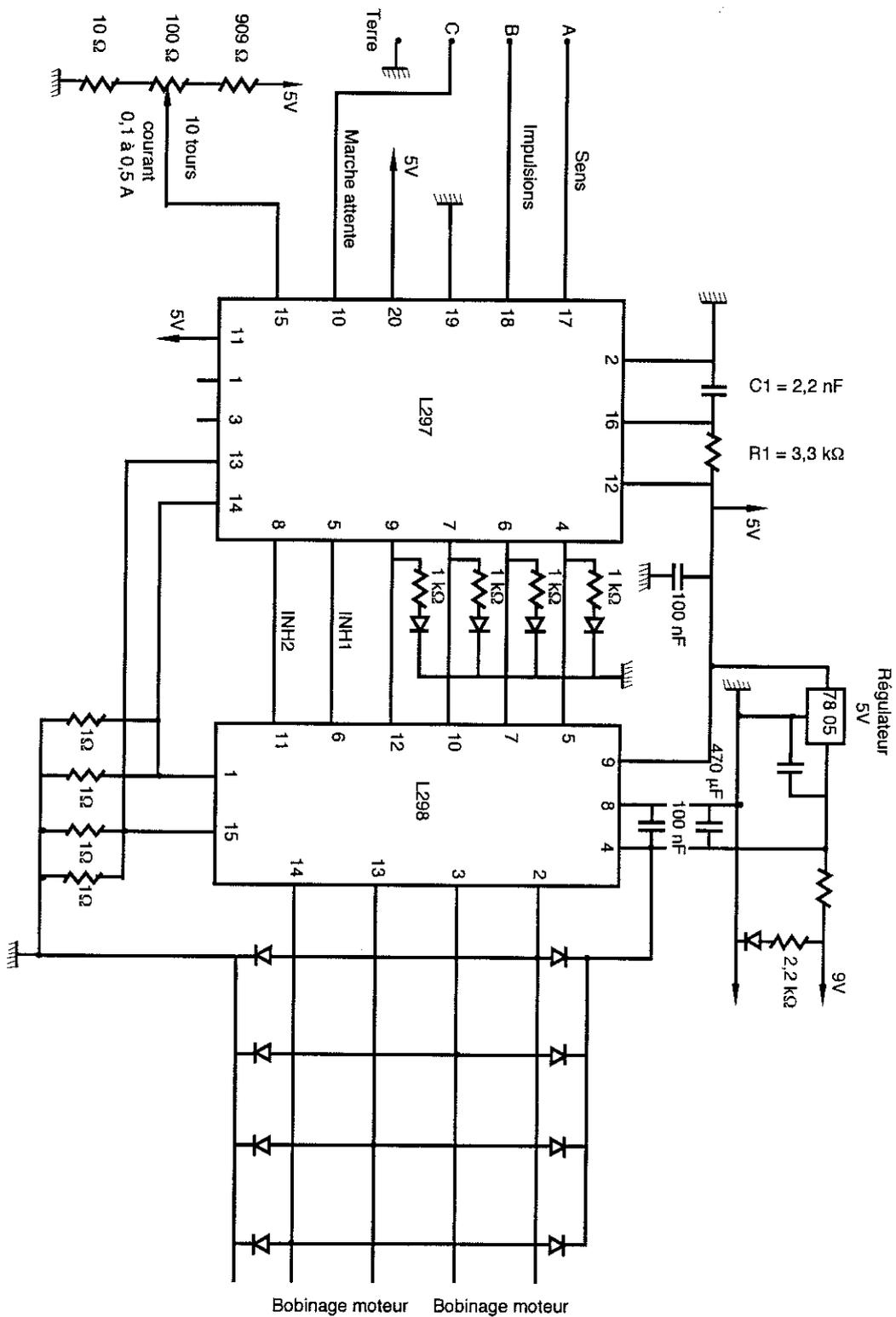


FIG. B.3 – Circuit électronique de commande des moteurs pas à pas (translation horizontale des capteurs).

C

ACOUSTIQUE

Cette partie de l'expérience GReC fait l'objet de la thèse de C. Poulain, dirigée par C. Baudet.

C.1 Diffusion acoustique et vorticité

La technique de diffusion acoustique est une technique de mesure spectrale qui permet d'accéder de façon directe et non intrusive à l'évolution temporelle d'un mode de Fourier spatial (défini en norme et en direction par un vecteur d'onde spatial \vec{k}_{diff}) du champ de vorticité $\vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, t)$ d'un écoulement, turbulent ou non.

Cette technique est fondée sur la relation linéaire que l'on peut établir entre l'amplitude p_{diff} du champ de pression diffusé dans une direction faisant un angle θ_{diff} avec la direction de propagation d'une onde acoustique plane monochromatique incidente sur le domaine de mesure, et la transformée de Fourier spatiale d'une composante du champ de vorticité ( valu e sur un volume d'écoulement fini).

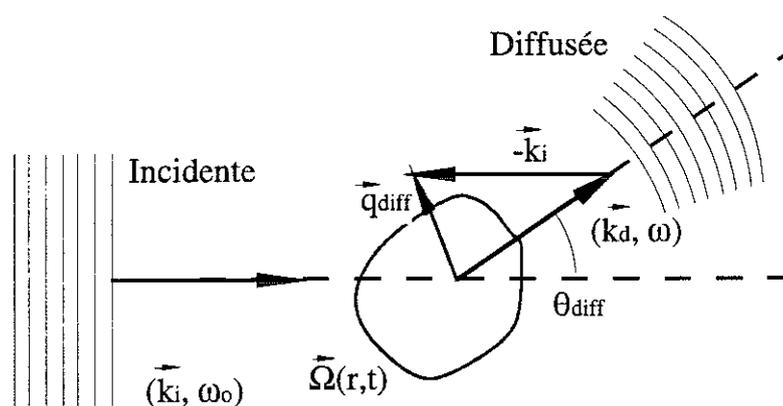


FIG. C.1 – Schéma de principe d'une expérience de diffusion.

