



HAL
open science

Analyse expérimentale d'un modèle de tourbillon conique et de sa sensibilité à une turbulence amont

Luis Fernando Gouveia de Moraes

► **To cite this version:**

Luis Fernando Gouveia de Moraes. Analyse expérimentale d'un modèle de tourbillon conique et de sa sensibilité à une turbulence amont. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2011. Français. NNT : . tel-00632367

HAL Id: tel-00632367

<https://theses.hal.science/tel-00632367>

Submitted on 14 Oct 2011

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MECANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et
Aéronautique.

Secteur de Recherche : Mécanique des milieux fluides.

Présentée par:

Luís Fernando Gouveia de Moraes

Analyse expérimentale d'un modèle de tourbillon conique et de sa sensibilité à une turbulence amont.

Directeurs de thèse: **Jacques Borée et Christophe Sicot**

Soutenue le 13 juillet 2011 devant la commission d'examen

- Jury -

M. A. KOURTA	Professeur, Laboratoire PRISME/Univ. d'Orleans	Rapporteur
M. O. CADOT	Professeur, ENSTA/Paris Tech	Rapporteur
M. V. HERBERT	Ingénieur PSA Peugeot-Citroën	Examineur
M. D. BARBERIS	Ingénieur ONERA	Examineur
M. J. BORÉE	Professeur, Institut Pprime/ENSMA	Examineur
M. C. SICOT	Maître de Conférence, Institut Pprime/ENSMA	Examineur

Je ne pourrais jamais oublier de remercier :

Dieu et les entités de lumière qui ont permis la réussite dans cette étape très important de ma vie;

Pr Jacques Borée pour m'avoir accepté au sein de l'Institut Pprime, pour son amitié et sa préoccupation envers mon bien être et celui de ma famille, pour la précision de ses conseils, pour l'orientation donnée au travail et pour m'avoir encouragé tout ce temps. Ses qualités scientifiques et humaines sont incontestables;

Pr Christophe Sicot pour l'orientation de la thèse, les conseils, les discussions techniques, le suivi des essais et pour son aide inestimable en fin de thèse;

Didier Barberis à qui je serais toujours très reconnaissant de m'avoir encouragé, depuis 2001, à venir réaliser le doctorat ainsi que pour son engagement avant et pendant mon séjour à Paris;

Au président et aux membres du jury pour avoir trouvé du temps pour lire cette thèse et contribué à ma formation;

François Paille de m'avoir soutenu, avec toujours un sourire amical et encourageant mais aussi d'avoir suivi et participé à l'exécution des essais;

Dr Janick Lamounier pour sa disponibilité, ses explications et le suivi des étalonnages des capteurs de pression au bâtiment K;

Pr Yves Gervais de m'avoir accepté au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques;

Pr Andreas Spohn pour ses discussions techniques, ses conseils et son amitié;

Patrice Allary, Jean-Marc Breux, Mathieu Brossard, Jean Tensi, Françoise Tourneri et toute l'équipe du laboratoire pour son accueil très chaleureux et amical qui a instauré une ambiance très agréable. Merci au Dr Tony Ruiz pour ses discussions et explications par rapport à la reconstruction temporelle ;

Le Conseil Scientifique de l'ENSMA pour le soutien apporté à cette recherche;

Dr Renato Félix Nunes, je lui suis très reconnaissant d'avoir contacté mon directeur de thèse afin d'appuyer ma candidature au doctorat à l'ENSMA. Je n'oublierai jamais son initiative et je réitère mon amitié;

Drs Algacyr Morgenstern Jr., Paulo Moraes Jr., Marco Antônio Sala Minucci et les ingénieurs Flavio Araripe D'Oliveira et Ricardo Sant'Anna Alvim, lesquels ont soutenu ma candidature auprès de la CAPES et du DCTA;

"Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nivel Superior (CAPES)", du Brésil, pour l'attribution de la bourse d'études nécessaire à la réalisation de cette thèse;

"Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial (DCTA)" d'avoir permis mon détachement pour venir réaliser ce doctorat en France.

Aux copains de doctorat Tran Thanh Tung, Faisal Afjee, Thibaut Tronchin et l'ingénieur Guillaume Mothay pour les moments de détente.

Mon sincère merci !

Hommages:

Gabriel Sathler Albino, 7 ans. Comme j'aimerais tellement te revoir en bonne santé, vivant vraiment comme un enfant, voir ton sourire et t'écouter. Tu m'as marqué et m'as appris que la vie est très importante, même si elle est parfois pleine de souffrances, il ne faut jamais cesser de lutter et toujours croire en elle;

Jean-Pierre Bal a été un professionnel très compétent, joyeux, motivé et un ami qui nous a malheureusement quitté trop tôt;

Mme. Esther Bracco, Mr Daniel Goulart, Mme. Odiléa Goulart merci de m'avoir toujours motivé et pour l'amitié démontrée.

Je dédie cette thèse à:

Arthur Affonso de Moraes

Maria de Jesus Gouveia de Moraes

Pedro Henrique Amaro de Moraes

Maria Rosa de Amaro Pereira

Nomenclature

Symboles

b	Taille du barreau de la grille
C_p	Coefficient de pression. Valeur moyenne
C_p'	Coefficient de pression fluctuante
DSP	Densité Spectrale de Puissance
f	Fréquence
$H(f)$	Fonction de Transfert dans le domaine fréquentiel
$h(t)$	Fonction de transfert dans le domaine temporel
k, K	Energie cinétique fluctuante
M	Taille de la maille d'une grille
R	Fonction d'auto corrélation
Re	Nombre de Reynolds
R_{pp}	Corrélation spatiale ou spatio-temporel entre deux signaux de pression
TF	Transformée de Fourier
TF^{-1}	Transformée Inverse de Fourier
T_u	Intensité longitudinale de turbulence
U_∞	Vitesse infini amont
X_m, Y_m, Z_m	Système de référence lié à la maquette
$\langle p'^2 \rangle$	Variance de la pression fluctuante
β	Angle de dérapage
δ	Angle d'azimut de l'axe tourbillonnaire
ε	Distance verticale entre la prise de pression et l'arête inclinée

ε_0	Longueur de recollement
ε_r	Distance verticale entre le point de recollement et l'arête inclinée
θ	Angle d'élévation de l'axe tourbillonnaire
θ_{1-2}	Déphasage du signal entre les prises de pression 1 et 2
γ^2	Cohérence entre deux signaux
Λ_x	Macro-échelle ou échelle intégral longitudinal

Table des Matières

1 - Introduction	1
1.1 Considérations Générales	2
1.2 Présentation du Problème	3
1.3 Recherche Bibliographique	5
1.4 Objectifs de la Thèse	14
2 - Dispositifs Expérimentaux et Méthodologies d'Essais	16
2.1 La Soufflerie	17
2.2 La Maquette	18
2.3 Visualisation Pariétale	20
2.4 Génération d'une turbulence homogène et isotrope dans la veine d'essais	21
2.5 Mesure de la Pression Moyenne	26
2.6 Mesure de la Pression Fluctuante	27
2.6.1 Description des Capteurs	27
2.6.2 Méthode d'Etalonnage	29
2.6.3 Exploitation de l'Etalonnage et des Mesures	29
2.6.4 Corrélations Pression-Pression	32
2.7 Mesure du Champ de Vitesse	32
2.7.1 Stéréo-PIV (2D-3C)	34
2.7.1.1 Analyse des Erreurs	36
2.7.2 PIV (2D-2C)	38
3 - Caractérisation de la structure tourbillonnaire en présence d'un écoulement amont uniforme.	41
3.1 Caractérisation globale de la structure de l'écoulement	42

3.2 Interaction entre la structure tourbillonnaire et la paroi : Aspects moyens et stationnaires	45
3.2.1 Evolution de la pression moyenne sur les parois latérales	45
3.2.2 Evolution de la pression fluctuante sur les parois latérales	46
3.3 Analyse aérodynamique : Caractéristiques moyenne et fluctuante du champ de vitesse	50
3.3.1 Caractéristiques globales de la structure tourbillonnaire	50
3.3.2 Développement de la structure tourbillonnaire le long de l'arête	56
3.4 Contenu fréquentiel des signaux de pression: Analyse des DSP et des fonctions de cohérence	61
4 - Sensibilité du tourbillon conique à une turbulence amont	66
4.1 Structure globale de l'écoulement	67
4.2 Pression Moyenne	68
4.3 Pression Fluctuante	68
4.4 Position du noyau tourbillonnaire et vitesse axiale	71
4.5 Influence de la turbulence sur le développement de la structure le long de la paroi latérale	73
4.6 Analyse de la fluctuation spatiale de la structure tourbillonnaire	79
4.7 Contenu Fréquentiel des Signaux de Pression	81
4.7.1 Analyse Point par Point : Etude des DSP sur les faces avant et latérales du corps	81
4.7.2 Analyse Multipoints : Mise en évidence de la nature globale du couplage aérodynamique autour du corps	84
4.7.2.1 Evolution des cohérences spatiales pression-pression	84
4.7.2.2 Corrélations spatiales et spatio-temporelles des signaux de pression	86
Synthèse	89

5 - Dispositifs Passifs, leur Influence sur le Tourbillon Conique.	91
5.1 Cornières rectangulaires	92
5.1.1 Sans turbulence amont ($Tu < 0,2\%$)	94
5.1.1.1 Effet sur le C_p'	94
5.1.1.2 Effet sur le champ de vitesse, vorticité et énergie cinétique fluctuante	97
5.1.2 Avec turbulence amont ($Tu = 4\%$)	102
5.2 Bec à fente fixe (« slat »)	103
5.2.1 Effet sur le C_p'	104
5.2.2 Effet sur le champ de vitesse, vorticité et énergie cinétique fluctuante	104
5.3 Coefficients Aérodynamiques	106
Synthèse	110
6 - Conclusions et Perspectives	112
Bibliographie	115

Liste des Tableaux

Tableau 1.1- Résumé des auteurs et méthodologie expérimentale.	14
Tableau 2.1- Dimensions des grilles de turbulence utilisées.	22

Liste des Figures

Fig. 1.1 - Régions d'écoulement décollé sur une voiture. Adapté de Hucho(1998).	2
Fig. 1.2 - Calcul du champ de pression et lignes de courant en utilisant le logiciel Fluent. Détail: sillage du rétroviseur et décollement en région de montant de baie, Kleber(2001)	4
Fig. 1.3 - Visualisation par enduit visqueux sur la fenêtre latérale des voitures.	4
Fig. 1.4- Quelques coupes d'un tourbillon conique sur une configuration du type dièdre.	5
Fig. 1.5- Dièdre utilisé par Levy et al. (2008).	6
Fig. 1.6- Plans mesurés par PIV (2D-2C), d'après Levy ¹ et al. (2008).	6
Fig. 1.7- Evolution de la vorticité en fonction du plan mesuré. Remarquer le tourbillon secondaire. D'après Levy ¹ et al. (2008).	7
Fig. 1.8- Maquette utilisé par Howell et al.(2009).	7
Fig. 1.9- Effet de la turbulence amont sur le Cp moyen à dérapage nulle, d'après Howell et al.(2009). La Ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et l'inférieure par des symboles vides.	8
Fig. 1.10- Effet de la turbulence amont sur le Cp', d'après Howell et al.(2009). La Ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et l'inférieure par des symboles vides.	8
Fig. 1.11- Influence de l'angle de dérapage sur le Cp, d'après Howell et al.(2009).	9
Fig. 1.12- Maquette utilisé par Hoarau (2006).	9
Fig. 1.13- Profil de vitesses obtenu par LDV � Z= -50mm, d'après Hoarau (2006).	10
Fig. 1.14- Maquette utilisé par Lehugeur et al.(2009).	11
Fig. 1.15- Maquette utilisé par Alam (2000).	11
Fig. 1.16- Coefficient de pression moyenne, d'après Alam (2001).	12
Fig. 1.17- Coefficient de pression fluctuante, d'après Alam (2001).	12
Fig. 1.18- Coefficient de pression moyenne en dérapage de -15 et +15 d�gr�es,Alam(2001)	13
Fig. 1.19- Coefficient de pression fluctuante en dérapage de -15 et +15 d�gr�es,Alam(2001)	13
Fig. 1.20- Ecoulement autour d'un montant de baie, Alam(2000).	14
Fig. 2.1- Soufflerie « BOIS » de l'ENSMA.	17

