



Dynamique spatio-temporelle du champ de vorticité en turbulence : mesures par corrélation acoustique dynamique.

Nicolas Mazellier

► To cite this version:

Nicolas Mazellier. Dynamique spatio-temporelle du champ de vorticité en turbulence : mesures par corrélation acoustique dynamique.. Energie  lectrique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. <NNT: >. <tel-00011427>

HAL Id: tel-00011427

<https://theses.hal.science/tel-00011427v1>

Submitted on 19 Jan 2006

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

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



HAL Authorization

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier

préparée au **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels**

dans le cadre de l'**École doctorale Mécanique et Énergétique**

spécialité **Mécanique des Fluides et Transferts**

Dynamique spatio-temporelle du champ de vorticité en turbulence : mesures par corrélation acoustique dynamique

soutenue publiquement par

Nicolas MAZELLIER

le 8 Décembre 2005

devant la commission d'examen composée de :

M.	P. COMTE	Président
M.	O. CADOT	Rapporteur
M.	C. VASSILICOS	Rapporteur
M.	A. ARN�ODO	Examineur
M.	C. BAUDET	Directeur de thèse
M.	Y. GAGNE	Directeur de thèse

Remerciements

Il est étrange de constater que les quelques lignes qui suivent figurent aux premières pages du manuscrit alors que ce n'est qu'après un travail de longue haleine qu'on se rend compte de ce que certaines personnes nous ont apporté tant sur le plan professionnel que sur le plan humain. Cette page est dédiée à ces personnes qui m'ont permis d'achever ce travail.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude à Christophe Baudet et Yves Gagne qui m'ont encadré tout au long de ce travail de thèse. J'ai le plus grand respect pour ces deux personnages dont la générosité et le savoir font d'eux des directeurs de thèse extraordinaires. Durant ces trois années, ils ont été pour moi une source d'inspiration permanente. J'espère être digne de leur enseignement.

Je voudrais aussi remercier Laurent Chevillard avec qui j'ai eu la joie de travailler au cours de ma dernière année de thèse. Nos discussions scientifiques m'ont énormément apporté et j'espère que nous auront encore l'occasion de collaborer par la suite. Merci aussi à Cédric Poulain qui est toujours de bonne humeur et plein d'imagination.

Je tiens également à remercier Olivier Cadot et Christos Vassilicos qui ont eu la gentillesse et la patience d'examiner mon manuscrit et je n'oublie pas les autres membres de mon jury de thèse : Alain Arnéodo et Pierre Comte.

Je souhaite remercier également tous les membres du LEGI, notamment Alain Cartelier, son directeur au franc parlé, Jean-Paul Thibault, petit par la taille mais grand par son humanité, Geneviève Chavand qui débloque les situations administratives les plus complexes avec le sourire. Je tire mon chapeau à Jean-Paul Barbier-Neyret dont les talents d'électronicien sont indiscutables. De manière générale, je remercie les services techniques du laboratoire pour leurs disponibilités et leur soutien entre autre : Pierre, Millet et Murielle.

Merci à Guillaume et Thibault (bonne chance pour la fin), aux anciens CAV Cristina, Zopette et Sylvain ainsi qu'à Florence dont la bonne humeur est toujours agréable.

Les véritables amis se font très rares dans une vie. Pour ma part, j'ai la chance d'avoir Djo (Bricol Man) et sa femme Béa (excellente cuisinière) ainsi que Jean-Marie (fashion victime) avec lesquelles la plaisanterie est toujours de mise et qui m'ont toujours épaulé dans les moments difficiles, pour vous je serais toujours *"poussinou"*.

Je souhaite aussi remercier ma famille, mes frères et surtout mes parents qui je l'espère seront fiers de mon parcours. J'ai également une pensée pour la *"boule de poils"* Léa qui est entrée dans ma vie voilà quelques mois.

Je finis par la personne la plus importante, celle qui est là dans les moments difficiles mais aussi dans les instants de joie, celle qui partage les doutes et les espoirs, celle qui réchauffe mon coeur, Cécile. Sans toi, rien de cela n'aurait été possible. Je ne pourrais jamais t'écrire à quel point tu comptes pour moi. Merci pour tout.

Table des matières

I	Préliminaires	9
1	Introduction	11
1.1	Pourquoi la vorticité ?	12
1.2	La phénoménologie K41	14
1.3	L'intermittence	15
2	Les écoulements turbulents	19
2.1	Les montages expérimentaux	20
2.1.1	La turbulence de grille	20
2.1.2	Le jet rond turbulent	23
2.2	L'anémométrie à fil chaud	24
2.2.1	Les sondes	24
2.2.2	Les supports	26
2.3	Champ de vitesse	30
2.3.1	Vitesse moyenne	30
2.3.2	Fluctuations de vitesse	34
2.4	Les propriétés des écoulements	39
2.4.1	L'hypothèse de Taylor	39
2.4.2	L'échelle intégrale	40
2.4.3	L'échelle de Kolmogorov	42
2.4.4	L'échelle de Taylor	43
2.4.5	Le nombre de Reynolds	45
3	Principe de la diffusion ultrasonore	51
3.1	Problématique	51
3.2	Application à la turbulence	53
3.3	Formulation de Lund	56
3.3.1	Le facteur angulaire	56
3.3.2	La vorticité	57
3.3.3	La formulation temporelle	58
3.3.4	Le nombre d'onde	59
3.4	Le dispositif expérimental	60
3.4.1	Le générateur de signaux	61

3.4.2	L'amplificateur de tension	61
3.4.3	Les transducteurs acoustiques	61
3.4.4	Le filtrage	63
3.4.5	L'acquisition	63
3.5	Caractéristiques des transducteurs	65
3.5.1	L'étalonnage	65
3.5.2	La fabrication	69
3.5.3	L'axisymétrie	71
3.6	Le champ de pression acoustique	72
3.6.1	Pression axiale	73
3.6.2	Profils de pression	76
3.6.3	Directivité des transducteurs	78
II	Résultats et analyses	83
4	Dynamique d'advection de l'enstrophie	85
4.1	Le volume de mesure	85
4.1.1	Configurations expérimentales	85
4.1.2	Les dimensions caractéristiques	87
4.1.3	Le réseau	89
4.2	Le pic central	93
4.2.1	Mise en évidence	93
4.2.2	Le filtrage	94
4.3	Le signal de vortacité	97
4.3.1	L'effet Doppler	97
4.3.2	L'ajustement du spectre complexe	100
4.4	Spectres d'enstrophie	102
4.4.1	Prédiction de Kolmogorov	102
4.4.2	Spectre d'enstrophie	102
4.5	L'advection de la vortacité	107
4.5.1	L'advection moyenne	107
4.5.2	La vitesse fluctuante	112
4.6	Dynamique du signal de diffusion complexe	113
4.6.1	Kolmogorov vs Tennekes	113
4.6.2	La corrélation du signal complexe	114
5	Dynamique d'amplitude de la vortacité	119
5.1	La corrélation temporelle	119
5.1.1	Les signaux d'amplitude	119
5.1.2	Un processus de cascade ?	120
5.1.3	Les caractéristiques des corrélations de l'amplitude	122
5.1.4	Comparaison avec la corrélation du signal complexe	124

5.2	Le temps court	127
5.2.1	Estimation du temps court	127
5.2.2	Propriétés du temps court	131
5.2.3	Influence des inhomogénéités du champ de vitesse	133
5.2.4	Le phénomène de basculement	136
5.3	Le temps long	140
5.3.1	Les interactions non locales	141
5.3.2	Comparaison temps court / temps long	144
5.3.3	Comparaison avec le temps intégral	148
5.3.4	Vitesse/vorticité	151
5.3.5	Dissipation/vorticité	155
5.4	L'intermittence temporelle	159
5.4.1	La dynamique " <i>lagrangienne</i> "	160
5.4.2	La dynamique " <i>eulérienne</i> "	162
6	Intermittence spatiale de la vorticité	167
6.1	L'intermittence spatio-temporelle	168
6.1.1	Effet de la distance à la buse	168
6.1.2	La position dans la hiérarchie d'échelles	170
6.1.3	Effet du volume d'intégration	174
6.1.4	Le volume intégral effectif	175
6.2	Evolution du niveau C_0	178
6.2.1	Effet de moyennage	179
6.2.2	Loi de comportement moyenne	181
6.2.3	Lacunarité de la zone dissipative	182
6.2.4	Effet du nombre de Reynolds	184
6.3	Intermittence spatiale de la vorticité	185
6.3.1	La densité de probabilité	186
6.3.2	Effet du nombre de Reynolds ?	189
6.3.3	Influence de l'échelle intégrale	190
6.3.4	Empreinte des grandes échelles	192
6.3.5	Effets des échelles dissipatives	195
III	Conclusion générale	199
	Bibliographie	203
A	Article 1 soumis à Physical Review Letters	213
B	Article 2 soumis à Physical Review Letters	215

Première partie

Préliminaires

Chapitre 1

Introduction

La turbulence des fluides est un phénomène que l'on rencontre aussi bien dans le domaine industriel (échanges thermiques, combustion, mélange ...) que dans la nature (tempêtes, écoulement océanique ...). On voit donc que les écoulements turbulents ont une incidence notable sur chaque être vivant à un moment ou à un autre de leur existence. Sans turbulence, comment expliquer le brassage aussi complexe que fascinant qui a permis à la vie d'apparaître sur notre planète ? De même, sans turbulence, comment expliquer l'action des courants marins et atmosphériques sur l'équilibre thermique terrestre qui semble aujourd'hui menacé. L'importance que revêt ce phénomène dans nombre de processus physique a incité l'humanité à comprendre les mécanismes qui régissent la turbulence depuis de nombreuses années, espérant ainsi maîtriser les processus mis en jeu.

Pourtant, malgré les efforts apportés à la compréhension du phénomène de la turbulence des fluides, ce domaine de la physique reste encore aujourd'hui très mal connu. Certes, depuis les travaux scientifiques de Reynolds, des progrès notables ont été réalisés en grande partie grâce au développement des techniques instrumentales et à l'avènement de l'ère du numérique. Ces deux approches se révèlent complémentaires dans la description des propriétés de la turbulence. En effet, les dispositifs expérimentaux permettent d'étudier dans des conditions "*réelles*" une très grande variété d'écoulements mais en contre partie ne donnent pas accès à l'ensemble des grandeurs physiques turbulentes pour des raisons instrumentales. Au contraire, les simulations numériques, comme les Simulations Numériques Directes ou les Simulations des Grandes Echelles, permettent d'obtenir la totalité des champs turbulents mais sont soit limitées à des écoulements de faible "*activité*" turbulente soit dépendantes de modèles de fermeture plus ou moins empiriques.

Dans l'hypothèse du milieu continu et d'un fluide newtonien aux propriétés physiques constantes, le champ de vitesse turbulent $\vec{u}$ est régi par l'équation de Navier-Stokes [1], [2] :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{u} \quad (1.1)$$

où t désigne le temps, ∇ l'opérateur gradient, ρ la masse volumique du fluide, p la pression, ν la viscosité cinématique du fluide et Δ l'opérateur laplacien. Introduisons σ_u et

Λ qui représentent respectivement une vitesse caractéristique et une échelle caractéristique de l'écoulement.

Le temps typique de l'advection ($(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$) est $\tau_{adv} \sim \frac{\Lambda}{\sigma_u}$ alors que le temps typique du terme de dissipation ($\nu \Delta \vec{u}$) est $\tau_{dis} \sim \frac{\Lambda^2}{\nu}$. Ainsi, le rapport entre ces deux temps fait apparaître un nombre sans dimension R_t :

$$\frac{\tau_{adv}}{\tau_{dis}} \sim \frac{\nu}{\sigma_u \Lambda} = \frac{1}{R_t} \quad (1.2)$$

Le paramètre R_t est appelé nombre de Reynolds et caractérise l'importance des effets inertiels (sources de d'instabilités) $\rho \sigma_u^2$ vis à vis des effets visqueux (sources de dissipation d'énergie) $\rho \nu \frac{\sigma_u}{\Lambda}$.

Une des raisons principales de la difficulté à comprendre la turbulence réside dans le fait que les écoulements turbulents mettent en jeu une multitude d'échelles spatiales comprises entre la plus grande échelle Λ et la plus petite η . Pour s'en convaincre, il suffit d'observer la visualisation d'un écoulement turbulent en aval d'une grille comme le montre la figure 1.1.

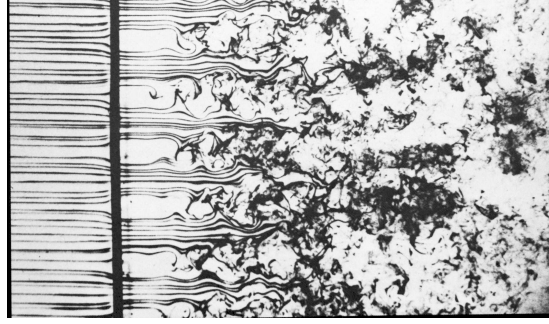


FIG. 1.1 – Visualisation d'un écoulement à travers une grille (Photo tirée du livre "An Album of Fluid Motion" [3])

Cette photo met clairement en évidence des "structures" de différentes tailles qui cohabitent au sein de l'écoulement. La hiérarchie d'échelles mises en jeu dans l'écoulement est caractérisée par le nombre de Reynolds [1] :

$$\frac{\eta}{\Lambda} \sim R_t^{-3/4} \quad (1.3)$$

1.1 Pourquoi la vorticité ?

Malgré les efforts fournis pour apporter des réponses claires à la compréhension des mécanismes de la turbulence, il reste de grandes zones d'ombres. Pour tenter d'apporter des nouvelles idées, d'autres champs d'études ont été ouverts. Sur le plan expérimental, on peut citer les techniques lagrangiennes qui se développent considérablement [4], [5], [6]. Sur le plan numérique, les puissances de calcul connaissent un essor fulgurant. De plus, de

nouvelles modélisations comme les Simulations Cinématiques apportent des informations très intéressantes [7].

Dans cet esprit "*d'originalité*", l'étude que nous présentons tout au long de ce manuscrit porte sur des mesures de vorticité en écoulements turbulents. La question qui vient naturellement à l'esprit concerne le choix de cette quantité. La vorticité $\vec{\Omega}(\vec{x}, t)$ est définie comme le rotationnel du champ vitesse :

$$\vec{\Omega}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}(\vec{x}, t) \quad (1.4)$$

Physiquement, la vorticité représente le taux de rotation local instantanné du fluide. Plusieurs raisons font de la vorticité un candidat très intéressant pour étudier le phénomène de turbulence des fluides.

Pour générer de la turbulence, il est indispensable d'introduire un cisaillement au sein d'un écoulement. Le passage autour d'un obstacle ou les couches de mélanges sont deux exemples typiques de mécanismes de production de turbulence. Qui dit cisaillement, dit gradients transversaux de vitesse. Ainsi, la présence de vorticité est un ingrédient essentiel de la génération de turbulence.

Qui plus est, la vorticité est "*attachée*"   la matière puisque les lignes vortex et les lignes fluides sont confondues aux effets de diffusion visqueuse près[1]. Ainsi, en étudiant le comportement de la vorticité on peut espérer s'approcher du comportement de certaines "*structures*".

De plus, l'étirement des structures vorticitaires joue un rôle fondamental dans le processus de transfert d'énergie au sein de la notion de la cascade turbulente. En effet, la déformation des structures vorticitaires par les gradients de vitesse, en turbulence 3D, peuvent expliquer le tranfert de l'énergie des grandes vers les petites échelles.

Enfin, dans le cas d'un écoulement homogène et isotrope, le champ moyen de vorticité est directement relié au champ moyen de dissipation par :

$$\langle \epsilon \rangle = \nu \langle \Omega^2 \rangle \quad (1.5)$$

Des observations numériques et expérimentales ont d'ailleurs confirmé le lien étroit qui lie le champ de vorticité et celui de la dissipation [8].

Bien que le rôle de la vorticité soit fondamental dans le développement d'un écoulement turbulent, les propriétés caractéristiques de cette quantité sont encore très mal connues. La raison en est que la vorticité est extrêmement difficile à mesurer avec les techniques expérimentales classiques. Dans un article de revue paru en 1995, Wallace *et al.* [9] répertorient les différentes techniques expérimentales capables d'accéder au champ de vorticité ainsi que leurs caractéristiques. La technique la plus employée est fondée sur l'anémométrie à fil chaud en utilisant plusieurs sondes. Ces techniques sont intrusives et ne mesurent le champ de vorticité que de manière indirecte à partir de la dérivée spatiale du champ de vitesse. Plusieurs limitations techniques empêchent une mesure précise du champ de vorticité dans ces conditions (bruit, blocage de l'écoulement, résolution spatiale ...) [10].

Nous nous proposons d'utiliser ici une technique de mesure de vorticité originale basée sur la diffusion du son par la vorticité [11]. Cette technique comme nous allons le voir

permet d'accéder directement à l'évolution temporelle du champ de vorticité dans l'espace de Fourier. Cette technique possède plusieurs avantages. Elle est non intrusive dans le sens où les ondes acoustiques sont de faibles amplitudes et ne perturbent pas l'écoulement. De plus, le champ de pression diffusé que l'on mesure est directement relié au champ de vorticité. Enfin, c'est une mesure "*locale*" dans l'espace spectral. Ainsi, on s'intéresse à l'évolution d'un mode de Fourier de la vorticité. En revanche, cette méthode est non locale dans l'espace physique ce qui n'est pas sans poser de difficultés pour la comparaison avec les résultats existants classiques. Cette technique nous fournit donc une représentation "*temps/échelle*" de l'écoulement turbulent en ce sens où elle nous donne accès à une vraie évolution temporelle d'une échelle de l'écoulement.

1.2 La phénoménologie K41

La représentation "*temps/échelle*" de la turbulence s'adapte très bien au cadre théorique qui prédit l'évolution de l'énergie turbulente au sein de l'écoulement. Dans la limite où $R_t \gg 1$, Kolmogorov propose en 1941 [12] une théorie "*K41*" décrivant les propriétés statistiques du champ de vitesse à une échelle ℓ . Pour cela, il utilise en particulier l'incrément de vitesse longitudinale $\delta_\ell u$ défini par $\delta_\ell = u(x + \ell) - u(x)$. Sa formulation s'appuie sur le phénomène de cascade énergétique introduit par Richardson [13]. Dans cette description, les grosses structures sont instables et se fractionnent sous l'effet de leur inertie donnant ainsi naissance à des structures plus petites qui se fractionnent à leur tour et ainsi de suite. Ce processus est continuellement répété jusqu'à atteindre une échelle où la structure est stable. A ce niveau, la viscosité moléculaire agit de telle sorte qu'elle dissipe l'énergie turbulente sous forme de chaleur. La hiérarchie d'échelles de l'écoulement se divise alors en trois zones :

- une zone de production (ZP)   grande échelle où l'énergie turbulente est injectée
- une zone intermédiare, appelée zone inertielle (ZI), où l'énergie est transférée vers des échelles de plus en plus petites
- une zone de dissipation (ZD)   petite échelle où la viscosité moléculaire est efficace

Pour établir sa théorie, Kolmogorov introduit des hypothèses de similarité. La première hypothèse de similarité implique que les propriétés statistiques de la zone inertielle (ZI) ne dépendent que des caractéristiques de la dissipation, à savoir la viscosité cinématique ν et le taux de dissipation moyen ϵ qui est défini par :

$$\epsilon = \nu \left\langle \sum_{i,j} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle \quad (1.6)$$

où $\langle \rangle$ désigne l'opération de moyennage. Il introduit ainsi une relation caractérisant l'échelle de dissipation ou échelle de Kolmogorov η :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (1.7)$$

La seconde hypothèse de similarité induit que les statistiques des incréments de vitesse dans la zone inertielle ne dépendent que de ϵ . Cette approche s'applique à la zone inertielle (ZI) qui représente une hiérarchie d'échelles non sensibles aux échelles extrêmes Λ et η . Les échelles inertielles ℓ vérifient donc la condition : $\Lambda \gg \ell \gg \eta$. A partir de cette hypothèse, Kolmogorov prédit la loi de comportement du moment d'ordre 2 des incréments de vitesse longitudinale en fonction de l'échelle ℓ :

$$\langle (\delta_\ell u)^2 \rangle \sim \epsilon^{2/3} \ell^{2/3} \quad (1.8)$$

En appliquant cette phénoménologie aux moments d'ordres plus élevés des incréments de vitesse longitudinale, il vient [13] :

$$\langle (\delta_\ell u)^p \rangle \sim \epsilon^{p/3} \ell^{\zeta_p} \quad (1.9)$$

où les exposants de la loi de puissance ζ_p vérifient $\zeta_p = p/3$ dans le cadre de la théorie K41.

1.3 L'intermittence

Landau émet une objection sur l'universalité de la formulation de la théorie K41 [13]. Son argumentation repose sur le fait que le taux de dissipation est une variable aléatoire. Il introduit le fait que le taux de dissipation varie de manière significative sur des temps de l'ordre du temps associé à la grande échelle de l'écoulement.

Pour tenir compte de cette remarque, Kolmogorov et Obukhov apporte en 1962 une version re-visitée de la phénoménologie de K41 [14]. Cette théorie, connue sous le nom "*KO62*", prend en compte les variations spatiales de taux de dissipation en introduisant une dissipation locale ϵ_ℓ telle que :

$$\epsilon_\ell = \frac{1}{\ell} \int_\ell \epsilon(x) dx \quad (1.10)$$

dont les fluctuations suivent un comportement log-normal. La variance σ_{ϵ_ℓ} des fluctuations de ϵ_ℓ vérifie l'expression suivante :

$$\sigma_{\epsilon_\ell} = -\mu \ln \left(\frac{\ell}{\Lambda} \right) \quad (1.11)$$

où μ est une constante d'intermittence. Il est à noter que la théorie KO62 prend explicitement en compte l'influence de la grande échelle Λ sur les propriétés statistiques des petites échelles de l'écoulement.

En fait, les théories K41 et KO62 supposent que le nombre de Reynolds de l'écoulement soit infiniment grand. Comme le fait remarquer Kraichnan ([15], [16]), il est difficile de définir en pratique le nombre de Reynolds critique à partir duquel ces théories sont applicables. Plusieurs études ont d'ailleurs été menées pour déterminer la dépendance des

statistiques vis à vis du nombre de Reynolds, en particulier au plan expérimental [17], [18], [19], [20].

Pour tenir compte du phénomène d'intermittence, la théorie KO62 utilise la grande échelle de l'écoulement. Ce choix peut paraître restrictif dans le sens où le processus de turbulence est "*borné par deux conditions aux limites*", à savoir la grande échelle Λ qui correspond à l'injection d'énergie turbulente et l'échelle de Kolmogorov η qui représente la dissipation. On peut donc s'attendre à ce que ces deux conditions rentrent en compétition et influencent plus ou moins le processus de transfert d'énergie. Notamment, les échelles de la zone dissipative pourraient être essentiellement pilotées par le phénomène de dissipation alors que les échelles inertielles seraient contrôlées par l'injection à grande échelle. Dans cet esprit, Castaing a introduit une approche variationnelle qui prend en compte les deux échelles caractéristiques de l'écoulements : Λ et η [21].

Enfin, remarquons que le phénomène d'intermittence est en général considéré du point de vue de l'intermittence spatiale. En effet, dans l'approche eulérienne, les techniques expérimentales classiques ne donnent accès qu'aux fluctuations spatiales (utilisation de l'hypothèse de Taylor). Pourtant, il est difficile de concevoir que dans un écoulement turbulent l'aspect spatial et l'aspect temporel ne soient pas intimement liés. Autrement dit, il semble évident que ces deux aspects sont indissociables. Notre technique de mesure a l'avantage de de séparer la variabilité temporelle de la sélection spatiale au sens des échelles.

Ce manuscrit est composé de cinq chapitres principaux, les deux premiers donnant une vue d'ensemble sur les écoulements étudiés et la technique de mesure par diffusion. Les trois autres présentent les résultats obtenus sur le champ de vorticité à partir de cette technique expérimentale.

Nous avons utilisé deux écoulements différents au cours de ce travail : un jet turbulent et un écoulement de grille. Le chapitre 2 s'attache à décrire les caractéristiques du champ de vitesse associé à ces écoulements. Cette étude "*en amont*" permettra de resituer dans l'espace physique certains résultats liés à la mesure de vorticité.

La présentation de la technique de mesure par diffusion ultrasonore fait l'objet du chapitre 3. Pour commencer, nous introduisons le principe de la diffusion du son par un écoulement turbulent en détaillant les caractéristiques propres à notre technique. Puis nous présentons la chaîne de mesure expérimentale ainsi que ses caractéristiques et limitations.

Le chapitre 4 porte sur l'étude de la dynamique d'advection de la vorticité. Comme nous le verrons, le dispositif acoustique impose un volume de mesure de taille comparable aux grandes échelles des écoulements. Ce volume affecte significativement les propriétés du champ d'advection des structures vorticitaires. Cette étude fera notamment apparaître une vitesse moyenne d'advection et une vitesse fluctuante d'advection. Nous nous intéresserons également à la répartition d'enstrophie au sein de la hiérarchie des nombres d'onde accessibles par la technique de mesure.

Le chapitre 5 traite de la dynamique temporelle de l'amplitude de la vorticité au travers de l'étude des corrélations temporelles. Nous mettrons ainsi en évidence l'existence de deux

temps caractéristiques liés à des mécanismes physiques différents. Alors que la dynamique à temps court semble être liée aux inhomogénéités du champ de vitesse, la dynamique à temps long est la signature de l'influence du temps intégral sur les structures vorticitaires. L'étude approfondie des temps caractéristiques de la vorticité révèle l'existence d'une intermittence *"temporelle"*.

Le chapitre 6 s'attache à caractériser l'effet d'intermittence *"spatiale"* de la vorticité. Nous mettons en évidence l'importance d'un paramètre tenant compte de la *"dilution d'une structure grande échelle"* au sein du volume de mesure acoustique. L'évolution des statistiques des signaux de vorticité en fonction de ce paramètre de volume révèle la présence d'intermittence spatiale. Cette analyse est corroborée par une étude récente [22] montrant un effet de mémoire dans le processus de cascade d'énergie.

Chapitre 2

Les écoulements turbulents

Ce chapitre s'attache à décrire les propriétés des écoulements analysés au cours de ma thèse. Deux types d'écoulements turbulents ont été étudiés par diffusion ultrasonore :

- Une turbulence de grille
- Un jet turbulent axisymétrique

Les techniques classiques de mesure en turbulence se sont révélées assez peu efficaces dans l'étude de la vorticité. Dans ces conditions, notre travail s'inscrit dans un cadre très général qui a motivé l'utilisation de ces deux écoulements. En effet, les propriétés liées à ces écoulements sont très différentes. Ces différences se révèlent complémentaires pour nous aider à analyser les comportements de la vorticité. La turbulence de grille est l'écoulement le plus proche d'une turbulence homogène isotrope. En effet, les propriétés du champ de vitesse sont faiblement dépendantes de la distance à la grille. On parle généralement d'écoulement homogène par plan dans le cas de la turbulence de grille. Aux effets d'expansion des couches limites près, l'écoulement moyen dans la veine d'essai est à vitesse constante alors que l'énergie associée au champ turbulent décroît progressivement sous l'effet de la dissipation visqueuse. Ceci se traduit par un taux de turbulence et un nombre de Reynolds turbulent faibles dans le cas de la grille impliquant une zone inertielle peu étendue. L'échelle intégrale de l'écoulement est indépendante du nombre de Reynolds et n'est liée qu'à la maille M de la grille et à l'éloignement de cette dernière. Ces diverses caractéristiques font de la turbulence de grille un candidat idéal pour une comparaison avec des simulations numériques de type DNS. Ce n'est pas le cas du jet rond turbulent dont le champ de vitesse présente de fortes inhomogénéités spatiales. Toutefois, cet écoulement possède des avantages indéniables. Contrairement à l'écoulement de grille qui est confiné par les parois de la soufflerie, le jet turbulent est un écoulement libre évoluant dans un fluide ambiant au repos. Par un effet d'entraînement, ce dernier participe à l'entretien de l'activité turbulente du jet venant contrebalancer les pertes dues à la dissipation. Le jet se caractérise par un taux de turbulence très élevé ($\approx 30\%$) et par conséquent par un nombre de Reynolds relativement élevé. A partir d'un certain éloignement à la buse, les propriétés du jet deviennent auto-similaires. Enfin, l'échelle intégrale de cet écoulement ne dépend pas de la taille de la buse, mais de la distance à la buse. En jouant sur les divers

paramètres de ces deux écoulements, on espère pouvoir caractériser le comportement de la vorticité dans les écoulements turbulents.

Avant d'analyser les mesures de vorticité obtenues par diffusion ultrasonore, il est nécessaire de caractériser précisément les deux écoulements utilisés au cours de cette étude. Cette étape va nous permettre de les comparer aux travaux existants dans la littérature. Afin de mener à bien cette étape de notre étude, nous avons employé la technique classique d'anémométrie à fil chaud.

2.1 Les montages expérimentaux

2.1.1 La turbulence de grille

Pour créer cet écoulement nous avons utilisé une soufflerie subsonique de grande dimension déjà existante au laboratoire [23] que nous avons entièrement réhabilitée pour les essais acoustiques. Ceci comprend la rénovation des parties accessibles de la soufflerie ainsi que la remise en état de l'étanchéité de la veine d'essai. Ces précautions nous assurent d'avoir un écoulement aussi "*propre*" que possible.

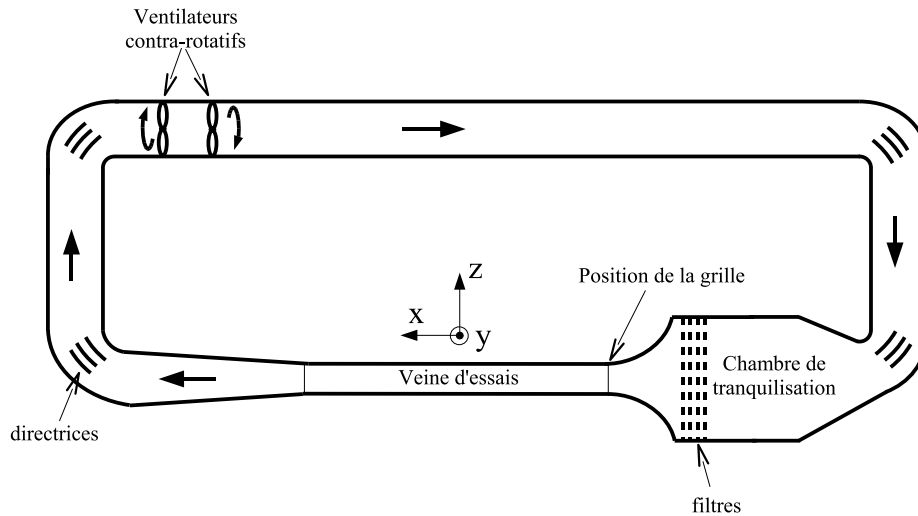


FIG. 2.1 – Schéma de la soufflerie qui nous a servi pour créer un écoulement de grille. Il faut noter que sur ce dessin les proportions exactes de la soufflerie non pas été respectées.

La figure 2.1 présente une coupe de la soufflerie que nous avons utilisée pour les expériences sur la turbulence de grille. Nous avons reporté sur cette figure les axes de référence (x, y, z) où l'axe x correspond à la ligne centrale de la veine d'essai. La veine d'essai dans laquelle les campagnes ont été menées mesure environ 4 mètres de long avec une section d'essai carrée de 75 cm de côté. D'un côté de la soufflerie les parois se composent de 4 vitres amovibles mesurant 1 m de côté. Cette soufflerie fonctionne en circuit fermé sans régulation de température. L'écoulement est produit par deux ventilateurs tournant en sens

contraire afin de limiter une éventuelle hélicité permanente. Ces ventilateurs sont alimentés par des moteurs à courant continu fournissant jusqu'à $50kW$ de puissance. En l'absence de tout obstacle dans la soufflerie, les vitesses d'écoulement peuvent atteindre $40m/s$. Pour limiter les problèmes dus aux changements de directions dans les conduits, des aubages directeurs sont placés dans tous les coudes de la soufflerie. L'air est ainsi dirigé dans une chambre de tranquillisation de grande dimension ($3m \times 3m$) puis circule à travers une série de filtres qui laminarisent l'écoulement. L'air est ensuite conduit dans un convergent avant d'arriver dans la veine d'essai. En l'absence d'obstacle dans la soufflerie, nous avons mesuré un taux de turbulence résiduel inférieur à 0.1%. La grille placée immédiatement en sortie du convergent sert de générateur de turbulence.

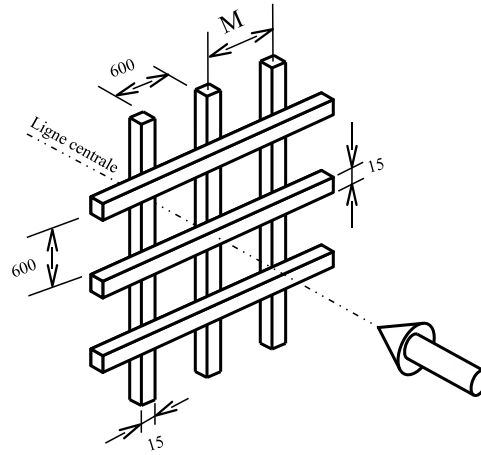


FIG. 2.2 – Représentation d'une partie de la grille utilisée pour générer l'écoulement turbulent dans la soufflerie. Les dimensions sont fournies en mm.

La grille que nous avons utilisée se compose de 10 barreaux verticaux et 10 barreaux horizontaux. Les barreaux, de sections carrées de 15 mm de côté, sont constitués d'un matériau composite. Les barreaux sont assemblés les uns aux autres par des points de colle Araldite. Cet ensemble forme un réseau à 2 dimensions comprenant la rangée de barres horizontales collées sur la rangée de barres verticales. La figure 2.2 représente une partie de la grille dont on définit la maille M par la distance inter-axe entre deux barreaux successifs. Pour la grille que nous avons utilisée la maille M est de 75 mm alors que la longueur d'un côté du réseau est 750 mm. Afin d'éviter des effets de blocages au niveau des parois de la soufflerie, les extrémités de la grille sont constituées d'une demi-maille. Pour caractériser l'influence de la grille vis à vis de l'écoulement, on introduit la notion de solidité S qui représente le rapport entre la section bloquée par la grille et la section de la veine d'essai [24]. La solidité S s'exprime par :

$$S = \frac{e}{M} \left(2 - \frac{e}{M} \right) \quad (2.1)$$

où e représente le côté d'un barreau soit 15 mm ici. Chaque maille M génère un sillage derrière la grille. L'écoulement turbulent résulte des interactions des sillages émergeant

derrière la grille. Villiermaux *et al.* [25] ont réalisé des mesures expérimentales portant sur l'étude du comportement de l'écoulement derrière une grille en fonction de sa solidité. Pour des grilles possédant des solidités élevées ($S > 0.8$), les auteurs ont observé derrière les grilles des oscillations des jets émergeant. Ces effets se font ressentir jusqu'à 20 M en aval de la grille. Dans une étude portant sur l'amélioration de l'isotropie dans un écoulement de grille, Comte-Bellot *et al.* [26] ont utilisé une solidité de 0.34 pour des barreaux de section carrée. La grille que nous avons utilisée possède un coefficient de solidité de 0.36 comparables aux valeurs exigées pour obtenir une turbulence dite "*de grille*".

Dans le cadre des mesures acoustiques, il s'est révélé indispensable de calfeutrer les parois internes afin de minimiser les effets de réverbération du son à l'intérieur de la veine.

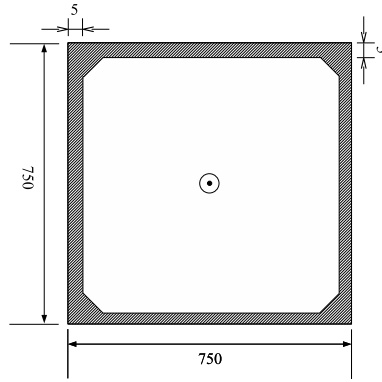


FIG. 2.3 – Isolation sonore dans la section de la veine d'essai. La partie hachurée du dessin représente l'espace occupé par les mousses absorbantes. Dans les coins, les arêtes ont été attendries afin d'éviter l'apparition de tourbillons d'angle. Les distances sont données en mm.

De nombreux essais ont été menés afin d'améliorer l'isolation sonore. La solution optimale a consisté à poser des plaques de mousse d'atténuation phonique contenant une sorte de laine de verre (voir figure 2.3). La deuxième moitié de la veine d'essai a été entièrement recouverte de mousses alors que la première a été laissée en l'état. Afin de limiter d'éventuelles perturbations dues à une restriction brutale de section, des rampes ont été aménagées au niveau de la transition entre les deux zones. Enfin, dans les coins, les arêtes ont été *attendries* pour limiter l'apparition de tourbillons d'angle. Au final, la section de passage dans la veine de mesure après l'ajout de l'isolation a diminué de 3% par rapport à la surface initiale. Il faut noter que la présence de l'isolant modifie à priori le comportement des couches limites et peut avoir une incidence sur les propriétés de l'écoulement au centre du canal. Les résultats d'anémométrie à fil chaud qui seront présentés par la suite ont été obtenus en présence de l'isolation sonore et des capteurs acoustiques. Nous pourrions ainsi comparer ces mesures à la littérature existante sur ce type d'écoulement afin d'estimer l'influence de ces paramètres extérieurs.

2.1.2 Le jet rond turbulent

Nous avons utilisé pour cet écoulement un jet axisymétrique dont la buse possède un diamètre de sortie d de 2.25 cm . La configuration expérimentale de ce jet d'air est présentée sur la figure 2.4. Les axes de référence (x, y, z) sont portés sur cette figure. L'axe x est confondu avec l'axe du jet.

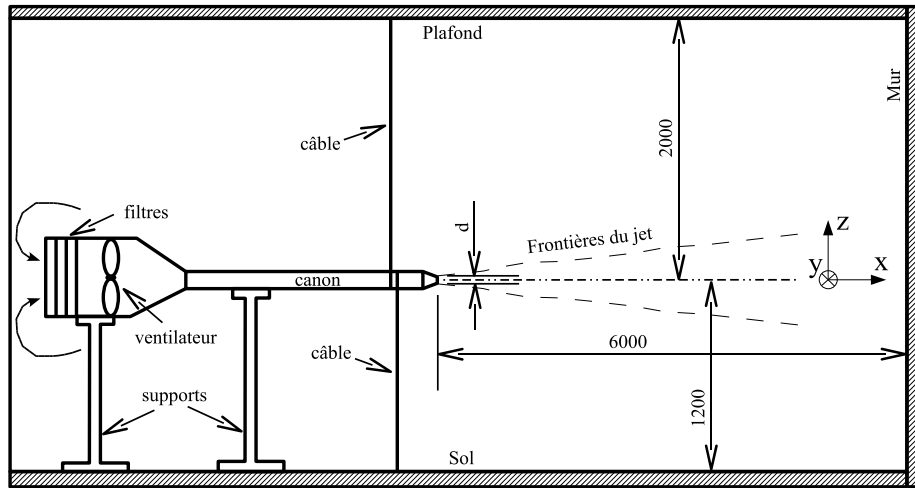


FIG. 2.4 – Schéma du montage de la soufflerie à air permettant de créer un jet d'air axisymétrique dans une pièce. Les distances sont données en mm.

En sortie de buse, la vitesse maximale U_b détectée au moyen d'un tube de Pitot peut atteindre environ 50 m/s . Pour faire varier cette vitesse de sortie, on dispose de trois actionneurs :

- un boîtier à deux vitesses qui agit sur la rotation du ventilateur
- une manivelle contrôlant l'ouverture d'une trappe d'échappement
- une manivelle régulant la section d'aspiration

Contrairement à l'écoulement de grille, le jet est un écoulement libre. Il doit donc rester non confiné par des parois éventuelles. La buse est située à 1.2 m du sol et à 2 m du plafond de la salle d'expérimentation comme l'illustre la figure 2.4. De plus, un mur placé à 6 m en aval de la sortie du jet fait obstacle à ce dernier. Des études préliminaires sur cette installation ont mis en évidence des effets de confinement pour une buse ayant un diamètre de sortie de 12 cm [27]. Pour la buse que nous avons employée, cet effet est quasiment négligeable.

Pour des raisons d'encombrements, une conduite cylindrique en PVC d'une longueur de 2 m a été rajoutée à l'équipement déjà présent. Ce "canon" a été câblé à des points fixes du laboratoire pour éviter d'éventuels battements du jet (voir figure 2.4). L'écoulement est donc créé à partir d'un écoulement de tuyau circulaire développé suivi d'un convergent conique brutal de rapport de contraction d'environ 5.3. Les conditions en sortie de buse ont des conséquences très marquées sur les propriétés du jet. Notamment, l'existence probable

d'une section contractée en sortie de buse devrait déplacer l'origine virtuelle du jet.

2.2 L'anémométrie à fil chaud

2.2.1 Les sondes

Pour caractériser les écoulements précédents nous avons employé une technique expérimentale eulérienne classiquement utilisée en turbulence : l'anémométrie à fil chaud. Comte-Bellot [28] a écrit un article de synthèse portant sur les nombreuses caractéristiques de l'anémométrie à fil chaud.

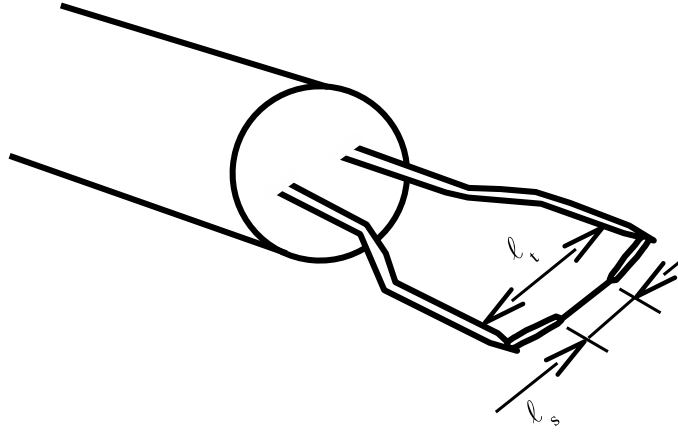


FIG. 2.5 – Exemple de sonde utilisée dans l'anémométrie à fil chaud.

Cette méthode consiste à placer dans l'écoulement un barreau cylindrique (voir figure 2.5) de petite taille (typiquement quelques μm) surchauffé par rapport à l'environnement ambiant. La mesure repose sur le principe de convection forcée où l'écoulement joue le rôle d'un refroidisseur. La loi d'échange thermique permet ainsi de relier le champ de vitesse fluctuant de l'écoulement avec la perte de chaleur du fil [24]. Pour toutes les expériences nous avons travaillé en anémométrie à température constante [28]. Dans ce cas, une boucle d'asservissement assure le maintien de la température du fil en répondant au module des fluctuations de l'écoulement par des variations du courant de chauffe. On peut relier en première approximation la tension instantanée $v(t)$ aux bornes du fil à la vitesse normale à ce dernier par la loi de King qui s'écrit :

$$v(t) = A^{FC}(T_a)\hat{u}_\perp(t)^{0.45} + B^{FC}(T_a) \quad (2.2)$$

où A^{FC} et B^{FC} sont des constantes déterminées empiriquement pour chaque fil et T_a la température du fluide ambiant. Moyennant la détermination des constantes de cette relation, il est donc aisé de mesurer directement l'évolution du champ de vitesse en un point de l'écoulement. En réalité, le fil est sensible aux composantes de vitesse qui lui sont perpendiculaires. Nous nous sommes intéressés aux propriétés de la composante longitudinale

de la vitesse c'est à dire la vitesse selon la direction de l'écoulement moyen. L'orientation du fil vis à vis de cette vitesse est soumise à une incertitude. Champagne *et al.* [29] ont apporté des corrections en fonction de l'inclinaison relative des fils vis à vis de la direction de l'écoulement moyen. Dans toutes nos campagnes de mesures nous avons négligé ces effets.

Type	Etendue de mesure maximale	Fréquence de réponse
MCD1001	0 - 120 m/s	100 Hz
MCD401	0 - 12 m/s	100 Hz

TAB. 2.1 – *Propriétés des micromanomètres de Furness Controls qui sont utilisés pour l'étalonnage des sondes à fils chauds.*

Pour chaque configuration d'écoulement, une mesure parallèle au moyen d'un tube de Pitot nous a permis d'effectuer un étalonnage systématique des sondes à fils chauds avant leur utilisation. La différence entre la pression dynamique et la pression statique aux bornes du tube de Pitot est mesurée sur un micromanomètre à double entrée de marque Furness Control. Deux types de micromanomètres, dont les caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 2.1, ont été employés en fonction des gammes de vitesses étudiées.

Afin de garantir une fiabilité des résultats, la gamme de vitesse balayée au cours de l'étalonnage englobe largement la plage de vitesse qui sont étudiées pendant les essais.

Marque	Type	Etendue de mesure
TFA	digitemp D2000	-30°C / +120°C

TAB. 2.2 – *Propriétés des thermomètres utilisés lors des mesures de vitesse.*

Lors des étalonnages, la température du fluide ambiant T_a varie de 0.5°C à comparer à des valeurs moyennes de température de l'ordre de 25°C ce qui équivaut à une variation de la température de 2%. Le tableau 2.2 regroupe les principales données relatives aux thermomètres utilisés lors des essais.

Les sondes à fils chauds utilisées au cours des expérimentations ont toutes été fabriquées par nos soins à partir de fils Wollaston Pt/W de $3\mu m$. La longueur totale des fils est de l'ordre de $2mm$ pour une longueur sensible ℓ_s comprise entre 100 et 120 diamètres (voir figure 2.7) nous assurant ainsi un écoulement quasiment bidimensionnel autour de la partie sensible du fil. Tous les fils ne répondant pas à ces critères ou étant visuellement en mauvais état ont été systématiquement rejetés. Pour chaque expérience nous avons imposé un coefficient de surchauffe a_w ¹ de 0.5. Le maintien de la température est assuré par un anémomètre DISA 55M01. Les temps de réponse des fils, mesurés à partir d'un signal en créneaux, sont en moyenne de l'ordre de $50\mu s$.

¹Celui-ci se définit comme $a_w = \frac{R_w - R_a}{R_a}$ où R_a représente la résistance du fil à la température de l'air ambiant alors que R_w désigne sa résistance de surchauffe.

Du point de vue de la turbulence, le principe d'ergodicité permet, dans le cas d'un processus stationnaire, d'estimer une moyenne d'ensemble par une moyenne temporelle. Dans le cas des mesures eulériennes, on introduit généralement un critère de convergence de données grâce au rapport entre la durée de la mesure t_m et le temps d'advection des grosses structures $t_{adv} = L/U$ avec L la taille typique des grosses structures et U la vitesse d'advection moyenne de l'écoulement. Une condition communément admise pour satisfaire aux critères de convergence statistique, pour les moments statistiques d'ordre inférieur à 2, est la suivante :

$$\frac{t_m}{t_{adv}} \geq 1000$$

Pour le travail présenté ici, dans le cas de la turbulence de grille, ce rapport varie entre 26000 et 42000 assurant ainsi une convergence des données au moins pour les grandeurs physiques classiques. Dans le jet turbulent, suivant les conditions expérimentales le nombre d'échantillons fluctue entre 1000 et 26000.

2.2.2 Les supports

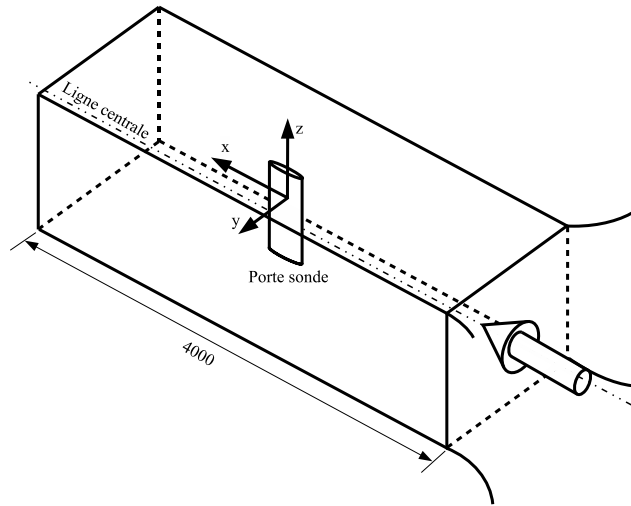
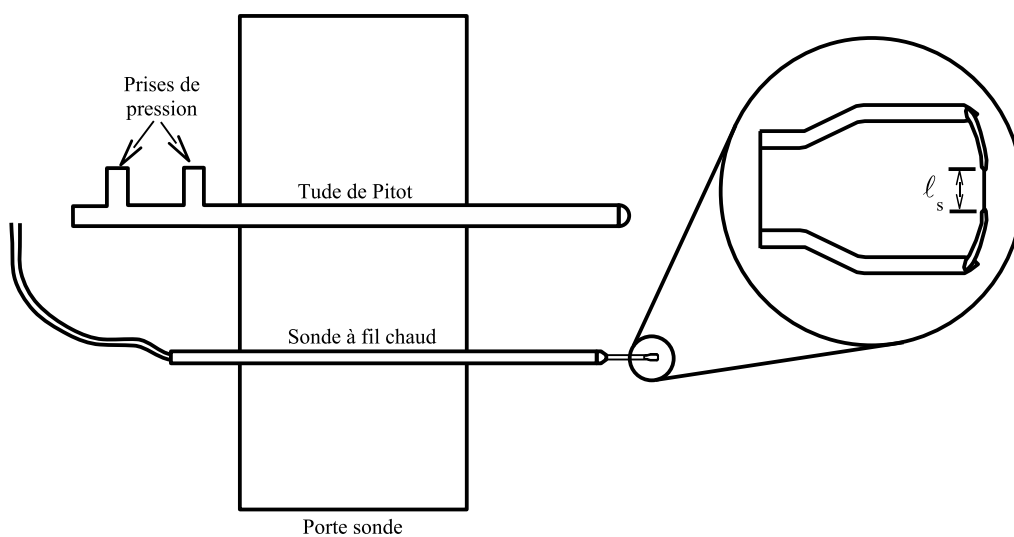
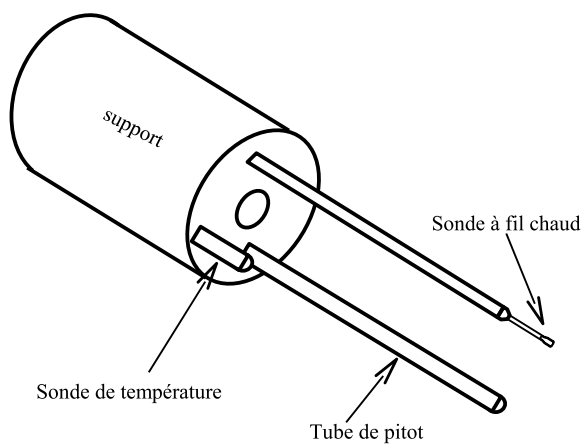


FIG. 2.6 – *Système de déplacement de l'instrumentation embarquée dans la soufflerie. Les distances sont données en mm.*

Afin de caractériser l'écoulement de grille, nous disposons d'un support mobile d'instrumentation autorisant le déplacement selon trois directions orthogonales comme l'illustre la figure 2.6. Les mouvements de ce support sont assurés par trois moteurs pas à pas, indépendants, dirigés à partir d'un boîtier de contrôle. Il faut noter que si les mouvements selon la longueur (axe x) et la largeur (axe y) de la soufflerie peuvent balayer la quasi-totalité de l'espace disponible, le déplacement vertical (axe z) est très limité. Le positionnement des sondes selon les axes x et z est soumis à une incertitude de l'ordre de $\pm 0.5\text{mm}$. Cette incertitude s'élève à $\pm 5\text{mm}$ selon l'axe y .



(a) Porte sonde soufflerie



(b) Porte sonde jet

FIG. 2.7 – Supports de sondes utilisés dans la soufflerie (a) et dans le jet turbulent (b).

La figure 2.7 (a) montre le montage des sondes de vitesse sur le support de la soufflerie. Je précise ici que le tube de Pitot est positionné légèrement en retrait du fil chaud (de l'ordre de quelques mm) pour ne pas gêner celui-ci lors des mesures. Ce décalage est sans incidence notable sur l'étalonnage car sur cette distance la variation de la vitesse moyenne est quasiment nulle. Un thermomètre placé à environ $5cm$ de la paroi et à $1m$ en aval des sondes nous permet de relever la température du fluide au cours des expériences. En plaçant des sondes de températures en différents points de la soufflerie, nous avons vérifié que la température moyenne est très homogène (écarts inférieurs à 0.5%) dans toute la veine d'essai. Toutefois, lors de campagnes de mesures sur de longues durées la température globale dérive inexorablement en raison de la dissipation visqueuse. Pour chaque point de mesure on relève donc la température moyenne et les étalonnages sont répétés à plusieurs températures. On détermine ainsi la dépendance en température des coefficients A^{FC} et B^{FC} nous permettant d'inverser la relation 2.2. Le protocole suivi lors de l'étalonnage des fils dans la soufflerie est le suivant :

1. La vitesse de l'écoulement est fixée à une valeur particulière.
2. La différence de pression moyenne aux bornes du pitot est relevée sur une longue durée.
3. La tension moyenne en sortie de l'anémomètre est enregistrée sur une base de temps long.
4. La température moyenne au cours de la procédure est notée.
5. La vitesse de l'écoulement est modifiée puis le protocole est réitéré.

Dans le cas du jet axisymétrique, j'ai fabriqué un porte sonde spécialement adapté au banc d'essai utilisé pour les mesures acoustiques. Ce support, illustré sur la figure 2.7 (b), constitué en PVC classique comporte 3 orifices accueillant respectivement la sonde à fils chauds, le tube de pitot et le capteur de température. Le tube de pitot et le thermomètre sont positionnés en retrait de la sonde à fil chaud pour ne pas perturber cette dernière. Nous nous sommes assurés que le décalage en aval du pitot est suffisamment faible pour que les effets de chute de vitesse moyenne soient négligés. Le protocole concernant l'étalonnage de la sonde à fil chaud dans l'expérience correspond en tous points à celui observé pour la turbulence de grille à deux différences près. D'une part, la vitesse du ventilateur n'est pas modifiée mais on déplace l'instrumentation le long de l'axe du jet pour sonder différentes vitesses. D'autre part, le jet étant un écoulement à fort taux de turbulence, les temps de moyennages à chaque étape de la procédure d'étalonnage sont beaucoup plus grands que dans le cas de grille : plus d'une minute dans le jet contre quelques secondes dans la grille. Enfin, contrairement à la soufflerie où tout l'air disponible est mis en circulation par les ventilateurs, le jet évolue dans un milieu majoritairement au repos. Toute la masse d'air disponible dans la pièce n'étant pas en permanence sollicitée par le flux d'air, la dérive de température est bien plus lente que dans le cas de la turbulence de grille. Les expériences ont donc été menées dans des conditions quasiment isothermes. Les incertitudes de placement des sondes sont identiques pour les axes de référence (x, y, z) . Nous avons estimé ces incertitudes à $\pm 1mm$.

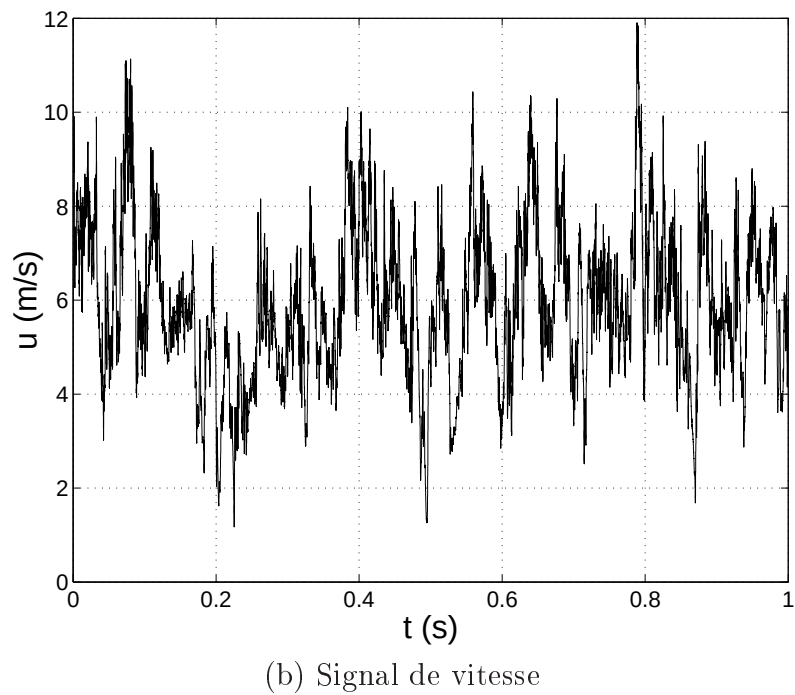
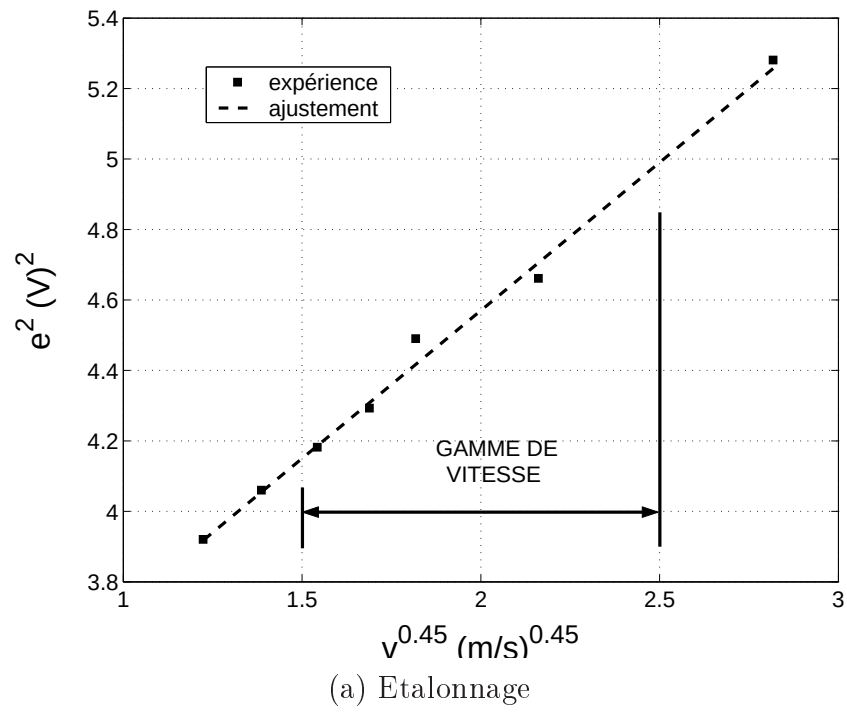


FIG. 2.8 – Exemple de courbe d'étalonnage (a) et d'un signal de vitesse (b) obtenue à partir d'un fil chaud.

La figure 2.8 montre un exemple typique d'étalonnage de fil chaud. On remarque que la loi de King s'applique très bien aux conditions expérimentales que nous rencontrons. Toutefois, à faible vitesse le fil répond relativement mal car les conditions requises pour l'établissement de la loi de King ne sont plus respectées (convection naturelle, $Re \dots$). En effet, pour des écoulements à fort taux de turbulence, on peut rencontrer des inversions de vitesse dans le cas d'une vitesse moyenne faible. Or, le fil n'est sensible qu'au module de la vitesse et non à sa direction ce qui implique des défauts de fonctionnement dans ces conditions. Ce problème se rencontre dans le jet pour des grandes distances à la buse et lorsque l'on s'écarte de l'axe du jet. Dans la grille le taux de turbulence étant très faible, ce problème ne sera pas considéré. Dans la mesure du possible, nous avons utilisé les sondes à fils chauds dans des gammes de vitesses où l'étalonnage du fil est correct (voir figure 2.8).

2.3 Champ de vitesse

Comme le montre la figure 2.8 (b) la vitesse détectée par la sonde est soumise à des variations. L'approche statistique classique en turbulence consiste à décomposer un champ turbulent comme la superposition d'une partie moyenne et d'une partie fluctuante (décomposition de Reynolds). Pour le champ de vitesse $\hat{u}$, par exemple, cela revient à écrire :

$$\hat{u} = U + u \quad (2.3)$$

où U désigne la valeur moyenne du champ de vitesse alors que u exprime sa partie fluctuante. Ainsi la grandeur u sera considérée comme une variable aléatoire centrée ($\langle u \rangle = 0$) caractérisant la turbulence de l'écoulement.

2.3.1 Vitesse moyenne

Intéressons nous tout d'abord au comportement du champ de vitesse moyenne dans le cas de l'écoulement de grille et du jet turbulent.

La figure 2.9 (a) présente les mesures de l'évolution de la vitesse moyenne le long de l'axe du jet turbulent $U(x, y = 0)$. Cet écoulement est créé à partir d'une buse de diamètre d de 2.25cm et avec une vitesse en sortie de buse U_b égale à 51.7m/s . Ceci correspond à un nombre de Reynolds à la buse $R_b = U_b d / \nu$ de 77550. On remarque que la vitesse axiale décroît en fonction de l'éloignement à la buse, entre 40 et 110 diamètres la vitesse moyenne axiale est quasiment divisée par un facteur 4. A partir d'une certaine distance à la buse la vitesse moyenne sur l'axe du jet suit la loi suivante :

$$\frac{U_b}{U(x, y = 0)} = \frac{1}{B} \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right) \quad (2.4)$$

où B est une constante empirique et x_0 l'origine virtuelle du jet. Un ajustement linéaire sur les données expérimentales est tracé en pointillé sur la figure 2.9 (b). Les points de mesure suivent parfaitement l'évolution attendue. Cette régression nous a permis d'estimer les constantes de la loi de variations de vitesse : $B = 5.1$ et $\frac{x_0}{d} = 6.9$. Ces valeurs sont

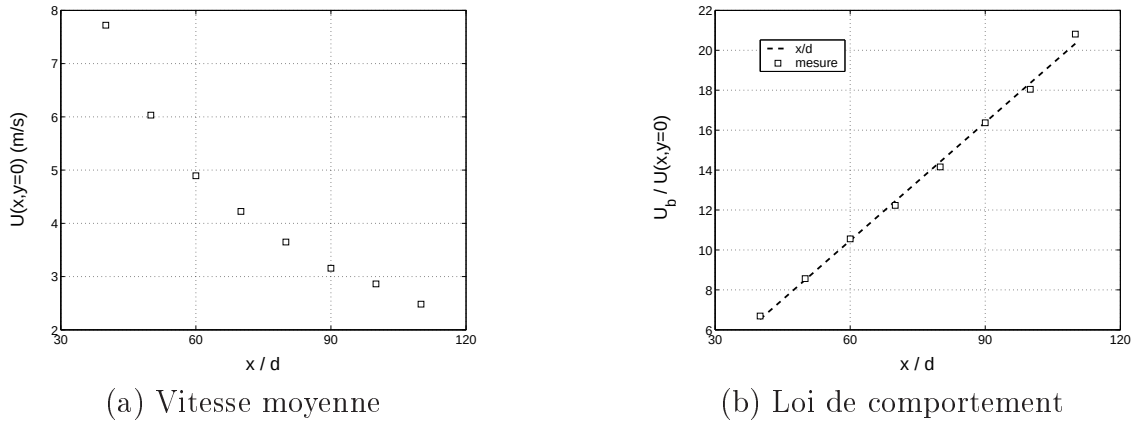


FIG. 2.9 – Evolution de la vitesse moyenne axiale du jet

proches des résultats obtenus par Wygnanski *et al.* [30] et Antonia *et al.* [31] qui se sont intéressés à l'estimation du nombre de Reynolds et de la dissipation visqueuse dans un jet plan et jet rond. La valeur $\frac{x_0}{d} = 6.9$ est sensiblement plus élevée que les valeurs usuelles ce qui peut probablement être dû à la forme particulière de la buse que nous utilisons.

Afin de pouvoir comparer les deux écoulements que nous étudions par la technique de diffusion il est indispensable de se placer dans un cadre de turbulence pleinement développée, symbolisée par le sigle TPD. La notion de TPD se réfère à une turbulence qui a "perdu la mémoire" de sa création et reflète ainsi un comportement universel de la turbulence, C'est à dire indépendant du dispositif de production et du fluide. Ce concept s'associe à la notion d'isotropie locale introduite par Kolmogorov [12] pour palier à la définition d'isotropie globale de Taylor. Dans le cas du jet turbulent, l'isotropie au sens de Taylor n'est pas valable en raison des fortes inhomogénéités propres à ce type d'écoulement. La région du jet où le concept de TPD est applicable se définit par l'auto-similarité des grandeurs caractéristiques de cet écoulement. Wygnanski *et al.* [30] ont mené une étude sur la détermination précise de la région auto-similaire d'un jet rond turbulent. Si les quantités fondamentales, comme la vitesse moyenne U ou la vitesse fluctuante longitudinale u , atteignent rapidement ce régime, les grandeurs d'ordres plus élevés comme les fluctuations transversales sont plus longues à s'établir dans un processus d'auto-similarité. D'après l'étude de Wygnanski *et al.* [30], il faut attendre $110d$ en aval de la buse pour obtenir un écoulement totalement auto-similaire.

Nous avons comparé sur la figure 2.10 des mesures de profils de vitesses moyennes obtenues dans le jet pour différentes distances à la buse à une modélisation de l'auto-similarité fondée sur le concept de viscosité turbulente, considérée comme constante dans ce cas précis. La modélisation prédit le profil de vitesse moyenne suivant :

$$\frac{U(x, y)}{U(x, y = 0)} = \frac{1}{(1 + (\sqrt{2} - 1) \xi^2)^2} \quad (2.5)$$

où ξ désigne la variable d'auto-similarité et se définit par : $\xi = y/y_{1/2}(x)$ avec $y_{1/2}(x)$ la

position radiale où la vitesse atteint la moitié de la vitesse sur l'axe à la distance x . Cette fonction a été reportée en trait plein sur la figure 2.10.

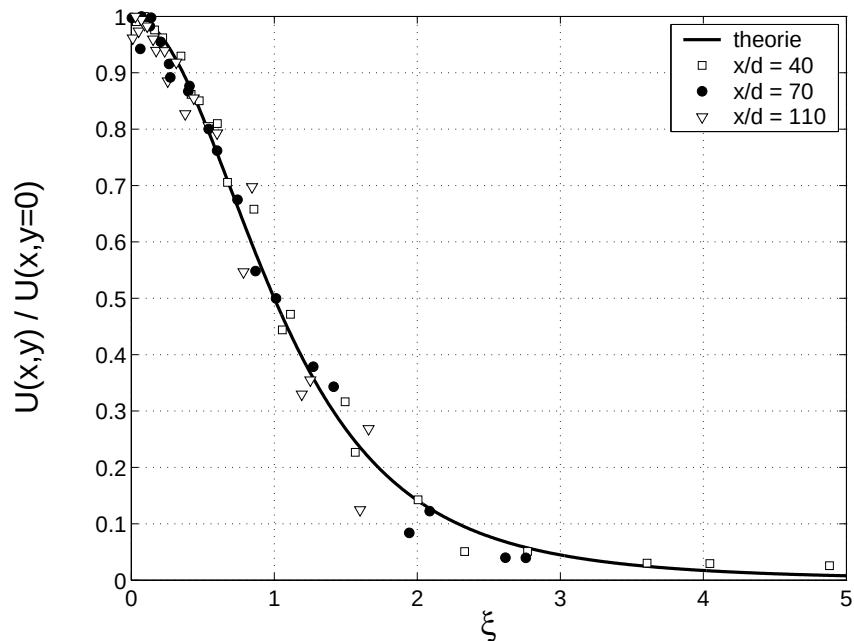


FIG. 2.10 – Profils de vitesse radiale dans le jet turbulent

Tous les points expérimentaux coïncident avec le profil théorique. Ainsi, on vérifie qu'au delà de $40d$, le champ de vitesse moyen est auto-similaire.

En raison des contraintes turbulentes, le profil de vitesse va s'étendre radialement et contaminer les zones proches des frontières du jet. Ceci se fait au détriment de la vitesse axiale qui décline inexorablement pour satisfaire à la conservation globale de la quantité de mouvement. De plus des effets d'inhomogénéités spatiales de vitesses provoquent des aspirations du fluide ambiant. Ce phénomène fut notamment mis en évidence par Papanicolaou *et al.* [32] dans une étude comparative entre le comportement des quantités fluctuantes dans un jet classique et dans un jet flottant. En ajoutant des marqueurs au fluide ambiant initialement au repos, les auteurs ont révélé la présence de ce marqueur au centre du jet prouvant ainsi l'importance des interactions du jet avec le milieu ambiant.

Nous avons réalisé des mesures de l'évolution axiale et transversale du champ moyen de vitesse dans l'écoulement de grille. Les résultats obtenus lors de ces campagnes sont répertoriés sur les figures 2.11 et 2.12. Pour les essais menés dans la soufflerie nous avons travaillé à deux régimes de rotation des ventilateurs. Les vitesses moyennes atteintes lors des mesures sont de l'ordre de $9m/s$ (petite vitesse) et $16m/s$ (grande vitesse) équivalentes à des nombres de Reynolds fondés sur la maille de la grille $R_M = UM/\nu$ respectivement de 4.7×10^4 et 8.2×10^4 .

La figure 2.11 montre l'évolution de l'écart relatif de la vitesse moyenne $U(x, y = 0)$ par rapport à la vitesse axiale moyenne en $x = 17M$ à savoir $U(x = 17M, y = 0)$.

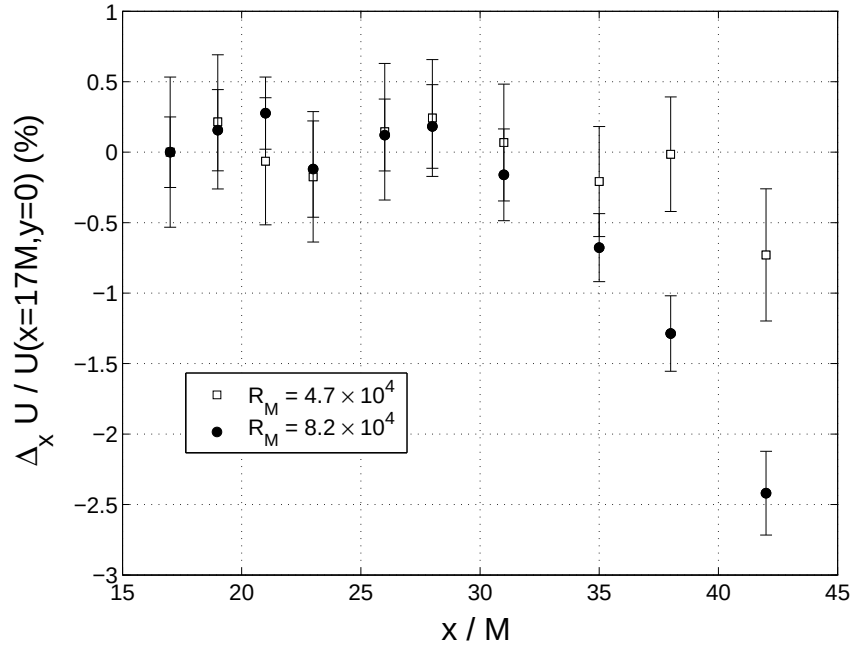


FIG. 2.11 – Evolution de la vitesse moyenne le long de l'axe de la soufflerie

L'axe des ordonnées représente le rapport :

$$\frac{\Delta_x U}{U(x = 17M, y = 0)}$$

où $\Delta_x U = U(x, y = 0) - U(x = 17M, y = 0)$. Pour des distances inférieures à $35M$, l'écart relatif de vitesse de vitesse est inférieur à 0.5% quelque soit le nombre de Reynolds de l'écoulement. En revanche, pour des distances supérieures à $35M$, la vitesse moyenne diminue par rapport à la vitesse en $x = 17M$. Ce phénomène est d'autant plus marqué que le nombre de Reynolds est élevé. Pour $R_M = 4.7 \times 10^4$ on trouve un écart relatif maximal de l'ordre de -0.7% alors que cet écart atteint -2.5% pour $R_M = 8.2 \times 10^4$. On s'attend normalement à ce que la vitesse moyenne augmente légèrement avec la distance à la grille en raison de l'élargissement des couches limites sur les parois. En fait, dans notre cas, les mesures de vitesse ont été réalisées en présence du dispositif acoustique dans la veine d'essai. La présence de l'instrumentation acoustique crée sans doute une suppression "anormale" dans l'écoulement. Ce gradient de pression adverse a pour effet de dévier l'écoulement principal qui s'échappe en partie par une lumière dans laquelle la tringlerie du porte sonde mobile se déplace. Le gradient de pression adverse est d'autant plus fort que la vitesse de l'écoulement est élevée. L'existence de ce gradient de pression explique notamment la dissymétrie des profils de vitesse moyenne présentés sur la figure 2.12.

Cette figure montre l'évolution relative de la vitesse moyenne $U(x, y)$ dans une section située à $42M$ en aval de la grille vis à vis la vitesse mesurée sur l'axe $U(x = 42M, y = 0)$. L'axe des ordonnées se rapporte au terme $\Delta_y U / U(x = 42M, y = 0)$ où $\Delta_y U = U(x =$

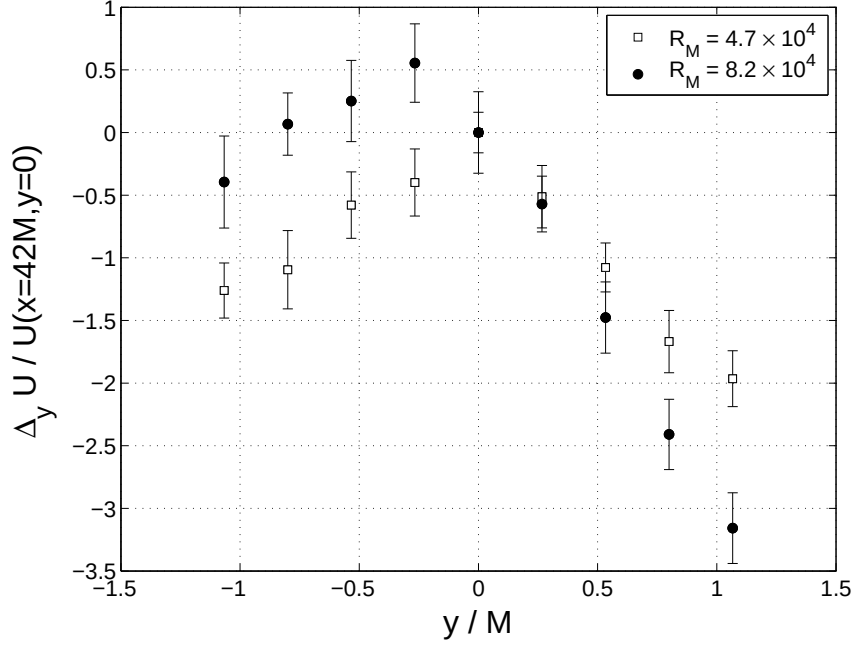


FIG. 2.12 – Profils de vitesse moyenne dans la soufflerie à $42 M$ de la grille

$42M, y) - U(x = 42M, y = 0)$. Le déplacement latéral de la sonde à fil chaud est limité à $\pm 1M$ de part et d'autre de l'axe de la soufflerie. Les profils de vitesse moyenne se présentent sous la forme d'une pointe avec une vitesse maximale atteinte près de l'axe de la soufflerie. Bien que la variation relative de la vitesse dans la section de la veine d'essai soit faible ($< 3\%$), on constate un déficit de vitesse plus important dans la partie $y > 0$ par rapport à la région $y < 0$. Cette différence s'explique par la présence du gradient de pression adverse à l'origine de la chute de la vitesse moyenne axiale. En effet, la lumière par où s'échappe une partie de l'écoulement se situe dans la région $y > 0$. On vérifie là encore que cet effet est d'autant plus marqué pour un nombre de Reynolds élevé. Malgré ce défaut de fuite, les inhomogénéités du champ moyen de vitesse sont très faibles dans l'écoulement de grille par rapport au jet turbulent.

2.3.2 Fluctuations de vitesse

Nous venons de constater que le champ moyen de vitesse possède des propriétés très différentes entre la grille et le jet. Qu'en est-il pour le champ de vitesse turbulent? Le champ de vitesse turbulent u se caractérise par son écart-type σ_u . Celui-ci est défini par l'expression suivante :

$$\sigma_u = \sqrt{\langle u^2 \rangle} \quad (2.6)$$

La figure 2.13 illustre l'évolution axiale de l'écart-type de la vitesse turbulente dans le cas du jet entre $40d$ et $110d$.

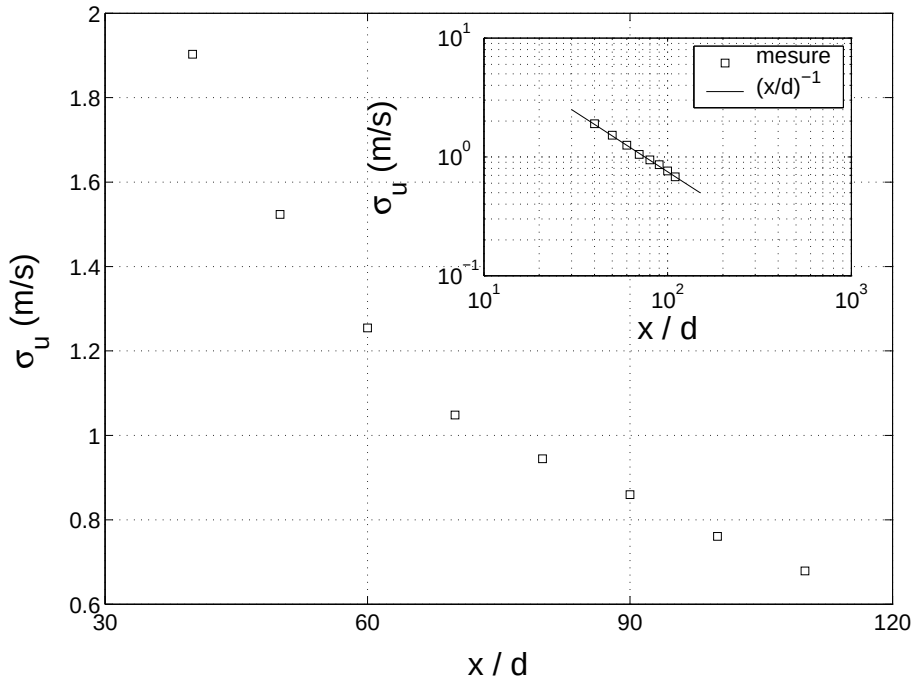


FIG. 2.13 – Evolution de l'écart-type de la vitesse turbulente sur l'axe du jet

Ce graphique montre que σ_u décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la buse. Une représentation en échelles logarithmiques est fournie en insert sur la figure. La loi de puissance $(x/d)^{-1}$, tracée en ligne continue sur l'insert, s'ajuste très bien sur les points expérimentaux. On trouve ainsi que l'écart-type de la vitesse turbulente se comporte de façon similaire à la vitesse moyenne U sur l'axe du jet. Par conséquent, on en déduit que le taux de turbulence $\frac{\sigma_u}{U}$ est constant le long de l'axe du jet à partir de $40d$ en aval de la buse.

Nous avons tracé sur la figure 2.14 l'évolution axiale du taux de turbulence entre $40d$ et $110d$ dans le jet. Les barres d'incertitudes tracées sur le graphique ont été calculées à partir de 8 réalisations pour chaque configuration expérimentale.

Les barres d'incertitudes de la mesure du taux de turbulence augmentent avec l'éloignement à la buse. Ce phénomène s'explique par la chute de vitesse moyenne qui implique un nombre de temps de retournement plus faible quand on s'éloigne de la buse. Etant donné que pour ces mesures le temps d'acquisition est indépendant de la position x/d , les statistiques convergent moins bien pour les grandes distances à la buse. On remarque que le taux de turbulence axial évolue légèrement avec la distance normalisée x/d . Un ajustement linéaire au sens des moindres carrés est tracé en pointillé sur la figure. La pente de cette droite est de l'ordre de 4×10^{-4} ce qui représente une évolution extrêmement faible du taux de turbulence axial. Nous avons également représenté en trait continu la valeur moyenne du taux de turbulence qui avoisine 26%. Mis à part pour $40d$ la valeur moyenne est contenue dans les barres d'incertitudes des mesures. On peut donc penser qu'à partir de

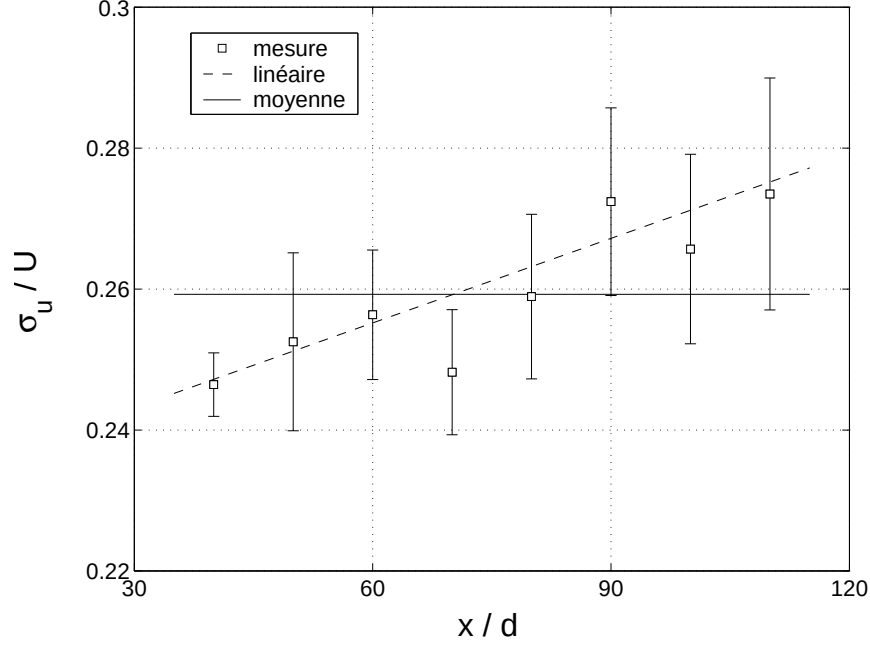


FIG. 2.14 – Taux de turbulence le long de l'axe du jet

$50d$ le taux de turbulence axial est constant dans le jet. Wygnanski *et al.* [30] trouvent que le taux de turbulence axial devient constant à partir de $40d$ dans leur expérience. L'écart que nous mesurons pourrait être imputé à la forme de la buse que nous utilisons.

Pour déterminer la région où la vitesse turbulente longitudinale devient auto-similaire, nous avons réalisé des mesures de l'évolution de la vitesse turbulente longitudinale u transversalement à l'axe du jet. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 2.15.

La figure représente le rapport entre l'écart-type de la vitesse turbulente $\sigma_u(x, y)$ et l'écart-type de la vitesse turbulente sur l'axe du jet $\sigma_u(x, y = 0)$ en fonction de la variable d'auto-similarité ξ . Les mesures ont été effectuées à 3 distances en aval de la buse : $40d$, $70d$ et $110d$. Tous les points expérimentaux se regroupent sur une même courbe indiquant ainsi qu'à partir de $40d$, le champ de vitesse longitudinale turbulent est auto-similaire. Ces résultats sont conformes aux mesures de Wygnanski *et al.* [30] et tendent à montrer que les variations observées sur le taux de turbulence (voir figure 2.14) sont probablement dues à un effet de convergence des statistiques. Notons, que d'après l'étude de Wygnanski *et al.* [30], les écarts-type des composantes transverses du champ de vitesse turbulent s'établissent dans un régime d'auto-similarité à partir de $70d$. Ceci implique que le jet turbulent est réellement auto-similaire à partir de $70d$.