La relation linéaire entre amplitude de diffusion et vorticité est la suivante :

$$p_{diff}(\omega) = p_{inc}(\omega_0) \cdot \pi^2 i \frac{-\cos(\theta_{diff})}{1 - \cos(\theta_{diff})} \frac{v e^{i\omega D/c}}{c^2 D} (\vec{n} \wedge \vec{r}) \cdot \vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, \omega - \omega_0) \quad (C.1)$$

dans laquelle :

- $\vec{n} = \frac{\vec{k}_i}{k_i}$ et $\vec{r} = \frac{\vec{k}_d}{k_d}$ sont les vecteurs unitaires dans la direction de l'onde incidente et de l'onde détectée.
- $\vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, t)$ est la transformée de Fourier spatiale de la composante du champ de vorticité perpendiculaire au plan de diffusion (défini par \vec{n} et \vec{r}) :

$$\vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, t) = \int \int \int_{V_{ecoul}} \Omega_\perp(\vec{r}, t) \cdot e^{i\vec{k}_{diff} \cdot \vec{r}} d^3\tau$$

- $\vec{k}_{diff} = \vec{k}_d - \vec{k}_i$ est le moment de transfert, ou vecteur d'onde de diffusion, dont la norme $k_{diff} = \frac{2\omega_0}{c} \sin(\frac{\theta_{diff}}{2})$ est déterminée par le choix d'une pulsation ω_0 de l'onde incidente et de l'angle de diffusion θ_{diff} .
- c est la vitesse du son (dans l'hélium vers 4 K, conditions de l'expérience GReC, $c \approx 130$ m/s)

La relation (C.1) indique que dans l'espace de Fourier temporel (variable ω), l'amplitude diffusée est la convolution de l'amplitude incidente et du mode de Fourier spatio-temporel $\vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, \omega)$. En repassant dans l'espace temporel, on en déduit que l'évolution du mode de Fourier temporel $\vec{\Omega}_\perp(\vec{k}_{diff}, t)$ peut être obtenu par une simple opération de démodulation du signal de diffusion, la référence, ou l'oscillateur local, étant l'onde acoustique incidente.

En pratique dans l'expérience GReC, cette opération de démodulation hétérodyne est réalisée de façon numérique, après une conversion analogique/digitale et avant enregistrement des signaux, au moyen de tiroirs d'acquisition Hewlett-Packard HP 1430 E sur chassis VXI, contrôlés par une station Unix embarquée. Chaque tiroir d'acquisition dispose d'un oscillateur local, dont la fréquence est choisie égale à la fréquence de l'onde incidente (synchronisation des horloges d'acquisition et des horloges des sources).

Chaque voie de mesure par diffusion est constituée d'une source de signaux sinusoïdaux et d'un amplificateur de puissance pour l'émission d'ultrasons puis d'un amplificateur de charge à faible bruit pour conditionner les signaux délivrés par le récepteur (figure C.2). Les signaux analogiques sont ensuite échantillonnés, démodulés puis enregistrés sur disque dur en vue d'un traitement ultérieur (analyse spectrale et visualisation sous Matlab).

Gr ce à l'opération de démodulation hétérodyne, l'information sur la phase des signaux diffusés est préservée (la référence de phase étant constituée par l'onde incidente). Le signal complexe (démodulé) délivré dans une mesure par diffusion peut être assimilé à une opération de filtrage spatiale passe-bande : la fréquence spatiale du filtre (fréquence centrale)  tant donnée par \vec{k}_{diff} tandis que la bande passante δk_{diff} est déterminée par la dimension transverse des faisceaux. Le signal de diffusion est un signal à bande étroite, de fréquences voisines de la fréquence d'émission. Le changement de fréquence observé est associé à l'effet d'entraînement des structures de vorticité (diffuseurs) par l'écoulement moyen et s'interprète en terme d'effet Doppler :

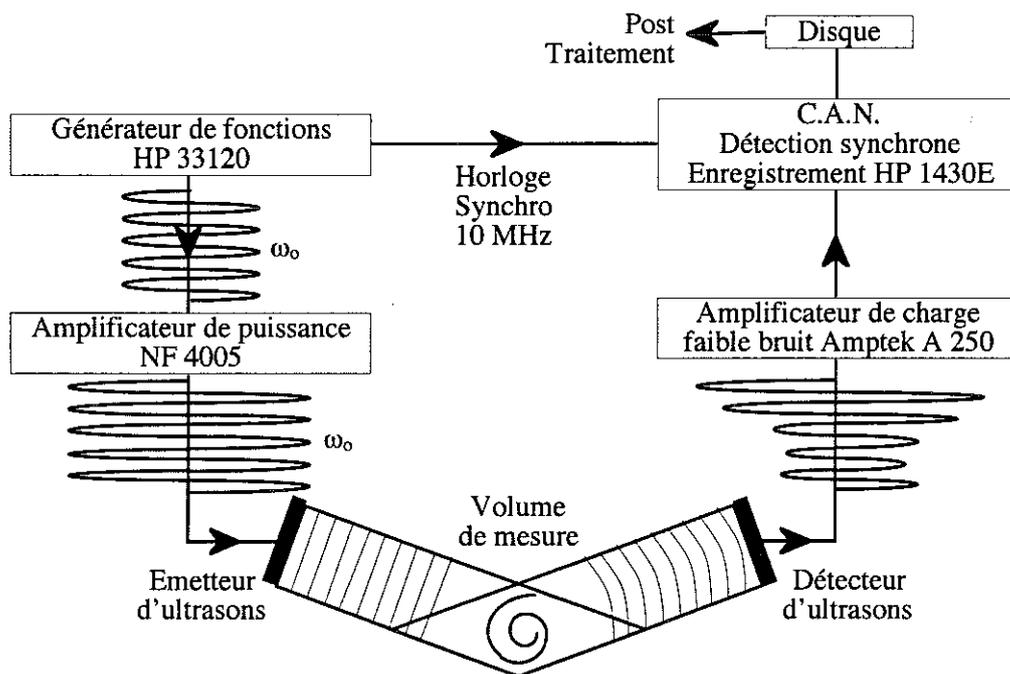


FIG. C.2 – Schéma de la chaîne d'acquisition et de traitement.

$$\frac{\delta w}{w_0} = 2 \sin\left(\frac{\theta_{diff}}{2}\right) \cdot \frac{v_{turb}}{c}$$

où v_{turb} est une vitesse typique de l'écoulement turbulent de l'ordre du mètre/seconde. L'un des intérêts des mesures acoustiques dans l'expérience GReC, réside dans la possibilité d'accéder à une caractérisation indépendante de la statistique du champ de vitesse (valeur moyenne, déviation standard) nous permettant d'étalonner de façon fiable le dispositif d'anémométrie à fil supraconducteur. L'intérêt principal est naturellement de permettre la caractérisation non intrusive du champ de vorticité de dont le rôle est crucial en turbulence (transfert des grandes vers les petites échelles de l'écoulement par fractionnement des tourbillons : cascade turbulente).