Fig. 2.2– Configuration et dimension du MOPET.	18
Fig. 2.3– Vue du côté gauche et face avant avec des prises de pression sur les lignes <i>L1</i> , <i>L2</i> et <i>Linc</i> .	19
Fig. 2.4– Positionnement de la maquette.	19
Fig. 2.5– Montage final du mopet dans la soufflerie.	19
Fig. 2.6- Visualisation pariétale, sans turbulence: (a) vue de face, (b) coté latéral.	20
Fig. 2.7- Turbulence homogène généré par une grille, $Re_M = 1500$ et $M = 2.54$ cm, d'après <i>Corke & Nagib</i> .	21
Fig. 2.8- Grille plane utilisée pour générer une turbulence d'intensité de 4%.	21
Fig. 2.9– Positionnement de la grille « 4% » par rapport au Mopet.	22
Fig. 2.10- Evolution du taux de turbulence longitudinal (grille 8%). Comparaison avec les mesures de Baines et Peterson (1951).	23
Fig. 2.11- Densité spectrale d'énergie des fluctuations de vitesse mesurée au centre de la veine d'essais (grille de turbulence "8%").	23
Fig. 2.12- Fonction d'auto-corrélation longitudinale calculée au centre de la veine d'essais (grille « 8% »).	24
Fig. 2.13- Comparaison des macro-échelles de Taylor.	25
Fig. 2.14- Densité spectrale d'énergie des fluctuations de vitesse mesurée au centre de la veine d'essais (grille de turbulence "4%").	25
Fig. 2.15- Scanner électronique de pression (ESP). PSInc..	26
Fig. 2.16- Exemple d'une évolution de coefficient de pression obtenue sur la ligne L2 du Mopet. Les barres d'erreur pour C_p et $\varepsilon/\varepsilon_0$ représente les erreurs « moyennes » mesurées sur l'ensemble des prises de pression.	27
Fig. 2.17– Schéma de principe d'utilisation du capteur de pression différentiel pour la mesure de pression fluctuante.	28
Fig. 2.18- Disposition de l'ensemble des capteurs, tubes, volumes tampon et câbles électriques à l'intérieur de la maquette.	28
Fig. 2.19- Étalonnage des capteurs.	29
Fig. 2.20- Diagramme représentatif de l'étalonnage.	29
Fig. 2.21- Schéma pour l'utilisation de la Stéréo-PIV, d'après Oshima (2009).	33
Fig. 2.22- Corrélation croisée, La Vision(2008).	33
Fig. 2.23– Effet du niveau d'ensemencement (fumée) sur le coefficient de pression fluctuante.	
Fig. 2.24- Positionnement du plan laser par rapport au Mopet et coupe du tourbillon.	35
Fig. 2.25- Disposition des caméras par rapport à la soufflerie et au Mopet.	36

Fig. 2.26- Etalonnage des caméras pour un essai S-PIV, la mire est positionnée à 250mm du nez (<i>L2</i>).	36
Fig. 2.27- Disposition du plan laser « sur » <i>L2</i> .	38
Fig. 2.28– Présentation du repère (X_p, Y_p) à partir d'une image PIV sur la face gauche du Mopet.	38
Fig. 2.29- Positionnement du carénage/caméra dans la section d'essais et par rapport au Mopet.	39
Fig. 2.30– Effet du carénage sur le coefficient de pression fluctuante.	39
Fig. 3.1- Visualisation en différentes coupes du tourbillon conique.	42
Fig. 3.2- Visualisation pariétale <u>sans grille</u> ($Tu < 0.2\%$).	43
Fig. 3.3– Topologie de l'écoulement sur une aile delta en incidence, d'après Détery(1999).	43
Fig. 3.4- Visualisation du tourbillon principal ($Tu < 0.2\%$) sur la ligne <i>L2</i> .	44
Fig. 3.5- Schéma regroupant une visu pariétale et du champ. D'après Nelson et Pelletier (2003).	44
Fig. 3.6a– Evolution du coefficient de pression moyen sur les lignes <i>L1</i> et <i>L2</i> .	45
Fig. 3.6b– Modèle phénoménologique de la structure tourbillonnaire et position relative des prises de pression.	46
Fig. 3.7 – Evolution du C_p' sur <i>L2</i> .	46
Fig. 3.8- Comparaison entre la courbe du coefficient de pression moyen (C_p) et fluctuant (C_p') sur <i>L2</i> .	47
Fig. 3.9 - Corrélations spatiales pression-pression. Les capteurs de références sont situés dans les différentes zones dynamiquement distinctes de l'écoulement.	48
Fig. 3.10- Influence du nombre de Reynolds sur l'évolution du C_p' sur la ligne <i>L2</i> .	49
Fig. 3.11- Comparaison des évolutions de C_p' le long des lignes <i>L1</i> et <i>L2</i> .	50
Fig. 3.12- Repère (X_t, Y_t, Z_t) aligné à l'axe tourbillonnaire. Plan laser sur <i>L2</i> .	51
Fig. 3.13- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par <i>L2</i> ($Z_m=1,39.H$).	52
Fig. 3.14- Profils de vitesses horizontaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure ($Y_m/H=0,6$).	53
Fig. 3.15- Profils de vitesses verticaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure ($X_m/H=0,04$).	53
Fig. 3.16- Présentation de la énergie cinétique turbulente dans un plan situé à <i>L2</i> ($Z_m=1,39.H$).	54
Fig. 3.17- Profil horizontal d'énergie cinétique fluctuante total sur <i>L2</i> .	55
Fig. 3.18- Coupes d'énergie fluctuante, par composante, sur <i>L2</i> et à $Y_m/H=0,594$.	55
Fig. 3.19- Disposition du plan laser.	56

Fig. 3.20- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par L1 .	57
Fig. 3.21- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par L2 .	57
Fig. 3.22- Profils de vitesses horizontaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure (a) L1 pour $Y_p/H = -0,005$ et (b) L2 pour $Y_p/H = 0,012$. La ligne magenta repère le noyau.	58
Fig. 3.23- Champs de vorticité pour des plans passant par L1 et L2 .	58
Fig. 3.24- Profil de vorticité obtenu sur L1 (pour $Y_p/H = -0,005$) et L2 (pour $Y_p/H = 0,012$). (X) représente la position du noyau.	59
Fig. 3.25- Champs d'énergie cinétique fluctuante.	59
Fig. 3.26- Profil d'énergie cinétique fluctuante sur L1 (pour $Y_p/H = -0,005$) et sur L2 pour $Y_p/H = 0,0106$.	60
Fig. 3.27- Profils des composantes de vitesse fluctuante sur L1 et L2 .	60
Fig. 3.28- Schéma de disposition des prises et respectifs ϵ/ϵ_0 pour la section L2 .	61
Fig. 3.29- f.DSP pour des prises de pression entre le tourbillon principal et l'arête.	61
Fig. 3.30- Fonction de cohérence obtenue pour des prises de pression situées au niveau du maximum de C_p' sur les lignes L1 et L2 .	62
Fig. 3.31- Fonction de cohérence obtenue pour des prises de pression situées sur les lignes L1 et L2 � l'aplomb du cœur tourbillonnaire.	63
Fig. 3.32- Evolution de la phase de l'interspectre pour des prises de pression situées au niveau du C_p' maximum sur L1 et L2 .	64
Fig. 3.33- f.DSP pour quelques capteurs sous le noyau tourbillonnaire	64
Fig. 3.34- f.DSP pour quelques capteurs de pression situés au niveau du recollement moyen et en dehors de la structure tourbillonnaire.	65
Fig. 4.1- Visualisation d'une coupe d'un tourbillon conique en présence d'un écoulement turbulent amont à l'aide d'une diode laser. Les lignes jaunes représentent le contour du Mopet.	67
Fig. 4.2- Visualisation pariétale avec grille de turbulence ($Tu = 4\%$).	67
Fig.4.3- Comparaison entre les distributions de C_p pour les cas sans ($Tu < 0.2\%$) et avec ($Tu = 4\%$) turbulence pour les prises de pression situées sur: (a) L1 et (b) L2 .	68
Fig. 4.4- Comparaison des courbes de C_p' , sur L2 , pour les deux niveaux de turbulence.	69
Fig. 4.5- Distribution de C_p' sur une ligne parallèle à l'arête latérale.	69
Fig. 4.6- Comparaison entre la courbe du coefficient de pression moyen (C_p) et fluctuant (C_p') sur L2 pour $Tu = 4\%$.	70
Fig. 4.7- Présentation de quelques essais représentatifs, mettant en évidence la reproductibilité des mesures de C_p' sur L2 pour $Tu = 4\%$.	70

Fig. 4.8- Présentation du repère (Xt,Yt,Zt) aligné sur l'axe tourbillonnaire. Le plan Laser passe par la ligne L2.	71
Fig. 4.9- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par L2 ($Z_m=1,39.H$).	71
Fig. 4.10a- Comparaison des profils de vitesse sur une ligne horizontale à $Y_m/H= 0,59$: (a) $Tu < 0,2 \%$, (b) $Tu=4\%$.	72
Fig. 4.10b- Comparaison des profils de vitesse sur une ligne verticale à $X_m/H= 0,040$ (a) $Tu < 0,2 \%$, (b) $Tu=4\%$.	72
Fig. 4.11- Comparaison de l'évolution de la composante V_t sur une ligne horizontale à $Y_m/H=0,059$.	73
Fig. 4.12- Disposition du plan laser.	74
Fig. 4.13- Comparaison des champs de la norme de la vitesse mesurés dans le plan L1 ($Z_m=0,94.H$).	74
Fig. 4.14- Comparaison des champs de la norme de la vitesse mesurés dans le plan L2 ($Z_m=1,39.H$).	75
Fig. 4.15- Profils de vitesses obtenue sur : (a) L1 pour $Y_p/H= -0,0048$ et (b) L2 pour $Y_p/H= 0,0065$.	75
Fig. 4.16- Comparaison des profils de vitesse V sur L2 pour $Tu < 0,2\%$ et 4% .	76
Fig. 4.17- Champs de vorticité sur L2 dans un plan normal à l'axe tourbillonnaire. Les lignes rouges indiquent la position moyenne du noyau.	76
Fig. 4.18- Profils de vorticité sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure en présence de turbulence amont pour les plans L1 et L2 .	77
Fig. 4.19 – Comparaison des profils de vorticité moyenne sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure obtenue sur L2 en fonction de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont.	77
Fig. 4.20– Comparaison des champs d'énergie cinétique fluctuante (k) dans le plan L2 en fonction de l'intensité de turbulence amont.	78
Fig. 4.21- Comparaison des profils d'énergie cinétique fluctuante sur L2 avec et sans turbulence amont sur une ligne horizontale passant par le cœur du tourbillon primaire.	78
Fig. 4.22- Profil d'énergie cinétique fluctuante dans les plans L1 ($Y_p/H= -0,0048$) et L2 ($Y_p/H= 0,0065$) sur une ligne passant par le cœur de la structure tourbillonnaire ($Tu= 4\%$). 79	79
Fig. 4.23- Profils de vitesses fluctuantes obtenues sur L2 ($Y_p/H= -0,0065$) sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure pour $Tu < 0,2\%$ et $Tu= 4\%$.	79
Fig 4.24- Exemple de calcul de la fonction Γ_2 pour des champs de vitesse instantanés.	80
Fig. 4.25- Ensemble des positions instantanées du centre du tourbillon primaire. L'échelle de couleur représente le pourcentage d'occurrence de chaque position par rapport à l'ensemble des réalisations.	81

Fig. 4.26 – Evolution des f.DSP sur L2 pour des prises de pression situées telles que $\varepsilon/\varepsilon_0 < 0,41$ pour $Tu=4\%$.	82
Fig. 4.27– Evolution des f.DSP sur L2 pour des prises de pression situées proche du recollement moyen ($Tu= 4\%$).	82
Fig. 4.28- Valeurs de f.DSP pour quelques capteurs disposés sur la face avant de la maquette.	
Fig. 4.29– Positions relatives $\varepsilon/\varepsilon_0$ de quelques prises de pression sur L1 et L2 .	84
Fig. 4.30- Comparaison des DSP obtenues avec et sans turbulence amont pour des prises de pression situées au niveau du premier maximum local de C_p' et juste en amont du recollement moyen.	84
Fig. 4.31-Position des prises de pression sur la face avant du Mopet utilisées pour le calcul de la cohérence spatiale.	85
Fig. 4.32- Cohérence entre quelques capteurs de la face avant et le premier capteur de L2 .	85
Fig. 4.33- Cohérence entre quelques capteurs de la face avant et le capteur situé au niveau du maximum de C_p' sur L2 .	86
Fig. 4.34- Position des prises de pression extrêmes sur la ligne L2 ($Tu= 4\%$).	86
Fig. 4.35– Comparaison en fonction de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont des corrélations spatiales pression-pression sur la ligne L2 .	87
Fig. 4.36 – Corrélation spatio-temporelle entre la prise 9 et la prise 2 sur L2 .	86
Fig. 4.37– Corrélation spatio-temporel entre la prise 9 et la prise 5 sur L2 .	87
Fig. 5.1 – Cornière longue, 285mm x 11mm (1,58.H x 0,061.H).	93
Fig. 5.2 – Cornière petite, 50mm x 11mm (0,28.H x 0,061.H).	93
Fig. 5.3 – Position relative des 4 types de cornières; toutes sont placés à partir du sommet.	93
Fig. 5.4– Effet des cornières de même hauteur pour $Tu < 0,2\%$.	94
Fig. 5.5- Comparaison entre les visualisations pariétales.	95
Fig. 5.6 – Visualisation du tourbillon pour le cas avec cornière longue.	95
Fig. 5.7 – Effet des cornières les plus petites pour $Tu < 0,2\%$.	95
Fig. 5.8 – Visualisation pariétale des traces laissées par la ligne de décollement secondaire des tourbillons.	96
Fig. 5.9 – Visualisation du tourbillon pour le cas avec cornière petite $H= 21\text{mm}$. La ligne jaune représente le Mopet et la cornière petite.	96
Fig. 5.10 - Comparaison entre la cornière longue et la petite.	97
Fig. 5.11- Basique (Mopet sans dispositifs).	97
Fig. 5.12 - Présentation des champs de vitesse pour $Tu < 0,2\%$ et sur L2 .	98