Les mesures de vitesses turbulentes dans le jet montrent que cet écoulement se caractérise par un taux de turbulence axial élevé approchant 26% dans notre cas. De plus, en raison des gradients de vitesse moyenne, la production d'énergie turbulente compense les pertes dues à la dissipation visqueuse et entraîne une conservation du taux de turbulence le long de l'axe du jet. Dans l'écoulement de grille, la turbulence est dite en décroissance. En

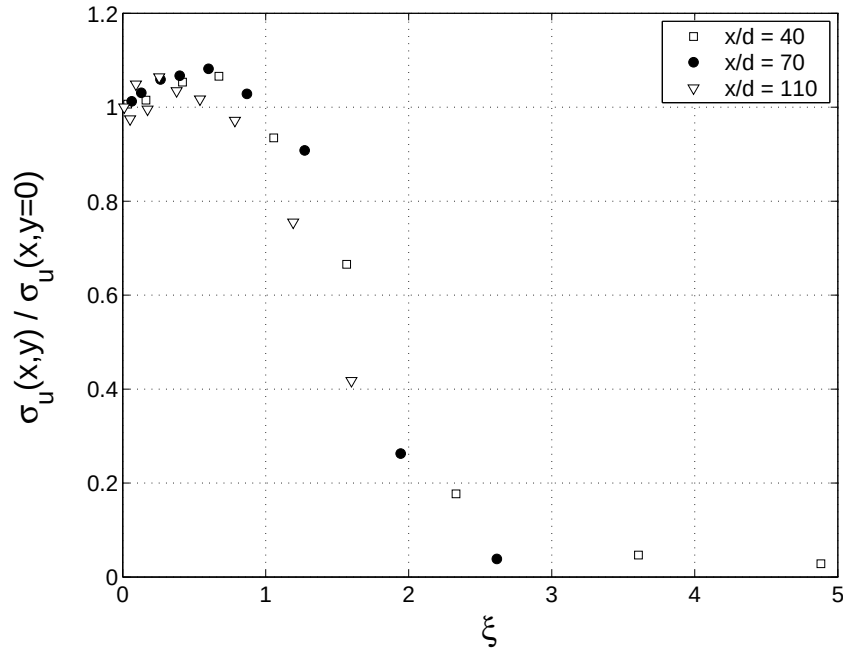


FIG. 2.15 – Profils transversaux de l'écart-type de la vitesse turbulente dans le jet

effet, la production principale d'énergie turbulente est obtenue lors du passage du fluide à travers les mailles de la grille. Au sein de l'écoulement les gradients du champ de vitesse moyen sont très faibles et ne permettent pas de contre-balancer les effets dissipatifs. Ce phénomène se traduit sous la forme d'une décroissance du taux de turbulence $\frac{\sigma_u}{U}$ avec la distance à la buse [2], [26], [33].

Le déclin de la turbulence de grille se caractérise par la loi suivante :

$$\left(\frac{\sigma_u}{U}\right)^2 = D_g \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M}\right)^{-n} \quad (2.7)$$

où D_g et n sont des constantes empiriques et x_0 l'origine virtuelle de la génération des fluctuations turbulentes. La figure 2.16 représente l'évolution axiale de $\ln \left(\frac{\sigma_u}{U}\right)^2$ en fonction de $\ln \left(\frac{x}{M} - 2\right)$. Nous avons choisi comme origine virtuelle $\frac{x_0}{M} = 2$ qui est proche des valeurs classiquement obtenue [26], [33].

Pour des raisons techniques, nous n'avons pu réaliser des mesures que sur une faible gamme de distances normalisées x/M . Cette contrainte peut être à l'origine d'incertitudes importantes sur la détermination de la loi d'évolution des mesures. Toutefois, on remarque que les données suivent une loi de puissance. De plus, la variation du taux de turbulence est quasiment indépendante du nombre de Reynolds de l'écoulement. Un ajustement au sens des moindres carrés a été ajouté sur la figure. Les lois de déclin fournies par l'ajustement linéaire des données sont les suivants : $0.081 \left(\frac{x-2}{M}\right)^{-1.21}$ pour $R_M = 4.7 \times 10^4$ et $0.065 \left(\frac{x-2}{M}\right)^{-1.12}$ pour $R_M = 8.2 \times 10^4$. Les valeurs des paramètres D_g et n que nous estimons sont compatibles avec les résultats obtenus par Comte-Bellot *et al.* [26]. On trouve notam-

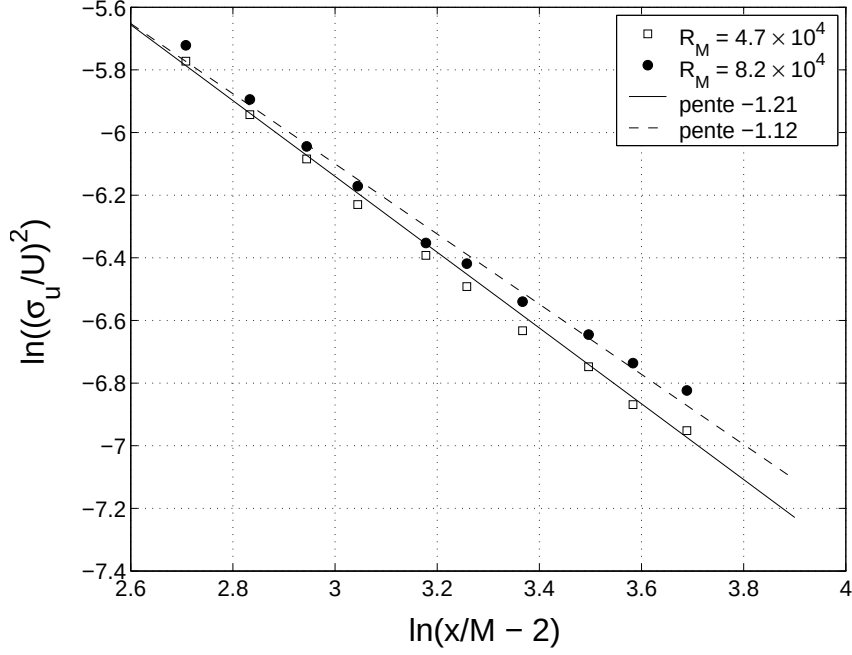


FIG. 2.16 – Loi d'évolution de la turbulence en déclin

ment une dépendance de l'exposant n et de la constante D_g avec le nombre de Reynolds R_M comme l'a constaté [34].

Les mesures présentées sur la courbe 2.16 nous montrent que le taux de turbulence chute progressivement avec l'éloignement à la grille. Entre $17M$ et $42M$, le taux de turbulence $\frac{\sigma_u}{U}$ de l'écoulement diminue d'environ 40%. Pour une distance de $42M$, qui correspond à la zone où sont réalisées les mesures acoustiques, le taux de turbulence axial est de l'ordre de 3%.

Nous nous sommes intéressés à la variation transversale de la vitesse turbulente longitudinale dans une section de la veine d'essai de la soufflerie. Les mesures présentées sur la figure 2.17 montrent l'évolution du rapport $\frac{\Delta_y \sigma_u}{\sigma_u(x,y=0)}$ où $\Delta_y \sigma_u = \sigma_u(x, y) - \sigma_u(x, y = 0)$ en fonction de y/M . Les profils ont été obtenus à une distance de $42M$ en aval de la grille.

Les profils mesurés ont des allures similaires à ceux obtenus par Mohamed *et al.* [33] pour la zone $y/M \leq 0$. Dans cette région, on constate que l'écart-type de la vitesse turbulente est grand au niveau des centres des mailles ($y/M = 0$ et $y/M = -1$) et est petit au niveau des barreaux de la grille ($y/M = -0.5$). Cet effet est d'autant plus net que le nombre de Reynolds est élevé. On note une dissymétrie des profils par rapport à l'axe de la soufflerie. Ce phénomène est lié à l'effet de fuite dû à la présence des capteurs acoustiques dans la veine d'essai.

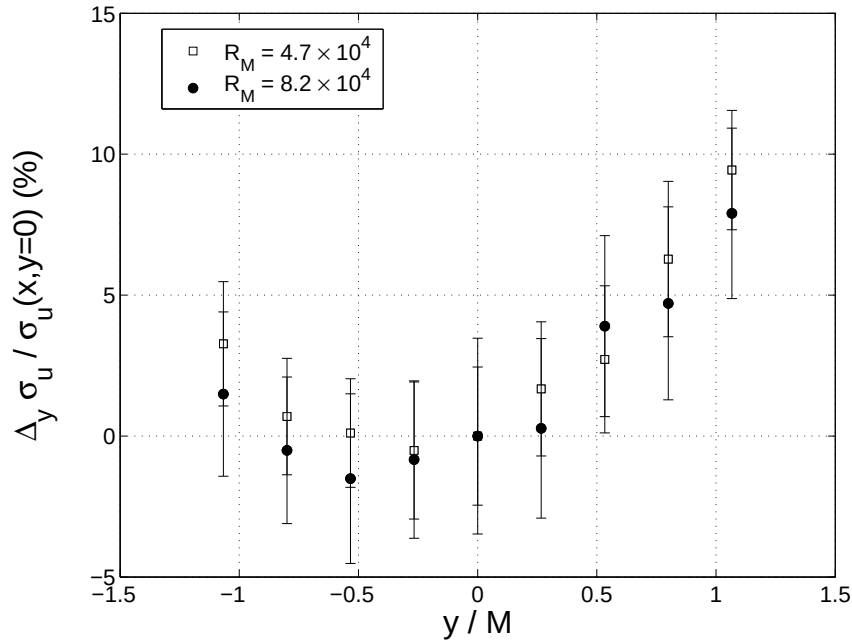


FIG. 2.17 – Profil transversaux de l'écart-type de la vitesse turbulente dans la veine de la soufflerie

2.4 Les propriétés des écoulements

2.4.1 L'hypothèse de Taylor

Par essence, un écoulement turbulent est un processus qui met en jeu un continuum d'échelles comprises entre la plus grande échelle nommée échelle intégrale L_I (de l'ordre de la taille typique de l'écoulement) et la plus petite échelle ou échelle de Kolmogorov η (siège de la dissipation visqueuse) [1].

La détermination expérimentale des différentes échelles caractéristiques nécessite que l'on s'intéresse à la distribution spatiale du champ de vitesse $\hat{u}(x, t_0)$ à un instant donné t_0 . Ici, on se concentrera uniquement sur la composante longitudinale de la vitesse $u(x, t_0)$. Cette quantité est accessible au moyen de l'anémométrie à fil chaud qui réalise une mesure eulérienne, c'est à dire qui enregistre l'évolution temporelle en un point de l'espace x_0 de la vitesse $u(x_0, t)$. La conversion temps/espace implique l'utilisation de l'hypothèse de Taylor qui repose sur la notion de turbulence gelée dans le temps. On considère qu'à l'instant t_0 le champ turbulent est dominé par l'effet d'advection. Ceci se résume par l'expression suivante :

$$x = x_0 - U(t - t_0) \quad (2.8)$$

Toutefois cette hypothèse n'est valable que pour des faibles taux de turbulence [1], [30]. Dans le cas de taux de turbulence élevés, comme pour les écoulements de jets, l'hypothèse de turbulence gelée n'est pas applicable. Lumley [35], apporte une correction pour les hautes fréquences d'un spectre de vitesse mono-dimensionnel. Hill [36] étend les corrections de

l'hypothèse de Taylor pour les calculs des spectres et des corrélations. George *et al.* [37] ont réalisé des mesures expérimentales avec une sonde à fil chaud en mouvement par rapport à un jet d'air axisymétrique. Le montage utilisé par les auteurs permet de réduire l'influence de l'hypothèse de Taylor en accord avec des corrections théoriques. Récemment, Dahm *et al.* [38] ont réalisé une étude pour quantifier les erreurs commises lors de l'emploi de l'hypothèse de Taylor pour la mesure des gradients de vitesse et de la dissipation visqueuse dans un jet turbulent axisymétrique. Leurs résultats montrent des écarts allant jusqu'à 40% entre les champs réels et ceux construits à partir de l'hypothèse de Taylor.

Pour limiter les erreurs dues à cette transformation temps/espace, nous avons employé une hypothèse de Taylor local. Cette technique permet d'affecter la vraie valeur instantanée de la vitesse d'advection mais ne corrige en rien les erreurs dues aux effets d'accélération [39]. Dans une étude sur différents écoulements, Malécot [19] s'est servi de la vitesse locale d'advection et non de la vitesse moyenne pour passer du champ temporel au champ spatial. Cette procédure a également été mise en oeuvre par Simand [40] lors de mesures de vitesse dans un écoulement fermé entre deux disques contra-rotatifs où les taux de turbulence varient entre 10% et 40%. Je me suis moi-même appuyé sur cette technique pour traiter les signaux de vitesse. Le protocole consiste à transformer le temps en espace par l'opération suivante :

$$x = x_0 - \int_{t_0}^t \hat{u}(t) dt \quad (2.9)$$

A partir d'un signal de vitesse temporelle $\hat{u}(t)$ échantillonné avec une période constante, la transformation 2.9 conduit à un signal dit de "*vitesse spatiale*" $\hat{u}(x)$ dont l'échantillonnage est aléatoire. Un rééchantillonnage à pas constant de ce signal de vitesse spatiale $\hat{u}(x)$ est alors nécessaire. Les mesures effectuées dans le jet révèlent un taux de turbulence $\frac{\sigma_u}{U}$ de l'ordre de 26%. L'utilisation de l'hypothèse de Taylor locale semble donc tout à fait justifiée pour cet écoulement.

2.4.2 L'échelle intégrale

L'échelle intégrale est la plus grande que l'on puisse trouver au sein de l'écoulement turbulent. Pour l'estimer expérimentalement on emploie généralement la notion de corrélation. Le coefficient d'auto-corrélation C_{uu} de la vitesse fluctuante u se définit comme suit :

$$C_{uu}(\Delta x) = \frac{\langle u(x) u(x + \Delta x) \rangle_x}{\sigma_u^2} \quad (2.10)$$

La figure 2.18 présente l'évolution temporelle du coefficient d'autocorrélation C_{uu} de la vitesse longitudinale prise sur l'axe du jet pour différentes distances à la buse et dans l'écoulement de grille pour deux distances en aval de la grille. Dans le cas de la grille, l'influence du nombre de Reynolds R_M sur la taille de cette échelle est négligeable. L'abscisse au niveau de laquelle la corrélation devient nulle est soumise à une forte imprécision empêchant la détermination exacte de l'échelle de décorrélation.

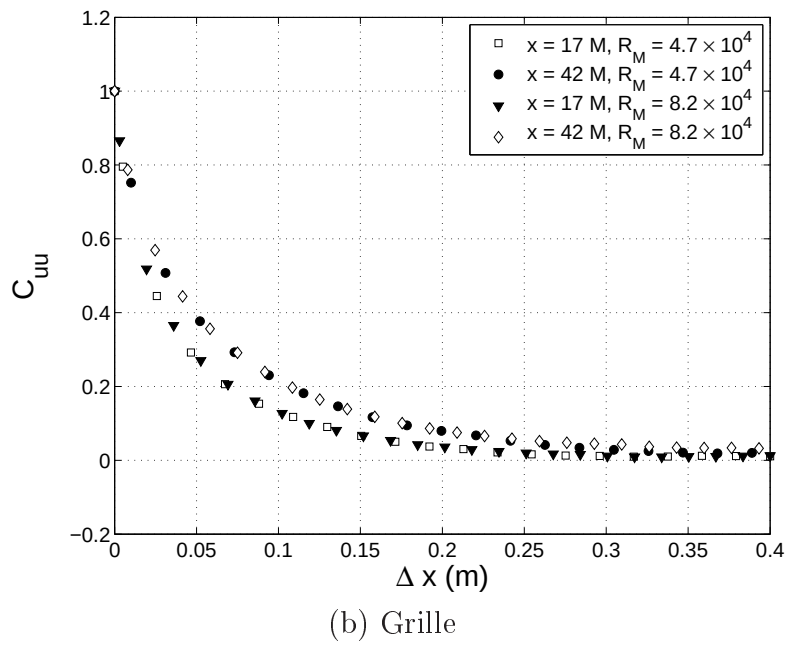
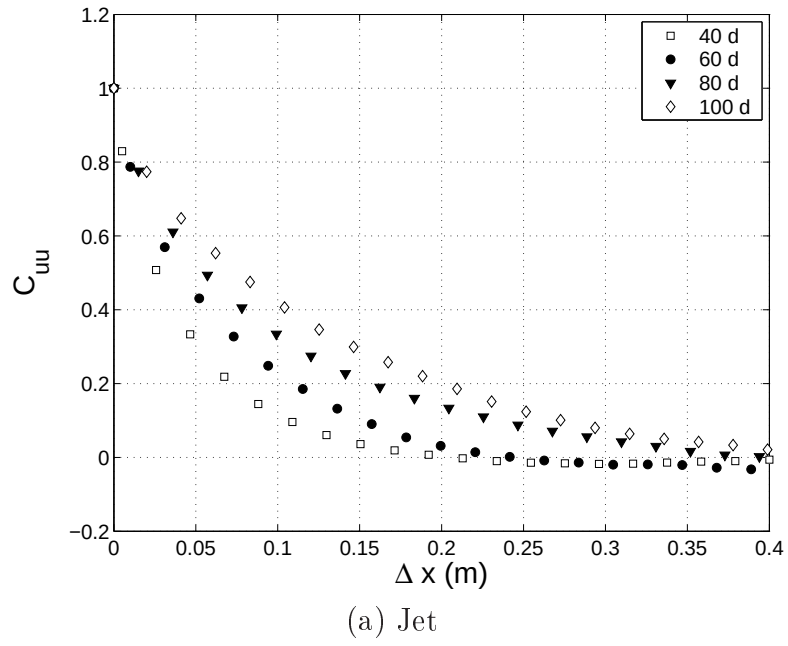


FIG. 2.18 – Coefficient d'autocorrélation de la vitesse longitudinale mesurée sur l'axe du jet et de la soufflerie

Une manière de définir l'échelle intégrale consiste à intégrer la courbe d'auto-corrélation [1] :

$$L_I = \int_0^\infty C_{uu} dx \quad (2.11)$$

A partir de cette échelle, on définit également le temps intégral $T_I = \frac{L_I}{U}$ et le temps de retournement de l'échelle intégrale $\mathcal{T} = \frac{L_I}{\sigma_u}$.

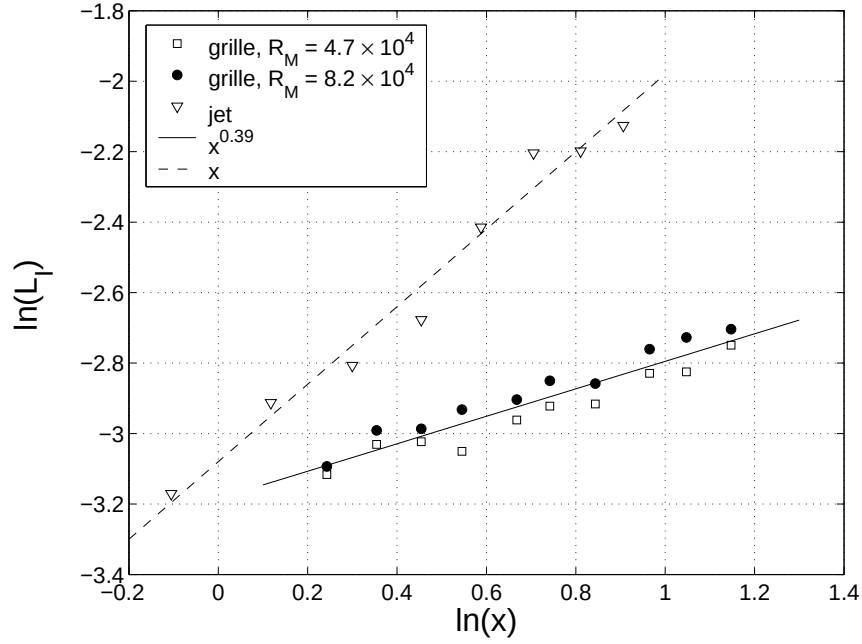


FIG. 2.19 – Evolution de l'échelle intégrale dans le jet et dans la grille

Les évolutions axiales des échelles intégrales mesurées dans le jet et dans la grille sont présentées sur la figure 2.19. Les coordonnées log-log indiquent que dans les deux écoulements la variation de L_I suit une loi de puissance en fonction de x (moyennant une origine virtuelle). Des ajustements en loi de puissance au sens des moindres carrés sont tracés en ligne pointillée pour le jet et en trait plein pour la grille. Ces résultats montrent que l'échelle intégrale augmente linéairement dans le jet : $L = 0.053x$. Dans la grille l'exposant de la loi de puissance est environ 3 fois plus faible : $L \propto x^{0.39}$. Les exposants que nous mesurons sont tout à fait compatibles avec les études de Wygnanski *et al.* [30] et Comte-Bellot *et al.* [26].

2.4.3 L'échelle de Kolmogorov

Si l'échelle intégrale L_I donne une estimation de la grande échelle de l'écoulement, celle de Kolmogorov η représente la plus petite échelle. La figure 2.20 représente le spectre d'énergie cinétique turbulente E et le spectre de dissipation D calculés à partir d'un signal

de vitesse turbulente longitudinale obtenu dans le jet à $50d$ en aval de la buse. Ces spectres sont tracés en fonction du nombre d'onde q défini expérimentalement par $q = \frac{2\pi f}{U}$ où f est la fréquence. Dans ces conditions, on relie le nombre d'onde q à une échelle ℓ de l'écoulement par : $q = 1/\ell$. Ainsi, les grands nombres d'onde correspondent aux petites échelles de l'écoulement alors que les petits nombres d'onde représentent les grandes échelles.

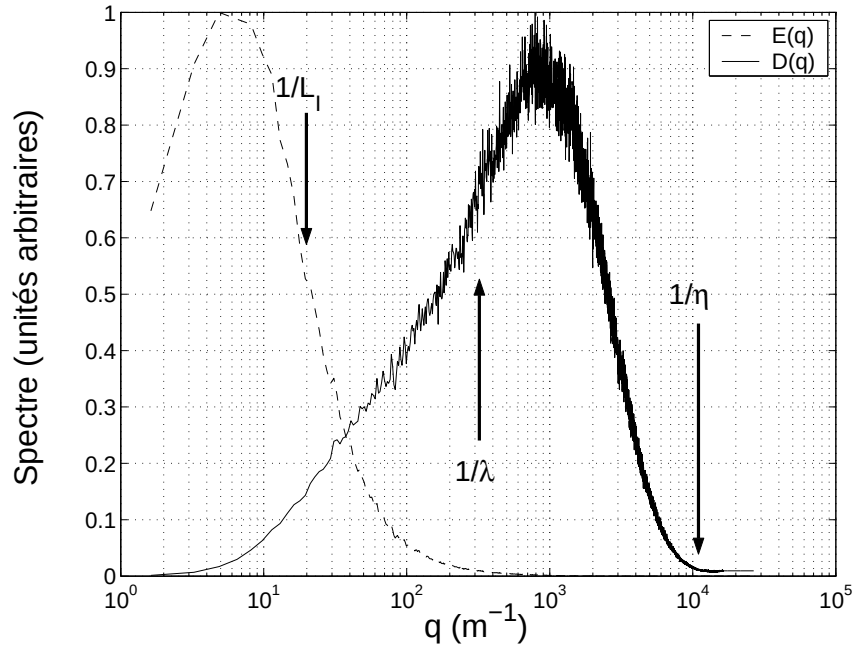


FIG. 2.20 – Spectres d'énergie cinétique turbulente et de dissipation

Notons que le spectre de dissipation est calculé en considérant l'écoulement comme homogène isotrope : $D(q) = 2\nu q^2 E(q)$. Afin de les comparer, les spectres ont été normalisés par leur valeur maximale. L'axe des ordonnées est donc représenté par une unité arbitraire. De plus, l'axe des abscisses est représentée en échelle logarithmique pour visualiser la hiérarchie complète des nombres d'onde mis en jeu dans l'écoulement turbulent.

Ces spectres font clairement apparaître les gammes de nombres d'onde où sont concentrés l'énergie turbulente et la dissipation. La majeure partie de l'énergie cinétique turbulente est "portée" par les grandes échelles de l'écoulement ($q \sim 1/L_I$). Ce phénomène correspond au fait que la production de l'énergie turbulente est principalement liée aux gradients de la vitesse moyenne. En revanche, la dissipation se produit surtout au niveau des petites échelles de l'écoulement sous l'effet des gradients locaux du champ de vitesse turbulent. Le taux de dissipation ϵ^D est donc uniquement relié aux propriétés à petites : η et ν .

2.4.4 L'échelle de Taylor

La vision classique du phénomène de turbulence 3D se traduit sous la forme d'une cascade [12], [1], [41]. L'énergie turbulente est produite à grande échelle puis est transférée

des grandes échelles vers les petites échelles où elle est dissipée sous forme de chaleur. La figure 2.21 illustre l'image de la cascade d'énergie turbulente au travers du spectre d'énergie turbulente E obtenu dans le jet à $40d$ en aval de la buse en échelles logarithmiques.

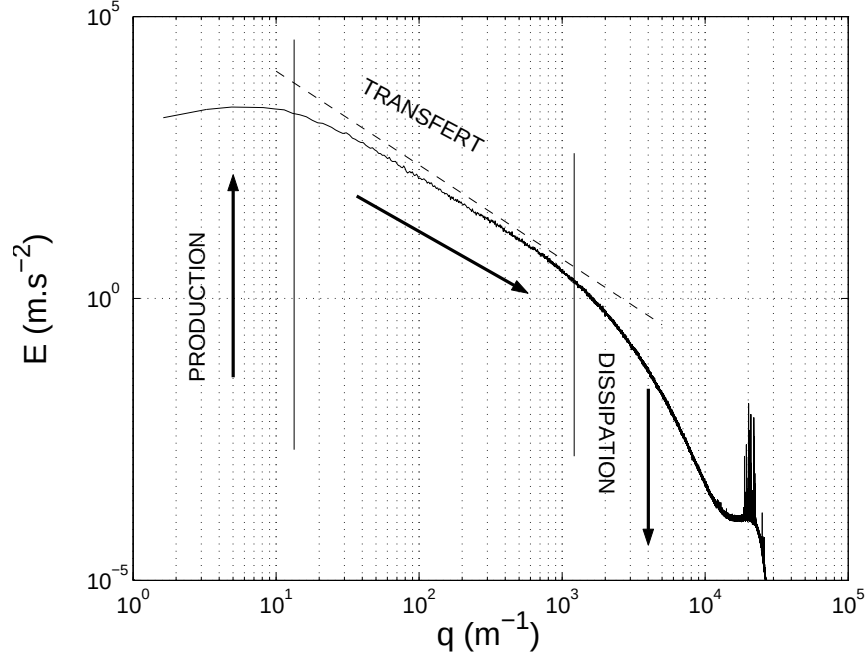


FIG. 2.21 – *Processus de transfert de l'énergie turbulente dans les échelles*

Le phénomène de transfert d'énergie se décompose en 3 processus. Au niveau des petits nombres d'onde (grandes échelles), il y a production d'énergie turbulente au travers des gradients du champ de vitesse moyen. Le taux de production ϵ^P est lié au champ turbulent u et à l'échelle intégrale de l'écoulement L_I sous la forme : $\epsilon^P \sim \frac{\sigma_u^3}{L_I}$ [1]. Cette énergie injectée à grande échelle est transférée vers la zone dissipative [1], [12], [41] où elle est convertie chaleur par viscosité. Le taux de dissipation ϵ^D est lié aux effets à petite échelle : $\epsilon^D = 15\nu(\partial u/\partial x)^2$. On constate que la grande échelle L_I caractérise la production de l'énergie turbulente alors que la plus petite échelle η correspond à la zone de dissipation de cette énergie. Entre ces deux bornes, il existe une zone où l'énergie est transférée d'échelle en échelle. L'étendue de ce régime intermédiaire est fixée par le nombre de Reynolds qui impose le rapport entre la plus grande échelle et la plus petite :

$$\frac{L_I}{\eta} \sim R_{L_I}^{3/4} \quad (2.12)$$

où R_{L_I} est le nombre de Reynolds turbulent défini par : $R_{L_I} = \frac{\sigma_u L_I}{\nu}$. Dans la région de transfert d'énergie on introduit la notion de zone inertielle [12] concernant les échelles ℓ qui vérifient $L_I \gg \ell \gg \eta$. Cette condition est équivalente à $R_{L_I} \gg 1$. Dans la théorie K41 introduite par Kolmogorov [12], l'auteur étudie le comportement limite $R_{L_I} \rightarrow \infty$. Dans la zone inertielle, notée ZI par la suite, le taux de transfert d'énergie ϵ^T d'une échelle à l'autre

est lié au processus d'étirement local des structures à l'échelle en question : $\epsilon^T \sim u_\ell^3/\ell$ avec u_ℓ la vitesse caractéristique de la structure d'échelle ℓ . Kolmogorov [12], [14] utilise la conservation en moyenne de l'énergie qui se traduit sous la forme :

$$\langle \epsilon^P \rangle = \langle \epsilon^T \rangle = \langle \epsilon^D \rangle = \epsilon \quad (2.13)$$

Il en déduit une prédiction du comportement, dans la zone inertielle, de la vitesse caractéristique u_ℓ en loi de puissance vis à vis de l'échelle ℓ : $u_\ell \sim \ell^{1/3}$ qui se traduit sous la forme spectrale suivante : $E^{ZI} \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$. Cette loi est tracée en pointillés sur la figure 2.21.

Pour caractériser le transfert de l'énergie au travers de cette gamme d'échelles intermédiaires on introduit une échelle virtuelle : la micro-échelle de Taylor λ . Cette échelle fait la transition entre l'énergie cinétique turbulente contenue à grande échelle (caractérisée par σ_u^2 et la dissipation à petite échelle (caractérisée par les gradients $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$). Elle s'exprime donc sous la forme suivante :

$$\frac{\sigma_u^2}{\lambda^2} = \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle \quad (2.14)$$

2.4.5 Le nombre de Reynolds

Comme nous l'avons vu, il existe de nombreuses définitions du nombre de Reynolds suivant les paramètres physiques que l'on choisit pour décrire un problème. Dans le cas d'un écoulement turbulent, on se réfère au nombre de Reynolds R_λ fondé sur l'échelle de Taylor :

$$R_\lambda = \frac{\sigma_u \lambda}{\nu} \quad (2.15)$$

Ce nombre de Reynolds caractérise toute la hiérarchie d'échelle de l'écoulement puisqu'il prend en compte à la fois l'énergie à grande échelle au travers de σ_u et les gradients à petite échelle au travers de λ . Pour mesurer expérimentalement R_λ on dispose principalement de deux méthodes² : la mesure des gradients de vitesse ou l'utilisation des fonctions de structures. La première méthode implique d'avoir une très bonne résolution des gradients à petites échelles [19]. Cette contrainte n'a pas pu être remplie dans toutes les configurations expérimentales de ma thèse. D'un point de vue de la résolution spatiale, le rapport entre la longueur typique ℓ_s des fils chauds que nous avons utilisés et la taille de l'échelle de Kolmogorov η varie entre 5 et 1.8 dans le cas du jet et entre 3.5 et 1.3 dans le cas de la grille. D'un point de vue de la résolution spectrale, nous sommes limités par le passage du spectre d'énergie cinétique E sous le niveau de bruit. Dans le cas du jet, le nombre d'onde maximal q_m accessible varie entre $1.1q_\eta$ et $1.7q_\eta$. Dans le cas de la grille on trouve un nombre d'onde maximal de l'ordre de $9q_\eta$. Dans le jet c'est la résolution spatiale qui

²On peut aussi utiliser le taux de production grâce au spectre d'énergie.

nous limite alors que dans la grille c'est la résolution spectrale qui nous empêche d'estimer précisément les gradients à petite échelle.

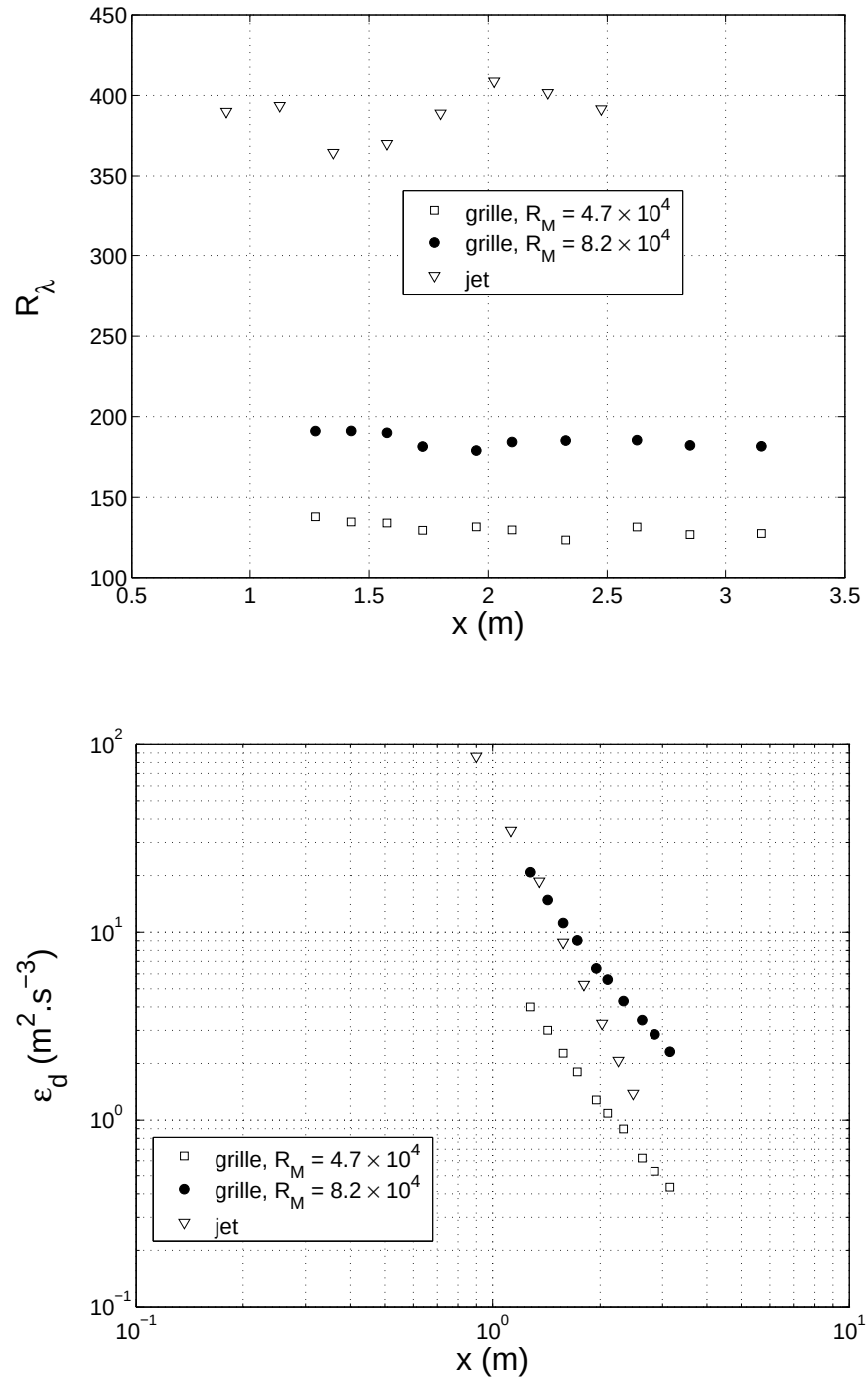


FIG. 2.22 – Evolution du nombre de Reynolds R_λ et de la dissipation visqueuse ϵ^D dans le jet et dans la grille

Nous avons donc eu recours à la méthode qui repose sur une équation dérivée par Kolmogorov [42], [43] pour des Reynolds tendant vers ∞ :

$$\langle (\delta_r u)^3 \rangle = -\frac{4}{5} r \langle \epsilon^D \rangle \quad (2.16)$$

où $\delta_r u$ désigne un incrément de vitesse défini par $\delta_r(u) = u(x+r) - u(x)$. Cette relation n'est valable que dans la zone inertielle qui est facilement accessible grâce aux moyens expérimentaux et sans condition d'un régime en loi de puissance. Toutefois, cette relation n'est vérifiée qu'à très grand nombre de Reynolds [18], [20] caractéristique des écoulements atmosphériques. Récemment, Lundgren [44] a apporté une correction à cette loi, à Reynolds modéré, qui en terme de fonction de structure devient [20] :

$$S_3(r) = 0.82 + 5.41 R_\lambda^{-2/3} \left(\frac{r}{\lambda}\right)^{2/3} + 3.09 R_\lambda^{-2/3} \left(\frac{r}{\lambda}\right)^{-4/3} \quad (2.17)$$

avec $S_3(r) = \frac{\langle (\delta_r u)^3 \rangle}{\langle \epsilon^D \rangle r}$. On constate empiriquement [44] que la valeur maximale de la fonction de structure compensée $S_3(r)$ obéit à la relation suivante :

$$S_{3max}(r) = 0.82 + 8.48 R_\lambda^{-2/3} \quad (2.18)$$

Grâce à la mesure expérimentale de la fonction $\frac{\langle (\delta_r u)^3 \rangle}{r}$ on accède à la valeur du nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement turbulent. À partir du nombre de Reynolds R_λ on déduit les autres quantités caractéristiques du champ turbulent. On accède notamment à la dissipation visqueuse ϵ^D que l'on estime par l'expression suivante dans le cas isotrope :

$$\epsilon^D = 15\nu \left(\frac{\sigma_u}{\lambda}\right)^2 \quad (2.19)$$

Pour la turbulence de grille, j'ai utilisé l'expression 2.18 pour tenir de l'effet de Reynolds modéré sur l'écart à la loi de Kolmogorov. En revanche, c'est l'équation 2.16 qui a été retenue dans le cas du jet turbulent afin d'effectuer une comparaison consistante avec des études existantes pour lesquelles le nombre de Reynolds a été estimé à partir de la relation 2.16.

Les figures 2.22 et 2.23 résument les principales caractéristiques des différents écoulements utilisés au cours de cette thèse. Entre autre, on constate que la gamme des nombres de Reynolds R_λ mis en jeu est comprise entre $R_\lambda = 100$ et $R_\lambda = 400$ pour les deux écoulements. Pour le jet turbulent, on observe la relation $R_\lambda = 1.4\sqrt{R_b}$ qui est compatible avec les coefficients mesurés par Antonia *et al.* [31] et Friehe *et al.* [45]. La dissipation visqueuse ϵ^D calculée dans le jet évolue en régime auto-similaire comme une loi de puissance du type $\epsilon^D d/U_b = C (x/d)^4$ avec la constante C estimée dans notre cas à 51, valeur très proche de celle fournie par Friehe *et al.* [45] à savoir 48. Les échelles de Taylor λ et de Kolmogorov η sont comparables pour tous les écoulements étudiés. On note que dans la grille l'échelle intégrale est indépendante du Reynolds et n'est reliée qu'à la maille de la grille. Il en va tout autrement pour les petites échelles qui tendent à diminuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Dans le jet, toutes les échelles typiques de l'écoulement évolue linéairement

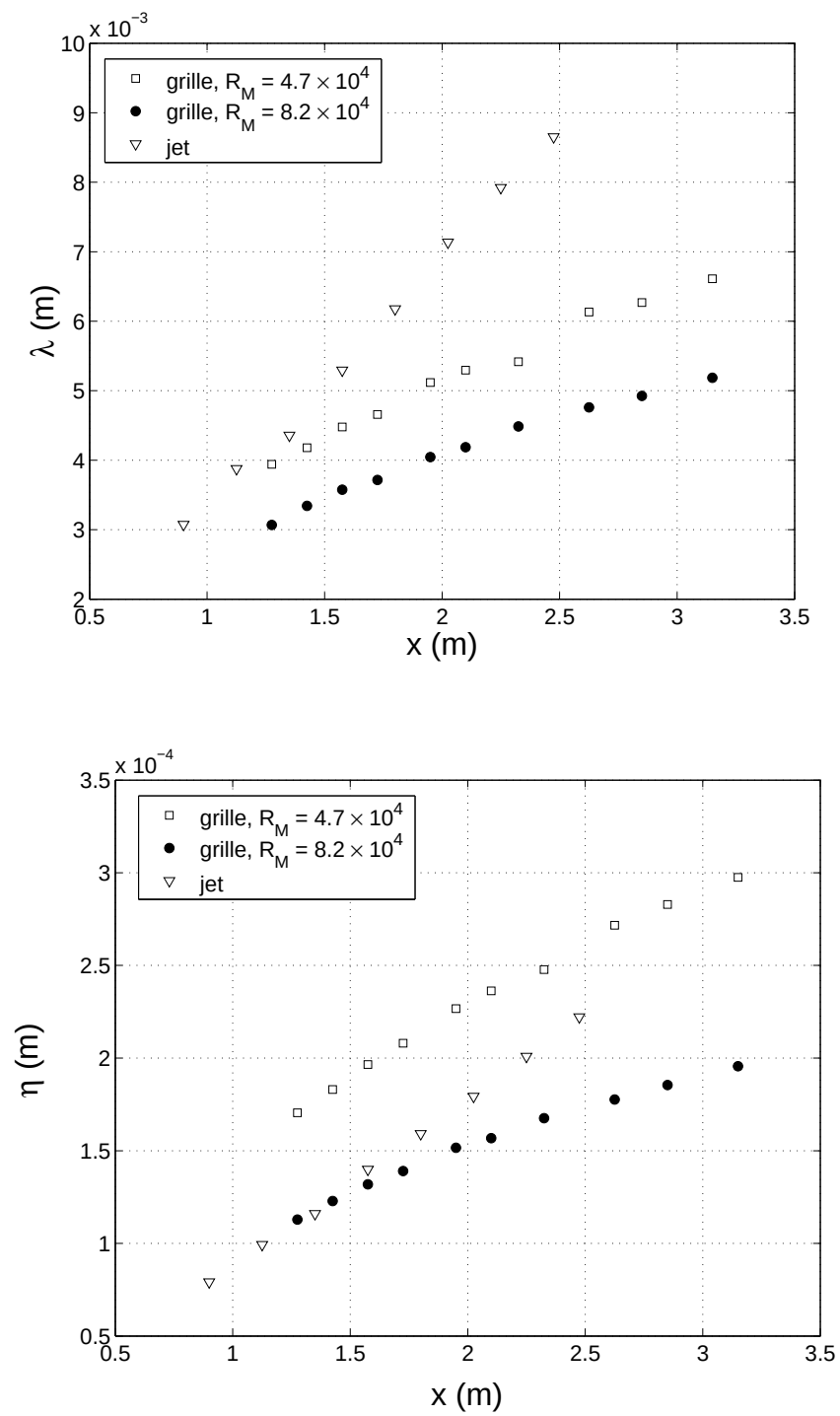


FIG. 2.23 – Evolution des échelles de Taylor λ et de Kolmogorov η dans le jet et dans la grille

avec la distance à la buse indépendamment du diamètre de la buse (propriété unique du jet rond). Ce fait est corroboré par de nombreuses études [30], [45], [31].

Nous arrivons au terme de ce chapitre qui porte sur les propriétés des écoulements que nous avons étudiés par la technique de diffusion ultrasonore. L'étude préliminaire de ces écoulements au moyen de l'anémométrie à fil chaud nous a permis de caractériser le champ spatial de vitesse dans deux buts précis. Tout d'abord nous avons pu comparer les propriétés des deux écoulements utilisés à des études existantes sur des écoulements similaires. Nous avons ainsi mis en avant la zone d'auto-similarité du jet conformément à d'autres travaux expérimentaux. Cette zone est reliée à la région de turbulence pleinement développée qui sous-entend la notion d'universalité de la turbulence. Dans ces conditions, nous pouvons comparer les mesures réalisées dans le jet et dans la grille. Le second but de ce travail préliminaire a consisté à comparer les propriétés des champ de vitesse du jet et de la grille. En effet, nous avons vérifié qu'il existe des différences importantes de comportement entre ces deux écoulements qui se révèlent complémentaires pour la compréhension des mesures acoustiques. Le jet est un écoulement fortement inhomogène et en perpétuelle expansion alors que l'écoulement de grille est confiné impliquant de faibles gradients spatiaux. Les gammes de nombres de Reynolds mesurés sont très proches pour les deux écoulements. La même remarque s'applique aux gammes d'échelles spatiales L_I , λ et η mis en jeu dans ces deux écoulements. Comme nous le verrons par la suite la taille de l'échelle intégrale joue un rôle fondamentale dans l'analyse des mesures de vorticité que nous avons réalisées. Dans le jet, l'échelle intégrale augmente linéairement avec la distance à la buse alors que dans la grille l'évolution de cette échelle est moins marquée. Cette différence nous sera très utile pour mettre en évidence un paramètre universel lié à l'intermittence de la vorticité. Enfin, le taux de turbulence entre l'écoulement de jet et l'écoulement de grille se situe dans un rapport 10 environ. Cet écart peut faire ressortir ou non un éventuel effet de l'hypothèse de Taylor concernant les mesures de vorticité par diffusion ultrasonore. Ces divers éléments nous confortent donc dans l'esprit d'une complémentarité de ces deux écoulements.

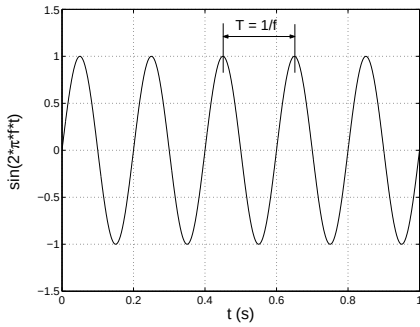
Après avoir étudié le comportement du champ de vitesse du jet et de la grille, nous allons nous reporter sur les mesures acoustiques de vorticité. Toutefois, avant de passer aux résultats obtenus par la technique de diffusion, nous allons nous intéresser à son principe de fonctionnement et aux caractéristiques de sa mise en oeuvre. Ce travail fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

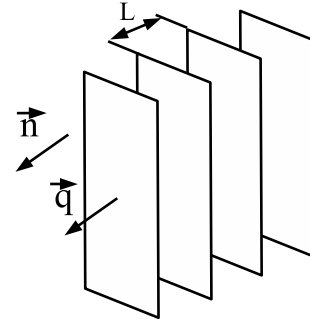
Principe de la diffusion ultrasonore

3.1 Problématique

Le travail exposé dans ce mémoire est axé sur la mesure expérimentale de la vorticité au sein d'un écoulement turbulent. Avant de rentrer dans le vif du sujet, il convient de s'intéresser à la technique expérimentale qui permet d'accéder à cette quantité. La mesure repose sur le principe de diffusion du son par un milieu turbulent étudiée depuis 50 ans [46], [47].



(a) Aspect temporel



(b) Aspect spatial

FIG. 3.1 – *Caractéristiques spatio-temporelles d'une onde acoustique plane*

Pour comprendre ce qu'est la diffusion du son, intéressons nous à une onde acoustique plane se propageant avec une célérité c (≈ 340 m/s dans l'air pour des conditions normales de pression et de température) dans un milieu au repos. Par la suite, cette onde sera qualifiée d'onde incidente¹. Cette onde présente un aspect spatio-temporel dont les caractéristiques physiques, illustrées sur la figure 3.1, sont les suivantes (cf. Kinsler *et al.* [48]) :

   Aspect temporel

- sa fréquence f ou sa pulsation ω qui sont liées par $\omega = 2\pi f$

¹L'indice 0 fait référence à l'onde incidente

– sa période $T = \frac{2\pi}{\omega}$

$\Rightarrow$ Aspect spatial

– longueur d’onde L qui se définit comme $L = \frac{c}{f}$

– sa direction de propagation matérialisée par le vecteur unitaire $\vec{n}$

Tout comme la fréquence f est le reflet du temps t lors du passage de l’espace physique vers l’espace de Fourier, le nombre d’onde q est le pendant de la longueur d’onde L :

$$q = \frac{2\pi}{L} \quad (3.1)$$

On généralise cette approche à 3D en introduisant le vecteur d’onde $\vec{q}$ comme :

$$\vec{q} = \frac{2\pi}{L} \vec{n} \quad (3.2)$$

Ainsi, une quantité physique liée à cette onde, comme la pression P par exemple, peut s’exprimer sous la forme :

$$P(\vec{x}, t) = P_0 e^{-j(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{x})} \quad (3.3)$$

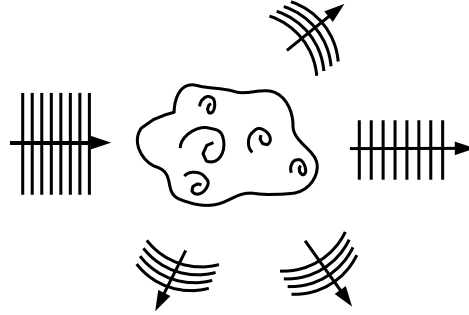


FIG. 3.2 – *Principe de diffusion du son par un milieu turbulent*

Le phénomène de diffusion ultrasonore résulte de l’interaction d’une onde incidente avec un milieu fluide turbulent. Le résultat de cette interaction se retrouve sous la forme d’une onde diffusée qui se propage dans tout l’espace (voir la figure 3.2). Ce phénomène de diffusion acoustique se retrouve dans de nombreuses applications. Il est notamment employé en océanographie pour le suivi de bancs de poissons ou de mammifères marins [49] ainsi que pour l’étude du développement d’algues sous-marine toxiques [50]. Ce processus de diffusion est analogue à celui bien connu des ondes de type électro-magnétiques, tel que la création des arcs-en-ciel lorsque certaines conditions climatiques sont favorables. C’est la diffusion des rayons lumineux par des gouttelettes d’eau en suspension qui en est à l’origine. En optique, il existe une multitude d’autres exemples. Bohren *et al.* [51] présentent dans leur livre diverses applications de la diffusion de la lumière en liaison avec la climatologie et l’astrophysique. De même, dans l’étude des matériaux, on trouve une

technique expérimentale basée sur la diffusion de rayons X appliqués sur des échantillons afin d'en caractériser les propriétés micro-structurales [52].



FIG. 3.3 – *Principe de mesure de la diffusion du son*

La figure 3.3 présente quelques notations qui nous seront utiles dans toute la suite du manuscrit. Alors que l'onde incidente possède une direction de propagation définie par $\vec{n}_0$, l'onde diffusée se propage dans toutes les directions de l'espace. Des études théoriques comme celles de Kraichnan [46], Fabrikant [53] ou Lund *et al.* [54] ont introduit un facteur angulaire traduisant le fait que l'énergie diffusée n'est pas répartie de façon isotrope dans l'espace. Ces hypothèses ont été validées expérimentalement entre autre par Baerg *et al.* [55]. On définit donc l'angle de diffusion θ_d comme l'angle entre la direction de propagation de l'onde incidente $\vec{n}_0$ et la direction d'observation de l'onde diffusée $\vec{n}_r$ matérialisée par la position du récepteur acoustique.

De manière analogue aux techniques de diffusion électromagnétique [56], la technique de diffusion ultrasonore peut être comparée à un réseau d'interférences acoustiques virtuel caractérisé par un vecteur d'onde dit de diffusion $\vec{q}_d$ tel que :

$$\vec{q}_d = \vec{q}_r - \vec{q}_0 \quad (3.4)$$

A partir de l'équation 3.2 et en supposant que la fréquence f de l'onde diffusée est très proche de la fréquence incidente f_0 ² on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{q}_d &= \vec{q}_r - \vec{q}_0 \\ &= \frac{2\pi f}{c} \vec{n}_r - \frac{2\pi f_0}{c} \vec{n}_0 \\ &= \frac{4\pi f_0}{c} \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right) (\vec{n}_r - \vec{n}_0) \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.2 Application à la turbulence

Comme nous l'avons précisé précédemment, la diffusion des ondes sonores résulte d'une interaction entre le champ acoustique et le champ turbulent. Autrement dit, la mesure

²C'est le cas dans les écoulements à faible nombre de Mach $M_a = \frac{U}{c}$.

du champ de pression diffusé porte une empreinte du champ turbulent. On espère donc caractériser ce dernier grâce à la mesure des ondes diffusées. Cette idée n'est pas récente puisque les premières études dans ce sens remontent aux années 50. En 1953, Kraichnan [46] pose les bases théoriques en vue de relier la diffusion ultrasonore aux propriétés d'un écoulement cisailé simple et d'une turbulence homogène isotrope. Pour cela, il décompose le champ de vitesse en deux parties dont les propriétés physiques diffèrent totalement. En isotherme, le champ de vitesse du fluide s'identifie comme la superposition d'un champ de vitesse u_L irrotationnel compressible relatif aux fluctuations acoustiques et d'un champ de vitesse u_T rotationnel incompressible propre à la vorticité. A partir de cette décomposition et d'un développement au premier ordre des perturbations, Kraichnan [46] montre que le processus de diffusion prend sa source dans les termes non-linéaires des équations du mouvement³ qui couplent les deux champs de vitesses fluctuantes. L'étude d'un écoulement compressible turbulent chauffé réalisée par Chu *et al.* [47] s'inscrit dans la continuité de la démarche de Kraichnan. Chaque quantité physique du problème (vitesse, pression ...) se décompose sur la base de trois modes indépendants en compétition :

- un mode **compressible** propre au champ acoustique ;
- un mode **vorticité** associé à la partie turbulente de l'écoulement
- un mode **entropie** lié aux fluctuations de température

Le développement, selon cette décomposition, des équations du mouvement ont amené les auteurs à cataloguer toutes les interactions possibles du premier ordre. Ils montrent par exemple que l'interaction des modes **compressible/entropie** est une source de vorticité mais qu'elle peut aussi être responsable de la diffusion du son au même titre que l'interaction des modes **compressible/vorticité**. Ceci a d'ailleurs fait l'objet de vérifications expérimentales réalisées entre autres par Baerg *et al.* [55] sur une turbulence de grille pouvant être chauffée. Des études plus récentes comme celle de Baudet *et al.* [11] ont mis en évidence la présence d'interactions acoustique/vorticité dans une instabilité de sillage de von K  rm  n ou celle de Pinton *et al.* [57] portant sur la convection naturelle d'un barreau. Le travail de Baerg *et al.* [55] s'est concentré sur l'étude de l'énergie diffusée transversalement à l'écoulement moyen en fonction de l'angle de diffusion. Leurs mesures confirment l'existence de la diffusion du son par les fluctuations spatiales de température et de vorticité. La différence importante entre les processus se manifeste par la présence de deux extinctions ($\theta_d = 90^\circ$ et 180°) pour la vorticité contre une seule pour la température ($\theta_d = 90^\circ$). Ainsi, les travaux de Chu *et al.* [47] et Kraichnan [46] montrent que la diffusion du son par la turbulence isotherme prend sa source dans le couplage des champs de vitesse des modes **compressible** et **vorticité** au travers du terme source suivant :

$$S_d = 2 \frac{\partial^2 (u_{\Omega i} u_{p j})}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.6)$$

où u_{Ω} désigne la vitesse reliée au champ de vorticité, u_p la vitesse associée au champ de pression acoustique et les indices i et j les notations vectorielles.

³Ils sont aussi à l'origine du développement de la turbulence.

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_0) \quad (3.7)$$

H1 La vitesse de l'onde incidente $V_0 = \|\vec{v}_0\|$ est petite en comparaison de celle du fluide u^4 . En pratique, cette condition traduit le fait que la technique de mesure ne déforme pas les propriétés intrinsèques de l'écoulement : autrement dit, on ne veut pas faire du contrôle (même si, dans un contexte différent de celui de la métrologie, cette voie est en pleine expansion [59]). Nous avons vérifié par des mesures du champ de pression que cette hypothèse est validée pour nos configurations expérimentales.

H2 Le nombre de Mach de l'écoulement est faible : $M_a = \frac{u}{c} \ll 1$. Le nombre de Mach le plus élevé que nous atteignons dans les écoulements étudiés vérifie $M_a < 0.05$. On peut donc considérer que les écoulements sont incompressibles.

H3 Le champ acoustique et le champ vorticitaire ne co-existent pas dans la même gamme de fréquence. Autrement dit, les processus liés à la vorticité se caractérisent par des temps très longs devant l'inverse de la fréquence de l'onde acoustique. En pratique, on travaillera avec des ultrasons puisque le champ vorticitaire est une source de bruit audible c'est à dire dont les fréquences sont inférieures à $20kHz$.

H4 Le phénomène est isotherme. Les interactions son/température décrites par Chu *et al.* [47] sont donc supposées négligeables. Nous avons réalisé des tests en chauffant les écoulements qui confirment que dans le cadre de notre étude l'influence de la température est négligeable.

⁴Pour une onde acoustique plane $V_0 = \frac{P_0}{\rho_0 c}$ où V_0 est la vitesse de l'onde acoustique, P_0 est l'amplitude de la pression de l'onde, ρ_0 la masse volumique moyenne du milieu et c la célérité des ondes sonores dans le milieu. L'hypothèse **H1** impose donc $P_0 \ll \rho_0 c u$. Pour l'air, on a typiquement $c \approx 340 \text{ m/s}$, $\rho_0 \approx 1.2 \text{ kg/m}^3$. Les fluctuations de vitesse rencontrées dans les écoulements étudiés sont de l'ordre 1 m/s ce qui implique $P_0 \ll 400 Pa$.

H5 Le récepteur est loin de l'écoulement cible. Cette notion qui reste très vague sur le papier a fait l'objet d'une attention toute particulière et sera discutée en détail par la suite.

Sous ces conditions, Lund *et al.* [54] ont développé une expression pour la pression diffusée P_d dans l'espace de Fourier. Celle-ci est reliée à la transformée de Fourier spatio-temporelle du champ de vorticité $\vec{\Omega}(\vec{x}, t)$ qui s'écrit comme suit :

$$\vec{\Omega}(\vec{q}, f) = \iiint \vec{\Omega}(\vec{x}, t) e^{j(2\pi f t - \vec{q} \cdot \vec{x})} d^3x dt \quad (3.8)$$

A partir des équations du mouvement, les auteurs expriment la relation entre la pression diffusée et champ de vorticité sous la forme suivante :

$$P_d(\vec{x}, f) \propto P_0(\vec{x}, f_0) \cdot \mathcal{L}(\theta_d) \frac{i\pi^2 f e^{(jf|x|/c)}}{c^2 |x|} \left[(\vec{n}_0 \wedge \vec{n}_r) \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_d, f - f_0) \right] \quad (3.9)$$

où $\mathcal{L}(\theta_d)$ est un facteur angulaire qui prend en compte le fait que l'énergie diffusée n'est pas isotrope. C'est en se basant sur l'expression 3.9 que nous avons réalisées les mesures expérimentales de vorticité en turbulence développée. Nous allons maintenant discuter des propriétés de cette expression.

3.3 Formulation de Lund

3.3.1 Le facteur angulaire

Son expression est donnée ci-après :

$$\mathcal{L}(\theta_d) = \frac{-\sin \theta_d \cos \theta_d}{1 - \cos \theta_d} \quad (3.10)$$

L'allure de cette fonction est tracée sur la figure 3.4. Deux remarques viennent à l'esprit :

- On observe la présence de deux extinctions pour θ_d égal à 90° et 180° que Baerg et al. [55] ont vérifiée expérimentalement. Ces extinctions séparent deux zones dans les gammes d'angles $[0-90]$ et $[90-180]$. Dans la première zone, le facteur $\mathcal{L}$ subit une décroissance monotone lorsque l'angle θ_d augmente. Par exemple, entre 20° et 80° le facteur angulaire est divisé par 25. Dans la seconde zone, le facteur $\mathcal{L}$ est beaucoup moins sensible à l'angle de diffusion puisqu'entre 100° et 160° la variation maximale du facteur angulaire est égale à 2.
- Le facteur $\mathcal{L}$ diverge lorsque l'on se rapproche des très petits angles de diffusion. Ce phénomène favorise les effets de diffractions associés aux lobes secondaires des capteurs comme nous le verrons dans la partie portant sur l'étude du champ de pression acoustique engendré par nos capteurs.

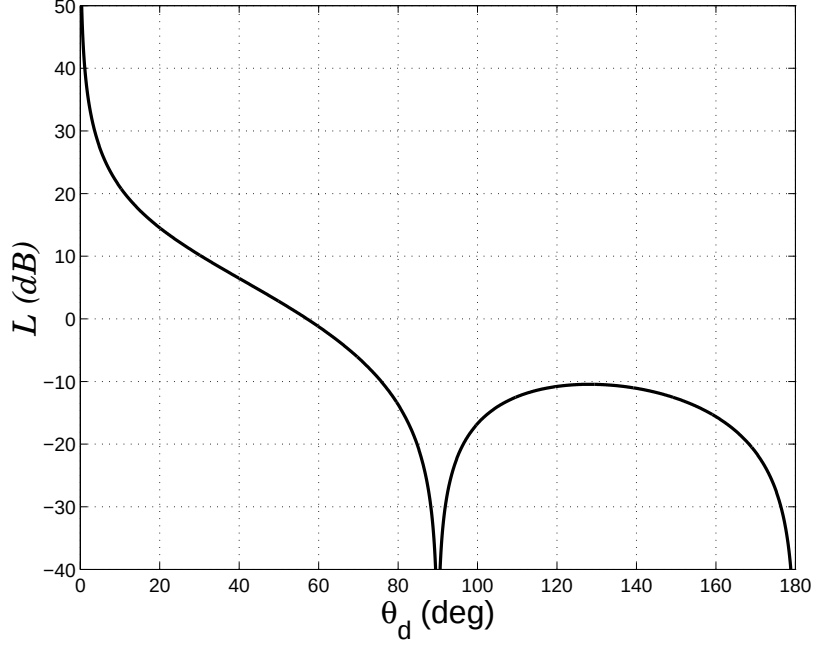


FIG. 3.4 – Evolution du facteur angulaire de l'expression de Lund en fonction de l'angle de diffusion.

3.3.2 La vorticité

Le terme essentiel de l'expression 3.9 est :

$$\left[(\vec{n}_0 \wedge \vec{n}_r) \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_d, f - f_0) \right] \quad (3.11)$$

Le produit vectoriel $\vec{n}_0 \wedge \vec{n}_r$ est un vecteur $\vec{n}_\perp$ perpendiculaire au plan Π (appelé plan de diffusion) formé par les vecteurs $\vec{n}_0$ et $\vec{n}_r$ (voir figure 3.5).

L'opération du produit scalaire sélectionne une composante particulière du champ de vorticité. Cette composante, notée $\Omega_\perp$, est la composante perpendiculaire au plan de diffusion Π . La technique de mesure par diffusion acoustique donne donc accès à une projection 1D d'un champ vectoriel 3D. La vorticité étant égale au rotationnel du champ de vitesse, elle vérifie nécessairement la relation suivante : $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Omega} = 0$, soit $\vec{q} \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}, t) = 0$. On remarque donc que pour obtenir le champ complet de vorticité selon la direction définie par $\vec{q}$ il suffit de travailler simultanément avec 2 plans de diffusion orthogonaux. Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à différentes configurations expérimentales combinant les composantes de vorticité et les directions spectrales. Toutefois, par manque de temps et de place nous présenterons dans ce manuscrit uniquement les résultats portant sur la composante $\Omega_z(q_x, q_y = 0, q_z = 0)$ où x , y et z font référence aux axes introduits dans le chapitre précédent.

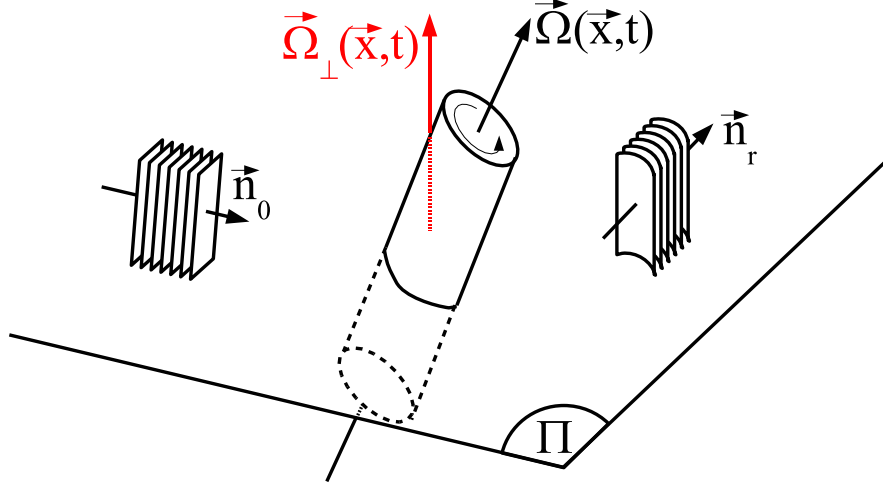


FIG. 3.5 – Illustration du plan de diffusion et sélection d'une composante de la vorticité. Le plan Π est défini par le couple $(\vec{n}_0, \vec{n}_r)$.

3.3.3 La formulation temporelle

L'expression 3.9 révèle que le champ de pression diffusée est le résultat d'une convolution entre le champ de pression incident et le champ de vorticité. L'onde incidente étant à priori parfaitement définie, le problème se résume à :

$$P_d(\vec{x}, f) \propto P_0(\vec{x}) \Omega_\perp(\vec{q}_d, f - f_0) \quad (3.12)$$

Ces variables font référence à des quantités physiques prises dans l'espace de Fourier. Or, la mesure de vorticité par diffusion acoustique est obtenue dans l'espace physique (celui du temps). Au cours de sa thèse, Poulain [60] a établi une expression temporelle à partir de l'équation de base 3.9. Celle-ci s'écrit comme suit :

$$P_d(\vec{x}, t) \propto \frac{P_0(t)}{\|\vec{x}\|^2} \cdot \mathcal{L}(\theta_d) \cdot e^{-2j\pi f_0 t} \cdot \left(\underbrace{\frac{\partial \Omega_\perp(\vec{q}_d, t)}{\partial t}}_{(i)} - \underbrace{2j\pi f_0 \Omega_\perp(\vec{q}_d, t)}_{(ii)} \right) \quad (3.13)$$

avec :

$$\vec{\Omega}(\vec{q}, t) = \iiint \vec{\Omega}(\vec{x}, t) e^{j(\vec{q} \cdot \vec{x})} d^3x \quad (3.14)$$

Rappelons ici que l'hypothèse **H3** implique que $f_0 \gg f_\Omega$. De plus, en ordre de grandeur on a $\frac{\partial}{\partial t} \sim f_\Omega$. Ceci revient à dire que dans l'équation 3.13, le terme (i) est négligeable devant le terme (ii). L'expression 3.13 se réduit à :

$$P_d(\vec{x}, t) \propto -\frac{2j\pi f_0 P_0(t)}{\|\vec{x}\|^2} \cdot \mathcal{L}(\theta_d) \cdot e^{-2j\pi f_0 t} \cdot \Omega_\perp(\vec{q}_d, t) \quad (3.15)$$

soit :

$$P_d(\vec{x}, t) \propto P_0(t) \cdot \Omega_{\perp}(\vec{q}_d, t) \quad (3.16)$$

La pression diffusée s'exprime donc au premier ordre comme la modulation temporelle de la pression de référence par le champ de vorticité.

3.3.4 Le nombre d'onde

L'équation 3.15 montre que la mesure temporelle du champ de pression diffusée dans une direction de l'espace revient à examiner l'évolution temporelle de la transformée de Fourier spatiale d'une composante de la vorticité et    un vecteur d'onde $\vec{q}_d$ donné. Comme nous l'avons vu précédemment, à un nombre d'onde dans l'espace de Fourier est associé une longueur d'onde dans l'espace physique. Donc, lorsqu'on s'intéresse au nombre d'onde de diffusion q_d on étudie le comportement d'une échelle ℓ_d telle que :

$$\ell_d = \frac{2\pi}{q_d} \quad (3.17)$$

D'après les équations 3.5 et 3.17, l'échelle d'analyse ℓ_d dépend des paramètres f_0 et θ_d :

$$\ell_d = \frac{c}{2f_0 \sin(\theta_d/2)} \quad (3.18)$$

Pour un angle de diffusion θ_d donné, plus la fréquence d'émission est grande plus l'échelle étudiée est petite. A fréquence f_0 fixée, plus l'angle de diffusion est petit, plus l'échelle observée est grande.

Au plan de l'interprétation physique, la notion d'échelle définie par l'expression 3.17 est vague. En turbulence on souhaite observer les caractéristiques d'une structure de taille ℓ alors que le nombre d'onde acoustique est relié à une longueur d'onde. Ces deux approches sont-elles à priori équivalentes ? Cette question touche le coeur même de la structure des écoulements turbulents. Dans un article traitant de pertinence de la transformation de Fourier dans l'étude du transfert d'énergie à petite échelle, Tennekes [61] remet en question la définition d'échelle spatiale finie et préfère introduire la notion de paquets d'ondes. Il est frappant de constater en regardant des résultats de visualisations d'écoulements, qu'ils soient réels ou simulés, que certains éléments abondent dans le sens de Tennekes [61]. Par exemple, on peut citer la formation des réseaux de vortex au niveau des parois avec des espacements extrêmement réguliers ($\approx 100x^+$), ou encore l'auto-génération des tourbillons en épingle mis en évidence par des Simulations Numériques Directes. Quittons les écoulements pariétaux pour nous diriger vers les écoulements cisailés libres comme les jets ou les sillages. Même dans ces écoulements à priori très désordonnés on trouve des traces de "*quasi-périodicité*" des structures. Il semble donc que notre technique de mesure soit un outil tout à fait adapté pour l'étude de la turbulence.

En résumé, la diffusion ultrasonore par un écoulement turbulent est un outil expérimental qui fonctionne comme un microscope pour suivre la dynamique de la vorticité. Cette

méthode originale vis à vis des techniques classiques comme l'anémométrie à fil chaud par exemple opère un filtrage spatial dans le même esprit que les incréments de vitesse. Grâce à cette technique nous sommes capable d'accéder de manière directe et non intrusive à l'évolution temporelle d'un mode de Fourier spatial de la vorticité. La suite de ce chapitre est consacrée à la mise en oeuvre de la technique de diffusion ultrasonore ainsi qu'à ces propriétés.

3.4 Le dispositif expérimental

Après avoir présenté le principe et l'intérêt de la diffusion acoustique, nous allons nous concentrer sur les différentes parties constituant la chaîne de mesure expérimentale.

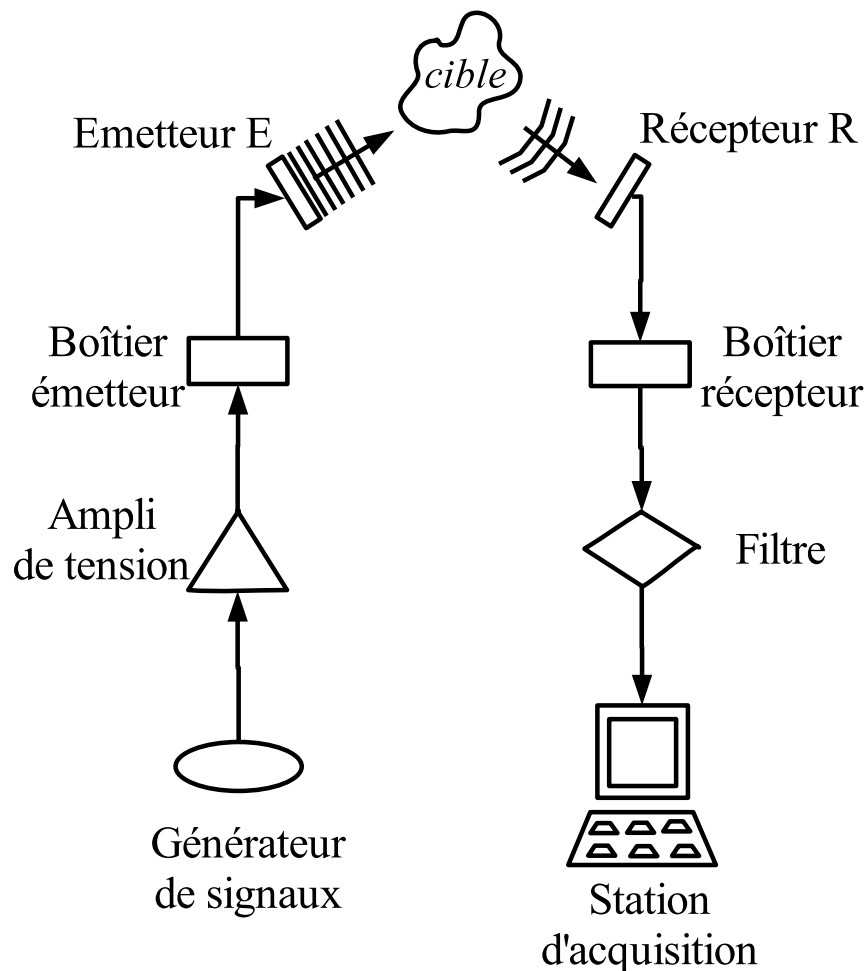


FIG. 3.6 – Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour les acquisitions en partant de la génération de l'onde incidente (  gauche) jusqu'à l'enregistrement du signal de pression diffusée (  droite).

Le dispositif expérimental se compose des éléments présentés sur la figure 3.6. Exami-

nous en détail la chaîne de mesure utilisée.

3.4.1 Le générateur de signaux

Afin de se placer dans les conditions imposées dans le cadre de la théorie de Lund et al. [54] il faut produire une onde acoustique plane de fréquence f_0 . Pour cela nous utilisons un générateur de signaux HP de type 33120A. Pour toutes les expériences de mesure de vorticité, nous avons utilisé des signaux de type sinusoïdaux ayant des fréquences comprises entre $10kHz$ et $200kHz$ et des amplitudes de l'ordre de $3V_{pp}$. Les expériences d'interférométrie, qu'elles soient mono-voie ou multi-voies, ont été réalisées grâce à l'association de plusieurs générateurs de signaux. De plus, l'acquisition et le signal incident sont synchronisés au moyen d'un générateur fixant la phase de référence.

3.4.2 L'amplificateur de tension

Pour réaliser des expériences de diffusion du son il est nécessaire de solliciter les structures turbulentes sans pour autant les modifier comme l'impose l'hypothèse **H1**. Or, en raison de l'inertie des matériaux, la conversion d'énergie électrique en énergie mécanique au niveau de la membrane des capteurs acoustiques n'est pas parfaite. Pour compenser les diverses pertes il est indispensable d'amplifier le signal de tension produit.

Afin d'estimer dans quelles proportions les propriétés turbulentes ne sont pas affectées par l'amplitude sonore incidente nous avons réalisé une série de mesures de niveau sonore en sortie des émetteurs au moyen d'un microphone Brüel & Kjaer de type 4138 (noté par la suite micro BK). Ce microphone possède une bande passante $[6.5Hz - 140kHz]$ sur laquelle la courbe de réponse est constante à mieux de $\pm 2dB$. La sensibilité de ce capteur est inférieure à $1mV/Pa$. La taille caractéristique du micro BK est de $3mm$ ce qui implique une mesure non directive avec cet appareil. Ces tests ont révélés un niveau maximal de pression  mise de l'ordre du Pascal⁵. Ce niveau étant très faible en comparaison avec la pression régnant au sein de l'écoulement on consid rera que l'hypothèse **H1** est vérifiée. Au cours des mesures de vorticité, nous avons donc utilisés des amplificateurs de NF Electronics Instruments de type 4005 et 4015 suivant les puissances à fournir.

3.4.3 Les transducteurs acoustiques

La métrologie acoustique est constituée d'un transducteur émetteur et d'un transducteur récepteur tous deux de type Sell [62]. Les transducteurs sont réversibles, à savoir qu'ils peuvent être utilisés aussi bien en émission qu'en réception. Une coupe d'un transducteur est fournie sur la figure 3.7.

⁵Je rappelle ici le résultat du petit calcul d'ordre de grandeur qui nous avait conduit à la condition suivante sur l'amplitude de la pression acoustique : $P_0 \ll 400Pa$. Les mesures montrent que cette condition est largement respectée dans le cadre de nos travaux.

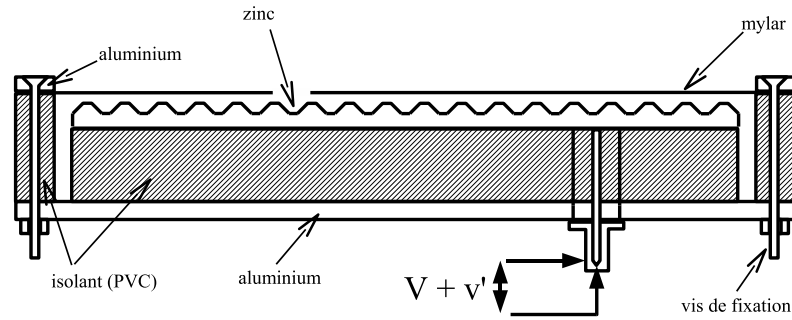


FIG. 3.7 – Coupe d'un capteur acoustique

Les transducteurs sont assimilables à un condensateur dont les armatures sont constituées par une plaque de zinc et un film de Mylar de quelques μm d'épaisseur. Ces deux éléments sont isolés par plusieurs parties en PVC. Afin d'éviter d'éventuels effets de bords et d'atteindre des fréquences propres de vibrations très élevées, la plaque de zinc est striée par un quadrillage très fin. Les transducteurs s'assimilent donc à une distribution de petites sources.

L'émetteur est polarisé au moyen d'un boîtier de polarisation à une tension statique V proche de 200V. Sous l'effet de cette tension continue, un champ électrique continu se crée entre les armatures du condensateur. En superposant à la tension de polarisation la tension oscillante v on impose une fluctuation de charges qui entraîne la vibration du film de Mylar.



(a) Démonté



(b) Monté

FIG. 3.8 – Photos d'un transducteur acoustique

Au niveau de la réception, le transducteur est également polarisé avec une tension continue. La pression acoustique diffusée s'exerçant sur le film de Mylar provoque une variation de la capacité du condensateur. Les variations de charges induites par cette sollicitation sont alors converties en tension électrique au moyen d'un amplificateur de charge à bas bruit.

Notons que la tension de polarisation nous assure un fonctionnement linéaire des capteurs acoustiques. L'ensemble du dispositif que nous utilisons a été conçu par Baudet au cours de ses travaux de recherche. Toute la réalisation technique s'est faite au sein du laboratoire. Les boîtiers de polarisation sont issus du service électronique grâce à l'impulsion de J.-P. Barbier-Neyret. La partie mécanique a été prise en charge par le pool technique et plus particulièrement par J. Virone et J.-M. Miscosia. Des photos d'un transducteur avant et après la phase d'assemblage sont présentées sur la figure 3.8.

3.4.4 Le filtrage

Lors d'une acquisition de données, avant de numériser le signal physique, il est indispensable de le filtrer afin de limiter certains inconvénients tels que le repliement spectral ou les effets de bruit qu'ils soient d'origine électronique ou autre (voir [63]).

Pour toutes les expériences menées au cours de ce travail, nous avons utilisé un filtre analogique NF Electronics Instruments de type 3628. Lors des mesures de vorticité cet appareil est utilisé en passe-bande centrée sur la fréquence d'émission f_0 afin de couper le bruit aérodynamique à basse fréquence. La bande passante est sélectionnée au cas par cas en fonction des propriétés de l'écoulement étudié. Pour les mesures simultanées de vorticité et de vitesse ou de vitesse seule, le filtre fonctionne en passe-bas, la fréquence de coupure étant là aussi systématiquement ajustée suivant la configuration expérimentale afin de respecter le théorème de Shannon [63].

3.4.5 L'acquisition

Le signal électrique analogique filtré issu du transducteur de réception est ensuite digitalisé puis enregistré afin d'être analysé. Pour cela, nous utilisons une station d'acquisition VXI Agilent Technology. Le signal est digitalisé sur 23 bits grâce à un échantillonneur HPe1430A puis enregistré sur un disque dur externe de 70 Go au moyen d'un bus VXI local. L'ensemble de ces opérations est géré par un contrôleur VXI HP1492. Le post-traitement des signaux expérimentaux enregistrés au cours des campagnes de mesures est réalisé au moyen du logiciel commercial Matlab.

Comme le montre l'expression 3.9, le signal de diffusion représente la modulation de la pression incidente par le champ de vorticité. Cette modulation est caractérisée par une bande fréquentielle Δf petite devant la fréquence incidente f_0 (cf. équation 3.5). En pratique, on mesure un écart relatif compris entre 1% et 10% suivant les conditions expérimentales. Afin d'extraire uniquement la modulation du signal acoustique diffusé, on opère une démodulation hétérodyne (phase et amplitude) sur le signal acoustique :

$$P_d(t) = A(t)e^{j\phi(t)}e^{-j2\pi f_0 t} \quad (3.19)$$

où A désigne l'amplitude du signal de diffusion et ϕ sa phase. Après l'opération de démodulation on accède au signal complexe de diffusion $z(t)$ tel que :

$$z(t) = P_d(t)e^{j2\pi f_0 t} = A(t)e^{j\phi(t)} \quad (3.20)$$

L'opération de démodulation est schématisée sur la figure 3.9.

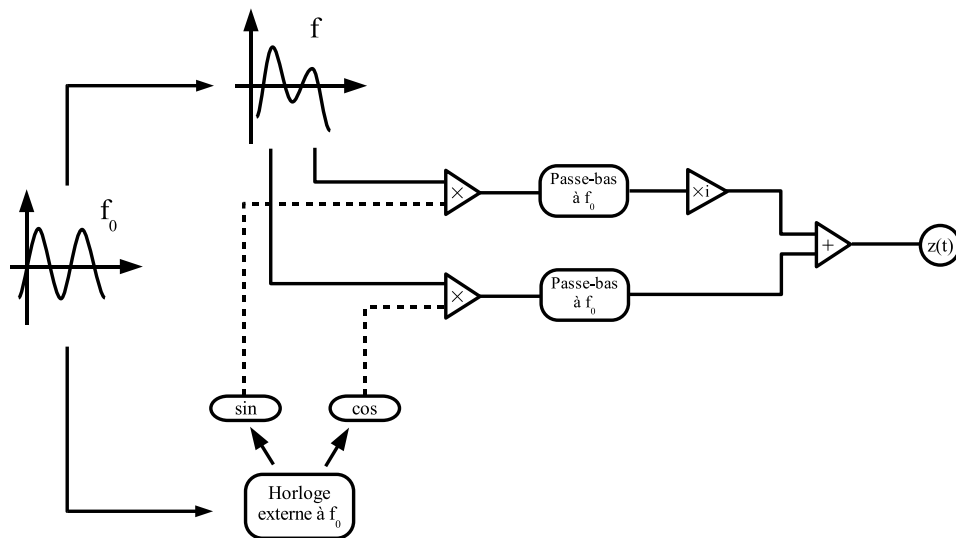


FIG. 3.9 – Principe de la démodulation hétérodyne utilisée lors de l'acquisition des signaux de vorticité.

Pour réaliser cette opération il est indispensable de synchroniser les appareils. Ici, la phase de référence est fixée par l'horloge externe de l'échantillonneur. La densité spectrale de puissance, notée DSP par la suite, du signal complexe $z(t)$ s'étend sur une bande de fréquences de l'ordre de Δf telle que $\Delta f \ll f_0$. Pour les mesures de vorticité, la fréquence d'échantillonnage est donc choisie de manière à respecter le théorème de Shannon : $f_{ech} \geq 2\Delta f$.

Cette partie consacrée à la métrologie acoustique a présentée les différents éléments constituant la chaîne de mesure acoustique. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la production d'un signal de tension électrique oscillant de fréquence f_0 . Après amplification, cette tension est convertie en onde acoustique grâce aux transducteur émetteur et joue le rôle de l'onde incidente. L'interaction de cette dernière avec les structures vorticitaires donne naissance à une onde de pression diffusée que l'on détecte au moyen d'un récepteur acoustique qui la transforme en tension électrique. Après des opérations de filtrage et de démodulation, on récupère un signal de diffusion complexe qui caractérise la vorticité.

Avant d'analyser ces signaux, il est important de caractériser la métrologie que nous utilisons. La prochaine partie est donc consacrée à l'étude des propriétés des transducteurs acoustiques.

3.5 Caractéristiques des transducteurs

3.5.1 L'étalonnage

Avant de pouvoir analyser les signaux expérimentaux il est important de bien connaître les propriétés de la chaîne de mesure. Pour cela, il est impératif d'en établir sa fonction de transfert $H(f)$. Pour un système linéaire, comme c'est le cas des transducteurs acoustiques, la fonction de transfert se détermine à partir des transformées de Fourier de l'entrée $X(f)$ et de la sortie $Y(f)$ du système :

$$H(f) = \frac{Y(f)}{X(f)}$$

Dans le problème qui nous concerne, la sollicitation physique correspond à la tension électrique $v(t)$ (dont la transformée de Fourier est notée $V(f)$) et le signal de sortie est une tension électrique $s(t)$ (dont la transformée de Fourier est notée $S(f)$). Les différents stades entre l'entrée et la sortie du système sont résumés ci-dessous :

$$\begin{aligned} \text{tension} \rightarrow \text{son} &\Rightarrow P_0(f) = H_{ea}(f) \cdot V(f_0) \\ \text{turbulence} &\Rightarrow P_d(f) \propto \Omega(q, \Delta f) \cdot P_0(f) \\ \text{son} \rightarrow \text{tension} &\Rightarrow S(f) = H_{ae}(f) \cdot P_d(f) \end{aligned}$$

où H_{ea} désigne la fonction de transfert de la conversion de la tension/son et H_{ae} la fonction de transfert de la conversion de la son/tension associée au passage de l'état i à l'état j . On obtient donc la relation :

$$S(f) \propto H_{ea}(f) \cdot \Omega(q, \Delta f) \cdot H_{ae}(f) \cdot V(f_0) \quad (3.21)$$

On constate donc que le signal en sortie de chaîne de mesure dépend du champ de vortécité $\Omega(q, \Delta f)$ mais aussi des diverses propriétés instrumentales au travers des termes H_{ea} et H_{ae} . En pratique, c'est la quantité $\Omega(q, \Delta f)$ qui nous intéresse. Pour extraire uniquement l'information portant sur la vortécité, nous avons décidé d'entreprendre un étalonnage du banc expérimental afin de quantifier la partie des signaux affectée par l'instrumentation. En d'autres termes, nous avons estimé le produit $H_{ea}(f) \cdot H_{ae}(f)$. Plusieurs protocoles expérimentaux ont été testés :

- **Simulation du processus de diffusion** : cette option consiste à utiliser la chaîne expérimentale en l'absence d'écoulement dans une configuration identique à celle des mesures de vortécité et de placer un obstacle sur le trajet acoustique. Pour reproduire les conditions de diffusion où l'énergie acoustique est très faible, le choix de l'obstacle est primordial. Poulain [60] a utilisé des billes métalliques pour simuler les diffuseurs. Pour notre étude, nous avons utilisé une toile non tissée de grande dimension. Celle-ci étant très transparente au son, seule une faible partie de l'onde incidente est réfléchiée par la toile. Cette onde réfléchiée sert d'étalon pour le banc de mesure. Toutefois, cette procédure s'est révélée peu efficace en raison de différents problèmes, en particulier

la difficulté de mise en place de l'installation (et donc sa reproductibilité), le manque de maîtrise et de connaissance des propriétés de la toile.