C.2 Disposition dans l'exp rieence GReC

Dans l'exp rieence GReC, nous disposons de trois paires émetteur/récepteur. La partie sensible de ces transducteurs est une feuille de Mylar, tendue sur une contre-électrode par une tension continue de 200 V, et mise en mouvement soit électriquement par une tension alternative (→ émission d'une onde), soit mécaniquement par une onde incidente (→ réception d'un signal).

Ces paires émetteur/récepteur peuvent fonctionner de façon indépendante et simultanée. Les trois voies de mesure définissent trois volumes de mesure (intersection des pinceaux acoustiques incidents et détectés)   peu près identiques, dont la dimension linéaire est de 5 à 6 cm (de l'ordre de l'échelle intégrale attendue de l'écoulement). A des fins de comparaison avec les mesures de vitesse (anémométrie à fil chaud supraconducteur), le

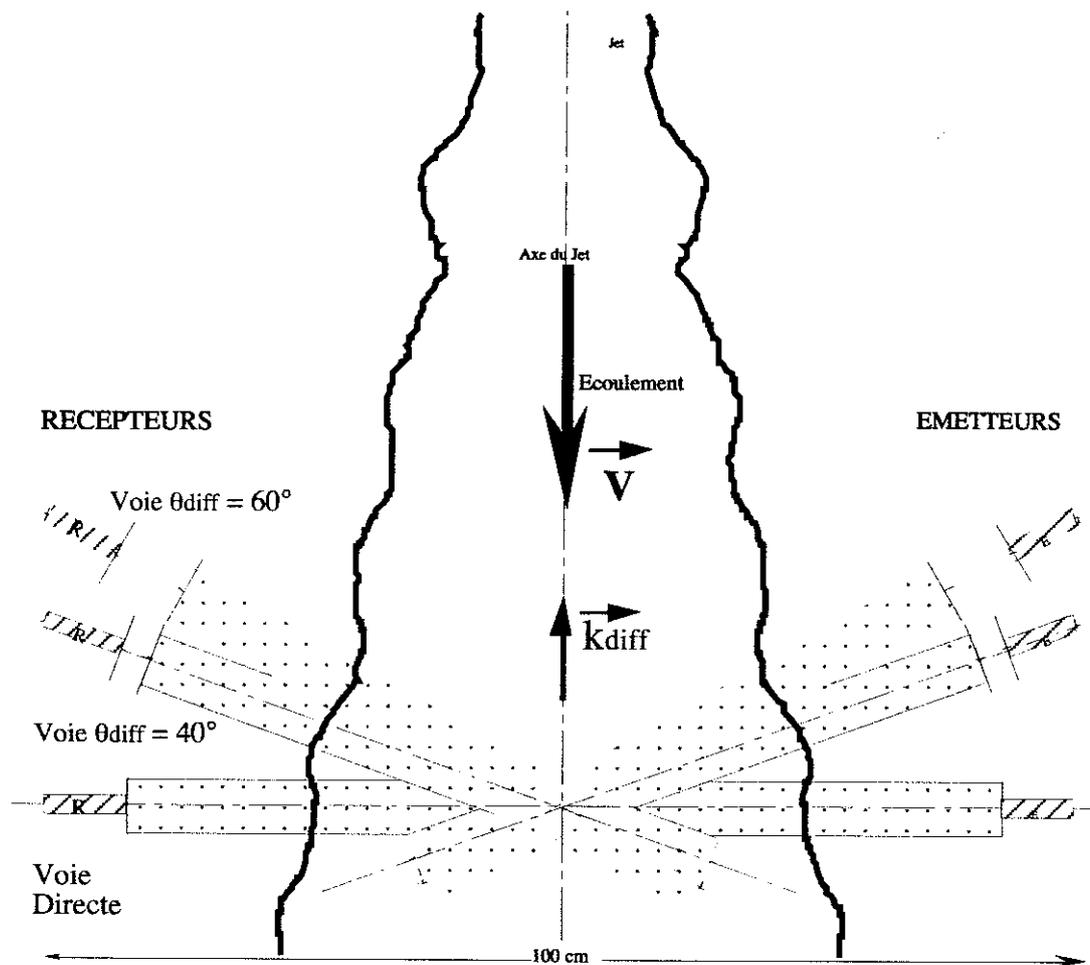


FIG. C.3 – Schéma d'implantation des 3 voies de mesures acoustiques.

volume de mesure acoustique visé est sur l'axe du jet, quelques centimètres au dessus des fils chauds. Deux voies ont été installées avec des angles de diffusion de 20° et 30° , elle nous permette de mesurer avec précision la vitesse moyenne de l'écoulement pour chaque condition expérimentale (température). La troisième voie, dans laquelle émetteur et récepteur se font face (angle de diffusion nul), sert à enregistrer la réponse de la cavité Fabry Perot, matérialisée par les faces planes des deux transducteurs en regard.

L'analyse de la fonction de réponse de cette cavité devrait également nous permettre de détecter la présence éventuelle de gouttes d'hélium liquide ou d'inhomogénéités de température. La présence de ces deux capteurs a également pour but de vérifier le bon comportement de l'ensemble des transducteurs à basse température (déformation des membranes de Mylar notamment).

C.3 Mesures acoustiques

C.3.1 Première campagne de mesures : octobre 2000

La première campagne de mesures s'est déroulée en octobre 2000. Elle nous a permis en premier lieu, de caractériser l'environnement acoustique à l'intérieur de la chambre de mesure. Du fait de problèmes dans les connections des transducteurs, nous ne disposons que de 3 transducteurs (2 en réception et 1 en émission). Nous avons cependant pu réaliser des mesures préliminaires avec l'unique paire émetteur/récepteur connectée. Des spectres de diffusion ont ainsi pu être mesurés à différentes fréquences d'émission : d'une dizaine de kHz à 300 kHz.

Après analyse de ces données acoustiques, nous avons pu mettre en évidence des pics de diffusion Doppler (changement de fréquence), indiquant des vitesses d'écoulement en accord avec les vitesses attendues. Cependant, la forme exponentielle des pics Doppler (figure C.4) s'est avérée très différente de celle habituellement observée dans les expériences réalisées au LEGI (turbulence de jet d'air à température ambiante).