Fig. 5.13- Champ de vorticité pour le cas basique sur L2 et $Tu < 0,2\%$.	99
Fig. 5.14 – Champs de vorticité avec cornière sur L2 et $Tu < 0,2\%$.	99
Fig. 5.15 - Profils de vorticité en passant par le noyau des configurations avec et sans cornières, $Tu < 0,2\%$.	99
Fig. 5.16- Champ d'énergie cinétique fluctuante (k) pour le cas basique sur L2 et $Tu < 0,2\%$.	100
Fig. 5.17 – Champs d'énergie cinétique fluctuante (k) avec cornière, sur L2 , et $Tu < 0,2\%$.	100
Fig. 5.18 - Profils de k en passant par le noyau des configurations avec et sans cornières, $Tu < 0,2\%$.	101
Fig. 5.19 – Implémentation des générateurs de tourbillons fluidiques.	101
Fig. 5.20 – Effet des cornières pour $Tu = 4\%$. Par facilité on utilise les valeurs de $\varepsilon/\varepsilon_0$ du chapitre 4.	102
Fig. 5.21 - Visualisation du tourbillon crée par la petite cornière et son interaction avec celui de l'arête. La ligne jaune indique l'arête inclinée et inférieure.	102
Fig. 5.22- Orientation supposée des lignes de courant.	103
Fig. 5.23 - Disposition du «slat» par rapport au mopet.	103
Fig. 5.24 - Montage du bec à fente fixe.	104
Fig. 5.25 - Comparaison du C_p' avec «slat» contre le cas basique et autres dispositifs. (Par simplicité, les valeurs de $\varepsilon/\varepsilon_0$ sont les mêmes qu'au chapitre 3).	104
Fig. 5.26- Champ de «norme» de vitesse.	105
Fig. 5.27 - Champs obtenus.	105
Fig. 5.28 - Montage de la maquette pour les essais d'efforts moyens.	106
Fig. 5.29 : Position des jauges sur la balance T5, Chanel (2005).	107
Fig. 5.30 - Repère dans le système du vent.	107
Fig. 5.31 - Evolution du coefficient de traînée par rapport au Reynolds.	107
Fig. 5.32 - Evolution du coefficient de Force Latérale.	108
Fig. 5.33 - Evolution du coefficient de moment de lacet.	108
Fig. 5.34 - Evolution du coefficient de traînée.	109
Fig. 5.35 - Evolution du coefficient de portance.	109
Fig. 5.36 - Evolution du coefficient de moment de tangage.	110
Fig. 5.37- Evolution du coefficient de moment de roulis.	110

Chapitre 1

Introduction et étude bibliographique

Sommaire

1.1	Considérations Générales	2
1.2	Présentation du Problème	3
1.3	Recherche Bibliographique	5
1.4	Objectifs du travail et organisation du manuscrit	14

1.1 Considérations Générales

Les transports terrestres sont, depuis toujours, partie prenante de notre quotidien. Malgré des améliorations continues sur le confort, la sécurité, la tenue de route et la consommation les constructeurs cherchent à tendre vers la perfection. A la source de la traînée globale du véhicule ou de la génération de bruit, on trouve des phénomènes fortement instationnaires et couplés spatialement à des échelles très différentes. L'écoulement localisé au niveau des montants de baie et des parties latérales de lunette arrière est associé à des pertes d'énergie importantes. Ces régions sont caractérisées par des zones décollées tridimensionnelles complexes et instationnaires. Elles sont aussi responsables d'une part importante des bruits d'origine aérodynamique rayonnés vers l'extérieur ou transmis dans l'habitacle. L'étude de ces zones de l'écoulement a donc pour objectif la réduction de la traînée aérodynamique et l'amélioration du confort et de la sécurité des passagers. En effet, la réduction du bruit des groupes moto-propulseurs et celle due au roulement ont mis en évidence un nouveau type de bruit, d'origine aérodynamique.

Aujourd'hui, l'un des défis technologiques pour les véhicules terrestres est la réduction du bruit généré par l'aérodynamique et transmis à l'intérieur de l'habitacle. La figure 1.1 présente, dans une voiture classique, les régions principales d'écoulements décollés. On peut ainsi voir l'influence des différentes régions: montant de baie (« A-pillar »), partie avant du capot, jonction entre le capot et le pare-brise, rétroviseur etc.

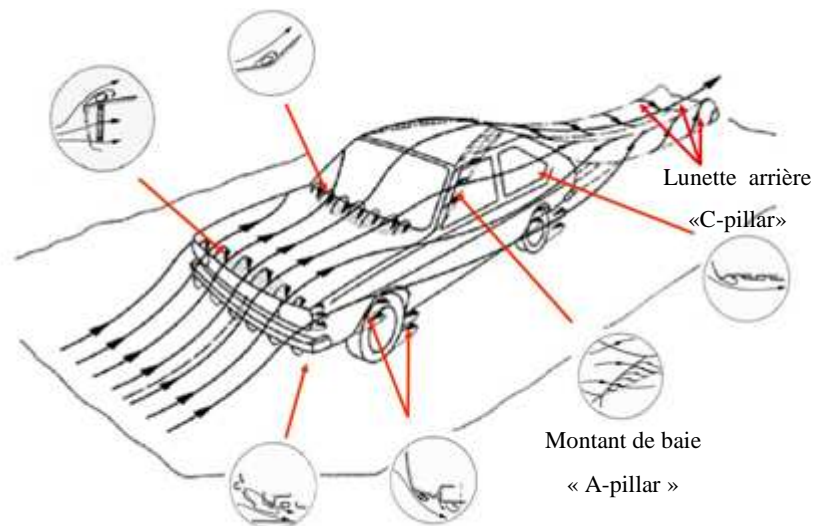


Fig. 1.1 - Régions d'écoulement décollé sur une voiture. Adapté de Hucho(1998).

A partir de la « crise du pétrole », en 1973, le « design » aérodynamique des voitures a nettement évolué en prenant conscience de l'influence des structures tourbillonnaires. Malgré toutes les améliorations apportées, la région du montant de baie continue à contribuer significativement au bruit transmis dans l'habitacle et dans une moindre mesure à la traînée du véhicule.

C'est dans ce cadre que se place cette étude qui vise à mieux connaître la génération et le développement du tourbillon de montant de baie. Celui-ci étant, par rapport à une automobile réelle, extrêmement complexe, nous avons choisi ici d'étudier la dynamique d'un tourbillon conique modèle ayant des caractéristiques proches de celui généré sur un montant de baie mais pour lequel l'ensemble des paramètres de génération sont contrôlés.

1.2 Présentation du Problème

Le bruit aérodynamique transmis dans l'habitacle d'une automobile est la conséquence directe des fluctuations de pression de l'écoulement sur les parois du véhicule. Une partie importante de ces fluctuations est, nous l'avons vu, générée par la présence de zones décollées tridimensionnelles et de structures tourbillonnaires à la dynamique fortement instationnaire. Les vibrations alors générées à la surface du corps et en particulier sur les vitrages sont alors transmises à l'intérieur de l'habitacle.

Dans le cadre de ce travail, nous ne nous intéresserons pas à l'aspect vibro-acoustique de ce problème. Nous concentrerons notre étude sur l'analyse de la génération des fluctuations de pression responsables de ces couplages vibro-acoustiques. Nous focaliserons cette analyse, en particulier, sur la zone de tourbillon de montant de baie en tentant de comprendre les mécanismes responsables de la génération de fluctuations de pression sur les vitrages latéraux du véhicule. Cette structure tourbillonnaire tridimensionnelle et fortement instationnaire est issue de l'enroulement de la nappe cisailée naissant au niveau de l'arête vive dans le cadre de ce travail, du montant de baie. Ces tourbillons de type coniques sont présents dans de nombreuses situations industrielles. En particulier, on peut trouver des similarités importantes entre le tourbillon de montant de baie et les tourbillons « de coin » générés sur le toit des bâtiments (Banks et al.(2000)). De même, sa génération et son développement sont similaires à ceux d'un tourbillon prenant naissance au bord d'attaque d'une aile en flèche à faible ou moyenne incidence (Mitchell(1998)).

Dans ces configurations de vol, contrairement aux cas à fortes incidences, le tourbillon reste attaché sur l'extrados de l'aile et est en interaction forte avec la paroi. Une différence importante rencontrée entre ces deux types de tourbillons coniques est la vitesse axiale à cœur. En effet, les tourbillons d'aile delta ont une vitesse axiale importante (supérieure à la vitesse de l'écoulement amont) alors que le tourbillon de montant de baie a une vitesse axiale inférieure à la vitesse de l'écoulement amont (situation que l'on retrouve dans les cas d'éclatement tourbillonnaire pour les tourbillons d'aile delta).

Nous ne détaillerons pas dans le manuscrit l'ensemble des nombreuses études portant sur les tourbillons de type « conique ». Nous nous attacherons, en particulier dans l'étude bibliographique, à la présentation des travaux déjà réalisés sur des configurations similaires à celle ici étudiée (tourbillon de type montant de baie). Pour une description détaillée des tourbillons générés sur les toits des bâtiments, on pourra consulter le travail de Hoarau(2006). De même, le travail de Mitchell(2000) offre une bibliographie détaillée des tourbillons prenant naissance au bord d'attaque des ailes delta à faibles et fortes incidences.

La fig. 1.2 présente le champ de pression et les lignes de courant autour d'une automobile obtenus par simulation numérique. On peut observer la complexité de l'interaction entre l'écoulement de montant de baie et le sillage du rétroviseur. On remarquera également la région de forte dépression induit par la présence du tourbillon conique.

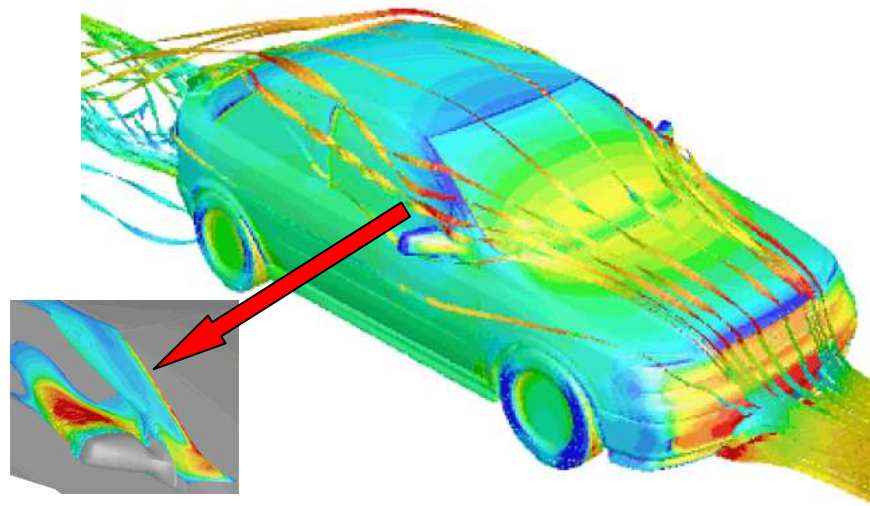


Fig. 1.2 - Calcul du champ de pression et lignes de courant en utilisant le logiciel Fluent. Détail: sillage du rétroviseur et décollement en région de montant de baie; Kleber(2001).

La figure 1.3 présente les lignes de frottement pariétal sur la fenêtre latérale d'une voiture réelle. Celles-là permettent de mettre en évidence la topologie de l'écoulement. On peut observer les lignes pointillées, en rouge, représentant la ligne de séparation secondaire et en blanc et bleue, la ligne de recollement.

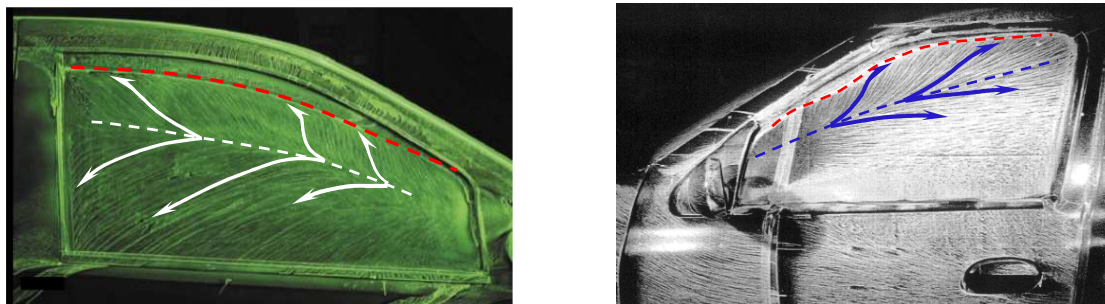


Fig. 1.3 - Visualisation par enduit visqueux sur la fenêtre latérale des voitures, d'après Kleber(2001).

Les visualisations d'écoulement présentées ci-dessus, comme de nombreuses études sur le sujet, ont été réalisées en soufflerie en présence d'un écoulement amont uniforme, c'est-à-dire ayant une intensité de turbulence quasi-nulle. Cependant, les écoulements rencontrés par les automobiles sont rendus fortement turbulents par la présence d'obstacles naturels ou non (arbres, ponts, bâtiments, autres véhicules, ...). Cette turbulence vient s'ajouter à celle présente naturellement dans la couche limite atmosphérique. Ainsi, dans des conditions de vent dites « modérées », l'intensité de turbulence de l'écoulement amont est comprise entre 3% et 5 % et les échelles intégrales de la turbulence peuvent atteindre 7m.