- **L'écoulement étalon** : cette option possède de nombreux avantages et notamment celui de ne pas rajouter un paramètre supplémentaire au problème. Le "*candidat parfait*" pour cette mesure est une allée de von Kármán se développant derrière un barreau cylindrique. La méthode de diffusion sélectionne un nombre d'onde q_d qui correspond dans l'espace physique à une longueur d'onde $L = 2\pi/q_d$. Or, l'allée de von Kármán s'assimile à un réseau de vortex alternés pouvant servir de configuration étalon pour le dispositif acoustique. De plus, la taille des structures et le pas du réseau de vortex dépendent uniquement de la vitesse du vent et de la taille du barreau. En jouant sur ces deux paramètres on peut donc avoir une gamme d'écoulements vorticitaires de référence. Malheureusement cette idée n'a pas répondu à toutes nos espérances (voir [64]). En effet, cet écoulement résulte d'une instabilité qui par définition est très difficile à maintenir dans le temps. Ainsi, nous avons été contraints de réduire considérablement la gamme de taille de barreau limitant ainsi la zone d'étalonnage. Par ailleurs, pour garantir des vitesses faibles (entre 1 et 2m/s) les moteurs de la soufflerie dans laquelle ont été menés ces essais ont été utilisés à des régimes très bas occasionnant des problèmes de stabilité.
- **Le bruit en cavité** : c'est la solution qui fut retenue. Elle consiste tout simplement à placer les capteurs face à face et à émettre un son qui est recueilli grâce au récepteur. Cette procédure a l'avantage d'être très simple d'utilisation et de traitement, et n'utilise que les éléments qui constituent la chaîne de mesure en fonctionnement normal. Pour accélérer le protocole, on émet un bruit blanc large bande donnant accès instantanément à un continuum de fréquences.

La figure 3.10 présente les caractéristiques spectrales liées à l'étalonnage de la chaîne de mesure acoustique. Sur cette figure ont été reportées la densité spectrale de puissance (DSP) $|V(f)|^2$ du signal imposé en entrée de chaîne du bruit blanc créé à partir du générateur de tension, et la densité spectrale de puissance $|S(f)|^2$ du signal mesuré en sortie du dispositif expérimental. Lors de cette mesure, les deux transducteurs sont séparés d'une distance $p_a = 1.5m$ et la durée d'acquisition est de 2s avec une fréquence d'échantillonnage de 524288Hz. Le calcul des spectres est réalisé sur 8192 points avec un recouvrement de 4096 points et une fenêtre d'apodisation de Hanning. On remarque que le signal d'entrée possède une répartition d'énergie constante pour des fréquences comprises entre 10 et 200 kHz.

A partir des signaux mesurés en entrée et en sortie de la chaîne expérimentale, on accède à la fonction de transfert $H(f)$ du dispositif acoustique. La fonction de transfert $H(f)$ est à priori complexe : $H = |H| e^{j\phi^H}$. La figure 3.11 montre l'évolution spectrale l'amplitude $|H|$ et de la phase ϕ^H de la fonction de transfert du système acoustique. On remarque que la phase de la fonction de transfert évolue linéairement en fonction de la fréquence f . La phase ϕ de l'onde acoustique se définit comme $\phi = \vec{q} \cdot \vec{x}$ donc le décalage de phase entre le récepteur et l'émetteur vaut qp_a lorsque les deux transducteurs sont séparés par une distance p_a . La relation $\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = -2\pi \frac{p_a}{c}$ (dérivée de la définition du nombre d'onde) montre

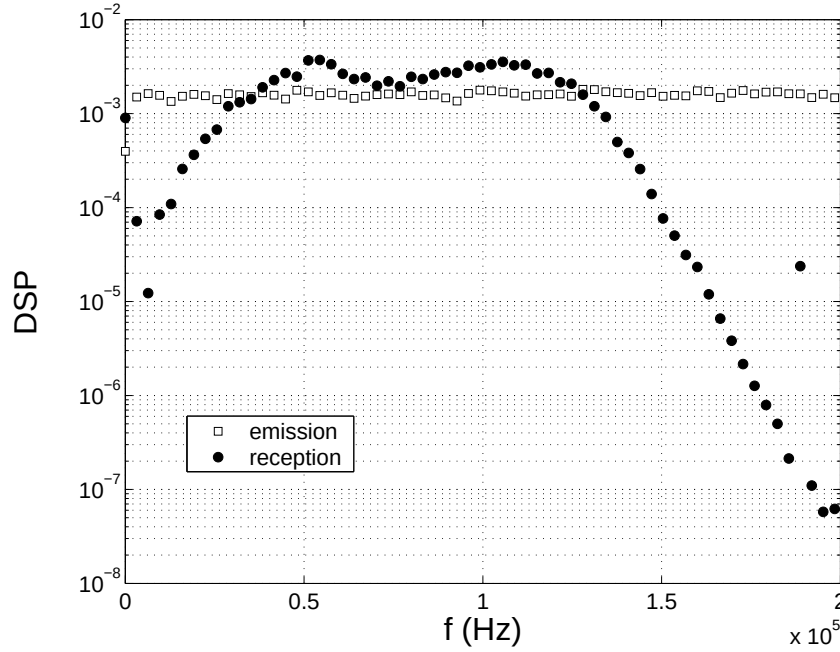
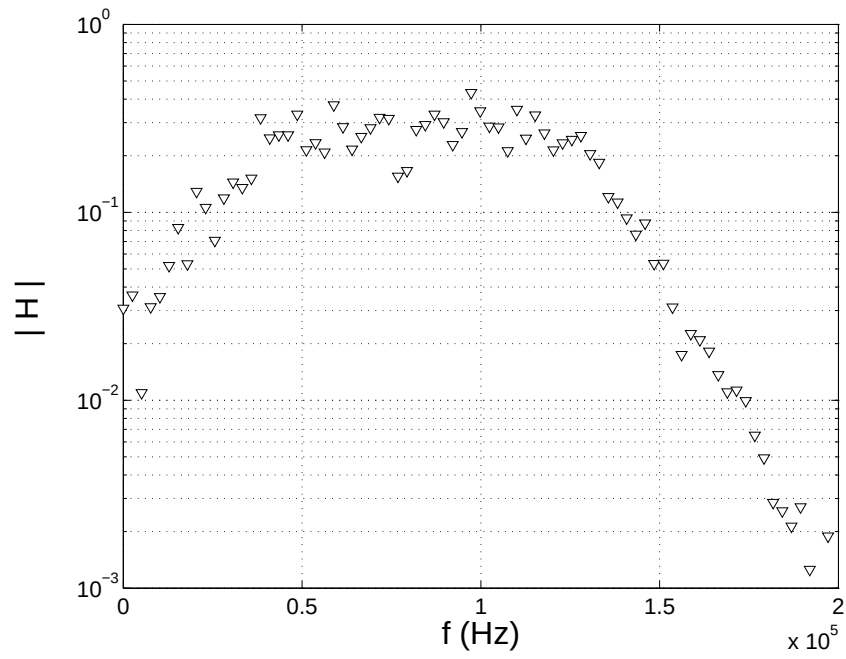


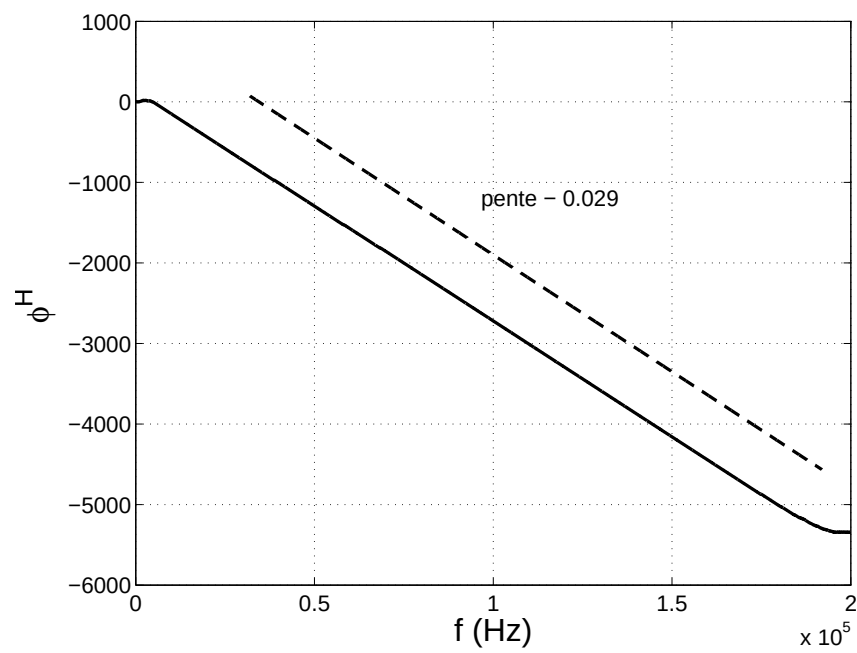
FIG. 3.10 – *Etalonnage de la chaîne de mesure acoustique*

que la pente de la phase déroulée de la fonction de transfert dépend uniquement de la configuration géométrique et des propriétés physiques du fluide. D'après la configuration géométrique utilisée ($p_a = 1.5m$) on estime une pente de la phase déroulée de l'ordre de $0.028rad/Hz$ pour $c = 340m/s$. L'écart relatif entre la pente expérimentale $0.029rad/Hz$ et l'estimation est inférieur à 5%. Comme le signal d'excitation du système possède un spectre quasiment plat sur toute la gamme de fréquence testée, le module de la fonction de transfert suit l'allure du signal de sortie de chaîne. On distingue notamment trois zones ayant des propriétés différentes :

- $[10kHz - 50kHz]$: le système de mesure répond assez mal dans cette zone et particulièrement à très basse fréquence : en dessous de 5 kHz le récepteur n'est sensible qu'au bruit de fond de la salle de manipulation. Dans cette région, les capteurs seront inutilisables. A partir de 10 kHz l'énergie récupérée par le récepteur augmente progressivement vis à vis de la fréquence d'analyse pour atteindre une valeur maximale à 50 kHz. Entre ces deux fréquences, la densité spectrale de puissance est multipliée par 100. Des effets de diffraction acoustique, qui seront étudiés en détail par la suite, sont sans doute en partie responsables de ce comportement.
- $[50kHz - 100kHz]$: dans cette zone le dispositif réagit de manière très homogène puisque la variation maximale de densité spectrale approche $6dB$. C'est dans cette gamme que la plus grande partie des mesures acoustiques seront menées nous assurant ainsi une faible dépendance des résultats vis à vis de l'instrumentation.
- $[100kHz - 250kHz]$: à partir de 100 kHz l'énergie mesurée par le récepteur décroît très fortement avec la fréquence. Cette coupure en fréquence de la sortie de la chaîne est



(a) Amplitude



(b) Phase

FIG. 3.11 – Caractéristiques de la fonction de transfert du dispositif acoustique

provoquée soit par des effets mécaniques puisqu'à des fréquences très élevées l'inertie de la membrane atténue les fluctuations, soit par des effets d'atténuation du son dûs au milieu fluide (conduction thermique, viscosité, ..) qui empêche la propagation du son au-delà d'une certaine fréquence.

3.5.2 La fabrication

Le montage des capteurs est entièrement assuré par nos soins. Toutes les pièces ont été usinées dans les ateliers du laboratoire. Au cours des différents essais nous avons eu recours à des capteurs circulaires dont le rayon a est égal à 7cm . A l'occasion des stages de licence/master de Minard nous avons mené deux études approfondies portant sur les propriétés des capteurs acoustiques [65], [64].

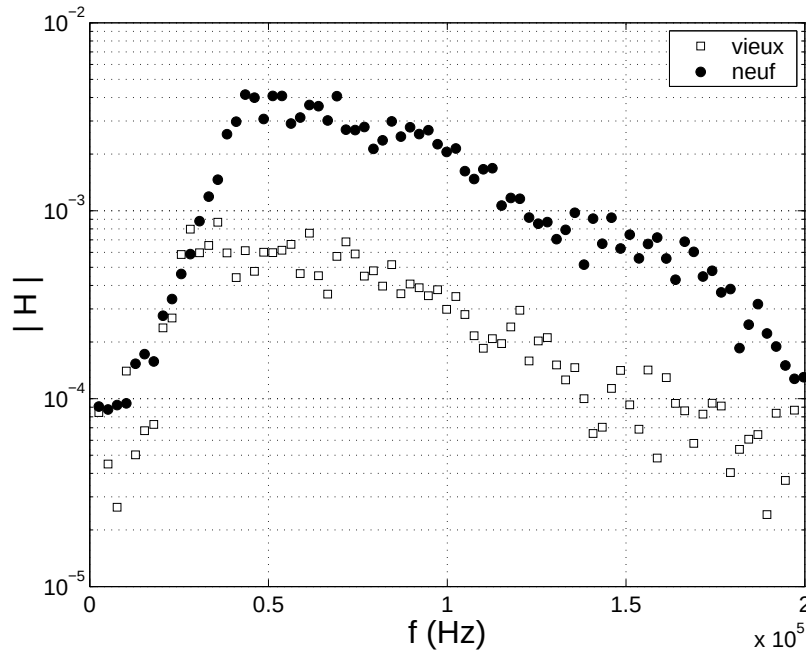


FIG. 3.12 – Influence du vieillissement des capteurs acoustiques sur la fonction de transfert du dispositif acoustique

La figure 3.12 montre l'effet du vieillissement du film de Mylar sur l'amplitude de la fonction de transfert du système acoustique. Les capteurs annotés "vieux" et "neuf" ont été fabriqués suivant des procédures identiques à un an d'intervalle. On remarque une diminution du niveau de réception de l'ordre d'un facteur 5 entre les deux transducteurs.

Pour déterminer l'origine de cette détérioration nous nous sommes intéressés à l'influence de la tension du film de Mylar sur le comportement des transducteurs. En effet, à force d'être sollicitée de manière cyclique, on s'attend à ce que le film de Mylar entre dans un régime de plasticité et ne retrouve plus tout à fait ses propriétés initiales. Pour modifier la tension mécanique du film de Mylar on dispose de deux procédures, soit on crée une

pré-tension lors de la fabrication des capteurs, soit on joue sur le niveau de polarisation du capteur pour plaquer le film de Mylar plus ou moins fortement sur la plaque de zinc. Après de nombreux essais, nous sommes parvenus au constat que ces deux procédures étaient parfaitement équivalentes au niveau des résultats obtenus.

La figure 3.13 montre l'effet de la polarisation des transducteurs sur l'amplitude de la fonction de transfert du montage acoustique. On constate que l'augmentation de la polarisation des capteurs tend à favoriser les hautes fréquences ($\approx 100kHz$) et à diminuer la sensibilité à basse fréquence ($\approx 50kHz$). Pour un choix de polarisation optimale on arrive à équilibrer la sensibilité fréquentielle du système sur une large gamme de fonctionnement (figure 3.13 courbe du bas).

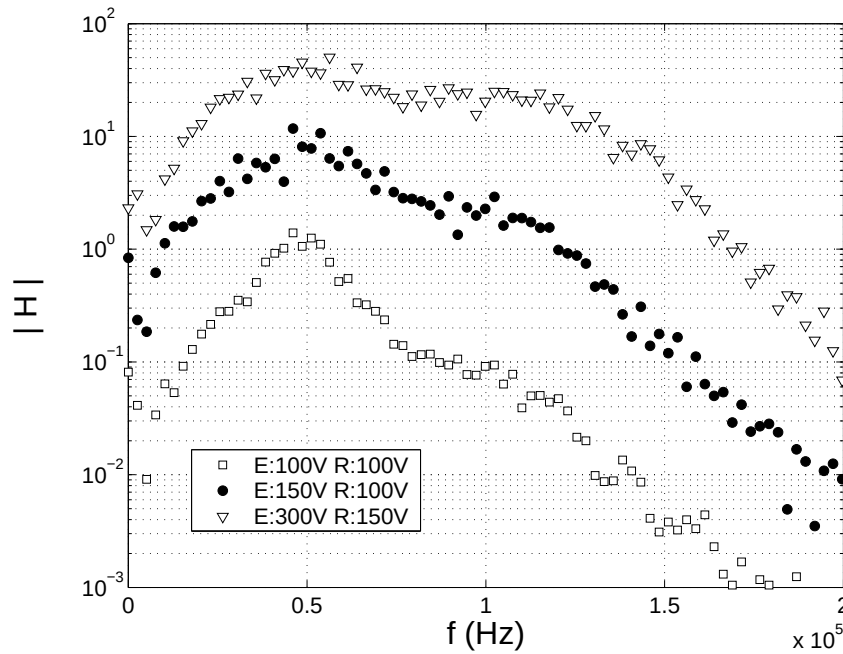


FIG. 3.13 – *Effet de la polarisation des transducteurs acoustiques sur la fonction de transfert du dispositif acoustique*

Fort de ces constatations, nous avons établi le protocole de fabrication suivant qui a été suivi pour toutes les expériences réalisées au cours de ce travail de thèse :

1. Montage de la partie fixe des capteurs (isolants + plaque zinguée).
2. Collage à l'araldite de la feuille de mylar sur la couronne PVC isolante.
3. Nettoyage des parties internes des capteurs et soufflage des impuretés.
4. Assemblage définitif du capteur par des vis périphériques.

Précisons que les capteurs sont automatiquement refaits si une imperfection est détectée visuellement (rayure, tâche ...). De même, pour éviter les problèmes d'altération dûs au

vieillessement des capteurs, ces derniers ont été systématiquement refaits toutes les années. En ce qui concerne l'étalonnage du dispositif, nous avons suivi la procédure suivante :

1. Réalisation des campagnes de mesures de vorticité.
2. Mise en vision directe des deux transducteurs.
3. Excitation du système par un bruit blanc à large bande
4. Réception et enregistrement de la réponse de la chaîne de mesure.
5. Réitération de la procédure pour réduire la variance des résultats.

3.5.3 L'axisymétrie

Afin de déterminer d'éventuels défauts liés à la fabrication des transducteurs (usinage, mauvais alignement du film de mylar, fixation non uniforme ...), nous avons testé l'axisymétrie du champ de pression acoustique $P(\vec{x}, t)$ produit par un émetteur. Afin de caractériser ce champ, on introduit la notion de pression efficace P_{eff} :

$$P_{eff}(x, y, z) = \left\langle \sqrt{|P(x, y, z, t)|^2} \right\rangle_t \quad (3.22)$$

Afin de quantifier l'axisymétrie de l'émetteur, nous avons placé le micro BK en un point fixe de l'espace situé sur l'axe du transducteur comme l'illustre la figure 3.14. Nous avons ainsi mesuré l'influence de la variation de l'angle azimutal μ sur la pression efficace P_{eff} .

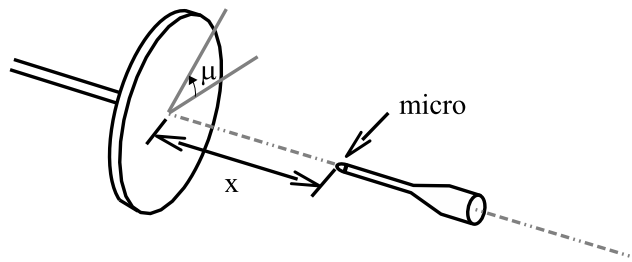


FIG. 3.14 – Principe de la mesure de l'axisymétrie d'un émetteur acoustique.

Les résultats de ces essais pour les fréquences 20 kHz, 50 kHz, 80 kHz et 110 kHz ont été tracés sur la figure 3.15. Les données représentent l'évolution azimutale de la pression efficace comparée à la pression mesurée dans la position initiale du capteur. Dans cette expérience, le micro BK a été placé à 1.5 m du transducteur.

On observe que la pression fluctue au maximum de $\pm 10\%$ et que les variations les plus importantes sont obtenues pour les plus grandes fréquences. Pour la plus faible fréquence, à savoir 20 kHz, cet écart ne dépasse pas 2%. Mis à part pour cette fréquence le capteur ne

peut pas être considéré comme parfaitement axisymétrique. Il existe toutefois un phénomène dont nous n'avons pas tenu compte dans cette mesure : la transition entre le champ proche et le champ lointain.

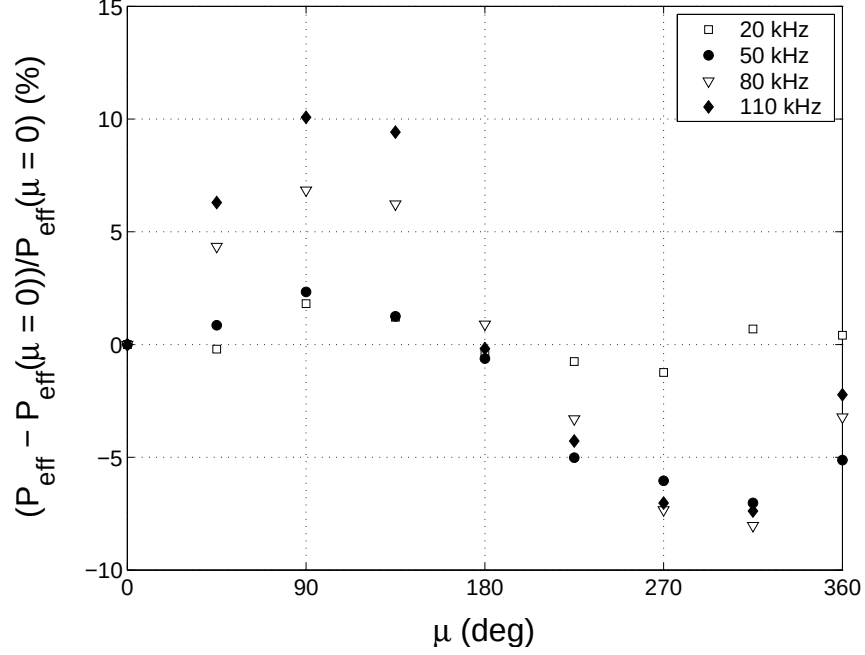


FIG. 3.15 – Evolution azimuthale de la pression acoustique efficace axiale.

Dans cette partie nous nous sommes penchés sur les caractéristiques des transducteurs acoustiques. Nous avons notamment mis en avant l'importance de l'étalonnage de la chaîne de mesure afin d'extraire les caractéristiques propres à la vorticité. De plus, nous avons présentés la technique de fabrication des capteurs ainsi que les défauts et les altérations que l'on rencontre généralement.

Il convient maintenant de s'intéresser au champ de pression acoustique produit par les transducteurs afin d'en déterminer les caractéristiques en vue de l'analyse des signaux de vorticité. Cette étude fait l'objet de la partie suivante.

3.6 Le champ de pression acoustique

Cette partie est consacrée à l'étude du champ de pression qui est produit et détecté par le système de mesure afin de déterminer les caractéristiques et les limitations de la métrologie acoustique. Nous mettons notamment en évidence le phénomène de champ proche/lointain qui affecte particulièrement le volume de mesure acoustique.

3.6.1 Pression axiale

Le capteur acoustique peut être assimilé à une distribution de sources ponctuelles réparties de façon homogène sur un disque de rayon a . Physiquement, ces sources sont créées par le quadrillage de la plaque de zinc. La pression acoustique régnant en un point de l'espace résulte de la somme cohérente des contributions issues de cette distribution de sources.

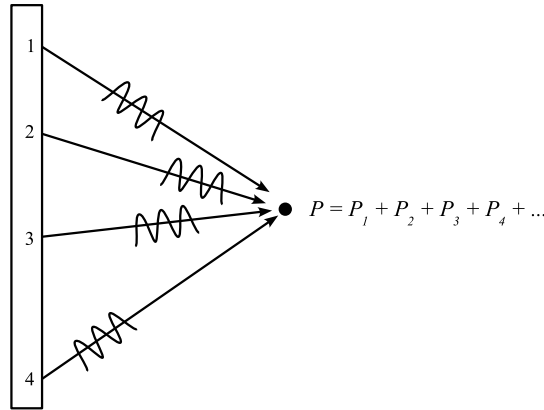


FIG. 3.16 – Illustration de la superposition des pressions acoustiques créées par une multitude de sources ponctuelles.

Ce processus est schématisé sur la figure 3.16 qui met en évidence un phénomène de décalage de phase en fonction de la position respective de chaque source par rapport au point de l'espace considéré. Ces retards sont à l'origine d'interférences destructives ou constructives provoquant des fluctuations spatiales de pression. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'émetteur, l'influence de ces retards s'atténue. Comme le montre la figure 3.17, à partir du moment où le déphasage entre les pressions produites par une source au centre et une source à la limite de la distribution ne dépasse pas π les effets destructifs sur l'axe du capteur ne sont plus visibles [48]. Cette condition se résume sous la forme :

$$r_{max} - r_{min} \leq \frac{\lambda}{2} \quad (3.23)$$

On distingue donc deux régions aux propriétés différentes :

- Le champ proche qui se situe près du capteur où les effets de décalage sont très marqués.
- Le champ lointain qui apparaît loin du capteur est une zone peu influencée par les effets de retards de phase.

D'après l'équation 3.23, la séparation entre ces deux régions dépend d'une part de la taille des transducteurs et d'autre part de la fréquence émise.

La figure 3.18 illustre le protocole des campagnes de mesures menées afin de caractériser l'évolution spatiale du champ acoustique émis par les capteurs ultrasonores. Le micro BK

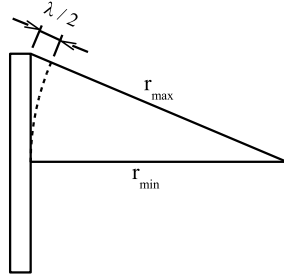


FIG. 3.17 – Distance minimale où le déphasage est inférieur à π .

décrit précédemment est utilisé pour cette série de tests. Lors de ces mesures, l'émetteur est fixe alors que le micro est placé sur un support mobile pouvant être déplacé selon l'axe de l'émetteur ou transversalement à ce dernier.

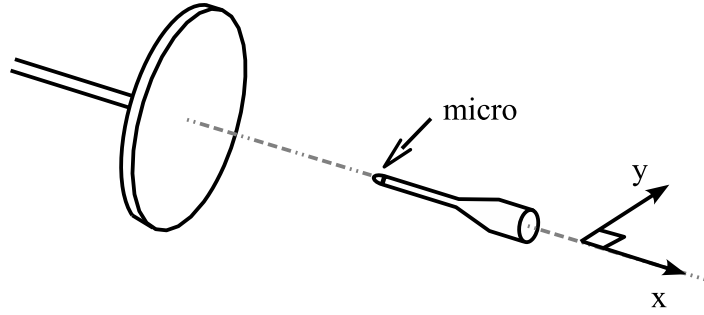


FIG. 3.18 – Principe des mesures du champ spatial de pression acoustique.

L'intégration des contributions issues d'une distribution de source équivalente au transducteur utilisé mène à l'expression suivante du champ de pression sur l'axe de l'émetteur [48] :

$$P(x, y = 0) = 2\rho_0 c V_0 \left| \sin \left(\frac{1}{2} q x \left[\sqrt{1 + \left(\frac{a}{x} \right)^2} - 1 \right] \right) \right| \quad (3.24)$$

L'évolution de la pression théorique et de celle mesurée sur l'axe du transducteur pour une fréquence d'émission de 20 kHz est portée sur la figure 3.19.

On observe une très bonne concordance entre les essais expérimentaux et la simulation théorique. Ce graphique met en évidence la présence du champ proche et du champ lointain. Dans le voisinage du transducteur, siège du champ proche, la pression fluctue fortement d'une position à l'autre de l'espace. En revanche, à partir d'une certaine distance la pression a tendance à diminuer comme une loi de puissance vis à vis de l'éloignement x , c'est la région de champ lointain (pour indication la pente x^{-1} a été tracée en pointillé).

Les mesures de l'évolution axiale de la pression efficace P_{eff} en fonction de la distance au capteur pour différentes fréquences d'émission sont reportées sur la figure 3.20. Pour rendre la figure plus lisible, les courbes ont été translatées verticalement. Comme prévu par

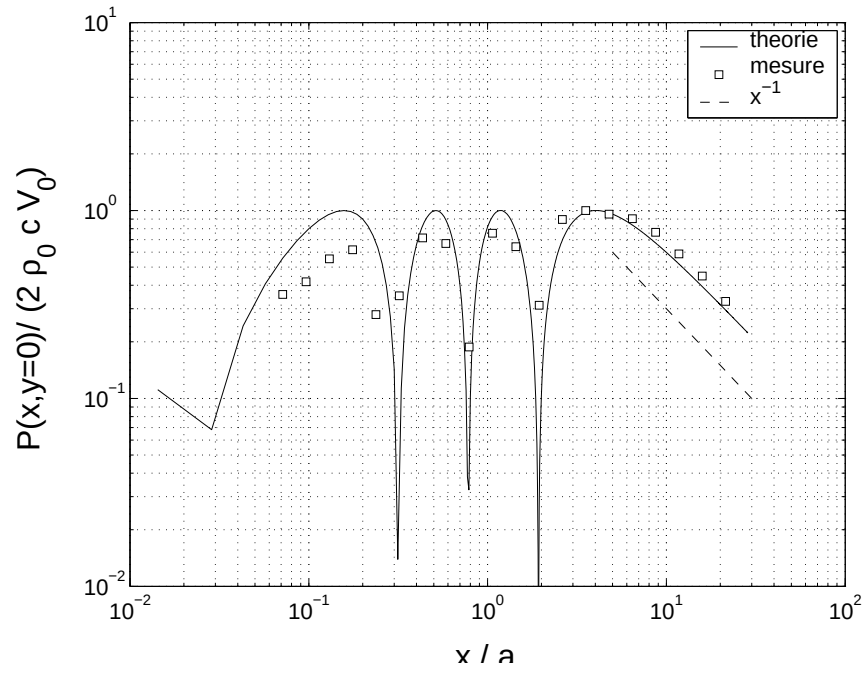


FIG. 3.19 – Comparaison entre la pression axiale théorique et les mesures réalisées grâce au *microBK*.

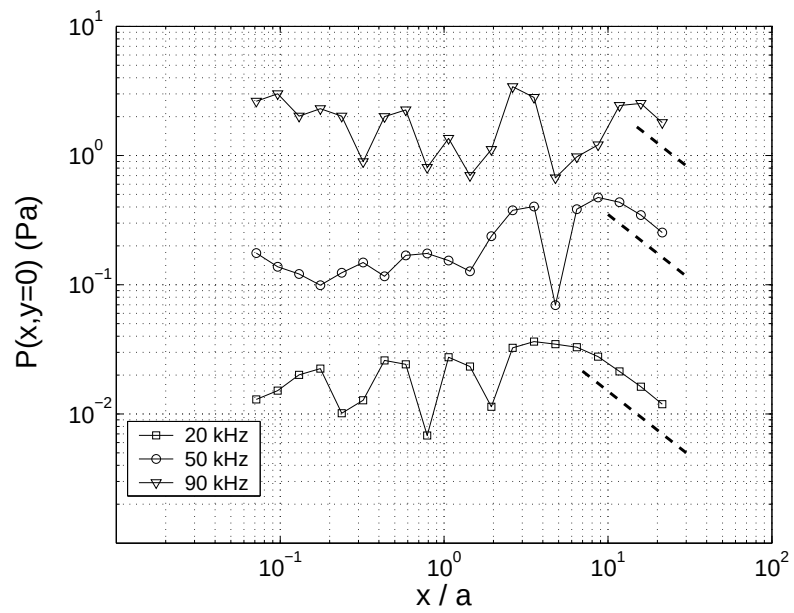


FIG. 3.20 – Variations axiales de la pression acoustique d'un émetteur de 7 cm de rayon.

la relation 3.23, la distance critique x_{lim} séparant les zones de champ et de champ lointain est d'autant plus grande que la fréquence est élevée. Cette limite est définie théoriquement à partir de la formulation de la pression axiale de telle sorte que :

$$x_{lim} = \frac{a^2}{L} \quad (3.25)$$

Nous avons estimé x_{lim} à partir des résultats présentés sur la figure 3.20 par détermination du premier maximum de pression rencontré lorsque $x/a \rightarrow 0$. La figure 3.21 présente l'évolution de la limite CP/CL x_{lim} en fonction de la fréquence de l'onde sonore.

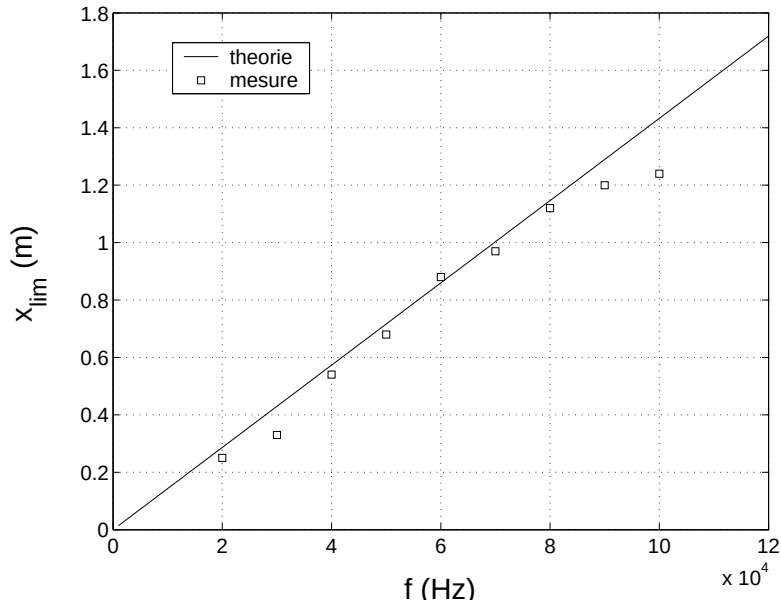
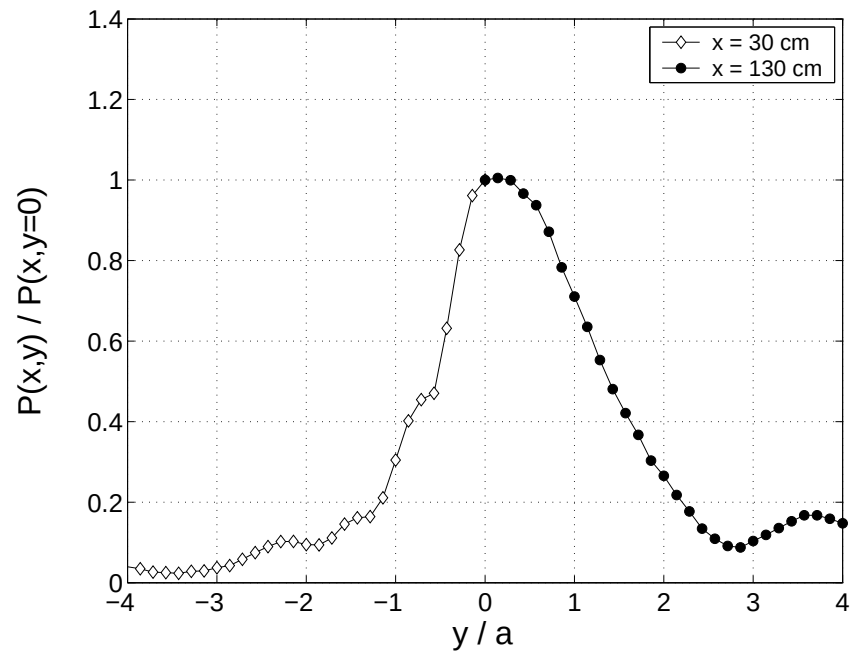


FIG. 3.21 – Distance de séparation entre le champ proche et le champ lointain.

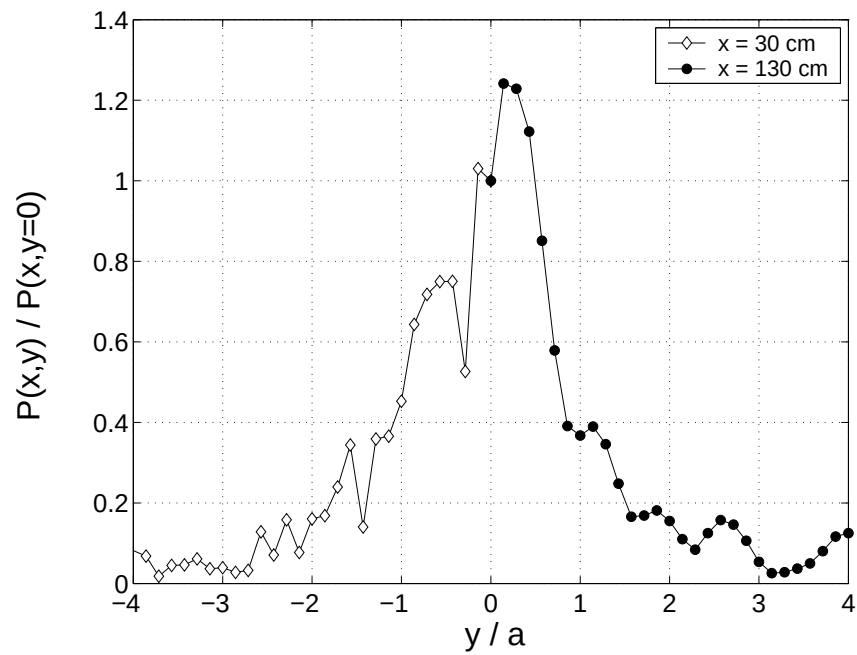
Les résultats expérimentaux sont comparés à la prédiction théorique qui apparaît en trait plein. Les mesures sont en bon accord avec la théorie mis à part pour la plus grande fréquence où l'éloignement maximal du micro ne permet pas d'obtenir précisément x_{lim} .

3.6.2 Profils de pression

La figure 3.22 illustre les résultats de mesures transversales de pression pour deux fréquences : 20 kHz et 70 kHz. L'axe des abscisses représente le déplacement transverse y du micro normalisé par le rayon de l'émetteur a . L'abscisse égale à 1 correspond donc à la limite de la partie active des transducteurs. Afin d'étudier les comportements de la pression acoustique d'un point de vue qualitatif, l'axe des ordonnées a été normalisé par la pression sur l'axe de l'émetteur. Ces coupes ont été réalisées à 30 cm et à 130 cm du transducteur. D'après la figure 3.20, à 30 cm la sonde se situe dans le champ proche du capteur pour les deux fréquences alors qu'à 130 cm le micro est dans une région de champ lointain



(a) Fréquence d'émission : 20kHz



(b) Fréquence d'émission : 70kHz

FIG. 3.22 – Variations transversales de la pression acoustique

uniquement pour 20 kHz. Notons que dans un souci de clarté, seule une moitié de l'espace a été tracée pour chaque configuration expérimentale. On remarque qu'à une distance de 30 cm la répartition transversale de pression est très irrégulière quelque soit la fréquence d'émission et que la majeure partie de l'énergie acoustique est comprise entre $y/a = 0$ et $y/a = 1$. En effet, dans cette zone on détecte 74% de l'énergie totale à 20 kHz et 68% à 70 kHz. Autrement dit, dans la région de champ proche l'énergie acoustique est concentrée dans un cylindre uniquement délimité par la taille de l'émetteur. Pour un éloignement de 130 cm on passe dans la zone de champ lointain du transducteur pour la fréquence 20 kHz. A cette distance le profil de pression à 70 kHz montre un aspect rugueux. En revanche, à 20 kHz il est parfaitement lisse. Pour cette fréquence, la valeur maximale de pression est atteinte sur l'axe de l'émetteur puis décroît progressivement avec l'écartement transverse. On observe aussi que dans la zone de champ lointain la répartition d'énergie acoustique a tendance à s'étendre au-delà du capteur. En effet, entre $y/a = 0$ et $y/a = 1$ l'énergie acoustique à 20 kHz représente 58% de l'énergie totale contre 69% à 70 kHz. A la fréquence 20 kHz, il faut placer le micro à $y/a \approx 2.5$ pour obtenir une pression acoustique quasiment nulle. Dans la zone de champ lointain on constate donc un phénomène de divergence des faisceaux acoustiques comme l'illustre la figure 3.23.

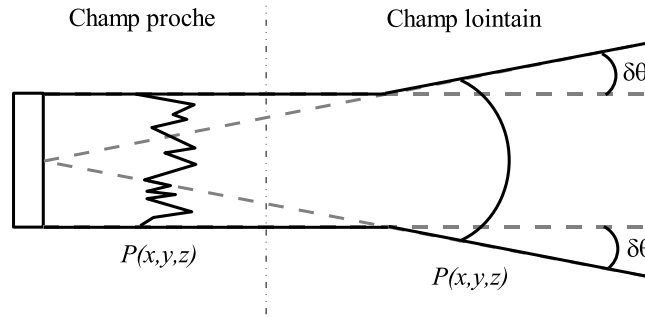


FIG. 3.23 – Schématisation de la transition entre les zones de champ proche et de champ lointain.

3.6.3 Directivité des transducteurs

Pour rendre compte de l'effet de divergence on s'intéresse à l'évolution angulaire du champ de pression en introduisant l'angle de directivité β (voir figure 3.24).

Dans la zone de champ lointain, le champ de pression s'exprime de la façon suivante [48] :

$$P(x, \beta) = \frac{\rho_0 c}{2} V_0 \frac{a}{x} q a \left| \frac{2J_1(qa \sin \beta)}{qa \sin \beta} \right| \quad (3.26)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1. Notons que le terme $\left| \frac{2J_1(qa \sin \beta)}{qa \sin \beta} \right|$ tend vers 1

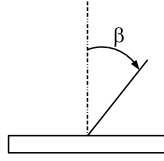


FIG. 3.24 – *Principe de mesure de la directivité des capteurs acoustiques en champ lointain.*

lorsque l'angle de directivité β tend vers 0. Ainsi, la pression sur l'axe du capteur dans la zone de champ lointain⁶ est :

$$P_{axe}(x) = P(x, \beta = 0) = \frac{\rho_0 c}{2} V_0 \frac{a}{x} q a \quad (3.27)$$

On remarque donc que dans la région de champ lointain, la pression sur l'axe du capteur décroît avec l'éloignement au capteur : $P(x, y = 0) \sim 1/x$ alors que la surface S de l'onde acoustique varie comme x^2 . On constate donc que l'intensité acoustique $\frac{P^2 S}{\rho_0 c}$ se conserve.

Finalement, le champ de pression peut s'écrire sous la forme $P(x, \beta) = P(x, y = 0) F(\beta)$ où $F(\beta)$ représente le coefficient de directivité du capteur. Cette fonction est tracée sur la figure 3.25.

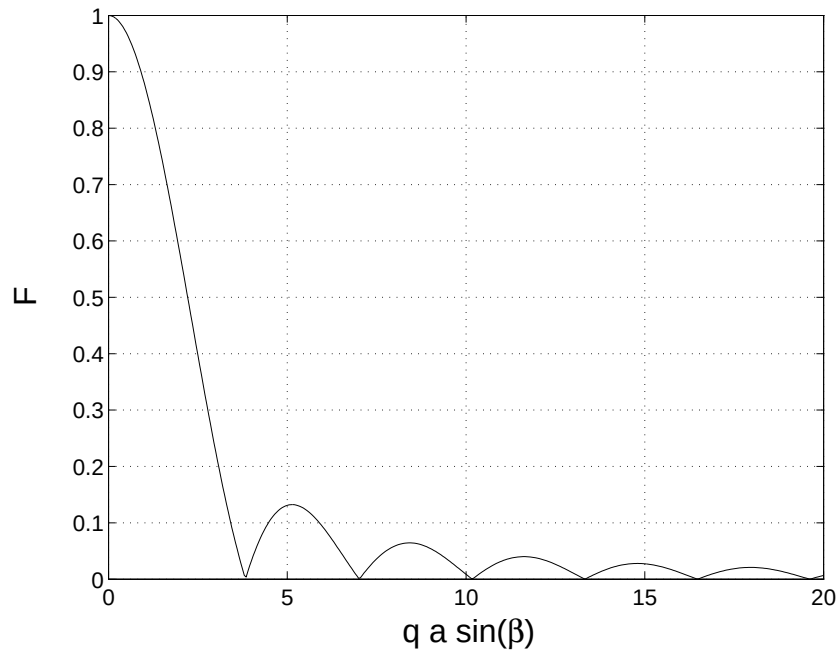


FIG. 3.25 – *Coefficient de directivité.*

Le coefficient de directivité F est maximal sur l'axe du transducteur ($\beta = 0$). La fonction F possède plusieurs noeuds c'est à dire des points où le coefficient de directivité

⁶Cette expression peut être obtenue à partir de l'équation 3.24 en supposant $x/a \gg 1$ et $x/a \gg qa$.

s'annule. Le premier zéro coïncide avec $qa \sin(\beta) = 3.83$. Les noeuds délimitent des lobes dont le maximum local décroît au fur et à mesure que l'angle de directivité β augmente. Le deuxième maximum de la fonction F correspond à $qa \sin(\beta) = 5.33$.

La figure 3.26 illustre l'évolution angulaire de l'intensité acoustique d'un émetteur circulaire plan de rayon 7cm pour des fréquences de 20 kHz et 70 kHz. La valeur de référence (0dB) est prise sur l'axe du transducteur. On retrouve clairement sur ces courbes les différents lobes présents sur la courbe d'évolution du coefficient de directivité. Le lobe principal équivaut à une énergie environ 10 fois plus importante que le premier lobe secondaire.

Pour 20 kHz, le premier lobe est délimité par un angle d'environ 8.5° alors qu'à 70 kHz il n'est que de 2.4° . Le transducteur est donc plus directif à haute fréquence. Les mesures portées sur la figure 3.22 montrent l'évolution radiale du champ de pression.

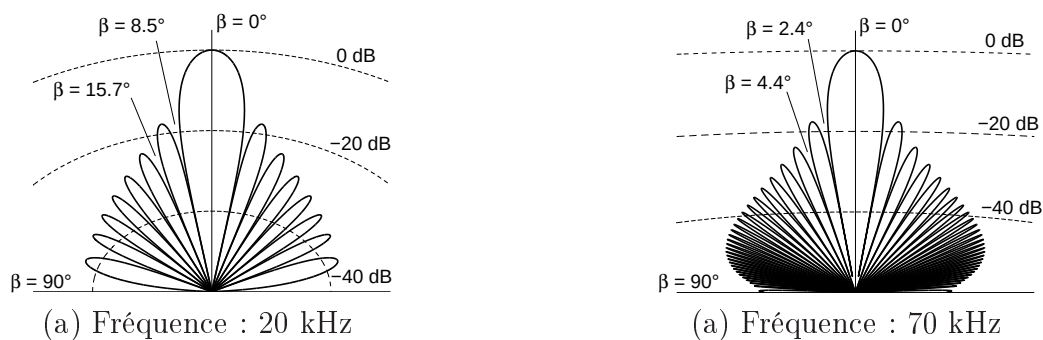


FIG. 3.26 – *Intensité acoustique d'un piston plan en champ lointain.*

Ces résultats peuvent être comparés aux courbes théoriques du coefficient de directivité au travers de la relation suivante :

$$y = x \tan \beta \quad (3.28)$$

D'après le calcul théorique du champ de pression, pour un écartement de 1.3 m et une fréquence d'émission de 20 kHz, le lobe principal s'étend jusqu'à $y/a \approx 2.8$. De plus, le deuxième maximum de pression est atteint à une distance de $y/a \approx 3.7$. Ces valeurs sont en excellent accord avec les mesures expérimentales. Notons que pour un éloignement de 30 cm, le micro se situe dans la zone de champ proche de l'émetteur mais il détecte tout de même la présence de petits lobes secondaires.

Ce chapitre s'est attaché à décrire le principe de la diffusion ultrasonore par un écoulement turbulent et sa mise en oeuvre expérimentale. L'interaction entre une onde incidente ultrasonore et les structures vorticitaires génère un champ de pression diffusée directement relié à la transformée spatio-temporelle du champ de vorticité à un nombre d'onde q_d défini par la configuration expérimentale. Cette méthode permet de mesurer l'évolution temporelle du champ de vorticité à une échelle caractéristique de l'écoulement turbulent. Cette technique est donc comparable à la description du champ de vitesse par les propriétés des incréments de vitesse. La technique acoustique possède toutefois un avantage vis à vis des

incréments puisqu'elle conserve à la fois l'aspect temporel et l'aspect spatial *"au sens des échelles"*. Les incréments perdent l'information de temps par reconstruction du champ spatial à partir de l'hypothèse de Taylor. Cet avantage nous permet donc d'étudier séparément les propriétés spatiales et temporelles du champ de vorticité. Nous nous sommes ensuite penchés sur les caractéristiques du montage expérimental fondé sur la diffusion ultrasonore. Nous avons ainsi décrit les différents éléments de la chaîne de mesure et notamment les transducteurs acoustiques. Ces derniers ont fait l'objet d'une attention toute particulière qui nous a amené à décrire leurs propriétés principales. Nous avons remarqué une influence notable du vieillissement de la membrane active des capteurs sur leur comportement. Nous avons également défini un protocole d'étalonnage du banc acoustique afin de tenir compte des appareils de mesure sur les signaux de vorticité. Enfin, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques du champ de pression produit par les transducteurs acoustiques. Nous avons notamment mis en évidence la présence d'un régime de champ proche et de champ lointain fonction des différents paramètres du dispositif expérimental.

Le chapitre suivant est consacré aux propriétés du champ d'advection des structures vorticitaires ainsi qu'à l'ensrophie moyenne mesurée par diffusion ultrasonore.

Deuxième partie

Résultats et analyses

Chapitre 4

Dynamique d'advection de l'enstrophie

Ce chapitre s'attache à décrire les propriétés du champ de vorticité obtenue à partir de la densité spectrale de puissance des signaux de diffusion. Dans un premier temps, nous mettons en évidence l'existence d'effets associés au volume d'intégration. Par la suite, nous étudions les caractéristiques des signaux de diffusion et décrivons les opérations de filtrage nécessaires pour extraire le signal de vorticité à partir des signaux de diffusion. Le signal de vorticité complexe, obtenu après ces étapes, est dominé par les effets d'advection qui se manifestent sous la forme d'un décalage Doppler fréquentiel dans l'espace spectral. Ainsi, l'effet Doppler auquel notre configuration expérimentale est sensible nous donne accès au champ d'advection des structures vorticitaires qui peut se décomposer selon une vitesse moyenne et une vitesse fluctuante. De plus, la technique expérimentale nous permet de mesurer la répartition spectrale d'enstrophie $\Omega(q)^2$.

4.1 Le volume de mesure

4.1.1 Configurations expérimentales

La figure 4.1 montre la configuration expérimentale adoptée pour les mesures dans la turbulence de grille. Des tests ont révélé que dans cette configuration, les mesures ne sont pas perturbées par les couches limites qui se développent sur les parois de la soufflerie [66], [67], [68], [69].

Les transducteurs sont placés face à l'écoulement ce qui peut expliquer l'origine du débit de fuite constaté au chapitre 2. De plus, le porte-sonde équipé du dispositif d'anémométrie à fil chaud est positionné en aval des transducteurs acoustiques. Ces précautions nous assurent que les mesures de diffusion ne sont affectées pas le sillage des différents appareils de mesures. En raison du confinement de la veine d'essai, nous avons utilisé un angle de diffusion θ_d de 120° pour toutes les campagnes de mesures. La zone de mesure acoustique est située environ à $42M$ en aval de la grille.   cette distance, l'écoulement est quasiment homogène et isotrope (voir chapitre 2).

La figure 4.2 montre le banc de mesure acoustique utilisé pour l'étude du jet axisy-

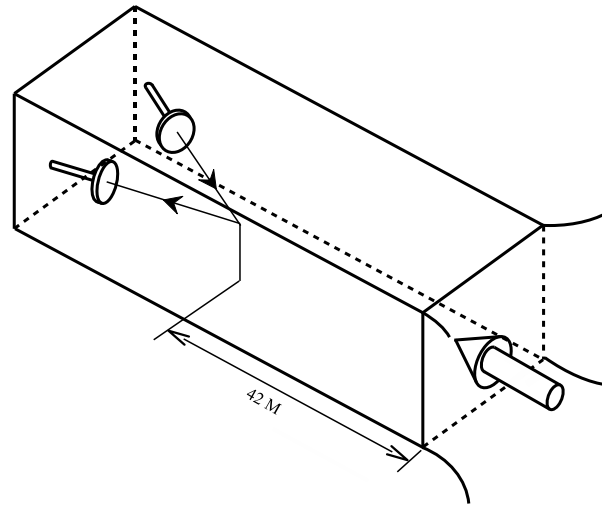


FIG. 4.1 – *Configuration du dispositif acoustique dans la turbulence de grille*

métrique. Les capteurs sont placés face l'écoulement comme dans le cas de la grille. Les transducteurs sont montés sur des rails qui autorisent des déplacements selon les trois directions de l'espace. De plus, deux systèmes de rotation indépendants assurent une orientation selon la verticale et l'horizontale. Le montage acoustique est symétrique par rapport à l'axe du jet. Cet écoulement n'étant pas confiné, on dispose d'un espace de travail important qui nous a permis de tester l'influence de l'angle de diffusion sur les mesures de vorticité.

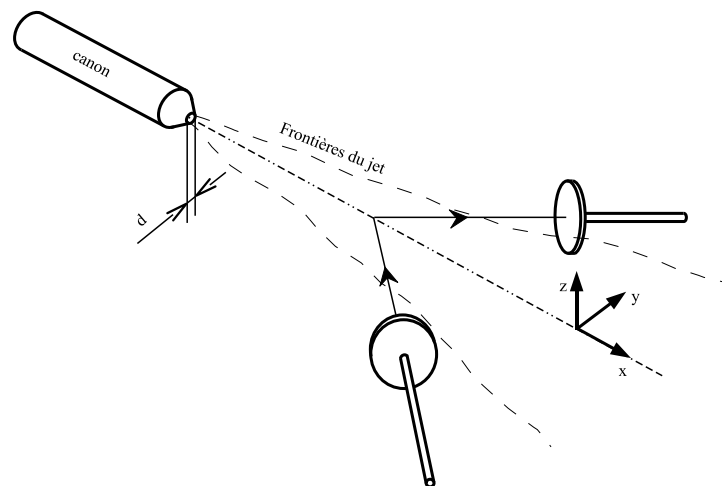


FIG. 4.2 – *Configuration du dispositif acoustique dans le jet turbulent*

4.1.2 Les dimensions caractéristiques

La technique de mesure que nous utilisons réalise une transformée de Fourier spatiale du champ de vorticité $\Omega(\vec{x}, t)$. D'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, l'incertitude spectrale δq est liée à l'incertitude spatiale δx par :

$$\delta q \delta x \geq \frac{1}{4\pi} \quad (4.1)$$

Dans notre cas, on observe le champ de vorticité dans l'espace spectral. Il est donc indispensable d'avoir une bonne résolution spectrale $\delta q/q$ afin de séparer les nombres d'onde. Ceci se fait au détriment de la résolution spatiale et se manifeste sous la forme d'un volume de mesure non local dans l'espace physique. Ainsi, plus le volume de mesure est grand, meilleure sera la résolution spectrale.

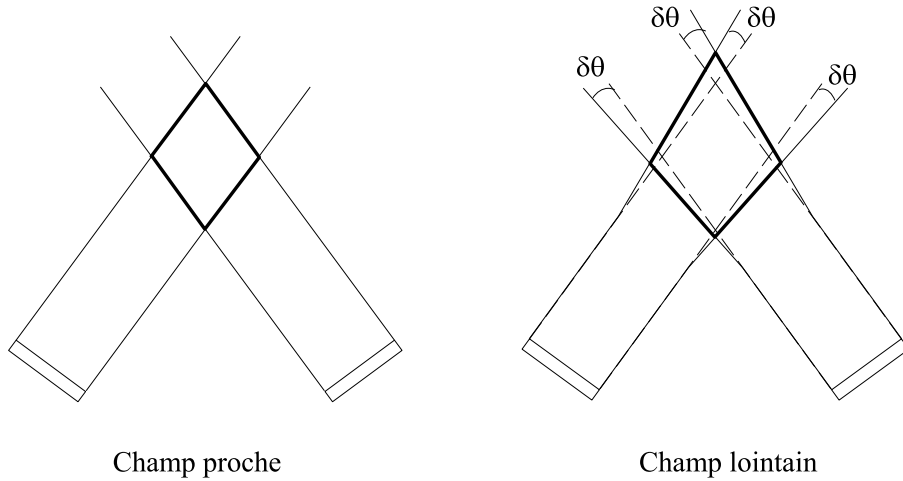
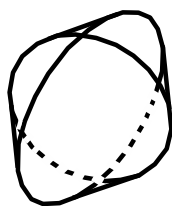


FIG. 4.3 – Coupe 2D du volume de diffusion acoustique

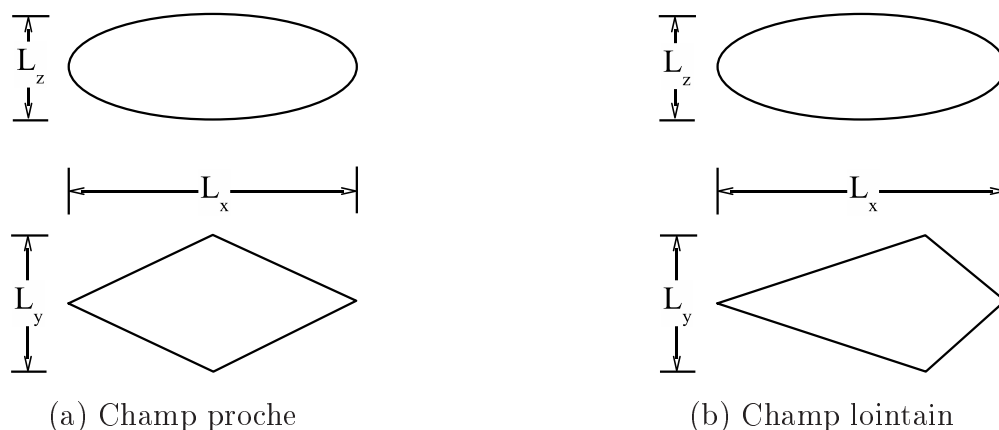
En pratique, le dispositif expérimental que nous utilisons est une configuration bi-statique [70], [71] qui combinée à un angle de diffusion θ_d définissent un volume de diffusion acoustique V_a . La technique de diffusion effectue donc une opération de moyenne spatiale du champ de vorticité sur le volume de mesure V_a . Ce volume est défini par l'intersection des faisceaux d'émission et de réception comme l'indique la figure 4.3.

Cette figure schématise une coupe 2D du volume acoustique (en gras) défini par l'intersection des faisceaux incidents et reçus. On montre notamment l'influence des effets de diffraction en comparant le volume acoustique en champ proche et en champ lointain. La divergence des faisceaux acoustiques en champ lointain implique une augmentation significative des dimensions du volume de mesure. De plus, la forme de ce volume est fortement dépendante de l'angle de diffusion θ_d imposé expérimentalement.

La figure 4.4 représente une "vue" 3D du volume de mesure imposé par le système acoustique.

FIG. 4.4 – *Volume de mesure acoustique*

Dans le cas du champ proche, ce volume est issu de l'intersection de deux faisceaux cylindriques de rayon a . Dans le cas du champ lointain, il faut considérer l'intersection de deux cônes dont l'angle d'ouverture $\delta\theta$ est déterminé par les effets de diffraction. Les coupes du volume de mesure géométrique sont portées sur la figure 4.5. Les différentes notations concernant les dimensions caractéristiques de ce volume sont reportées sur cette figure. Notons que les échelles réelles ne sont pas respectées sur cette figure.

FIG. 4.5 – *Volume acoustique "idéalisé" en vue de profil (en haut) et en vue de dessus (en bas)*

Les indices x , y , et z affectés aux dimensions du volume de mesure font référence au système d'axe utilisé dans le dispositif expérimental. Ainsi, L_x désigne l'allongement du volume de mesure dans l'axe du jet ou de la veine d'essai de la soufflerie et sera donc qualifié d'allongement axial. Les dimensions L_y et L_z représentent quant à elles les allongements transversaux. À partir du modèle du piston plan circulaire, nous avons déterminé l'évolution des différentes dimensions caractéristiques du volume de mesure acoustique en fonction de la fréquence d'émission pour deux angles de diffusion : $\theta_d = 60^\circ$ et $\theta_d = 120^\circ$. Les résultats obtenus dans ces conditions sont tracés sur la figure 4.6.

Ces courbes mettent clairement en évidence l'effet du champ lointain qui provoque une augmentation du volume de mesure. L'angle de diffusion $\theta_d = 60^\circ$ favorise l'allongement transversal du volume de mesure alors que l'angle de diffusion $\theta_d = 120^\circ$ favorise son allongement axial. Par comparaison, nous avons aussi porté sur cette figure la racine cubique du volume $V_a^{1/3}$.

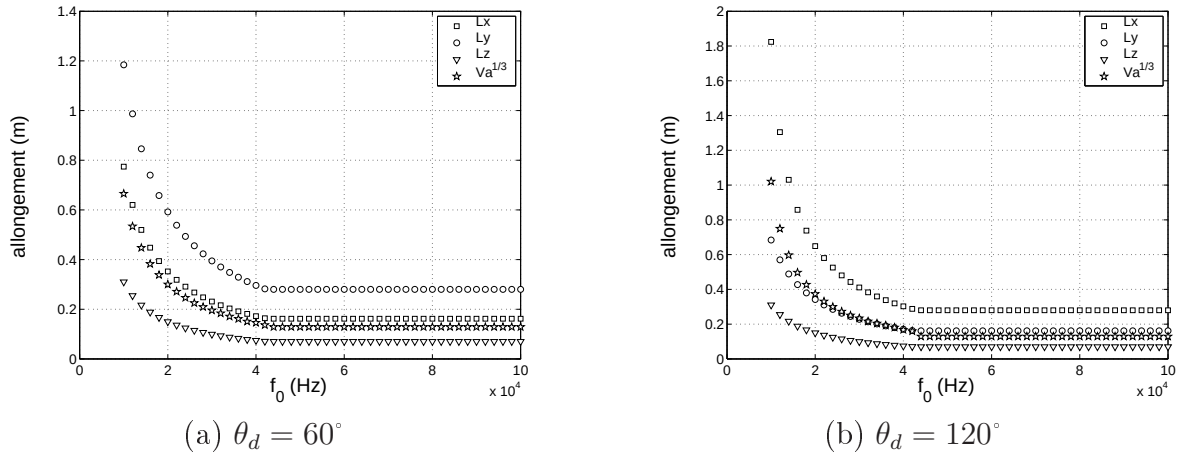


FIG. 4.6 – Dimensions caractéristiques du volume acoustique

4.1.3 Le réseau

Avant de présenter des mesures de diffusion réalisées sur un écoulement turbulent, nous allons nous intéresser à un signal de diffusion obtenu sur un objet de référence : le réseau périodique. La figure 4.7 montre le principe de la mesure de diffusion sur le réseau¹.

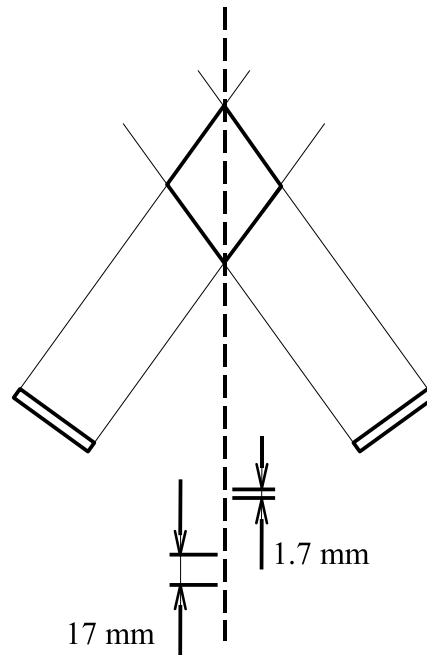


FIG. 4.7 – Diffusion par un réseau périodique

Dans notre cas, le réseau est constitué par une série de barreaux de section rectangulaire

¹Il est bien entendu que ces mesures ont été réalisées en l'absence d'écoulement.

et de rapport d'allongement grand. Les barreaux sont disposés de telle sorte qu'ils forment un réseau de vide de taille e_r $1.7mm$ espacés par un pas b_r de $1.7cm$. L'angle de diffusion utilisé lors de ces essais est de 120° .

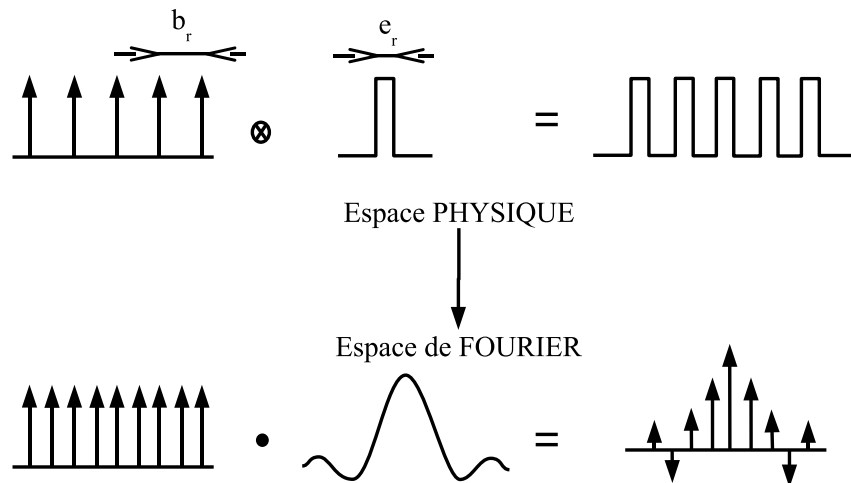


FIG. 4.8 – Modélisation du réseau périodique

D'un point de vue mathématique, le réseau périodique est modélisé par la convolution d'un peigne spatial de Dirac de période $1.7cm$ et d'une fonction porte de largeur $1.7mm$ comme l'illustre la figure 4.8. La transformée de Fourier spatiale du réseau est donc un peigne de Dirac d'enveloppe modulée et de période q_r égale à $\frac{2\pi}{b_r} \approx 370m^{-1}$ [63]. Il n'existe de l'énergie diffusée qu'aux nombres d'onde caractéristiques du réseaux : $\frac{2\pi n}{b_r}$ où n . Afin de détecter l'énergie diffusée par le réseau, le système de mesure doit être "accordé" sur le réseau :

$$\delta(q - q_d(n)) = \sum_{n=1}^{+\infty} \delta(q - nq_r) \quad (4.2)$$

La condition d'accord s'exprime donc sous la forme suivante :

$$\frac{4\pi f_0(n) \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right)}{c} = \frac{2\pi n}{2b_r} \quad (4.3)$$

La vitesse du son a été estimée à $342m/s$ et le demi-angle de diffusion $\theta_d/2$ est de 59° . La condition d'accord sera donc atteinte pour les fréquences multiples de 11735 Hz. En champ proche, l'allongement axial du volume de mesure acoustique L_x est de $28cm$ pour un angle de diffusion de 120° alors que le réseau métallique s'étend sur une longueur de $1.7m$. Le dispositif acoustique ne "voit" donc qu'une partie du réseau. Ce phénomène est schématisé sur la figure 4.9.

Cette opération de filtrage spatiale implique un élargissement des pics du peigne de dirac dans l'espace de Fourier. La largeur des pics dépend de la taille du volume de mesure. La

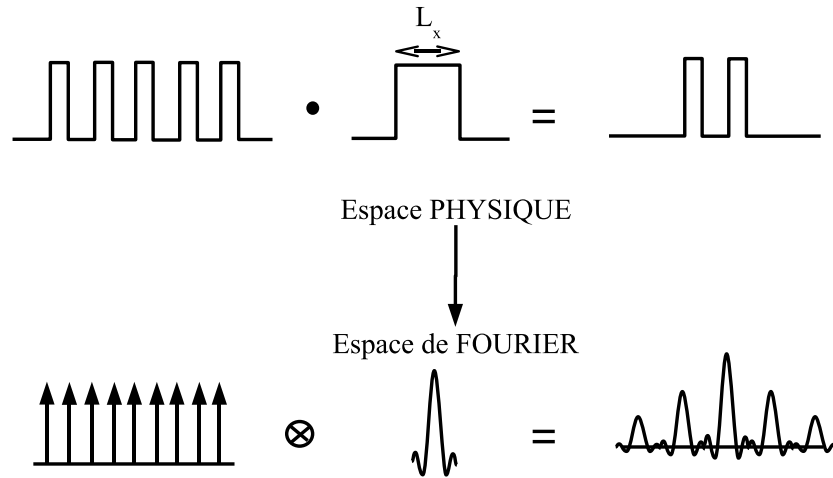
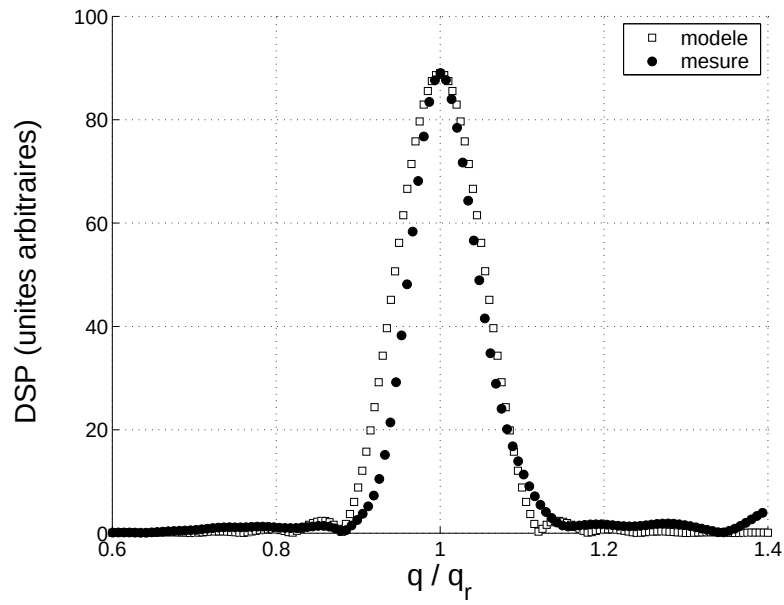


FIG. 4.9 – Influence de la taille du volume de mesure sur le réseau périodique

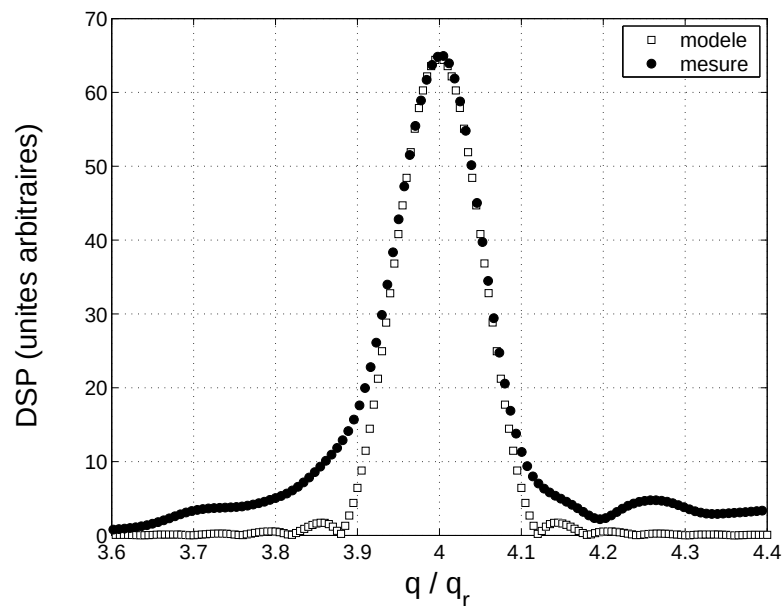
largeur des pics diminue dès lors que l'allongement axial du volume de mesure est grand. Dans la limite où le volume est infiniment grand (et le réseau aussi), la distribution dans l'espace de Fourier est formée de pics Dirac. La figure 4.10 compare les densités spectrales de puissance (DSP) issues de la mesure de diffusion du réseau périodique avec le modèle mathématique pour deux nombres caractéristiques $q = q_r$ et $q = 4q_r$.

Les mesures expérimentales ont été obtenues en injectant un bruit blanc large bande aux bornes de l'émetteur. L'axe des ordonnées a été normalisé pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux et numériques. L'unité de l'axe des ordonnées est donc arbitraire. Dans le cas où le nombre d'onde q est égal à q_r les transducteurs fonctionnent en régime de champ lointain. En revanche, pour $q = 4q_r$ les transducteurs fonctionnent en régime de champ proche. Dans le cas du champ proche, on constate que les résultats et le modèle mathématique coïncident très bien. Ceci met clairement en évidence les effets du volume de mesure. Dans le cas du champ lointain, on constate que la largeur du pic associé aux mesures est légèrement plus petite que celle obtenue à partir de la modélisation. Ce phénomène est compatible avec le fait que le volume de mesure augmente en régime de champ lointain par rapport au régime de champ proche. Etant donné que l'allongement du réseau est supérieur à l'allongement axial du volume de mesure, la largeur des pics nous donne une estimation de la résolution spectrale du système de mesure acoustique. On vérifie que l'agrandissement du volume de mesure en champ lointain s'accompagne d'une amélioration de la résolution spectrale.

Ainsi, nous venons de voir que le dispositif acoustique impose un volume de mesure de dimension non négligeable. Nous avons déterminé les dimensions caractéristiques de ce volume par construction géométrique et par intégration. De plus, nous avons vérifié qu'il exerce une influence notable sur les mesures de diffusion en nous servant d'un réseau périodique métallique.



(a) champ lointain



(b) champ proche

FIG. 4.10 – *Comparaison entre les mesures et le modèle du réseau*

4.2 Le pic central

4.2.1 Mise en évidence

Cette partie est consacrée aux caractéristiques des signaux de diffusion. Pour illustrer nos propos, nous utilisons deux signaux typiques obtenus dans l'écoulement de grille à $R_\lambda = 130$ et dans le jet turbulent à $R_\lambda = 390$. Dans les deux cas, la fréquence d'émission est de $20kHz$. Dans la grille, l'angle de diffusion est fixé à 120° alors que dans le jet il est de 60° . La zone de mesure est située à 42 M en aval de la grille et à 50 d en aval de la buse du jet. Dans les deux cas le nombre de points d'acquisition est égal à 1048576 pour une fréquence d'échantillonnage f_{ech} de 32768 Hz dans la grille et 16384 Hz dans le jet.

La figure 4.11 présente les densités spectrales de puissance des signaux obtenus dans la turbulence de grille et dans le jet. Une mesure complémentaire réalisée en l'absence d'écoulement a été rajoutée sur cette figure. Le signal de diffusion est obtenu à partir d'une démodulation hétérodyne avec la fréquence d'émission f_0 comme référence. On détecte ainsi les écarts à la fréquence incidente : $\Delta f = f - f_0$.

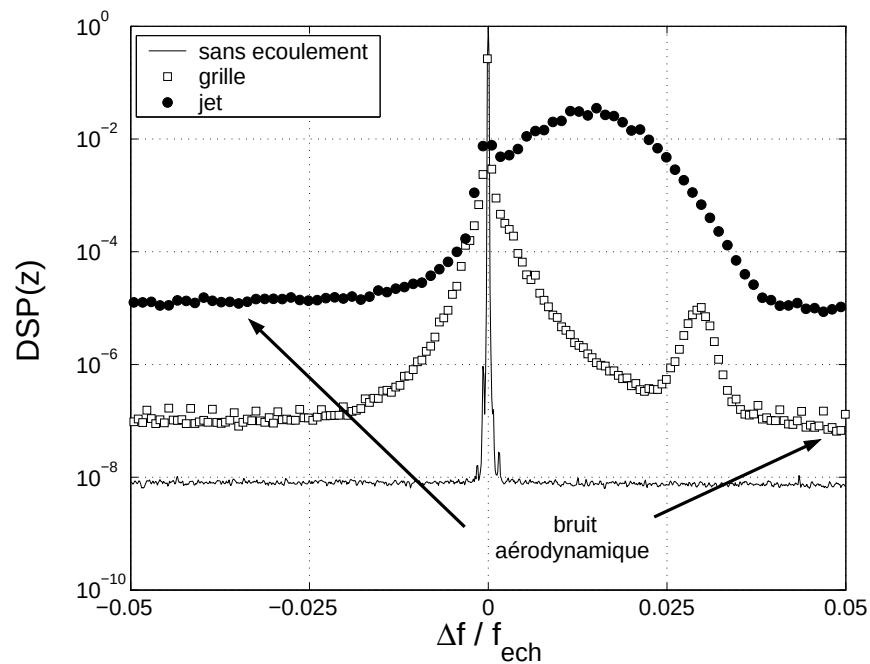


FIG. 4.11 – Mise en évidence du pic central.

Ces mesures nous donnent une estimation du bruit aérodynamique des deux écoulements étudiés dans une gamme de fréquences proches de $20kHz$. On remarque que le jet est plus "bruyant" que la soufflerie.

Dans le cas du jet et de la grille, on détecte deux bandes d'énergie. L'une d'entre elles est centrée sur la fréquence $\Delta f = 0Hz$. Une deuxième bande d'énergie décalée en fréquence vis à vis de la fréquence d'excitation représente la partie du signal de diffusion associé à la

vorticité. Comme nous le verrons, le décalage constaté sur les DSP est dû à un effet Doppler. Par commodité, ces deux bandes d'énergie seront notées respectivement "*pic central*" et "*bosse Doppler*" dans la suite.

Avant de nous intéresser à la bosse Doppler, notons que le pic central est visible même en l'absence d'écoulement. Le pic central représente donc un phénomène parasite uniquement lié au dispositif expérimental. Des tests ont révélé que ce pic est issu d'une propagation directe du son entre l'émetteur et le récepteur. Pour comprendre ce phénomène il suffit de regarder les diagrammes de directivité des deux transducteurs de la figure 4.12.

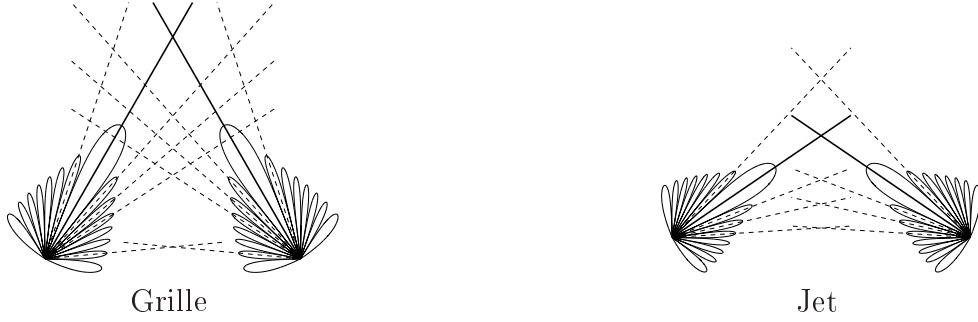


FIG. 4.12 – Diagrammes de directivité pour le couple émetteur-récepteur

Ces diagrammes ont été calculés pour des transducteurs de 7 cm de rayon et une fréquence d'émission de 20 kHz. Les angles de diffusion sont identiques à ceux utilisés lors des mesures. La ligne continue épaisse représente le trajet imposé par l'angle géométrique du banc acoustique. En plus de l'intersection principale, il existe plusieurs autres intersections dues aux rayonnement des lobes secondaires. On remarque en particulier la présence d'un trajet direct de propagation entre l'émetteur et le récepteur.

L'énergie acoustique liée au processus de diffusion est très faible en regard de l'énergie totale rayonnée par l'émetteur. Ainsi, même si le trajet direct est associé à des lobes de faible intensité acoustique, celle-ci reste très élevée devant l'énergie acoustique diffusée. De plus, la divergence du facteur angulaire de Lund $\mathcal{L}$ aux petits angles favorise le pic central par rapport au processus de diffusion attendu.

4.2.2 Le filtrage

Afin d'extraire la partie du signal de diffusion associé à la vorticité, il est indispensable de s'affranchir du pic central. Une des solutions envisagées consiste à placer une mousse absorbante entre les transducteurs afin d'atténuer l'énergie du trajet direct [72]. Cette tentative a permis de diminuer en moyenne l'énergie du pic central d'un facteur 10. Néanmoins, cette méthode n'a pas été retenue car elle s'avère lourde à mettre en place et peut perturber l'écoulement. Nous nous sommes alors orientés vers un filtrage numérique du pic central. Cette opération consiste à former la quantité $z_{\text{filtre}}(t)$ telle que :

$$z_{\text{filtre}}(t) = \frac{z(t) - z(t + \Delta t)}{2} \quad (4.4)$$

où Δt représente la période d'acquisition à savoir $\Delta t = 1/f_{ech}$. Cette procédure équivaut à multiplier le spectre du signal $z(t)$ par la fonction $\sin^2(\pi f/f_{ech})$ dont l'évolution fréquentielle est représentée sur la figure 4.13.

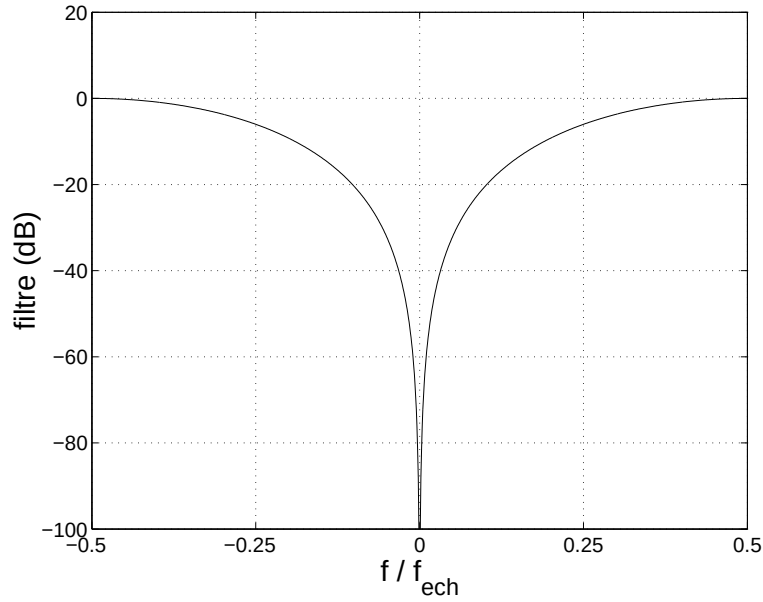


FIG. 4.13 – *Fonction filtre*

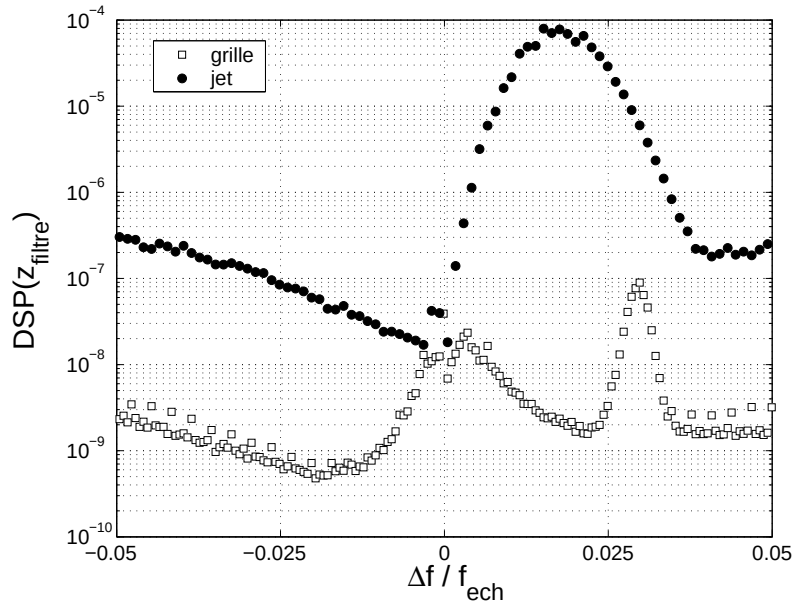


FIG. 4.14 – *Filtrage du pic central*

Le filtre choisi est très raide autour de la fréquence d'émission et s'adoucît en s'écartant de cette fréquence. Toutefois, on peut s'attendre à ce que le filtre modifie le spectre de

vorticité. En effet, même s'il est plus doux dans la gamme de fréquence concernée par le spectre de vorticité, le filtre favorise les hautes fréquences. Les densités spectrales de puissance des signaux filtrés dans le jet et la grille sont tracées sur la figure 4.14

Le filtrage choisi se révèle très efficace et plus particulièrement dans le cas du jet turbulent. Le résidu du pic central visible dans le cas de la grille provient du fait que le filtre n'arrive pas à compenser parfaitement l'élargissement du pic central. Ce phénomène peut s'expliquer par deux mécanismes. D'une part, la propagation de l'onde acoustique à travers l'écoulement turbulent est affectée de fluctuations aléatoires de phase et d'amplitude comme l'ont constaté par exemple Ho *et al.* [73]. D'autre part, les divers lobes secondaires induisent un processus de diffusion "*multiple*". Cet effet est masqué par l'effet Doppler dans le cas du jet turbulent.