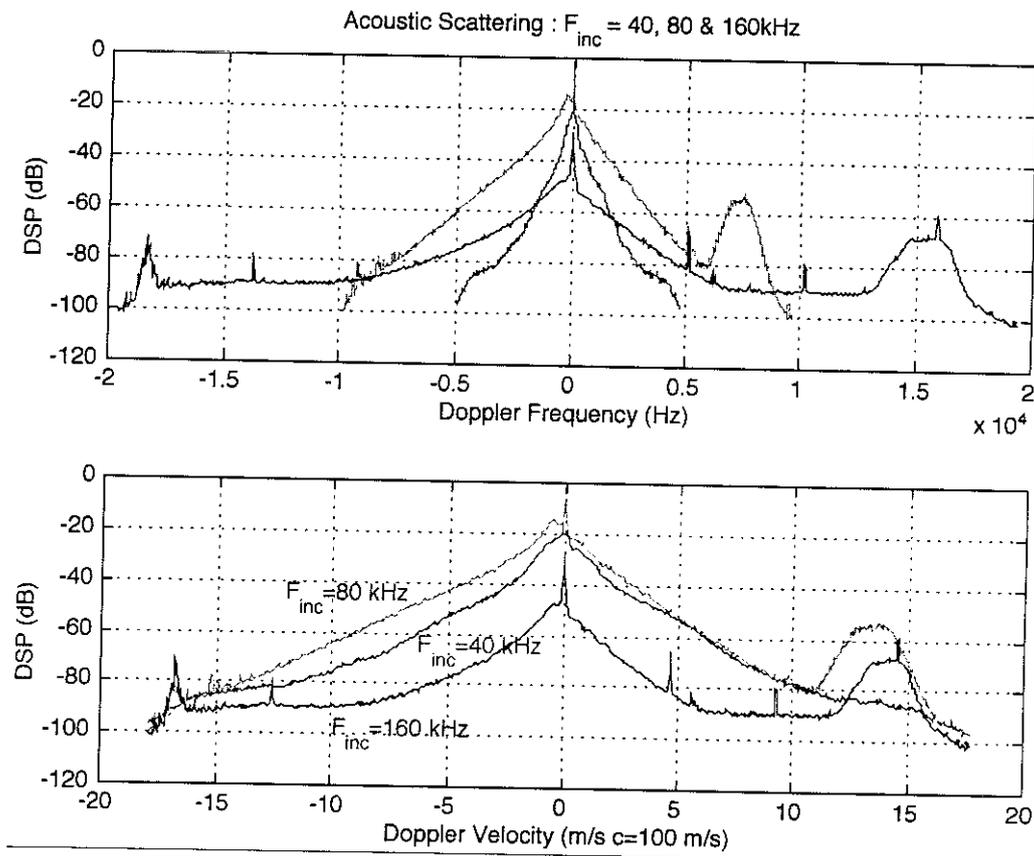


FIG. C.4 – Spectres de diffusion acoustique lors de la première campagne de mesures.

Après ouverture du cryostat, nous avons constaté une détérioration importante de nos transducteurs, vraisemblablement induite par une déformation plastique de la membrane de Mylar. Cette déformation permanente n'avait pas été observée sur les prototypes précédents, testés dans l'hélium à 4 K au CRTBT en 1998, en raison de leur plus petite dimension ($\phi = 2\text{ cm}$ au CRTBT au lieu de $\phi = 5\text{ cm}$ dans l'expérience GReC). Ce défaut

Effectivement, dans cette configuration, nous observons clairement un pic Doppler, avec la forme gaussienne attendue (statistique du champ de vitesse) ; ce résultat est illustré dans la partie supérieure de la figure C.6. En variant la fréquence de l'onde incidente, la position et la largeur du pic de diffusion augmentent linéairement comme prévu, ce qui nous permet d'estimer la vitesse moyenne et le taux de turbulence (2,0 m/s et 40 %). Compte tenu du débit du jet (95 g/s) et du fait que le vecteur d'onde de diffusion n'est pas aligné avec l'axe du jet (et donc avec la direction de l'écoulement moyen), les valeurs que nous trouvons sont satisfaisantes.

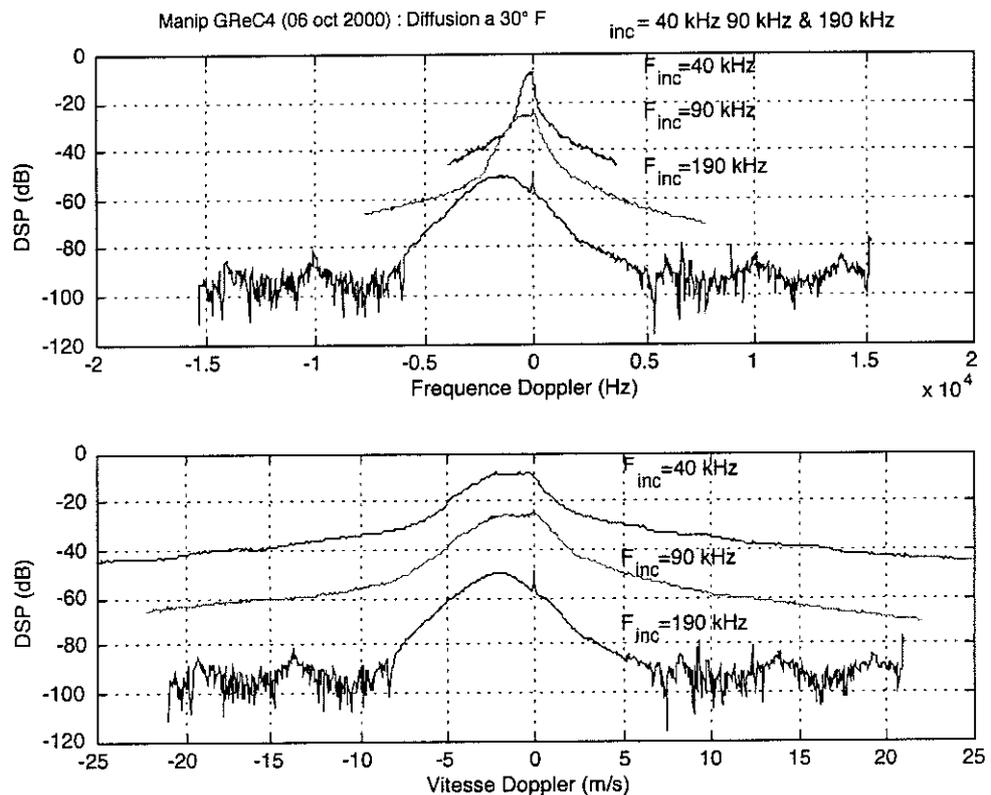


FIG. C.6 – Spectre de diffusion acoustique à $\theta_{diff} = 30^\circ$, (E3 et R1).