Le trafic routier et la présence d'autres obstacles peuvent induire une augmentation de l'intensité de turbulence de 5 à 20% et une réduction de l'échelle intégrale de 7m à 1m environ. Ces considérations, ainsi que le peu de travaux portant sur les effets d'un écoulement

amont turbulent, nous ont amenées à axer ce travail sur l'analyse de la dynamique d'un tourbillon modèle, de type « montant de baie », en présence d'un écoulement amont uniforme ou modérément turbulent.

Notons que Bearman et Morel(1983) ont identifié trois mécanismes basiques d'interaction entre la turbulence amont et l'écoulement moyen sur les « bluff bodies »: transition accélérée vers la turbulence dans les couches cisillées, augmentation/amélioration du mélange et de l'entraînement et distorsion de la turbulence amont par l'écoulement moyen. Selon eux, la turbulence amont influence les charges aérodynamiques sur les « bluff bodies » en produisant un tremblement (charges « instationnaires »). Ce tremblement (« buffeting ») produit des variations au niveau de la vitesse moyenne de l'écoulement et de sa direction.

Lee (1975) a étudié l'influence de l'échelle intégrale de la turbulence sur le coefficient de traînée moyen de prismes carrés. Il a utilisé des grilles pour générer différentes intensités de turbulence (6, 8, 9 et 12%) et des échelles intégrales longitudinales variant de 0,12m à 0,248m. Dans cette étude, l'augmentation de l'intensité de turbulence (Tu) a menée à une réduction de la traînée moyenne. Il a également observé que la traînée du prisme est maximale lorsque l'échelle intégrale longitudinale est égale au côté du prisme. Par contre, l'évolution du C_p moyen connaît un minimum pour une échelle intégrale comprise entre 1,5 et 2 fois le côté du prisme.

1.3 Recherche Bibliographique

La figure 1.4 présente une visualisation, réalisée au cours de ce travail, de différentes coupes du tourbillon de type conique étudié ici. L'écoulement amont décolle au niveau de l'arête latérale vive pour donner naissance à une couche cisillée s'enroulant sur elle-même, générant ainsi la structure tourbillonnaire observée.

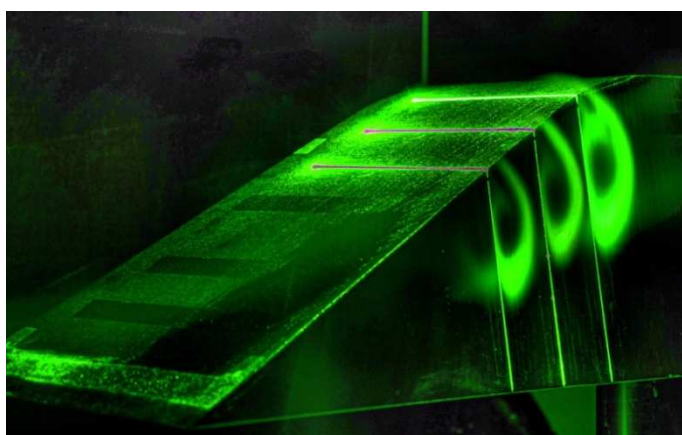


Fig. 1.4- Quelques coupes d'un tourbillon conique sur une configuration de type dièdre.

En réalité, la structure tourbillonnaire est ici constituée de deux tourbillons coniques contrarotatifs. L'un de taille plus importante, appelé primaire (ou principal), porte l'énergie et est continuellement alimenté en vorticités par la couche de cisaillement partant de l'arête inclinée. L'autre, appelé secondaire, plus petit, est situé entre le tourbillon primaire et l'arête. Il est engendré par le décollement de la couche limite qui se développe sous le tourbillon primaire et soumise à l'action du gradient de pression adverse induit par celui-ci.

Levy et al. (2008) et Levy¹ et al. (2008) ont réalisé des études expérimentales en utilisant une maquette de type dièdre de dimensions 1340mm (Longueur) x 390mm (largeur) x 290mm (Hauteur). La figure 1.5 présente la maquette et la structure observée.

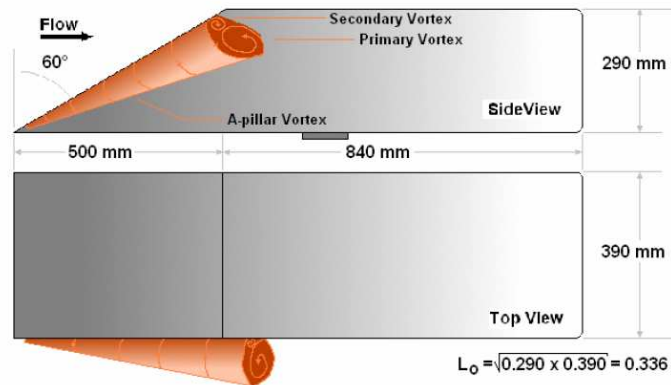


Fig. 1.5- Dièdre utilisé par Levy et al. (2008).

Leurs essais ont été réalisés dans une soufflerie de circuit et section d'essais ouvertes en présence d'un écoulement amont uniforme (intensité de turbulence=0,2%). La vitesse adoptée a été de 8 m/s et le Reynolds, basé sur la racine carrée de la surface frontale, de $1,7 \cdot 10^5$. Ils ont réalisé des mesures de pression fluctuante à l'aide d'un microphone Bruel&Kjaer 1/4. Leur analyse des signaux de pression n'ont pas mis en évidence de fréquences prédominantes sur les Densités Spectrales de Puissance au niveau des parois latérales. Ces essais ont néanmoins permis la mise en évidence d'une ligne de pression fluctuante élevée le long de l'arête qu'ils ont ensuite analysée comme correspondant à la ligne de décollement secondaire. Les fluctuations de pression mesurées étant alors dues à la fluctuation spatiale de la position du point de décollement.

Ils ont également réalisé des essais de PIV 2D-2C en plaçant l'axe optique de la caméra perpendiculairement au plan de développement de la structure tourbillonnaire. Les deux composantes du champ de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe tourbillonnaire ont alors été obtenues dans différents plans le long de l'arête (fig.1.6).

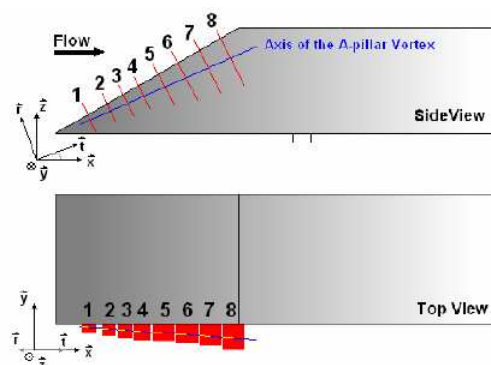


Fig. 1.6- Plans mesurés par PIV (2D-2C), d'après Levy¹ et al. (2008).

Ceci leur a permis d'identifier et de suivre l'évolution des tourbillons primaire et secondaire, de la ligne de séparation secondaire et de la couche de cisaillement. Ils ont ainsi observé que dans les sections mesurées les plus proches du nez de la maquette, le noyau tourbillonnaire possédait des valeurs plus élevées de vorticité et d'énergie cinétique fluctuante que pour les sections éloignées du nez du modèle. Ils ont également pu observer le développement du tourbillon secondaire et sa diffusion lorsque l'on s'éloigne du nez de la maquette (fig.1.7). Il est également intéressant de noter la taille, très petite de ce tourbillon, au regard des dimensions de la maquette.

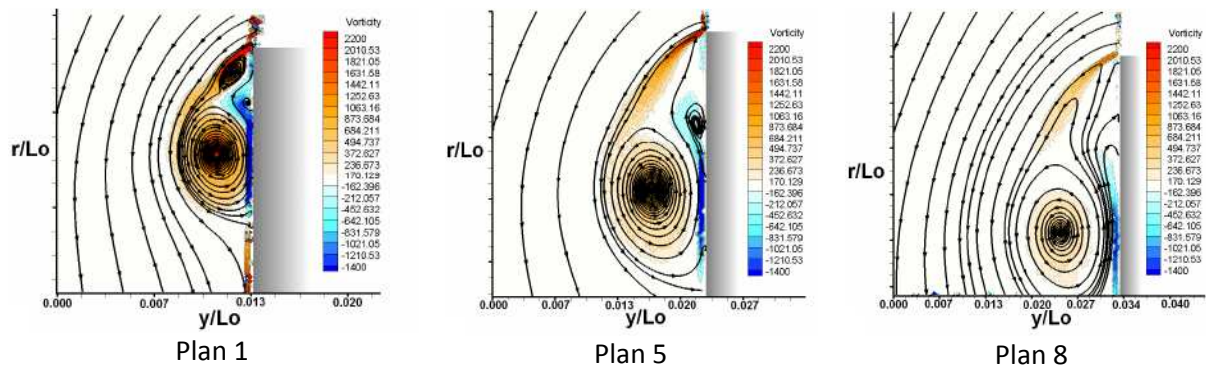


Fig. 1.7- Evolution de la vorticité et des lignes de courant en fonction de la position relative le long de l'arête latérale. Levy¹ et al. (2008).

Howell et al.(2009) ont étudié l'influence de la turbulence amont sur les évolutions des pressions pariétales moyenne et fluctuante. Ils ont placé des grilles en entrée de la veine d'essais de la soufflerie afin de générer des intensités de turbulence égales à 1,5%, 3,5% et 5,1%. La maquette utilisée (fig. 1.8) est de type dièdre, avec un angle au nez de 30°, et a comme dimensions : 1000mm (L) x 400mm (l) x 200mm (H). Elle est supportée par des pieds et est placée à une hauteur de 60 mm du plancher. La maquette dispose, sur les faces avant et latérales, de deux rangées horizontales de capteurs de pression situées à 0,33H et 0,67H. Chacune de ces lignes possède 25 prises de pression séparées de 20 mm. L'effet d'une mise en dérapage de la maquette sur les champs de pression a également été étudié. Le Reynolds, basé sur la racine carrée de la surface frontale, a varié entre 0,1 et 7.10^5 . Il a alors été observé une insensibilité des pressions moyennes et fluctuantes, au nombre de Reynolds. Sur la figure 1.8, sont indiquées, dans le cadre de l'étude Howell et al (2009), les longueurs et la convention adoptée pour l'angle de dérapage.

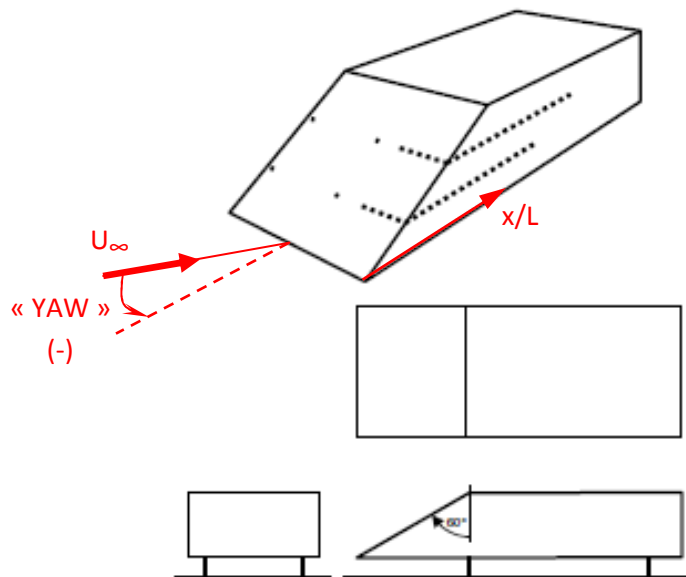


Fig. 1.8 - Maquette utilisé par Howell et al.(2009).

L'augmentation du niveau de la turbulence amont a engendré une réduction du pic de dépression moyen sur la paroi latérale mais sans affecter, significativement, la longueur de la région de séparation (fig. 1.9). La position de la dépression, que l'on peut en première approximation assimiler à la position du cœur de la structure primaire, est restée la même. On peut également noter que la dépression est plus intense lorsque l'on se rapproche du nez de la maquette (mesure sur la ligne horizontale inférieure, symbole vide sur la figure 1.9).

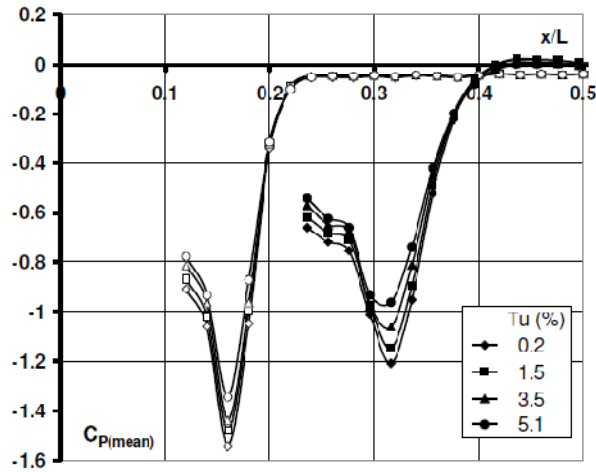


Fig. 1.9 – Effet de la turbulence amont sur le C_p moyen à dérapage nulle, d’après Howell et al.(2009). La Ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et la ligne inférieure par des symboles vides.