Une dernière étape de filtrage est effectuée afin de réduire l'influence du niveau de bruit mesuré au cours l'expérimentation. Pour cela, on applique un filtre passe-bande au niveau de la bosse Doppler. Le filtre utilisé est un passe-bande de type Butterworth d'ordre 6 disponible sous le logiciel Matlab. La fréquence de coupure du filtre est ajustée pour chaque fichier de mesure.

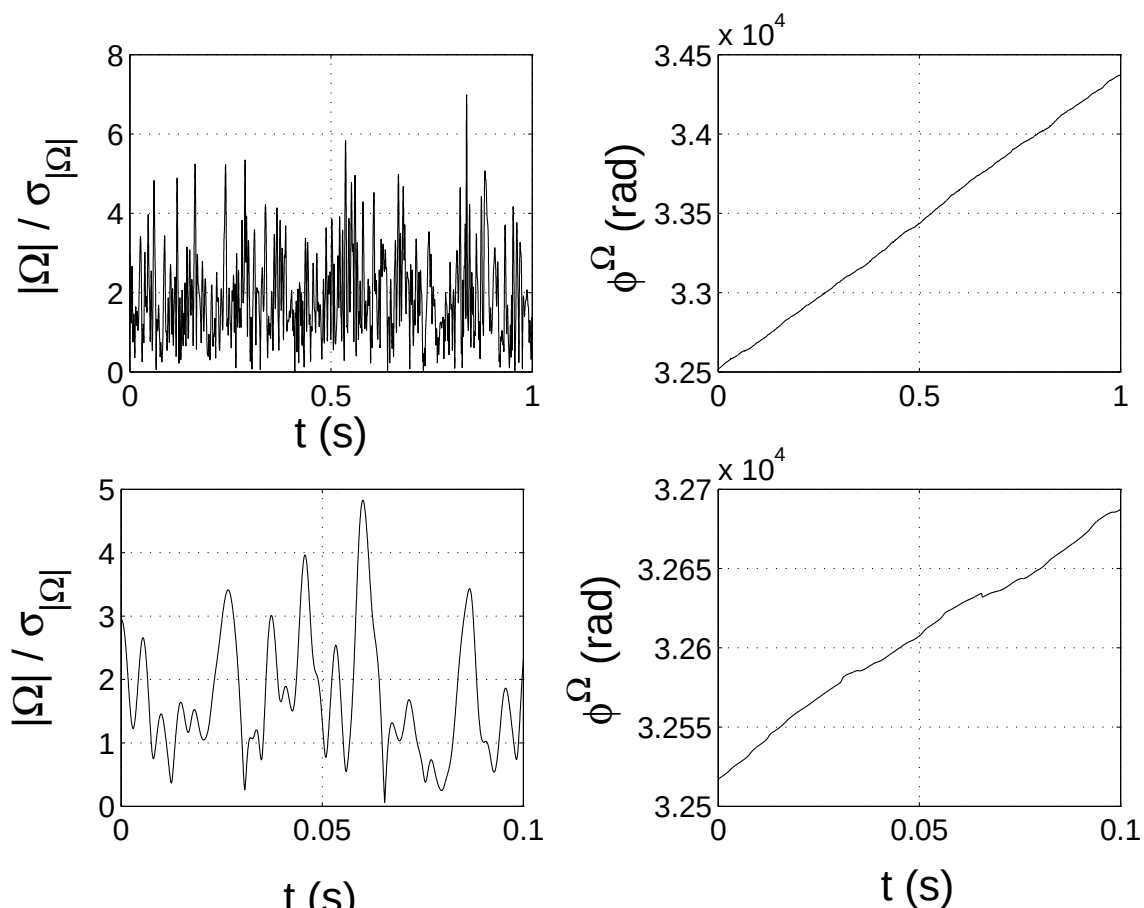


FIG. 4.15 – Exemple de signal de vorticité

Ces diverses étapes de pré-traitement des signaux de diffusion nous permettent d'extraire le signal temporel de vorticité $\Omega(q_d, t)$. Ce signal est complexe et se décompose sous la forme : $\Omega(q_d, t) = |\Omega(q_d, t)| e^{j\phi^\Omega(q_d, t)}$. La figure 4.15 représente l'évolution temporelle de l'amplitude et de la phase d'un signal typique de vorticité mesuré dans le jet turbulent. Les courbes de gauche montrent l'évolution de l'amplitude de la vorticité normalisée par son écart-type $\sigma_{|\Omega|}$ sur 1s de mesure et sur 0.1s. Les courbes de droite montrent l'évolution de la phase déroulée du signal de vorticité sur les mêmes bases de temps. L'amplitude du signal de vorticité est composée d'une succession de pics de courte durée ($\approx 1ms$) dont les variations dépassent plusieurs fois l'écart-type $\sigma_{|\Omega|}$. La phase déroulée évolue approximativement de façon linéaire au cours du temps autour d'une pente moyenne. En fait, l'évolution de la phase du signal de vorticité est la trace d'un effet Doppler des structures vorticitaires.

4.3 Le signal de vorticité

4.3.1 L'effet Doppler

Les spectres calculés à partir des signaux de diffusion filtrés font clairement apparaître un décalage de la bosse Doppler par rapport à la fréquence d'émission f_0 . Pour comprendre l'origine de ce décalage, intéressons nous à une grandeur physique dont la distribution $\Theta(\vec{x}, t)$   un instant donné est décrite par une transformée de Fourier spatiale $\Theta(\vec{q}, t)$. On cherche à déterminer l'effet d'un déplacement spatio-temporel sur les propriétés de ce champ. On introduit la distribution $\Theta'(\vec{x}, t)$ définie par :

$$\Theta'(\vec{x}, t) = \Theta(\vec{x} + \Delta\vec{x}, t) = \Theta(\vec{x}, t) \otimes \delta(\vec{x} - \Delta\vec{x}) \quad (4.5)$$

où $\otimes$ désigne l'opération de convolution. La transformée de Fourier spatiale de ce champ s'exprime par :

$$\Theta'(\vec{q}, t) = \Theta(\vec{q}, t) e^{j(\vec{q} \cdot \Delta\vec{x})} \quad (4.6)$$

On constate que la translation du champ n'affecte pas l'énergie de la distribution. En revanche, la phase du champ déplacé ϕ' diffère de celle du champ initial ϕ par le terme $\vec{q} \cdot \Delta\vec{x}$. Ainsi, le déplacement spatial de la distribution modifie essentiellement sa phase.

La distribution qui nous intéresse dans notre étude est le champ de vorticité. Celui-ci est advect  par l'écoulement ce qui implique : $\Delta\vec{x} = \vec{U}t$ dans le cas où la vitesse d'advection est constante. L'évolution temporelle de la phase du champ de vorticité s'exprime donc par :

$$\phi'^\Omega = \phi^\Omega + \vec{q} \cdot \vec{U}t \quad (4.7)$$

La figure 4.16 montre en insert l'évolution temporelle de la phase déroulée ϕ^Ω des signaux de vorticité obtenus dans la grille et dans le jet sur une base de temps de 20s. On constate que la phase évolue linéairement avec le temps t . Nous avons déterminé une

tendance moyenne $\langle \phi^\Omega \rangle$ par un ajustement linéaire au sens des moindres carrés. La pente moyenne mesurée dans la grille est plus élevée que celle du jet. Ce phénomène traduit le fait que la vitesse d'advection moyenne dans la grille est plus grande que dans le jet.

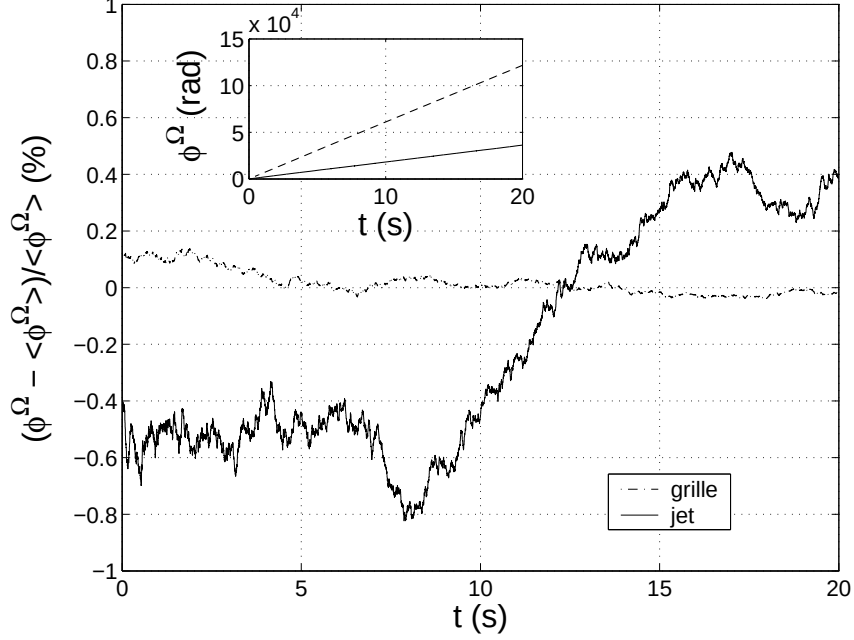


FIG. 4.16 – Evolution temporelle de la phase du signal de vorticité

Le graphique principal représente l'écart relatif des fluctuations de la phase déroulée autour de la tendance moyenne en fonction du temps. Les fluctuations de phase autour la valeur moyenne sont plus importantes dans le jet par rapport à l'écoulement de grille. Ce phénomène illustre le fait que le taux de turbulence du jet est plus élevé que celui de la grille.

Le terme $\vec{q} \cdot \vec{U}t$ correspond à un effet Doppler qui implique un décalage fréquentiel de la transformée spatio-temporelle du champ advect . Ce dernier s'écrit :

$$\Theta'(\vec{q}, f) = \Theta\left(\vec{q}, f - \frac{\vec{q} \cdot \vec{U}}{2\pi}\right) \quad (4.8)$$

Dans notre étude, les configurations expérimentales sont choisies de telle sorte que le vecteur d'onde de diffusion $\vec{q}_d$ est aligné avec la vitesse d'advection. Ceci nous permet de maximiser le décalage Doppler favorisant ainsi la séparation avec le pic central. Dans ces conditions, le terme $\vec{q} \cdot \vec{U}$ se résume alors à $q_d U$. L'effet Doppler fait apparaître un décalage fréquentiel du signal de vorticité tel que :

$$2\pi\Delta f = q_d U \quad (4.9)$$

Pour vérifier si les données expérimentales sont soumises à un effet d'advection nous avons tracé sur la figure 4.17 les densités spectrales de puissance des signaux de diffusion

en fonction du décalage de fréquence Δf normalisé par l'effet Doppler "*attendu*". Celui-ci est calculé à partir du nombre d'onde q_d imposé par la configuration géométrique et de la vitesse moyenne sur l'axe du jet $U(x, y = 0)$ mesurée par anémométrie à fil chaud. : $q_d U$. Ainsi, le décalage Doppler "*attendu*" s'exprime sous la forme :

$$2\pi \Delta f^{\text{attendu}} = q_d U(x, y = 0) \quad (4.10)$$

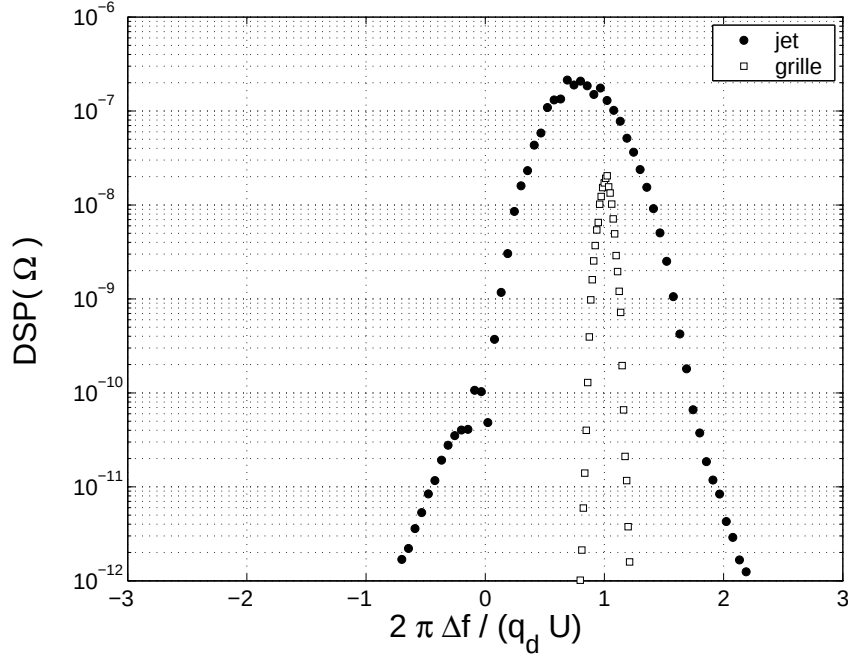


FIG. 4.17 – Mise en évidence de l'effet Doppler

On note que la bosse d'énergie s'explique quantitativement par la distribution de vitesse de l'écoulement. Toutefois, dans le jet, le décalage Doppler mesuré est légèrement plus faible que le décalage attendu $q_d U(x, y = 0)$. De plus, on a vu que pour une vitesse d'advection constante, l'effet Doppler induit une fréquence Doppler unique : $\frac{q_d U}{2\pi}$. Les mesures montrent qu'en réalité on détecte une distribution d'énergie centrée sur cette fréquence Doppler. Cette différence de comportement est liée au caractère aléatoire du champ de vitesse. En effet, la vitesse d'advection peut se décomposer comme la superposition d'un champ moyen et d'un champ fluctuant. On comprend donc que la vitesse d'advection ne soit pas unique². Ce phénomène est plus marqué dans le jet car le taux de turbulence y est plus grand. Korman *et al.* [74] ont trouvé un comportement similaire sur un jet d'eau sous-marin. A l'inverse, la répartition Doppler dans la grille est concentrée au voisinage du décalage moyen. Nos mesures mettent donc en évidence la présence d'une bosse Doppler dont la largeur reflète de manière significative le taux de turbulence de l'écoulement considéré.

²C'est le même argument qui est utilisé pour reconstituer le champ spatial de vitesse au travers de l'hypothèse de Taylor locale.

4.3.2 L'ajustement du spectre complexe

Le spectre fréquentiel $S^\Omega(\Delta f)$ du signal complexe de vorticité peut être vu comme la densité de probabilité de trouver de l'énergie à une fréquence Δf . Ce décalage fréquentiel Δf est induit par un effet d'advection des structures vorticitaires : $\Delta f = q_d U$. On peut donc penser que la répartition de probabilité fréquentielle est imposée par la répartition de probabilité du champ de vitesse. Ceci sous-entend que le spectre fréquentiel intrinsèque à la vorticité à un nombre d'onde q_d est masqué par l'effet d'advection [71]. Les densités de probabilité (ddp) de la vitesse mesurée à $42M$ dans la grille et $50d$ dans le jet sont tracées sur la figure 4.18.

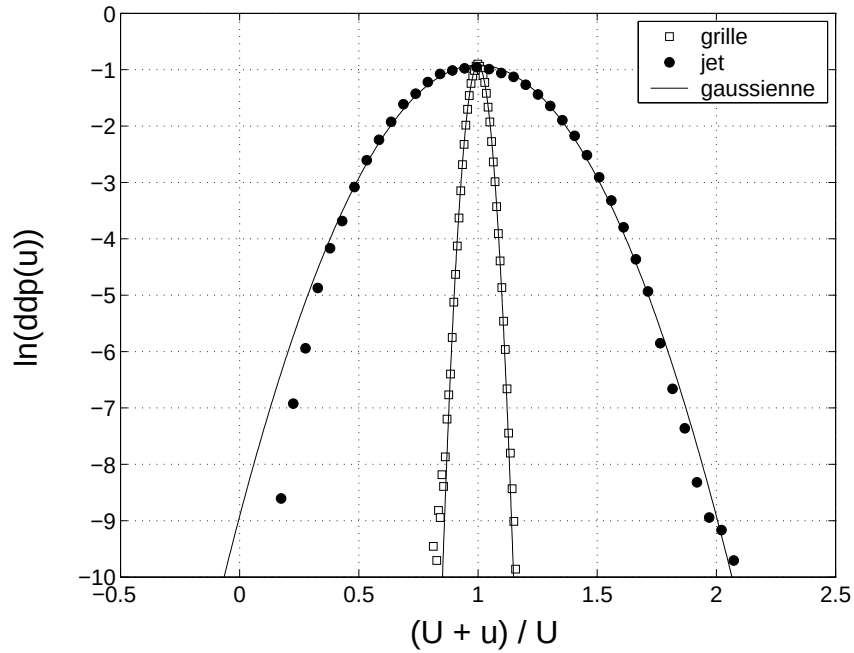
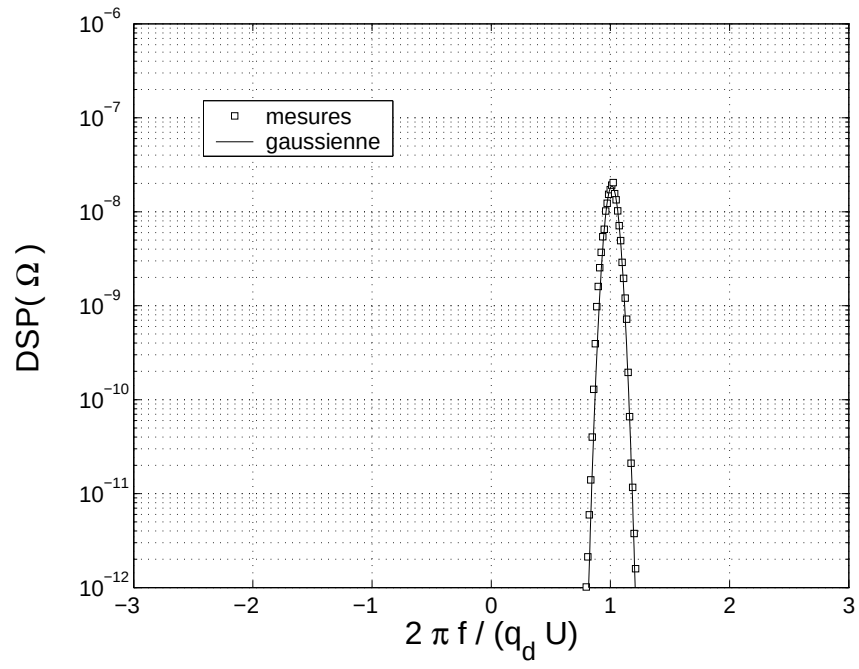


FIG. 4.18 – Densité de probabilité du champ de vitesse

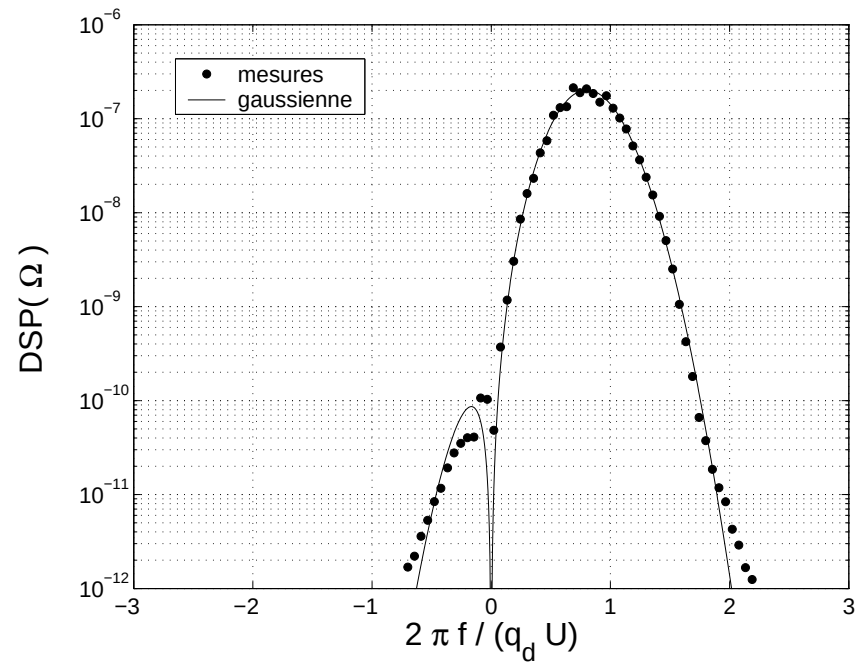
On remarque que la répartition de vitesse mesurée par anémométrie à fil chaud est très proche d'une distribution gaussienne. De manière analogue, nous avons utilisé un ajustement gaussien sur les spectres des signaux complexe de vorticité. La distribution gaussienne $\mathcal{G}$ utilisée est définie par :

$$\mathcal{G}(f) = \frac{\mathcal{A}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(f - m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.11)$$

où σ désigne l'écart-type de la distribution, m sa moyenne et $\mathcal{A}$ une constante ajustable. Pour tenir compte du filtrage du pic central, l'ajustement est réalisé à partir de la fonction $\mathcal{G}$ filtrée. Les résultats pour les exemples considérés sont portés sur la figure 4.19 montrant que la distribution gaussienne co  incide très bien avec les données expérimentales.



(a) grille



(b) jet

FIG. 4.19 – Ajustements de la bosse Doppler par une distribution gaussienne

A partir des paramètres obtenus par ajustement gaussien nous allons étudier les caractéristiques du champ de vortacité détecté par la méthode acoustique.

4.4 Spectres d'ensrophie

4.4.1 Prédiction de Kolmogorov

Par analyse dimensionnelle, on peut exprimer la vortacité d'une échelle de l'écoulement en fonction de sa taille ℓ et de sa vitesse u_ℓ caractéristiques sous la forme suivante :

$$\Omega_\ell \sim \frac{u_\ell}{\ell} \quad (4.12)$$

D'après la phénoménologie de Kolmogorov, dans la ZI, la vitesse caractéristique u_ℓ évolue selon une loi de puissance de l'échelle ℓ du type : $u_\ell \sim \ell^{1/3}$ [12], [1], [13]. L'ensrophie locale Ω_ℓ^2 s'écrit alors :

$$\Omega_\ell^2 \sim \ell^{-4/3} \quad (4.13)$$

D'où l'on déduit le spectre tridimensionnel S^Ω de la vortacité :

$$S^\Omega(\|\vec{q}\|) = \langle \Omega^2 \rangle (\|\vec{q}\|) \sim \|\vec{q}\|^{1/3} \quad (4.14)$$

où $\|\vec{q}\|$ désigne la norme du vecteur d'onde $\vec{q}$: $\|\vec{q}\| = \sqrt{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2}$.

4.4.2 Spectre d'ensrophie

Dans notre expérience, on mesure la transformée de Fourier spatiale de la composante $\Omega_z(\vec{x}, t)$ au nombre d'onde q_x . Or, par définition de la distribution gaussienne :

$$\mathcal{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{G}(f) df \quad (4.15)$$

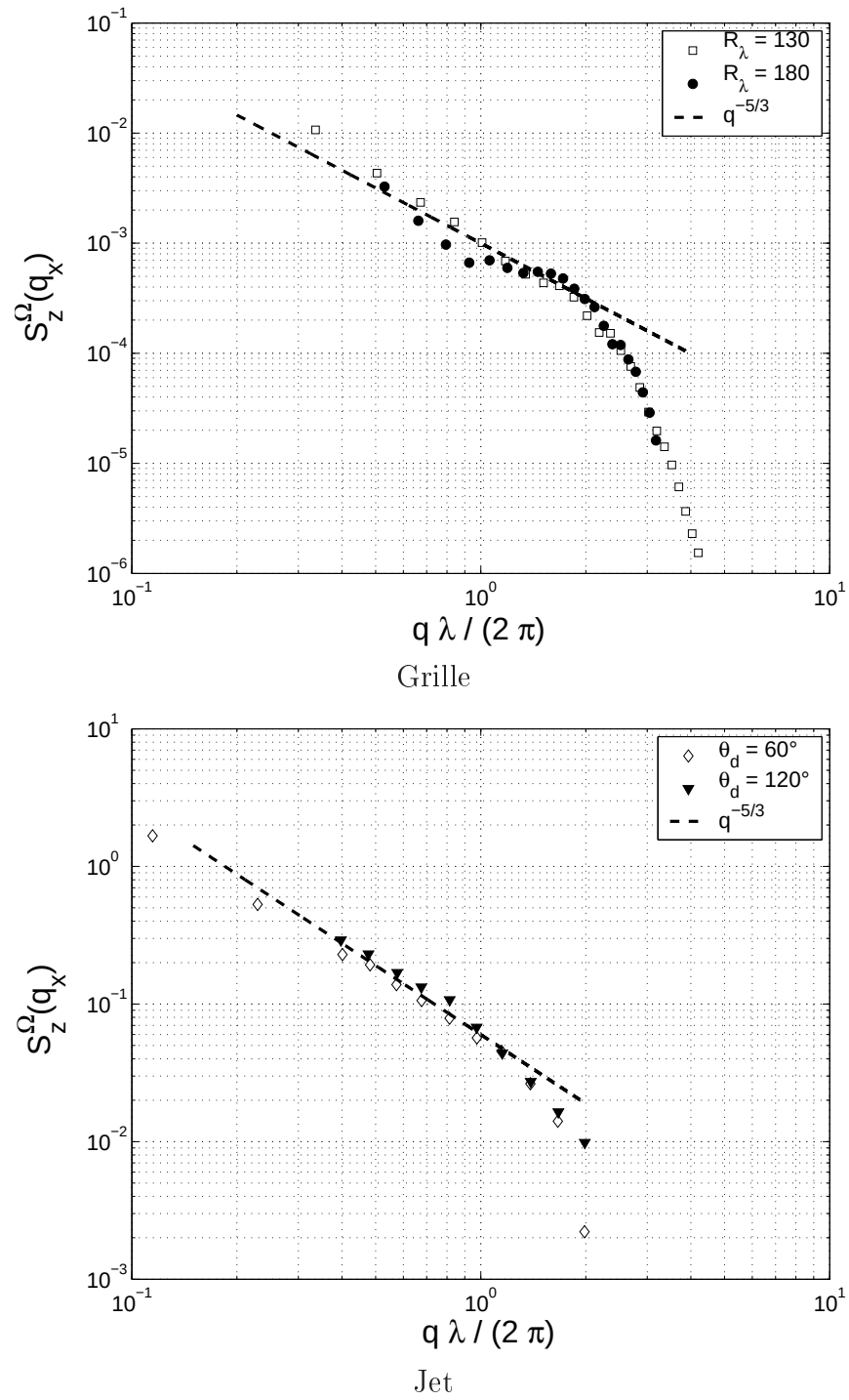
ce qui implique d'après le théorème de Parseval [63] :

$$\mathcal{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_z(q_x, f)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_z(q_x, t)|^2 dt \quad (4.16)$$

Comme nos signaux sont bornés dans le temps, l'expression précédente équivaut à :

$$\mathcal{A} = \langle |\Omega_z(q_x, t)|^2 \rangle_t \quad (4.17)$$

Le paramètre $\mathcal{A}$ représente l'énergie d'une composante de la vortacité à un vecteur d'onde d'analyse $\vec{q} = (q_x, q_y = 0, q_z = 0)$ fixé par les conditions expérimentales. En jouant sur le paramètre q_x , on accède ainsi au spectre uni-dimensionnel de la vortacité $S_z^\Omega(q_x)$.

FIG. 4.20 – *Spectre de vorticité uni-dimensionnel*

La figure 4.20 présente les spectres unidimensionnels issus de la mesure par diffusion ultrasonore dans la grille et dans le jet. L'axe des abscisses est normalisé par le nombre d'onde associé à l'échelle de Taylor λ_T tel que : $q_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda_T}$.

Le calcul des spectres a nécessité une normalisation par la fonction de transfert du système acoustique H (cf chapitre 3). De plus, dans le cas du jet turbulent, une pondération par le facteur angulaire de Lund $\mathcal{L}$ a été introduite pour tenir compte des angles de diffusion.

Pour les deux écoulements, l'échelle de Taylor λ semble être caractéristique de la transition entre deux régimes de comportement. Pour des nombres d'onde $q \leq q_\lambda$, le spectre uni-dimensionnel évolue selon la loi de puissance $q^{-5/3}$ qui est tracée en pointillé sur les graphiques. Pour des nombres d'onde $q \geq q_\lambda$, le spectre chute brutalement. Ce phénomène est le signe de la coupure visqueuse de l'écoulement. On voit donc que l'échelle de Taylor caractérise la séparation entre la ZI et la ZD. Dans le jet, on note que la renormalisation par le facteur $\mathcal{L}(\theta_d)$ fait collapser les courbes expérimentales. De plus, dans la grille, le nombre de Reynolds ne semble pas influencer le comportement des spectres.

A l'aide d'une technique expérimentale de diffusion de la lumière par les fluctuations de densité dans des écoulements compressibles, Grésillon *et al.* [75] et Bonnet *et al.* [76] ont mesuré des spectres uni-dimensionnels des modes longitudinaux de la vitesse turbulente. Leurs résultats montrent la présence d'une loi de puissance en fonction de q avec un exposant égal à $-11/3$ compatible avec nos mesures ($S^\Omega \sim q^2 S^u$).

Pour pouvoir comparer nos mesures aux prédictions de Kolmogorov, il faut exprimer le spectre tri-dimensionnel en fonction du spectre uni-dimensionnel. Par définition, l'enstrophie est reliée au spectre tri-dimensionnel par l'expression suivante :

$$\langle \Omega^2(\vec{x}, t) \rangle = \int_0^\infty S^\Omega(\|\vec{q}\|) d\|\vec{q}\| \quad (4.18)$$

qui se développe sous la forme :

$$\Omega(\vec{x}, t)^2 = \int_0^\infty [S_x^\Omega(\|\vec{q}\|) + S_y^\Omega(\|\vec{q}\|) + S_z^\Omega(\|\vec{q}\|)] d\|\vec{q}\| \quad (4.19)$$

En considérant que la turbulence est homogène et isotrope dans l'espace physique il vient $S_x^\Omega = S_y^\Omega = S_z^\Omega$. Dans ces conditions, l'énergie spectrale peut être intégrée sur une surface de rayon $\|\vec{q}\|$ [1] ce qui entraîne :

$$\langle \Omega^2(\vec{x}, t) \rangle = \int_0^\infty 12\pi q_x^2 S_z^\Omega(q_x) dq_x \quad (4.20)$$

Par identification il vient : $S^\Omega(\|\vec{q}\|) d\|\vec{q}\| = 12\pi q_x^2 S_z^\Omega(q_x) dq_x$

Les spectres multipliés par le terme $12\pi q_x^2$ ont été tracés sur la figure 4.21. On remarque que la valeur maximale du spectre tri-dimensionnel de la vorticité correspond au nombre d'onde q_λ dans le cas du jet. La loi prédite par la phénoménologie de Kolmogorov en $q^{1/3}$ a été portée en pointillés sur les courbes. Dans le jet turbulent, les résultats expérimentaux suivent relativement bien la pente théorique puis dévie fortement pour les nombres d'ondes supérieurs à q_λ . Pour la turbulence de grille la comparaison entre les mesures et la prédiction

est moins probante. Il est difficile de tirer une véritable tendance à partir des résultats expérimentaux. Dans l'écoulement de grille, la ZI s'étend sur une plage spectrale très faible atteignant ainsi les limites imposées par les hypothèses introduites.

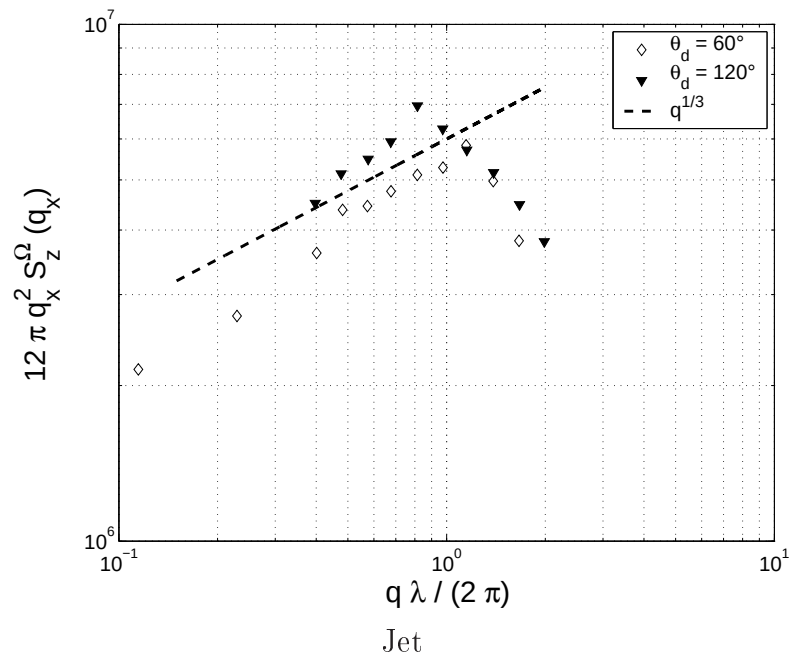
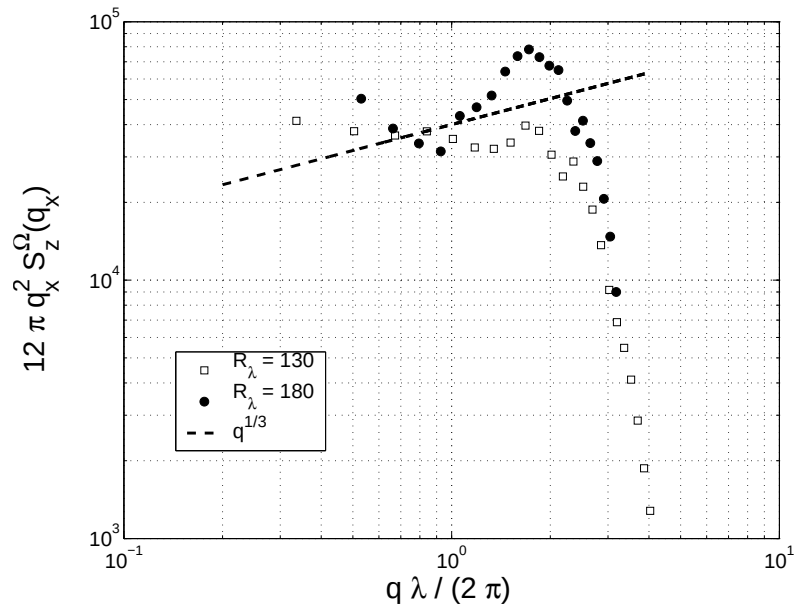


FIG. 4.21 – *Spectre de vorticité tridimensionnel*

Des mesures expérimentales ont été réalisées par Antonia *et al.* [77] sur le champ complet de vortécité dans une turbulence de grille. Leurs résultats montrent notamment que l'hypothèse d'isotropie n'est pas valable pour déterminer l'enstrophie à petit nombre d'onde. Le spectre d'enstrophie qu'ils obtiennent ne suit pas la loi de puissance prédite par Kolmogorov et semble être indépendant de l'échelle d'analyse jusqu'à la coupure dissipative. La différence de comportement observé avec l'étude de Antonia *et al.* [77] peut s'expliquer par leur méthode de mesure. Avec des techniques eulériennes classiques, comme le fil chaud par exemple, une mesure unidirectionnelle est sensible à l'ensemble des contributions spatiales du champ étudié [1]. Dans une étude expérimentale sur un jet turbulent avec un dispositif identique au nôtre, Baudet *et al.* [78] ont obtenu un comportement identique à la prédiction de Kolmogorov.

Notons que ces spectres peuvent nous apporter une estimation de l'échelle de Kolmogorov η différente de celle calculée à partir de la dissipation moyenne. En effet, dans la zone dissipative profonde, on attend un comportement du spectre de vortécité dominé par le terme $\exp(-(q\vartheta)^2)$ [41] où ϑ représente une échelle caractéristique de la coupure visqueuse. Dans le jet, nos mesures ne couvrent pas une zone de nombres d'onde assez étendue pour nous donner une estimation précise de l'échelle ϑ . En revanche, les campagnes effectuées dans la turbulence de grille explorent une grande partie de la zone dissipative de l'écoulement. Nous avons tracé sur la figure 4.22 un ajustement quadratique au sens des moindres carrés sur les spectres tri-dimensionnels obtenus dans la turbulence de grille.

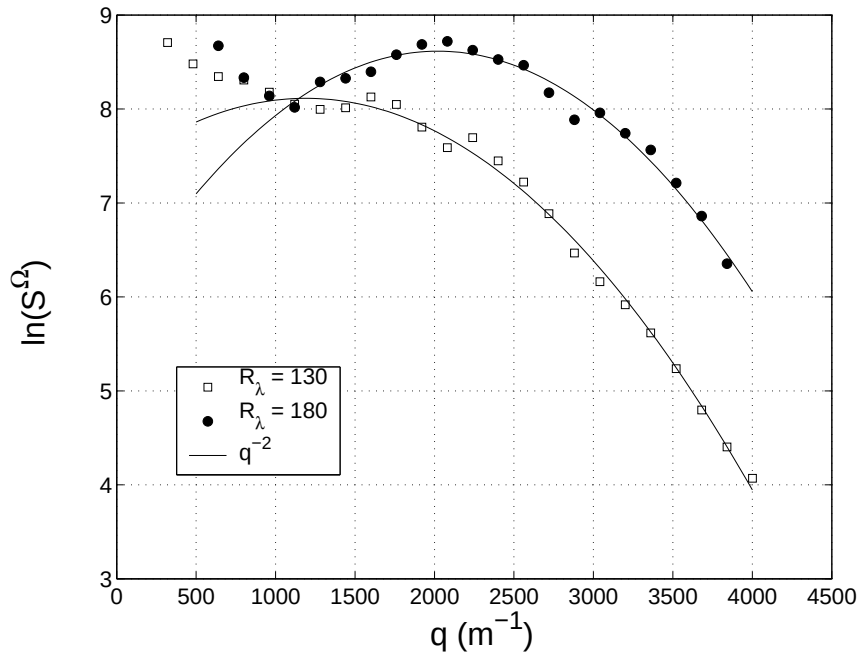


FIG. 4.22 – Estimation de l'échelle de coupure visqueuse dans la turbulence de grille

L'axe des ordonnées représente la quantité $\ln(S^\Omega)$. On remarque que l'ajustement quadratique est très bien adapté aux données expérimentales. On trouve $\vartheta \approx 0.73\text{mm}$

et $\vartheta \approx 0.81mm$ respectivement pour $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$. Ces valeurs correspondent approximativement à 2.4η et 4.1η où η est l'estimation de l'échelle de Kolmogorov obtenue à partir du calcul de la dissipation.

Ainsi, la technique de diffusion acoustique nous donnent accès au spectre tri-dimensionnel de la vorticité qui présente un bon accord avec les prédiction de Kolmogorov. De plus, cette technique permet d'obtenir un "*vrai*" spectre uni-dimensionnel dont le comportement est compatible avec des études existantes. Il ressort de ces mesures que l'échelle de Taylor λ est caractéristique de la transition entre le régime inertiel et le régime dissipatif. Enfin, par un ajustement quadratique sur la zone dissipative profonde, nous estimons une échelle de coupure visqueuse de manière indépendante du calcul de la dissipation moyenne.

4.5 L'advection de la vorticité

4.5.1 L'advection moyenne

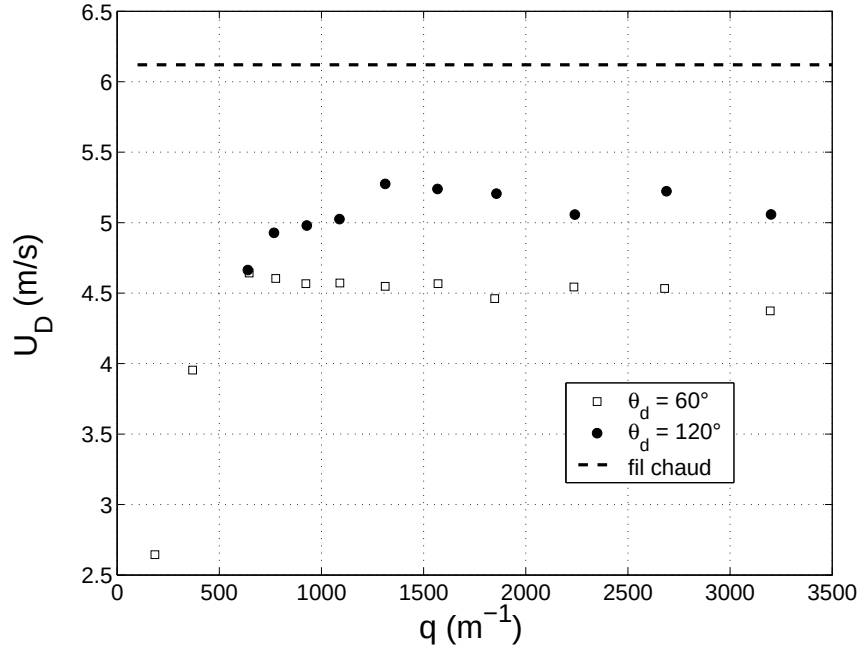
Comme nous l'avons vu précédemment pour le jet turbulent, le décalage Doppler moyen est légèrement plus petit que le décalage théorique calculé à partir de la vitesse sur l'axe du jet. Nous allons dans cette partie nous intéresser à l'origine de cette différence. Par la suite, la vitesse moyenne associée à l'effet Doppler est notée U_D . Cette vitesse est à priori différente de la vitesse moyenne mesurée au fil chaud U . La vitesse Doppler U_D est définie à partir de l'ajustement gaussien des spectres complexes :

$$U_D = \frac{2\pi m}{q_d} \quad (4.21)$$

La figure 4.23 représente l'évolution de la vitesse U_D mesurée dans le jet turbulent à 50 d en aval de la buse pour différents nombres d'onde de diffusion et pour deux angles de diffusion : 60° et 120° . Le nombre de points utilisés pour l'ajustement par la distribution gaussienne varie entre 70 et 1000. Par comparaison, la vitesse moyenne sur l'axe du jet à 50 d mesurée par anémométrie à fil chaud est tracée en pointillés sur la figure.

Les valeurs des vitesses U_D détectées par effet Doppler sont systématiquement inférieures à celle donnée par l'anémométrie à fil chaud U . On observe que cette différence dépend de l'angle de diffusion et de la limite champ proche/lointain des transducteurs. Dans le cas où les transducteurs fonctionnent en régime de champ proche, la vitesse Doppler U_D est indépendante du nombre d'onde sélectionné. Dans ces conditions, l'écart relatif entre les deux systèmes de mesure est de 26% et 16% respectivement pour un angle de diffusion de 60° et 120° . Dans la zone de champ lointain, cet écart relatif varie jusqu'à 57%.

Au cours d'une étude sur un jet turbulent Schaeffer [79] s'est intéressé à l'influence du facteur angulaire de Lund sur l'écart entre la vitesse Doppler et la vitesse du fil chaud. Il explique cet écart par un décalage entre le nombre d'onde réellement imposé par le système de mesure et le nombre d'onde fixé par la configuration géométrique. Dans le cas du champ lointain, l'effet de divergence des faisceaux acoustiques impose des angles de diffusion compris entre $\theta + \delta\theta$ et $\theta - \delta\theta$.

FIG. 4.23 – *Effet Doppler dans le jet*

Pour déterminer l'origine de l'écart entre le champ d'advection et la mesure du fil chaud, intéressons nous à l'incertitude expérimentale concernant la mesure du décalage Doppler moyen. La relation 4.9 se différencie sous la forme suivante :

$$2\pi\delta m = U_D\delta q_d + q_d\delta U_D \quad (4.22)$$

où δq_d représente l'incertitude expérimentale sur la sélection du nombre d'onde q_d et δU_D une variation caractéristique de la vitesse Doppler lors de la mesure. Le terme $2\pi\delta m$ correspond à la différence entre l'effet Doppler théorique $q_d U$ et l'effet Doppler mesuré $q_d U_D$. Ainsi, l'équation 4.22 peut s'exprimer par :

$$\frac{U - U_D}{U_D} = \frac{\delta q_d}{q_d} + \frac{\delta U_D}{U_D} \quad (4.23)$$

Ainsi, la différence observée entre U et U_D peut s'expliquer soit par la résolution du système acoustique et/ou par une incertitude relative du champ d'advection Doppler. Cette incertitude est essentiellement liée aux inhomogénéités spatiales du champ de vitesse au sein du volume de mesure V_a . Nous avons tenté de déterminer la part relative de ces deux incertitudes sur les écarts que nous observons expérimentalement.

Pour définir idéalement le nombre d'onde au moyen d'un réseau d'interférences il serait indispensable de travailler avec des transducteurs de taille infinie. Cette condition est évidemment irréaliste. En pratique, les effets de bords dus à la taille finie des capteurs sont responsables de l'incertitude portant sur la détermination exacte du nombre d'onde

sélectionné. L'écart relatif entre U_D et U dans l'écoulement de grille est tracé en fonction du nombre d'onde analysé sur la figure 4.24.

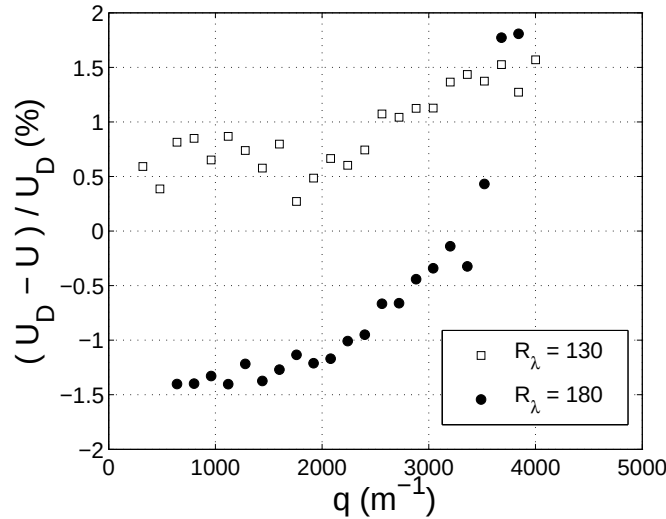


FIG. 4.24 – Vitesse Doppler détectée dans la soufflerie

Le champ de vitesse moyen dans la turbulence de grille est quasiment uniforme par rapport à celui du jet (voir chapitre 2). Dans ces conditions, on peut négliger l'incertitude associée à la présence de gradients de vitesse moyenne au sein du volume de mesure acoustique. La relation 4.22 se résume alors à :

$$\frac{U - U_D}{U_D} = \frac{\delta q_d}{q_d} \quad (4.24)$$

Dans le cas des mesures effectuées dans la grille, les transducteurs fonctionnent en régime de champ proche. On accède ainsi à l'incertitude relative liée à la résolution du dispositif acoustique en champ proche : $\delta q_d^{CP} / q_d$. Dans le cas de la grille, on constate que cette incertitude relative est inférieure à 2% pour toute la gamme de nombres d'onde utilisés. Or, l'incertitude commise sur la sélection du nombre d'onde de diffusion est indépendante de l'écoulement considéré. On suppose donc que l'incertitude instrumentale liée au champ proche est identique pour les mesures réalisées dans le jet turbulent.

Dans le cas du champ lointain, l'incertitude δq_d^{CL} concernant la sélection du nombre d'onde peut être estimée à partir du modèle du piston plan circulaire encastré :

$$\delta q_d^{CL} \approx 8 \frac{\cos(\theta_d/2)}{2a} \quad (4.25)$$

L'incertitude absolue du système de mesure liée à l'effet de diffraction est constante. Dans notre cas, δq_d^{CL} est de l'ordre de 50 m^{-1} pour un angle de diffusion de 60° et de 30 m^{-1} pour un angle de diffusion de 120° . La zone de champ lointain, pour les mesures effectuées dans le jet, apparaît pour des fréquences inférieures à 42 kHz . Entre 10 kHz et 40 kHz ,

l'incertitude relative $\delta q_d^{CL}/q_d$ varie entre 27% et 6% pour un angle de diffusion de 60° et entre 10% et 2% pour un angle de diffusion de 120° . Ces valeurs sont nettement inférieures aux écarts relatifs $\frac{U-U_D}{U_D}$ constatés expérimentalement. En effet, pour $\theta_d = 60^\circ$ cet écart relatif varie de 130% à 35% alors que pour $\theta_d = 120^\circ$ il varie de 30% à 20%. La majeure partie des incertitudes est donc liée à l'intégration des inhomogénéités du champ de vitesse moyenne sur le volume de mesure comme l'illustre la figure 4.25.

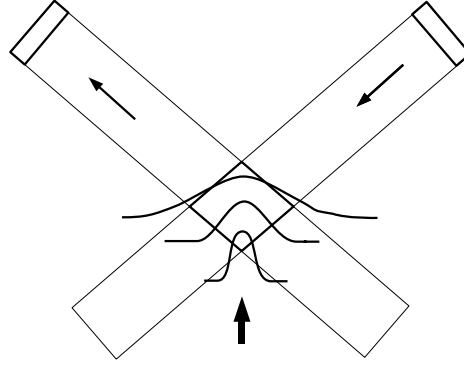


FIG. 4.25 – *Profils de vitesse moyenne du jet dans le volume acoustique*

Les objets détectés au cours d'une mesure de diffusion explorent à priori la totalité du volume de mesure. Cet effet a notamment été mise en évidence sur des mesures de vitesses lagrangiennes de bulles de savon dans un jet turbulent par Gervais [6] avec un dispositif acoustique similaire au nôtre.

Pour vérifier l'influence de ce phénomène dans le cas du jet turbulent, nous avons évalué numériquement la vitesse débitante moyenne U_S dans le volume de mesure. Cette vitesse prend en compte les effets d'inhomogénéités du champ de vitesse au sein du volume de mesure. Pour ce faire, nous avons intégré le champ de vitesse spatiale $U(x, y)$ sur la totalité du volume acoustique idéalisé. Pour le calcul, le volume idéalisé est maillé avec un pas de 10mm selon l'allongement axial et 1mm dans les directions transversales y et z . Les profils de vitesse sont déterminés à partir des propriétés du jet rappelées dans le Chapitre 2. Les résultats obtenus à partir de ce calcul sont reportés sur la figure 4.26.

Le calcul de la vitesse débitante moyenne U_S reproduit relativement bien l'évolution de la vitesse Doppler en fonction du nombre d'onde avec une "cassure" caractéristique de la transition champ proche/lointain. Dans la zone de champ proche, l'écart relatif entre les estimations et les mesures est de l'ordre de 8%. Dans le cas du champ lointain, cette valeur atteint 60% pour un angle de diffusion de 60° et 40% à 120° . Dans tous les cas, le calcul sous-estime la vitesse d'advection moyenne. Ce biais peut être dû au fait que la simulation pondère chaque point du domaine de calcul de la même façon alors qu'en réalité on peut s'attendre à ce que l'inhomogénéité de "l'éclairage énergétique" du volume de mesure favorise certaines zones.

La figure 4.27 présente l'écart relatif entre U_D et U_S pour différentes distances à la buse. Sur cette figure, une comparaison entre U_D et la vitesse axiale U mesurée au fil chaud a été ajoutée.

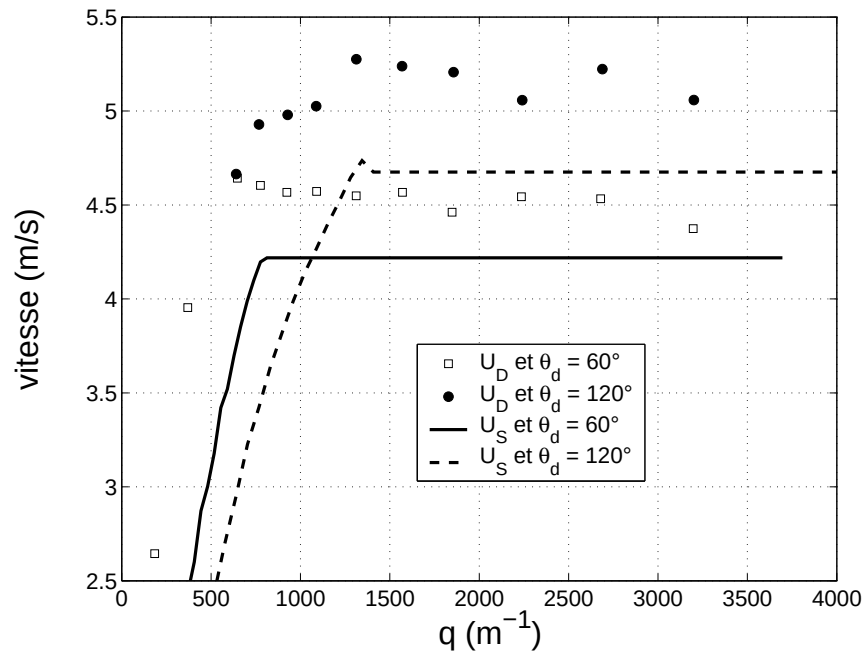


FIG. 4.26 – Comparaison entre U_D et la vitesse débitante calculée U_S

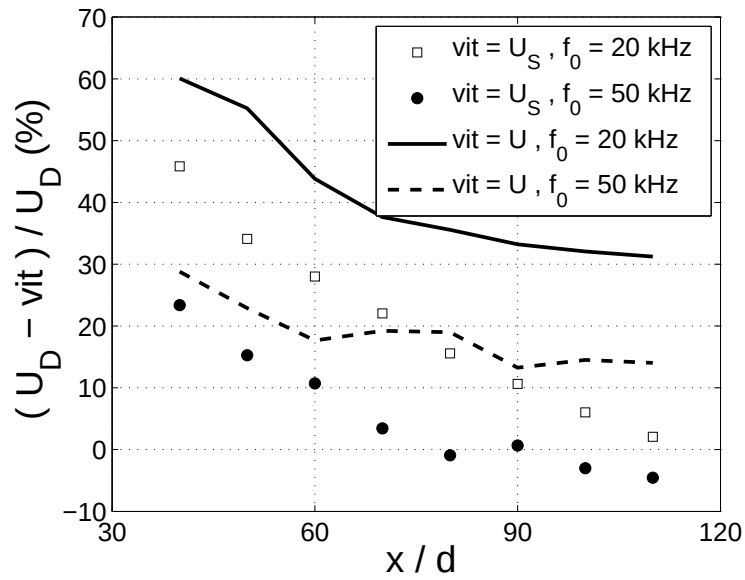


FIG. 4.27 – Comparaison entre U_D et la vitesse débitante calculée

Dans cette campagne d'essais, l'angle de diffusion est fixé à 60° et 2 fréquences incidentes ont été utilisées : $20kHz$ et $50kHz$ correspondant respectivement à $q_d \approx 370m^{-1}$ et $q_d \approx 920m^{-1}$. Les conditions expérimentales imposent un fonctionnement en champ lointain à $20kHz$ et en champ proche pour $50kHz$. Dans tous les cas, la vitesse débitante moyenne U_S semble être plus pertinente que la vitesse axiale U obtenue à partir du fil chaud pour représenter le champ d'advection de la vorticité pour notre technique de mesure. A partir de $90d$, l'écart relatif entre U_D et U_S est inférieur à 10% dans le régime du champ lointain. Cette valeur est atteinte à $60d$ pour le champ proche. Cette diminution de l'écart relatif co  incide avec l'aplatissement du profil de vitesse moyenne.

4.5.2 La vitesse fluctuante

Alors que le paramètre m de la distribution gaussienne nous renseigne sur l'advection moyenne U_D du champ de vorticité au sein du volume de mesure, l'écart-type σ représente la vitesse turbulente caractéristique σ_D    une échelle particulière de l'écoulement. La dépendance entre ces deux quantités s'exprime sous la forme suivante :

$$\sigma_D = \frac{2\pi\sigma}{q_d} \quad (4.26)$$

La figure 4.28 montre l'écart relatif entre les mesures de vitesse turbulentes par effet Doppler et les mesures réalisées au fil chaud au centre du volume acoustique.

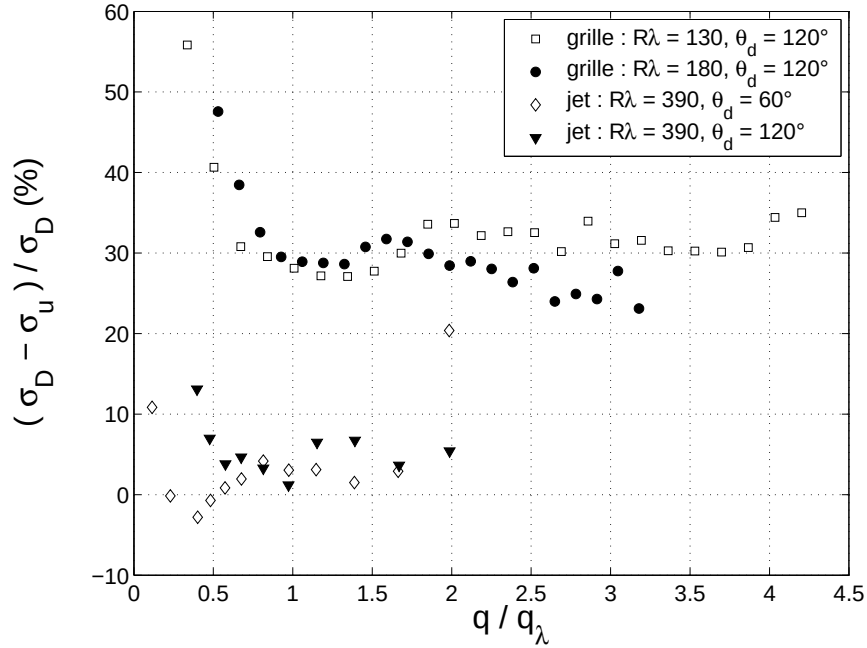


FIG. 4.28 – *Comparaison avec le champ de vitesse turbulent*

Dans le cas du jet turbulent, l'écart-type σ_D de la distribution de la vitesse d'advection Doppler est très proche de l'écart-type σ_u du champ de vitesse turbulent. Ceci peut

s'expliquer par le fait que les profils de vitesse turbulente du jet sont moins inhomogènes que les profils de vitesse moyenne. Ainsi, l'effet d'intégration sur le volume de mesure est moins marqué dans le cas de la fluctuation de l'effet Doppler. En revanche, on mesure un écart relatif important entre σ_D et σ_u dans le cas de la grille. La valeur moyenne de cet écart relatif est de 30% dans le régime de champ proche, et il varie jusqu'à 60% dans le cas du champ lointain. Ce phénomène coïncident avec l'augmentation transversale de σ_u dans la veine d'essai de la soufflerie. L'effet d'intégration sur le volume de mesure V_a provoque une augmentation de la vitesse turbulente par effet Doppler σ_D par rapport à la vitesse turbulente caractéristique σ_u sur l'axe du canal.

Nos mesures ont mis en évidence un effet d'intégration sur le volume de mesure du champ d'advection des structures vorticitaires. Dans le cas du jet turbulent, les inhomogénéités spatiales du champ de vitesse moyenne affectent l'effet Doppler moyen. Dans le cas de la grille, ce sont les inhomogénéités du champ de vitesse turbulente qui sont à prendre en considération.

4.6 Dynamique du signal de diffusion complexe

Cette partie du manuscrit est consacrée à l'étude du temps caractéristique des signaux de diffusion complexes en fonction du nombre d'onde d'analyse. Nous comparons nos résultats expérimentaux aux prédictions de Kolmogorov et de Tennekes qui prend en compte l'effet d'advection des petites structures par la grande échelle de l'écoulement.

4.6.1 Kolmogorov vs Tennekes

Nous rappelons ici quelques prédictions issues de la phénoménologie introduite par Kolmogorov dans la théorie K41. Dans la ZI de l'écoulement, sous l'hypothèse d'isotropie locale et de similarité, la vitesse caractéristique u_ℓ d'une échelle ℓ de l'écoulement évolue selon la loi suivante : $u_\ell \sim \ell^{1/3}$. En suivant la démarche de Kolmogorov, on peut construire un temps τ_ℓ caractéristique de cette même échelle sous la forme :

$$\tau_\ell^K \sim \frac{\ell}{u_\ell} \quad (4.27)$$

Dans le formalisme de K41, le temps caractéristique τ_ℓ ne dépend que des interactions locales au niveau de la structure considérée. Dans une étude comparative des temps caractéristiques eulériens et lagrangiens, Tennekes [80] introduit la notion d'interactions non locales. En effet, il définit le temps caractéristique d'une échelle de taille ℓ par :

$$\tau_\ell^T \sim \frac{\ell}{\sigma_u} \quad (4.28)$$

Ce temps traduit le phénomène d'advection des petites structures de l'écoulement (caractérisées par ℓ) par la grande échelle (caractérisée par σ_u)³. Ce phénomène est connu

³Cette description conduit d'ailleurs à un spectre de puissance de la vitesse en $q^{-5/3}$.

sous le terme "*sweeping*" en anglais.

Dans la ZI, on peut montrer que le rapport entre ces deux temps s'exprime par :

$$\frac{\tau_\ell^T}{\tau_\ell^K} \sim \frac{\ell}{\Lambda} \ll 1 \quad (4.29)$$

Ainsi, la dynamique du formalisme de Kolmogorov est caractérisée par un temps long devant la dynamique d'advection des petites échelles par la grande échelle de l'écoulement. La dynamique de Kolmogorov est donc masquée par celle de Tennekes. O'Gorman *et al.* [81] ont montré sur un champ simulé de vortex que la dynamique de l'advection aléatoire domine sur le temps propre d'évolution des vortex. Les auteurs ont mis en évidence grâce à des simulations numériques que cet effet affecte plus particulièrement les petites échelles de l'écoulement.

4.6.2 La corrélation du signal complexe

Afin de déterminer l'existence d'un temps caractéristique des signaux de diffusion complexes, nous nous sommes intéressés à l'évolution temporelle du coefficient d'auto-corrélation $C_{\Omega\Omega}$. Celui-ci est défini à partir du signal complexe de vorticité $\Omega(q_d, t)$:

$$C_{\Omega\Omega}(\Delta t) = \frac{\langle \Omega(q_d, t) \bar{\Omega}(q_d, t + \Delta t) \rangle_t}{\langle \Omega(q_d, t)^2 \rangle_t} \quad (4.30)$$

où Δt désigne un retard temporel et $\bar{\Omega}$ le conjugué de Ω . Notons que l'auto-corrélation du signal complexe de vorticité est le pendant dans l'espace temporelle du spectre complexe de la vorticité dans l'espace des fréquences. Les informations contenues dans ces deux quantités sont donc équivalentes à la transformée de Fourier près. Toutefois, le spectre fait ressortir les caractéristiques à temps long des signaux de vorticité alors que la cor  relation exhibe principalement les propriétés à temps courts de ces signaux. Ces deux approches sont donc complémentaires dans la description de la dynamique de la vorticité.

La figure 4.29 montre des évolutions typiques du module de l'auto-corrélation du signal complexe de vorticité $\Omega(q_d, t)$ dans le jet et dans la grille pour une fréquence d'émission f_0 égale à $35kHz$. Pour la grille, cette fréquence correspond à un nombre d'onde q_d de $1120m^{-1}$ et dans le jet elle équivaut à $q_d = 650m^{-1}$ pour $\theta_d = 60^\circ$ et $q_d = 1120m^{-1}$ pour $\theta_d = 120^\circ$.

Ces courbes révèlent que le signal de vorticité possède un temps caractéristique, noté τ_C^C par la suite. Pour estimer ce temps, une distribution gaussienne a été ajustée sur les données expérimentales (ligne continue). On observe une excellente concordance entre l'ajustement gaussien et les mesures. Dans le cas de la grille, on note une déviation par rapport à l'évolution gaussienne pour un retard Δt suffisamment important. Ce phénomène reste sans explication à ce jour. Le temps caractéristique τ_C^C correspond à l'écart-type de la distribution gaussienne. L'évolution de ce temps en fonction du nombre d'onde q_d est porté sur la figure 4.30 en échelles logarithmiques.

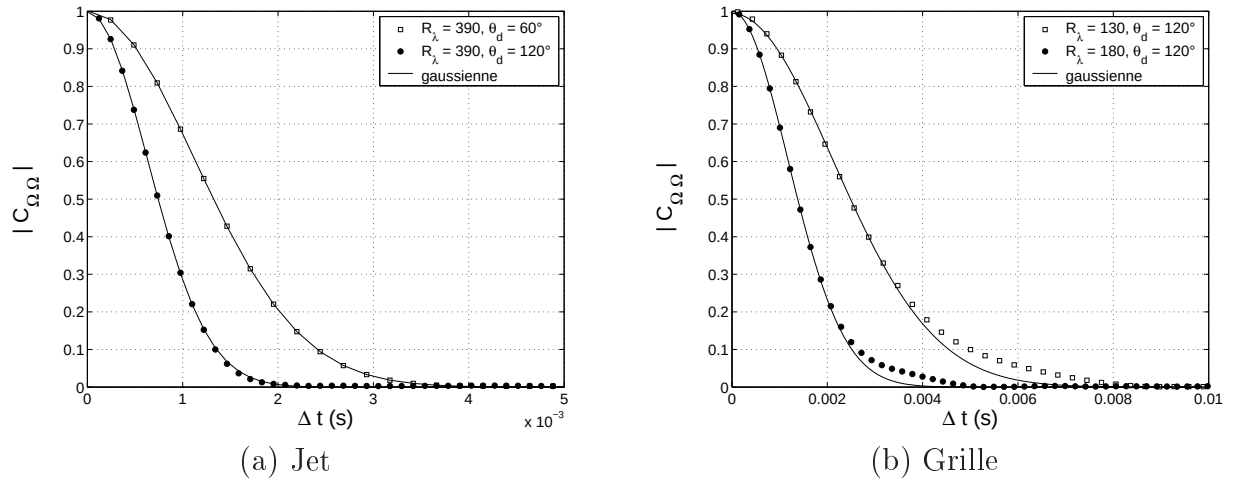


FIG. 4.29 – Exemples de corrélations du signal de vortacité dans le jet et dans la grille)

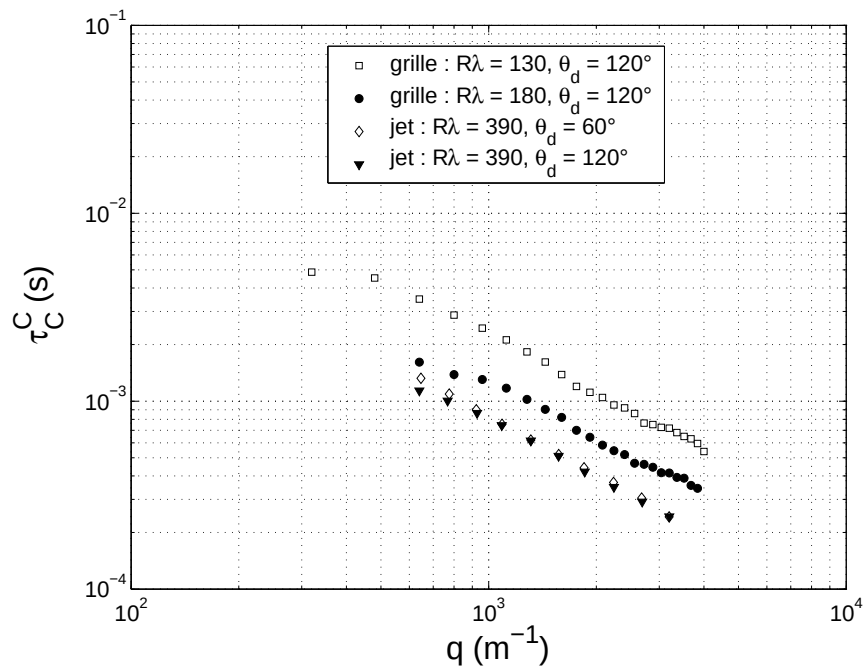


FIG. 4.30 – Evolution du temps caractéristique du signal de vortacité

On observe que le temps τ_C^C associé à la dynamique du signal complexe de vorticité suit une loi de puissance en fonction de q_d . Comme nous l'avons vu précedemment, le signal complexe de vorticité reflète essentiellement la dynamique du champ d'advection. On peut donc penser que le temps caractéristique de l'auto-corrélation de $\Omega(q_d, t)$   un nombre d'onde q_d donné corresponde au temps du champ de vitesse à l'échelle correspondante. Le rappel du paragraphe (3-6-1) nous conduit tout naturellement à tester soit la description de Kolmogorov ($q_d^{-2/3}$) soit la description de Tennekes (q_d^{-1}). Pour cela, nous avons représenté sur la figure 4.31 l'évolution du temps τ_C^C compensé par q (respectivement $q^{2/3}$)   gauche (respectivement à droite). Les conventions de symbole sont identiques à celles de la figure 4.30.

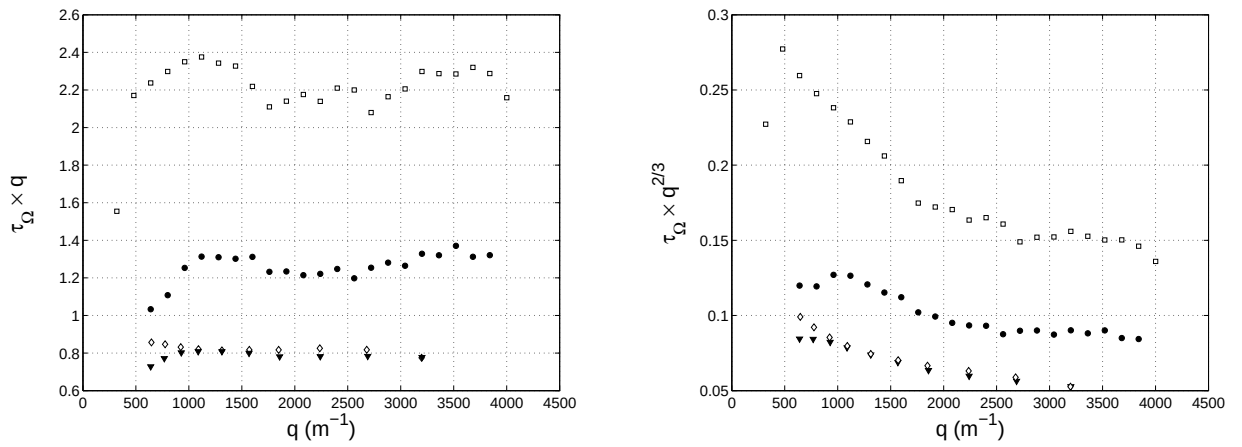


FIG. 4.31 – *Compensation des temps caractéristiques*

A partir d'un nombre d'onde égal à $1000m^{-1}$ le temps caractéristique τ_C^C suit clairement une loi du type $\tau_C^C \sim q^{-1}$. Pour aller au delà de la loi d'échelle $\tau_C^C \sim q^{-1}$, nous avons comparé le temps τ_C^C au temps de Tennekes. Autrement dit, nous avons testé le pré-facteur de cette loi d'échelle. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la figure 4.32.

Pour tenir compte des effets liés au volume de mesure V_a , la vitesse choisie pour normaliser le temps caractéristique τ_C^C est σ_D . Les résultats corroborent très bien la description de Tennekes [80] puisqu'ils vérifient la relation :

$$\tau_C^C(q) = \frac{A^\Omega}{q\sigma_D} \quad (4.31)$$

où A^Ω est une constante qui semble dépendre faiblement de l'écoulement étudié. Cette constant vaut 0.94 dans le cas de l'écoulement de grille et 1.08 pour le jet turbulent. On voit donc que la dynamique du champ de vorticité est totalement dominée par les effets d'advection de la grande échelle.

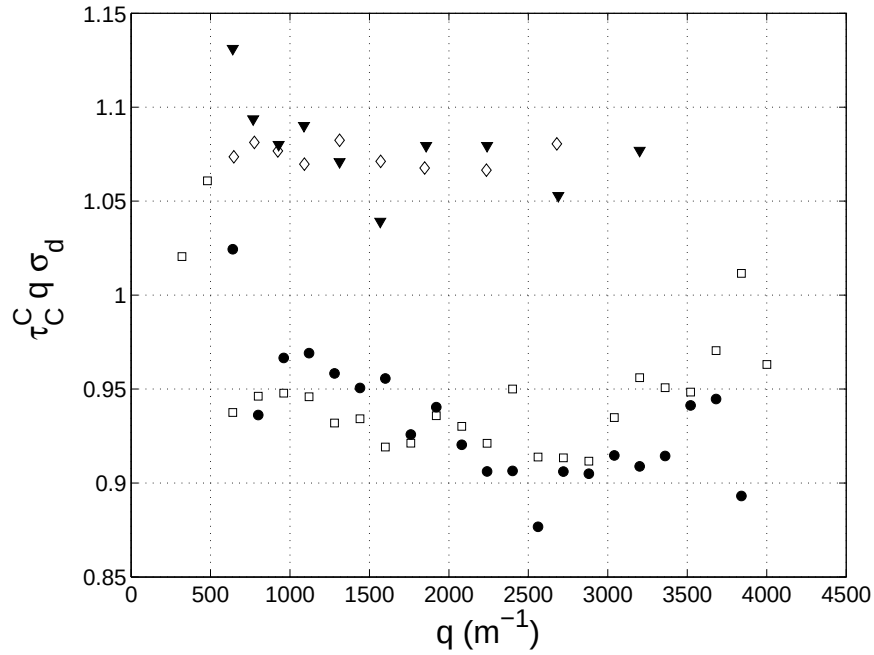


FIG. 4.32 – Comparaison entre le temps expérimental et le temps d'advection par la grande échelle

Nous voici arrivé au terme de ce chapitre portant sur l'étude de la dynamique d'advection du signal complexe de vorticité. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au signal brut de diffusion qui fait ressortir différents parasites dont notamment le pic central. Par un filtrage systématique des signaux de diffusion, nous obtenons le signal complexe de vorticité. Ce dernier est soumis à un effet Doppler d  à l'advection des structures vorticitaires par le champ de vitesse. Le spectre complexe fréquentiel de vorticité nous donne accès à plusieurs informations comme le champ d'advection caractéristique des structures et l'enstrophie moyenne à un nombre d'onde q_d donné. En jouant sur le nombre d'onde d'analyse, nous avons mis en évidence les comportements des spectres uni- et tri-dimensionnels de la vorticité. Ces derniers exhibent une loi de puissance en accord avec les prédictions de K41 et nous permettent également d'estimer l'échelle de coupure visqueuse. L'évolution des vitesses d'advection moyenne et turbulente d  à l'effet Doppler montrent l'influence de l'intégration des inhomogénéités spatiales sur le volume de mesure V_a . Enfin, nous nous sommes intéressés à la dynamique temporelle du signal complexe de vorticité. Pour cela, nous avons utilisé l'auto-corrélation temporelle de $\Omega(q_d, t)$. Celle-ci fait ressortir un temps caractéristique τ_C^C que nous avons comparé aux prédictions établies par Kolmogorov et par Tennekes. Il ressort clairement de cette étude comparative que la dynamique du signal complexe de vorticité est dominée par les effets d'advection des petites échelles de l'écoulement par la grande échelle. On met ainsi en évidence un effet de "sweeping" des structures vorticitaires.

Chapitre 5

Dynamique d'amplitude de la vorticité

Ce chapitre traite des propriétés de la dynamique temporelle de l'amplitude de la vorticité. Dans le chapitre précédent, nous avons montré que le signal complexe de vorticité est dominé par les effets d'advection par la grande échelle de l'écoulement. Or, l'advection du champ de vorticité affecte principalement la phase des signaux mesurés. On peut donc penser que l'analyse des caractéristiques temporelles de l'amplitude de la vorticité va révéler les propriétés intrinsèques des structures vorticitaires. On montre ainsi que les corrélations temporelles de l'amplitude de la vorticité exhibent deux temps caractéristiques : un temps dit "*court*" τ_C^A et un temps dit "*long*" τ_L . Alors que le temps court semble être associé à des effets de basculement des structures vorticitaires, le temps long montre que des fluctuations temporelles, caractérisées par le temps intégral de l'écoulement, affectent toutes les échelles de l'écoulement. Les différences de comportements de τ_C^A et τ_L en fonction du nombre d'onde sélectionné sont incompatibles avec l'hypothèse de similarité introduite par Kolmogorov pour caractériser le transfert d'énergie dans la ZI. Enfin, la partie à temps long des corrélations révèle l'intermittence temporelle de l'amplitude.

5.1 La corrélation temporelle

5.1.1 Les signaux d'amplitude

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés aux propriétés moyennes des signaux de vorticité obtenus par diffusion acoustique. Nous avons ainsi étudié la répartition de l'ensrophie moyenne en fonction du nombre d'onde d'analyse. Ici, nous portons notre attention sur les fluctuations temporelles de l'amplitude de la vorticité $|\Omega_z(q_d, t)|$, ce qui équivaut à étudier les fluctuations d'ensrophie $|\Omega_z(q_d, t)|^2$. La figure 5.1 présente l'évolution temporelle typique de l'ensrophie mesurée à $110d$ en aval de la buse du jet pour un nombre d'onde $q_d = 2.8q_\lambda$.

L'axe des abscisses représente le temps t normalisé par le temps intégral T_I de l'écoulement. Le signal d'ensrophie est tracé sur deux bases de temps : $60T_I$ (figure du haut) et T_I (figure du bas). L'axe des ordonnées représente les fluctuations d'ensrophie normalisées

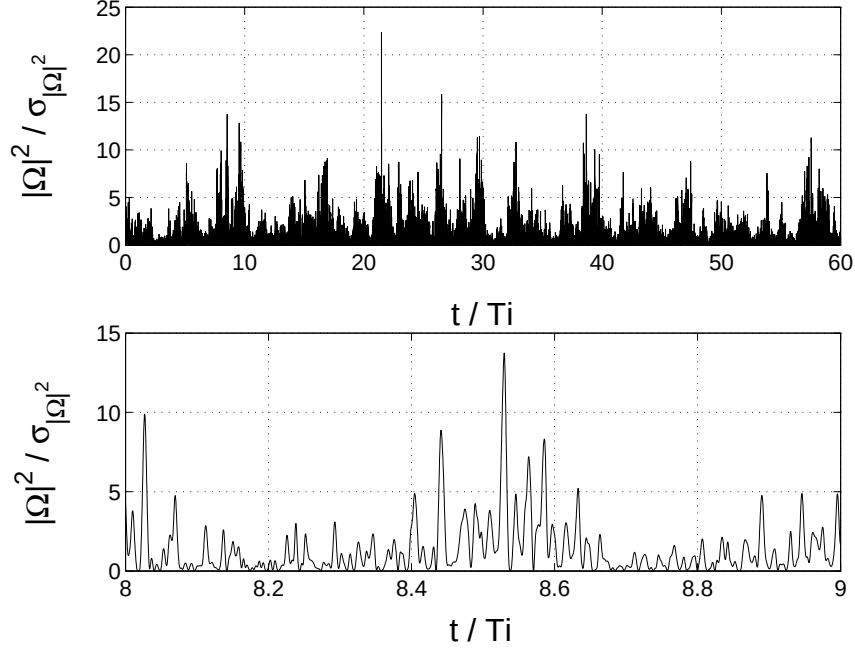


FIG. 5.1 – Evolution temporelle de l'enstrophie du mode de Fourier $q = 2.8q_\lambda$

par leur écart-type $\sigma_{|\Omega|^2}$ défini par :

$$\sigma_{|\Omega|^2} = \sqrt{\left\langle \left(|\Omega|^2 - \langle |\Omega|^2 \rangle_t \right)^2 \right\rangle_t} \quad (5.1)$$

Sur la base de temps la plus grande ($60T_I$), on remarque que le signal est composé d'une succession de "bouffées" de vorticité dont la largeur caractéristique est de l'ordre du temps intégral de l'écoulement. La figure du bas est un zoom d'une des "bouffées" de vorticité. Cette figure montre que les signaux d'enstrophie sont composés d' v nements de courte durée dont l'énergie peut dépasser plusieurs fois l'écart-type.

5.1.2 Un processus de cascade ?

Comme nous venons de le voir, les signaux représentant les fluctuations de l'amplitude de la vorticité sont constitués d' v nements distincts dont la durée caractéristique est petite devant le temps intégral de l'écoulement. Grâce à un algorithme de recherche de maximums locaux, nous avons mesuré le nombre d' v nements dans les signaux de vorticité du jet et de la grille. La figure 5.2 présente les résultats obtenus en fonction du nombre d'onde d'analyse pour différents nombres de Reynolds R_λ et angles de diffusion θ_d .

Les résultats de la grille ont été obtenus à $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$ avec $\theta_d = 120^\circ$. Les résultats du jet correspondent à $R_\lambda = 390$ à des angles de diffusion de 60° et 120° . Pour tenir compte des différences au niveau des configurations expérimentales entre chaque série de mesure, l'axe des ordonnées représente le nombre de maximums détectés N^{max}

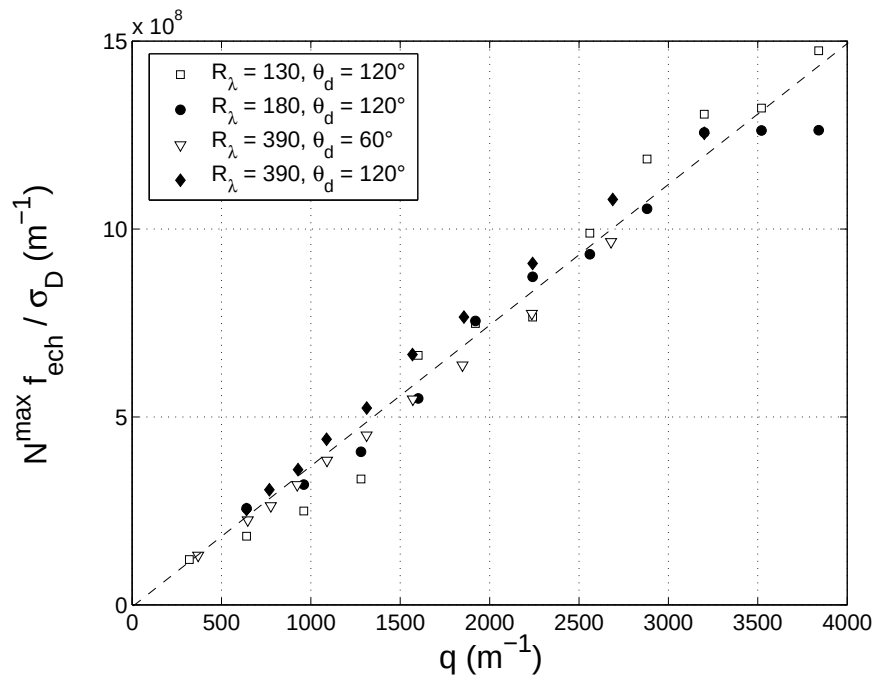


FIG. 5.2 – Evolution du nombre d'événements détectés dans les signaux de l'amplitude de la vortacité

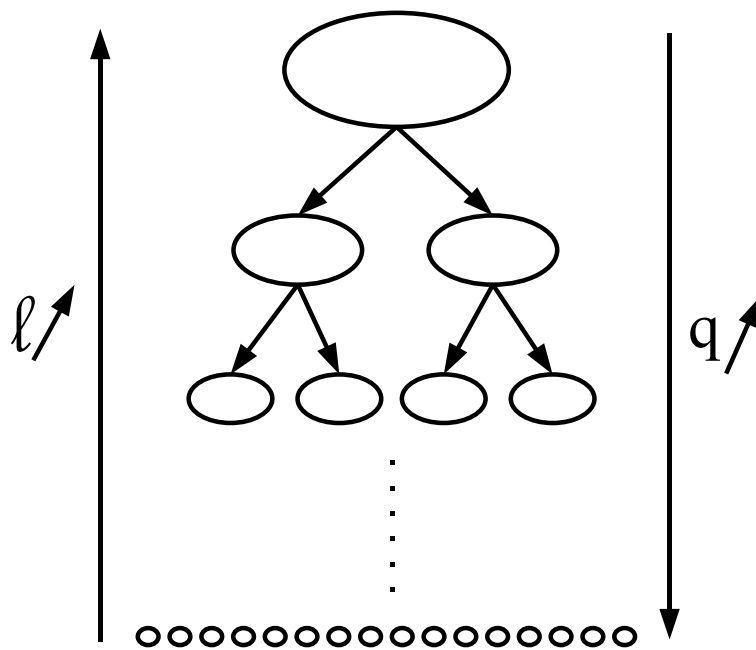


FIG. 5.3 – Principe du processus de cascade d'énergie

pondéré par le facteur f_{ech}/σ_D . Grâce à cette compensation, on constate que les résultats sont indépendants du nombre de Reynolds et de l'angle de diffusion utilisé au cours des mesures.