En outre, en étudiant l'amplitude des signaux de diffusion obtenus dans cette configuration, et en faisant l'hypothèse raisonnable que les transducteurs de la voie 3 (E3 et R3), ont une sensibilité comparable à ceux de la configuration E3 + R1 et voient le même niveau de bruit, nous pouvons en conclure que dans la première série d'expériences (avec la voie 3), le pic de diffusion Doppler était vraisemblablement noyé dans le bruit de fond.

Nous avons également mené une série de mesures de diffusion avec un angle de 20° , en utilisant le récepteur de la voie 2, et l'émetteur de la voie 1. Les résultats sont illustrés sur la figure C.7, où nous avons fait figurer côte à côte, l'évolution au cours du temps de l'intensité diffusée (à gauche) et la densité spectrale (à droite), pour trois valeurs différentes de la fréquence incidente (50 kHz, 100 kHz et 200 kHz).

C.3.2.3 Conclusions et perspectives pour l'acoustique

Les expériences de diffusion se sont avérées concluantes : le fonctionnement des transducteurs acoustiques est satisfaisant et nous observons des pics de diffusion Doppler de

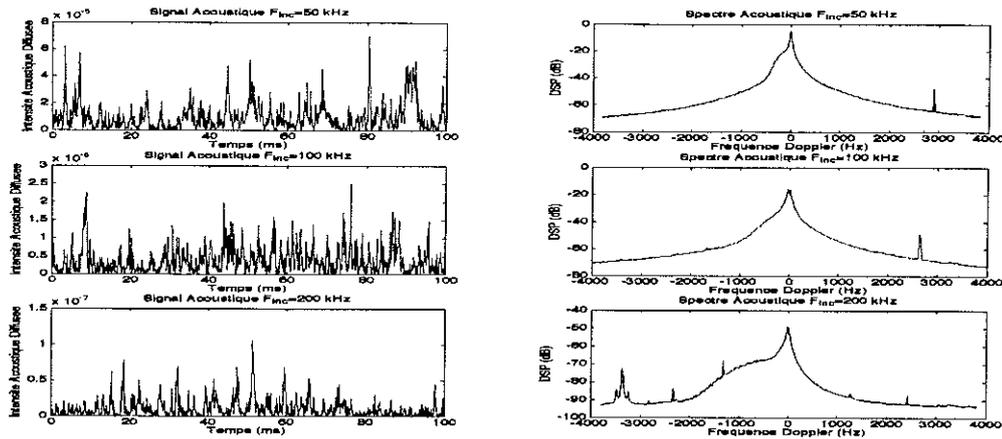


FIG. C.7 – Spectres et signaux temporels de diffusion acoustique à $\theta_{diff} = 20^\circ$ (E1 et R2).

forme et de caractéristiques attendues (position et largeur), conduisant à des valeurs de vitesse cohérentes avec le débit mesuré.

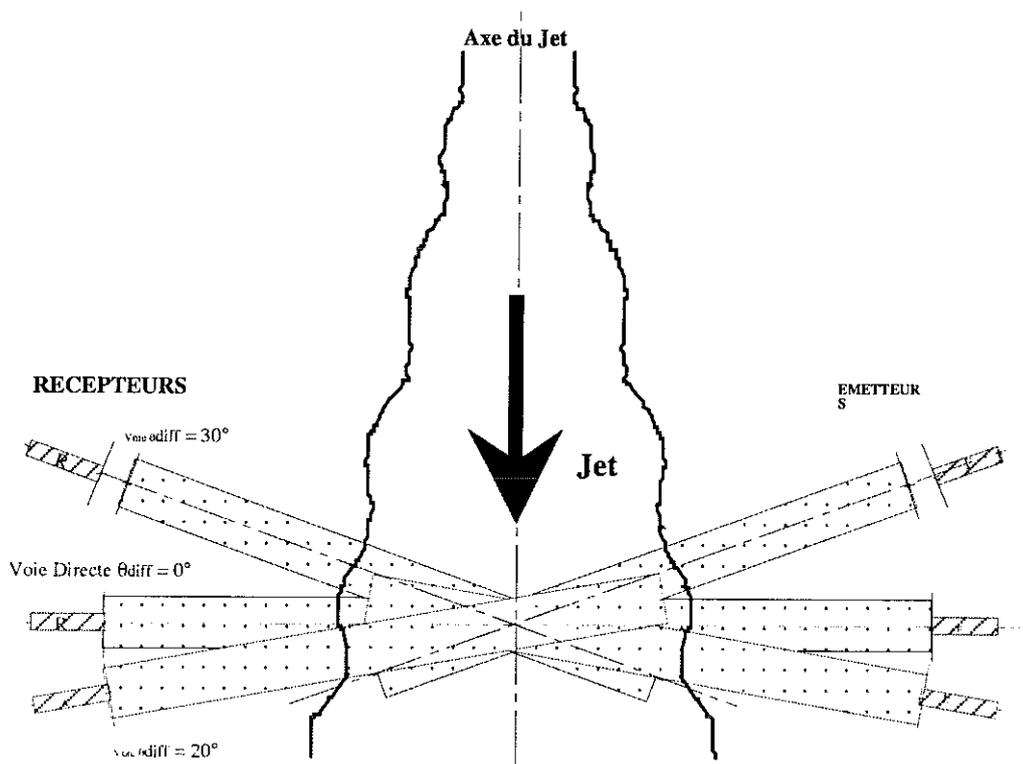


FIG. C.8 – Nouveau schéma d'implantation des 3 voies de mesures acoustiques.