Selon Howell et al., un des effets principaux de la turbulence extérieure est d'augmenter l'intensité de l'ensemble des pressions fluctuantes (figure 1.10) dans la région décollée et d'augmenter ainsi le bruit transmis dans l'habitacle. On peut également noter que la position du pic présent dans l'évolution du C_p' (fig. 1.10) et attribué par les auteurs à la présence du décollement secondaire, n'est pas affectée par l'augmentation de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont.

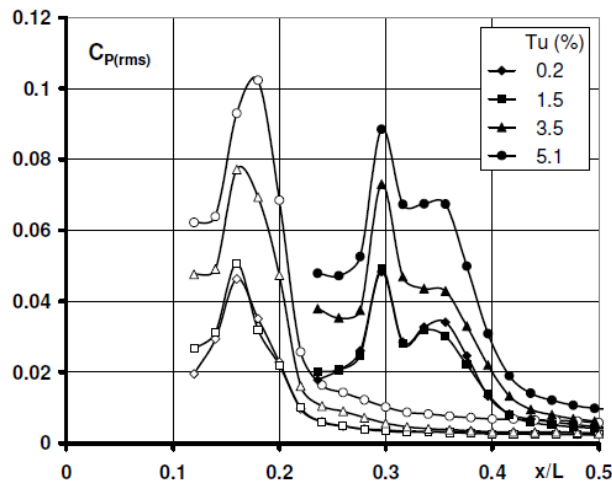


Fig. 1.10- Effet de la turbulence amont sur le C_p' (Howell et al.). La Ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et la ligne inférieure par des symboles vides.

L'influence de la mise en dérapage est de la maquette est présentée sur la figure 1.11. Les auteurs ont ainsi observé qu'en présence d'un dérapage compris entre -10° et $+10^\circ$, dans le cas où le dérapage éloigne le tourbillon de la paroi (« yaw » négatif, voir fig. 1.8) une dépression moyenne plus prononcée est observée. Une atténuation significative du gradient de pression statique moyen a été observée pour un dérapage positif.

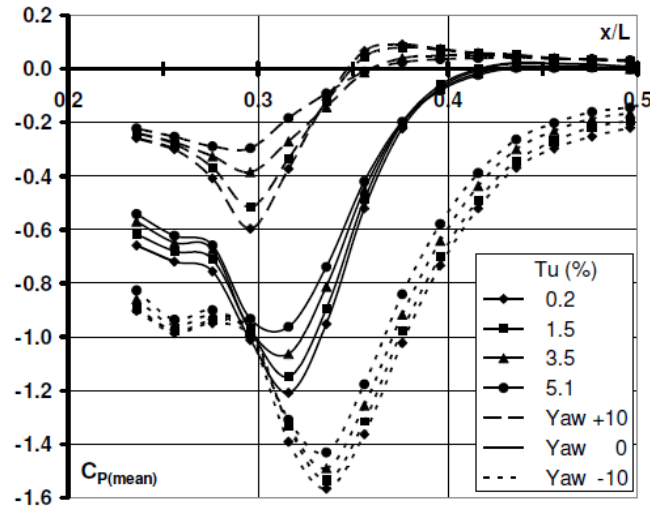


Fig. 1.11- Influence de l'angle de dérapage sur le C_p , d'après Howell et al.(2009).

La thèse de **Hoarau (2006)** a été la première menée sur ce sujet au laboratoire d'études aérodynamiques. Il a été utilisé une maquette similaire à celle étudiée dans ce travail. Elle était ainsi de type dièdre, avec un angle de 30° au niveau de la face avant et ses dimensions étaient : 400mm (L) x 120mm (l) x 90mm (H). Les faces latérales étaient inclinées de 80° par rapport à sa base (fig. 1.12). La maquette était supportée par un pied carénée de 100 mm de longueur et fixée à un plancher. Les essais ont été réalisés dans une soufflerie dont la section d'essais est 3/4 ouverte avec une intensité de turbulence inférieure à 1% et une vitesse d'essai de 30 m/s. Le nombre de Reynolds, basé sur la hauteur (H) était de $1,8 \cdot 10^5$ ou $1,94 \cdot 10^5$ si la référence de longueur choisit est la racine carrée de la surface frontale.



Fig. 1.12- Maquette utilisée par Hoarau (2006).

Les champs de vitesse ont été mesurés par un système LDV argon-ion de deux couleurs en configuration de rétrodiffusion. La pression moyenne a été mesurée en utilisant un système composé par un SCANIVALVE lié à un afficheur numérique FURNESS. Pour mesurer la pression fluctuante il a été utilisé des sondes à microphone déporté (SMD). Ces SMD et les tubes d'adaptation d'impédance ont été préalablement étalonnés en utilisant un microphone de référence de type B&K type4136.

En utilisant la LDV, Hoarau a mesuré le profil de vitesses ($U(X), V(Y), W(Z)$) en $Z = -50\text{mm}$. A partir d'une rotation de ce repère il a réussi à aligner le nouvel axe X^0 à celui de l'axe tourbillonnaire. Sur la figure 1.13, la vitesse axiale moyenne est donné par $\langle U^0 \rangle$ et la composante fluctuante par u^0 . On observe que la vitesse axiale est inférieure à U_∞ .

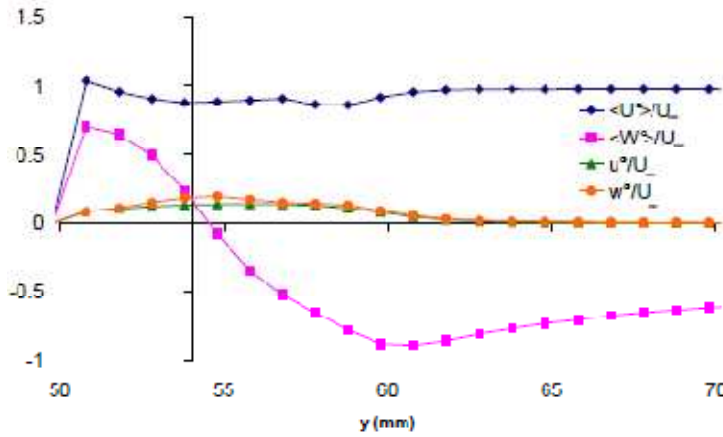


Fig. 1.13- Profil de vitesses obtenu par LDV à $Z = -50\text{mm}$, d'après Hoarau (2006).

L'analyse des spectres de pression fluctuante et des interspectres pour deux capteurs alignés avec l'axe du tourbillon a permis de décomposer le spectre aux points de fluctuation de pression maximale comme le résultat de trois contributions physiques distinctes:

- Une contribution à basse fréquence d'échelle de longueur équivalente au développement longitudinal de la structure le long de l'arête et advectée par la vitesse axiale au cœur.
- Une contribution à fréquences intermédiaires fortement corrélée dans la direction axiale, certainement associée à l'advection de perturbations cohérentes dans le tourbillon en développement. L'échelle de longueur de ces perturbations est plutôt de l'ordre de la largeur du tourbillon conique. Elle pourrait donc être associée à l'enroulement de la nappe décollée en analogie avec le lâche tourbillonnaire des situations bidimensionnelles en moyenne.
- Une partie très énergétique du spectre mais associée à l'effet d'une turbulence à plus fine échelle, décorrélée entre les lignes de capteurs de pression et dont la bande de fréquence s'adapte à l'épanouissement longitudinal de la structure.

Les fluctuations de pression à la paroi ont traduit l'existence de deux phénomènes d'instationnarités caractéristiques qui sont le battement de la couche de mélange et l'advection vers l'aval et sur l'axe tourbillonnaire de structures turbulentes issues de la couche de mélange.

L'analyse couplée des champs de vitesse moyenne, d'énergie cinétique turbulente et des évolutions des coefficients de pression moyenne (C_p) et fluctuantes (C_p') ont permis de proposer un modèle phénoménologique simplifié du tourbillon.

Lehueur et al. (2009) ont utilisé une maquette de type dièdre et de dimensions : $0,17\text{m}$ (Longueur) x $0,051\text{m}$ (largeur) x $0,0391\text{m}$ (hauteur) dans un canal hydraulique de section droite $0,3\text{m}$ x $0,3\text{m}$ et à une vitesse (U_{∞}) de $0,5$ m/s correspondant à un nombre de Reynolds de $8,5 \cdot 10^4$ (basé sur sa longueur (L)) ou $2,2 \cdot 10^4$ (basé sur la racine carrée de la surface frontale de la maquette). L'objectif de cette étude était le contrôle du tourbillon de montant de baie. Ainsi, la maquette possédait une fente de dimensions $0,076\text{m}$ x $0,0004\text{m}$ sur la face latérale gauche, parallèle à l'arête inclinée (fig.1.14). Cette fente permettait l'injection de quantité de mouvement dans la structure tourbillonnaire par soufflage ou l'aspiration de celle-ci. La maquette était tenue au centre de la section d'essais par un support caréné lequel contenait une balance aérodynamique instationnaire permettant de mesurer les fluctuations de traînée.

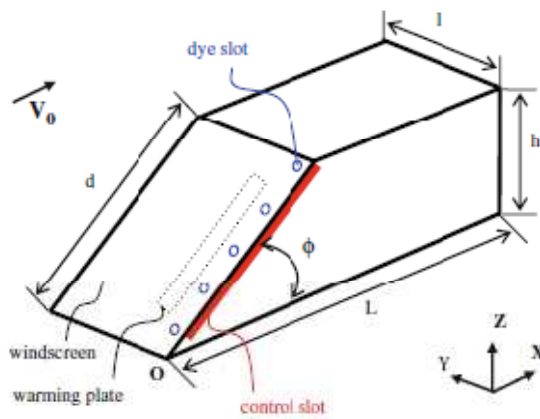


Fig. 1.14- Maquette utilisé par Lehugeur et al. (2009).

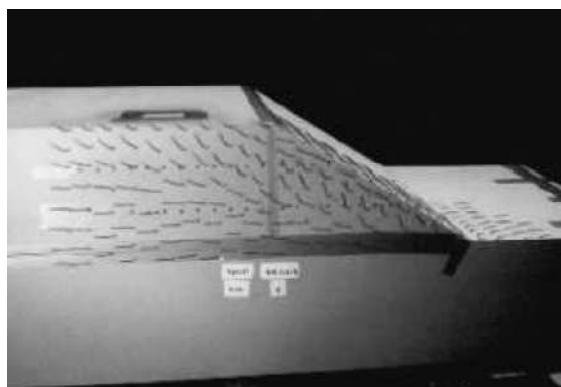
Des mesures de Stéréo-PIV ont également été réalisées dans différents plans perpendiculaires à l'axe de développement de la structure tourbillonnaire. Les vitesses de soufflage et d'aspiration étaient, en module, de $0,5.U_\infty$, U_∞ et $1,5.U_\infty$ et réglées par une pompe et un débitmètre.

Les mesures par S-PIV **sans** soufflage ou aspiration ont révélé que l'axe de la structure conique présentait une vitesse, dans la direction x, de l'ordre de $0,6.U_\infty$. Le tourbillon secondaire n'a pas pu être observé à cause de la résolution trop faible de la S-PIV.

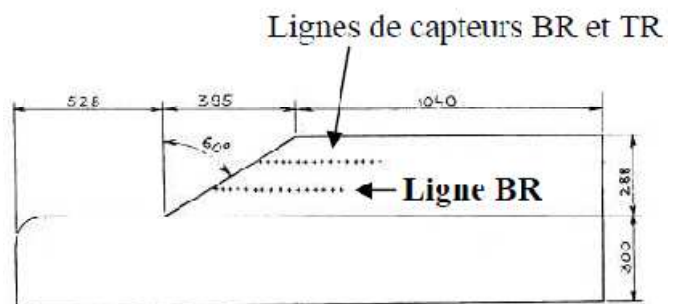
En utilisant l'aspiration, les mesures par S-PIV, ont montré que le tourbillon se rapproche de la paroi, en réduisant sa vorticité et sa vitesse à cœur. Les mesures d'efforts ont montré une réduction de traînée comprise entre 2 et 6%.

Les mesures par S-PIV **avec** soufflage (vitesses U_∞ et $1,5.U_\infty$) ont montré que la section droite du tourbillon augmente et ont mis en évidence un éclatement tourbillonnaire avec une zone de recirculation et une vitesse au noyau presque nulle. Les mesures d'efforts ont montré une augmentation de la traînée dans ce cas-là comprise entre 4 et 8%.

Alam (2000) et Alam et al. (2001) ont placé une maquette de type dièdre sur un sabot afin de simuler le capot de la voiture (figure 1.15).



(a) Photo de la maquette.



(b) Position des prises de pression.

Fig. 1.15- Maquette utilisée par Alam (2000).

Les pressions moyennes ont été acquises en utilisant un SCANIVALVE. La pression fluctuante a été mesurée sur deux lignes horizontales TR (Top Rows) et BR (Bottom Rows)

en utilisant des microphones affleurant. La figure 1.16 présente la distribution du coefficient de pression moyen (C_p) pour les rangés BR et TR à 60, 80, 100, 120 et 140 km/h. On peut observer la signature caractéristique d'un tourbillon conique et l'indépendance de la pression moyenne au nombre de Reynolds.