Cette figure montre que le nombre d'événements augmente linéairement avec le nombre d'onde analysé comme l'indique la droite tracée en pointillés. Ainsi, le nombre d'événements détectés augmente lorsque l'on étudie des échelles de plus en plus petites de l'écoulement. Ce phénomène s'inscrit dans l'idée du processus de cascade d'énergie représenté schématiquement sur la figure 5.3.

Dans ce formalisme [12], les grosses structures se fractionnent en structures de plus petite taille sous l'effet de leur instabilité. Ce processus se répète jusqu'à la plus petite échelle de l'écoulement où les effets visqueux équilibrent les effets inertiels. On s'attend donc à ce que le nombre de structures augmente lorsque la taille des structures observées est de plus en plus petite.

5.1.3 Les caractéristiques des corrélations de l'amplitude

L'allure du signal tracé sur la figure 5.1 suggère que l'évolution temporelle de l'amplitude de la vorticité est pilotée par deux dynamiques diff erentes. Pour r ev eler la pr esence des temps caract eristiques des fluctuations d'amplitude de vorticité, nous avons utilisé le coefficient d'auto-covariance $C_{|\Omega||\Omega|}$, corr elation d'une variable centr e¹, d efinie par :

$$C_{|\Omega||\Omega|} = \frac{\langle |\Omega_z(q_d, t)| |\Omega_z(q_d, t + \Delta t)| \rangle_t}{\langle |\Omega_z(q_d, t)|^2 \rangle_t} \quad (5.2)$$

où Δt d esigne le retard. Nous avons repr esent  sur la figure 5.4, les fonctions d'auto-corr elation de l'amplitude de la vorticité mesurées dans la grille et dans le jet pour $q_d = 2.8q_\lambda$. Un insert montre ces r esultats en  echelles logarithmiques. L'axe des abscisses repr esente le retard Δt normalisé par le temps int egral T_I de l'écoulement considéré.

Ces courbes mettent clairement en évidence l'existence de deux temps caract eristiques. A la vue de cette figure, nous introduisons les notations sch ematis es sur la figure 5.5 pour caract eriser les diff erents parties des fonctions d'auto-corr elation de l'amplitude de la vorticité.

La corr elation de l'amplitude de la vorticité chute rapidement de la valeur 1 à la valeur d efinie par le plateau C_0 sur un temps court τ_C^A à partir du retard nul. Puis, la corr elation de l'amplitude atteint une valeur quasi-nulle sur un temps long noté τ_L . Pour le signal associé à la grille, le plateau C_0 est de l'ordre de 0.05, le temps court τ_C^A est de l'ordre de $0.4T_I$ et le temps long τ_L est de l'ordre de $4T_I$. Dans le cas du signal mesuré dans le jet, ces valeurs sont respectivement de l'ordre de 0.3, $0.04T_I$ et $4T_I$.

Mordant *et al.* [82] ont obtenu des comportements similaires sur les corr elations temporelles à partir de la mesure de la vitesse lagrangienne d'une particule dans un écoulement du type von K arm n   $R_\lambda = 740$. En comparant leurs r esultats à un modèle de turbulence multifractal, les auteurs suggèrent que la dynamique à temps long de l'amplitude

¹Pour toute la suite, on utilise uniquement des variables centrées.

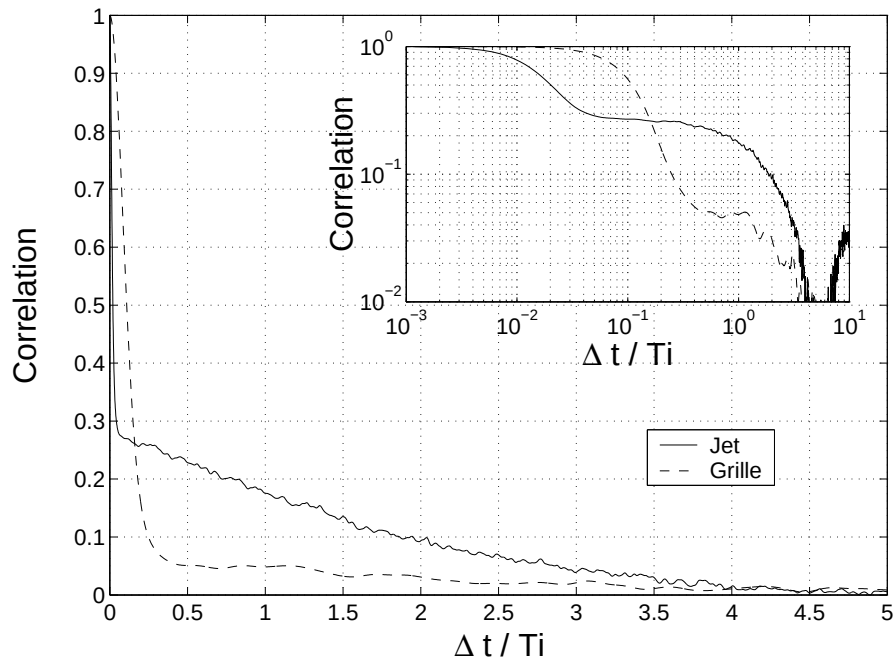


FIG. 5.4 – *Evolution temporelle de l'auto-corrélation de l'amplitude d'un mode de Fourier d'une composante de la vorticité*

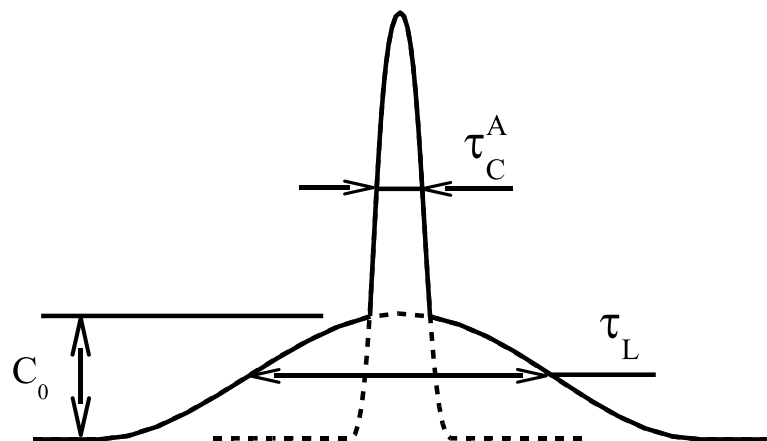


FIG. 5.5 – *Paramètres de la fonction d'auto-corrélation de l'amplitude*

du champ de vitesse lagrangien est la trace de l'intermittence temporelle du champ de vitesse à petite échelle. Osborne *et al.* [83] ont comparé les comportements relatés par [82] avec des résultats issus de Simulations Cinématiques de la diffusion d'une particule lagrangienne dans un champ de vitesse 3D turbulent homogène isotrope. Dans ces simulations, les auteurs utilisent un paramètre de persistance qui représente "*l'activité turbulente*" de l'écoulement. Les résultats obtenus par Osborne *et al.* [83] révèlent également la présence de deux temps caractéristiques sur les corrélations de vitesse lagrangienne. Toutefois, les auteurs suggèrent que la dynamique à temps long des corrélations est principalement liée à un effet de persistance des zones vorticitaires de l'écoulement.

On voit donc qu'il n'y a pas de consensus sur l'interprétation physique de la dynamique des champs turbulents, c'est pourquoi nous avons effectué une analyse détaillée des comportements de la corrélation à temps court et à temps long.

5.1.4 Comparaison avec la corrélation du signal complexe

Le chapitre précédent a mis en évidence que la dynamique du signal complexe de vorticité est dominée par les effets d'advection du champ de vorticité par le champ de vitesse à grande échelle. Cette dynamique est caractérisée par un temps unique τ_C^C . Nous nous intéressons ici à la comparaison entre les corrélations temporelles du signal complexe de vorticité et de son amplitude. La figure 5.6 représente les corrélations du signal complexe de vorticité $|C_{\Omega\Omega}|$ et de son amplitude $C_{|\Omega||\Omega|}$ obtenues dans le jet et dans la grille pour $q_d = 2.8q_\lambda$. Une représentation des résultats en échelles logarithmiques est fournie en insert pour le jet et pour la grille.

On constate une différence très nette de comportement entre les corrélations du signal complexe de vorticité et les corrélations de l'amplitude de la vorticité. Le temps court τ_C^C caractérisant la dynamique du signal complexe de vorticité est du même ordre de grandeur que le temps court τ_C^A caractérisant la première chute de la corélation de l'amplitude du signal de vorticité.

En revanche, la corélation à temps long est uniquement visible sur les corrélations de l'amplitude. Poulain [60] a montré en utilisant une représentation temps/fréquence des signaux d'amplitude de vorticité que toutes les échelles de l'écoulement sont sensibles à une modulation dont le temps caractéristique est de l'ordre de grandeur du temps intégral T_I . Ce phénomène est à l'origine de la corélation à temps long que nous observons uniquement sur les signaux d'amplitude. Les mesures de Poulain [60] révèlent ainsi que l'absence de corélation à temps long sur le signal complexe de vorticité s'explique par les effets d'advection. Pour illustrer ces remarques, nous avons réalisé une mesure simultanée à deux nombres d'onde acoustique : $q_{d1} = 0.8q_\lambda$ et $q_{d2} = 1.15q_\lambda$ dans le jet turbulent à 50d en aval de la buse. Nous avons représenté l'évolution temporelle des signaux d'ensrophie correspondant sur la figure 5.7.

Les signaux tracés sur cette figure sont normalisés par leur écart-type $\sigma_{|\Omega|^2}$ et l'axe des temps est rapport  au temps intégral T_I de l'écoulement. On remarque que l'enveloppe des fluctuations est très proche entre les deux signaux présentés. Il semble donc que les fluctuations à temps long ($\approx T_I$) soient communes à différentes échelles de l'écoulement.

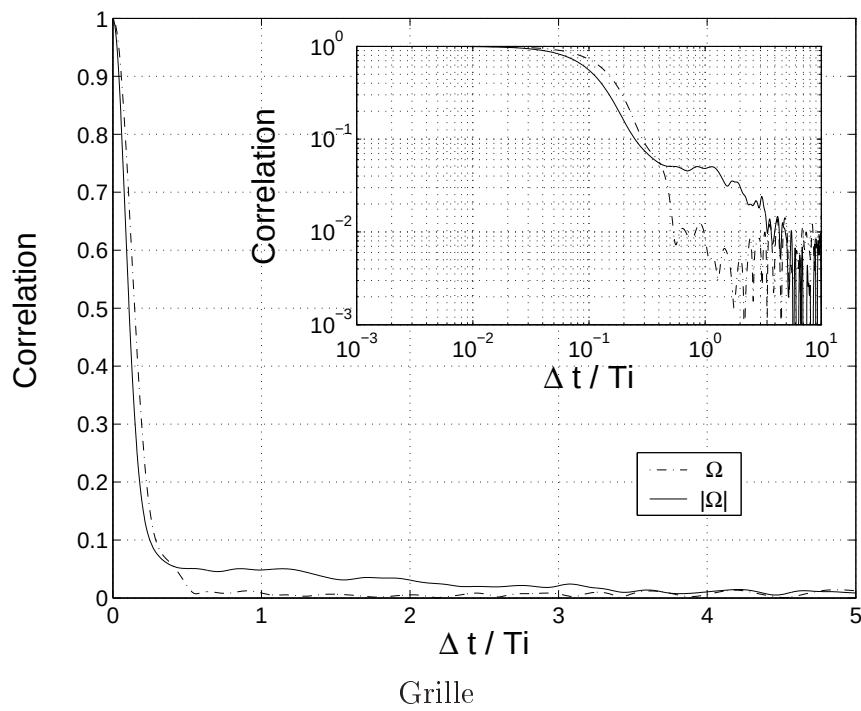
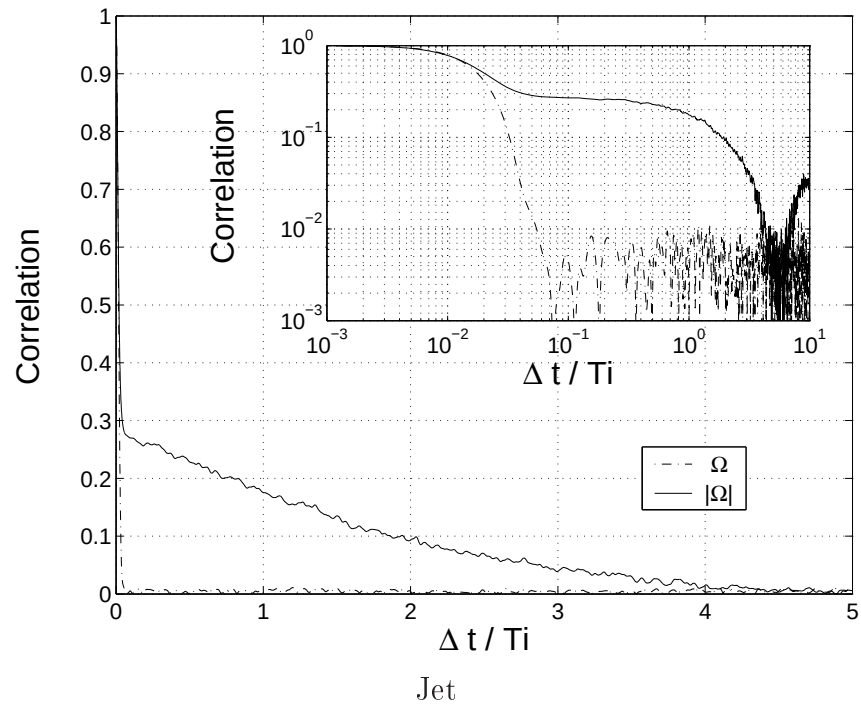


FIG. 5.6 – Comparaison des corrélations du signal complexe de vorticité et de son amplitude dans le jet et dans l'écoulement de grille

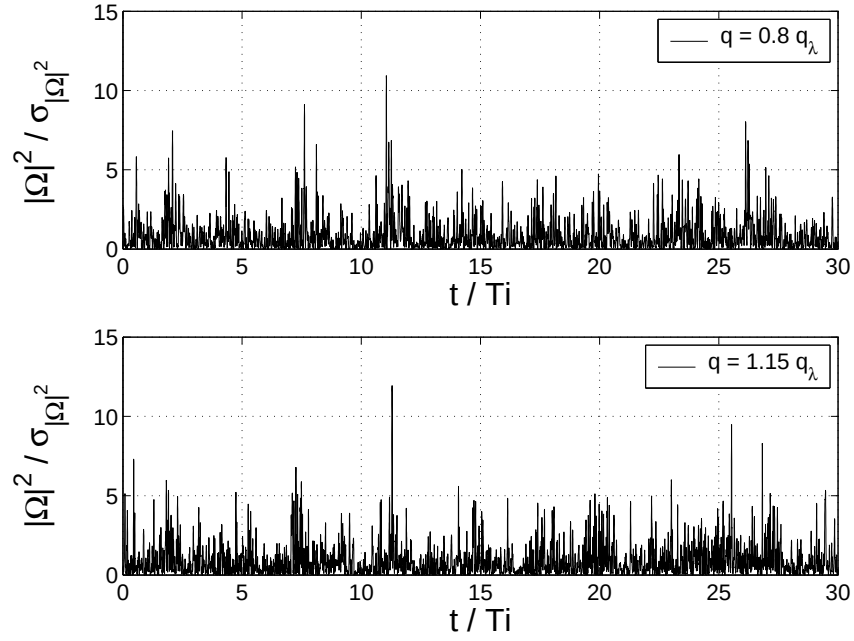


FIG. 5.7 – Comparaison de l'évolution simultanée de 2 signaux d'enstrophie dans le jet

Sur la figure 5.8 on constate que la répartition individuelle des évènements au sein d'une bouffée dépend fortement du nombre d'onde d'analyse.

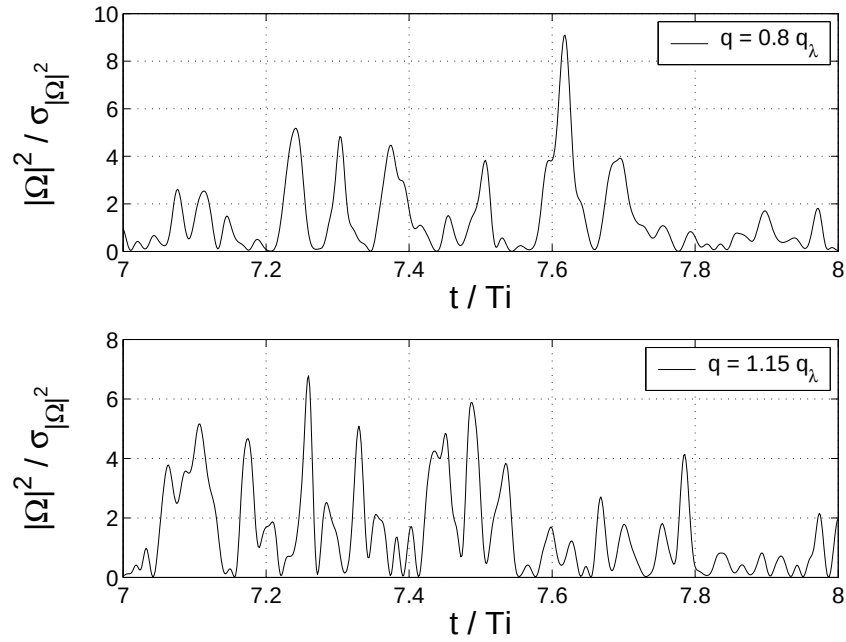


FIG. 5.8 – Zoom sur une bouffée de vortacité

En résumé, cette première approche globale montre que les signaux d'amplitude de

vorticité se décomposent sous la forme de "*bouffées*" elles-mêmes constituées de plusieurs événements individuels. Grâce à un comptage de la densité d'événements détectés au cours d'une mesure, nous avons mis en évidence un processus de multiplication du nombre d'événements lorsque l'on étudie des nombres d'onde de plus en plus grands.

5.2 Le temps court

Afin de déterminer les phénomènes qui sont à l'origine de la forme de la corrélation nous allons nous intéresser aux lois de comportement des deux temps mis en évidence sur les corrélations de l'amplitude de la vorticité. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la partie à temps court de la corrélation de l'amplitude de la vorticité. Nous allons voir que le temps caractéristique de cette dynamique a des propriétés très proches de celles du temps τ_C^C caractéristique de la corrélation du signal complexe. Pour comparer quantitativement ces deux temps, nous utilisons le même estimateur : la parabole osculatrice. A partir de ces ajustements nous effectuons une comparaison systématique des comportements de τ_C^C et τ_C^A en fonction des configurations expérimentales dont nous disposons. Enfin, nous essayons d'interpréter les résultats expérimentaux au moyen d'un modèle de basculement des structures vorticitaires.

5.2.1 Estimation du temps court

Comme l'illustre la figure 5.9, le temps caractéristique de la partie à temps court des corrélations de l'amplitude dépend du nombre d'onde q_d d'analyse.

Ces courbes ont été obtenues dans la grille à $42M$ pour $R_\lambda = 130$ et dans le jet à $50d$ pour $R_\lambda = 390$. L'axe des temps est normalisé par le temps intégral de l'écoulement considéré. Ces courbes montrent que le temps caractéristique τ_C^A est d'autant plus grand que le nombre d'onde sélectionné est petit. Ce phénomène est identique à celui que nous avons observé sur la corrélation du signal complexe de vorticité.

La figure 5.10 compare les corrélations à temps court $|C_{\Omega\Omega}|$ du signal complexe de vorticité et les corrélations à temps court $C_{|\Omega||\Omega|}$ de l'amplitude du signal de vorticité. Cette figure présente des résultats obtenus dans la grille à $R_\lambda = 130$ et dans le jet à $R_\lambda = 390$ pour $q_d = 1.3q_\lambda$.

Ces courbes montrent que le temps caractéristique du signal complexe τ_C^C est plus grand que le temps τ_C^A caractéristique de la partie à temps court de la corrélation de l'amplitude du signal de vorticité. Les mécanismes qui régissent la dynamique correspondant aux parties à temps court des corrélations du complexe et de l'amplitude de vorticité sont donc différents.

Pour estimer la valeur du temps caractéristique τ_C^A , nous avons testé un ajustement à partir d'une fonction gaussienne au sens des moindres carrés sur la partie à temps court de la corrélation de l'amplitude de la vorticité. Les résultats obtenus dans la grille à $R_\lambda = 130$ et dans le jet à $R_\lambda = 390$ pour un nombre d'onde $q_d = 2.8q_\lambda$ sont représentés sur la figure 5.11.

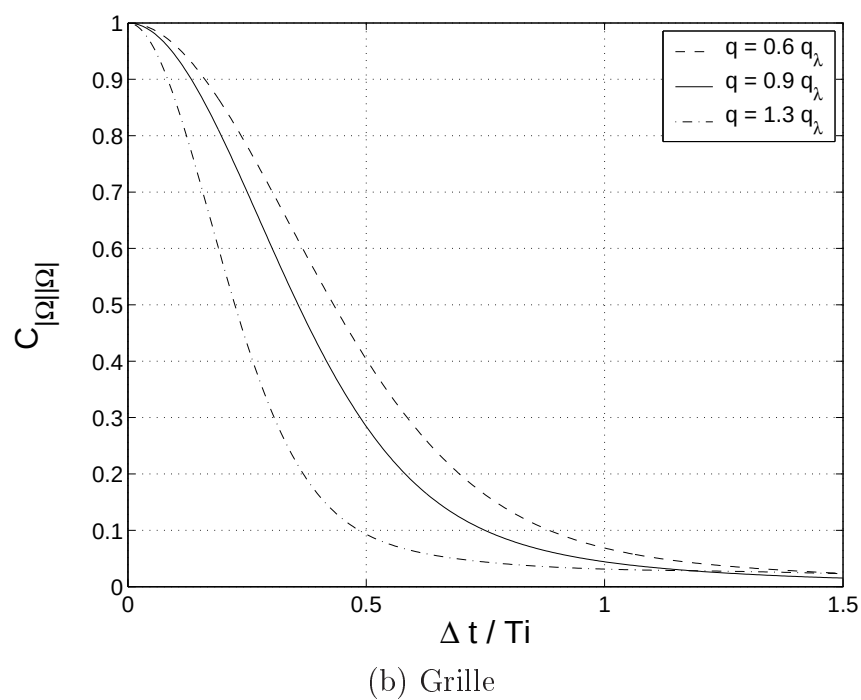
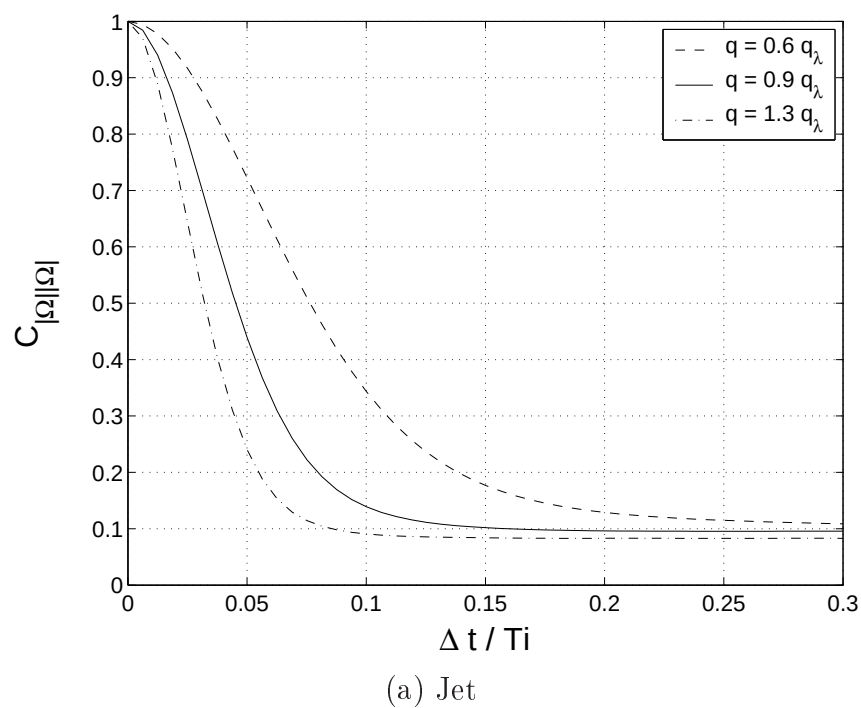


FIG. 5.9 – Evolution de la corrélation à temps court pour différents nombre d'onde de diffusion

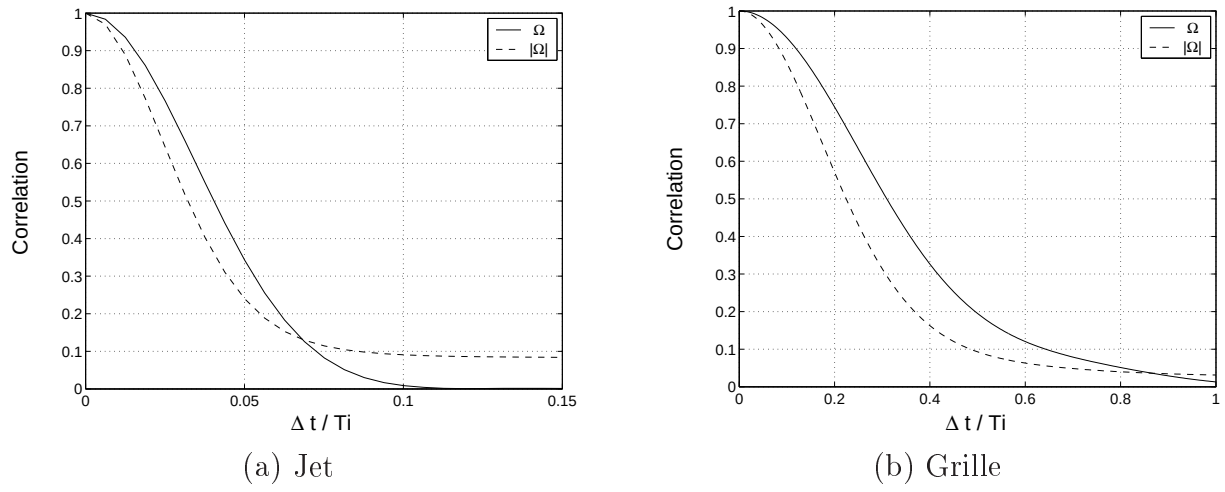


FIG. 5.10 – Comparaison à temps court des corrélations du signal complexe et de son amplitude

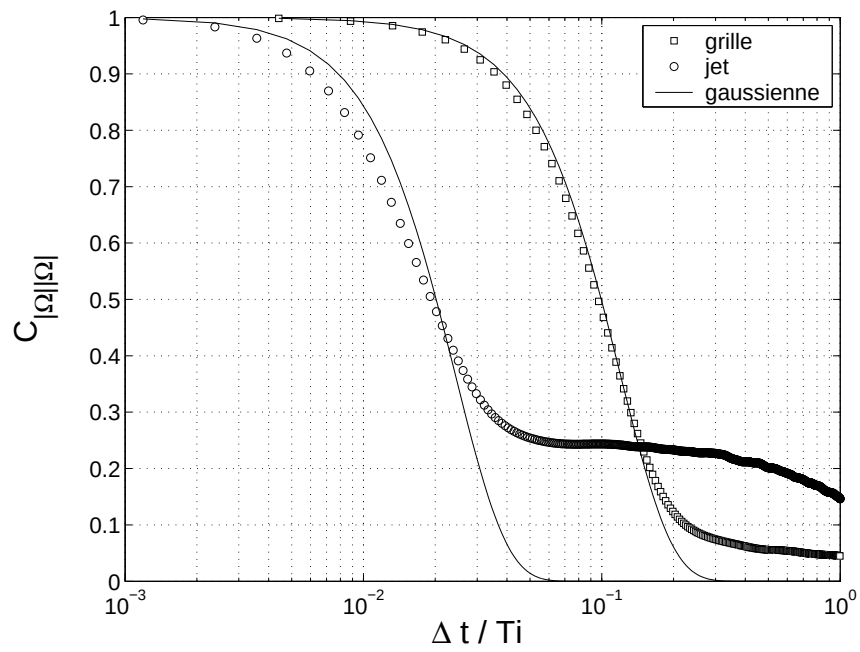


FIG. 5.11 – Ajustements gaussiens de la partie à temps court des corrélations de l'amplitude de la vortacité

Pour faciliter la visualisation, l'axe des abscisses est porté en échelle logarithmique. On remarque que l'ajustement gaussien n'est pas adapté pour décrire la partie à temps court des corrélations de l'amplitude de vorticité. En effet, même si dans le cas de la grille l'ajustement gaussien est relativement proche des points expérimentaux, cette fonction sur-estime légèrement le temps caractéristique τ_C^A . Cet effet est encore plus marqué dans le jet turbulent. Les différences entre les nombres de Reynolds peuvent être à l'origine des écarts observés. Mais d'autres paramètres peuvent être mis en cause comme les inhomog nit s de l'écoulement ou l'influence de la partie à temps long sur l'ajustement.

Afin d'estimer τ_C^A , Poulain [60] a utilisé le temps $t_{1/2}$ correspondant au retard pour lequel la corrélation atteint la valeur 0.5. Cette technique est sujette à caution car l'existence d'une corrélation à temps long peut modifier de façon importante la forme de la corrélation au niveau de $t_{1/2}$. Honoré *et al.* [84] ont utilisé l'écart-type de la corrélation supérieure à la valeur 0.5. Cette méthode ne répond pas non plus à l'objection précédente. Après différents essais, nous avons choisi d'utiliser la parabole osculatrice de la fonction de corrélation en $\Delta t = 0$ comme estimateur du temps caractéristique. Cette méthode, basée sur la mesure de la courbure de la fonction de corrélation, est notamment utilisée pour estimer l'échelle de Taylor ou le micro-temps associé dans le cas de la vitesse [85], [2]. La dérivée seconde pour le retard nul $C''(0)$ est estimée à partir d'un schéma à différences finies centré de second ordre. En raison des propriétés de parité de la fonction d'auto-corrélation, on utilise les 4 premiers points de la fonction d'auto-corrélation pour le calcul de la dérivée seconde :

$$\frac{\partial^2 C}{\partial t^2}(0) = \frac{C_{xx}(3\Delta t) + C_{xx}(2\Delta t) + C_{xx}(\Delta t) - C_{xx}(0)}{7\Delta t^2} \quad (5.3)$$

En employant uniquement les premiers points de la corrélation, l'estimation de la courbure pour le retard nul est faiblement affectée par la partie à temps long de la corrélation de l'amplitude. Le temps caractéristique t_c est alors défini par [2] :

$$t_c = \sqrt{-\frac{2}{C'''(0)}} \quad (5.4)$$

Ainsi, le temps caractéristique t_c est une bonne estimation du temps court τ_C^A dans le cas de la corrélation de l'amplitude de la vorticité. Pour vérifier la consistance de cette méthode, nous avons utilisé les corrélations du signal complexe. En effet, au cours du chapitre précédent, nous avons constaté que la corrélation $|C_{\Omega\Omega}|$ est très bien décrite par une fonction gaussienne. Nous avons donc comparé les temps courts de la corrélation du signal complexe de vorticité estimés à partir de la distribution gaussienne ($\tau_C^C g$) et de la parabole osculatrice ($\tau_C^C p$). Les écarts relatifs entre ces deux estimateurs sont présentés sur la figure 5.12 en fonction du nombre d'onde d'analyse.

L'écart relatif entre les deux estimations est inférieur à 3% dans le cas de la grille et à 6 % dans le cas du jet. Les méthodes d'estimation sont donc parfaitement consistantes pour la corrélation du signal complexe.

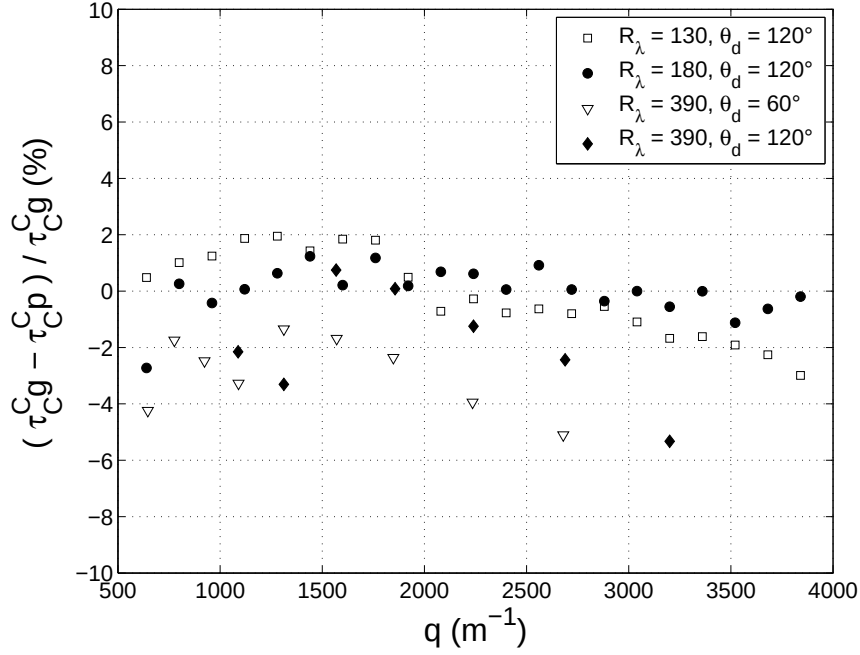


FIG. 5.12 – *Ecart relatif entre les temps courts du complexe obtenus à partir de différents ajustements*

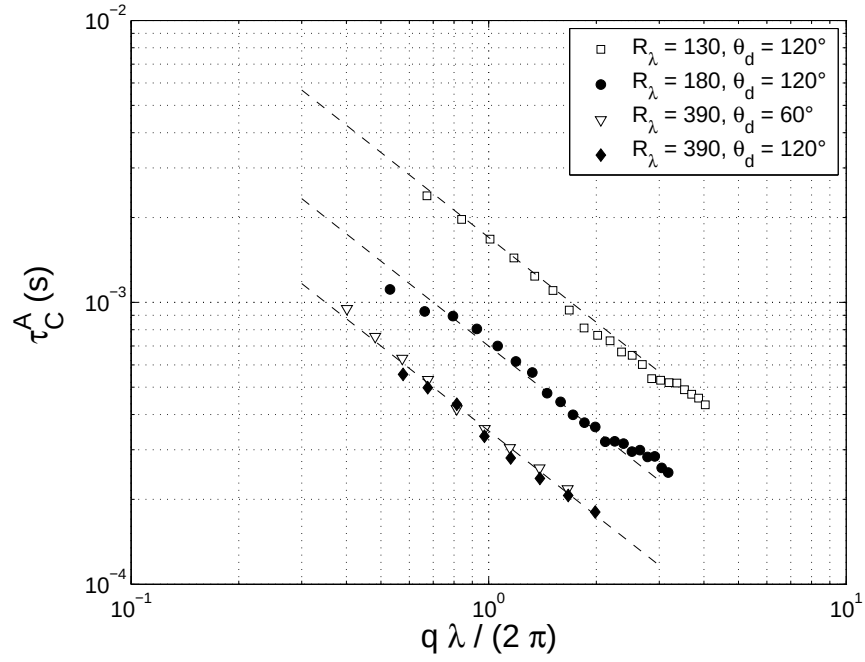
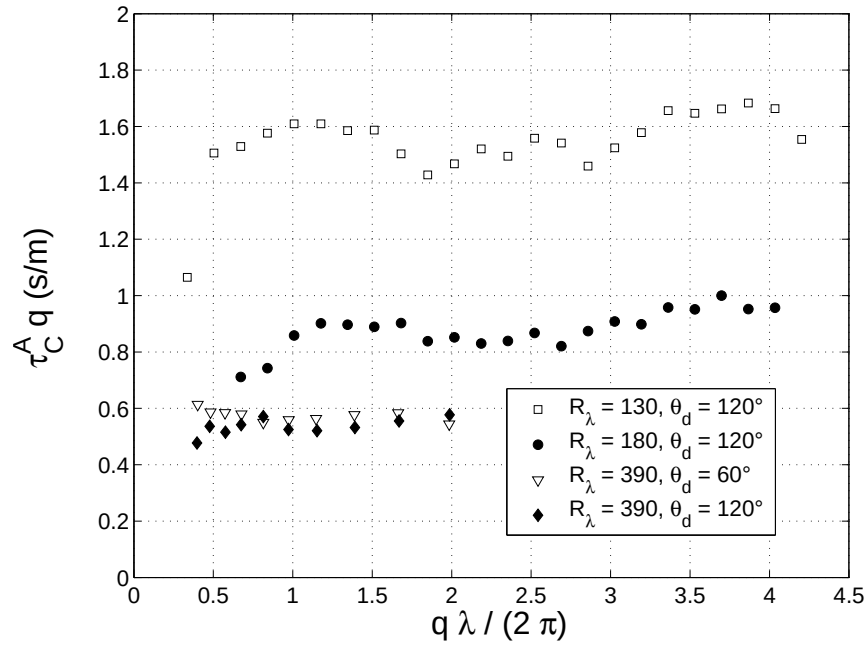
5.2.2 Propriétés du temps court

A partir de l'ajustement par la parabole osculatrice, nous avons estimé l'évolution du temps court τ_C^A de l'amplitude du signal de vorticité en fonction du nombre d'onde q_d sélectionné. Les résultats obtenus sont portés en échelles logarithmiques sur la figure 5.13 pour les deux écoulements étudiés et pour différents angles de diffusion.

La valeur de τ_C^A est indépendante de l'angle de diffusion utilisé comme le montrent les résultats obtenus dans le jet turbulent pour $\theta_d = 60^\circ$ et $\theta_d = 120^\circ$. Le temps court de la corrélation de l'amplitude évolue suivant une loi de puissance du nombre d'onde sélectionné : $\tau_C^A \sim q^n$. La loi q^{-1} a été rajoutée en pointillé sur le graphique. Cette loi est en excellent accord avec les résultats expérimentaux comme le confirme la figure 5.14 qui présente l'évolution de τ_C^A compensé par le temps typique d'advection par la grande échelle : $q\sigma_D$.

τ_C^A représente donc un phénomène lié à l'influence de la grande échelle de l'écoulement sur les petites. Cette loi d'évolution est proche de celle obtenue par Honoré *et al.* : $\tau_C^A \sim q^{-1.15 \pm 0.2}$. Un premier résultat est donc que les temps courts τ_C^A et τ_C^C suivent la même loi d'échelle.

Nous avons comparé les comportements des temps courts du signal complexe et de l'amplitude vis à vis du temps d'advection "  la Tennekes" : $\frac{1}{q\sigma_D}$. Ici, nous avons choisi σ_D pour représenter le champ d'advection fluctuante de la grande échelle afin de tenir compte des effets d'inhomogénéités sur le volume de mesure V_a . Les résultats concernant le temps court du signal complexe sont représentés sur la figure 5.15. Ces données sont identiques à

FIG. 5.13 – *Evolution spectrale du temps court de l'amplitude*FIG. 5.14 – *Compensation du temps court de l'amplitude de la vorticité*

celles exposées dans le chapitre précédent. Elles sont issues de mesures dans la turbulence de grille ($R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$) et dans le jet turbulent ($R_\lambda = 390$).

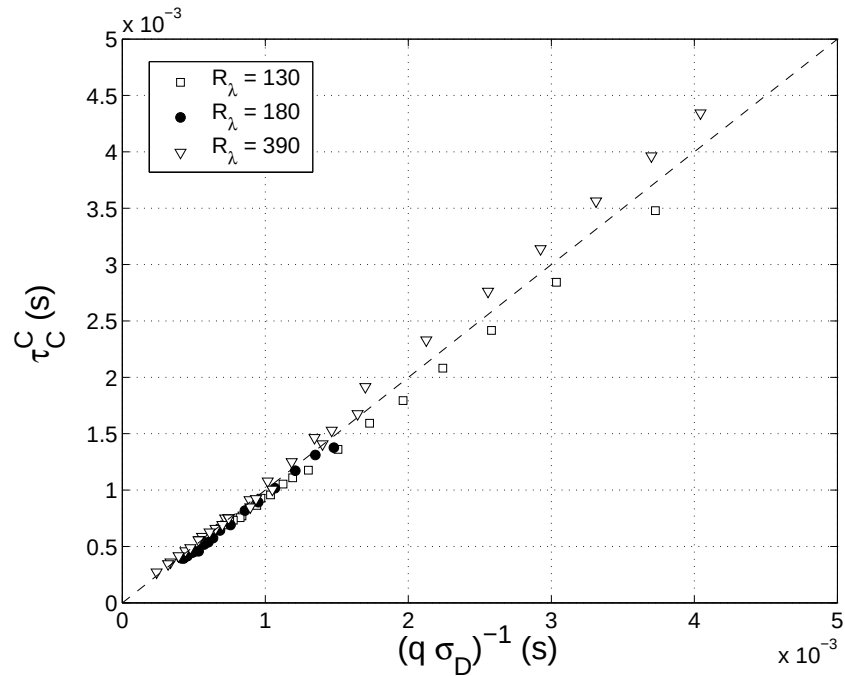


FIG. 5.15 – *Comparaison entre le temps caractéristique du signal complexe et le temps d'advection "à la Tennekes"*

Pour indication, la droite de pente 1 a été ajoutée en pointillé sur la figure.

5.2.3 Influence des inhomogénéités du champ de vitesse

La figure 5.16 montre les données expérimentales concernant l'évolution du temps court de la corrélation de l'amplitude de la vorticité τ_C^A en fonction du temps d'advection de Tennekes.

On note que les résultats suivent une évolution linéaire mais avec des pentes différentes de celle du signal complexe. Cet écart est plus marqué dans l'écoulement de grille. Cette variation de la pente, donc du pré-facteur $A^{|\Omega|}$, est soumise à d'autres effets que la simple advection aléatoire.

Au sein du volume de mesure acoustique V_a , on peut définir un coefficient G , pour essayer de tenir compte de l'inhomogénéité du champ de vitesse moyenne. On construit G de telle sorte qu'il représente l'écart entre la vitesse moyenne U mesurée au centre du volume de mesure acoustique par fil chaud et la vitesse moyenne U_D typique des  v nements vorticitaires détectés au cours de la mesure par diffusion. Ainsi, le facteur d'inhomogénéité moyen G s'exprime sous la forme suivante :

$$G = \frac{U_D}{U} \quad (5.5)$$

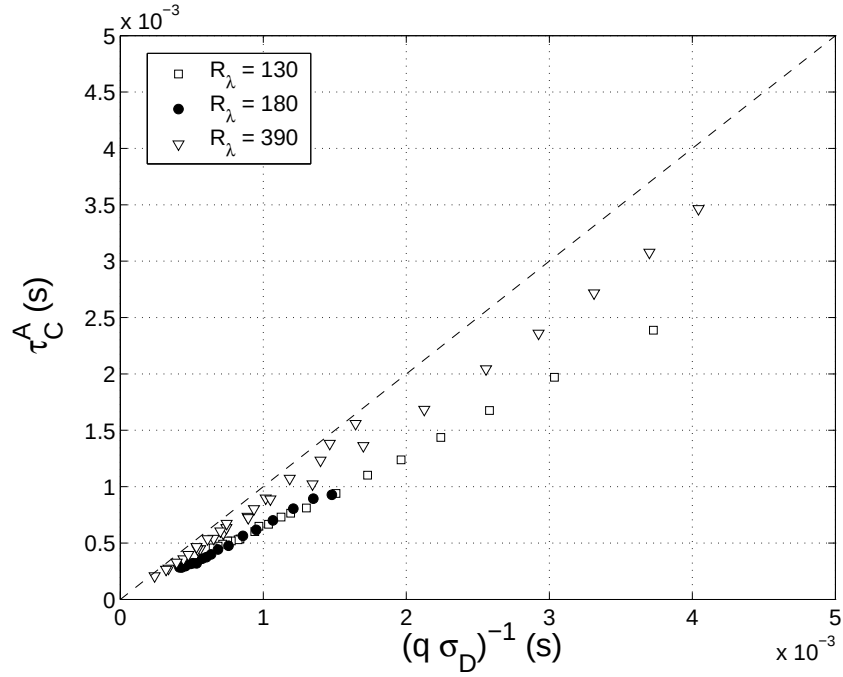


FIG. 5.16 – Comparaison entre le temps caractéristique de l'amplitude du signal de vortacité et le temps d'advection "à la Tennekes"

De même, on introduit le coefficient σ_G représentant les inhomogénéités et anisotropies du champ de vitesse turbulent. Ce coefficient est défini à partir de la vitesse turbulente typique σ_u mesurée par anémométrie à fils chauds au centre du volume de mesure acoustique et la vitesse Doppler fluctuante σ_D :

$$\sigma_G = \frac{\sigma_u}{\sigma_D} \quad (5.6)$$

Nous avons tracé sur la figure 5.17 l'évolution des facteurs d'inhomogénéité G et σ_G dans les différentes configurations expérimentales que nous avons étudiées en fonction du nombre d'onde d'analyse. Pour les données concernant le jet ($R_\lambda = 390$), les mesures ont été obtenues à $50d$ en aval de la buse.

On remarque que l'écoulement de grille et le jet turbulent mettent en jeu des comportements très différents au sujet de l'évolution des facteurs d'inhomogénéité G et σ_G . En effet, dans le cas de la grille, G est de l'ordre de 1 ce qui correspond au fait que la vitesse moyenne mesurée par effet Doppler est quasiment identique à celle obtenus par fil chaud. En revanche, dans cet écoulement la valeur moyenne de σ_G est environ égale à 0.7 traduisant ainsi l'augmentation transversale de σ_u dans la veine d'essai (cf chapitre 2). Dans le cas du jet, on trouve les phénomènes inverses puisque σ_G est proche de 1 alors que G est proche de 0.8. Ces valeurs sont liées à la forme des profils de vitesse transversaux (cf chapitre 2).

Pour déterminer si les facteurs d'inhomogénéité G et σ_G influencent le comportement

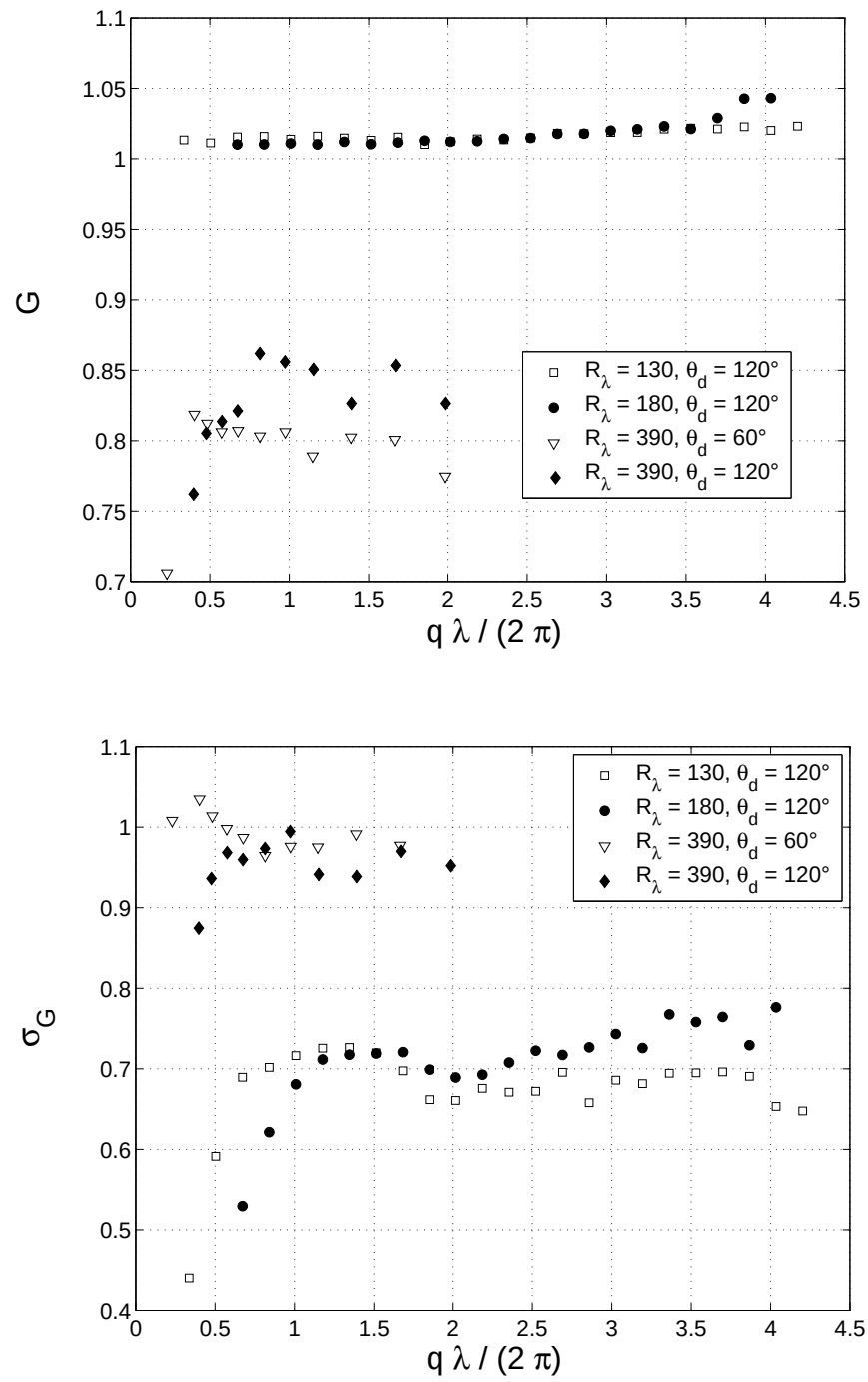


FIG. 5.17 – Evolution des gradients représentant les inhomogénéités du champ de vitesse dans le volume de mesure acoustique

du temps court de l'amplitude de la vorticité, nous avons tracé sur la figure 5.18, l'évolution de τ_C^A compensée par $\frac{1}{G\sigma_G}$ en fonction du temps d'advection "à la Tennekes".

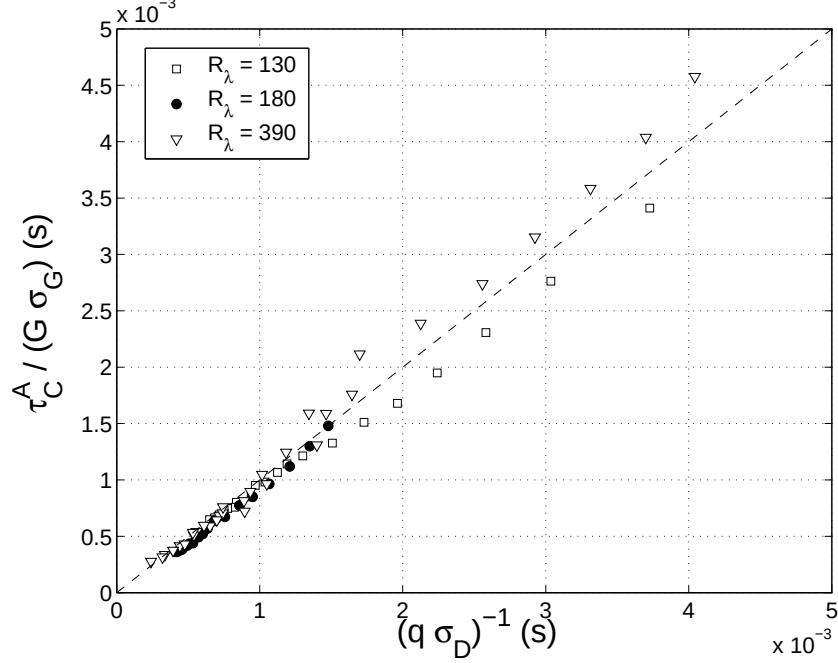


FIG. 5.18 – Normalisation du temps court de l'amplitude par les gradients de vitesse de l'écoulement

Pour les deux écoulements étudiés, toutes les mesures collapent sur la droite de pente 1. On remarque notamment que les résultats sont indépendants du nombre de Reynolds de l'écoulement. On constate donc que la dynamique de la partie à temps court des corrélations de l'amplitude de la vorticité est contrôlée par les effets d'inhomogénéités spatiales du champ de vitesse. Ainsi, l'évolution du temps court τ_C^A est décrit par la loi suivante :

$$\tau_C^A = \frac{G\sigma_G}{q\sigma_D} \quad (5.7)$$

L'écart constaté entre les temps courts τ_C^C et τ_C^A s'exprime au travers du pré-facteur $A^{|\Omega|} = G\sigma_G$ ($\tau_C^A = \frac{A^{|\Omega|}}{q\sigma_D}$).

5.2.4 Le phénomène de basculement

Sur la figure 5.19 nous avons tracé l'évolution du rapport τ_C^C/τ_C^A en fonction du nombre d'onde d'analyse normalisé. Nous avons regroupé sur cette figure les résultats obtenus dans différentes conditions. D'une part, nous présentons une comparaison entre deux configurations expérimentales : l'écoulement de grille à $R_\lambda = 130$ ($\theta_d = 120^\circ$) et le jet axisymétrique à $R_\lambda = 390$ ($\theta_d = 60^\circ$). D'autre part, nous avons ajouté des résultats issus de l'exploitation

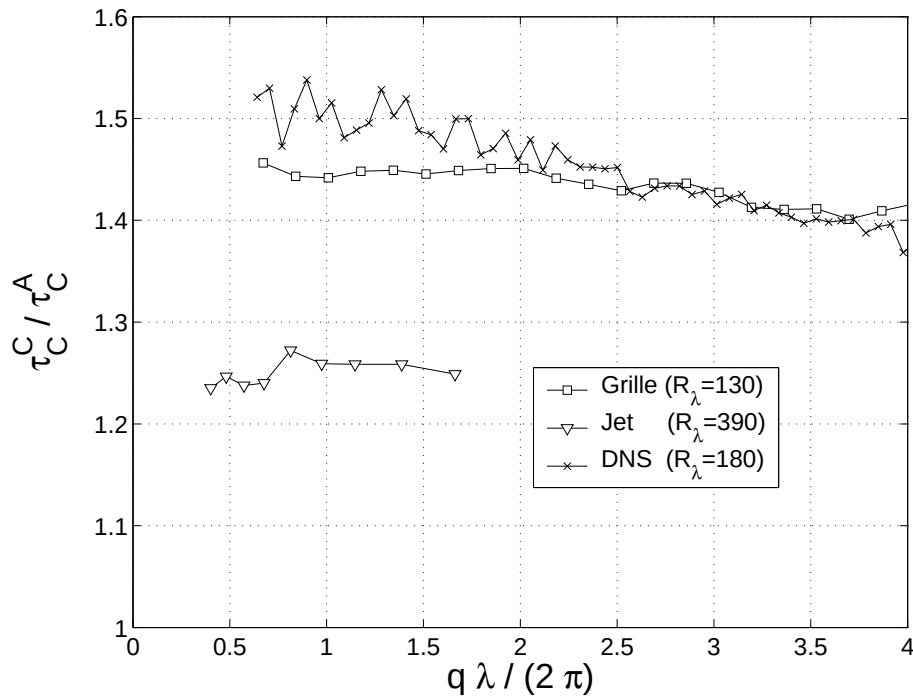


FIG. 5.19 – Evolution du rapport entre les temps courts des signaux de vorticité

d'une Simulation Numérique Directe réalisée par L v que *et al.* [86]. Dans cette étude, les auteurs simulent un champ turbulent homogène isotrope à partir des équations de Navier-Stokes. Nous avons extrait les statistiques du champ de vorticité associé au champ de vitesse turbulent simulé par L v que *et al.* [86] pour un nombre de Reynolds $R_\lambda = 180$. Pour les détails techniques concernant cette simulation, nous renvoyons le lecteur à l'article [86]. Notons que les corrélations temporelles de vorticité calculées à partir de cette simulation possèdent des propriétés comparables à celles révélées par nos mesures expérimentales (voir Poulain [60]).

On étudie ainsi l'évolution du pré-facteur $A^{|\Omega|}$ (en réalité son inverse)   travers la hiérarchie des nombres d'onde accessibles. On remarque que pour un écoulement donné, le rapport τ_C^C / τ_C^A dépend très peu du nombre d'onde sélectionné. Les résultats obtenus dans l'écoulement de grille et la DNS sont très proches avec $\tau_C^C / \tau_C^A \approx 1.45$. On note toutefois une légère différence entre ces deux configurations pour des nombres d'ondes inférieurs à $2q_\lambda$.   partir de ce nombre d'onde, les résultats de la grille et de la DNS sont identiques et révèlent une décroissance notable du rapport τ_C^C / τ_C^A au fur et à mesure que le nombre d'onde analysé augmente. Cette chute correspond au passage dans la zone dissipative des écoulements considérés. Dans le cas du jet turbulent, la valeur du rapport τ_C^C / τ_C^A est proche de 1.25 quelque soit le nombre d'onde considéré.

Même si τ_C^C et τ_C^A suivent une loi d'évolution "  la Tennekes" (de type "sweeping"), on vérifie au travers de la figure 5.19 qu'il existe une différence systématique entre ces deux temps caractéristiques. Ainsi, les dynamiques à temps court du signal complexe de vorticité

et de l'amplitude de vorticité sont contrôlées par deux mécanismes différents.

La dynamique de la vorticité est régie par l'équation suivante [1] :

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\Omega} = \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} + \nu \Delta \vec{\Omega} \quad (5.8)$$

L'advection du champ de vorticité est représenté par le terme $\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\Omega}$ alors que le terme $\left(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}$ représente le caractère non passif de la vorticité.

Ce terme est responsable des processus d'étirement et de basculement en raison de l'interaction de la vorticité avec les gradients du champ de vitesse. Les phénomènes d'étirement sont à l'origine de la production de vorticité [1], alors que le basculement provoque seulement une r -orientation des structures vorticitaires.

Ainsi, on distingue un mécanisme lié à l'advection des structures vorticitaires par le champ de vitesse à grande échelle et un mécanisme de rotation provoqué par les gradients de vitesse. On pourrait penser que le premier mécanisme énoncé est responsable de la dynamique à temps court du signal complexe de vorticité alors que le temps court de l'amplitude de la vorticité est dû au second mécanisme. En d'autres termes, le temps court τ_C^C est contrôlé par un "*sweeping d'advection*" alors que le temps court τ_C^A est contrôlé par un "*sweeping différentiel*".

Pour illustrer ces propos nous utilisons un modèle de structures vorticitaires idéalisées par des vortex cylindriques bi-dimensionnels alignés avec l'axe z (voir figure 5.20). Même si cette approche est très simpliste, des visualisations réalisées à partir de simulations numériques [87], [88] ou d'études expérimentales comme celle de Douady *et al.* [89] montrent que cette "*vision*" n'est pas si abstraite.

La figure 5.20 présente l'interprétation que nous accordons aux mécanismes liés à la dynamique à temps courts des signaux de vorticité. Comme nous l'avons remarqué dans le chapitre 4, le signal complexe de vorticité est dominé par l'advection aléatoire des petites structures par la grande échelle au travers de la phase. Ce processus est révélateur d'un phénomène dit de "*sweeping*" que nous qualifions de "*sweeping d'advection*" au sens où les structures de l'écoulement sont purement advectées par le champ de vitesse à grande échelle. En imposant expérimentalement le vecteur d'onde $\vec{q}_d$, on sélectionne une direction d'advection définie par $\vec{q}_d \cdot \vec{\sigma}_u$. Ainsi, la dynamique à temps court du signal complexe de vorticité se caractérise par :

$$\tau_C^C = \frac{1}{\vec{q}_d \cdot \vec{\sigma}_u} \quad (5.9)$$

Dans la configuration expérimentale choisie, le terme $\vec{q}_d \cdot \vec{\sigma}_u$ devient $q_d \sigma_u$.

Concernant la dynamique à temps court de l'amplitude de la vorticité, nous interprétons les comportements observés à partir d'un phénomène de basculement qui met en jeu un "*sweeping différentiel*". Ce processus est illustré sur la figure 5.20 qui montre la rotation d'une structure vorticitaire sous l'effet d'un gradient de vitesse "*aux bornes*" de la dite structure. Pour faire basculer la structure, il faut prendre en compte le champ de vitesse

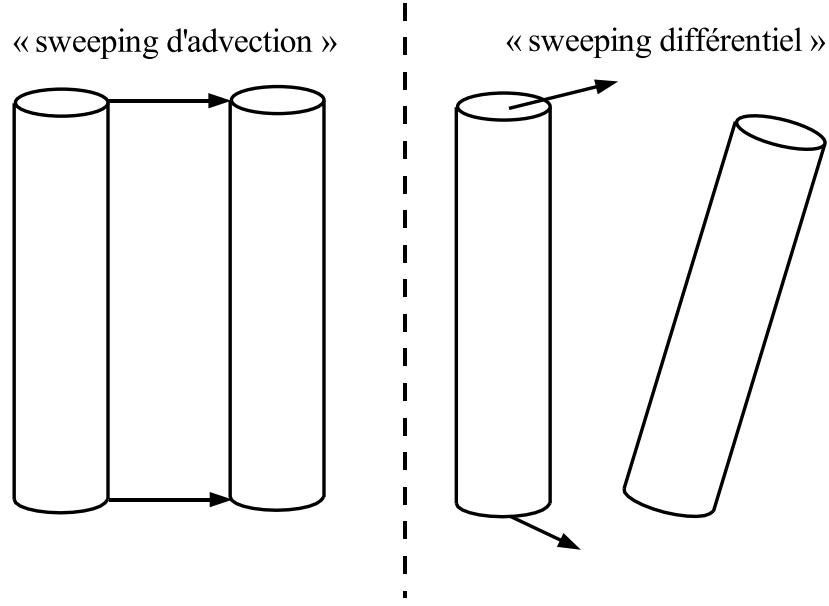


FIG. 5.20 – *Modification de la mesure de diffusion par étirement basculement*

$u_{\perp}$ dans le plan perpendiculaire à l'axe de la structure. Ainsi, on peut définir une vitesse "effective" de basculement σ_b d'une structure d'allongement Δz sous la forme :

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{\langle (u_{\perp}(z) - u_{\perp}(z + \Delta z))^2 \rangle}{2}} \quad (5.10)$$

En supposant que l'allongement Δz est de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale de l'écoulement, les champs $u_{\perp}(z)$ et $u_{\perp}(z + \Delta z)$ sont statistiquement indépendants. Il vient alors :

$$\begin{aligned} \sigma_b &= \sqrt{\frac{1}{2} (\langle u_{\perp}(z)^2 \rangle + \langle u_{\perp}(z + \Delta z)^2 \rangle)} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2} (\langle u(z)^2 + v(z)^2 \rangle + \langle u(z + \Delta z)^2 + v(z + \Delta z)^2 \rangle)} \\ &= \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2} \end{aligned} \quad (5.11)$$

où σ_u et σ_v sont respectivement les vitesses turbulentes typiques selon les directions x et y .

Le temps court lié à l'amplitude des signaux de vorticité s'exprime alors sous la forme :

$$\tau_C^A = \frac{1}{q_d \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2}} \quad (5.12)$$

Le rapport $\frac{\tau_C^C}{\tau_C^A}$ se résume alors à :

$$\frac{\tau_C^C}{\tau_C^A} = \frac{\sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2}}{\sigma_u} \quad (5.13)$$

Dans le cas d'un écoulement homogène isotrope, $\sigma_u = \sigma_v$ d'où :

$$\frac{\tau_C^C}{\tau_C^A} = \sqrt{2} \approx 1.41 \quad (5.14)$$

Cette valeur est en très bon accord avec les résultats expérimentaux présentés sur la figure 5.19 dans le cas de la grille et de la DNS. Il semble donc que pour ces deux configurations notre interprétation des dynamiques à temps courts des signaux de vorticité donnent des résultats tout à fait plausibles.

Dans le cas du jet, le rapport $\frac{\tau_C^C}{\tau_C^A}$ que nous mesurons expérimentalement est de l'ordre de 1.25. Contrairement à la grille et la DNS, le jet est un écoulement anisotrope. Wygnanski [30] a mesuré un rapport d'anisotropie $\frac{\sigma_u}{\sigma_v}$ de l'ordre de 1.4    $50d$ en aval de la buse d'un jet rond turbulent. En prenant cette valeur comme référence, notre interprétation conduit à :

$$\frac{\tau_C^C}{\tau_C^A} \approx 1.23 \quad (5.15)$$

Cette valeur concorde très bien avec la valeur mesurée expérimentalement dans cet écoulement.

La dynamique à temps court de l'amplitude de la vorticité semble donc pilotée par des effets de basculement. Ces derniers sont provoqués par les gradients du champ de vitesse à grande échelle. Dans toute cette démarche, nous avons supposé que la dynamique de l'étirement est masquée par celle du basculement. Plusieurs études tendent à valider cette hypothèse. En effet, des mesures expérimentales de la déformation d'un ligne mati  rielle menées par Elenbaas *et al.* [90] sur un jet turbulent montrent que la dynamique de l'étirement suit la loi K41 en $q^{-2/3}$. Ces résultats sont confirmées par des simulations numériques directes réalisées par Kida *et al.* [91], [92] mais aussi par l'étude de O'Gormann *et al.* [81].

5.3 Le temps long

Rappelons ici que seule l'amplitude de la vorticité possède une dynamique à temps long. Nous avons montré précédemment en comparant l'évolution simultanée de deux signaux de vorticité que l'effet d'advection par le champ de vitesse explique que le signal complexe est uniquement corrélé sur des temps courts. Nous avons également constaté que toutes les échelles de l'écoulement sont soumises à une modulation dont le temps caractéristique est

proche du temps intégral de l'écoulement. Dans cette partie, nous nous concentrons sur les caractéristiques de la corrélation à temps long de l'amplitude de la vorticité. Nous mettons tout d'abord en évidence l'existence d'interactions non locales au sens où il existe une dépendance statistique entre les nombres d'onde quelque soit leur séparation. En comparant les évolutions des temps caractéristiques de la cor relation de l'amplitude de la vorticité nous montrons que l'hypothèse de similarité introduite dans la théorie K41 n'est pas vérifiée sur nos mesures expérimentales dans la ZI. Enfin, nous réalisons une étude comparative entre le champ de vorticité et le champ de vitesse ainsi que ses gradients.

5.3.1 Les interactions non locales

Nous avons constaté précédemment que la chute de l'auto-cor relation de l'amplitude de vorticité s'effectue sur deux temps caractéristiques. La figure 5.21 illustre la décroissance temporelle de la fonction d'auto-cor relation de l'amplitude pour 3 nombres d'ondes à 50*d* en aval de la buse du jet turbulent. Afin de clairement distinguer les différentes parties de ces cor relations, les courbes sont représentées en échelles linéaires (figure du haut) et en échelles logarithmiques (figure du bas).

D'après ces mesures, les cor relations de l'amplitude de la vorticité pour les temps les plus longs semblent être indépendantes du nombre d'onde analysé.

Pour vérifier s'il existe un caractère commun à tous les nombres d'onde de l'écoulement nous avons réalisé une mesure de vorticité simultanément sur deux nombres d'onde différents : $q_1 = 0.54q_\lambda$ et $q_2 = 1.26q_\lambda$ dans le jet à 50*d*. Une comparaison des deux signaux enregistrés dans ces conditions sur $20T_I$ est présentée sur la figure 5.22.

En comparant l'enveloppe des deux signaux, on remarque qu'ils semblent soumis à une modulation commune dont le temps caractéristique est de l'ordre du temps intégral de l'écoulement T_I . Afin de mettre en évidence une dépendance entre les fluctuations temporelles des amplitudes de ces signaux nous avons calculé leur inter-covariance $C_{|\Omega(q_1)||\Omega(q_2)|}$ définie comme suit :

$$C_{|\Omega(q_1)||\Omega(q_2)|} = \frac{\langle |\Omega_z(q_1, t)| |\Omega_z(q_2, t + \Delta t)| \rangle_t}{\sqrt{\langle |\Omega_z(q_1, t)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |\Omega_z(q_2, t)|^2 \rangle}} \quad (5.16)$$

L'évolution temporelle de l'inter-cor relation des amplitudes des deux signaux précédents est tracée sur la figure 5.23. Sur cette figure, nous avons également représenté par comparaison l'inter-cor relation des signaux complexes correspondant.

On vérifie que les signaux complexes de vorticité à deux nombres d'onde de l'écoulement sont décorrélés. En revanche, l'inter-cor relation de l'amplitude de la vorticité à deux nombres d'onde différents met en évidence l'existence d'une dépendance statistique significative entre deux modes de l'écoulement. En ce sens, nous mettons en évidence la présence d'interactions non locales (dans l'espace spectral) entre les modes de Fourier présents dans l'écoulement. On trouve là un désaccord avec le formalisme de K41 [12] où seules des interactions locales entre échelles sont considérées.

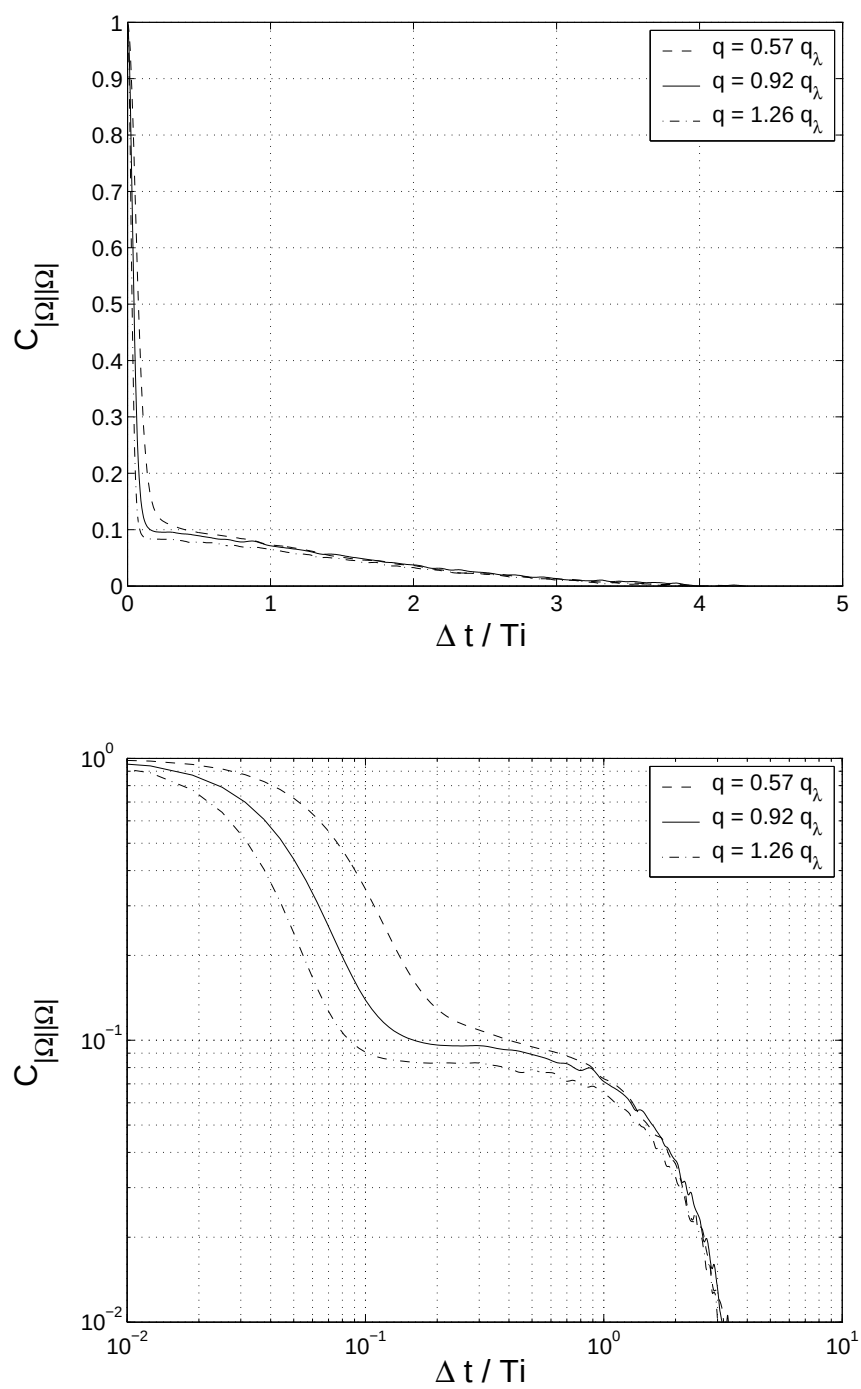


FIG. 5.21 – Evolution des auto-corrélations de l'amplitude de la vorticité à 50d dans le jet

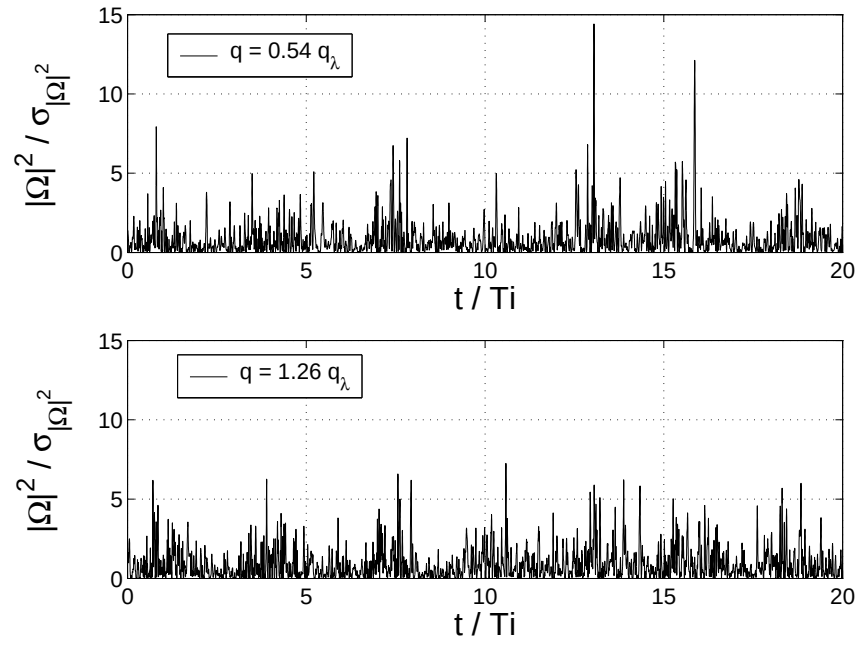


FIG. 5.22 – *Evolution temporelle des amplitudes des signaux de vorticité dans le jet à deux nombres d'onde*

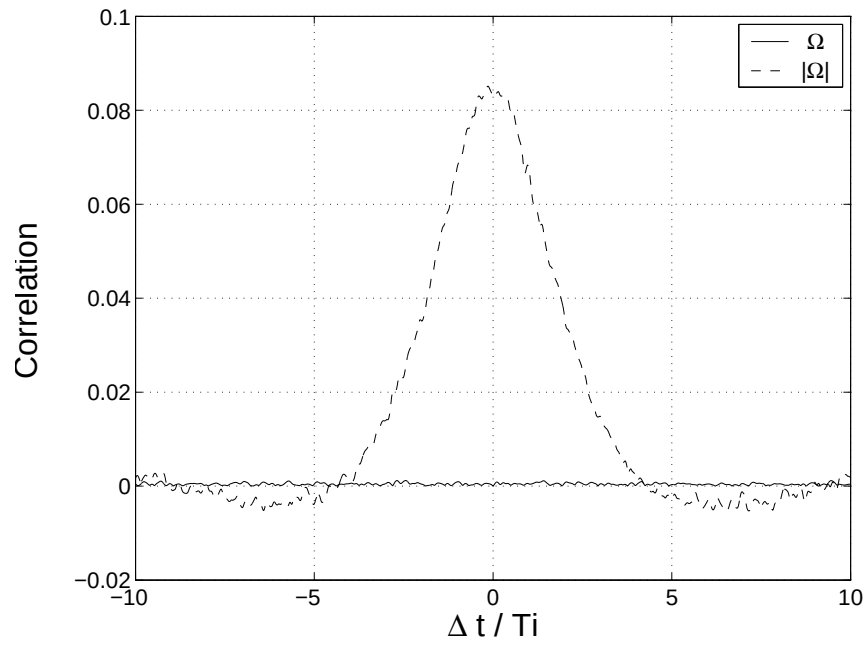


FIG. 5.23 – *Inter-corrélation entre les signaux complexes et l'amplitude pour deux nombres d'onde de l'écoulement*

Notons que l'inter-corrélation entre les amplitudes des signaux de vorticité est centrée sur le retard $\Delta t = 0$ et est symétrique. Ceci implique qu'il n'existe pas de décalage temporel de la dynamique en fonction de l'échelle étudiée. Ainsi, les modes de Fourier sont affectés au même instant par un processus commun.

La base de temps sur laquelle ces modes sont corrélés correspond à la partie à temps long des fonctions d'auto-corrélations comme le montre la figure 5.24. Cette figure compare les fonctions d'auto-corrélations de chaque mode analysé avec la fonction d'inter-corrélation entre ces modes.

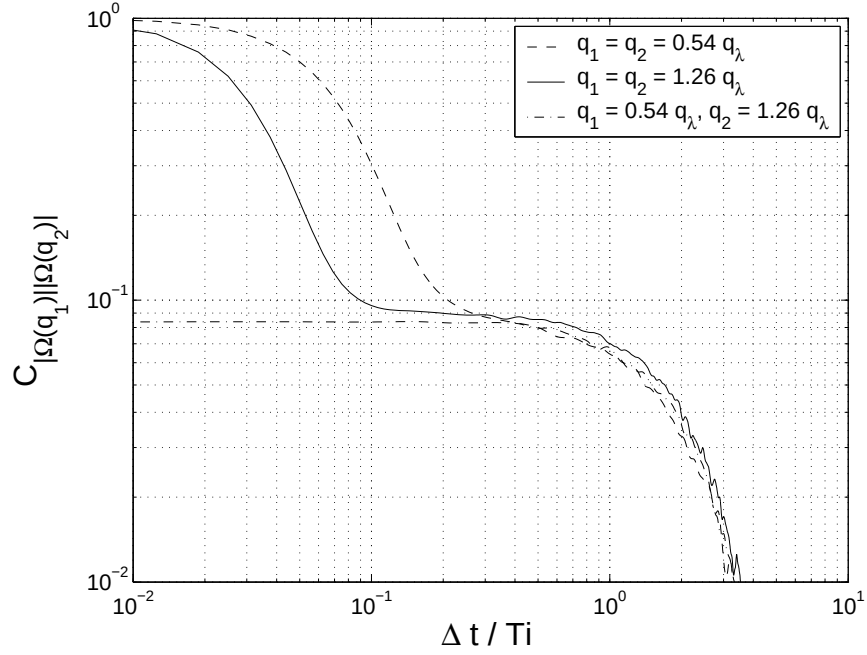


FIG. 5.24 – Auto et inter-corrélation de l'amplitude de la vorticité pour deux nombres d'onde de l'écoulement

Le mécanisme physique associé au temps long de la corrélation représente donc un processus qui affecte toutes les échelles de l'écoulement. La dynamique de la corrélation à temps long est représentée par un temps unique τ_L pour toutes les échelles de l'écoulement. Ce phénomène est incompatible avec la seconde hypothèse de similarité introduite par Kolmogorov [12] qui sous-entend qu'il n'existe pas d'échelle (spatiale ou temporelle) caractéristique dans la ZI puisque cette zone est "aveugle" à l'échelle d'injection de l'énergie et à l'échelle de dissipation ($\Lambda \gg \ell \gg \eta$).

5.3.2 Comparaison temps court / temps long

La figure 5.25 montre l'évolution temporelle des fonctions d'auto-corrélation de l'amplitude de la vorticité pour les 3 nombres d'onde définis précédemment. L'axe des abscisses représente le retard Δt normalisé par le temps caractéristique τ_C^A . Pour distinguer claire-

ment les évolutions des corrélations, les courbes sont tracées en échelles logarithmiques. Les courbes tracées en échelles linéaires sont fournies dans un insert.

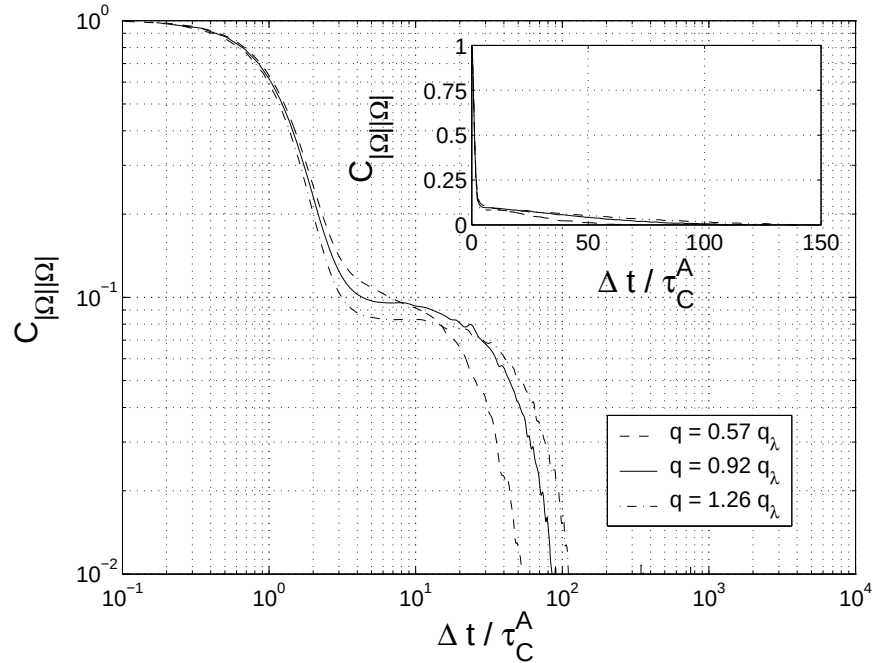


FIG. 5.25 – Normalisation des corrélations de l'amplitude par le temps court τ_C^A

Sous l'effet de la normalisation du retard par le temps τ_C^A toutes les corrélations colapsent sur la partie à temps court. En revanche, les parties à temps long des corrélations ne se superposent pas. Ainsi, la dynamique de l'amplitude de la vorticité se caractérise par deux temps possédant des lois d'évolutions différentes. On confirme ainsi que l'hypothèse de similarité dans la ZI n'est pas adaptée aux comportements temporels de l'amplitude de la vorticité que nous mesurons.

Afin de comparer ces deux temps de manière quantitative il convient d'estimer le temps caractéristique τ_L de la corrélation à temps long. Un des problèmes liés à l'ajustement de la partie à temps long réside dans l'interaction entre la partie à temps court et celle à temps long de la corrélation. En effet, comme l'indique la figure 5.26, plus le nombre d'onde est petit plus la partie à temps court s'élargit par rapport à la partie à temps long. Dans ces conditions l'ajustement de la partie à temps long devient délicate.