En revanche, compte tenu du fort niveau de bruit acoustique (dû au fait que nous travaillons dans une cavité fermée) nous envisageons de modifier le réglage de nos voies de diffusion, afin de diminuer les angles de diffusion (20° et 30° au lieu de 40° et 60°) et d'augmenter significativement le rapport signal/bruit. Pour des raisons d'encombrement, la nouvelle configuration expérimentale sera celle indiquée sur la figure C.8. Nous devrions ainsi disposer de deux voies de diffusion opérationnelles qui nous permettront de réaliser

une étude par interférométrie acoustique des modes de transfert d'énergie dans la cascade turbulente (spectroscopie résolue en échelles).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. K. YEUNG and Y. ZHOU, « Universality of the Kolmogorov constant in numerical simulations of turbulence », *Phys. Rev. E* **56** 2, 1746 to 1752 (1997)
- [2] L. F. RICHARDSON, « The supply of energy from and to atmospheric eddies », *Proc. Roy. Soc. A* **97**, 354 to 373 (1922)
- [3] R. J. DONNELLY and K. R. SREENIVASAN, « Flow at ultra-high Reynolds and Rayleigh numbers. A status report. Actes de l'International Workshop on Flow at ultra-high Reynolds and Rayleigh numbers », *Ed. Proc. Roy. Soc. Brookhaven* (Springer 1988)
- [4] R. R. CONTE, « Eléments de cryogénie », *Masson et Cie Editeurs* (1970)
- [5] M. BARRANCO *et al.*, « Conclusions from procuring, installing and commissioning six large-scale helium refrigerators at CERN », *Adv. Cryo. Eng.* **41**, 761 to 768 (1996)
- [6] A. N. KOLMOGOROV, « Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence », *C. R. Acad. Sci. U.R.S.S* **32**, 16 to 18 (1941)
- [7] A. S. MONIN and A. M. YAGLOM, « Statistical Fluid Mechanics », *J. Fluid Mech* **2** MIT Press (1975)
- [8] L. D. LANDAU and E. M. LIFSHITZ, *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, Oxford, 1959)
- [9] A. M. OBUKHOV, « Some specific features of atmospheric turbulence », *J. Fluid Mech.* **13**, 77 to 81 (1962)
- [10] B. CASTAING, Y. GAGNES and E. J. HOPFINGER, « Une entropie pour la turbulence », *Le courrier du CNRS - 1991 Images de la Physique* (1991)
- [11] F. ANSELMET, Y. GAGNE, E. J. HOPFINGER and R. A. ANTONIA, « High-order velocity structure functions in turbulent shear flows », *J. Fluid Mech.* **140**, 63 (1984)
- [12] B. MANDELBROT, « Géométrie fractale de la turbulence. Dimension de Hausdorff, dispersion et nature des singularités du mouvement des fluides », *C. R. Acad. Sc.* **282** A, 119 to 120 (1976)
- [13] U. FRISCH, P. L. SULEM and M. NELKIN, « A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence », *J. Fluid Mech.* **87**, 719 to 736 (1978)
- [14] G. PARISI and U. FRISCH, « On the singularity structure of fully developed turbulence », *Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics, North-Holland, (84)*. (1984)
- [15] R. BENZI, G. PALADIN, G. PARISI and A. VULPIANI, « On the multifractal nature of fully developed turbulence and chaotic systems », *J. Phys. A (France)* **17**, 3521 to 3531 (1984)
- [16] B. CASTAING, « Conséquences d'un principe d'extremum en turbulence », *J. Phys.* **50**, 147 (1989)
- [17] B. CASTAING, « Scale invariance and beyond », *Turbulence: Statistical approach. - Les Houches. Ed. Graner (B. Dubrulle F.) et eds. (D. Sornette)*
- [18] B. CASTAING, « Sur la forme des histogrammes en turbulence », *C. R. Acad. Sci. Paris* **309**, Série II, 503 (1989)

- [19] B. CASTAING and Y. GAGNE, « Turbulence in Spatially Extended Systems », *R. Benzi, S. Ciliberto, C. Basdevant Eds. (Les Houches)*. (1993)
- [20] B. CASTAING, « The temperature of turbulent Flows », *J. Phys. II* **6**, 105 to 114 (1996)
- [21] R. A. ANTONIA, B. R. SATYAPRAKASH and A. K. M. HUSSAIN, « Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets », *Phys. Fluids* **23**, n°4 (Avril 1980)
- [22] « Discussions privées avec Y. Gagne »,
- [23] H. I. GRANT, R. W. STEWART and A. MOLLIET, « Turbulence spectra from a tidal channel », *J. Fluid. Mech.* **12**, 241 to 268 (1962)
- [24] F. H. CHAMPAGNE, C. A. FRIEHE, J. C. LARUE and J. WYNGAARD, *J. Atmos. Sci.* (1977)
- [25] F. H. CHAMPAGNE *et al.*, « The fine-scale structure of the turbulent velocity field », *J. Fluid. Mech.* **86**, 67 to 108 (1978)
- [26] E. F. BRADLEY, R. A. ANTONIA and A. J. CHAMBERS, « Turbulence Reynolds number and the turbulent kinetic energy balance in the atmospheric surface layer », *Boundary-Layer Meteorology* **21**, 183 to 187 (1981)
- [27] « Flat90 Experiment », *ASTER Report, National Center for Atmospheric Research, Wyoming, USA* (1990)
- [28] S. E. HOMMEMA and R. J. ADRIAN, « Structure of Wall Eddies at R_{λ} above one million », *University of Illinois at Urbana-Champaign, 216 Talbot Lab, Urbana, IL 61801, USA* (2000)
- [29] S. G. SADDUGHI and S. V. VEERAVALLI, « Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number », *J. Fluid. Mech.* **268**, 333 to 372 (1994)
- [30] « Cryogénie. Ses applications en supraconductivité », *Techniques de l'ingénieur et Institut International du Froid* (1995)
- [31] A. BÉZAGUET *et al.*, « A cryogenic high-Reynolds turbulence experiment at CERN », *Proceedings of CEC/ICMC, Madison Wisconsin USA* (2001)
- [32] A. NAERT, « Turbulence dans un jet d'Hélium gazeux à basse température », *thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble* (1995)
- [33] N. RAJARATNAM, « Turbulent jets », *Developments in Water Science 5, Elsevier Sci. Pub. Comp.* (1976)
- [34] B. CHABAUD, « Etude de la turbulence dans un jet d'Hélium gazeux à basse température », *thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble* (1992)
- [35] O. CHANAL, « Vers les échelles dissipatives dans un jet d'Hélium gazeux à basse température », *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble* (1998)
- [36] X. CHAVANNE, « Etude du régime turbulent en convection de Rayleigh-Bénard dans l'Hélium liquide ou gazeux autour de 5 K », *thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble* (1997)
- [37] S. PIETROPINTO, « Mise en oeuvre d'un système de déplacement transversal dans un jet cryogénique », *rapport de DEA Méthodes Physiques Expérimentales, Université Joseph Fourier* (1998)
- [38] W. G. STEWARD and G. H. WALLACE, « Helium 4 viscosity measurements 4 to 20 K, 0 to 10 MN/m² », *Report, NBS, Boulder, Colorado, USA* (1971)
- [39] R. MACCARTY and V. ARP, « Thermophysical properties of Helium-4 from 0,8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa », *U.S. Department of commerce / National Institute of Standards and Technology* (1990)