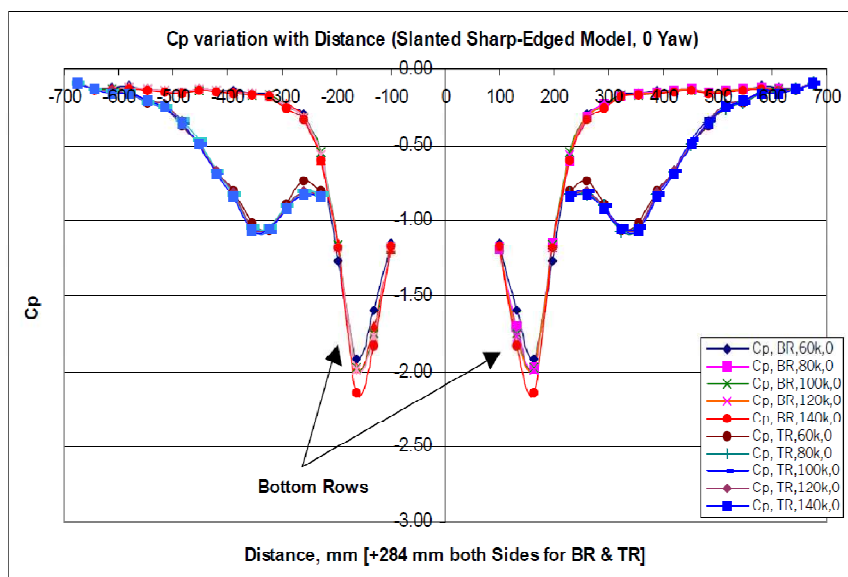


Fig. 1.16- Coefficient de pression moyenne, d'après Alam (2001)

La figure 1.17 présente l'évolution du coefficient de pression fluctuante (C_p'). On peut également observer une insensibilité au nombre de Reynolds et la présence d'un pic marqué du à la présence d'un décollement secondaire et à la fluctuation spatiale de celui-ci.

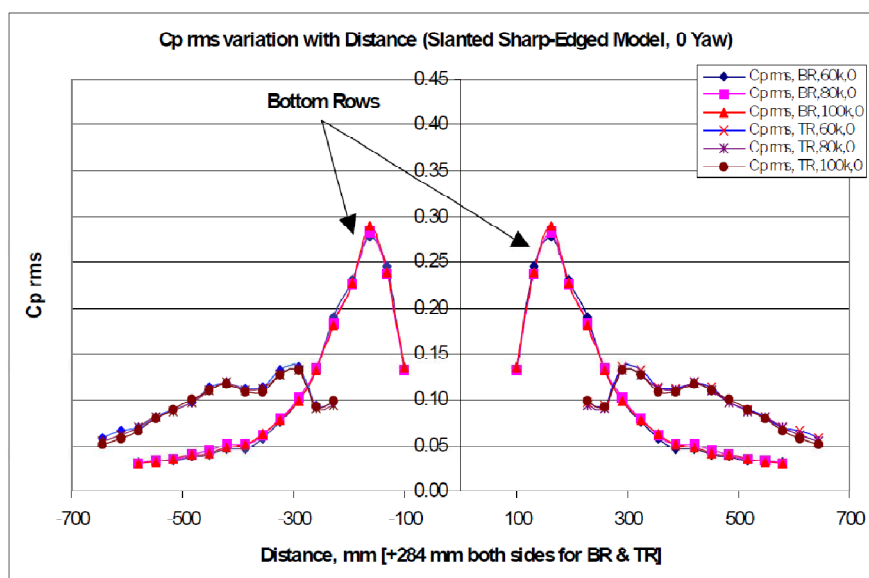


Fig. 1.17- Coefficient de pression fluctuante, d'après Alam (2001).

La maquette a ensuite été mise en dérapage avec des angles compris entre +15 et -15 degrés (fig. 1.18). Le dérapage de +15 degrés est présentée à droite (face exposée au vent/région de surpression) et -15 degrés (face cachée au vent/région de dépression) à gauche.

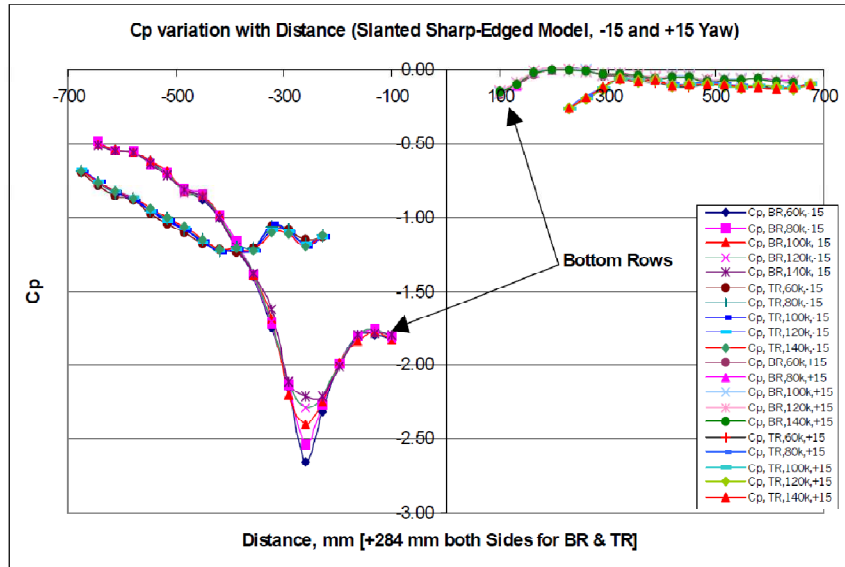


Fig. 1.18- Coefficient de pression moyenne en dérapage de -15 et +15 degrés, Alam (2001).

On peut noter que sur la face cachée au vent (-15 degrés, côté gauche de la figure 1.18) le pic de C_p est toujours à la même position et que les courbes sont superposées quel que soit le nombre de Reynolds. On peut néanmoins observer une diminution de la dépression maximale avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Concernant la face exposée au vent (+15 degrés, côté droite de la figure 1.19) la superposition des courbes de C_p est totale quel que soit le nombre de Reynolds. L'évolution du coefficient de pression fluctuante présentée sur la figure 1.19 montre que le C_p' est inférieur sur la ligne horizontale supérieure mais qu'il existe ici aussi une insensibilité au nombre de Reynolds (dans la plage étudiée).

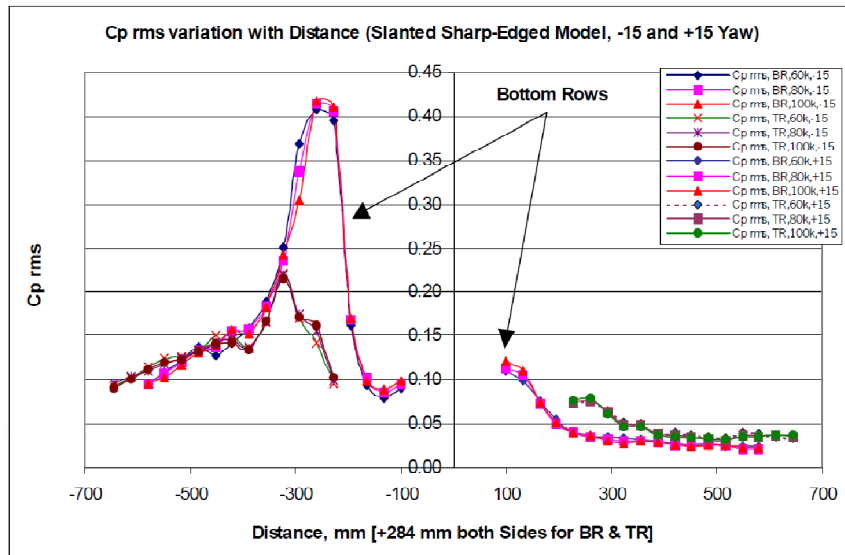


Fig. 1.19- Coefficient de pression fluctuante en dérapage de -15 et +15 degrés, Alam (2001).

A la suite de ces différentes analyses, il a été proposé par Alam(2000) un modèle phénoménologique pour le développement du tourbillon de montant de baie (fig.1.20).

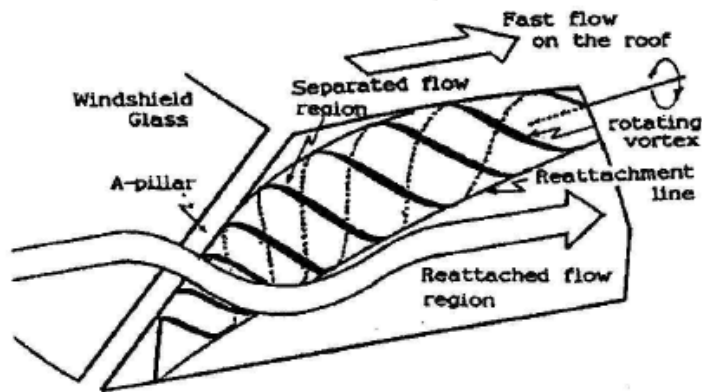


Fig. 1.20- Ecoulement autour d'un montant de baie, Alam(2000).

Le tableau 1.1 résume les principales recherches sur le tourbillon conique de type « montant de baie » par méthodes expérimentales utilisées.

Auteur	Mesure d'efforts aérodynamiques	Pression Moyenne	Pression Fluctuante	PIV	Turbulence Amont	Dispositifs de contrôle
Levy et al.	✗	✗	✗	✓ 2D-2C	✗	✗
Howell et al.	✗	✓	✓	✗	✓	✗
Lehuteur et al.	✓ Fluctuantes Traînée	✗	✗	✓ 2D-3C	✗	✓ Actif
Hoarau	✗	✓	✓	LDV	✗	✗
Alam et al.	✗	✓	✓	✗	✗	✗
Présente étude	✓ Moyens 6 Comp.	✓	✓	✓ 2D-3C 2D-2C	✓	✓ Passif

Tableau 1.1- Résumé des auteurs et méthodes expérimentales.

1.4 Objectifs du travail et organisation du manuscrit

L'objectif du présent travail est l'analyse de la dynamique d'un tourbillon conique de type « montant de baie ». Afin de maîtriser au mieux les conditions d'essais, la maquette utilisée, identique à celle de Hoarau(2006), permettra de générer une structure tourbillonnaire « modèle » c'est-à-dire affranchie des interactions fortes, pouvant survenir sur une automobile, avec le rétroviseur ou avec le décollement existant à la jonction entre le capot et le pare-brise. La dynamique de la structure tourbillonnaire sera étudiée en termes de champs de vitesse et de fluctuations de pression pariétales.

En effet, bien que, comme évoqué précédemment, la vibro-acoustique ne soit pas le sujet de cette étude, nous garderons à l'esprit qu'une partie des fluctuations de pression mesurées seront transmises dans l'habitacle sous formes d'ondes acoustiques. Nous chercherons également à étudier l'influence de la turbulence extérieure sur la dynamique du

tourbillon et sur son empreinte en termes de pression pariétale. Si l'on veut pouvoir travailler, à des nombre de Reynolds assez élevés, il n'existe pas de dispositifs en soufflerie permettant de reproduire fidèlement (en termes d'échelles intégrales et d'intensité) la turbulence rencontrée par une automobile sur route. C'est pourquoi, nous avons fait le choix dans cette étude de générer une turbulence homogène et isotrope afin de contrôler son échelle intégrale et son intensité. Après avoir étudié la dynamique de la structure tourbillonnaire en présence d'un écoulement turbulent ou non, nous chercherons à étudier sa sensibilité à des perturbations de type « contrôle passif » qui ont peu été étudiées dans la littérature. Il sera en effet intéressant d'observer l'efficacité des dispositifs de contrôle en présence d'un écoulement amont turbulent.

L'organisation du manuscrit est la suivante : La configuration expérimentale, les méthodes de mesures et les méthodologies d'analyse utilisées sont présentées dans le chapitre 2. Le chapitre 3 présente une analyse de la dynamique spatio-temporelle de la structure tourbillonnaire en présence d'un écoulement amont uniforme alors que l'influence de la turbulence extérieure est présentée dans le chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 présentera les différents dispositifs de contrôle passif testés et leur influence sur la dynamique tourbillonnaire en présence d'un écoulement amont turbulent ou non.

Chapitre 2

Dispositifs Expérimentaux et Méthodologies d'Essais

Dans ce chapitre les moyens expérimentaux et les méthodologies d'essais seront décrits. Les essais présentés dans le manuscrit ont été réalisés dans la soufflerie bois de l'ENSMA. Une description de la soufflerie, de la maquette ainsi que des moyens mis en œuvre pour générer la turbulence dans la veine d'essais sera faite. Les outils métrologiques utilisés, pour mesurer les pressions moyennes et fluctuantes par capteurs déportés ainsi que les champs de vitesse par Stéréo-PIV (2D-3C) et PIV (2D-2C) seront présentés ainsi que les procédures d'étalonnage et les estimations d'incertitude.

Sommaire

2.1	La Soufflerie	17
2.2	La Maquette	17
2.3	Visualisation Pariétale	20
2.4	Génération d'une turbulence homogène et isotrope dans la veine d'essais	21
2.5	Mesure de la Pression Moyenne	26
2.6	Mesure de la Pression Fluctuante	27
2.6.1	Description des Capteurs	27
2.6.2	Méthode d'Etalonnage	29
2.6.3	Exploitation de l'Etalonnage et des Mesures	29
2.6.4	Corrélations Pression-Pression	32
2.7	Mesure du Champ de Vitesse	32
2.7.1	Stéréo-PIV (2D-3C)	34
2.7.1.1	Analyse des Erreurs	36
2.7.2	PIV (2D-2C)	38

2.1 La Soufflerie

Les essais ont été réalisés à la soufflerie « Bois » de l'ENSMA, figure 2.1. Sa construction - en bois - remonte aux années 1942/1943 par un groupe d'aérodynamiciens lillois réfugié à Toulouse.