Nous avons testé plusieurs fonctions d'ajustement pour déterminer les paramètres de la partie à temps long. Une comparaison entre trois fonctions est donnée sur la figure 5.27. Les fonctions choisies sont la fonction gaussienne, la fonction polynôme de degré 3 et la fonction lorentzienne :

$$h_g(t) = \frac{A_{g1}}{A_{g2}\sqrt{2\pi}} e^{(-t^2/(2A_{g2}^2))}$$

$$h_p(t) = A_{p3}t^3 + A_{p2}t^2 + A_{p1}t + A_{p0}$$

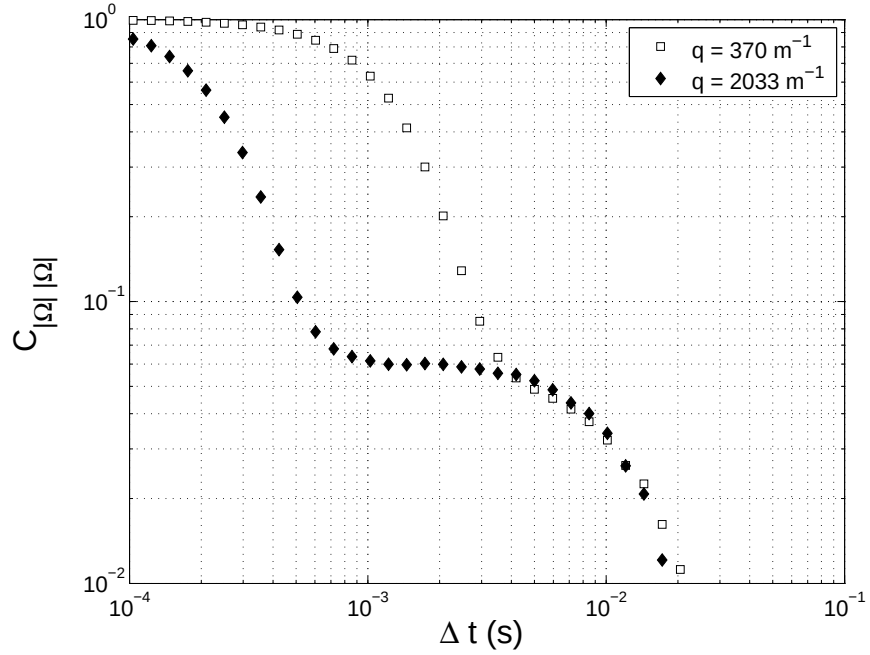


FIG. 5.26 – Comparaison des corrélations entre deux nombres d'onde

$$h_l(t) = A_{l1} + \frac{A_{l2}}{(1 + (t/A_{l3})^2)^2}$$

où $A_{g1}, A_{g2}, A_{p0}, A_{p1}, A_{p2}, A_{p3}, A_{l1}, A_{l2}$ et A_{l3} sont des paramètres ajustables. Ces derniers sont déterminés à partir d'une méthode des moindres carrés. Afin de vérifier l'adéquation de ces différentes fonctions d'ajustement nous les avons appliquées sur une même fonction de corrélation. Comme nous l'avons constaté précédemment, la corrélation à temps long est commune à toutes les échelles de l'écoulement.

En utilisant l'inter-corrélation temporelle entre 2 échelles de l'écoulement on extrait uniquement la dynamique commune à ces deux échelles : la corrélation à temps long. L'ajustement de la forme de l'inter-corrélation n'est donc pas soumise à une incertitude liée à la présence du temps court. Nous avons utilisé la fonction d'inter-corrélation présentée sur la figure 5.23 comme exemple pour tester les différents ajustements. Les résultats obtenus dans ces conditions sont présentés sur la figure 5.27.

On remarque que la distribution gaussienne h_g sous-estime d'environ 4% le niveau C_0 et dévie des points expérimentaux à partir de 40 ms. La fonction polynôme h_p sur-estime de 10% la valeur de C_0 et ne reproduit pas l'effet de courbure observé sur la partie à temps long pour les retards proches de 0. La fonction lorentzienne h_l coïncide visuellement avec les données expérimentales. C'est donc cette fonction qui a été choisie pour ajuster la partie à temps long des auto-corrélations de l'amplitude.

A partir des ajustements des parties à temps long des corrélations de l'amplitude de la vortécité, nous avons comparé les évolutions du temps court τ_C^A et du temps long τ_L en fonction du nombre d'onde analysé. Les résultats présentés sur la figure 5.28 en échelles

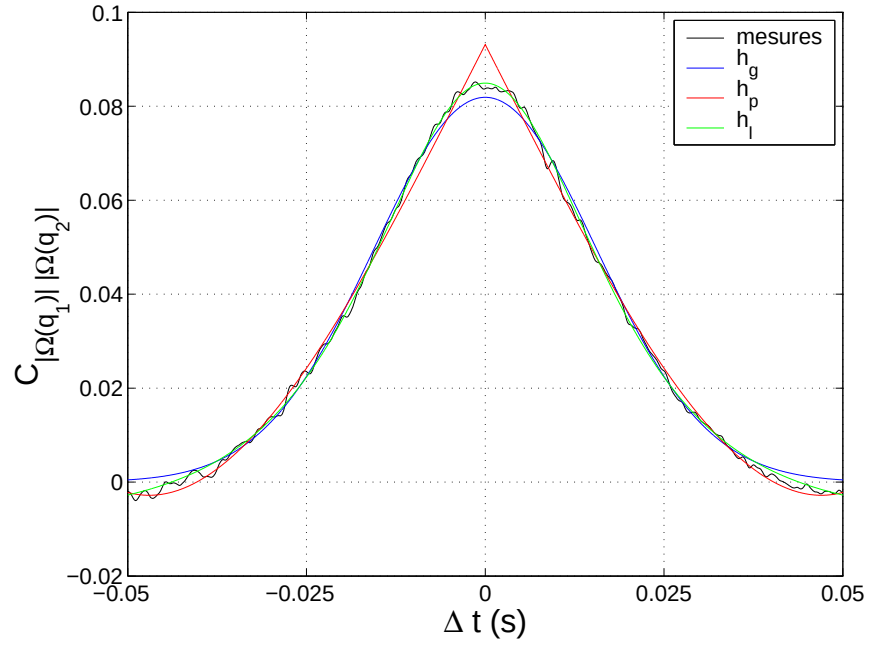


FIG. 5.27 – Comparaison des fonctions d'ajustement de la partie à temps long

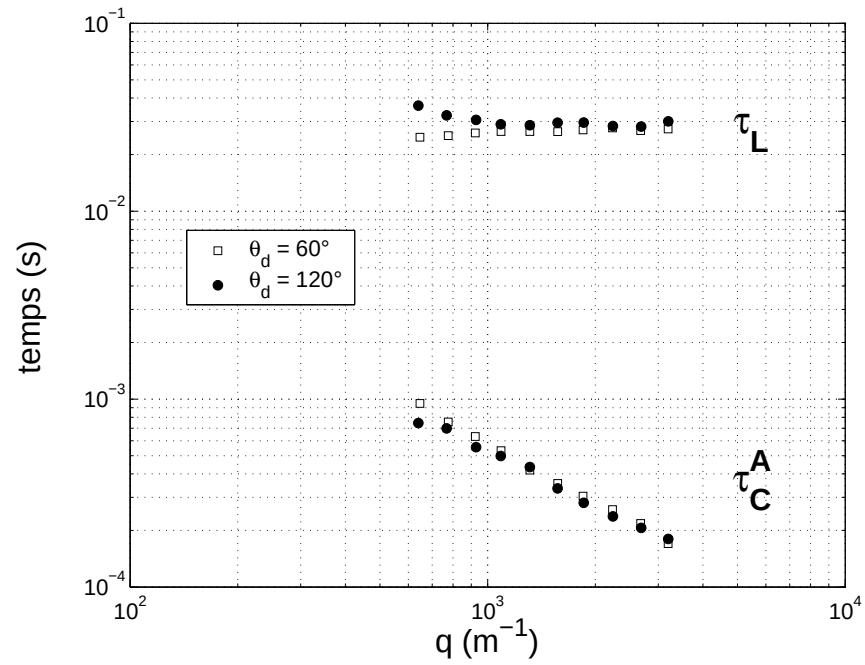


FIG. 5.28 – Comparaison entre les temps caractéristiques de la corrélation de l'amplitude de vortacité

logarithmiques ont été obtenus dans le jet turbulent à $50d$ en aval de la buse. Les résultats obtenus dans la grille, non présentés ici, sont identiques à ceux du jet.

Les deux séries de mesures effectuées avec deux angles de diffusion montrent que l'angle de diffusion n'influence pas les résultats expérimentaux. Qualitativement, les résultats obtenus dans l'écoulement de grille sont identiques à ceux du jet.

Les comportements de τ_C^A et τ_L sont visiblement très différents. Contrairement au temps court τ_C^A , qui comme nous l'avons vu suit une loi d'évolution en q^{-1} , le temps long τ_L est indépendant du nombre d'onde sélectionné ($\sim q^0$). Ce phénomène avait déjà été mis en évidence par Poulain [60] dans un jet turbulent. L'existence de ces deux lois de comportement est incompatible avec le principe de similarité introduit par Kolmogorov [12] (voir Annexe B).

5.3.3 Comparaison avec le temps intégral

Pour déterminer plus précisément le lien entre le temps long τ_L et le temps intégral T_I , nous avons étudié son comportement en fonction de la distance à la buse dans le jet. Cette expérience repose sur les propriétés d'auto-similarité de cet écoulement (voir chapitre 2). La figure 5.29 montre l'évolution des densités spectrales de puissance de la vitesse mesurée sur l'axe du jet par anémométrie à fil chaud en fonction de la distance à la buse.

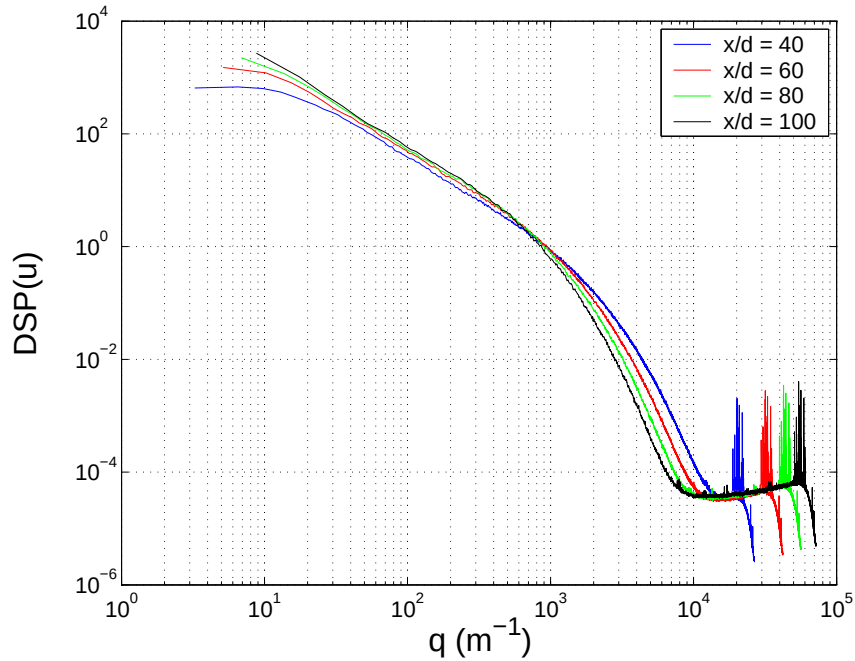


FIG. 5.29 – Evolution des spectres de vitesse sur l'axe du jet

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, l'échelle intégrale L_I augmente linéairement en fonction de x tout comme l'échelle de Kolmogorov η . La figure 5.30 représente les spectres de vitesse normalisés $DSP(u)x^{-2}$ en fonction du nombre d'onde normalisé qx .

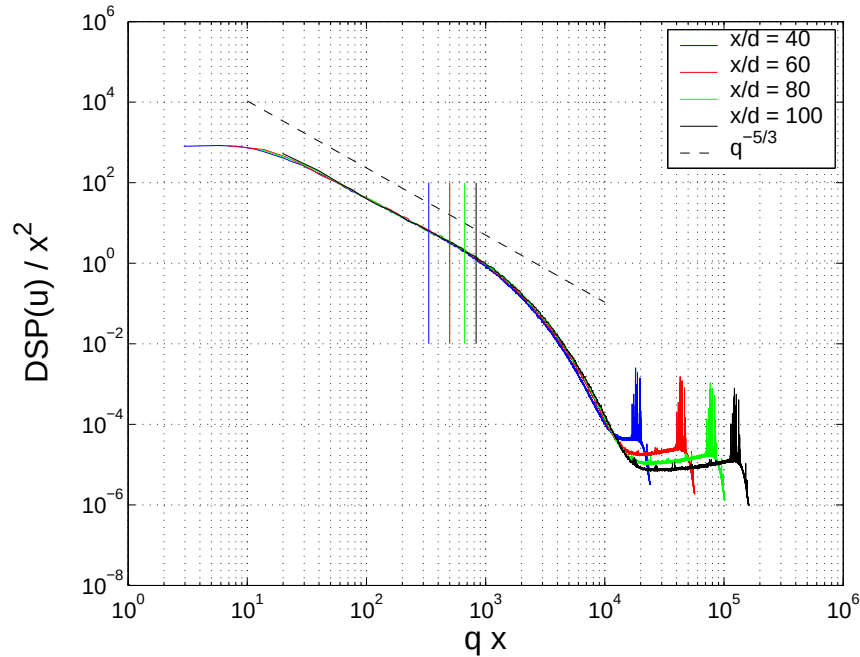


FIG. 5.30 – Spectres de vitesse normalisés sur l'axe du jet

Les lignes verticales indiquent la position relative du nombre d'onde $q = 370m^{-1}$ dans les spectres de vitesse en fonction de la distance à la buse. On remarque que ce nombre d'onde est systématiquement dans la zone inertielle pour chaque configuration expérimentale.

La figure 5.31 montre l'évolution de l'auto-corrélation de l'amplitude de la vorticité au nombre d'onde $q = 370m^{-1}$ pour différentes distances vis à vis de la buse du jet.

On constate que la partie à temps long des corrélations s'élargit avec la distance à la buse x . La figure 5.32 présente l'évolution du temps t_L déterminé par ajustement de la courbe h_l en fonction de la position du volume de mesure dans le jet pour différents nombres d'onde.

Les temps longs estimés pour les trois plus grands nombres d'onde sont identiques avec moins de 2% d'écart. En revanche, le temps long associé au nombre d'onde le plus petit est environ 27% plus élevé que les autres. Cet écart s'explique par les effets de diffraction qui se manifestent à ce nombre d'onde. On constate qu'aux effets de diffraction près, le temps caractéristique de la partie à temps long des corrélations de vorticité est indépendant du nombre d'onde analysé. Le temps long évolue suivant une loi de puissance de x . Pour indication la loi x^2 a été ajoutée en pointillé. Etant donné que sur l'axe du jet $L_I \propto x$ et $U \propto 1/x$, le temps intégral de l'écoulement T_I évolue selon la loi : $T_I = \frac{L_I}{U} \propto x^2$. On vérifie ainsi que le temps long τ_L de la corrélation de l'amplitude de la vorticité suit la même loi d'évolution que le temps intégral de l'écoulement.

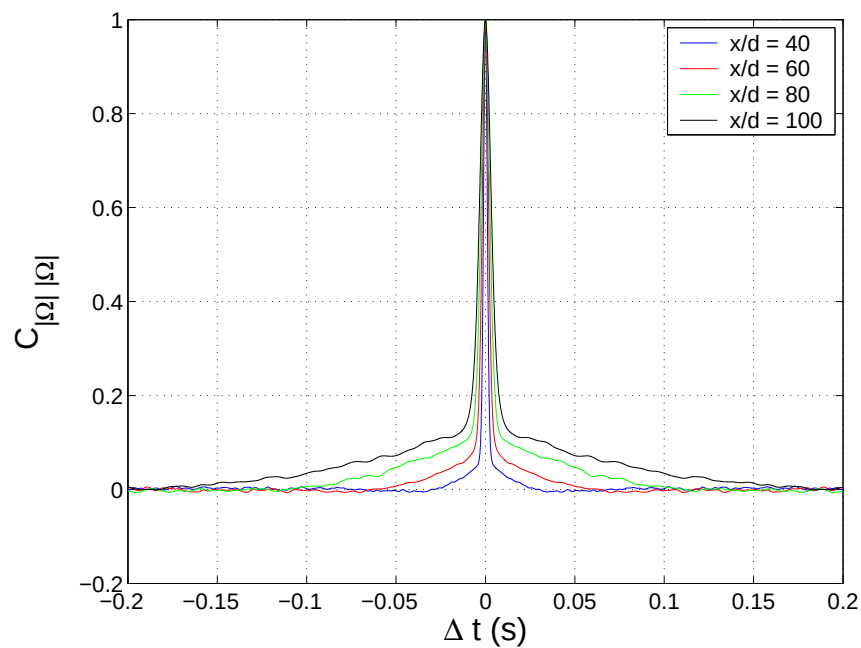


FIG. 5.31 – Evolution de la corrélation de l'amplitude dans le jet pour le nombre d'onde $q = 370\text{m}^{-1}$

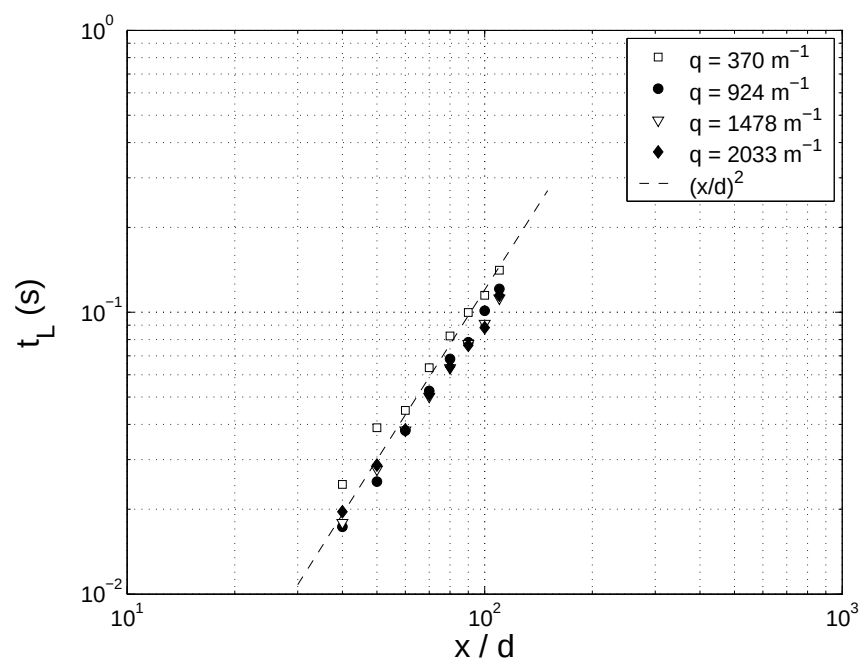


FIG. 5.32 – Evolution du temps long t_L en fonction de la distance à la buse

5.3.4 Vitesse/vorticité

Nos résultats expérimentaux montrent ainsi que le temps long des corrélations est de l'ordre de grandeur du temps intégral T_I de l'écoulement. Nous avons réalisé des campagnes de mesures simultanées de vorticité par diffusion acoustique et de vitesse par anémométrie à fil chaud. Le principe de ces essais est reporté sur la figure 5.33.

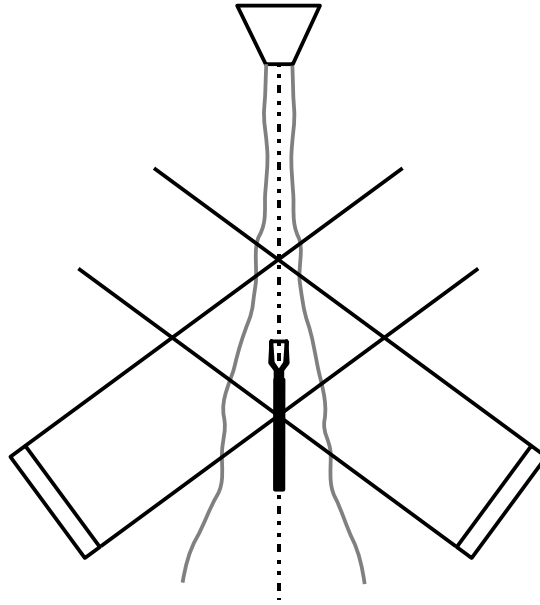


FIG. 5.33 – *Mesure de la corrélation entre la vitesse et la vorticité*

Le fil chaud est placé au centre de la zone de mesure acoustique. Etant donné que le signal extrait de l'anémomètre n'a pas de référence de phase, les acquisitions sont réalisées sans démodulation hétérodyne. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 131072Hz avec un filtre passe-bande de $0 - 30\text{kHz}$ pour la sonde de vitesse et de $\pm 5\text{kHz}$ pour le signal acoustique. Nous avons calculé les corrélations à partir de 8 réalisations de 1048576 points chacune. Après enregistrement des données, nous appliquons une détection hétérodyne numérique sur les signaux acoustiques.

La fréquence d'échantillonnage après décimation des signaux est de 32768Hz . La figure 5.34 permet de vérifier que le ré-échantillonnage n'affecte pas fortement les mesures de vitesse. En effet, la densité spectrale de puissance de la vitesse est dominée par le bruit pour des fréquences supérieures à 13000Hz . Notons, à l'occasion, la présence de trois coupures au niveau des hautes fréquences de ce spectre. La première correspond à la coupure visqueuse de la zone dissipative, la seconde au filtrage associé à la décimation et la troisième au filtrage anti-repliement.

La figure 5.35 compare des signaux typiques de vitesse et de vorticité sur une durée équivalente à $60T_I$. Les signaux expérimentaux représentés sont normalisés par leur écart-type.

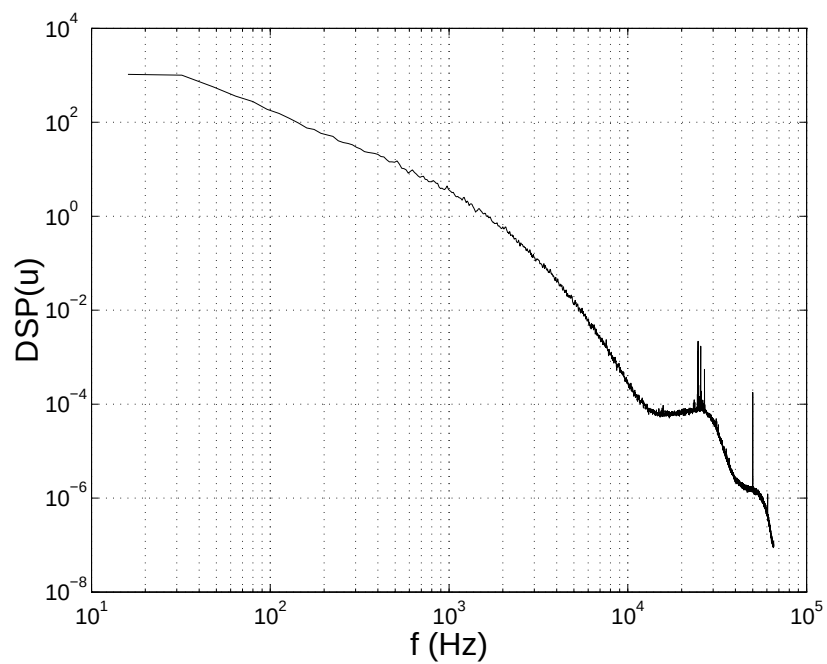


FIG. 5.34 – *Spectre de vitesse à 50 d en aval de la buse du jet*

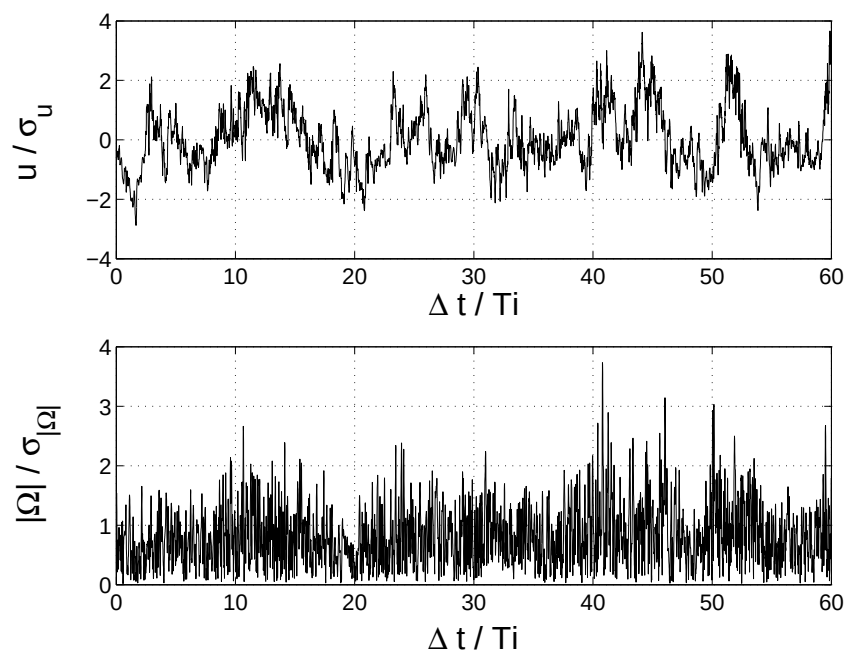


FIG. 5.35 – *Evolution temporelle typique des signaux de vitesse et de l'amplitude de la vorticité*

On constate une tendance similaire sur l'évolution de l'enveloppe des deux mesures. Afin de quantifier la dépendance entre les signaux de vitesse et de vorticité nous utilisons la fonction d'inter-corrélation $C_{|\Omega|u}$ définie à partir des variables $|\Omega|$ et u centrées :

$$C_{|\Omega|u}(\Delta t) = \frac{\langle |\Omega(q, t)| u(t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle |\Omega(q, t)|^2 \rangle} \sqrt{\langle u(t + \Delta t)^2 \rangle}} \quad (5.17)$$

La figure 5.36 représente l'évolution typique de la fonction d'inter-corrélation entre un signal de vitesse et l'amplitude d'un signal de vorticité. Pour cet exemple, le fil et le centre du volume acoustique sont situés à $50d$ en aval de la buse du jet et Le nombre d'onde sélectionné par la technique de diffusion est égal à $0.57q_\lambda$. Par comparaison, nous avons ajouté les fonctions d'auto-corrélation du signal de vitesse et de l'amplitude de la vorticité.

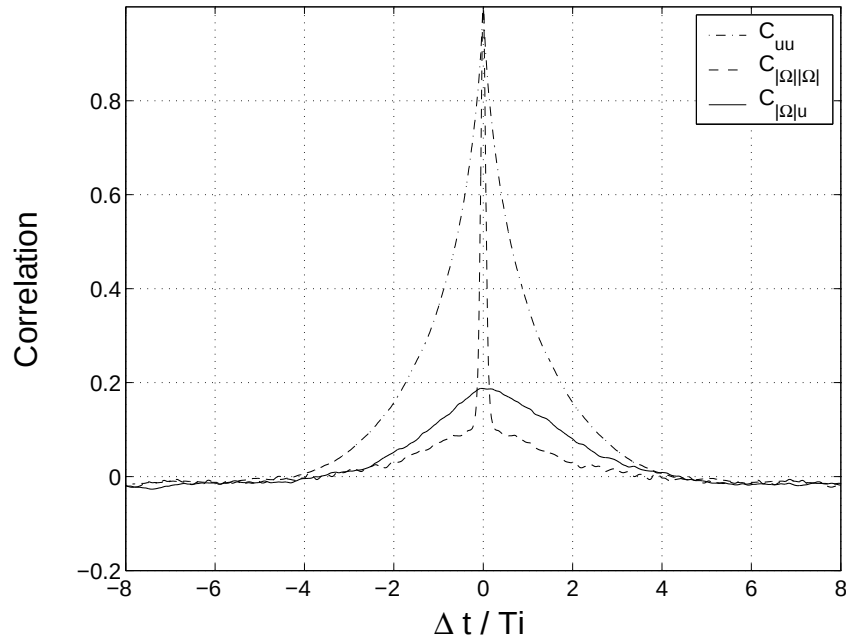


FIG. 5.36 – Auto- et inter-corrélation entre la vitesse longitudinale et la vorticité

On constate qu'il existe une corrélation non négligeable entre le champ de vitesse eulérien et l'amplitude de la vorticité mesurée par diffusion acoustique. Cette inter-corrélation se manifeste sur la partie à temps long de la vorticité.

Nous avons tracé sur la figure 5.37 le rapport τ_L/T_I mesuré dans le jet en fonction de la distance à la buse pour 4 nombres d'onde.

On observe que le temps caractéristique de la partie à temps long de la corrélation d'amplitude est très proche du temps caractéristique de la corrélation de vitesse. Ce temps correspond au temps propre à la grande échelle de l'écoulement. Ces mesures mettent en évidence que les champs de vitesse et de vorticité sont soumis à un mécanisme commun. Pour déterminer si cet effet dépend de la structure observée par l'acoustique, nous avons

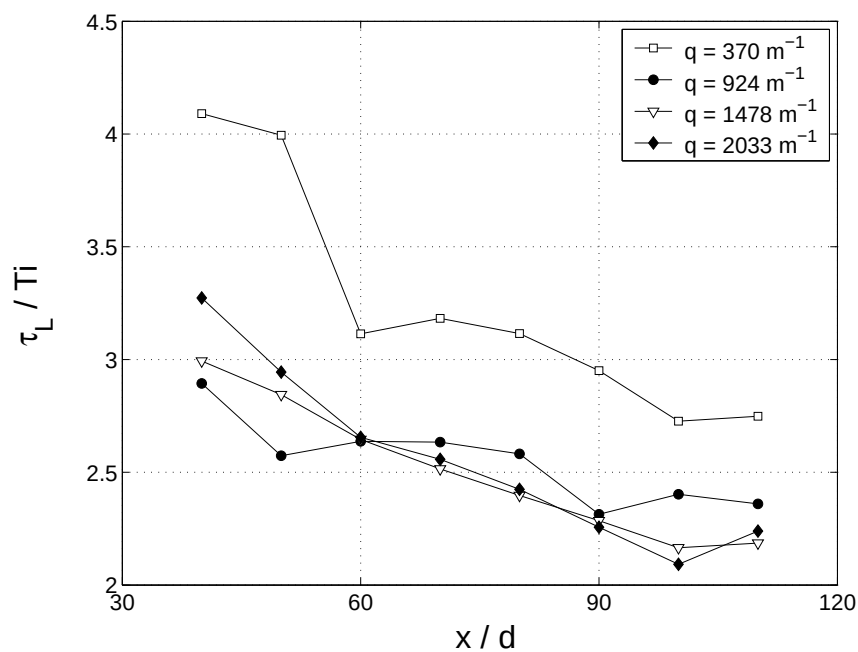


FIG. 5.37 – Comparaison entre les temps caractéristiques des corrélations de la vorticité et de la vitesse

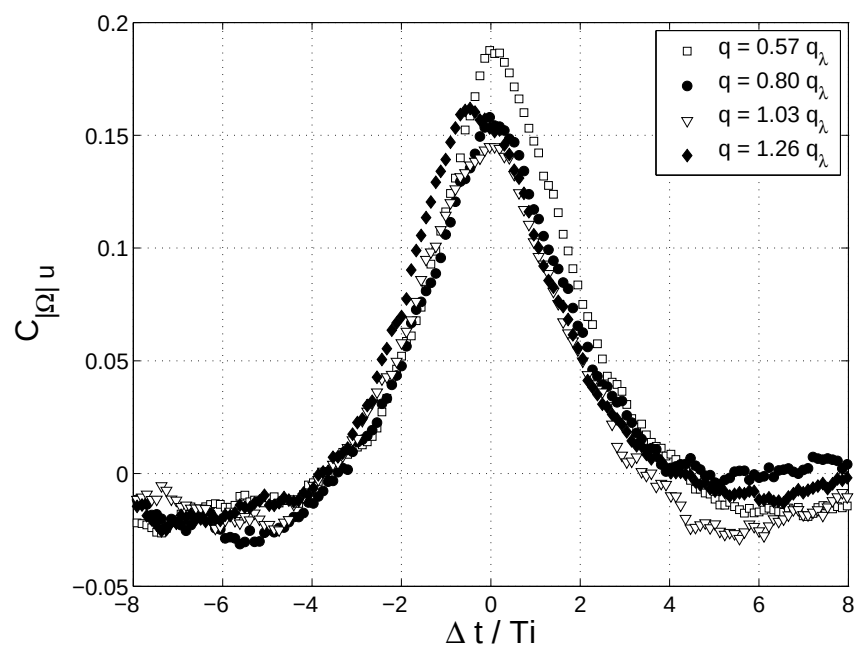


FIG. 5.38 – Inter-corrélations de la vorticité et de la vitesse à différents nombres d'onde

réalisé des mesures identiques pour différents nombres d'onde acoustique. La figure 5.38 représente l'inter-corrélation entre l'amplitude de la vorticité et le signal de vitesse pour différents nombres d'onde allant jusqu'au début de la zone dissipative.

Ces résultats mettent clairement en évidence l'existence d'interactions fortes entre les échelles inertielles de l'écoulement et la grande échelle. La zone inertielle est donc directement influencée par l'échelle à laquelle la production d'énergie turbulente est maximale. On ne voit pas de décalage significatif dans l'interaction vitesse/vorticité.

5.3.5 Dissipation/vorticité

Cette interaction est également visible sur les corrélations temporelles (ou spatiales par application de l'hypothèse de Taylor) de la dissipation. Pour un écoulement homogène isotrope, ϵ^D est expérimentalement accessible à partir du gradient temporel de la vitesse longitudinale [1] :

$$\epsilon^D = \frac{15\nu}{U^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \quad (5.18)$$

  partir des mesures simultanément de vitesse et de vorticité, nous avons estimé la dissipation visqueuse ϵ^D à partir de l'hypothèse d'isotropie. Nous avons mesuré le coefficient d'inter-corrélation entre le champ de dissipation et le champ de vorticité. Les résultats obtenus dans ces conditions sont présentés sur la figure 5.39 en échelles log/lin.

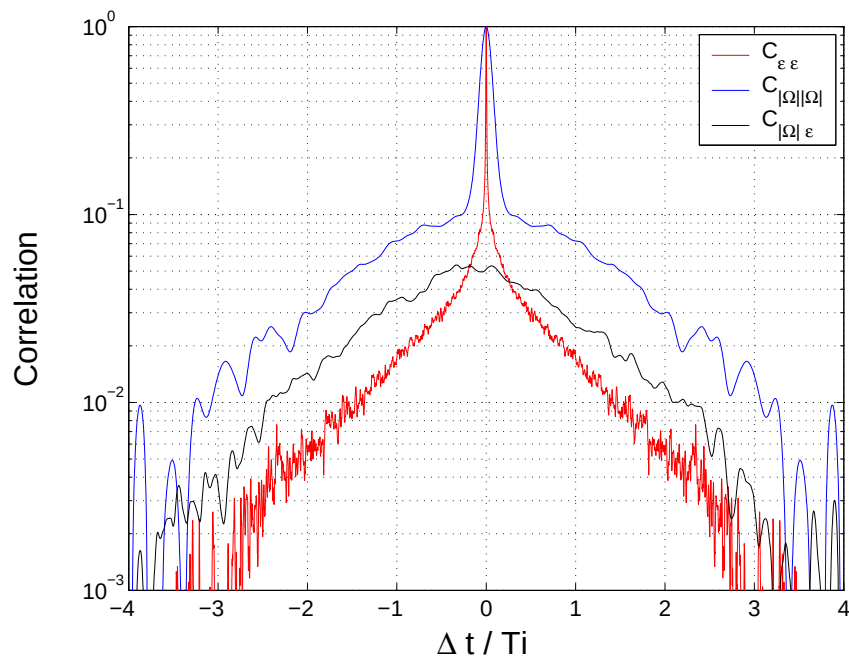


FIG. 5.39 – Auto- et inter-corrélations de la vorticité et de la dissipation

Même si les courbes manquent de convergence statistique pour des retards supérieurs à 40 ms, on constate que l'auto-corrélation de la dissipation présente une forme similaire à celle de la vorticité. On relève notamment la présence de deux temps caractérisant la chute de corrélation de la dissipation. En effet, la corrélation de la dissipation décroît fortement sur un temps très court à partir du retard nul puis cette décroissance ralentit sur un temps long. Le temps caractéristique de cette diminution de la corrélation à temps long est typiquement du même ordre de grandeur que le temps long de la corrélation de vorticité. On remarque d'ailleurs qu'il existe une inter-corrélation, certes faible mais significative, dont la valeur maximale atteint environ 0.05 entre le signal de dissipation et l'amplitude de la vorticité. Le temps caractéristique de cette inter-corrélation est proche du temps long de la vorticité. Les dynamiques de la dissipation et de la vorticité sont donc liées à un mécanisme commun. Comme on le voit sur cette figure, le temps court de la dissipation est plus petit que celui de la vorticité. Ceci tient au fait que la dissipation est calculée à partir du gradient de la vitesse longitudinale. En effet, le gradient se rapporte à une échelle δx très petite définie comme :

$$\delta x = U\delta t \quad (5.19)$$

où δt est le plus petit incrément temporel expérimentalement accessible. La plus grande fréquence résolue par le système de mesure est fixée par le bruit ($\approx 13kHz$). Avec une vitesse moyenne de l'ordre de 6 m/s, $\delta x \approx 75\mu m$ ce qui équivaut environ à 0.75η soit $1.3q_\eta$. Or, la mesure de vorticité sélectionne ici un nombre d'onde de l'ordre de $0.015q_{\eta_K}$. Les échelles analysées par les deux méthodes sont donc séparées de deux décades environ.

On peut s'attendre à ce que l'inter-corrélation entre la dissipation et l'amplitude de vorticité augmente au fur et à mesure que l'on sélectionne des nombres d'onde de plus en plus grands par la méthode de diffusion. La figure 5.40 montre l'évolution de l'inter-corrélation temporelle entre la dissipation et la vorticité pour différents nombres d'onde acoustique.

Même si la plage de nombre d'onde testés est relativement faible, le niveau maximum de l'inter-corrélation est sensiblement le même pour tous les nombres d'onde observés par la technique acoustique. On note que l'inter-corrélation obtenue pour le plus grand nombre d'onde fait ressortir un léger décalage temporel entre la dissipation et la vorticité. Les incertitudes liées au positionnement des sondes de vitesse relativement au volume de mesure acoustique peuvent être à l'origine de ce décalage temporel. Le retard observé est de l'ordre de $-2.5ms$ ce qui équivaut à un décalage spatial ($U\delta t$) d'environ $1.5cm$. Ce décalage est tout à fait compatible avec l'incertitude de positionnement des sondes : $\pm 0.6cm$. A cela s'ajoute éventuellement des effets résiduels comme la diffraction ou l'intégration sur le volume de mesure.

Des travaux de Chen *et al.* [93] réalisés à partir de simulations numériques directes ont montré que les incréments de vitesse sont corrélés à la dissipation locale moyenne à l'échelle de l'incrément. Les auteurs déterminent une dépendance statistique entre ces deux quantités en accord avec la phénoménologie de KO62 [14]. D'après les résultats de Chen *et al.* [93], l'inter-corrélation de ces champs est plus faible à grande échelle qu'à petite échelle.

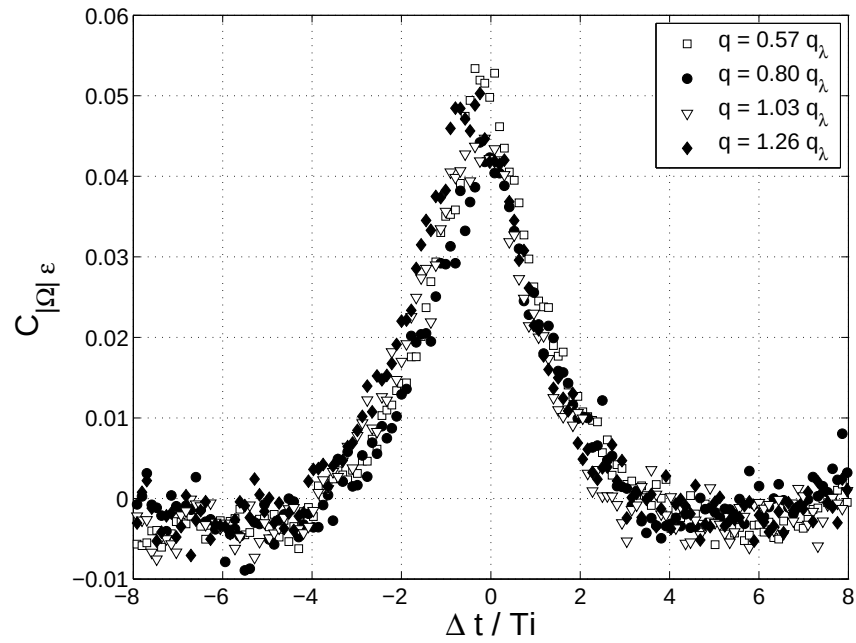


FIG. 5.40 – *Inter-corrélations de la vorticité et de la dissipation à différents nombres d'onde*

Ce résultat confirme l'idée que la dissipation agit principalement à petite échelle.

La figure 5.41 montre l'évolution du coefficient d'inter-corrélation temporelle entre la vitesse et la dissipation.

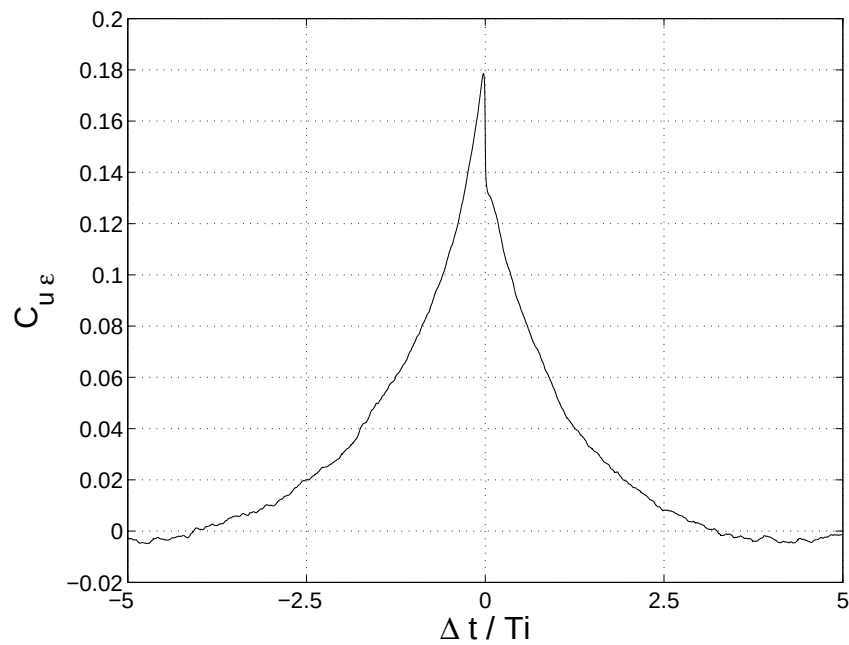


FIG. 5.41 – *Inter-corrélation de la vitesse et de la dissipation dans le jet*

Cette figure montre qu'il existe une inter-corrélation significative entre la vitesse à grande échelle et la dissipation. Baudet a vérifié sur un bruit blanc que cette inter-corrélation ne résulte pas d'un artefact dû au calcul de la dissipation ϵ^D à partir du gradient de vitesse longitudinal. On constate une dissymétrie de l'inter-corrélation favorisant les retards négatifs accompagnée d'une rupture assez raide au niveau du retard $\Delta t = 0$.

La corrélation entre ces deux champs subsiste sur un temps proche du temps long de la corrélation de vorticité. Les diverses mesures obtenues à partir de cette série d'expériences convergent tous vers le même résultat : les champs de vorticité, de dissipation et de vitesse sont corrélés sur la base du temps de la grande échelle de l'écoulement.

La question importante qui se pose est de savoir si ce sont les fluctuations de dissipation ou si ce sont les fluctuations du champ à grande échelle qui pilotent la dynamique de la vorticité.

Titon *et al.* [94] ont réalisé des mesures expérimentales dans un écoulement entre deux disques contra-rotatifs pour différents modes de production de turbulence. Leur système peut imposer une vitesse de rotation constante ou un couple constant sur les disques. Le deuxième mode est dit "naturel" dans le sens où l'injection n'est pas forcée. Dans ce mode de fonctionnement, les auteurs suggèrent que l'énergie injectée est plutôt pilotée par le processus de dissipation. Toutefois, il n'est pas certain que ce résultat soit applicable à un autre type d'écoulement. En effet, le système étudié par Titon *et al.* [94] est confiné contrairement à un jet libre par exemple.

Des simulations numériques directes réalisées par Pearson *et al.* [95] montrent qu'il existe une cor relation entre l'énergie injectée à grande échelle σ_u^3/L_I et la dissipation visqueuse ϵ^D . Cette inter-corrélation met en évidence un retard de la dissipation vis à vis de la fluctuation de vitesse. Ce retard, qui est de l'ordre de grandeur du temps propre à l'échelle intégrale, peut s'interpréter comme un temps de cascade entre la grande échelle et la petite échelle.

Des observations identiques ont été obtenues à partir de simulations numériques directes réalisées par Kuczaj *et al.* [96] dans lesquelles a été ajouté un terme de forçage cyclique sur l'injection d'énergie à grande échelle. Les auteurs mettent en évidence un effet de transmission de la condition cyclique du forçage sur toutes les échelles de l'écoulement. En particulier, l'énergie cinétique turbulente et la dissipation visqueuse sont toutes les deux affectées par la modulation à grande échelle. En jouant sur la fréquence du forçage, les auteurs montrent ainsi que la réponse maximale du système vis à vis de l'excitation est atteinte pour une fréquence proche de la fréquence associée au temps caractéristique de la grande échelle. Ces résultats sont consistants avec d'autres simulations numériques basées sur un forçage contrôlé [97], [98] et avec les mesures expérimentales menées par Cadot *et al.* [99].

Dans cette partie, nous nous sommes attachés à décrire les propriétés du temps long τ_L mis en évidence sur les cor relations de l'amplitude de la vorticité. En comparant simultanément deux signaux de vorticité associés à deux échelles différentes de l'écoulement, nous avons mis en évidence l'existence d'interactions non locales entre les modes de Fourier de la vorticité. Ainsi, une modulation dont le temps caractéristique est de l'ordre du

temps intégral affecte toutes les échelles de l'écoulement à chaque instant. Grâce à un ajustement des corrélations de l'amplitude de la vorticité, nous avons estimé le temps τ_L caractéristique de cette dynamique à temps long. La loi d'évolution du temps long τ_L est très différente de celle du temps court τ_C^A impliquant une incompatibilité de nos résultats avec la notion de similarité introduite par Kolmogorov. Nous avons ainsi constaté que le temps est proportionnel au temps intégral de l'écoulement. Ce phénomène nous a amené à étudier simultanément le champ de vitesse et le champ de vorticité. Ces mesures révèlent la présence d'inter-corrélations significatives entre la vitesse et la vorticité mais aussi entre la dissipation et la vorticité. Ces inter-corrélations ont le même temps caractéristique que le temps long de la corrélation de l'amplitude de la vorticité.

5.4 L'intermittence temporelle

Nous avons étudié le spectre temporel de la vorticité à une échelle fixée par la technique acoustique. La figure 5.43 précise les nombres d'onde analysés par acoustique lors de mesures réalisées à une distance de 50 d en aval de la buse du jet. Les nombres d'onde sélectionnés sont : $0.57q_\lambda$, $0.92q_\lambda$ et $1.26q_\lambda$.

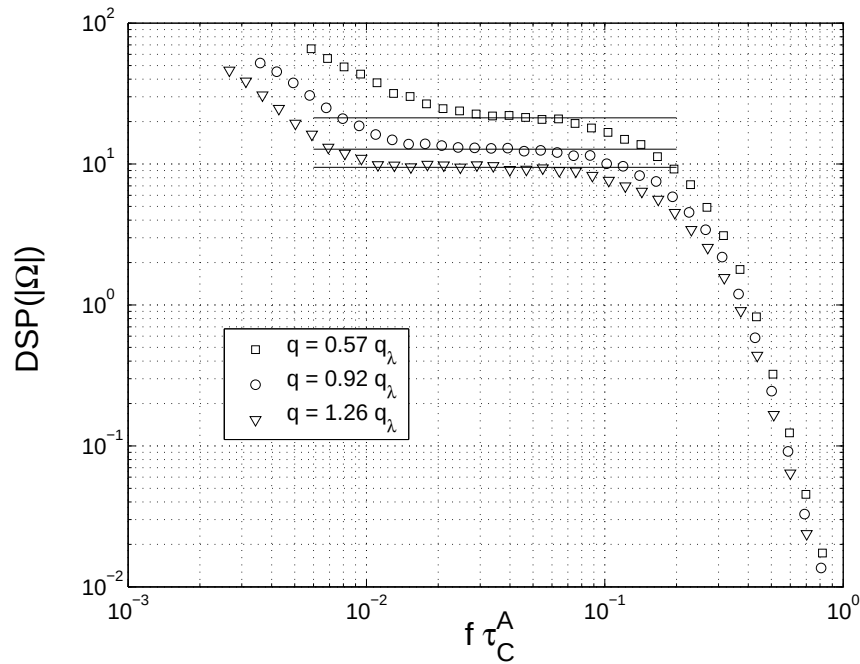


FIG. 5.42 – Evolution des spectres fréquentiels de vorticité

La figure 5.42 montre les densités spectrales temporelles de puissance de l'amplitude de vorticité correspondant à ces trois nombres d'onde. L'axe des fréquences est normalisé par le temps court des corrélations de l'amplitude τ_C^A .

Les spectres chutent fortement pour des valeurs $f\tau_C^A$ supérieures à 0.1. Ce phénomène

traduit le fait que le signal de vorticité n'est pas dominé par les   v  nements de courte durée. Entre $0.01 \geq f\tau_C^A \geq 0.1$, on trouve "*l'équivalence*" du temps long de la corrélation de vorticité. Dans cette gamme de fréquences, les spectres sont "*plats*" : $|\Omega|^2(q, f) \sim f^0$. Ce comportement peut s'expliquer en prenant en compte l'effet d'advection des petites échelles par la grande échelle de l'écoulement. En supposant que le taux de transfert d'énergie dans la zone inertielle est en moyenne constant, la vitesse lagrangienne u_ℓ caractéristique d'une échelle ℓ de la zone inertielle peut être reliée au temps lagrangien τ_ℓ : $u_\ell(\tau_\ell) \sim \tau_\ell^{1/2}$. En considérant l'effet d'advection par la grande échelle, il vient $\tau_\ell \sim \ell/\sigma_u$. La vorticité propre à l'échelle ℓ s'exprime alors par :

$$\Omega_\ell(\tau_\ell) \sim \frac{u_\ell}{\ell} \sim \tau_\ell^{-1/2} \quad (5.20)$$

qui implique l'expression suivante pour la distribution du spectre fréquentiel de vorticité :

$$\Omega_\ell^2(f) \sim f^0 \quad (5.21)$$

Cette prédiction semble compatible avec les données expérimentales quelque soit le nombre d'onde analysé. Remarquons que la gamme de fréquences sur laquelle le spectre est "*plat*" augmente sensiblement lorsque l'on étudie des nombres d'onde de plus en plus grands. Ce phénomène témoigne d'une accélération de la dynamique à temps long de l'amplitude des signaux de vorticité pour les grands nombres d'onde.

On remarque que la valeur du plateau dépend du nombre d'onde sélectionné, ce qui correspond au fait que l'enstrophie évolue en fonction du nombre d'onde analysé comme nous l'avons montré précédemment.

5.4.1 La dynamique "*lagrangienne*"

Etant donné que la quantité que nous observons est la vorticité à une échelle donnée, on peut se demander si notre technique de mesure s'apparente à une approche lagrangienne. En effet, on sait que,    la viscosité près, la vorticité est attachée aux lignes matérielles [1]. Notons que les résultats obtenus à partir des corrélations temporelles de vorticité montrent que notre technique semble détecter des effets de basculement des "*structures*" vorticitaires.

De plus, des études expérimentales et numériques portant sur la dynamique de la vitesse lagrangienne d'une particule révèlent des comportements similaires à ceux que nous obtenons sur les corrélations temporelles de l'amplitude [82], [83]. Néanmoins, la technique que nous utilisons réalise une opération d'intégration du champ spatial (intrinsèque à la transformée de Fourier) ce qui implique que l'on observe plusieurs particules simultanément. Toutefois, on peut penser que, dans la mesure où nous identifions des "*  v  nements*" ponctuels au cours du temps, l'instrumentation n'est sensible qu'à "*l'  v  nement le plus intense*" dans le volume de mesure. La méthode de mesure que nous utilisons nous donne accès à l'évolution temporelle d'un mode de Fourier de la vorticité. Grâce à cette technique, on obtient une description "*  chelle/temps*" de la vorticité compatible avec le formalisme lagrangien.

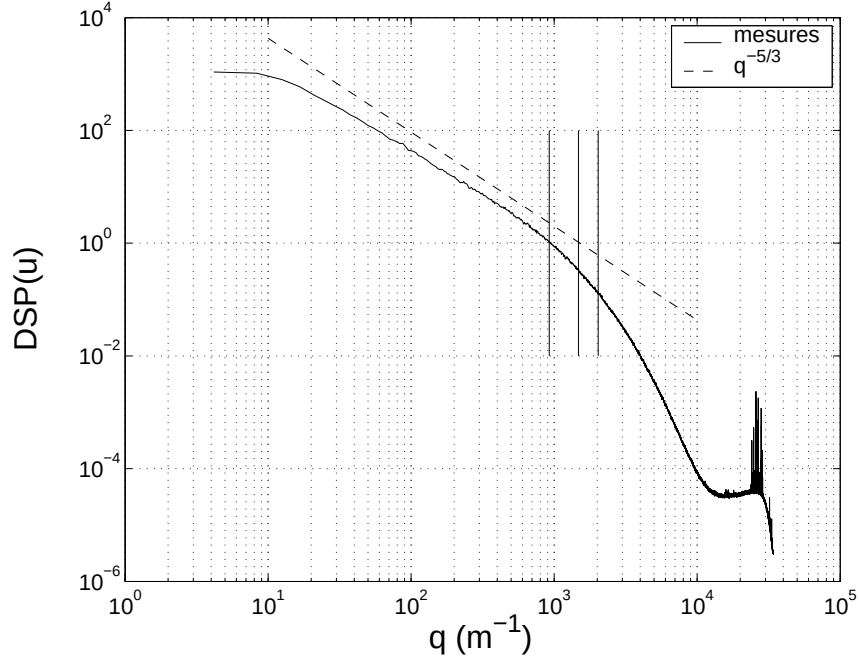


FIG. 5.43 – *Spectre de vitesse eulérienne mesuré à 50 en aval de la buse du jet*

Pour ces différentes raisons, nous avons confronté nos résultats à des modèles caractérisant un comportement lagrangien.

Nos mesures révèlent que l'évolution de l'amplitude de la vorticité est pilotée par deux dynamiques ayant des temps caractéristiques très différents. En s'appuyant sur une équation du type Langevin, Delour [100] a présenté un modèle multifractal pour décrire le comportement intermittent de la turbulence. En nous inspirant des idées résultant de [5], [82], [101] qui montrent l'intérêt d'examiner la magnitude de l'incrément de vitesse lagrangienne $\ln |\delta_\tau u(t)|$, nous nous sommes intéressés aux propriétés de la cor relation de la magnitude de vorticité M_q^Ω définie comme suit :

$$M_q^\Omega = \ln (|\Omega(q, t)|) \quad (5.22)$$

dont le coefficient de cor relation C_{MM} est décrit par l'expression suivante :

$$C_{MM} = \frac{\langle \ln (|\Omega(q, t)|) \ln (|\Omega(q, t + \Delta t)|) \rangle_t}{\langle \ln (|\Omega(q, t)|) \rangle_t^2} \quad (5.23)$$

Pour des retards Δt grands devant le temps caractéristique de la structure considérée, des modèles appliqués au champ de vitesse prédisent une évolution du type [100], [101] :

$$C_{MM} \sim \mu \ln (\Delta t) \quad (5.24)$$

Nous avons tracé sur la figure 5.44 l'évolution temporelle de C_{MM} pour les trois nombres d'onde introduits précédemment lors des mesures du spectre fréquentiel : $0.57q_\lambda$, $0.92q_\lambda$ et $1.26q_\lambda$.

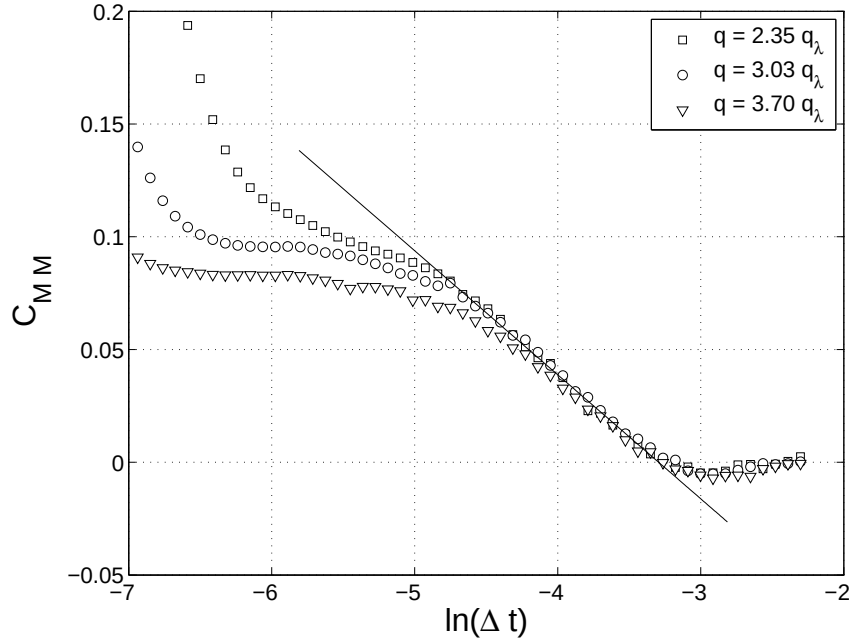


FIG. 5.44 – *Corrélations temporelles de la magnitude de la vortacité*

Toutes les courbes collapent pour des retards supérieurs à 0.01s et révèlent une décroissance linéaire vis à vis du logarithme retard $\ln(\Delta t)$. La pente déterminée à partir d'un ajustement au sens des moindres carrés est égale à -0.055 . Cette valeur est compatible avec les pentes déterminées par Mordant [5] sur des mesures de vitesses lagrangiennes et avec des résultats de simulations numériques directes et d'expérimentations réalisées par Chevillard *et al.* [102]. On révèle ainsi le caractère intermittent de la vortacité au sein de l'écoulement turbulent.

5.4.2 La dynamique "eulérienne"

Les modèles lagrangiens avec lesquelles nous avons comparé les résultats obtenus dans le jet ne sont pas adaptés aux évolutions des corrélations observées dans la grille. A cela on peut donner plusieurs interprétations. Notamment, la gamme de nombres d'onde accessibles dans le jet se situe dans la fin de la zone inertielle alors que celle de la grille se situe dans la zone dissipative. De plus, la zone inertielle de la grille est très peu étendue ce qui ne permet pas d'apprécier la présence ou non d'un plateau sur les spectres fréquentiels de vortacité. Ceci est directement lié au nombre de Reynolds de l'écoulement qui pourrait avoir une influence sur les résultats obtenus. Enfin, le jet et la grille sont caractérisés par des taux de turbulence très différents. Dans le cas du jet, la turbulence pourrait être qualifiée de "*turbulence active*" ($\frac{\sigma_u}{U} \approx 26\%$) alors que celle de la grille s'assimile à une "*turbulence gelée*" ($\frac{\sigma_u}{U} \approx 3\%$). On peut faire le rapprochement avec la notion de persistance introduite dans les Simulations Cinématiques de Osborne *et al.* [83] dont l'influence est prépondérante sur les comportements des corrélations temporelles.

En considérant que la turbulence est "*gelée*" dans le cas de la grille, nous avons comparé nos résultats à des prédictions obtenues dans le cadre d'une approche eulérienne. Dans ce cadre, des études antérieures suggèrent que l'auto-corrélation spatiale du taux de dissipation ϵ^D suit, dans la zone inertielle, une loi du type [41] :

$$\langle \epsilon^D(x) \epsilon^D(x + \Delta x) \rangle_x \sim \Delta x^{-\mu} \quad (5.25)$$

où Δx est la séparation spatiale et μ un coefficient d'intermittence dit "*universel*". Etant donné que les mesures eulériennes sont obtenues dans l'espace temporel, l'expression précédente peut s'interpréter de la manière suivante :

$$\langle \epsilon^D(t) \epsilon^D(t + \Delta t) \rangle_x \sim \Delta t^{-\mu} \quad (5.26)$$

Le passage entre les deux expressions s'effectuant au moyen de l'hypothèse de Taylor.

Plusieurs travaux ont été dédiés à l'étude des corrélations spatiales de dissipation, notamment ceux de Gagne [103] et Antonia *et al.* [104] grâce à des mesures par anémométrie à fil chaud. A partir des fluctuations de dissipation (signaux centrés), Gagne [103] a déterminé un coefficient d'intermittence $\mu = 0.5$. En utilisant la dissipation totale, Antonia *et al.* [104] ont obtenu un coefficient d'intermittence $\mu = 0.2$.

De manière analogue, nous avons testé si la corrélation temporelle de l'enstrophie Ω^2 vérifie également une loi de puissance à temps long. Les résultats obtenus sont tracés sur la figure 5.45.

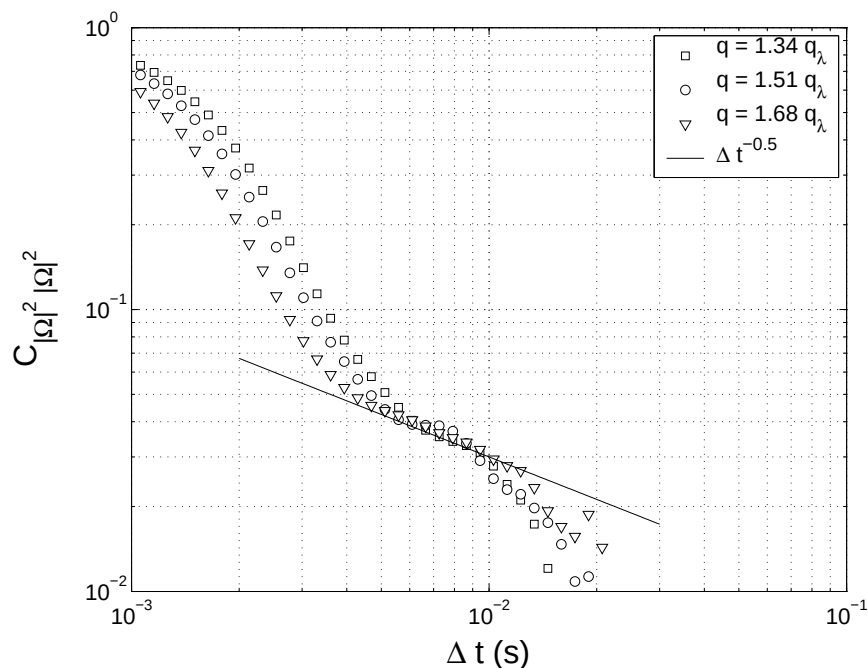


FIG. 5.45 – *Corrélations temporelles de l'enstrophie dans la turbulence de grille*

Afin de dégager une loi de puissance au niveau de la corrélation, les axes sont gradués en échelles logarithmiques. Pour cette expérience, trois nombres d'onde ont été choisis : $1.34q_\lambda$,

$1.51q_\lambda$ et $1.68q_\lambda$. La zone inertielle de l'écoulement est extrêmement faible en raison de la faible valeur du nombre de Reynolds ($R_\lambda = 130$). Nous avons donc essayé de travailler avec des nombres d'onde au plus proche de la zone inertielle. Etant donné que les corrélations que nous présentons sont calculées à partir de signaux centrés ($\Omega^* = \Omega - \langle \Omega \rangle$), nous avons rajouté la loi de comportement déterminé par Gagne [103].

Nos mesures exhibent une zone de corrélation s'étendant sur une demi décade où la corrélation pourrait suivre une loi de puissance. Sur cette zone, toutes les courbes se superposent impliquant que les résultats sont indépendants du nombre d'onde étudié. L'exposant expérimental déterminé à partir de nos résultats est en bon accord avec la valeur 0.5 trouvée par Gagne [103]. Pour vérifier cette tendance, nous avons reporté sur la figure 5.46, l'évolution temporelle de ces corrélations normalisées par $\Delta t^{1/2}$.

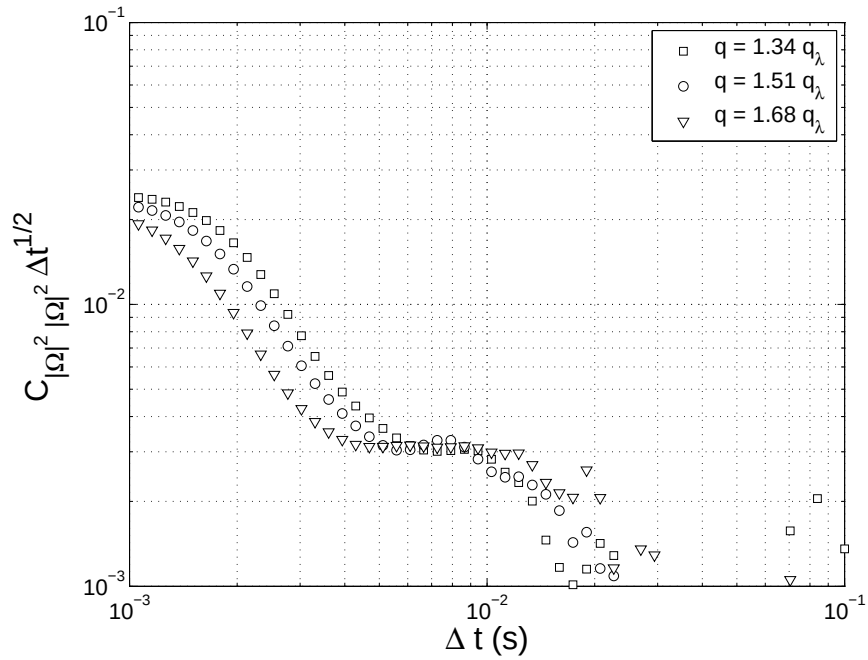


FIG. 5.46 – *Corrélations temporelles normalisées de l'enstrophie dans la turbulence de grille*

Il ressort clairement de cette figure une gamme de temps sur laquelle la corrélation de l'enstrophie présente un plateau consistant avec les mesures de Gagne [103]. L'égalité des exposants que nous constatons entre les lois de puissance de la dissipation et de l'enstrophie s'accorde avec la prédiction de Nelkin [105]. Ce dernier a montré qu'en supposant que l'énergie des fluctuations de pression est limitée, les exposants de la loi de puissance de la corrélation de la dissipation et de l'enstrophie sont identiques.

Pour résumer, au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la dynamique de l'amplitude de la vorticité. Les signaux expérimentaux sont constitués d' v nements de courte durée dont le nombre évolue de manière compatible avec un processus de cascade. De plus, les signaux d'amplitude de vorticité sont soumis à une modulation dont le temps ca-

ractéristique est proche du temps intégral de l'écoulement. Ces dynamiques à "*temps court*" et "*temps long*" sont clairement mises en évidence par les fonctions d'auto-corrélations de l'amplitude de la vorticité.

Le temps court τ_C^A est du même ordre de grandeur que le temps court τ_C^C du signal complexe. Toutefois, alors que le signal complexe est essentiellement sensible aux effets d'advection par le champ de vitesse à grande échelle, la dynamique à temps court de l'amplitude du signal complexe est pilotée par les effets d'inhomogénéités du champ de vitesse au sein du volume de mesure acoustique. Ce comportement est compatible avec un effet de basculement des structures vorticitaires.

La corrélation à temps long de l'amplitude de la vorticité est présente à tous les nombres d'onde étudiés. La comparaison du temps long τ_L et du temps court τ_C^A exhibe des lois d'évolution totalement différentes entre ces deux temps. En effet, alors que le temps court τ_C^A suit une loi du type $\tau_C^A \sim q^{-1}$, le temps long τ_L est indépendant du nombre d'onde d'analyse. Cette différence de comportement témoigne d'une incompatibilité avec l'hypothèse de similarité de Kolmogorov dans la zone inertielle en ce sens où il subsiste une échelle de temps caractéristique qui influence toutes les échelles de l'écoulement. De plus, la présence d'un niveau d'inter-corrélation non négligeable entre les modes de Fourier de l'amplitude de la vorticité met en évidence l'existence d'interactions non locales entre les modes de l'écoulement. Ainsi, tous les nombres d'onde présents dans l'écoulement sont statistiquement dépendants les uns des autres. Cette relation forte entre les modes est intimement liée à la dynamique à temps long de l'amplitude de la vorticité.

La turbulence à nombre de Reynolds modéré est un processus contraint par des "*effets de bords*"    grande échelle (injection) et à petite échelle (dissipation). On peut raisonnablement penser que les interactions non locales que nous mettons en évidence sont provoquées par l'une ou l'autre de ces contraintes (ou les deux). C'est pourquoi, nous avons entrepris de comparer les champs de vorticité aux champs de vitesse et de dissipation. Par la présence d'inter-corrélation systématique, on constate que tous ces champs sont dépendants les uns des autres. Toutefois, nous n'avons pas eu le temps d'étudier un éventuel phénomène de causalité.

Suivant les conditions expérimentales que nous avons utilisées, il semble que les mesures de vorticité par diffusion ultra-sonore pourraient s'assimiler à une description plutôt eulérienne (cas de la grille) ou plutôt lagrangienne (cas du jet). Dans le cadre d'un point de vue eulérien, les corrélations à temps long de l'amplitude de la vorticité révèlent un comportement en loi de puissance compatible avec des études menées sur la dissipation. Au niveau du point de vue lagrangien, les résultats que nous obtenons sont en bon accord avec des prédictions issues d'un modèle de turbulence multifractal.

Chapitre 6

Intermittence spatiale de la vorticité

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence l'existence d'un phénomène d'intermittence temporelle qui se manifeste par la présence d'un temps caractéristique τ_L à toutes les échelles de l'écoulement. Cette échelle de temps est typiquement de l'ordre du temps intégral T_I de l'écoulement. Nous avons également suggéré que les fluctuations temporelles d'injection ainsi que les fluctuations temporelles de dissipation portent la trace de cette corrélation à temps long. Pour autant, nous n'avons pas pu déterminer si l'un ou l'autre de ces processus est à l'origine de l'intermittence temporelle que nous observons sur les signaux d'amplitude de la vorticité.

Dans un écoulement turbulent, on peut s'attendre à ce que les fluctuations temporelles et les fluctuations spatiales soient intimement liées. Cet aspect est compl tement occulté lors de l'étude des incriments spatiaux (intermittence spatiale), dans le cas eulérien, ou des incriments temporels (intermittence temporelle), dans le cas lagrangien. En effet, les techniques classiques de mesure ne permettent pas d'accéder séparément aux fluctuations spatiales et aux fluctuations temporelles d'un champ turbulent. De ce point de vue, la technique de diffusion acoustique est intéressante dans le sens où elle nous permet de mesurer l'évolution temporelle de la vorticité à une échelle fixée de l'écoulement. La sélection d'échelle (filtrage spatial) est une conséquence directe du mécanisme de diffusion, indépendamment de l'évolution temporelle du champ turbulent. Cette approche "*temps/échelle*" est parfaitement adaptée au problème de la turbulence. Pour compléter la notion d'intermittence temporelle que nous avons révélée, nous nous sommes intéressés à l'intermittence spatiale de la vorticité.

De manière analogue à la variabilité temporelle, l'échelle intégrale L_I de l'écoulement influence les mesures acoustiques par le biais d'un effet relatif du volume d'intégration. A volume de mesure constant, nous montrons en nous plaçant à différentes distances de la buse du jet, correspondant à différentes échelles intégrales (  R_λ constant), que les propriétés statistiques de l'amplitude portent l'empreinte de cette échelle intégrale. Dans un premier temps, nous nous intéressons au comportement du paramètre C_0 qui caractérise l'amplitude de la partie à temps long des corrélations temporelles de vorticité. Nous montrons que son évolution est fortement liée à un coefficient R qui représente le rapport entre le volume acoustique V_a et le volume intégral effectif V_I . De plus, on constate que C_0 évolue en

fonction du nombre d'onde analysé dans la zone dissipative de l'écoulement.

Enfin, nous étudions le comportement du coefficient d'aplatissement calculé à partir de l'amplitude des signaux de vortacité. Nos résultats révèlent une similitude très forte entre l'évolution de ce coefficient d'aplatissement et l'évolution du paramètre C_0 .

6.1 L'intermittence spatio-temporelle

Nous avons introduit dans le chapitre précédent (figure 5.5) deux paramètres afin de définir la corrélation à temps long de l'amplitude de la vortacité : un temps caractéristique τ_L et le niveau du maximum de corrélation C_0 . Le temps long τ_L est la trace de l'intermittence temporelle des signaux d'amplitude de la vortacité. La question qui se pose alors est de savoir quelle signification physique accorder à C_0 ?

Avant de pouvoir interpréter le "niveau" C_0 , il est nécessaire d'examiner l'influence de certains paramètres, en particulier :

- Le nombre d'onde q du mode de Fourier
- Le volume d'intégration
- Les propriétés de l'écoulement

6.1.1 Effet de la distance à la buse

La figure 6.1 compare les fonctions d'auto-corrélation à 4 nombres d'onde : $q = 370m^{-1}$, $q = 924m^{-1}$, $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$. Ces courbes ont été tracées pour 2 distances en aval de la buse : $40d$ et $110d$ correspondant respectivement à $L_I \approx 5cm$ et $L_I \approx 13cm$.

Pour effectuer une comparaison entre ces résultats, l'axe des abscisses a été normalisé par le temps intégral de l'écoulement au point considéré. On remarque qu'à une distance de $40d$, les courbes sont quasiment superposées les unes sur les autres avec un niveau C_0 proche de 0.07. En revanche, pour une distance de $110d$, on constate une variation importante des niveaux C_0 en fonction du nombre d'onde analysé. En effet, le niveau C_0 associé aux trois plus grands nombres d'onde ($q = 924m^{-1}$, $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$) est de l'ordre de 0.22 alors que pour le plus petit ($q = 370m^{-1}$) le niveau C_0 atteint seulement la valeur 0.15.

Les courbes tracées sur la figure 6.2 montrent l'évolution systématique du niveau C_0 en fonction de la distance à la buse du jet. Les valeurs C_0 ont été obtenues par ajustements de la fonction h_l sur la partie à temps long des corrélations :

$$h_l(t) = A_{l1} + \frac{A_{l2}}{(1 + (t/A_{l3})^2)^2}$$

L'axe des abscisses représente la distance à la buse normalisée par le diamètre de cette dernière.

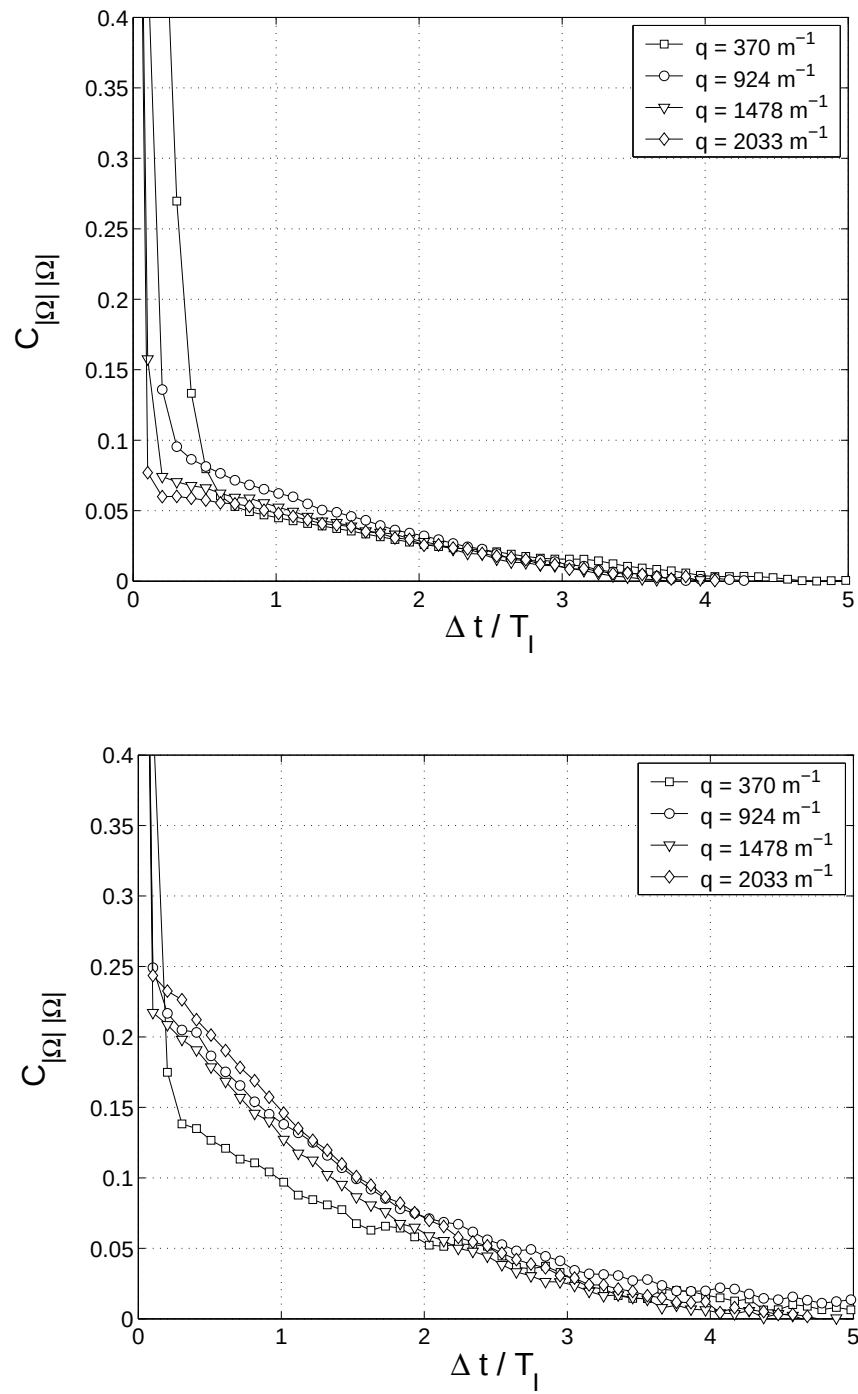
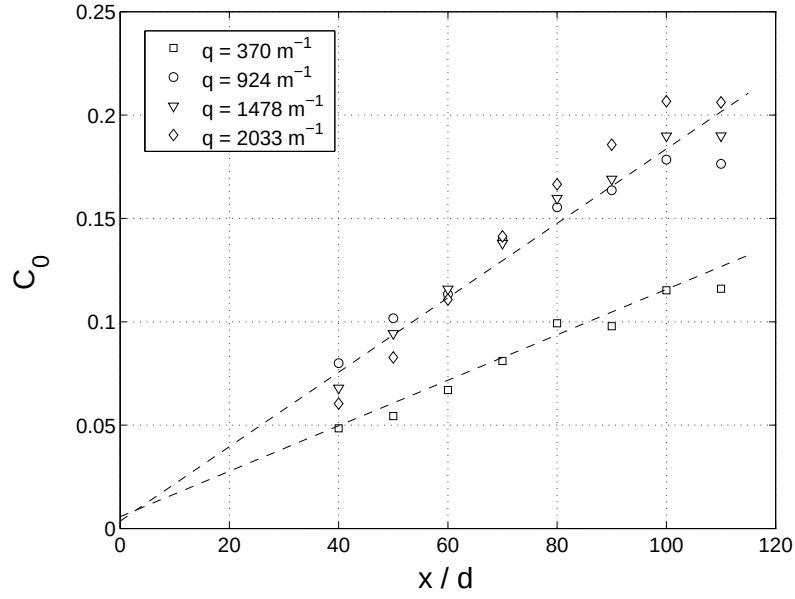


FIG. 6.1 – Comparaison entre les corrélations de vorticité à différents nombres d'onde à 40 d (en haut) et 110 d (en bas) en aval de la buse du jet

FIG. 6.2 – Evolution du plateau C_0 dans le jet

On observe que C_0 augmente linéairement avec la distance à la buse pour tous les nombres d'onde étudiés. Des ajustements linéaires réalisés au moyen d'une méthode des moindres carrés ont été rajoutés en pointillés. Remarquons que les différentes droites d'ajustement sont concourantes à l'origine. Les résultats obtenus pour les trois plus grands nombres d'onde sont très proches. Pour ces nombres d'ondes on mesure une augmentation d'un facteur avoisinant 2.8 entre $40d$ et $110d$. En revanche, les valeurs de C_0 associées au plus petit nombre d'onde ($q = 370m^{-1}$) sont systématiquement plus faibles que celles des autres nombres d'onde, bien que la variation de C_0 en fonction de la distance à buse pour $q = 370m^{-1}$ soit proche de celle observée pour les autres nombres d'onde (pour $q = 370m^{-1}$, C_0 varie d'un facteur proche de 2.4 entre $40d$ et $110d$). Concernant les résultats obtenus pour les trois plus grands nombres d'onde ($q = 924m^{-1}$, $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$), on remarque que la dispersion des données expérimentales évolue en fonction de la distance à la buse. Cette dispersion ne s'explique pas uniquement par des incertitudes de mesures mais reflète l'influence de la petite échelle de l'écoulement sur le niveau C_0 comme nous le verrons plus tard. Pour comprendre ce comportement propre à $q = 370m^{-1}$, il est nécessaire de s'interroger sur les paramètres qui sont modifiés entre les différentes configurations expérimentales.

6.1.2 La position dans la hiérarchie d'échelles

Le nombre de Reynolds étant constant sur l'axe du jet, le rapport entre l'échelle intégrale L_I et la plus petite échelle η est conservé le long de l'axe du jet : $\eta/L_I \sim R_{L_I}^{3/4}$. Les résultats présentés dans le chapitre 2 rappellent que l'échelle intégrale L_I et l'échelle de Kolmogorov η augmentent linéairement en fonction de la distance à la buse. La figure 6.3 schématise

ce phénomène de "*dilatation*" de l'écoulement quand on s'éloigne de la buse.

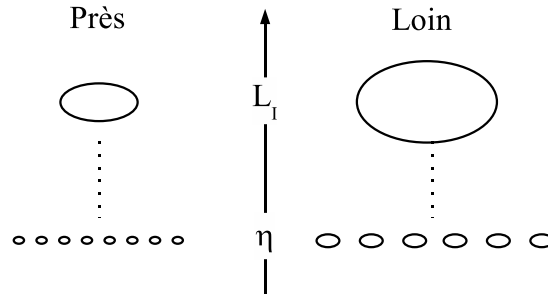


FIG. 6.3 – Variation des échelles limites dans le jet

La hiérarchie de nombres d'onde de l'écoulement turbulent est donc déplacée vers les petits nombres d'ondes au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la buse. Or, la position spectrale "*absolue*" d'un nombre d'onde acoustique est indépendante de l'écoulement observé. Par conséquent, la position "*relative*" du nombre d'onde acoustique dans la hiérarchie des nombres d'onde de l'écoulement dépend de la distance à la buse comme l'illustre la figure 6.4.

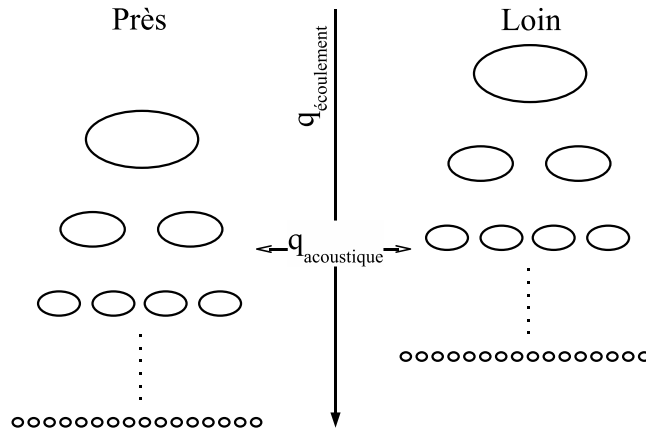


FIG. 6.4 – Position d'une nombre d'onde acoustique dans la hiérarchie des nombres d'ondes de l'écoulements dans le jet

On voit clairement que le nombre d'onde acoustique se rapproche du nombre d'onde associé à l'échelle de Kolmogorov q_η dès lors que l'on s'éloigne de la buse du jet. Ce phénomène est vérifié sur les spectres de vitesse qui sont présentés sur la figure 6.5.