- [40] B. CASTAING, B. CHABAUD and B. HÉBRAL, « Hot wire anemometer at operating cryogenic temperatures », *Rev. Sci. Instrum.* **63** (9), 4167 to 4173 (1992)
- [41] Y. LADAM, « Instrumentation pour l'Hydrodynamique aux très hauts nombres de Reynolds », *Projet Grands Reynolds Cryogéniques -GReC-*
- [42] O. CHANAL, B. BAGUENARD, O. BÉTHOUX and B. CHABAUD, « Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements », *Rev. Sci. Instrum.* **68** (6), 2442 (1997)
- [43] C. BAUDET *et al.*, « La spectroscopie acoustique de la turbulence », *Bulletin de la société française de physique* **120**, 9 to 15 (1999)
- [44] C. POULAIN, P. GERVAIS, C. BAUDET, Y. GAGNE, C. KOUDELLA and E. LÉVÊQUE, « Spectral vorticity and sound scattering », *Advances in Turbulence IX* (2002)
- [45] C. BAUDET, « Mémoire d'habilitation à diriger les recherches », *ENSL, Lab. Phys.* (1994-1995)
- [46] F. ANSELMET, Y. GAGNE, E. J. HOPFINGER and R. A. ANTONIA, *J. Fluid. Mech.* **140**, 63 (1984)
- [47] N. E. HUANG *et al.*, « The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis », *Proc. R. Soc. Lond. A* **454**, 903 (1998)
- [48] Y. MALECOT, « Intermittence en turbulence 3D : statistiques de la vitesse et de la vorticité », *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble* (1998)
- [49] L. MYDLARSKI and Z. WARHAFT, « On the onset of high Reynolds number grid generated wind tunnel turbulence », *J. Fluid Mech.* **320**, 331 to 365 (1996)
- [50] A. PRASKOVSKY and S. P. ONCLEY, « Measurements of the Komogorov constant and intermittency exponent at very high Reynolds numbers », *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **6**, 2886 to 2888 (1994)
- [51] R. H. KRAICHNAN, « The structure of isotropic turbulence in imcompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers », *J. Fluid Mech.* **5**, 497 to 543 (1959)
- [52] S. KIDA and Y. MURAKAMI, « Kolmogorov similarity in freely decaying turbulence », *Phys. Fluids A* **30**, 2030 to 2039 (1987)
- [53] S. KIDA, R. H. KRAICHNAN, R. S. ROGALLO, F. WALEFFE and Y. ZHOU, « Triad interactions in the dissipation range », *Proc. Summer Program of the Center for turbulence Research, CTR-S92* 83 to 99 (1992)
- [54] A. NAERT, B. CHABAUD, B. HÉBRAL and B. CASTAING, « Experimental check of infinite divisibility for the velocity cascade in developed turbulence », *Proc. 6th European Turbulence Conf., Adv. Turbulence VI, Lausanne* 251 to 254 (1996)
- [55] O. CHANAL, B. CHABAUD, B. CASTAING and B. HÉBRAL, « Intermittency in a turbulent low temperature gaseous helium jet », *Eur. Phys. J. B* **17**, 309 to 317 (2000)
- [56] Y. MALÉCOT, C. AURIAULT, H. KAHALERRAS, Y. GAGNE, O. CHANAL, B. CHABAUD and B. CASTAING, « A statistical estimator of turbulence intermittency in physical and numerical experiments », *Eur. Phys. J. B* **16**, 549 to 561 (2000)

Nomenclature

- CRTBT : Centre de Recherches sur les Très Basses Températures.
 CERN : Centre Européen de la Recherche Nucléaire.
 LEGI : Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels.
 ENSL : Ecole Nationale Supérieure de Lyon.
 K : Conductivité thermique $[\frac{W}{mK}]$.
 C : Capacité calorifique $[\frac{J}{kgK}]$.
 D_m : Débit massique $[kg/s]$.
 D : Diffusivité thermique $[m^2/s]$.
 Nu : Nombre de Nusselt.
 μ : viscosité [*poiseuille*].
 ν : viscosité cinématique $[m^2/s]$.
 u : Tension instantanée $[V]$.
 U : Tension moyenne $[V]$.
 v : Vitesse instantanée au niveau des capteurs $[m/s]$.
 V : Vitesse moyenne $[m/s]$.
 τ : Taux de turbulence $(\frac{\sqrt{\langle (v-V)^2 \rangle}}{V})$ ou temps de Taylor $\frac{\tau}{V}$.
 σ : Ecart type de vitesse $(\sqrt{\langle (v-V)^2 \rangle})$ $[m/s]$.
 r : Echelle spatiale considérée (écart entre deux points) $[m]$.
 L : Echelle intégrale $[m]$.
 λ : Echelle de Taylor $[m]$.
 η : Echelle de Kolmogorov ou échelle visqueuse $[m]$.
 Re : Nombre de Reynolds $(\frac{VL}{\nu})$.
 R_λ : Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor $(\frac{\lambda\sigma}{\nu})$.
 f_{ech} : Fréquence d'échantillonnage $[Hz]$.
 T : Taille du fichier enregistré $[pts]$.
 N : Nombre de retournements $(\frac{TV}{f_{ech}L})$.
 x : Signal physique de vitesse.
 b : Bruit du fichier de vitesse.
 s : Signal mesuré $(x + b)$.
 δV_r : Différence de vitesse entre deux points distant de r dans l'écoulement $(V(x+r) - V(x))$ $[m/s]$.
 $\langle \delta V_r^p \rangle$: Moment d'ordre p de la différence de vitesse $\langle (V(x+r) - V(x))^p \rangle$.
 ϵ_r : Taux de transfert d'énergie à l'échelle r $[m^2/s^3]$.
 $\langle \epsilon_r \rangle$: Moyenne du taux de transfert d'énergie $[m^2/s^3]$.
 k : Nombre d'onde $(\frac{2\pi}{r})$ $[m^{-1}]$.
 $E(k)$: Densité spectrale d'énergie $[\frac{m^2}{s^2 Hz}]$ ou $[\frac{m^3}{s^2}]$.
 ξ_n : Exposant d'échelles absolu : $\langle \delta V_r^n \rangle \propto r^{\xi_n}$.
 α : Facteur d'homothétie des distributions à grande échelle.
 $P_r(\delta V_r)$: Densité de probabilité (ddp) de δV_r à l'échelle r .
 $G_{rL}(ln\alpha)$: Densité de probabilité de $ln\alpha$ à l'échelle r associée à la distribution à grande échelle L .
 \tilde{P}_r : Densité de probabilité de $ln|\delta V_r|$ à l'échelle r .
 H : Distribution de $ln\alpha$ pour un processus répétitif et autossimilaire.
 c_i : «Intrinsic Mode Function» (IMF) de rang i .
 C_n : Cumulant d'ordre n de la distribution $G(p)$.
 F : Flatness, ou coefficient d'aplatissement, des distributions de δV_r $(\frac{\langle \delta V_r^4 \rangle}{\langle \delta V_r^2 \rangle^2})$.
 D : Rapport de dissymétrie $(\frac{-\langle \delta V_r^3 \rangle}{\langle |\delta V_r^2| \rangle})$.