En 1950 la soufflerie est transférée au centre-ville de Poitiers, puis en 1996 sur le nouveau site de l'ENSMA au Futuroscope.

Le groupe moto-propulseur est composé d'un moteur électrique Leroy Somer de puissance 96 kW équipé de 10 pales. Un nid d'abeille à mailles carrées (70 x 70 mm²) est placé dans la chambre de tranquillisation et une grille est située dans le deuxième diffuseur afin d'éviter tout risque de décollement

Les principales caractéristiques sont :

- Type : soufflerie à retour (type Prandtl)
- Vitesse maximale : 90 m/s
- Rapport de contraction : 1:20
- Géométrie de la section d'essais : octogonale
- Section droite : 1,2 m²
- Distance entre faces opposées : 1,2 m
- Longueur : 2,55 m
- Intensité de turbulence longitudinale : $Tu < 0,2 \%$

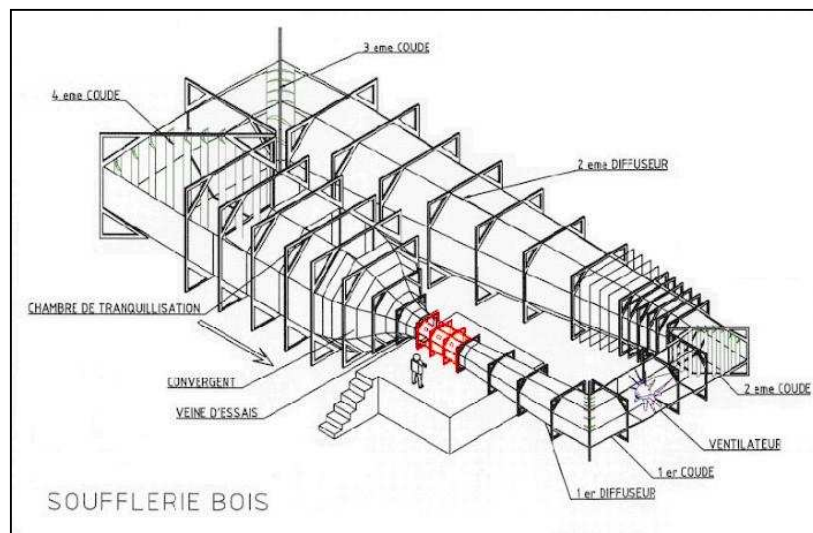


Fig. 2.1– Soufflerie « BOIS » de l'ENSMA.

2.2 La Maquette

La maquette utilisée a été conçue en 2004 en collaboration avec les membres du Centre National de Recherche Technologique en Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres (CNRT R2A) pour être représentative de l'habitacle d'un véhicule terrestre et bien caractériser la dynamique instationnaire et la signature en termes de fluctuations de pression et de vitesse des tourbillons coniques sur les faces latérales.

La première étude, réalisée sur ce type de corps au laboratoire a été menée dans le cadre de la thèse de Hoarau (2006). La maquette a été désignée « MOPET » qui est un acronyme de « **M**odèle pour l' **E**tude des **T**ourbillons Tridimensionnels » (Hoarau (2006)).

Le MOPET, a une hauteur, H , de 180 mm pour une base de 240×800 mm² (voir figure 2.2). L'angle d'inclinaison de la partie frontale est de 30° par rapport à l'horizontal tandis que les flancs sont inclinés de 10° par rapport à la verticale. La jonction entre la face avant et le toit est arrondie afin de prévenir le risque de décollement sur le toit. A cet effet également, une bande rugueuse (grains de carborundum) a été ajoutée au pied de la face avant afin de déclencher la turbulence dans la couche limite se développant sur la rampe.

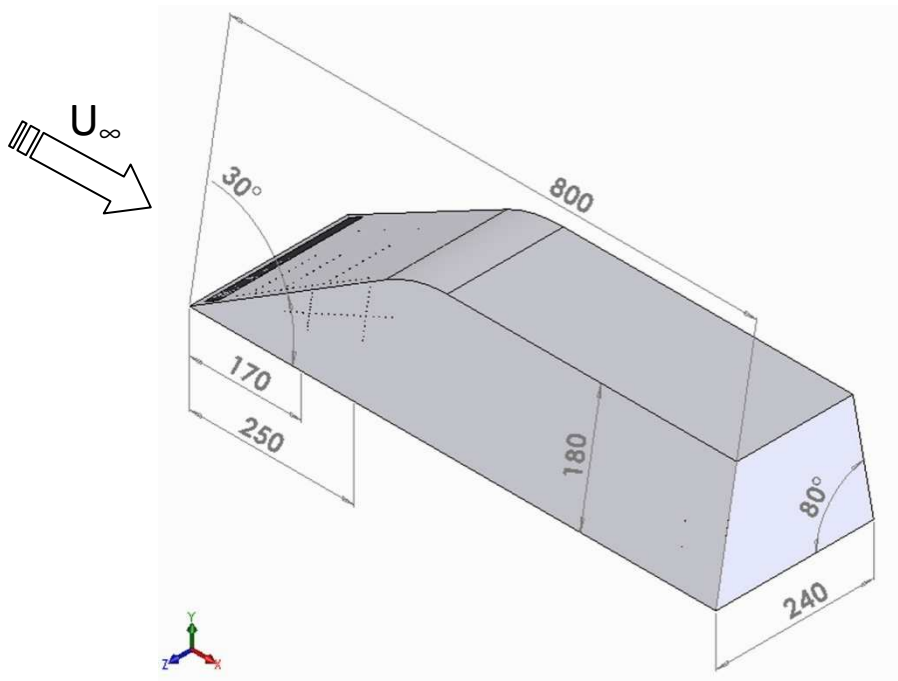


Fig. 2.2– Configuration et dimension du Mopet.

La maquette, réalisée au sein de l'ENSMA, est une peau en composite (fibre de verre) obtenue à partir d'un moule. Cette structure légère permet de libérer de l'espace à l'intérieur de la maquette afin d'y loger l'ensemble de l'instrumentation en pression (capteurs de pression et tubes d'adaptation d'impédance).

Le Mopet est équipée de 126 prises de pression (diamètre extérieur 0,9 mm) dont 54 sur la face avant, 24 sur le côté droit et 44 sur le côté gauche (14 sur première ligne verticale (**L1**), 12 sur la deuxième ligne verticale (**L2**) et 18 sur la ligne inclinée (**Linc**). Les prises sont présentées sur la figure 2.3. Les côtés gauche et droit sont définis en regardant le vent de face. Les lignes **L1** et **L2** sont situées respectivement à 170 mm et 250 mm du nez du Mopet. La ligne **Linc** fait un angle de 21° par rapport à l'arête longitudinale de la base. Cet angle a été choisi, en nous appuyant sur les résultats de Hoarau (2006) afin que les prises de pression sur cette ligne soient alignées avec l'axe moyen du tourbillon principal. La distance entre les prises de pression sur les lignes **L1** et **L2** est de 9 mm, tandis qu'elle est de 10 mm sur **Linc**.

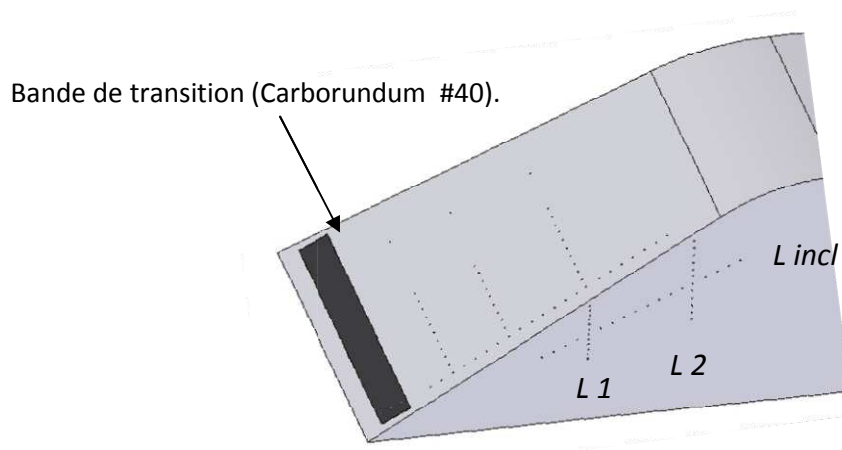


Fig. 2.3– Vue du côté gauche et face avant avec des prises de pression sur les lignes **L1**, **L2** et **Linc**.

La maquette est supportée, au centre de la section d'essais, par trois pieds profilés qui permettent également de faire passer les câbles d'alimentation et de transmission des données des capteurs de pression embarqués dans le Mopet (figure 2.4). Deux fils de fer ont été ajustés de chaque côté du Mopet afin de tenir la maquette et de réduire les vibrations (figure 2.5). Le taux de blocage solide de l'ensemble maquette + support est de 6,7%. Ce taux étant relativement faible, les mesures de pression n'ont pas été corrigées à posteriori.

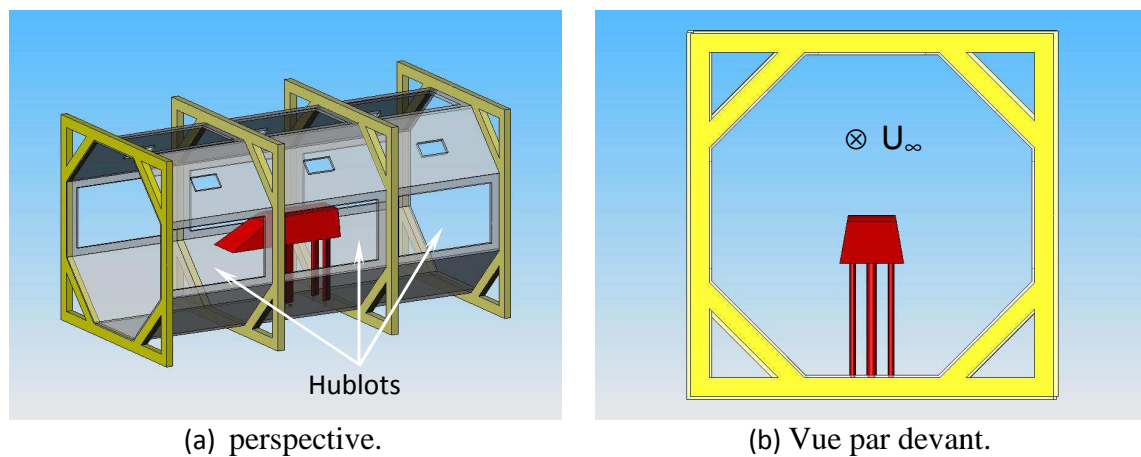


Fig. 2.4– Positionnement de la maquette.



Fig. 2.5– Montage final du Mopet dans la soufflerie.

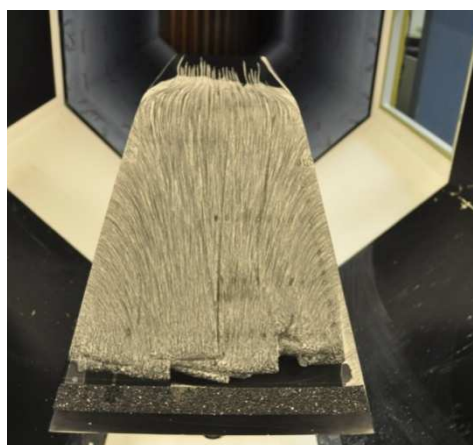
Les structures tourbillonnaires coniques de type montant de baie sont particulièrement sensibles au dérapage. L'alignement de la maquette par rapport au vent incident doit donc être réalisé avec les plus grandes précautions. Dans notre cas, l'alignement a été assuré en « égalisant » les pressions moyennes et fluctuantes pour des prises de pression situées symétriquement sur les faces latérales du Mopet. Les écarts maximum observés pour des prises situées sous le tourbillon principale (niveau de dépression le plus important) étaient de l'ordre de 3%. La grande sensibilité de ce type de structure tourbillonnaire au dérapage ou à la nature de l'arête sur laquelle elle est générée a entraîné une dispersion des mesures réalisées au cours des différentes campagnes d'essais. Néanmoins, cette dispersion, difficilement quantifiable par un calcul d'erreur classique, est assez faible pour ne pas entraîner de modifications dans l'analyse des résultats qui seront présentés dans le manuscrit. Les essais ont été réalisés à une vitesse nominale de 40 m/s et le nombre de Reynolds - basé sur la racine carré de la surface frontale - est égal à $5,08.10^5$. On pourrait également calculer le nombre de Reynolds basé sur la hauteur ($Re_H=U.H/\nu=4,8.10^5$) ou sur la longueur ($Re_L=UL/\nu=2,1.10^6$).