Sur cette figure nous avons représenté les spectres de vitesse normalisés en fonction du nombre d'onde normalisé par la distance x . Les spectres mesurés à $40d$, $70d$ et $110d$ ont été tracés. Nous avons reporté la position relative du nombre d'onde acoustique $q = 924m^{-1}$ pour chacune des trois configurations. On constate qu'au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la buse, le nombre d'onde sélectionné par la méthode acoustique pénètre dans la zone

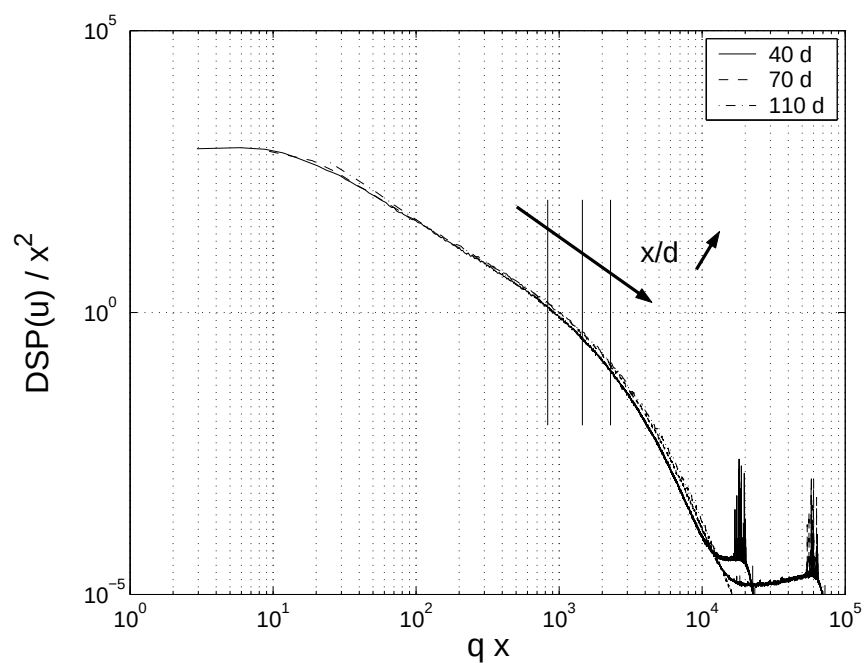


FIG. 6.5 – Evolution de l'emplacement relatif d'un nombre d'onde acoustique vis à vis du spectre de vitesse

dissipative. La figure 6.6 illustre cette évolution du rapport q/q_λ pour divers nombres d'onde.

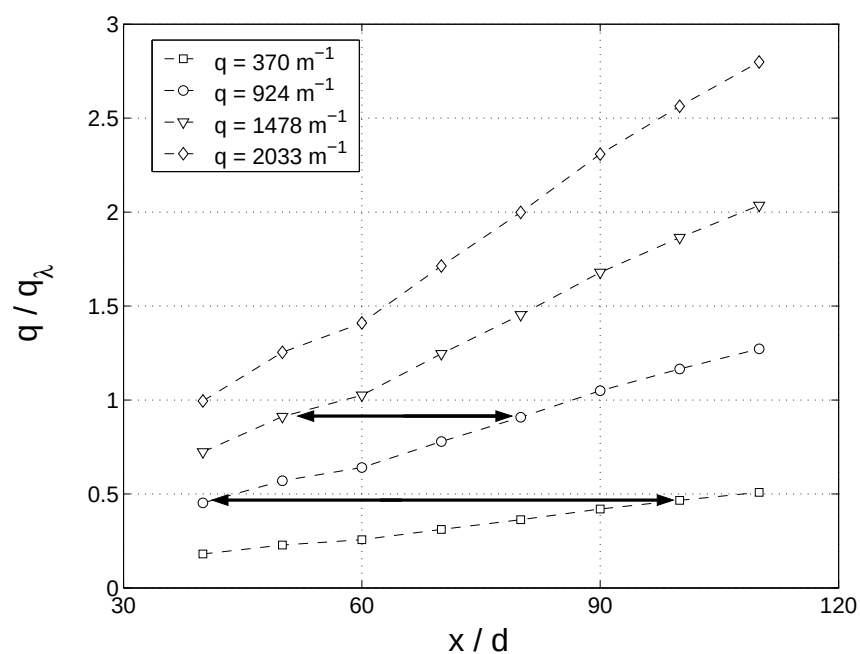


FIG. 6.6 – Evolution du rapport q/q_λ dans le jet

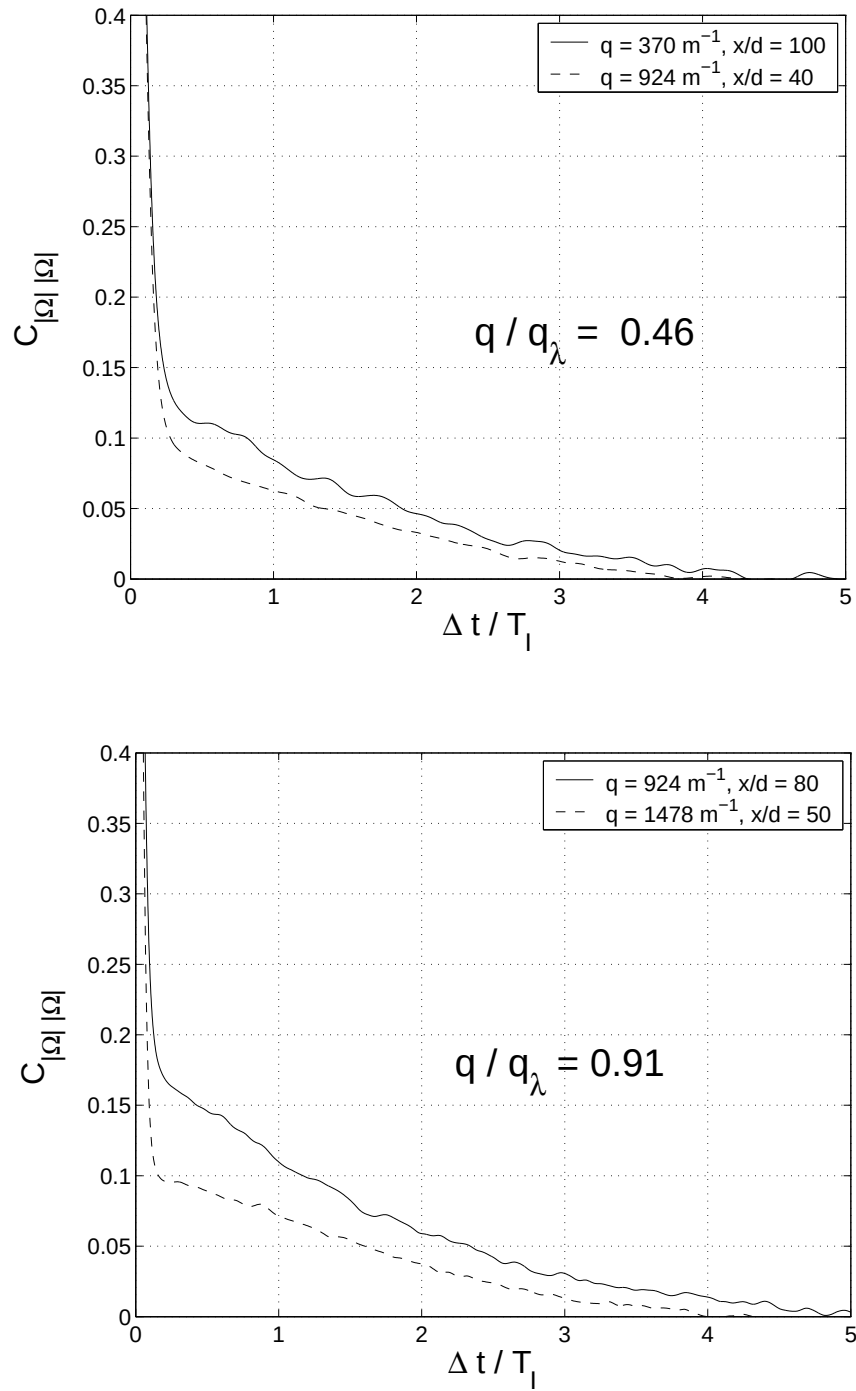


FIG. 6.7 – Comparaison des corrélations pour le même rapport q/q_λ dans le jet

Sur cette figure, nous avons repéré avec une double flèche deux configurations pour lesquelles la position du nombre d'onde d'acoustique dans la hiérarchie des nombres d'onde de l'écoulement est identique ($q/q_\lambda = \text{constante}$). Ici, nous avons sélectionné les couples

suivants :

- $q = 370m^{-1}$ à $100d$ en comparaison avec $q = 924m^{-1}$ à $40d$
- $q = 924m^{-1}$ à $80d$ en comparaison avec $q = 1478m^{-1}$ à $50d$

Nous avons tracé sur la figure 6.7 les corrélations temporelles de vorticité pour ces deux couples de configurations.

On voit clairement que les valeurs de C_0 sont différentes pour chaque paire $q/q_\lambda = \text{constante}$. Les valeurs de C_0 ne semblent donc pas déterminées par la position relative de l'échelle d'analyse dans la hiérarchie d'échelles de l'écoulement. Ceci suggère que les résultats sont indépendants du nombre d'onde acoustique analysé. Dans ce cas comment expliquer le comportement "*singulier*" observé pour le plus petit nombre d'onde ?

6.1.3 Effet du volume d'intégration

En fait, parmi les quatre nombres d'onde sélectionnés, seul le nombre d'onde le plus petit ($q = 370m^{-1}$) correspond à un fonctionnement en champ lointain. Pour tous les autres nombres d'onde, les transducteurs fonctionnent en régime de champ proche (volume de mesure identique). Nous avons vu au chapitre 3 que dans le cas du champ lointain, les effets de diffraction sont responsables d'une augmentation substantielle du volume de mesure V_a .

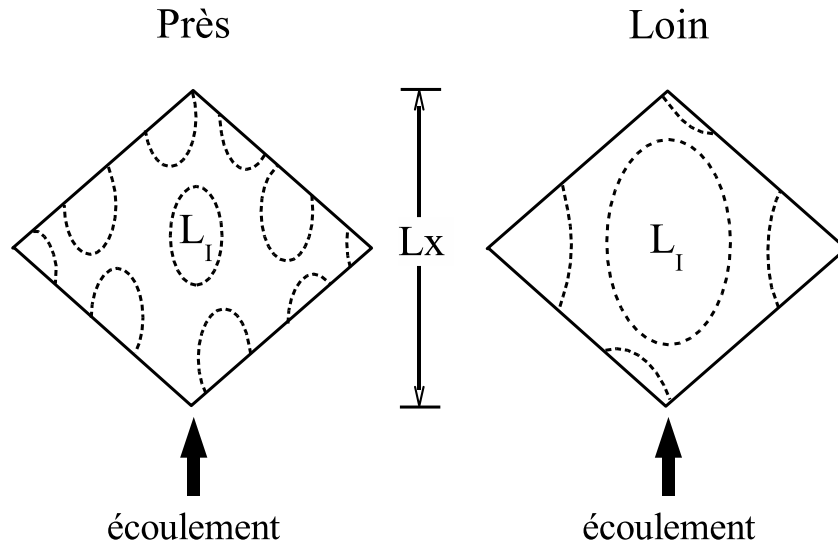


FIG. 6.8 – Evolution du rapport entre l'échelle intégrale et la taille typique du volume de mesure dans le jet

On peut alors penser que la taille du volume acoustique influence la mesure de vorticité. Or, pour un nombre d'onde q donné, la taille du volume de mesure est indépendante de la position vis à vis de la buse du jet. En revanche, le rapport relatif entre l'échelle intégrale

de l'écoulement et la taille typique du volume de mesure varie suivant l'éloignement à la buse x . La figure 6.8 illustre cet effet pour une configuration proche de la buse et une configuration éloignée de la buse.

On constate que les "*réalisations*" d'échelle intégrale "*occupent*" plus ou moins le volume de mesure suivant le positionnement de celui-ci par rapport à la buse du jet. Pour quantifier ce phénomène, on introduit le coefficient R tel que :

$$R \sim \frac{V_a}{V_I} \quad (6.1)$$

où V_I , noté volume intégral par la suite, désigne le volume typique de la structure associée à l'échelle intégrale. Ce coefficient représente le nombre de "*réalisations*" intégrales détectées dans le volume de mesure acoustique à tout instant. Autrement dit, le coefficient R mesure le taux de dilution de l'écoulement ou la densité des échelles intégrales au sein du volume de mesure acoustique. Dans le cas du jet, le coefficient R dépend fortement de la distance à la buse. De plus, dans les conditions de champ lointain ce coefficient est affecté par l'augmentation du volume acoustique en raison des effets de diffraction.

6.1.4 Le volume intégral effectif

Pour estimer quantitativement le volume intégral V_I nous supposons une symétrie axiale telle que :

$$V_I = L_I^{long} (L_I^{trans})^2 \quad (6.2)$$

où L_I^{long} représente l'échelle intégrale longitudinale et L_I^{trans} l'échelle intégrale transversale. Des mesures expérimentales de Wygnanski *et al.* [30] montrent que l'échelle intégrale longitudinale L_I^{long} est environ 2.5 fois plus grande que l'échelle intégrale transversale L_I^{trans} dans un jet round. Dans la grille, le rapport entre ces deux échelles est de l'ordre de 2 [85].

Nous avons mesuré l'évolution transversale de l'échelle intégrale longitudinale dans le jet et la grille. Les résultats obtenus à partir de ces mesures sont présentés sur la figure 6.9 en fonction de la distance transversale y normalisée par la distance longitudinale x .

Dans le jet, nous avons réalisé des mesures à deux distances de la buse : $70d$ et $110d$. Afin de comparer ces deux configurations expérimentales, l'axe des ordonnées représente l'échelle L_I^{long} rapportée à la distance longitudinale x . Dans la grille, étant donné que l'échelle intégrale est indépendante du nombre de Reynolds R_λ (cf chapitre 2), nous avons porté uniquement les résultats pour $R_\lambda = 130$.

Dans le cas de la grille, on remarque que l'échelle intégrale L_I^{long} est indépendante de la position y . De plus, la variation relative de L_I^{long} selon l'axe du volume de mesure est inférieure à 4%. De fait, l'échelle intégrale longitudinale L_I^{long} est constante dans tout le volume de mesure acoustique (figure 6.10).

Dans le cas de la grille, on estime donc le volume intégral V_I par l'expression suivante :

$$V_I = 0.25 \left(L_I^{long} \right)^3$$

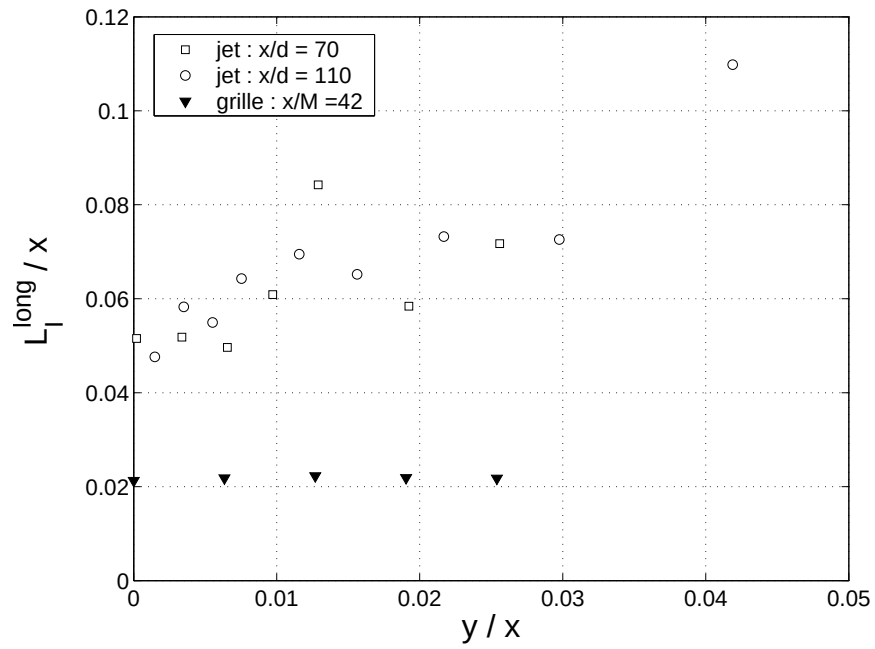


FIG. 6.9 – *Evolution transversale de l'échelle intégrale longitudinale dans le jet turbulent et dans l'écoulement de grille*

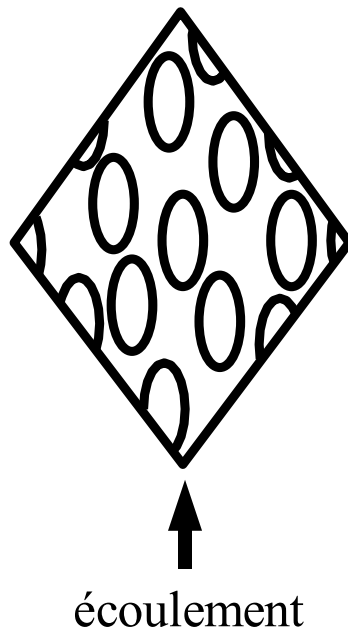


FIG. 6.10 – *Nombre de réalisations dans le volume de mesure dans le cas de la grille*

Dans le jet turbulent, on mesure une augmentation progressive de L_I^{long} au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du jet. Cette propriété est rapportée par Wygnanski *et al.* [30]. Toutefois, les tendances relevées dans notre expérience sont sensiblement plus fortes que celles de Wygnanski *et al.* [30]. Cette différence pourrait provenir de la forme de la buse employée dans notre cas. De plus, la variation relative de L_I^{long} dans l'axe du volume de mesure est de l'ordre de 20%. Contrairement à l'écoulement de grille, on ne peut pas négliger les inhomogénéités spatiales de l'échelle intégrale. La figure 6.11 représente la densité de remplissage du volume de mesure par les structures associées à l'échelle intégrale.

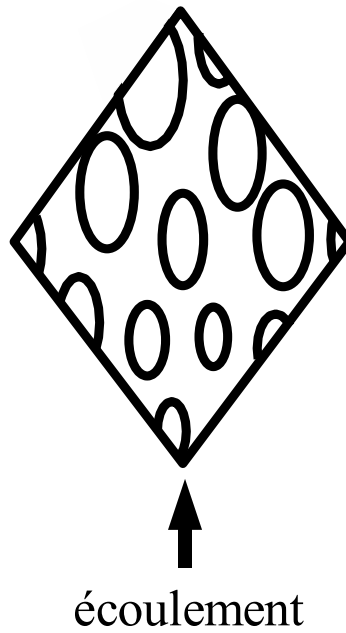


FIG. 6.11 – Nombre de réalisations dans le volume de mesure dans le cas du jet

Par analogie aux études sur des milieux inhomogènes (type granulaires par exemple) nous avons déterminé une échelle intégrale longitudinale "effective" L_I^{eff} pour tenir compte des inhomogénéités spatiales de L_I^{long} . En nous inspirant de la démarche que nous avons suivie au chapitre 4 pour estimer la vitesse d'advection Doppler affectée par les inhomogénéités spatiales des profils de vitesse, nous avons estimé l'échelle intégrale effective L_I^{eff} par intégration sur le volume de mesure acoustique V_a . Notons que dans le cas de la grille, $L_I^{eff} = L_I^{long}$.

La figure 6.12 montre l'évolution du rapport entre l'échelle intégrale effective L_I^{eff} et l'échelle intégrale longitudinale $L_I^{long}(axe)$ mesurée au centre du volume de mesure.

Sur cette figure nous avons représenté l'évolution de $L_I^{eff}/L_I^{long}(axe)$ pour 2 nombres d'onde : $q = 370m^{-1}$ et $q = 924m^{-1}$. On constate une différence systématique entre L_I^{eff} et $L_I^{long}(axe)$ due à l'évolution transverse de l'échelle intégrale longitudinale. L'écart augmente dans le cas d'un fonctionnement acoustique en champ lointain en liaison avec

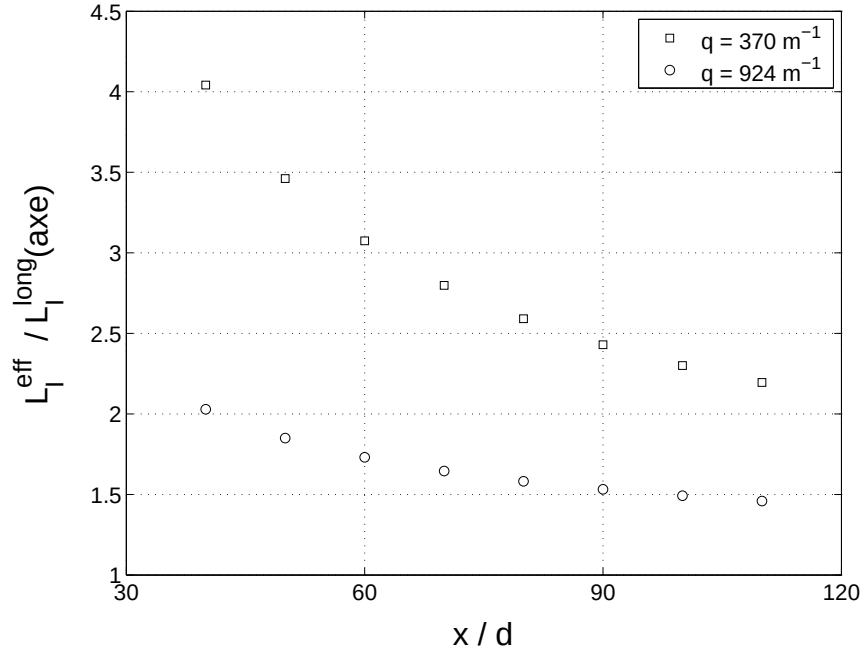


FIG. 6.12 – Evolution de l'échelle intégrale moyenne dans le volume de mesure acoustique

l'augmentation du volume de mesure. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la buse, le jet s'étale radialement. Les variations présentes dans le volume acoustique sont donc d'autant plus marquées que la zone étudiée est proche de la buse.

A partir de l'échelle intégrale longitudinale effective, on introduit le volume intégral effectif V_I^{eff} sous la forme suivante :

$$V_I^{eff} = \mathcal{C} \left(L_I^{eff} \right)^3 \quad (6.3)$$

où $\mathcal{C}$ est une constante qui dépend de l'écoulement considéré et représente le rapport typique entre les échelles intégrales longitudinales et transverses. Dans le cas du jet $\mathcal{C} = 0.16$ et dans le cas de la grille $\mathcal{C} = 0.25$.

Ainsi, on peut définir clairement le coefficient R comme le rapport entre le volume de mesure acoustique V_a et le volume intégral effectif V_I^{eff} :

$$R = \frac{V_a}{V_I^{eff}} \quad (6.4)$$

6.2 Evolution du niveau C_0

Ayant défini le coefficient R , nous nous intéressons à l'évolution du coefficient C_0 en fonction de R . Ce type de comportement lié à l'échelle intégrale d'un phénomène physique a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche. Cates *et al.* [106] ont notamment étudié

l'influence de cette échelle sur les corrélations spatiales de processus multifractals. Dans sa théorie KO62, Kolmogorov montre sous certaines conditions que le comportement de la variance du taux de dissipation local dépend de l'échelle intégrale de l'écoulement.

Nous avons représenté sur la figure 6.13 l'évolution du plateau C_0 obtenu dans le jet turbulent en fonction du coefficient R pour différents nombres d'onde. Ces données expérimentales ont été obtenues pour un nombre de Reynolds $R_\lambda = 390$.

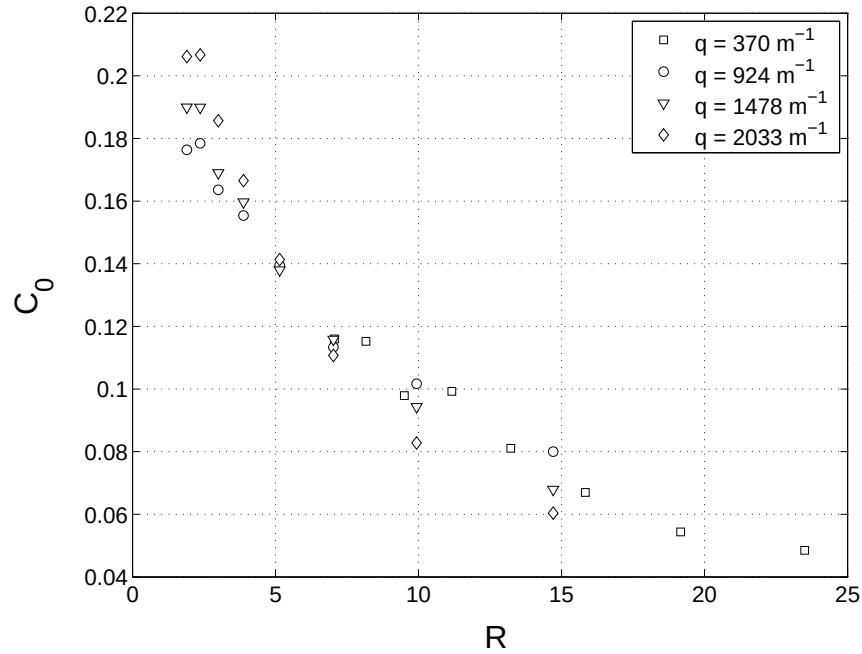


FIG. 6.13 – Evolution du niveau C_0 en fonction du coefficient R dans le jet

On constate que la pondération volumique associée au coefficient R conduit à un regroupement des mesures réalisées à différents nombres d'onde. Le coefficient R corrige donc les effets secondaires de volume. A toute échelle (ou nombre d'onde q), l'hétérogénéité sur des tailles de l'ordre de L_I influence de manière significative C_0 .

Cela dit, cette figure appelle d'autres commentaires détaillés ci-dessous.

6.2.1 Effet de moyennage

Les résultats présentés sur la figure 6.13 mettent en évidence l'effet de pondération au travers du coefficient R . Notre technique de mesure est sensible à la transformée de Fourier spatiale instantanée du champ de vorticité. La localité dans l'espace de Fourier (résolution spectrale) s'accompagne d'un moyennage spatial (dans l'espace physique) du champ observé à un instant t donné. Lorsque le volume acoustique est très grand devant le volume intégral effectif ($R \gg 1$), le nombre de réalisations détectées au sein du volume de mesure acoustique est très grand à chaque instant. Dans ce cas, l'opération d'intégration associée à la transformée de Fourier spatiale conduit à un lissage des fluctuations temporelles au sein

du volume de mesure. La conséquence directe de ce processus est de diminuer l'amplitude des corrélations temporelles de vorticité à temps long. Au contraire, en s'éloignant de la buse on se rapproche des conditions où le volume intégral effectif est de l'ordre du volume de mesure ($R \approx 1$). Dans ce cas, on mesure l'évolution temporelle propre à une unique réalisation spatiale, ce qui se traduit par l'augmentation de la corrélation à temps long.

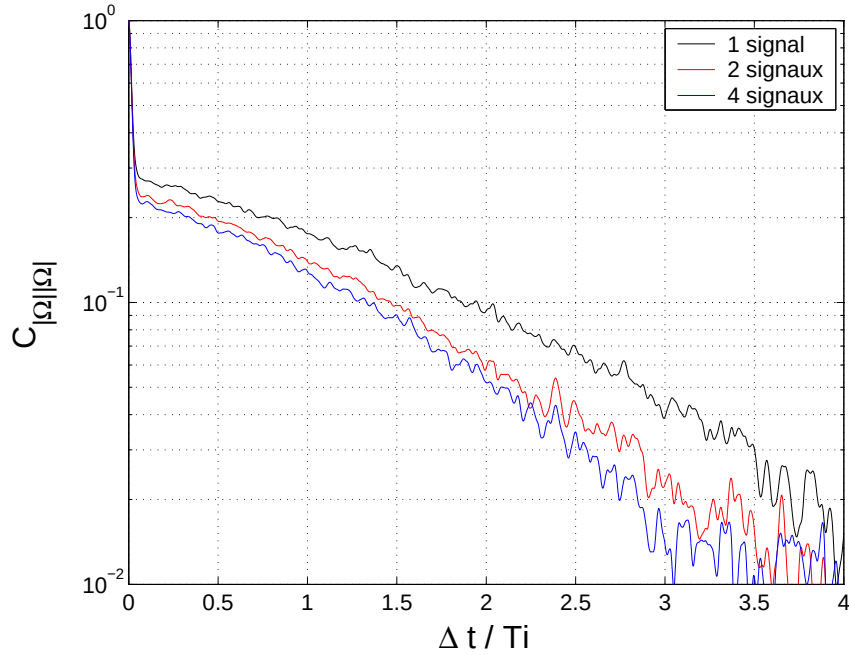


FIG. 6.14 – *Effet du nombre de réalisations détectées sur l'évolution du niveau C_0*

Pour illustrer ce phénomène nous avons effectué 8 mesures de vorticité dans le jet à une distance de $110d$ pour un nombre d'onde $q = 2033m^{-1}$. Les propriétés de l'écoulement ne sont pas modifiées au cours de cette série de mesures si bien que l'on obtient 8 "*images*" différentes du même écoulement.

Une augmentation du coefficient R est synonyme d'une augmentation du nombre de réalisations détectées au sein du volume de mesure. Pour simuler l'effet de l'augmentation du coefficient R sur la corrélation à temps long de l'amplitude de la vorticité, nous avons réalisé une sommation des signaux expérimentaux. Chaque signal de "*base*" est caractérisé par un certain nombre de réalisations différentes, ainsi, en les ajoutant terme à terme on augmente artificiellement le nombre de réalisations détectées, au même instant, au sein du volume de mesure acoustique.

La figure 6.14 présente en échelle lin/log les corrélations de l'amplitude des signaux de vorticité obtenus à partir d'un signal de "*base*", de la somme de deux signaux de "*base*" et de la somme de quatre signaux de "*base*".

Au fur et à mesure que l'on augmente le nombres de réalisations détectées au sein du volume de mesure, le niveau C_0 décroît. Ce phénomène co  incide avec l'effet de l'augmentation du rapport R sur la corrélation à temps long de l'amplitude de la vorticité.

6.2.2 Loi de comportement moyenne

La figure 6.13 exhibe une évolution du coefficient C_0 suivant une loi du type : $C_0 = f(R)$. Les points expérimentaux semblent tendre vers la valeur 0 au fur et à mesure que le nombre de réalisations détectées au sein du volume de mesure augmente (c'est à dire R augmente). Pour les valeurs de R proches de 1, c'est à dire lorsque la structure est de l'ordre de V_a , C_0 semble saturer vers une constante proche de 0.2.

Nous avons comparé l'évolution des données expérimentales avec la fonction : $C_0^* (1 - e^{-a/R})$ où C_0^* et a sont des paramètres ajustables. Un ajustement sur les points expérimentaux fournit les valeurs suivantes : $C_0^* = 0.2$ et $a = 6.5$. Cet ajustement a été reporté sur la figure 6.15 en ligne continue.

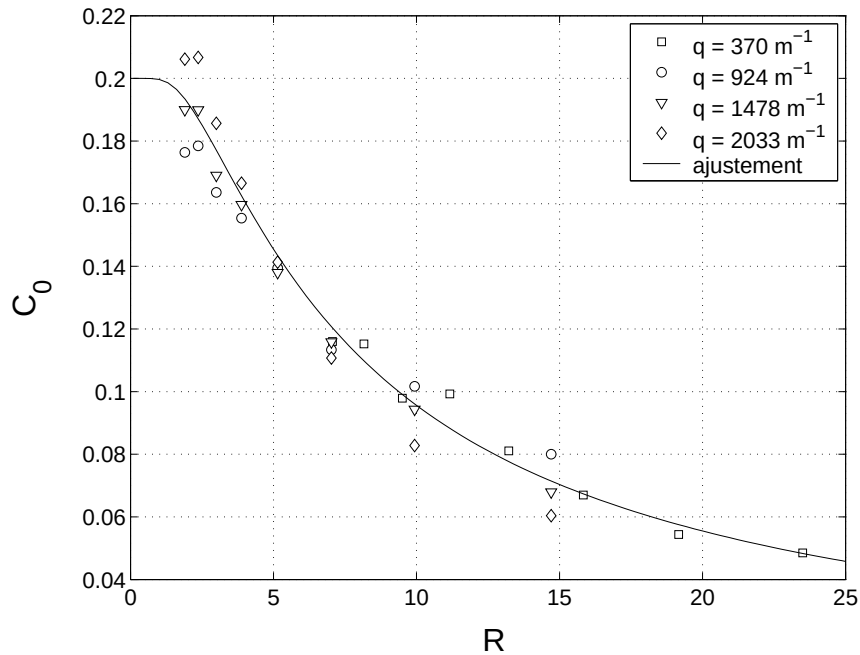


FIG. 6.15 – Ajustement de l'évolution de C_0

La tendance moyenne de l'évolution de C_0 concorde très bien avec la fonction d'ajustement choisie. On remarque cependant que les valeurs de R que nous avons pu obtenir correspondent à la saturation de la fonction d'ajustement. A l'avenir, il serait intéressant de vérifier la tendance globale expérimentale en réalisant des mesures avec des valeurs de R plus petites.

Notons que le coefficient a peut être utilisé pour définir une grande échelle effective Λ^{eff} telle que :

$$\Lambda^{eff} = \sqrt[3]{6.5} L_I \approx 2 L_I \quad (6.5)$$

Cette échelle pourrait s'assimiler à l'échelle effective d'injection d'énergie au sein du volume de mesure acoustique.

6.2.3 Lacunarité de la zone dissipative

Bien que les données expérimentales présentées sur la figure 6.15 suivent une tendance "globale", traduisant l'influence de L_I sur toutes les échelles de l'écoulement, on constate une dispersion des résultats qui s'amplifie quand $R \rightarrow 0$. Les écarts relevés ne s'expliquent pas par le seul fait des incertitudes de mesure et suggèrent un effet du nombre d'onde sur la valeur du niveau C_0 . Dans le jet, nous avons vu que les nombres d'onde analysés se rapprochent de la zone dissipative lorsque l'on s'éloigne de la buse ce qui correspond à une diminution du coefficient R (augmentation de L_I).

Pour vérifier la validité de cette interprétation, nous avons étudié l'évolution du niveau C_0 en fonction du nombre d'onde sélectionné dans l'écoulement de grille. Dans cet écoulement, la gamme des nombres d'onde analysés est située dans la zone dissipative comme le montre la figure 6.16 sur laquelle ont été tracés les spectres de vitesse en échelles logarithmiques.

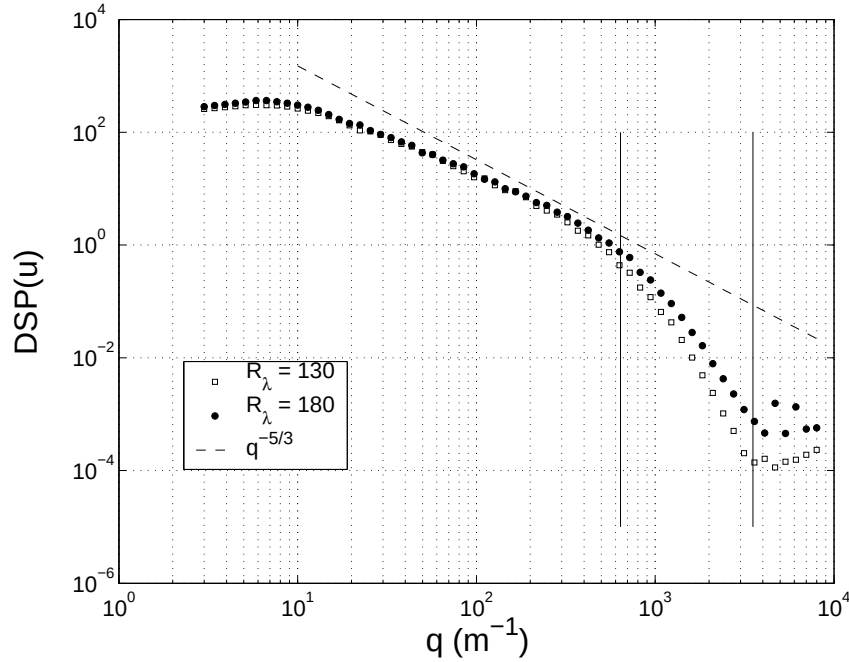


FIG. 6.16 – Hiérarchie de nombres d'onde acoustique accessibles dans la turbulence de grille

L'évolution de C_0 en fonction du nombre d'onde acoustique q est représentée sur la figure 6.17 pour $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$.

L'évolution de C_0 dans l'écoulement de grille présente deux comportements distincts. Pour les plus petits nombres d'ondes ($q \leq 2000 m^{-1}$), la valeur du niveau C_0 est constante. Dans cette gamme de nombres d'onde, $C_0 \approx 0.034$ pour $R_\lambda = 130$ et $C_0 \approx 0.03$ pour $R_\lambda = 180$. Ces deux plateaux sont représentés par les lignes continues.

A partir de $q = 2000 m^{-1}$, le niveau C_0 augmente avec le nombre d'onde analysé. Entre $q = 2000 m^{-1}$ et $q = 4000 m^{-1}$ la valeur de C_0 est quasiment multipliée par un facteur 2.

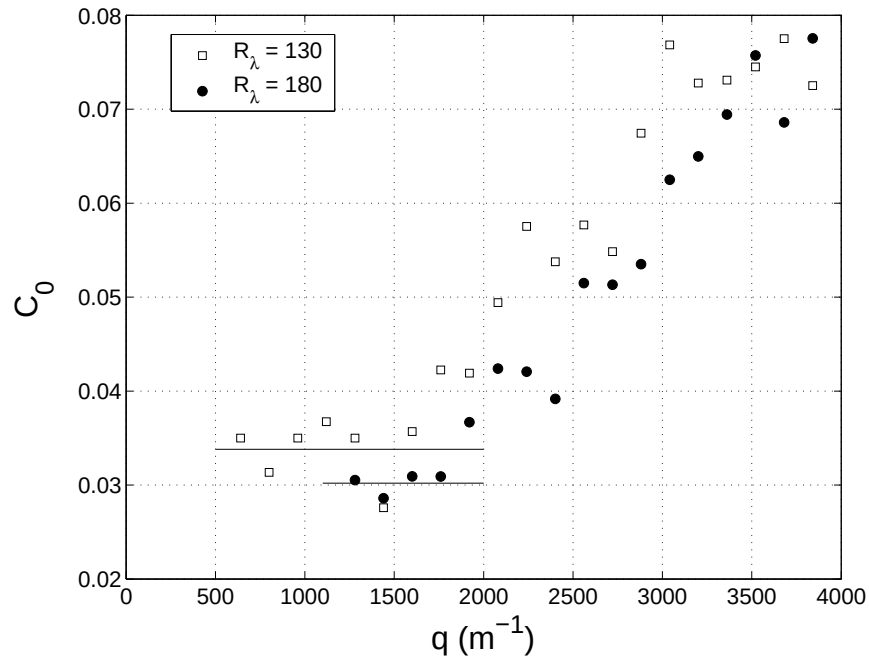


FIG. 6.17 – Evolution du plateau C_0 des corrélations de vorticité dans l'écoulement de grille

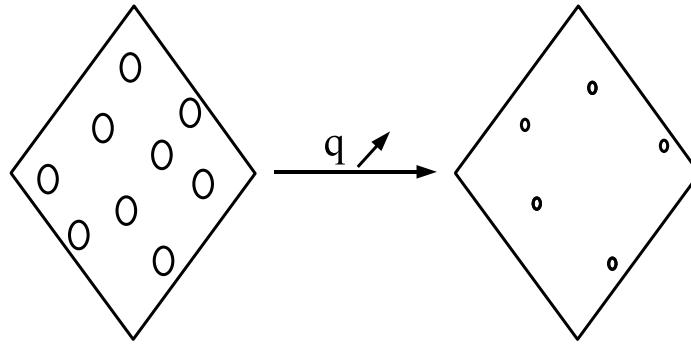
Les incertitudes de mesures ne permettent pas de rendre compte d'une telle évolution de C_0 pour les nombres d'ondes plus grands que $q = 2000 \text{ m}^{-1}$. Ce phénomène est analogue à la transition entre le début du régime dissipatif et le régime dissipatif "*profond*" sur le coefficient d'aplatissement des incréments spatiaux [101].

Ainsi, on constate que les valeurs de C_0 dépendent du nombre d'onde sélectionné dès lors que l'on se rapproche suffisamment de l'échelle de Kolmogorov η . Les mesures réalisées dans la grille confirme ainsi l'évolution de C_0 en fonction du nombre d'onde d'analyse que nous avons perçue dans le jet turbulent à R fixé.

On peut alors tenter d'expliquer l'évolution de C_0 en fonction du nombre d'onde à partir de l'évolution globale de C_0 en fonction de R . Nous avons interprété l'augmentation de C_0 avec L_I , à volume acoustique constant, comme une manifestation d'une hétérogénéité à grande échelle. On peut penser que cette grande échelle caractéristique dépend du nombre d'onde analysé dans la zone dissipative comme le suggère la figure 6.18.

En raison des effets visqueux qui agissent principalement dans la zone dissipative, les structures à petites échelles sont dissipées augmentant ainsi la lacunarité de la distribution de vorticité. Cet effet aurait tendance à s'amplifier au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'échelle de Kolmogorov η et serait compatible avec "*l'explosion*" du niveau C_0 dans la zone dissipative.

Ainsi, l'évolution de C_0 pour les échelles de la zone inertielle serait essentiellement affectée par les inhomogénéités spatiales de l'échelle intégrale alors que pour les échelles de la zone dissipative, C_0 serait contrôlé par la lacunarité de la distribution de vorticité.

FIG. 6.18 – *Influence de la dissipation*

6.2.4 Effet du nombre de Reynolds

Nous cherchons ici à déterminer si le niveau C_0 est sensible au nombre de Reynolds R_λ de l'écoulement étudié. Pour cela nous avons comparé les données expérimentales obtenues dans le jet à $R_\lambda = 390$ et dans la grille à $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$. De plus, nous avons utilisé des données issues de l'étude menée par Poulain [60] sur un jet d'air turbulent axisymétrique à $R_\lambda = 730$.

Pour mettre en évidence un éventuel effet de R_λ , il est nécessaire de s'abstraire le plus possible de l'influence des échelles dissipatives. Pour les deux jets, la gamme de nombres d'onde étudiés se situe entre la fin de zone inertielle et le début de la zone dissipative ce qui implique que les effets visqueux restent limités. Dans le cas de l'écoulement de grille, nous avons constaté que les effets dissipatifs se font ressentir pour des nombres d'ondes supérieurs à $q = 2000m^{-1}$. Pour des nombres d'onde inférieurs à $q = 2000m^{-1}$, la valeur de C_0 est quasiment indépendante du nombre d'onde analysé. Pour la comparaison avec les autres écoulements, nous avons utilisé les valeurs moyennes de C_0 pour $q \leq 2000m^{-1}$ qui sont représentées par les lignes horizontales sur la figure 6.17.

Sur la figure 6.19 nous avons porté l'évolution de C_0 en fonction de R pour différents nombres de Reynolds R_λ .

On voit clairement que l'évolution du niveau C_0 est faiblement dépendante du nombre de Reynolds puisque tous les résultats se regroupent sur une courbe unique. On constate que la dispersion des points lorsque $R \approx 1$ est identique dans les deux écoulements de jet pour $R_\lambda = 730$ et $R_\lambda = 390$.

Pour des échelles de la zone inertielles, lorsque le volume intégral effectif est de l'ordre du volume de mesure acoustique, C_0 semble atteindre la valeur limite $C_0^* = 0.2$ indépendamment du nombre de Reynolds et du type d'écoulement étudié. On peut donc se demander si la valeur de $C_0^* = 0.2$ n'est pas une constante universelle caractéristique de l'intermittence spatiale de l'écoulement pouvant être reliée à la constante d'intermittence μ (modèle log-normal) ? S'il s'avère exact que C_0 est lié à la constante d'intermittence, la comparaison des corrélations de vorticité et de dissipation, présentée au chapitre 5, montre que la vorticité est plus intermittente que la dissipation. En effet, le niveau C_0 associé à la

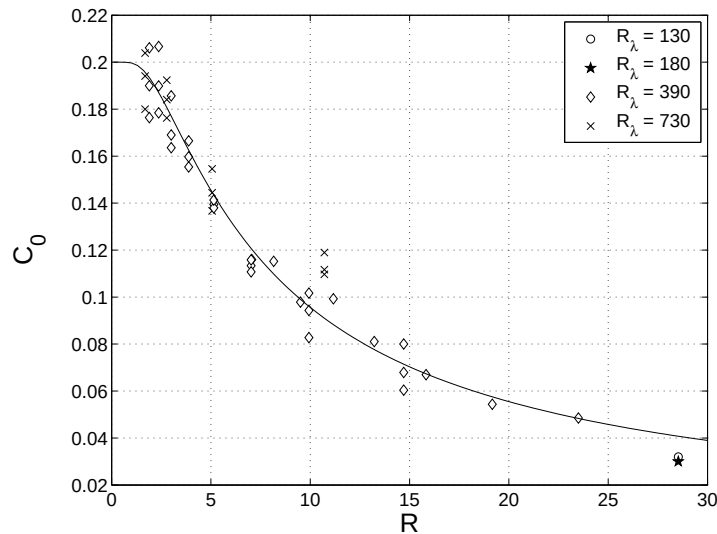


FIG. 6.19 – Influence du nombre de Reynolds sur l'évolution de C_0

vorticité est plus grand que le niveau C_0 pouvant être associé à la dissipation, or, le coefficient R dans le cas dissipation est proche de 0 de par la résolution spatiale de la sonde de mesure (fil chaud). Cette supposition est en accord avec les résultats d'études numériques et expérimentales [107], [108] qui ont comparé les densités de probabilités de la vorticité et de la dissipation.

6.3 Intermittence spatiale de la vorticité

Le phénomène d'intermittence spatiale d'un champ turbulent est mis en évidence sur les statistiques de ce champ, notamment sur l'évolution dans les échelles des densités de probabilités¹ (notées ddp par la suite).

A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure 6.20 l'évolution des ddp des incréments longitudinaux de vitesse $\delta_\ell u$ mesurées au fil chaud en fonction du nombre d'onde défini comme $q = \frac{2\pi}{\ell}$ dans le jet turbulent à $50d$ pour $R_\lambda = 390$.

Les incréments à l'échelle ℓ ont été normalisés par leur écart-type σ_ℓ . Pour la visibilité, les courbes ont été décalées verticalement. Les petits nombres d'onde (donc les grandes échelles ℓ) se trouvent en bas de la figure et les grands nombres d'onde (les petites échelles) se situent en haut. Pour indication, la distribution de probabilité gaussienne a été portée en trait continu.

Le nombre d'onde le plus petit est égal à $105m^{-1}$ et correspond au nombre d'onde intégral $q_I = \frac{2\pi}{L_I}$. Les autres nombres d'onde valent respectivement $q = 370m^{-1}$, $q = 924m^{-1}$, $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$.

La statistique de l'incrément de vitesse à l'échelle intégrale est bien décrite par la distri-

¹En anglais, on désigne ces fonctions par les initiales pdf pour probability density functions.

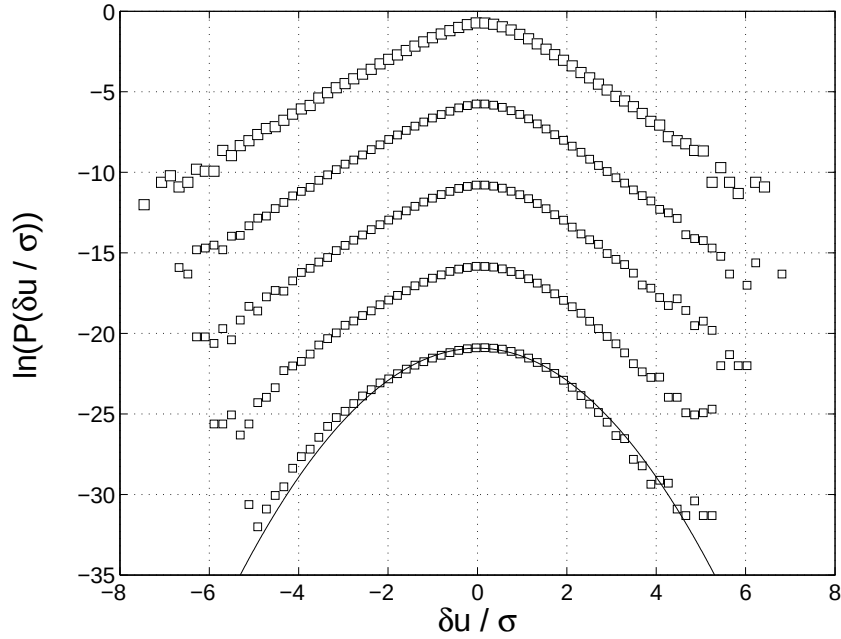


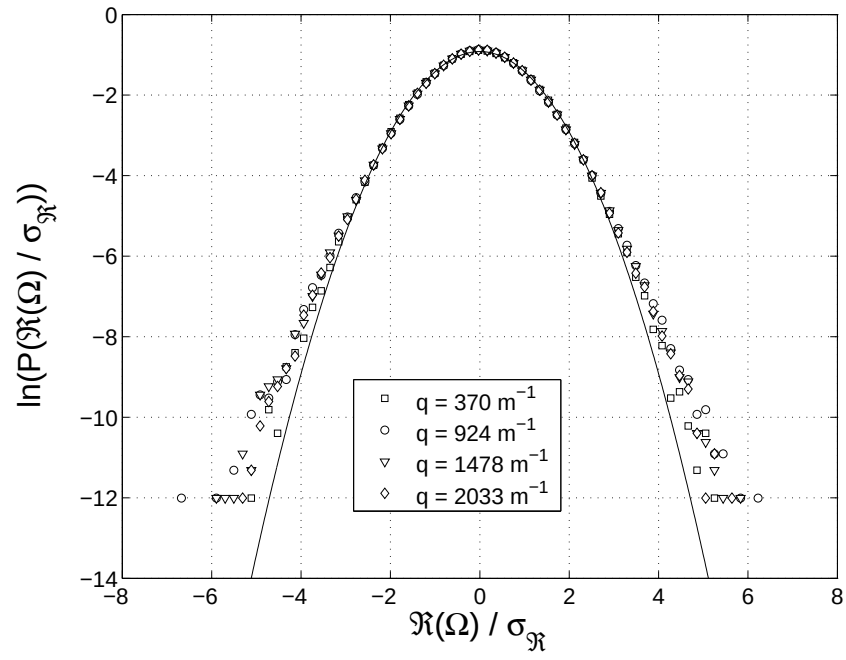
FIG. 6.20 – Ddp des incréments de vitesse en fonction du nombre d'onde $q = \frac{2\pi}{\ell}$

bution gaussienne. Dès lors que l'on étudie la statistique d'échelles plus petites, on constate que les ddp se déforment pour devenir des exponentielles étirées. La déformation des ddp en fonction de l'échelle d'analyse a été observée sur de nombreuses expérimentations et simulations [19], [109], [101]. Cette déformation des ddp démontre l'existence d'une brisure de similarité statistique dans la zone inertielle. La déformation des ddp permet donc de quantifier le phénomène d'intermittence spatiale du champ turbulent étudié (écart à K41).

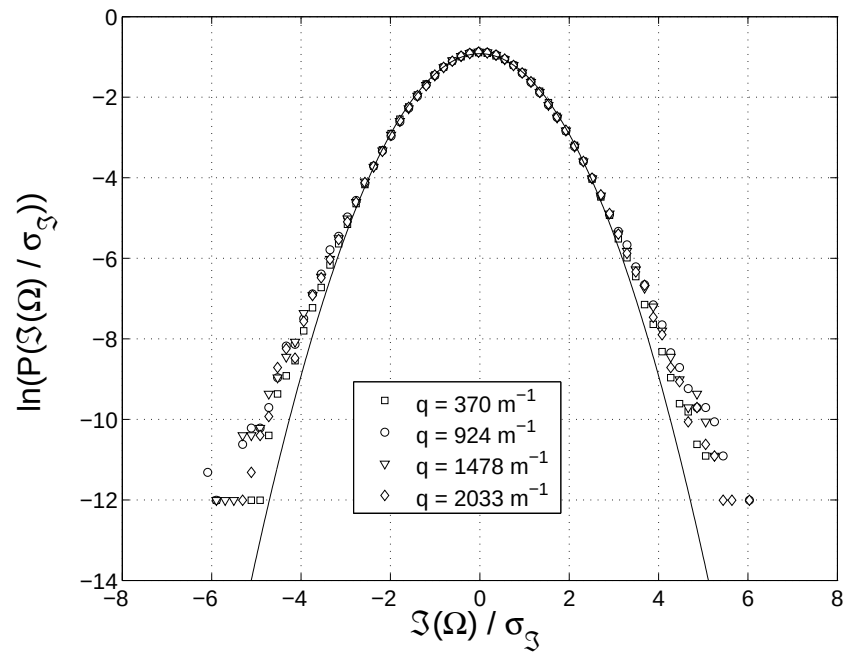
6.3.1 La densité de probabilité

Nous avons tracé sur la figure 6.21 l'évolution des ddp des parties réelles et imaginaires du signal complexe de vorticité dans le jet turbulent à 50d en aval de buse pour $q = 370m^{-1}$, $q = 924m^{-1}$, $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$.

Pour indication, la distribution gaussienne est tracée en ligne continue. On remarque que les ddp des parties réelles et imaginaires de la vorticité se superposent les unes sur les autres quelque soit le nombre d'onde d'analyse. Les ddp sont légèrement sur-gaussiennes comme l'indiquent les écarts relevés pour les fortes excursions. Dans la configuration expérimentale présentée ici, le nombre d'onde $q = 370m^{-1}$ est situé dans le régime inertielle, le nombre d'onde $q = 924m^{-1}$ est à la limite entre la zone inertielle et la zone dissipative et les nombres d'onde $q = 1478m^{-1}$ et $q = 2033m^{-1}$ sont placés dans le début de la zone dissipative. La forme des ddp dans la zone inertielle et dans le début de la zone dissipative est indépendante de l'échelle étudiée. Des résultats similaires ont été observés par Brun *et al.* [110] sur des simulations numériques directes d'un champ de vitesse turbulent et d'un scalaire passif à



(a) Partie réelle



(b) Partie imaginaire

FIG. 6.21 – Evolution des ddp des parties réelles et imaginaires de la vorticité dans le jet à 50d en aval de la buse

Reynolds modéré ($R_\lambda = 20$ à 80). Les auteurs montrent que pour des nombres de Reynolds R_λ suffisamment grands, la déformation des ddp des composantes de Fourier du champ de vitesse est très faible. Dans ces conditions, les ddp des parties réelles et imaginaires de la transformée spatiale du champ de vitesse sont très proches de la distribution gaussienne.

Nous avons tracé sur la figure 6.22 les ddp de l'amplitude de la vorticité pour différents nombres d'onde acoustique dans le jet à $50d$ en aval de la buse pour $R_\lambda = 390$.

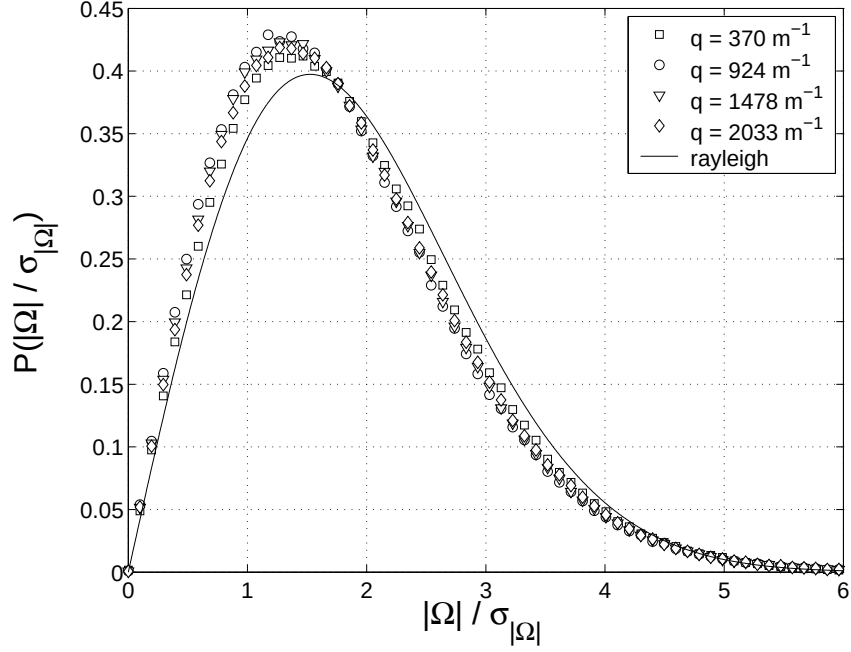


FIG. 6.22 – Ddp de l'amplitude du signal de vorticité

Les répartitions de probabilité de l'amplitude de la vorticité à différents nombres d'onde dans le domaine inertiel et dans le début du dissipatif sont indiscernables.

Dans le cas où les parties réelles et imaginaires du signal complexe de vorticité sont indépendantes, de même écart-type et suivent une distribution de probabilité gaussienne, on s'attend à ce que la ddp de $|\Omega| / \sigma_{|\Omega|}$ suive la distribution de Rayleigh D^R définie comme suit :

$$D^R \left(\frac{|\Omega|}{\sigma_{|\Omega|}} \right) = \frac{M |\Omega|}{\sigma_{|\Omega|}} e^{-\frac{M |\Omega|^2}{2 \sigma_{|\Omega|}^2}} \quad (6.6)$$

avec $M = 2 - \pi/2$. Pour indication, nous avons tracé sur la figure 6.22 la distribution de Rayleigh en ligne continue. On remarque que cette distribution ne coïncide pas avec les points expérimentaux ce qui correspond au fait que les parties réelles et imaginaires ne répondent pas aux critères établis précédemment. Pour comprendre cet écart, nous examinons dans la suite l'influence de différents paramètres physiques.

6.3.2 Effet du nombre de Reynolds ?

Brun *et al.* [110] observent une évolution des ddp des modes spectraux de la vitesse dépendante du nombre de Reynolds R_λ de l'écoulement. D'après leurs résultats, l'intermittence est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds R_λ est faible. Les auteurs expliquent ce résultat par la prépondérance des termes d'advection (q petit) à grand R_λ et par celle des termes visqueux (q grand) dominant pour à R_λ petit. Les auteurs en déduisent que les effets d'intermittence sont pilotés par les processus dissipatifs à petite échelle. Nous avons tracé sur la figure 6.23 les ddp de l'amplitude de la vorticité à différents nombres de Reynolds R_λ . Nous avons utilisé des données expérimentales obtenues dans l'écoulement de grille à $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$ et dans le jet turbulent à $R_\lambda = 390$. Nous avons également ajouté des données concernant des mesures de Poulain [60] associées à $R_\lambda = 730$. Les courbes présentées sur cette figure ont été obtenue pour un nombre d'onde acoustique q de l'ordre de $0.9q_\lambda$.

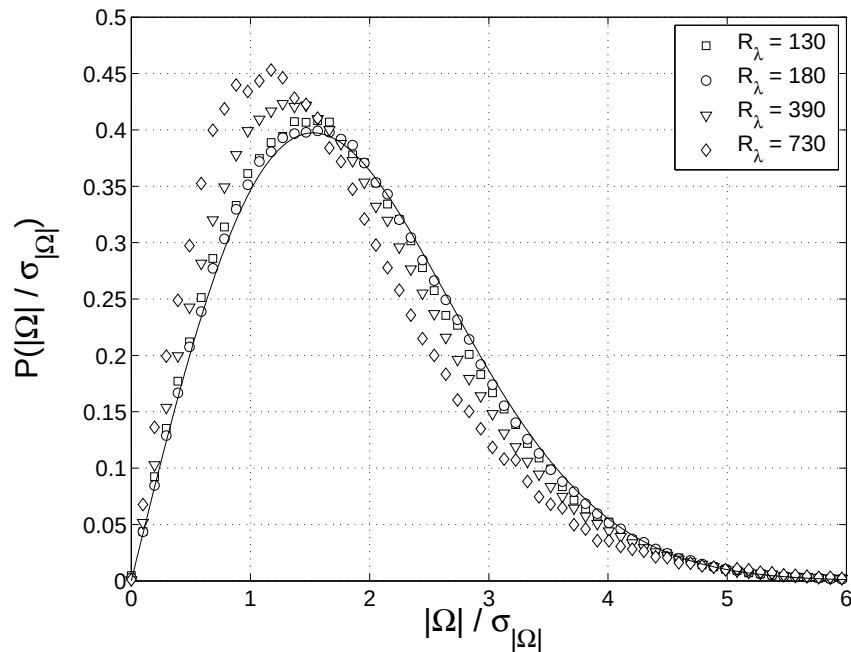


FIG. 6.23 – Influence du nombre de Reynolds sur la déformation des ddp

Nos mesures montrent un comportement opposé à celui observé par Brun *et al.* [110]. En effet, on constate que les ddp de l'amplitude s'écartent de plus en plus de la distribution de Rayleigh au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

En fait, cette contradiction apparente peut s'expliquer par l'influence du coefficient R . Dans les simulations numériques de Brun *et al.* [110], l'échelle intégrale varie de 1.7 à 1.3 respectivement pour des nombres de Reynolds R_λ variant de 20 à 80. La taille du domaine de calcul est égale à 2π (conditions 2π périodiques). La transformée spatiale de Fourier du champ de vitesse est calculée sur la longueur du domaine de calcul. Ainsi, en considérant que l'échelle intégrale est isotrope, le coefficient R passe d'environ 0.02 pour $R_\lambda = 20$ à

0.09 pour $R_\lambda = 80$ ce qui équivaut à un facteur multiplicatif de 2.2. Dans le cas de l'étude de Brun *et al.* [110], le lissage dû à l'intégration du champ spatial est plus important à $R_\lambda = 80$ qu'à $R_\lambda = 20$ ce qui peut expliquer la diminution des effets d'intermittence que les auteurs observent lorsque R_λ augmente.

6.3.3 Influence de l'échelle intégrale

La figure 6.24 présente l'évolution typique des ddp de l'amplitude de la vorticité mesurée dans le jet turbulent en fonction de la distance à la buse.

Ces courbes ont été tracées pour 2 nombres d'onde différents : $q = 0.23q_\lambda$ et $q = 1.26q_\lambda$. Sur la figure, la distribution de Rayleigh D^R a été ajoutée en ligne continue.

On remarque que les points expérimentaux s'écartent de plus en plus de la distribution D^R dès lors que l'on s'éloigne de la buse du jet. Ce phénomène est d'autant plus marqué que le nombre d'onde sélectionné est grand. En fait, comme dans le cas du niveau C_0 , le coefficient R joue un rôle fondamental dans les déformations des ddp que l'on détecte. En effet, en se déplaçant le long de l'axe du jet, on modifie fortement la valeur du paramètre R . De plus, le nombre d'onde $q = 0.23q_\lambda$ correspond à un régime acoustique de champ lointain alors que $q = 1.26q_\lambda$ est en régime de champ proche.

Afin de caractériser quantitativement la déformation des ddp de la variable aléatoire s , on introduit le coefficient² K^s qui représente le rapport entre le moment d'ordre 4 et le carré du moment d'ordre 2 de la variable s :

$$K^s = \frac{\langle s^4 \rangle_t}{\langle s^2 \rangle_t^2} \quad (6.7)$$

On définit donc le coefficient $K^{|\Omega|}$ associé à l'amplitude de la vorticité par :

$$K^{|\Omega|} = \frac{\langle |\Omega|^4 \rangle_t}{\langle |\Omega|^2 \rangle_t^2} \quad (6.8)$$

Pour une distribution de Rayleigh D^R , la valeur du coefficient K^{D^R} est égale à 2. L'écart à cette valeur nous renseigne donc sur la déformation des ddp de l'amplitude de vorticité vis à vis de la distribution de Rayleigh.

Nous présentons l'évolution du coefficient $K^{|\Omega|}$ en fonction du coefficient R dans le jet turbulent pour différents nombres d'onde sur la figure 6.25. Ainsi, on mesure la déviation des ddp de l'amplitude de la vorticité vis à vis de la distribution de Rayleigh.

La figure 6.25 montre que les points expérimentaux sont systématiquement éloignés de la valeur 2 associée à la distribution de Rayleigh. De plus, on constate que l'évolution du coefficient $K^{|\Omega|}$ suit une tendance globale indépendante du nombre d'onde sélectionné. Ces résultats prouvent que dans la zone inertielle du jet, la déformation des ddp est essentiellement contrôlée par les inhomogénéités spatiales de l'échelle intégrale.

²Dans le cas où la variable s est à moyenne nulle ($\langle s \rangle_t = 0$), le coefficient K^s est le coefficient d'aplatissement (flatness en anglais) de la variable s .

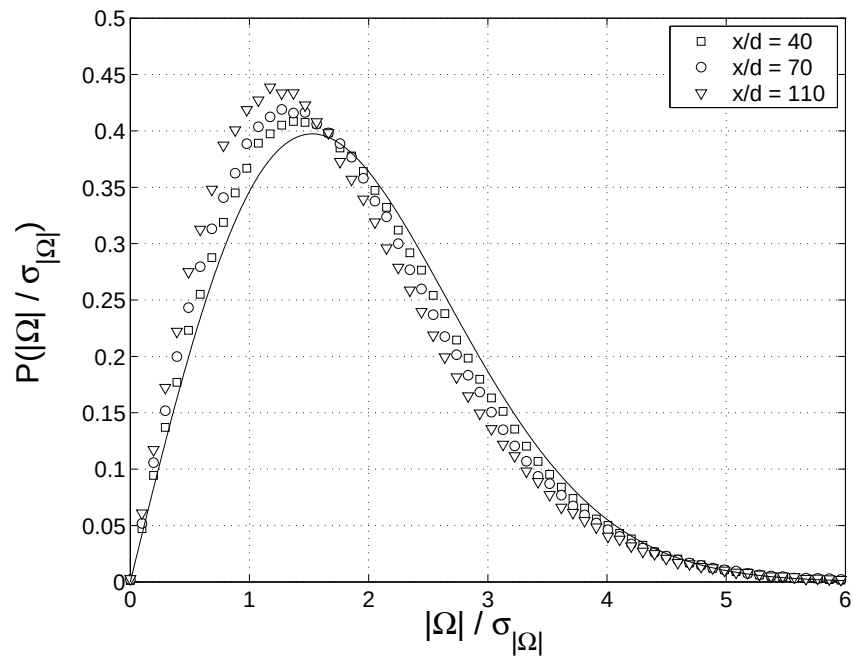
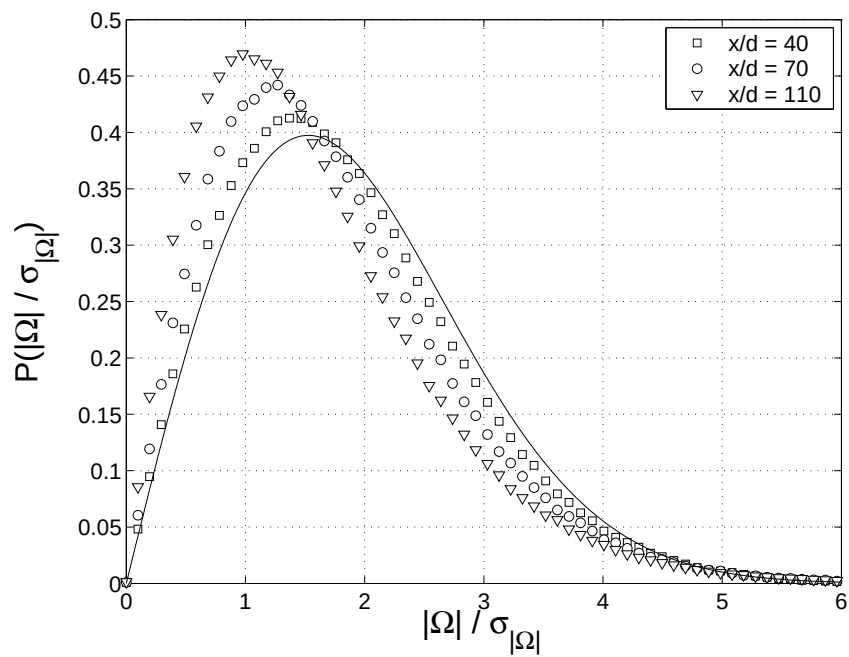
(a) $q = 0.23q_\lambda$ (b) $q = 1.26q_\lambda$

FIG. 6.24 – Evolution des ddp de l'amplitude de la vorticité en fonction de la distance à la buse du jet turbulent

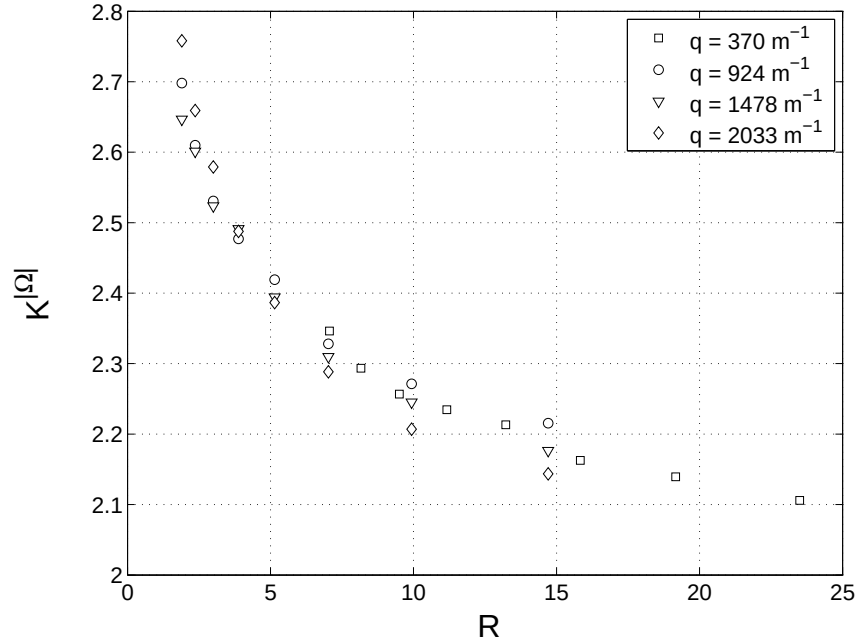


FIG. 6.25 – Evolution de la déformation des ddp de l'amplitude de la vorticité en fonction de la distance à la buse

6.3.4 Empreinte des grandes échelles

Sur la figure 6.26, on constate que le coefficient $K^{|\Omega|}$  v ue suivant une loi de puissance en fonction de R :

$$\frac{K^{|\Omega|}}{2} \approx 1.42R^{-0.1}$$

Chevillard *et al.* [22] ont montré que cette dépendance en loi de puissance du coefficient $K^{|\Omega|}$ est la trace d'une corrélation à longue portée dans l'esprit d'une cascade multiplicative. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés aux statistiques des modes de Fourier spatiaux de champs de vitesse 1D expérimentaux et synthétiques en comparaison aux résultats que nous avons obtenus sur la vorticité.

La transformée de Fourier spatiale du champ de vitesse est calculée à partir d'une transformée de Gabor sur une taille de "boîte" L_b variable. La transformée de Gabor est une transformée de Fourier à résolution spectrale variable équivalente à la transformée de Fourier spatiale que la technique de diffusion opère au cours d'une mesure. Les auteurs ont ainsi mesuré l'influence du rapport relatif L_b/L_I sur les statistiques des modes de Fourier. Ce paramètre est équivalent au coefficient R introduit précédemment.

Nous allons maintenant insister sur les différents points traités dans cet article et renvoyons le lecteur à l'annexe A pour les détails techniques sur la synthèse des champs de vitesse numériques.

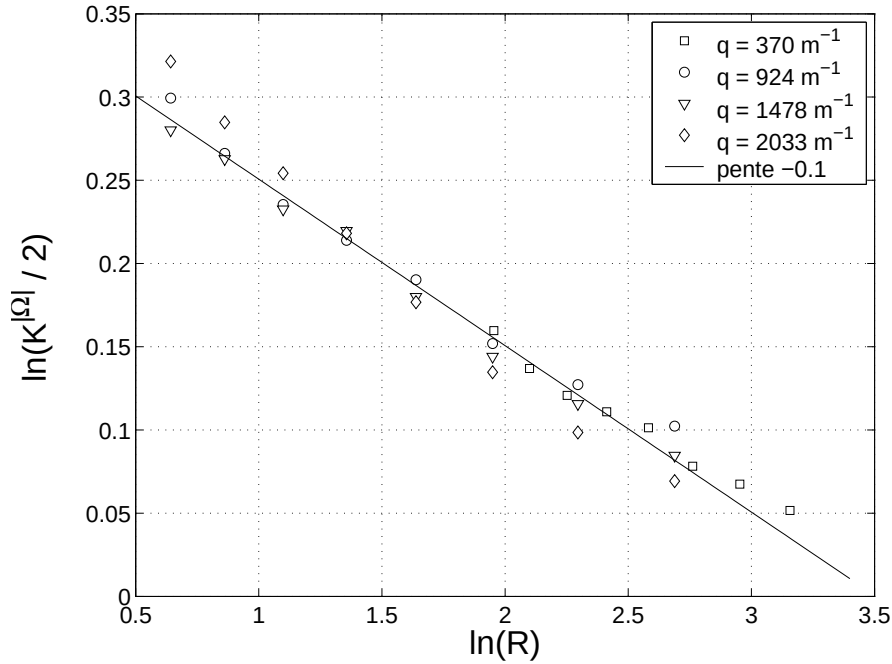


FIG. 6.26 – Loi de comportement de $K^{|\Omega|}$ dans le jet

Afin de comparer les résultats présentés dans l'article [22], nous utilisons par la suite le paramètre $R^{1/3}$ qui équivaut à L_b/L_I . Sur la figure 6.27 nous avons tracé l'évolution de $\ln(K^{|\Omega|}/2)$ en fonction de $\ln(R^{1/3})$ pour différents nombres de Reynolds.

Les données correspondant à $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 180$ sont tirées des mesures de l'écoulement de grille. Nous avons tracé la valeur moyenne de $\ln(K^{|\Omega|}/2)$ dans la gamme de nombres d'onde proches de la zone inertielle. Les points correspondant aux écoulements de grille sont confondus. Etant donné que dans le cas de la grille le volume acoustique est grand devant le volume intégral, les effets de lissage par intégration dominent la statistique de la vorticité. Les points de la grille sont parfaitement alignés avec les données obtenues dans le jet turbulent à $R_\lambda = 390$. Les résultats suivent une loi de puissance dont l'exposant est environ égal à -0.3 .

Dans le cadre d'un modèle multifractal, Chevillard *et al.* [22] ont montré que le coefficient $K^{|\Omega|}$ évolue à priori selon une loi de puissance dont l'exposant est relié aux exposants des fonctions de structures ζ_p de telle sorte que :

$$K = 2 \frac{2}{(1 + \zeta_4 - 2\zeta_2)(2 + \zeta_4 - 2\zeta_2)} \left(\frac{\ell}{L_I} \right)^{\zeta_4 - 2\zeta_2} \quad (6.9)$$

Dans le cadre d'une étude multifractale 3D d'un champ turbulent 3D issu d'une simulation numérique directe, Kestener *et al.* [111] ont déterminé les coefficients log-normaux C_1 et C_2 pour la vitesse et la vorticité.

Dans le modèle log-normal K62 [14], les exposants ζ_p se déduisent des coefficients C_1

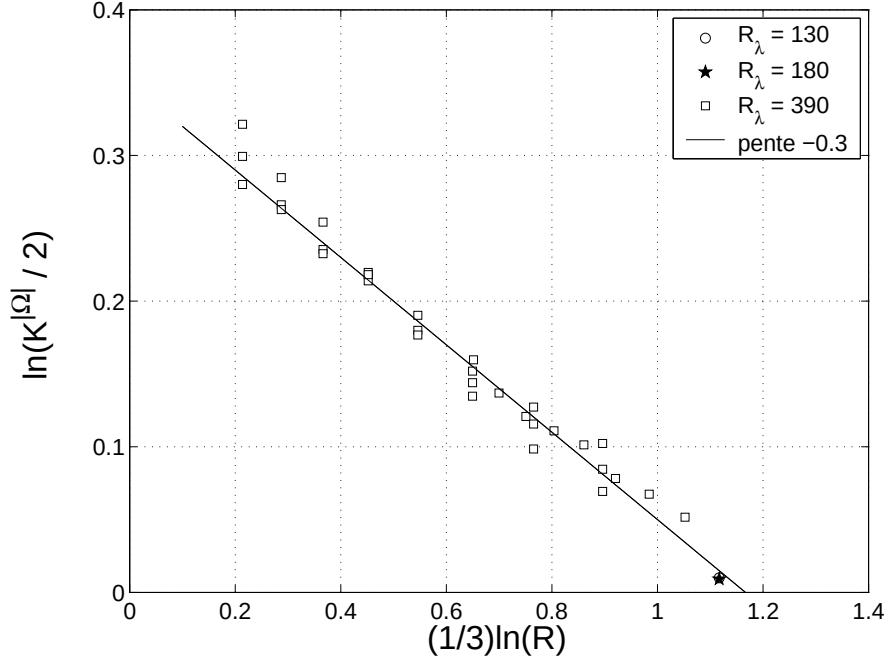


FIG. 6.27 – Evolution de la déformation des ddp de l'amplitude de la vorticité en fonction du nombre de Reynolds

et C_2 sont la forme suivante [101] :

$$\zeta_p = C_1 p - C_2 \frac{p^2}{2} \quad (6.10)$$

ce qui conduit d'après les résultats de Kestener *at al.* [111] à :

$$\zeta_4^\Omega - 2\zeta_2^\Omega \approx -0.22$$

Cette valeur est très proche de l'exposant que nous obtenons à partir de nos mesures expérimentales. La différence de 30% avec nos mesures pourrait peut-être s'expliquer par le fait que l'écoulement que Kestener *at al.* [111] ont étudié est parfaitement isotrope.

Dans l'article [22] nous avons comparé les comportements obtenus pour la vorticité avec des champs de vitesse turbulente issus de mesures expérimentales réalisées dans la soufflerie de Modane à $R_\lambda \approx 2500$ [19], [112]. Nous avons ainsi montré que les amplitudes des modes spectraux de la vitesse expérimentale présentent des comportements similaires à ceux obtenus dans le cas de la vorticité pour les nombres d'ondes de la zone inertielle de l'écoulement. En effet, le coefficient $K^{|u|}$ évolue comme une loi de puissance du coefficient R . L'exposant de la loi de puissance relevé est environ égal à -0.1 .

Chevillard *et al.* [22] se sont intéressés au comportement de deux champs intermittents synthétiques de vitesse soumis au même traitement que le champ de vitesse expérimental. Les champs synthétiques, notés u^{CWS} et u^{RWS} , sont construits sur une base d'ondelettes (voir détails sur l'annexe A) et sont tous deux intermittents et basés sur un processus de

cascade. Le champ u^{CWS} possède une propriété de corrélation à longue portée à savoir qu'il est soumis à un effet de mémoire dans l'esprit d'une cascade multiplicative. Au contraire, le champ u^{RWS} n'est pas corrélé à longue distance. Chevillard *et al.* [22] montrent que le champ u^{RWS} est insensible à la taille de la boîte d'intégration ℓ . En revanche, l'étude de l'influence du rapport ℓ/L_I dans le cas du champ u^{CWS} exhibe un comportement similaire à celui observé expérimentalement sur la vitesse et sur la vorticité. Le coefficient R révèle ainsi que le champ de vorticité est intermittent et qu'il est affecté par des effets de corélation à longue portée. Ce phénomène est en accord avec le principe de la cascade multiplicative où l'ancêtre commun à toutes les structures est l'échelle intégrale L_I .

Un autre résultat fort de notre travail réside dans la différence entre les exposants de la loi d'évolution de $K^{|u|}$ et de $K^{|\Omega|}$, respectivement -0.1 et -0.3 . L'exposant de la loi d'évolution est plus fort dans le cas de la vorticité que dans le cas de la vitesse. Ce résultat peut s'interpréter de différentes manières. Tout d'abord, on peut penser que la déformation des ddp est plus importante dans le cas de vorticité car ce champ est plus intermittent que la vitesse longitudinale comme le suggèrent Kestener *et al.* [111]. Cette interprétation corrobore le fait que les inc  ments transversaux (vorticité) sont plus intermittents que les inc  ments longitudinaux (dissipation). Une autre explication de l'écart que nous observons est reliée à la différence entre les techniques expérimentales utilisées pour mesurer le champ de vitesse et le champ de vorticité. En effet, le champ de vitesse a été obtenu par anémométrie à fils chauds qui donne accès à une coupe 1D du champ de vitesse sur lequel on applique une transformée de Fourier alors que la technique de diffusion réalise une projection 1D d'une transformée de Fourier spatiale 3D. De plus, le fil chaud n'est pas sensible à l'effet d'orientation de la vitesse puisqu'il ne détecte que son module. Au contraire, la technique de diffusion est sensible à l'orientation du champ de vorticité aussi bien qu'à son amplitude. Ainsi, on peut penser que la technique de diffusion est plus "raffinée" que l'anémométrie à fil chaud impliquant une meilleure sensibilité aux effets d'intermittence.

6.3.5 Effets des échelles dissipatives

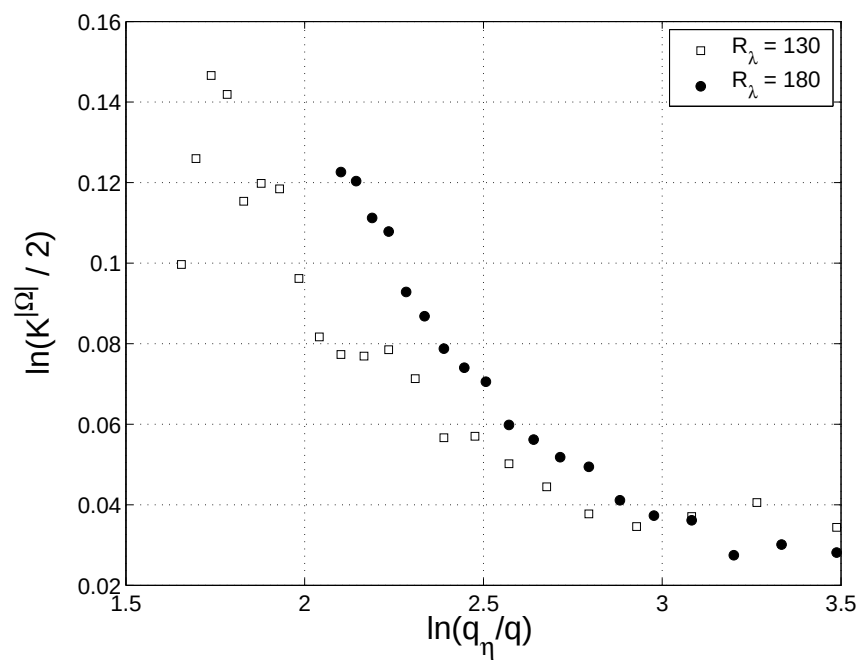
Nous avons vu dans la partie précédente que l'évolution du niveau C_0 est affectée par les effets visqueux dans la zone dissipative de l'écoulement. Sur la figure 6.28 nous avons porté l'évolution des coefficients $K^{|\Omega|}$ de la vorticité et $K^{\delta_{\ell}u}$ des inc  ments de vitesse³ en fonction du rapport $\ln(q_\eta/q)$ dans l'écoulement de grille pour deux nombres de Reynolds.

La plage de nombres d'onde accessibles par la technique de diffusion est plus limitée que celle de l'anémométrie à fils chauds. Dans le cas de l'amplitude de la vorticité, l'axe des ordonnées représente le terme $\ln(K^{|\Omega|}/2)$ puisque la distribution de référence est la distribution de Rayleigh pour laquelle $K^{D^R} = 2$.

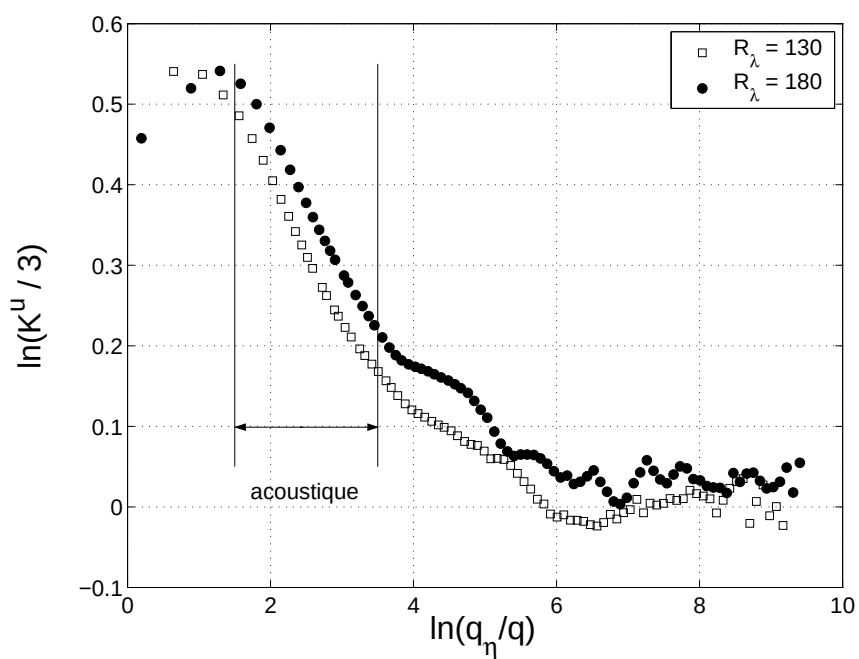
Dans le cas des inc  ments de vitesse, la distribution de référence est la distribution gaussienne pour laquelle le coefficient d'aplatissement vaut 3, c'est pourquoi l'axe des ordonnées représente $\ln(K^{\delta_{\ell}u}/3)$.