Expérience à Grands Reynolds Cryogéniques : GReC

Nous avons développé, au CERN à Genève, une expérience dans l'Hélium gazeux à basse température (5 K). La faible valeur de la viscosité cinématique de l'Hélium a permis de mettre en oeuvre des écoulements très turbulents à des nombres de Reynolds jamais atteints dans des conditions bien contrôlées de laboratoire ($R_\lambda \approx 6000$). Connue pour produire des taux de turbulence élevés (30 %), la géométrie choisie est un jet ouvert axisymétrique qui se développe dans une chambre d'expérience de 1 m de diamètre et de 2,5 m de hauteur.

Afin de caractériser les plus petites structures présentes dans l'écoulement, nous avons développé des anémomètres de taille micrométrique. Ces détecteurs sont constitués d'une fibre de verre de $5 \mu m$ de diamètre sur laquelle est déposée une couche résistive de Cr. Ce dépôt est recouvert d'un alliage supraconducteur de Pb-In, excepté sur une faible longueur (2 à $5 \mu m$), ce qui limite la partie sensible à une zone de quelques μm^2 .

La mise en oeuvre d'une électronique de grande sensibilité, associée à un convertisseur analogique-numérique a permis d'effectuer des acquisitions de vitesse sur 18 bits effectifs à des fréquences atteignant 5 MHz pour des fichiers pouvant atteindre 512 Mpts.

L'évolution du R_λ en fonction du Reynolds montre que nos mesures sont dans le prolongement de celles réalisées dans l'expérience de jet du CRTBT. L'analyse des fluctuations de vitesse a mis en évidence une zone inertielle s'étendant sur plus de 4 décades. Nous avons pu estimer la résolution spatiale de notre capteur à 20 μm environ.

Les spectres de puissance compensés font apparaître une augmentation de la valeur moyenne du plateau au sein de la zone inertielle avec le nombre de Reynolds. L'étude des cumulants a permis de caractériser l'évolution du phénomène d'intermittence le long des échelles intermédiaires. Nous avons constaté que C_2 est mieux adapté à la description de ce processus que C_1 car il présente dans la zone inertielle une meilleure stabilité.

High cryogenic Reynolds experiment : GReC

We have developed at CERN, an hydrodynamic experiment using Helium at low temperature as the working fluid (5 K). The very small kinematic viscosity of Helium allows to create highly turbulent flows at Reynolds numbers never reached, within well controlled laboratory conditions ($R_\lambda \approx 6000$). The chosen geometry, known to produce high turbulent rate (30 %), is an open round jet which develops within a 1 m diameter and 2,5 m high cell.

In order to measure flow-rates from 20 to 300 g/s at 5 K with an accuracy better than 10 %, we have built a cryogenic mass flowmeter. To characterize the smallest flow structures, we have manufactured micrometric anemometers. These sensors are made of a $5 \mu m$ diameter glass fiber covered by a Cr layer. To limit the fiber sensitive area, a superconducting Pb-In alloy is sputtered over the Cr layer, but on a small length (2 to $5 \mu m$). Vertical and horizontal moving systems, working at low temperature, allow to make velocity measurements everywhere in the jet.

A high performance 10 MHz lock in amplifier has been developed and associated with an analogic to digital converter to measure and acquire velocity fluctuations up to 5 MHz and with 18 bits accuracy for records up to 512 Mpts.

The R_λ and the η evolutions with the Reynolds number show that our measurements are in agreement with those previously obtained in the Helium jet experiment developed at CRTBT for lower R_λ (< 1200). The data analysis, based on the velocity structure functions, exhibits an inertial area ranging over more than four decades. A 20 μm spatial resolution for the sensor has been measured which corresponds to the Kolmogorov scale of the lowest flow-rate ($R_\lambda \approx 1750$).

The spectra reveal an asymptotic increase of the inertial range plateau mean value with the Reynolds. In an other hand, we have characterized the intermittency phenomenon by the study of C_1 and C_2 cumulants. Since the C_2 is more stable than the first one, we use it to describe the intermittency process.

Mots-clés :

Hydrodynamique	Cryogénie	Anémomètre à fil chaud
Turbulence développée	Hélium gazeux	Incréments de vitesse
Intermittence	Jet ouvert axisymétrique	Nombre de Reynolds

Thèse préparée au sein du
groupe d'hydrodynamique cryogénique,
laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier
CRTBT-CNRS, 25 av. des Martyrs, BP 166, F-38042 Grenoble Cedex 9
<http://crtbt.grenoble.cnrs.fr/helio>