L'évolution des coefficients $K^{|\Omega|}$ et $K^{\delta_{\ell}u}$ indique que les ddp se déforment au fur et à

³Dans le cas des inc  ments de vitesse, le coefficient $K^{\delta_{\ell}u}$ correspond au coefficient d'aplatissement.



(a) vorticité



(b) vitesse

FIG. 6.28 – Evolution des coefficients K pour les signaux de vorticité et les incréments de vitesse dans la turbulence de grille

mesure que l'on étudie des nombres d'onde de plus en plus grands. Ces mesures mettent clairement en évidence le phénomène d'intermittence sur les signaux de vorticité et de vitesse.

Le coefficient d'aplatissement des inc ments de vitesse montre une déformation des ddp des inc ments pour des nombres d'onde situés dans la zone inertielle de l'écoulement. En effet, la zone inertielle dans le cas de la grille s'étend de $\ln(q_\eta/q) \approx 4.7$ à $\ln(q_\eta/q) \approx 3.3$ comme l'indiquent les deux barres verticales sur la figure 6.28 (b). Dans cette gamme de nombres d'onde, le coefficient d'aplatissement augmente d'environ 10%.

Dans le cas des mesures acoustiques de vorticité, le coefficient $K^{|\Omega|}$ semble être constant dans la zone inertielle. La déformation des ddp de l'amplitude de la vorticité se fait ressentir uniquement dans la zone dissipative. Ces comportements sont tout à fait similaires à ceux que nous avons observés concernant l'évolution du niveau C_0 .

Ce phénomène a été observé par Katsuyama *et al.* [113] qui ont étudié l'influence de la taille d'intégration sur la transformée de Gabor appliquée à des signaux de vitesse expérimentaux. Katsuyama *et al.* [113] expliquent ainsi que les déviations des exposants des lois de puissances des fonctions de structures observées dans la zone inertielle sont dues à une contamination des phénomènes d'intermittence à petite échelle. Ces résultats montrent l'importance du rôle joué par le coefficient R dans la compréhension du processus d'intermittence.

Ainsi s'achève ce chapitre consacré à l'étude de l'intermittence spatiale de la vorticité. Pour faire apparaître le phénomène d'intermittence spatiale nous nous sommes intéressés au niveau C_0 définissant le maximum de la corrélation à temps long de l'amplitude de la vorticité. Pour comprendre l'évolution de C_0 observée à partir des signaux expérimentaux, nous avons étudié l'influence de différents paramètres.

Nous avons alors introduit un coefficient R défini à partir du rapport entre le volume de mesure acoustique V_a et le volume intégral V_I . Ce coefficient quantifie le nombre de réalisations détectées au sein du volume de mesure et représente donc la "*dilution*" des échelles intégrale dans le volume de mesure.

Le niveau C_0 évolue fortement en fonction du paramètre R en raison des effets d'intégrations qui lissent les fluctuations du champ de vorticité mesuré. L'évolution moyenne de C_0 est indépendante du nombre d'onde sélectionné et du nombre de Reynolds de l'écoulement. De plus, C_0 semble saturer vers la valeur $C_0^* = 0.2$ lorsque $R \rightarrow 0$. On remarque toutefois une dispersion non négligeable des points expérimentaux autour de l'évolution moyenne de C_0 . Ce comportement indique l'influence du nombre d'onde d'analyse sur la valeur de C_0 comme le confirme les résultats obtenus dans l'écoulement de grille. Ces mesures montrent que la dissipation affecte le niveau C_0 dans la zone dissipative de l'écoulement.

Le niveau C_0 révèle donc le caractère d'intermittence spatiale des signaux de vorticité de deux man res. Tout d'abord, le rôle joué par l'échelle intégrale de l'écoulement au travers du coefficient R montre que toutes les échelles de l'écoulement sont affectées par un échelle de référence. De plus, l'évolution de C_0 dans les échelles dissipatives est fortement liée à l'action de la dissipation sur sturctures vorticitaires. On voit ainsi que la vorticité à une échelle de l'écoulement est sensible aux deux conditions "*de bord*" que sont l'échelle

d'injection et l'échelle de dissipation.

L'étude des statistiques des signaux de vorticité montre des résultats analogues à ceux obtenus pour C_0 , notamment l'influence du coefficient R ou encore sur l'effet des échelles dissipatives sur l'évolution du "*pseudo-coefficient d'aplatissement*". On note toutefois que la tendance de l'évolution moyenne est différente de celle de C_0 puisque l'on trouve une loi de puissance en fonction de R . L'exposant de cette loi est compatible avec des études menées sur des champs de vorticité numériques. Enfin, une étude récente montre que les résultats que nous obtenons sur la vorticité co  incident avec un processus de cascade multiplicative mettant ainsi en évidence à la fois un caractère intermittent et une dépendance à longue portée vis à vis de l'échelle intégrale.

Troisième partie

Conclusion générale

L'étude présentée tout au long de ce manuscrit a porté sur l'étude expérimentale de la vorticité dans les écoulements turbulents. Les connaissances associées à cette quantité sont à l'heure actuelle très limitées en raison des difficultés expérimentales liées à sa mesure. Nous nous sommes proposés d'utiliser une technique originale fondée sur le phénomène de diffusion du son par la vorticité.

Les écoulements que nous avons étudiés au cours de ce travail sont de deux types : un jet turbulent axisymétrique et un écoulement de grille. Ces deux écoulements se sont révélés aussi différents que complémentaires dans notre interprétation des propriétés des signaux de vorticité. Nous avons ainsi utilisé une gamme de nombre de Reynolds comprise entre $R_\lambda = 130$ et $R_\lambda = 390$.

La technique de diffusion ultra-sonore que nous utilisons s'appuie sur l'interaction entre un champ acoustique incident et un champ de vorticité. Cette interaction génère un champ de pression diffusé qui est la modulation du champ acoustique incident par le champ de vorticité. Cette méthode permet d'accéder à la transformation spatiale de Fourier d'un mode d'une composante du champ de vorticité. Ainsi, on mesure l'évolution temporelle de la transformée spatiale de Fourier à un nombre d'onde donné. Ce nombre d'onde est fixé par la configuration géométrique du dispositif acoustique. En modifiant les paramètres géométriques du montage expérimental on accède à toute une hiérarchie de nombres d'onde pouvant être comparés aux nombres d'onde mis en jeu dans l'écoulement. Dans le jet, la gamme de nombres d'onde accessibles par la technique acoustique se situe entre la fin de la zone inertielle et le début de la zone dissipative. Dans la grille, cette gamme de nombre d'onde correspond à la zone dissipative de l'écoulement.

Pour la mise en place de la technique de diffusion acoustique nous avons employé des transducteurs acoustiques circulaires dont les comportements correspondent à ceux d'un piston plan encastré. Des mesures du champ de pression acoustique généré par ces transducteurs mettent en évidence les effets de champ proche et de champ lointain en fonction des conditions expérimentales de fonctionnement. La technique de diffusion se caractérise alors par un volume de mesure acoustique dont les dimensions typiques dépendent de plusieurs paramètres. Les effets du volume d'intégration se font tout d'abord ressentir sur la mesure du champ d'advection de la vorticité accessible à partir d'un effet Doppler auquel notre configuration expérimentale est sensible.

L'étude de la corrélation temporelle des signaux complexes de vorticité révèle une dynamique pilotée par l'effet d'advection des échelles de l'écoulement par la grande échelle. En revanche, les corrélations temporelles de l'amplitude des signaux de vorticité met en évidence la présence de deux dynamiques aux propriétés distinctes. Ces corrélations sont définies par un temps court τ_C^A et un temps long τ_L dont les évolutions mutuelles sont incompatibles avec l'hypothèse de similarité de Kolmogorov.

Le temps court τ_C^A dépend des inhomogénéités spatiales du champ d'advection au sein du volume de mesure acoustique. La comparaison de nos résultats avec un modèle prenant en compte des effets de basculement des structures vorticitaires suggère que la dynamique à temps court de l'amplitude de la vorticité est bien dominée par les gradients spatiaux du

champ de vitesse. Afin de vérifier si les effets de basculement sont effectivement à l'origine des comportements que nous observons sur les signaux de vorticité, on pourrait s'intéresser au champ de température. En effet, il existe aussi un processus de diffusion par le champ de température auquel notre technique expérimentale est sensible. Contrairement au champ de vorticité, qui est un champ vectoriel, le champ de température est un champ scalaire. On peut donc penser que les propriétés comportementales entre ces deux quantités sont à priori différentes. Notamment, on peut s'attendre à ce que le champ de température ne soit pas sensible aux effets de basculement.

La partie à temps long des corrélations de l'amplitude de vorticité est indépendante du nombre d'onde analysé. De plus, tous les modes de l'écoulement sont inter-corrélés sur la base du temps long τ_L impliquant par la même une dépendance statistique entre toutes les échelles de l'écoulement. Ainsi, tous les modes de Fourier de la vorticité sont pilotés par une fluctuation temporelle dont le temps caractéristique est de l'ordre du temps intégral T_I .

La turbulence à nombre de Reynolds modéré est un problème soumis à deux conditions aux limites : l'injection (associée à l'échelle intégrale L_I) et la dissipation (associée à l'échelle de Kolmogorov η). Il n'est donc pas surprenant que nos mesures exhibe un temps caractéristique auquel toutes les échelles de l'écoulement sont sensibles. Pour savoir quelle est la condition aux limites "*ma trese*", nous avons comparé les mesures de vorticité avec le champ de vitesse à grande échelle et le champ de dissipation. Cette comparaison montre qu'il existe une inter-corrélation entre tous ces champs sur la base du temps intégral T_I . Toutefois, aucun indice probant ne permet de conclure sur la nature des fluctuations temporelles à temps long. Ces différentes mesures révèlent cependant la présence d'intermittence temporelle sur les signaux de vorticité dans le sens où il existe une échelle de temps caractéristique qui pilote la dynamique à temps long de toutes les échelles de l'écoulement.

Si les corrélations temporelles font ressortir une échelle de temps commune à toutes les échelles de l'écoulement, l'étude des propriétés du niveau C_0 , reflétant l'importance de cette corrélation non locale, montre qu'il existe aussi une échelle spatiale caractéristique dont l'influence se fait ressentir à toutes les échelles.   cet effet, nous avons introduit un coefficient R qui prend en compte le nombre de réalisations intégrales au sein du volume de mesure acoustique à tout instant. Pour des échelles de la zone inertielle, C_0 présente une évolution en fonction de R qui révèle un caractère universel puisque cette tendance globale ne dépend ni du nombre d'onde analysé, ni de l'écoulement étudié, ni du nombre de Reynolds mis en jeu. Si dans la zone inertielle, l'évolution de C_0 est contrôlée par l'échelle intégrale de l'écoulement, dans la zone dissipative l'évolution de C_0 est affectée par les effets visqueux. Le phénomène de croissance du niveau C_0 lorsque l'on se rapproche de l'échelle de Kolmogorov η pourrait s'expliquer par la dissipation des structures en raison des effets visqueux. On pourrait voir là la compétition entre les deux conditions aux limites du processus turbulent. L'étude des statistiques des signaux d'amplitude de la vorticité révèle des comportements très similaires à ceux que nous obtenons pour C_0 . Nous suggérons ainsi

que les phénomènes observés sur la vorticité peuvent s'interpréter en termes de processus de cascade multiplicative mêlant intermittence et corrélations à longue portée.

Dans l'étude des écoulements turbulents on découple souvent, par souci de simplicité, l'aspect spatial et l'aspect temporel. En réalité, cette séparation est arbitraire puisqu'elle est imposée par un défaut des techniques d'investigation classiques. En effet, il est difficile de concevoir que dans un écoulement turbulent les fluctuations temporelles et spatiales "*s'ignorent*". L'avantage de notre technique de mesure réside dans le fait qu'elle nous donne accès de manière simultanée et indépendante à une description "*temps/échelle*" d'un écoulement turbulent.

Le point fort qui ressort de notre étude expérimentale est la mise en évidence d'une intermittence spatio-temporelle de la vorticité. Dans la zone inertielle, toutes les échelles sont affectées par les propriétés intégrales de l'écoulement : T_I et L_I . D  s lors que l'on étudie des échelle de la zone dissipative, on constate que les résultats expérimentaux sont affectés par l'échelle de dissipation. On voit donc qu'il existe une compétition permanente entre les conditions aux limites, autrement dit entre l'injection et la dissipation.

Bien entendu, notre étude n'est pas complète et il reste de nombreux points à traiter ou de nombreuses interprétations    vérifier. Une des voies à explorer consisterait à approfondir les recherches sur l'origine de la modulation à temps long des signaux de vorticité. En s'inspirant des travaux numériques récents sur la forçage de la turbulence on pourrait étudier l'effet d'une modulation de l'injection d'énergie à grande échelle. Nous avons vu que les coefficients R obtenus expérimentalement correspondent au début de la saturation du niveau C_0 . Il est indispensable de pousser les investigations plus en avant sur ce sujet pour déterminer si l'interprétation que l'on donne à C_0 se confirme. Enfin, notre étude fait clairement ressortir l'importance des propriétés intégrales de l'écoulement sur le phénomène d'intermittence. Les Simulations des Grandes Echelles s'inscrivent dans la lign  e des résultats que nous obtenons. Ainsi, des comparaisons avec des résultats de Simulations des Grandes Echelles pourraient apporter beaucoup de réponses à nos interrogations.

Bibliographie

- [1] H. Tennekes and J. L. Lumley, *A first course in turbulence*, MIT Press, 1972.
- [2] S.B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, 2003.
- [3] M. van Dyke, *An Album of Fluid Motion*, Parabolic Press, 1982.
- [4] A. La Porta, G. A. Voth, A. M. Crawford, J. Alexander, and E. Bodenschatz, “Fluid particle accelerations in fully developed turbulence,” *Nature*, vol. 409, pp. 1017–1019, 2001.
- [5] N. Mordant, “Mesure lagrangienne en turbulence : mise en oeuvre et analyse,” 2001, Thèse de doctorat.
- [6] P. Gervais, “Mesure acoustique de vitesse lagrangienne dans un jet d’air turbulent,” 2005, Thèse de doctorat.
- [7] J. C. H. Fung and J. C. Vassilicos, “Two-particle dispersion in turbulentlike flows,” *Phys. Rev. E*, vol. 57(2), pp. 1677–1690, 1998.
- [8] M. E. Brachet, “Direct simulation of three-dimensional turbulence in the taylor-green vortex,” *Fluid Dynamics Research*, vol. 8, pp. 1–8, 1991.
- [9] J. W. Wallace and J. F. Foss, “The measurements of vorticity in turbulent flows,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 27, pp. 469–514, 1995.
- [10] Y. Zhu and R. A. Antonia, “The spatial resolution of the hot-wire arrays for the measurement of small-scale turbulence,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 7, pp. 1349–1359, 1996.
- [11] C. Baudet, S. Ciliberto, and J.-F. Pinton, “Spectral analysis of the von kàrmàn flow using ultrasound scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 193–195, 1991.
- [12] A. N. Kolmogorov, “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers (first published in dokl. akad. nauk sssr (1941) 30(4)),” *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 434, pp. 9–13, 1991.
- [13] U. Frisch, *Turbulence*, Cambridge University Press, 1995.
- [14] A. N. Kolmogorov, “A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number,” *J. Fluid Mech.*, vol. 13, pp. 82–85, 1962.
- [15] R. H. Kraichnan, “On kolmogorov’s inertial-range theories,” *J. Fluid Mech.*, vol. 62, pp. 305–330, 1974.

- [16] R. H. Kraichnan, "Turbulent cascade and intermittency growth," *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 434, pp. 65–78, 1991.
- [17] F. Anselmet, Y. Gagne, E. J. Hopfinger, and R. A. Antonia, "High-order velocity structure functions in turbulent shear flows," *J. Fluid Mech.*, vol. 140, pp. 63–89, 1984.
- [18] B. Dhruva, Y. Tsuji, and K. R. Sreenivasan, "Transverse structure functions in high reynolds number turbulence," *Phys. Rev. E*, vol. 56, pp. 4928, 1997.
- [19] Y. Malécot, "Intermittence en turbulence 3d : statistiques de la vitesse et de la vorticité," 1998, Thèse de doctorat.
- [20] Y. Gagne, B. Castaing, C. Baudet, and Y. Malécot, "Reynolds log-similarity of the third-order velocity structure functions," *Advances in Turbulence X, (Proceedings of the tenth European Turbulence Conference)*, pp. 487–490, 2004.
- [21] 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*, vol. 16, pp. 549–, 2000.
- [22] L. Chevillard, N. Mazellier, C. Poulain, Y. Gagne, and C. Baudet, "Statistics of fourier modes of velocity and vorticity in turbulent flows : intermittency and long-range correlations," *Phys. Rev. Lett.*, En cours d  dition.
- [23] G. Lespinard, "Contribution    l  tude de la transition en couche limite : effet de l  aspiration pari  tale," 1968, Thèse de doctorat.
- [24] C. Bailly and G. Comte-Bellot, *Turbulence*, CNRS   ditions, 2003.
- [25] E. Villiermaux, J. Sommeria, Y. Gagne, and E. J. Hopfinger, "Oscillatory instability and genesis of turbulence behind a high solidity grid," *Eur. J. Mech., B/Fluids*, vol. 10, pp. 1–13, 1991.
- [26] G. Comte-Bellot and S. Corrsin, "The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence," *J. Fluid Mech.*, vol. 25, pp. 657–682, 1966.
- [27] H. Kahalerras, "Etude expérimentale de la profondeur de la cascade de l  intermittence," 1997, Thèse de doctorat.
- [28] G. Comte-Bellot, "Hot-wire anemometry," *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, pp. 209–231, 1976.
- [29] F. H. Champagne, C. A. Sleicher, and O. H. Wehrmann, "Turbulence measurements with inclined hot-wires (part 1) : heat transfert experiments with inclined hot-wire," *J. Fluid. Mech.*, vol. 68, pp. 153–175, 1967.
- [30] I. Wygnanski and H. Fieldler, "Some measurements in the self-preserving jet," *J. Fluid Mech.*, vol. 38, pp. 577–612, 1969.
- [31] R. A. Antonia, B. R. Satyaprakash, and A. K. M. F. Hussain, "Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets," *Phys. Fluids*, vol. 23, pp. 695–699, 1980.

- [32] P. N. Papanicolaou and E. J. List, "Investigations of round vertical turbulent buoyant jets," *J. Fluid Mech.*, vol. 195, pp. 341–391, 1988.
- [33] M. S. Mohamed and J. C. LaRue, "The decay power law in grid-generated turbulence," *J. Fluid Mech.*, vol. 219, pp. 195–214, 1990.
- [34] W. K. George, "The decay of homogeneous isotropic turbulence," *Phys. Fluids A*, vol. 4(7), pp. 1492–1509, 1992.
- [35] J. L. Lumley, "Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows," *Phys. Fluids*, vol. 8(6), pp. 1056–1062, 1965.
- [36] R. J. Hill, "Corrections to Taylor's frozen turbulence approximation," *Atmospheric Research*, vol. 40, pp. 153–175, 1996.
- [37] W. K. George, H. H. Hussein, and S. H. Woodward, "An evaluation of the effect of a fluctuation convection velocity on the validity of the Taylor's hypothesis," *Proceeding Xth Australian Fluid Mechanics Conference (Melbourne)*, pp. 11.5–11.8, 1989.
- [38] W. J. A. Dahm and K. B. Southerland, "Experimental assessment of Taylor's hypothesis and its applicability to dissipation estimates in turbulent flows," *Phys. Fluids*, vol. 9, pp. 2101–2107, 1997.
- [39] E. Gledzer, "On the Taylor hypothesis corrections for measured energy spectra of turbulence," *Physica D*, vol. 104, pp. 163–183, 1997.
- [40] C. Simand, "Etude de la turbulence inhomogène au voisinage d'un vortex intense," 2002, Thèse de doctorat.
- [41] A. S. Monin and A. M. Yaglom, *Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence*, MIT Press, 1975.
- [42] A. N. Kolmogorov, "Dissipation of energy in locally isotropic turbulence (first published in dokl. akad. nauk sssr (1941) 30(4))," *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 434, pp. 9–13, 1991.
- [43] K. R. Sreenivasan and R. A. Antonia, "The phenomenology of small-scale turbulence," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 29, pp. 435–472, 1997.
- [44] T. S. Lundgren, "An inertial range scaling law," *Advances in Turbulence X, (Proceedings of the tenth European Turbulence Conference)*, pp. 433–440, 2004.
- [45] C. A. Friehe, C. W. Van Atta, and C. H. Gibson, "Jet turbulence : dissipation rate measurements and correlations," *Turbulence shear flows, (Proceedings of the AGARD Conference)*, vol. 93, pp. 18–1, 1972.
- [46] R. H. Kraichnan, "The scattering of sound in a turbulent medium," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 25, pp. 1096–1104, 1953.
- [47] B.T. Chu and L.S.G. Kovásznyai, "Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas," *J. Fluid Mech.*, vol. 3, pp. 494–514, 1958.
- [48] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens, and J.V. Sanders, *Fundamentals of acoustics*, Wiley Science Paperback Series, 1982.

- [49] D.A. Selivanovsky and A.B. Ezersky, "Sound scattering by hydrodynamic wakes of sea animals," *ICES J. Marine Science*, vol. 53, pp. 377–381, 1996.
- [50] S. Blanc, P. Mosto, M.E. de Milou, and C. Benitez, "An alternative proposal : acoustic techniques to asses detection and monitoring of toxic algal blooms," *Gayana T. I. Proc. Concepción*, vol. 68(2), pp. 54–59, 2004.
- [51] C.F. Bohren and D.R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*, Wiley Science Paperback Series, 1998.
- [52] O. Glatter and O. Kratky, *Small angle X-Ray scattering*, Academic Press, London, 1982.
- [53] A.L. Fabrikant, "Sound scattering by vortex flows," *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 29, pp. 152–154, 1983.
- [54] F. Lund and C. Rojas, "Ultrasound as a probe of turbulence," *Physica D*, vol. 37, pp. 508–514, 1989.
- [55] W. Baerg and W.H. Schwarz, "Measurements of the scattering of sound from turbulence," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 39, pp. 1125–1132, 1966.
- [56] C. Stern and D. Grésillon, "Fluctuations de densité dans la turbulence d'un jet. observation par diffusion rayleigh et détection hétérodyne," *J. Physique*, vol. 44, pp. 1325–1335, 1983.
- [57] J.-F. Pinton, C. Laroche, S. Fauve, and C. Baudet, "Ultrasound scattering by buoyancy driven flows," *J. Phys. II France*, vol. 3, pp. 767–773, 1993.
- [58] P.R. Gromov, A.B. Ezerskii, and A.L. Fabrikant, "Sound scattering by a vortex wake behind a cylinder," *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 28, pp. 452–455, 1982.
- [59] N. Peake and D.G. Crighton, "Active control of sound," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 32, pp. 137–164, 2000.
- [60] C. Poulain, "Turbulence dans l'espace de fourier : Mesures de vorticité par diffusion acoustique," 2003, Thèse de doctorat.
- [61] H. Tennekes, "Fourier-transform ambiguity in turbulence dynamics," *J. Atmos. Sci.*, vol. 33, pp. 1660–1663, 1976.
- [62] von D. Anke, "An air sound transducer for frequencies in the range 50 khz to 100 khz using the sell principle," *Acustica (en allemand)*, vol. 30(1), pp. 30–39, 1974.
- [63] J. Max, *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques : tome 1 et 2*, Masson, 1981.
- [64] F. Minard, "Caractérisation d'une chaîne de mesure de la vorticité par diffusion acoustique," *Stage de Maîtrise, Université de Grenoble I*, 2004.
- [65] F. Minard, "Transducteurs acoustiques : application à la mesure de vorticité par diffusion ultrasonore dans un jet d'air turbulent," *Stage de licence, Université de Grenoble I*, 2003.
- [66] S. Rajagopalan and R. A. Antonia, "Rms spanwise vorticity measurements in a turbulent boundary layer," *Exp. Fluids*, vol. 14, pp. 142–144, 1993.

- [67] R. A. Antonia, S. Rajagopalan, and Y. Zhu, "Scaling of mean square vorticity in turbulent flows," *Exp. Fluids*, vol. 20, pp. 393–394, 1996.
- [68] H. S. Shafi and Antonia R. A., "Small-scale characteristics of a turbulent boundary layer over a rough wall," *J. Fluid Mech.*, vol. 342, pp. 263–293, 1997.
- [69] R. Schulz and W. Staude, "Determination of the velocity gradient correlation in a turbulent channel flow by laser-light scattering," *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. 31, pp. 3066–3081, 1998.
- [70] A. D. Pierce, *Acoustics*, Acoustical society of America, 1989.
- [71] C. Poulain, N. Mazellier, P. Gervais, Y. Gagne, and C. Baudet, "Spectral vorticity and lagrangian velocity measurements in turbulent jets," *Flow Turb. Comb.*, vol. 72, pp. 245–271, 2004.
- [72] N. Mazellier, "Mesure de vorticité par diffusion ultrasonore au sein d'un jet rond turbulent," *Stage de DEA, Universit   de Grenoble I*, 2002.
- [73] C.-M. Ho and L.S.G. Kov  sznay, "Propagation of a coherent acoustic wave through a turbulent shear flow," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 60, pp. 40–45, 1976.
- [74] M. S. Korman and R. T. Beyer, "The scattering of sound by turbulence in water," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 67, pp. 1980–1986, 1980.
- [75] D. Grésillon, G. Gemaux, B. Cabrit, and J. P. Bonnet, "Observation of supersonic turbulent wakes by laser fourier densitometry (lfd)," *Eur. J. Mech., B/Fluids*, vol. 5, pp. 415–436, 1990.
- [76] J. P. Bonnet, T. Ouzaa, and D. Grésillon, "Collective light scattering (cls) and the diagnostics of velocity fluctuations in supersonic flows," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 58, pp. 1021–1024, 1996.
- [77] R. A. Antonia, T. Zhou, and Y. Zhu, "Three-component vorticity measurements in a turbulent grid flow," *J. Fluid Mech.*, vol. 374, pp. 29–57, 1998.
- [78] C. Baudet and R. H. Hernandez, "Spatial enstrophy spectrum in a fully turbulent jet," *Advances in Turbulence VI*, pp. 421–424, 1996.
- [79] N. Schaeffer, "Diffusion d'ultrasons : mesures dans un jet d'air turbulent," *Stage de DEA, Ecole Normale Supérieure de Lyon*, 2001.
- [80] H. Tennekes, "Eulerian and lagrangian time microscales in isotropic turbulence," *J. Fluid Mech.*, vol. 67, pp. 561–567, 1975.
- [81] P. A. O'Gorman and D. I. Pullin, "On modal time correlations of turbulent velocity and scalar fields," *Journal of Turbulence*, vol. 5, pp. 1–21, 2004.
- [82] N. Mordant, J. Delour, E. L  veque, A. Arn  odo, and J.-F. Pinton, "Long time correlations in lagrangian dynamics : a key to intermittency in turbulence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89(25), pp. (254502)1–4, 2002.
- [83] D. R. Osborne, J. C. Vassilicos, and J. D. Haigh, "One-particle two-time diffusion in three-dimensional homogeneous isotropic turbulence," *Phys. Fluids*, vol. 17, pp. (035104)1–11, 2005.

- [84] C. Honoré and D. Grésillon, “Turbulence cascade and dynamical exchange between spatial scales,” *J. Fluid Mech.*, vol. 411, pp. 187–211, 2000.
- [85] G. Comte-Bellot and S. Corrsin, “Simple eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid-generated ‘isotropic’ turbulence,” *J. Fluid Mech.*, vol. 48, pp. 273–337, 1971.
- [86] E. Lévéque and C. R. Coudella, “Finite-mode spectral model of homogeneous and isotropic navier-stokes turbulence : a rapidly depleted energy cascade,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86(18), pp. 4033–4036, 2001.
- [87] Z.-S. She, E. Jackson, and S. A. Orszag, “Intermittent vortex structures in homogeneous isotropic turbulence,” *Nature*, vol. 344, pp. 226–228, 1990.
- [88] M. Yokokawa, K. Itakura, A. Uno, T. Ishihara, and Y. Kaneda, “16.4-tflops direct numerical simulation of turbulence by a fourier spectral method on the earth simulator,” *Source Internet*, 2002.
- [89] S. Douady, Y. Couder, and M. E. Brachet, “Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67(8), pp. 983–986, 1991.
- [90] T. Elenbaas, W. van de Water, N. Dam, and J. J. ter Meulen, “The stretching of material lines in turbulent air,” *Advances in Turbulence X*, 2004.
- [91] S. Kida and S. Goto, “Line statistics : stretching rate of passive lines in turbulence,” *Phys. Fluids*, vol. 14, pp. 352–361, 2002.
- [92] S. Kida and S. Goto, “Mixing transition in statistics of material object stretching in stationnary homogeneous turbulence,” *Advances in Turbulence X*, pp. 275–278, 2004.
- [93] S. Chen, G. D. Doolen, R. H. Kraichnan, and Z.-S. She, “On statistical correlations between velocity increments and locally averaged dissipation in homogeneous turbulence,” *Phys. Fluids*, vol. 5(2), pp. 458–463, 1993.
- [94] J. H. Titon and O. Cadot, “The statistics of power injected in a closed turbulent flow : constant torque forcing versus constant velocity forcing,” *Phys. Fluids*, vol. 15(3), pp. 625–640, 2003.
- [95] B. R. Pearson, A. Y. Tarek, A. Brandenburg, and P.-A. Krogstad, “Delayed correlation between turbulent energy injection and dissipation,” *Phys. Rev. E*, vol. 70(056301), pp. 1–6, 2004.
- [96] A. K. Kuczaj, B. J. Geurts, and D. Lohse, “Response maxima in time-modulated turbulence : Direct numerical simlations,” *Europhysics Letters*, Preprint.
- [97] A. von der Heydt, S. Grossman, and D. Lohse, “Response maxima in modulated turbulence,” *Physical Review E*, vol. 67, pp. 046308–1–12, 2003.
- [98] A. von der Heydt, S. Grossman, and D. Lohse, “Response maxima in modulated turbulence ii. numerical simulations,” *Physical Review E*, vol. 68, pp. 066302–1–10, 2003.

- [99] O. Cadot, J. H. Titon, and D. Bonn, “Experimental observation of resonances in modulated turbulence,” *J. Fluid Mech.*, vol. 485, pp. 161–170, 2003.
- [100] J. Delour, “Processus aléatoires auto-similaires : applications en turbulence et en finance,” 2001, Thèse de doctorat.
- [101] L. Chevillard, “Description multifractale unifiée du phénomène d’intermittence en turbulence eulérienne et lagrangienne,” 2004, Thèse de doctorat.
- [102] L. Chevillard, S. G. Roux, E. Lévêque, N. Mordant, J.-F. Pinton, and A. Arneodo, “Lagrangian velocity statistics in turbulent flows : effects of dissipation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91 :214502, pp. 214502, 2003.
- [103] Y. Gagne, “Contribution à l’étude expérimentale de l’intermittence de la turbulence à petite échelle,” 1980, Thèse de doctorat.
- [104] R. A. Antonia, N. Phan-Thien, and B. R. Satyaprakash, “Autocorrelation and spectrum of dissipation fluctuations in a turbulent jet,” *Phys. Fluids*, vol. 24(3), pp. 554–555, 1981.
- [105] M. Nelkin, “Enstrophy and dissipation must have the same scaling exponent in the high reynolds number limit of fluid turbulence,” *Phys. Fluids*, vol. 11(8), pp. 2202–2204, 1999.
- [106] M. E. Cates and J. M. Deutsch, “Spatial correlations in multifractals,” *Phys. Rev. A*, vol. 35(11), pp. 4907–4910, 1987.
- [107] S. Chen, Sreenivasan K. R., and M. Nelkin, “Inertial range scalings of dissipation and enstrophy in isotropic turbulence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79(7), pp. 1253–1256, 1997.
- [108] B. W. Zeff, D. D. Lantermen, R. McAllister, R. Roy, E. J. Kostelich, and D. P. Lathrop, “Measuring intense rotation and dissipation in turbulent flows,” *Nature*, vol. 421, pp. 146–149, 2003.
- [109] Z. Warhaft, “Passive scalars in turbulent flows,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 32, pp. 203–240, 2000.
- [110] C. Brun and A. Pumir, “Statistics of fourier modes in a turbulent flow,” *Phys. Rev. E*, vol. 63, pp. 056313–1–13, 2001.
- [111] P. Kestener and A. Arneodo, “Generalizing the wavelet-based multifractal formalism to random vector fields : application to three-dimensional turbulence velocity and vorticity data,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93(4), pp. (044501)1–4, 2004.
- [112] H. Kahalerras, Y. Malécot, Y. Gagne, and B. Castaing, “Intermittency and reynolds number,” *Phys. Fluids*, vol. 10(4), pp. 910–921, 1998.
- [113] T. Katsuyama, M. Inoue, and K.-I. Nagata, “Gabor transform and intermittency in turbulence,” *Phys. Rev. E*, vol. 51(6), pp. 5571–5576, 1995.

Annexe A

Article 1 soumis à Physical Review Letters

Time dynamic of Fourier modes in turbulence: Sweeping effect, long-time correlations and temporal intermittency

C. Poulain*, N. Mazellier, Y. Gagne, and C. Baudet

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

LEGI 38041 Grenoble, Cedex 9, France

(Dated: November 18, 2005)

We present the results of an experimental study of the spatial Fourier modes of the vorticity in a turbulent jet flow. By means of an acoustic scattering setup we have recorded the evolution in time of Fourier modes of the vorticity field, characterized by well defined wavevectors $\vec{k}$. By computing the auto-correlation of the amplitude of the Fourier modes we evidence that, whatever the length scale (or equivalently $\vec{k}$), the dynamic evolution of the vorticity field involves two well separated time scales. We have also performed the simultaneous acquisitions of pairs of Fourier modes with two wavevectors k and k' . Whatever the spectral gap $k - k'$, any pair of Fourier modes exhibits a significant cross-correlation over long time delays, indicating a strong statistical dependence between scales, at variance with the original 1941 Kolmogorov's theory. We interpret our experimental findings as a manifestation of the temporal intermittency of turbulence, closely related to the fluctuations in time of the energy injected at large scales.

PACS numbers: 47.27.Gs, 47.32.Cc, 43.28.-g

Statistical intermittency remains one of the main puzzling features of turbulence, still unresolved [1]. At the experimental level, following Kolmogorov initial prediction [2], the scale evolution of the turbulence statistical properties can be traced by computing the spatial velocity increments, $\delta u_r(x, t) = u(x + r, t) - u(x, t)$. Usually, one resorts to hot-wire anemometry providing Eulerian measurements of the longitudinal velocity component at one point x_o along time t . Scale dependence is then recovered by mapping time increments δt of the Eulerian signal onto spatial increments $r = -U_{avg}\delta t$ according to the Taylor hypothesis of *frozen turbulence* [1]: $\delta u_r(t) = u(x_o, t) - u(x_o, t - r/U_{avg})$. In the present paper, we present an alternate and efficient way to experimentally study statistical scale dependence in turbulent flows, relying on a direct spatial Fourier analysis of the vorticity field. Indeed, spectral measurements, based on wave scattering experiments are commonly used in various domains of research in physics, starting with phase transitions and critical phenomena in condensed matter physics where light and neutron scattering techniques are largely widespread.

According to Kolmogorov *refined similarity hypothesis* [1, 3], statistical intermittency of turbulent flows is the consequence of the strong spatial heterogeneity (possibly multifractality) of the local energy transfer rate, related to some kind of multiplicative cascade process of the kinetic energy across scales. In the spirit of Kolmogorov approach, the energy transfer rate is also expected to display strong time fluctuations, reflecting unavoidable fluctuations of the energy injected at large scales. Recently,

it has been suggested [4], that the study of dynamical multiscaling (time dependence of the velocity structure functions) could be of valuable help for a better comprehension of turbulence intermittency. Unfortunately, as implicitly stated by the Taylor hypothesis, the statistics of Eulerian velocity increments are strongly dominated by the spatial features of the flow and thus, weakly sensitive to its temporal fluctuations. Actually, it is generally accepted that the latter fact is a direct consequence of the random character of the advection by the large scale flow, past any Eulerian probe, of the whole velocity field (the so-called sweeping effect [5, 6]). The main interest of our acoustic scattering experiments lies in the fact that, contrary to classical Eulerian measurements, the scale dependence (through the selection of a unique wavevector $\vec{k}$) is performed independently of the time evolution of the collected signal, thanks to the direct spatial Fourier transform involved in the scattering process.

It is now well established on both theoretical [7, 8] and experimental basis [9–11], that acoustic waves propagating in a turbulent medium can be scattered by vorticity fluctuations. As in any scattering experiments, it may be shown [8] that, due to the coherent average of the waves scattered by the vorticity distribution, the overall scattered amplitude $p_{scatt}(t)$ is linearly related to the spatial Fourier transform of the vorticity field according to :

$$p_{scatt}(t) \propto \tilde{\omega}_{\perp}(\vec{k}, t) \cdot p_0(t) \quad (1)$$

where :

$$\tilde{\omega}_{\perp}(\vec{k}, t) = \iiint_{V_{scatt}} \omega_{\perp}(\vec{x}, t) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x \quad (2)$$

the scattering wavevector $\vec{k}$ being a function of the in-

*permanent address: *Commissariat à l'Energie Atomique (CEA)*
17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble, France

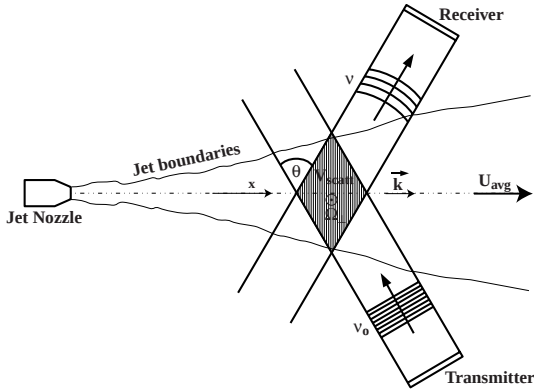


FIG. 1: Sketch of the experimental setup: turbulence is produced by a turbulent round jet at $R_\lambda \simeq 600$. The wavevector $\vec{k}$ is parallel to the mean flow axis (x) while the probed component of the vorticity vector field is perpendicular to the scattering plane.

coming sound frequency ν_0 and the scattering angle θ :

$$\vec{k} = 4\pi\nu_0 \sin(\theta/2) / c \vec{x} \quad (3)$$

with c the sound speed. Note that only the component of the vorticity vector field, normal to the scattering plane, is involved in the scattered amplitude (index $\perp$). The scattering setup consists in a bistatic configuration (Fig. 1): a plane ultrasound wave $p_0(t)$, with frequency ν_0 , continuously insonifies the turbulent flow and the acoustic amplitude $p_{scatt}(t)$, scattered in the direction θ , is recorded by a receiver over several integral time scales. Both acoustic transmitter and receiver work in a linear regime (they are phase sensitive). According to equation (1), a direct image of the spatial Fourier mode of the vorticity at wavevector $\vec{k}$, is obtained by a simple heterodyne demodulation providing a complex signal (phase and amplitude). We will now focus on the time behavior of the Fourier modes of vorticity $\tilde{\omega}(\vec{k}, t)$, as a function of the length scale parameter k . Although a Fourier mode is a complex quantity (as is the demodulated scattered signal), we will restrict ourselves to the amplitude of the signal: $|\tilde{\omega}_\perp(\vec{k}, t)|$ hereafter noted $\omega(k, t)$ for sake of simplicity. We have investigated the statistical properties of a turbulent round air jet at room temperature. The direction of the probed vorticity field is radial, while the direction of the scattering wavevector $\vec{k}$ is aligned with the mean flow velocity. The flow emerges in the x direction from a nozzle of diameter $D = 0.12m$ (see Fig. 1). Throughout the experiment, the scattering angle is kept at a constant value and different wavevectors are analysed by varying the incoming sound frequency ν_0 . As the scattering angle θ is constant, one can show that, in our bistatic configuration, the spectral resolution is given by $\delta k \sim V_{scatt}^{-1/3}$, independent of the analysed wavenumber k [11]. The measurement volume V_{scatt} is defined

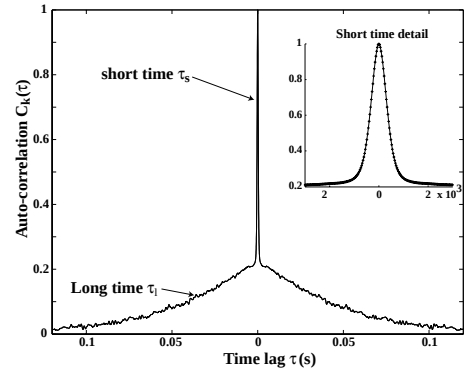


FIG. 2: Time auto-correlation function $C_k(\tau)$ at wavenumber $k = 1200m^{-1}$. The global shape is similar for all analysed wavenumbers: a short-time decorrelation with characteristic time τ_S (see insert for detail), followed by a much slower decrease, with characteristic time τ_L (see also Fig. 4 (a) for a log-lin plot). Here, $\tau_S = 0.88ms$ and $\tau_L = 45ms$.

by the intersection of the incident and detected acoustic beams and mainly depends on θ and on the size of both acoustic transducers. The center of the measurement volume is positionned 40 nozzle diameters downstream, in a region where turbulence is fully developed and statistically homogeneous. With $\theta = 40^\circ$ and a diameter of the circular transducers of $14cm$, the linear extension of V_{scatt} is of the order of the integral length scale of the jet flow estimated to $L = 0.36m$. Additional flow parameters have also been estimated, using conventional hot-wire anemometry: the Taylor micro-scale is $\lambda_T = 7.6mm$ and the associated Taylor-based Reynolds number $R_\lambda = u'\lambda_T/\nu$ worths $R_\lambda \simeq 600$ where u' is the longitudinal root-mean-square of the longitudinal velocity fluctuations.

From the time signals $\omega(k, t)$, collected at a fixed wavevector $\vec{k}$, we compute the time auto-correlation function $C_k(\tau) = \langle \omega(k, t) \omega(k, t - \tau) \rangle_t$ where $\langle . \rangle_t$ stands for the time average. A typical evolution of the normalized $C_k(\tau)$ ($C_k(0) = 1$), with respect to the time lag τ , is sketched on figure 2. Whatever the turbulent scale k , the same global shape is found, exhibiting two different and well separated characteristic times. For time lags close to zero, one observes a rapid decrease, with a more or less Gaussian shape. At larger time lags, a much slower decrease is visible, with a nearly exponential behavior as evidenced on the semi-log representation in Figure 4 (a). Let us estimate the short time τ_S , by measuring the half amplitude width ($C_k(\tau_S) = 1/2$ in the small lags region, and the long time τ_L , with an exponential fit of the tails of $C_k(\tau)$ at large times. Although such a Gaussian shape at short times has been predicted in some theoretical models [12, 13], the long time behaviour does not seem to have ever been reported.

We now turn to the scaling of those two characteristic times with the wavenumber k . By tuning the incoming

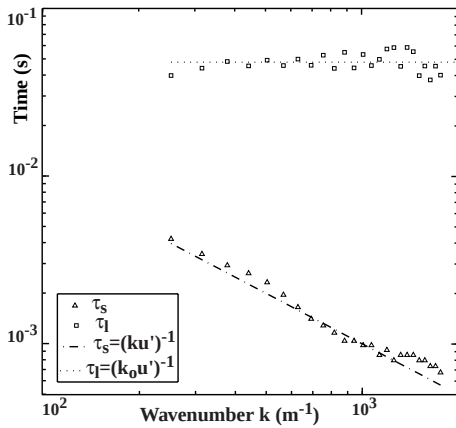


FIG. 3: Loglog plot of the evolution of the two characteristic times of Fourier modes in turbulence.

sound frequency ($10kHz \leq \nu_o \leq 170kHz$), we have successively probed a decade of wavenumbers k , spanning the inertial range of the turbulent flow down to the dissipative range ($0.30 < k\lambda_T/2\pi < 4.7$). Figure 3 clearly reveals two different behaviours: τ_S is scale dependent while τ_L is not. Systematic studies, performed in various flow configurations (velocity u' and integral scale L) gave us reliable results for both times. As for the short time τ_S , it decreases with k following the power law $\tau_S \propto (ku')^{-1}$. In our experiments, the proportionality constant is about 1, and slightly decreases with the Reynolds number. Such a scaling law, involving the root mean square velocity (a large scale quantity), is usually ascribed to a sweeping effect associated with the random advection of the vorticity field by the large scale velocity fluctuations, according to Navier-Stokes equation. The consequence of the sweeping, with respect to Eulerian turbulence statistics, is a controversial question as regards the $-5/3$ exponent of the power-law scaling of the turbulent energy-spectrum [5, 6, 14–16]. However, it is generally well accepted that the sweeping effect is responsible for the unexpected (according to the global scale invariance hypothesis) $f^{-5/3}$ power law behaviors of the spectra of powers ($p > 2$) of the Eulerian turbulent velocity fluctuations $|u'|^p$ (where f is the temporal frequency) [6]. Accordingly, our experimental results confirm that this latter effect can be more clearly evidenced in the Fourier domain as suggested in reference [17]. Let us now turn to the large time τ_L : as we have checked extensively (by varying acoustic as well as hydrodynamic conditions separately) τ_L is *not* scale dependent but rather depends on the forcing scales. Actually, we found that: $\tau_L \propto (k_L u')^{-1}$ where $k_L = 2\pi/L$ is the large scale wavenumber. The fact that this long time correlation is not scale dependent and, besides, remains almost identical whatever the probed scale, with a significant correlation level (about 20% Figs. 4 (a)-(b)) is noteworthy. First, the time τ_L is exactly proportional to

the integral Eulerian time (extracted from the velocity auto-correlation function see Fig. 4 (c)), with a proportionality constant of one: $\tau_L \approx (k_L u')^{-1}$. Second, the long-time invariant behaviour through the scales, contrary to the scale dependence of the short time, indicates that it is not possible to find a scaling transformation which leads to a collapse of all the correlation functions onto a single one. We are lead to the conclusion that the coexistence of these two characteristic times indicates a lack of global scale invariance in the cascade process. In the spirit of spatial intermittency, related to the absence of an universal shape of the probability density functions of the spatial velocity increments, it is thus tempting to term our observations as a manifestation of temporal intermittency. It is worth mentioning, at this point, that we have also evidenced some influence of the spatial intermittency of turbulence, manifested by a significant dependence of the statistics of the spatial Fourier modes on the spectral resolution δk or the spatial extension $V_{scatt}^{-1/3}$ of the experimental setup with respect to the integral length scale of the turbulent flow [18].

The close resemblance in the long time evolution of any pair of spatial Fourier modes with different wavenumbers k and k' , suggests that they could be dynamically driven by the very same large scale process. To get further insight about this observation, we have performed simultaneous acquisitions of two distinct spatial Fourier modes k and k' . Provided the spectral gap $k - k'$ is large enough, such measurements can be performed by driving a single transmitter with the sum of two sine waves with the appropriate frequencies ν_o and ν'_o (Eqn. 3). The scattered pressure signals, around each incoming frequency, can be easily separated by means of two simple band-pass filtering operations. To avoid spurious interference effects, the same investigation could also be performed by using a second pair of transducers defining a second independent scattering channel as in [10]. However, the single pair configuration presents the advantages of a better wavevector alignment as well as the best possible measurement volume matching. Actually, we have carefully checked that both setups give the same results. From two *synchronous* time series (at k and k'), with a well controlled spectral gap $k - k'$, we have computed the cross-correlation function $C_{k,k'}(\tau) = \langle \omega(k, t) \omega(k', t - \tau) \rangle_t$, of two spatial Fourier modes. A typical example of this cross-correlation is represented on Fig. 4 (c) (the same behaviour is observed whatever the scale separation). We have also represented on Fig. 4 (a) (resp (b)), the auto-correlation function of the two spatial Fourier modes with wavenumbers k (resp. k'). A significant level of cross-correlation is observed for time lags up to the integral time scale, with a shape and an amplitude close to that of both auto-correlation functions. The main difference between auto-correlation and cross-correlation functions lies in the absence of the rapid decay at small time lags for the cross-correlation. We are lead to the conclusion that

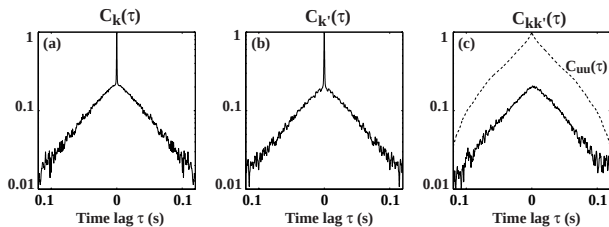


FIG. 4: Log-lin plots of time correlation functions: (a) auto-correlation $C_k(\tau)$ for $k = 1200m^{-1}$ (as in Fig. 2), (b) auto-correlation $C'_k(\tau)$ for $k = 820m^{-1}$, (c) solid line: cross-correlation $C_{kk'}(\tau)$ between the two foregoing Fourier modes, dotted line: auto-correlation $C_{uu}(\tau)$ of the Eulerian longitudinal velocity u at the center of V_{scatt} .

the two observed behaviours (short and long time correlation) should be associated to two different dynamical process driving the vorticity field. We also point out the fact that the existence of a significant cross-correlation between the two spatial Fourier modes k and k' implies a strong statistical dependance between scales, irrespective of the spectral gap $k - k'$. This new result, is clearly at variance with the initial Kolmogorov 1941 theory [2]. As far as the long time driving process is concerned, the significant cross-correlation level suggests that all scales are *instantaneously* driven by the same process (possibly multiplicative). Our belief is that the observed long time statistical dependance could be related to some memory effect of the time fluctuations of the energy injection at large scales, in the spirit of Landau's objection formulated against the K41 model in 1944 [1, 19].

To summarize, acoustic scattering allows the direct spectral probing, continuously in time, of spatial Fourier modes of one component of the vorticity vector field. Thanks to a good spectral resolution, the proper selection of a well defined wavevector $\vec{k}$ of the turbulent flow results in an unambiguous separation of the spatial and time features of the turbulent dynamic. As a first result, we clearly evidence sweeping effects, manifesting as a rapid and scale dependent decorrelation with a nearly Gaussian shape. A long-time correlation, over time lags up to the integral time scale, is also observed together with a significant statistical dependency between scales. We propose to ascribe our experimental observations to some large scale temporal intermittency (in contrast with the usual small scale spatial intermittency of the spatial velocity increments). A plausible explanation for the source of such time intermittency, could be the temporal fluctuations of the rate of energy injection at large scales. We want to stress that, as we have observed similar statistical behaviours at smaller Reynolds numbers (in a grid turbulence at $Re_\lambda \simeq 100$), as well as at much

higher Reynolds numbers (up to $Re_\lambda \simeq 6000$, in a cryogenic Helium jet facility at CERN [20]), this could well be a generic feature of flow turbulence.

This work is fully supported by the French Ministère de la Recherche and Université Joseph Fourier (PPF plateforme expérimentale de spectroscopie acoustique multi-échelles). We wish to acknowledge Laurent Chevillard for fruitful discussions. We also thank Jean-Paul Barbier-Neyret and Joseph Virone for their valuable technical help.

-
- [1] U. Frisch, *Turbulence, The Legacy of A.N. Kolmogorov*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
 - [2] A. N. Kolmogorov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 30, 301 (1941); reprinted in Proc. R. Soc. Lond. A 434, 9 (1991).
 - [3] A.N. Kolmogorov, J. Fluid Mech. 13, 82 (1962).
 - [4] (a) S. Dhar, A. Sain, and R. Pandit, Phys. Rev. Lett., Vol. 78, 2964 (1997). (b) D. Mitra and R. Pandit, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 318, Issues 1-2 (2003). (c) D. Mitra and R. Pandit, Phys. Rev. Lett., Vol. 93, 024501 (2004).
 - [5] S. Chen and R.H. Kraichnan, Phys. Fluids A 1, pp. 2019-2024 (1989).
 - [6] M. Nelkin and M. Tabor, Phys. Fluids A, **2**, 1, pp. 81-83 (1990).
 - [7] R.H. Kraichnan, J. Acoust. Soc. Am. **25** pp 1096-1104 (1953).
 - [8] F. Lund and C. Rojas, Physica D, **37** pp. 508-514 (1989).
 - [9] C. Baudet, S. Ciliberto and J.F. Pinton, Phys. Rev. Lett. **67-2** (1991).
 - [10] C. Baudet, O. Michel, and W. J. Williams., Physica D, **128**, pp. 1-17, (1999).
 - [11] C. Poulain, N. Mazellier, P. Gervais, Y. Gagne and C. Baudet, Flow, Turb. Comb. **72**, 245 (2004).
 - [12] W. Heisenberg, Z. Phys., **124**, pp. 628-657 (1948).
 - [13] R. H. Kraichnan, J. Fluid Mech., **5**, pp. 497-543 (1959).
 - [14] A. A. Praskovsky *et al.* J. Fluid Mech., **248**, pp. 493-511 (1993).
 - [15] H. Tennekes, J. Fluid Mech., **67**, pp. 561-567 (1975).
 - [16] V. Yakhot *et al.*, Phys. Fluids A, **1**, 2, pp. 184-186 (1989).
 - [17] P. A. O'Gorman and D. I. Pullin, J. of Turb., **5**, 035 (2004).
 - [18] L. Chevillard, N. Mazellier, C. Poulain, Y. Gagne and C. Baudet, to appear in Phys. Rev. Lett (http: arXiv:cond-mat/0506169).
 - [19] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, 2nd Edition, Pergamon Press, Oxford, (1987).
 - [20] S. Piétropinto, C. Poulain, C. Baudet, B. Castaing, B. Chabaud, Y. Gagne, P. Gervais, B. Hébral, Y. Ladam, P. Lebrun and O. Pirotte, *Very high Reynolds turbulence with low-temperature gaseous helium*, Proceedings of the 9th European Turbulence Conference, pp 279-282, Southampton UK (2002).

Annexe B

Article 2 soumis à Physical Review Letters

Statistics of Fourier Modes of Velocity and Vorticity in Turbulent Flows : Intermittency and Long-Range Correlations

L. Chevillard, N. Mazellier, C. Poulain, Y. Gagne and C. Baudet
*Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels,
 BP53, 38000 Grenoble, France*

We perform a statistical analysis of experimental fully developed turbulence longitudinal velocity data in the Fourier space. We address the controversial issue of statistical intermittency of spatial Fourier modes by acting on the finite spectral resolution. We derive a link between velocity structure functions and the flatness of Fourier modes thanks to cascade models. Similar statistical behaviors are recovered in the analysis of spatial Fourier modes of vorticity obtained in an acoustic scattering experiment. We conclude that vorticity is long-range correlated and found more intermittent than longitudinal velocity.

PACS numbers: 02.50.Fz, 43.58.+z, 47.27.Gs

In fully developed turbulence, most of the experimental, numerical and theoretical works [1] focus on the statistics of the longitudinal velocity increments $\delta_r u(x) = u(x+r) - u(x)$. It is now well established that structure functions $M_q(r) = \langle (\delta_r u)^q \rangle_x$, behave as power laws, i.e. $M_q(r) \sim r^{\zeta_q}$. The universal non-linear evolution of ζ_q with respect to q is referred to the so-called intermittency phenomenon: the probability density function (PDF) of velocity u is close to Gaussian, while the PDF of longitudinal velocity gradients $\partial_x u$ exhibits extremely large tails. Another striking property of turbulence is the long-range correlation of dissipation events, i.e. $(\partial_x u)^2$, up to the velocity correlation length scale L . Many systems share same types of behaviors, as financial volatility [2](a) and electrical transport in granular media [2](b). A major issue in turbulence is to derive a possible link between long range correlations and vorticity filaments [3]. In the Fourier space, which is an alternative way to study turbulence statistics [4], one could expect that the Fourier modes of velocity $\tilde{u}(k, t)$ should analogously follow the same types of behaviors, i.e. $\langle |\tilde{u}(k, t)|^q \rangle_t \sim k^{-\zeta_q}$, since k can be interpreted as the inverse of a scale, as prescribed in shell models [5]. Furthermore, a statistical model based on the rapid distortions of the small scales predicts strong intermittency in the k -space [6]. Surprisingly, it is not the case on experimental and numerical velocity profiles, as pointed out by the seminal paper of Brun & Pumir [7], since the PDF of Fourier modes are found to be undistinguishable from Gaussians, whatever the value of k .

However, one of the crucial parameters of the Fourier Transform is the finite spectral resolution associated with the finite length of velocity profiles hereafter noted ℓ . The goal of this letter is to show that, whereas statistics of Fourier modes do not depend on k , they depend significantly on the ratio ℓ/L . Firstly, we present such a “short time” Fourier analysis of experimental longitudinal velocity data. Secondly, the statistical dependence on ℓ/L is clarified in the context of various turbulent cascade models. Finally, we perform a similar analysis

on experimental data, obtained in an acoustic scattering experiment, allowing the direct probing in time of spatial Fourier modes of vorticity in a turbulent air jet. By comparison with the longitudinal velocity data analysis, we conclude that vorticity is also long-range correlated but more intermittent.

Let us introduce the Short-Time Fourier analysis $\tilde{u}_\ell(k, x)$, which depends on the space variable x and the wave vector k and corresponds to the computation of the Fourier transform of the longitudinal velocity $u(x)$ in a window h_ℓ of size ℓ , i.e. $\tilde{u}_\ell(k, x) = u(x) \otimes (e^{-ikx} h_\ell(x))$, where $\otimes$ stands for the convolution product. Let us remark that if $h_\ell(x)$ is a Gaussian window, $\tilde{u}_\ell(k, x)$ is known as the Gabor transform. We represent in Fig. 1(a) the flatness of $|\tilde{u}_\ell(k, x)|$ as a function of $\ln(k/k_\eta)$, where $k_\eta = (\eta_K)^{-1}$ (η_K is the dissipative Kolmogorov length scale), for several windowing length ℓ (see the caption), and for $k \geq 2\pi/\ell$. The experimental longitudinal velocity signal used in this study has been recorded in the Modane’s wind tunnel facility [8] at a Taylor microscale Reynolds number $\mathcal{R}_\lambda \approx 2500$ and thus exhibits a large inertial range. Here, the spectral window is the Hanning function: $h_\ell(x) = \cos^2(\pi x/\ell)$ for $x \in [-\ell/2, \ell/2]$, $h_\ell(x) = 0$ instead. For inertial wave vectors ($k < k_\eta$), the flatness slightly depends on k but drastically on ℓ : when ℓ is of order of several correlation lengths ($\ell \gg L$), the flatness is close to the Gaussian value 2 (as found in [7]) and when $\ell/L \rightarrow 0$, we note a rapid increase of the value of this inertial “plateau”. The evolution of the flatness with respect to ℓ/L is displayed on Fig. 1(c). The error bars have been obtained by a least-square fit of the plateaus of the flatness over wave vectors in the inertial range. We thus observe that the flatness $\mathcal{F}_\ell(k)$ of the Fourier modes $|\tilde{u}_\ell(k, x)|$ behaves as a power law of the scale ℓ , i.e. $\mathcal{F}_\ell(k) \sim \ell^\alpha$ with $\alpha = -0.1 \pm 0.02$. Here, the error bar 0.02 is large because of the lack of statistics and the fact that longitudinal velocity profiles, obtained under the Taylor Hypothesis [1], are sensitive to the temporal decorrelation [9]. We have also displayed on Fig. 1(c) the evolution of the flatness for another longitudinal

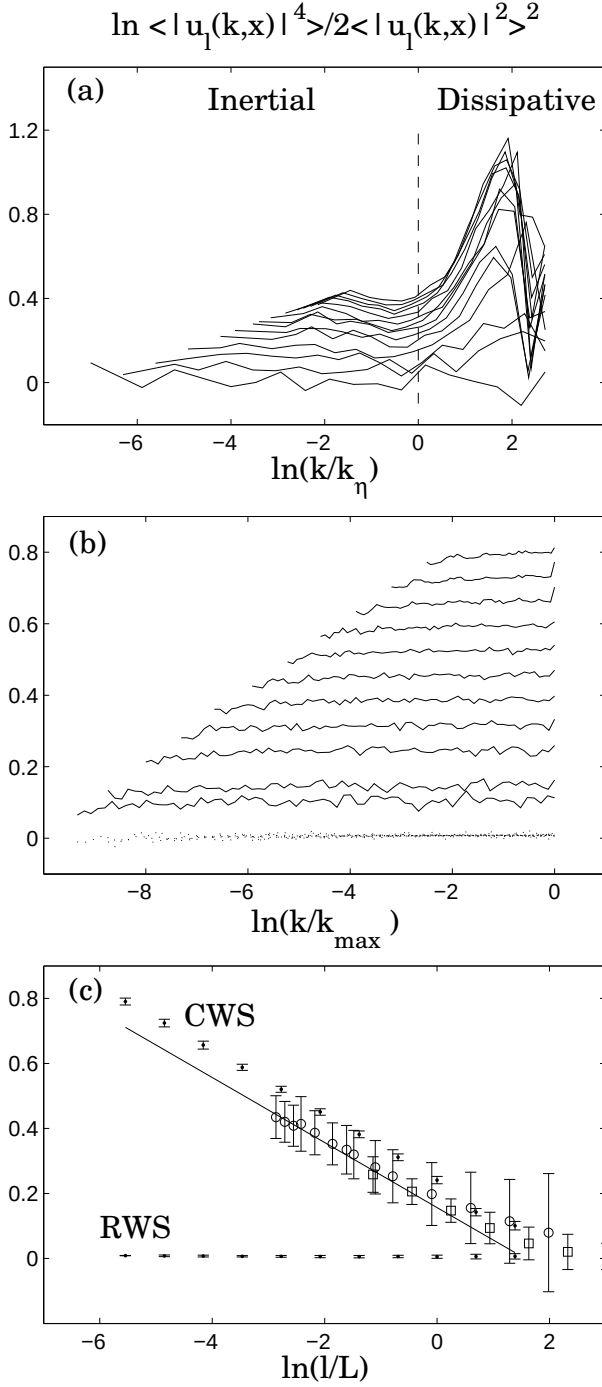


FIG. 1: (a) Flatness of $|\tilde{u}_\ell(k, x)|$ as a function of $\ln(k/k_\eta)$ ($k_\eta = (\eta_K)^{-1}$), for different window lengths ℓ (from top to bottom, $\ell/L = 0.057; 0.067; 0.078; 0.089; 0.114; 0.156; 0.200; 0.228; 0.334; 0.456; 0.91; 1.82; 3.64; 7.28$) for the Modane velocity signal ($\mathcal{R}_\lambda \approx 2500$). (b) Flatness of synthetic velocity profiles $|\tilde{u}_\ell^{\text{FWS}}(k, x)|$ (dotted line) and $|\tilde{u}_\ell^{\text{CWS}}(k, x)|$ (solid line) vs. $\ln(k/k_{\text{max}})$, where k_{max} is the Nyquist wave vector and for several scales (from top to bottom $\log_2(\ell_p/L) = -8, -7, -6, -5, -4, -3, -2, -1, 0, 1$ and 2). (c) Values of the plateaus of Figs. (a) and (b) vs. $\ln(l/L)$: (o) Modane velocity data, ($\square$) air-jet velocity data ($\ell/L = 0.32; 0.64; 1.28; 2.56; 5.12; 10.24$), ($\bullet$) synthetic velocities, (solid line) our theoretical prediction (Eq. (3)).

velocity profile ($R_\lambda \approx 300$) obtained in the air jet we will present at the end of this letter. Hence, α remains unchanged and can be considered as universal. Let us mention that the second moment of $|\tilde{u}_\ell(k, x)|$ is obviously proportional to $k^{-5/3}$ and $\langle |\tilde{u}_\ell(k, x)|^2 \rangle = (\ell/L) \langle |\tilde{u}_L(k, x)|^2 \rangle$ for $k \geq (\ell)^{-1}$. In the dissipative range (i.e. $k > k_\eta$), the flatness appears to rapidly increase without any saturation [10]. This is one of the first experimental verification of a Kraichnan's conjecture [11, 12] which is linked to the log-infinitely distribution breaking of velocity [13] and is currently under investigations. In the following, we will theoretically establish a link between the inertial exponent α and the structure function exponent ζ_q : $\alpha = \zeta_4 - 2\zeta_2$.

Let us now begin with defining an intermittent (zero mean) velocity profile. This is usually done with the help of wavelet series [14], firstly introduced in the context of turbulence by Benzi *et al.* [15],

$$u(x) = \sum_{j=0}^{+\infty} \sum_{k=0}^{2^j-1} c_{j,k} \psi_{j,k}(x), \quad (1)$$

where the set $\{\psi_{j,k}(x) = 2^{j/2} \psi(2^j x - k)\}$ is an orthonormal basis of the space of finite energy functions $L^2([0, L])$ (see [16]) and ψ an admissible “mother” wavelet. The wavelet coefficients $c_{j,k}$ govern the statistics across scales. Generally, the coefficients $c_{j,k} = 2^{-j/2} \epsilon_{j,k} \beta_{j,k}$ are chosen as a product of a sign ($\epsilon_{j,k} = \pm 1$ with equal probability) and positive random variables $\beta_{j,k}$ that are chosen so as to be compatible with turbulence longitudinal velocity statistics, i.e. $\mathbb{E}(\beta_{j,k}^q) \sim 2^{-j\zeta_q}$ ($\mathbb{E}(\cdot)$ meaning here mathematical expectation). Moreover, as already predicted by the unifying point of view of Cates & Deutsch [17], statistics of velocity fluctuations are correlated in space and scale, that can be formalized through space-scale correlations of dyadic wavelet coefficients as $\mathbb{E}(\beta_{j,k}^{q_1} \beta_{l,m}^{q_2}) = \mathbb{E}(\beta_{j,k}^{q_1}) \mathbb{E}(\beta_{l,m}^{q_2}) \mathcal{C}_{j,k,l,m}^{q_1,q_2}$ where the functions $\mathcal{C}_{j,k,l,m}^{q_1,q_2}$ render additional correlations

$$\mathcal{C}_{j,k,l,m}^{q_1,q_2} = [|k2^{-j} - m2^{-l}| + \max(2^{-j}, 2^{-l})]^{\zeta_{q_1+q_2} - \zeta_{q_1} - \zeta_{q_2}} \quad (2)$$

stating that wavelet coefficients are typically correlated, in amplitude, up to the correlation length L . The generated velocity profile $u^{\text{CWS}}(x)$ using Eq. (1), where $\beta_{j,k}$ are correlated according to Eq. (2) will be called a *Cascade Wavelet Series* (CWS) [7, 15, 16]. Using the simplest admissible Haar wavelet (i.e. $\psi(x) = 1$ for $x \in [0, L/2[$, $\psi(x) = -1$ for $x \in [L/2, L]$, $\psi(x) = 0$ instead) and the box for the Short Time Fourier transform (i.e. $h_\ell(x) = 1$ for $x \in [0, \ell]$, and $h_\ell(x) = 0$ instead), it can be shown analytically that $\mathbb{E}(|\tilde{u}_{\ell_p}^{\text{CWS}}(k_n, 0)|^2) \propto (\ell_p/L)(k_n/2\pi)^{-1-\zeta_2}$, for $k_n = L2^{-n} > (\ell_p)^{-1}$ with $\ell_p = L2^{-p}$ ($(n, p) \in \mathbb{N}^2$, $|\tilde{u}_{\ell_p}^{\text{CWS}}(k_n, 0)|^2$ is a stationary process). Moreover the flatness $\mathcal{F}_p(k_n) = \mathbb{E}(|\tilde{u}_{\ell_p}^{\text{CWS}}(k_n, 0)|^4) / (\mathbb{E}(|\tilde{u}_{\ell_p}^{\text{CWS}}(k_n, 0)|^2))^2$ be-

haves as

$$\mathcal{F}_p(k_n) = 2 \frac{2}{(1 + \zeta_4 - 2\zeta_2)(2 + \zeta_4 - 2\zeta_2)} \left(\frac{\ell_p}{L} \right)^{\zeta_4 - 2\zeta_2} \quad (3)$$

when $p \rightarrow \infty$ independently of $k_n = L2^{-n} > (\ell_p)^{-1}$. We thus have demonstrated that $\alpha = \zeta_4 - 2\zeta_2$. Note that the flatness is not exactly equal to 2 at the correlation length ($\ell_p = L$).

In order to check our analytical predictions, in particular to verify whether our computations depend on the box h_ℓ and the synthesis wavelet ψ , we perform a statistical study of the process $u^{\text{CWS}}(x)$, using a more regular Daubechies-6 wavelet for the synthesis wavelet ψ and a Hanning window for h_ℓ . The method used to build the positive random variables $\beta_{j,k}$ is the classical multiplicative cascade model [7, 15–19] : recursively, $\beta_{0,0} = 1$, $\beta_{j,2k} = W_{j-1,k}^{(l)} \beta_{j-1,k}$ and $\beta_{j,2k+1} = W_{j-1,k}^{(r)} \beta_{j-1,k}$, where the $W_{j-1,k}^{(\kappa)}$ ($\kappa = l$ for *left* or r for *right*) are independent identically distributed (i.i.d) positive random variables (see [15, 16]). As an example, we will study the log-normal case where each $\ln W_{j-1,k}^{(\kappa)}$ is a Gaussian random variable of mean $\mu \ln 2$ and variance $\sigma^2 \ln 2$ (leading to the quadratic spectrum $\zeta_q = \mu q - \sigma^2 q^2/2$). We have used the set of parameters $\sigma^2 = 0.025$ and $\mu = 1/3 + 3\sigma^2/2$, consistent with experimental findings [20], so that $\zeta_2 \approx 2/3$, $\zeta_3 = 1$ and $2\zeta_2 - \zeta_4 = 0.1$. Numerically, the infinite sum in Eq. (1) is truncated at $j = N = 2^{18}$ and is generated over 2^5 integral scales. It can be shown that such a stochastic process is not stationary [21] but at first order, its correlation function is consistent with Eq. (2). We show on Fig. 1(b) (solid line) the estimation of the flatness of $\tilde{u}_\ell^{\text{CWS}}(k, x)$ as a function of $\ln(k/k_{\text{max}})$. After a k -dependent crossover (data not shown) linked, among other reasons, to the effect of discreteness in the cascade [19], the flatness does not depend on the wave vector k but significantly depends on ℓ_p . In Fig. 1(c), we have gathered all the values of the inertial plateaus using a least-square fit providing an error bar estimation. The plateau behaves as a power law of the scale ℓ_p in accordance with Eq. (3) : $\zeta_4 - 2\zeta_2 = -0.1 \pm 0.001$. The discrepancies between the prefactors are mainly linked to the non-stationary character of this generated synthetic velocity profile.

We would like to mention that if wavelet coefficients are no longer long-range correlated (take $\mathcal{C}_{j,k,l,m}^{q_1,q_2} = 1$) and if $\ln \beta_{j,k}$ are chosen to be independent Gaussian random variables with mean $\mu \ln 2^j$ and variance $\sigma^2 \ln 2^j$, the corresponding synthetic velocity generated will be called a *Random Wavelet Series* $u^{\text{rws}}(x)$ which is intermittent in a mathematical sense [22]. By construction, $\mathbb{E}(|\tilde{u}_\ell^{\text{rws}}(k_n, 0)|^2) = \mathbb{E}(|\tilde{u}_\ell^{\text{CWS}}(k_n, 0)|^2)$, and analytical calculations performed in the same framework defined in the context of CWS (i.e. using a Haar wavelet for ψ and a box for h_ℓ) shows that the flatness $\mathcal{F}_p(k_n)$ is equal to

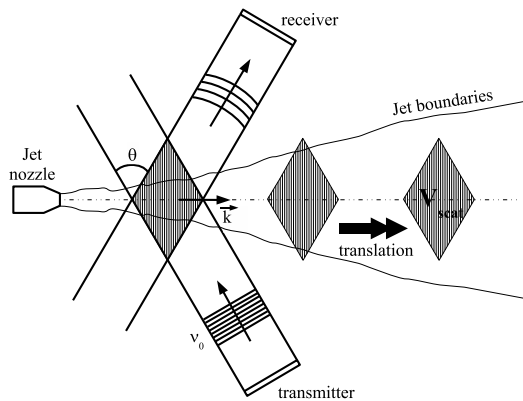


FIG. 2: Acoustic scattering experiment in a turbulent jet flow.

2 for both every wave vectors k_n and window lengths ℓ_p . This property has been checked numerically (with the same parameters μ and σ , and the same synthesis wavelet ψ and analysis window h_ℓ as in the CWS case). The results are presented in Figs. 1(b) and (c). This heuristic synthetic process shows that experimental longitudinal velocity data are not only intermittent, but also long-range correlated.

We will turn now to acoustic scattering measurements allowing the direct access to a spectral characterization of the vorticity distribution. The non-linear interaction of an acoustic wave with a turbulent flow gives rise to a scattering process of the incident sound wave by the turbulent vorticity distribution. As in any scattering experiment (like e.g. light or neutron scattering), the complex amplitude of the scattered acoustic pressure field is directly related to the incident acoustic amplitude and to the spatial Fourier transform of the vorticity distribution [23]. We have performed such a spectral investigation on a turbulent axisymmetric jet in air, at a Taylor based Reynolds number $R_\lambda \approx 300$. We use a bistatic configuration (Fig. 2) wherein a plane monochromatic acoustic wave with frequency ν_0 and complex amplitude $p_{\text{inc}}(t)$ is directed on the turbulent flow. The complex amplitude $p_{\text{scatt}}(t)$ of the sound wave scattered at angle θ is then recorded along time by a separate acoustic receiver. Further details of the experimental apparatus can be found elsewhere [24]. The scattering process results in phase and amplitude modulations of the scattered acoustic pressure with respect to the incident one: $p_{\text{scatt}}(t) = \tilde{\Omega}_\perp(\vec{k}, t) \cdot p_{\text{inc}}(t)$ where,

$$\tilde{\Omega}_\perp(\vec{k}, t) = \iiint_{V_{\text{scatt}}} \Omega_\perp(\vec{x}, t) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x \quad (4)$$

is the spatial Fourier transform of the vorticity component normal to the scattering plane at wave-vector $\vec{k}$ such that $|\vec{k}| = 4\pi\nu_0/c \times \sin(\theta/2)$, with c the sound speed. By fixing both ν_0 and θ , the scattering experiment allows the direct probing, in time, of a well defined spatial Fourier

mode of the turbulent vorticity distribution characterized by a unique spatial wave-vector $\vec{k}$ (spectral resolution). The price to pay for such a spectral resolution lies in some spatial delocalization in the physical space manifesting itself as a windowed spatial Fourier transform over a finite volume V_{scatt} according to equation (4). The measurement volume is defined by the intersection of the incident and detected acoustic beams and mainly depends on θ and on the size of both acoustic transducers. In the present experiment, $\theta = 60^\circ$ and the diameter of the circular transducers is 14cm , leading to spatial resolutions of order the integral length scale of the jet flow L . By varying ν_0 , at a fixed θ , four different wave-vectors k_i , $i = 1, 2, 3, 4$ (in growing order) have been analysed, corresponding to various length scales spanning the whole inertial range of the turbulent flow. In the spirit of the first part of this letter, we are interested in the influence of the parameter ℓ/L where $\ell \sim (V_{\text{scat}})^{1/3}$ is a typical size of the measurement volume and L is the integral scale of the flow over the flatness $\mathcal{F}(k_i, \ell) = \langle |\Omega_\ell(\vec{k}, t)|^4 \rangle_t / \langle |\Omega_\ell(\vec{k}, t)|^2 \rangle_t^2$. To this end, we rely on the classical selfsimilarity property of the axisymmetric turbulent jet [25] according to which the integral scale L (and all other pertinent scales) increases linearly with respect to the distance downstream from the jet nozzle. A well known consequence of this statistical selfsimilarity is the invariability of the Reynolds number for large enough distances from the jet nozzle. Several scattering experiments have been performed at different distances from the jet nozzle, corresponding to different integral length scales L . On Fig. 3 is plotted the flatness of the modal amplitude $\mathcal{F}(k_i, \ell)$ as a function of $\ln(\ell/L)$. Firstly, the flatness $\mathcal{F}(k_i, \ell)$ does not depend on the wave vector k_i at a first order for $\ell < L$, in accordance with Fig. 1(c). Secondly, we see that the flatness behaves as a power law with scale ℓ , i.e. $\mathcal{F}(k_i, \ell) \sim \ell^\gamma$ with $\gamma = -0.24 \pm 0.02$ when $\ell/L \rightarrow 0$. Analogously with longitudinal velocity, the exponent γ is directly related to the classical ζ_q^Ω exponent of structure functions of vorticity considered as a vector field, namely $\gamma = \zeta_4^\Omega - 2\zeta_2^\Omega$. It is noticeable that our experimental finding is in excellent agreement with a tensorial wavelet analysis of Kestener & Arneodo [26] that have been applied to a 3D-vorticity field obtained from a Direct Numerical Simulation (DNS) of Navier-Stokes equations at a smaller Reynolds number $\mathcal{R}_\lambda = 140$ for which they obtained $\zeta_4^\Omega - 2\zeta_2^\Omega = -0.22 \pm 0.016$. In the same spirit, it has been measured that transverse velocity profiles are more intermittent than longitudinal ones [27].

To sum up, we have shown that longitudinal velocity and vorticity are intermittent and long-range correlated in the physical space thanks to the study of the flatness of experimental velocity data and acoustical measurements of vorticity Fourier modes. We have seen that vorticity is much more intermittent than longitudinal velocity. Our theoretical study on wavelet series shows that the

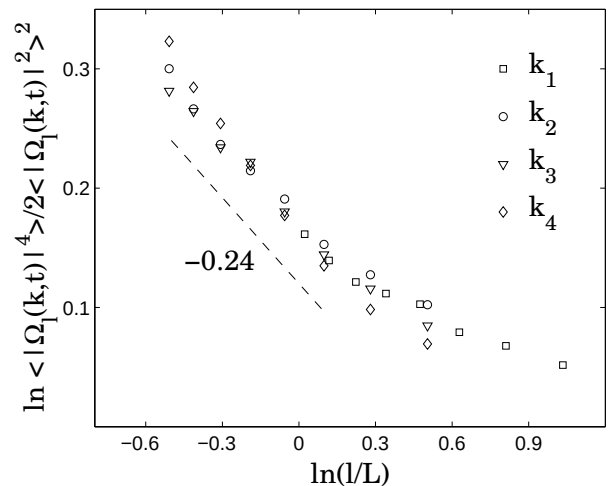


FIG. 3: Flatness of experimental Fourier modes of vorticity vs. $\ln(\ell/L)$, for four inertial wave vectors k_i . Dotted line slope equal to -0.24 .

intermittency is intrinsically related to long-range correlations. We mention the necessity to generalize this approach to dissipative length-scales and wave vectors for which log-infinitely divisible principles are violated.

This work is supported by the French Research Ministry, Joseph Fourier University (PPF plateforme expérimentale de spectroscopie acoustique multi-échelles) and the CNRS. We wish to acknowledge B. Lashermes and P. Borgnat for useful comments.

-
- [1] U. Frisch, *Turbulence, The Legacy of A.N. Kolmogorov*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
 - [2] (a) I. Giardina, J.-P. Bouchaud and M. Mézard, *Physica A* **299**, 28 (2001). (b) E. Falcon, B. Castaing and C. Laroche, *Europhys. Lett.* **65**, 186 (2004).
 - [3] F. Moisy and J. Jiménez, *J. Fluid Mech.* **513**, 111 (2004).
 - [4] S. K. Dhar, A. Sain and R. Pandit, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2964 (1997).
 - [5] (a) E. B. Gledzer, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **209**, 1046 (1973) [*Sov. Phys. Dokl.* **18**, 216 (1973)]. (b) L. Biferale, *Ann. Rev. Fluid. Mech.* **35**, 441 (2003).
 - [6] B. Dubrulle, J.-P. Laval, S.V. Nazarenko and O. Zaboronski, *J. Fluid Mech.* **520**, 1 (2004).
 - [7] C. Brun and A. Pumir, *Phys. Rev. E* **63**, 056313 (2001).
 - [8] H. Kahalerras, Y. Malécot, Y. Gagne and B. Castaing, *Phys. Fluids* **10**, 910 (1998).
 - [9] B. Castaing, *Eur. Phys. J. B* **29**, 357 (2002).
 - [10] L. Chevillard, B. Castaing and E. Lévêque, *cond-mat/0311409* (2003).
 - [11] R. H. Kraichnan, *Phys. of Fluids* **10**, 2080 (1967).
 - [12] U. Frisch and R. Morf, *Phys. Rev. A* **23**, 2673 (1981).
 - [13] (a) Y. Saito, *Phys. Soc. Japan* **61**, 403 (1992). (b) E. A. Novikov, *Phys. Rev. E* **50**, 3303 (1994).
 - [14] (a) Y. Meyer, *Ondelettes* (Hermann, Paris, 1990). (b) I. Daubechies, *Ten Lectures on Wavelets* (S.I.A.M.,

- Philadelphia, 1992).
- [15] R. Benzi *et al.*, Physica (Amsterdam) **65D**, 352 (1993).
 - [16] (a) A. Arneodo, E. Bacry and J.-F. Muzy, J. Math. Phys. **39**, 4142 (1998). (b) A. Arneodo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 708 (1998).
 - [17] M. E. Cates and J. M. Deutsch, Phys. Rev. A **35**, 4907 (1987).
 - [18] C. Meneveau and K. R. Sreenivasan, Phys. Rev. Lett. **59**, 1424 (1987).
 - [19] P. Olla and P. Paradisi, [chao-dyn/9803039](#).
 - [20] A. Arneodo *et al.*, Europhys. Lett. **34**, 411 (1996).
 - [21] (a) C. Meneveau and A. Chhabra, Physica A **164**, 564 (1990). (b) J. O’Neil and C. Meneveau, Phys. Fluids A **5**, 158 (1993).
 - [22] J.-M. Aubry and S. Jaffard, Commun. Math. Phys. **227**, 483 (2002).
 - [23] (a) R.H. Kraichnan, J. Acoust. Soc. Am. **25**, 1096 (1953). (b) F. Lund and C. Rojas, Physica D **37**, 508 (1989).
 - [24] (a) C. Poulain *et al.*, Flow, Turb. Comb. **72**, 245 (2004). (b) B. Derroncourt, J.-F. Pinton and S. Fauve, Physica D **117**, 181 (1998).
 - [25] I. Wygnanski and H. Fiedler, J. Fluid. Mech. **38** (3), 557 (1969).
 - [26] P. Kestener and A. Arneodo, Phys. Rev. Lett. **93**, 044501 (2004).
 - [27] B. Dhruva, Y. Tsuji and K. R. Sreenivasan, Phys. Rev. E **56**, R4928 (1997).

Résumé

Les modes de Fourier spatiaux de la vorticité dans un jet et dans un écoulement de grille turbulents sont étudiés par diffusion acoustique à des nombres de Reynolds de Taylor entre 100 et 400. Les propriétés dynamiques de la vorticité sont déduites des corrélations temporelles du signal acoustique de diffusion. Les échelles spatiales accessibles couvrent la fin de la zone inertielle et le début de la zone dissipative de l'écoulement. Le signal complexe de vorticité est dominé par les effets d'advection des petites structures par la grande échelle. La corrélation d'intensité des modes de Fourier (enstrophie) révèle deux temps caractéristiques : un temps court contrôlé par les gradients de vitesse à grande échelle et un temps long comparable au temps intégral de l'écoulement. La coexistence de ces deux temps est la manifestation d'un phénomène d'intermittence temporelle. L'évolution à travers les échelles du niveau de corrélation à temps long est la manifestation d'un phénomène d'intermittence spatiale associée à la lacunarité croissante des échelles dissipatives de la turbulence.

Abstract

The spatial Fourier modes of vorticity in turbulent jet and grid flows are analysed by means of an acoustic scattering technique. The Taylor Reynolds number ranges from 100 to 400. The dynamical properties of vorticity are investigated by computing the temporal correlations of the scattered signals. The range of probed wavenumbers spans the end of the inertial range down to the beginning of the dissipative range of the flow. The complex vorticity signal is dominated by the sweeping effects due to the advection of the small scales by the larger ones. The magnitude of the vorticity signal (enstrophy) exhibits two characteristic times : a short one related to the large-scale velocity gradients and a long time close to the integral time scale. This two times behavior is a manifestation of the temporal intermittency phenomenon. The evolution of the long time correlation level, with respect to the turbulent scales, is a consequence of spatial intermittency effects related to the lacunarity enhancement of the dissipative length scales.