2.3 Visualisation Pariétale

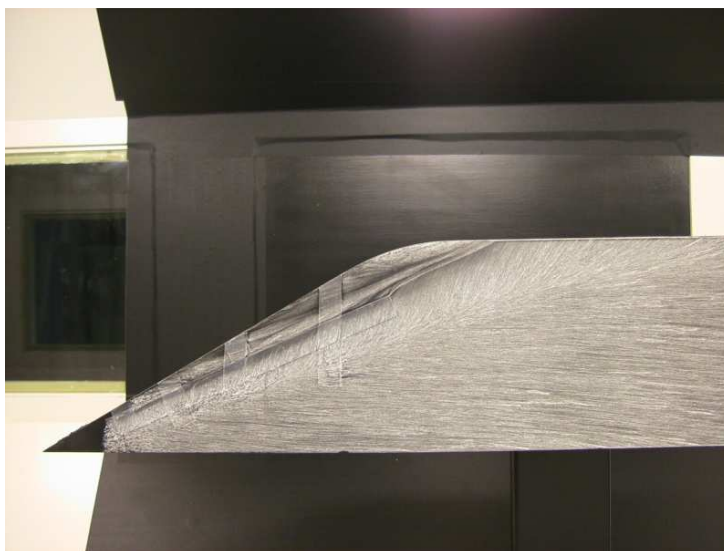
Les essais de visualisation par enduit visqueux permettent d'obtenir l'ensemble des lignes de frottement moyennes sur la maquette. Cette technique éprouvée fait partie des outils importants pour la compréhension de l'écoulement et son interaction avec la maquette.

Avant l'essai on enduit la maquette avec une mixture de solvant et de pigment et, le plus vite possible, on met en marche la soufflerie. L'enduit utilisé au laboratoire est composé de 20g de Kaolin (traceur) + 100 cm³ de « White Spirit » (solvant) + 4g d'acide oléique (visqueux). L'écoulement entraîne ce mélange sur la surface. Pendant ce temps, le solvant s'évapore et le kaolin reste accroché à la paroi pour former le spectre de frottement pariétal.

La figure 2.6 présente la visualisation « Sans Turbulence amont » (ST) sur la face avant et sur le côté gauche. Ces essais étant parfois difficiles à interpréter, nous avons utilisé ici cette technique principalement pour mettre en évidence la région de recollement de la structure principale et la zone de décollement du tourbillon secondaire (voir chapitre 3).



(a)



(b)

Fig. 2.6- Visualisation pariétale, sans turbulence: (a) vue de face, (b) coté latéral.

2.4 Génération d'une turbulence homogène et isotrope dans la veine d'essais.

La turbulence a été générée dans la veine d'essais en plaçant une grille homogène à l'entrée de celle-ci. La turbulence de grille s'obtient par passage d'un fluide à travers un obstacle placé transversalement dans un écoulement permanent rectiligne et uniforme en moyenne. On considère en première approximation que la turbulence ainsi engendrée est homogène et isotrope dans la région centrale de l'écoulement (Chassaing (2000)). De nombreux auteurs ont étudié la turbulence de grille, figure 2.7, parmi lesquels on pourra citer Baines et Peterson (1951), Comte-Bellot & Corrsin (1966) ou bien encore Ling(1970).



Fig. 2.7- Turbulence homogène générée par une grille, $Re_M = 1500$ et $M = 2.54$ cm, Van Dyke (1997).

Le dispositif expérimental générateur de la turbulence est généralement une grille plane formée de barreaux de section circulaire ou carrée régulièrement espacés. La grille a comme dimensions caractéristiques la distance entre les barreaux (taille de la maille), la largeur des barreaux et le facteur de blocage (rapport de la surface obturée par l'obstacle sur la surface totale de la veine). La figure 2.8 présente un schéma de la grille utilisé afin d'obtenir $Tu = 4\%$.

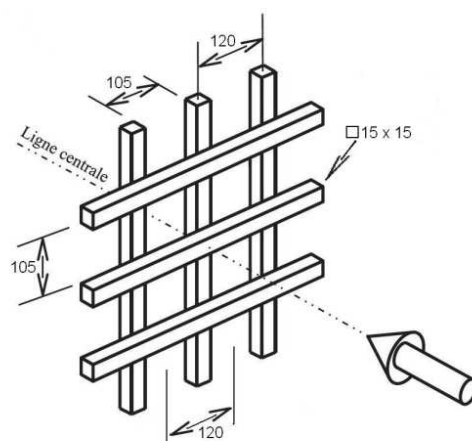


Fig. 2.8- Grille plane utilisée pour générer une turbulence d'intensité de 4%.

On a choisi de générer dans la veine d'essais différentes turbulences ayant des intensités de 4% et 8% et des échelles intégrales de l'ordre de grandeur de la largeur du tourbillon (ici 30 mm). Nous nous sommes basés pour dimensionner les grilles sur les travaux empiriques de Baines et Peterson (1951). Le tableau 2.1 présente les dimensions associées aux deux grilles utilisées. La distance entre celles-ci et le centre de la veine d'essais est de 1500 mm (voir figure 2.9).

Intensité de turbulence (%)	Taille du barreau (mm)	Taille de la maille (mm)
	b	M
4	15	120
8	30	180

Tableau 2.1- Dimensions des grilles de turbulence utilisées.

La distance entre la maquette et la grille étant ici plus faible que celles utilisées classiquement dans la littérature (Comte-Bellot & Corrsin (1956) et Baines (1951)), il convient de vérifier que les grilles utilisées nous permettent bien de générer une turbulence homogène et isotrope pleinement développée au niveau de la maquette. Pour cela, il a été étudié les caractéristiques de l'écoulement en aval des différentes grilles. On présente ici, de manière détaillée, les résultats obtenus pour la grille ayant la taille de maille (M) la plus grande car c'est ici où le risque d'avoir une turbulence non parfaitement isotrope est le plus important. On présentera, ensuite, les résultats obtenus pour la grille « 4% » uniquement au niveau de la maquette.



Fig. 2.9– Positionnement de la grille « 4% » par rapport au Mopet.

Dispositif expérimental

Afin de caractériser l'écoulement en aval des grilles de turbulence on a utilisé un fil chaud croisé fabriqué par *Dantec Dynamics*. Afin d'avoir accès aux trois composantes de la vitesse, le fil a été tourné de 90° pour chaque point de mesure. Des tests préliminaires nous ont permis de déterminer les fréquences et temps d'acquisition nécessaires. Ainsi, une acquisition à trop basse fréquence présente le risque de couper le spectre pour des fréquences ayant un contenu énergétique non négligeable et ainsi sous-estimer l'intensité de turbulence. De même, afin d'avoir une résolution satisfaisante aux basses fréquences, il est nécessaire de choisir un temps d'acquisition suffisamment long. Il a donc été choisi pour chaque point de mesure spatiale, d'enregistrer 150 000 points à une fréquence de 12,5 KHz.

Résultats obtenus pour la grille « 8% »

Dans un premier temps on a mesuré la décroissance du taux de turbulence longitudinal en aval de la grille en comparant les résultats obtenus à ceux de la littérature figure 2.10.

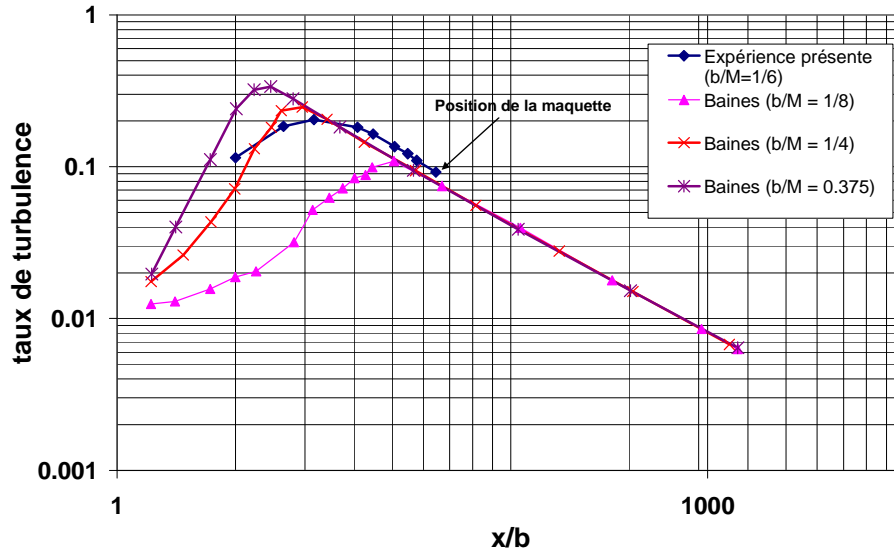


Fig. 2.10- Evolution du taux de turbulence longitudinal (grille 8%). Comparaison avec les mesures de Baines et Peterson (1951).

Les résultats présentés sur la figure 2.10 permettent de conclure que la maquette se situe en dehors de la zone de production de la turbulence. De plus, les résultats sont proches de ceux obtenus par Baines et Peterson. Les écarts observés peuvent s'expliquer par la différence entre les rapports b/M car ces auteurs ont montré que ce rapport pouvait avoir une influence importante sur le taux de turbulence. Le taux de turbulence longitudinale au niveau de la maquette est donc d'environ 8%.

L'étude du contenu spectral de la turbulence est également importante pour vérifier que la turbulence au niveau de la maquette est pleinement développée. On a ainsi calculé les spectres d'énergie des fluctuations de vitesse longitudinales et transversales en différents points au niveau de la maquette. Il est présenté ici le spectre des fluctuations de vitesses longitudinales mesuré au centre de la veine qui peut être considéré comme représentatif de l'ensemble des spectres mesurés (figure 2.11).

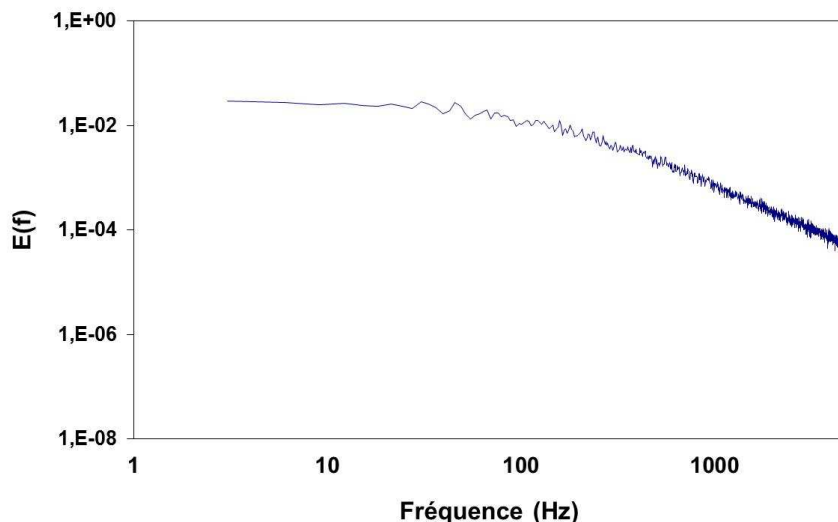


Fig. 2.11- Densité spectrale d'énergie des fluctuations de vitesse mesurée au centre de la veine d'essais (grille de turbulence "8 %").

La densité spectrale de puissance (DSP) au centre de la veine présente bien les caractéristiques d'une DSP d'une turbulence homogène et isotrope. En effet, le spectre présente une zone de production et une zone inertielle présentant une décroissance en $-5/3$.

De plus, le spectre ne présentant pas de pic de fréquence, nous pouvons en conclure qu'aucune structure cohérente pouvant provenir du sillage d'un des barreaux de la grille de turbulence n'est présent dans l'écoulement au niveau de la maquette.

On a ensuite calculé la macro échelle de Taylor en différentes stations en aval de la grille. Pour cela, nous avons utilisé classiquement la méthode basée sur le calcul de la fonction d'auto-corrélation temporelle $R(x_0, \tau)$ (Chassaing (2000)). La macro échelle spatiale au sens de Taylor est alors définie par:

$$R(x_0, \tau) = \frac{\langle u(x_0, t).u(x_0, t+\tau) \rangle}{\langle u(x_0, t).u(x_0, t) \rangle} \quad (2.1)$$

La figure 2.12 présente le calcul de la fonction d'auto corrélation réalisé au centre de la veine.

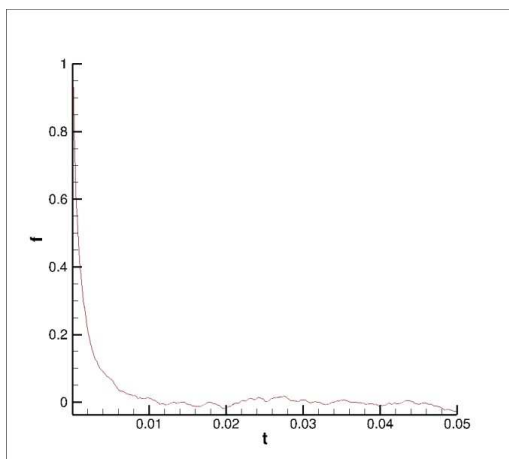


Fig. 2.12- Fonction d'auto-corrélation longitudinale calculée au centre de la veine d'essais (grille « 8% »).

On observe qu'il existe après le premier passage par zéro de la fonction R , des oscillations autour de cette valeur. La méthode classiquement utilisée consiste à faire l'hypothèse que le temps caractéristique de la macro échelle, τ_λ , correspond au premier passage à zéro de la fonction R . La macro échelle est ensuite obtenue par intégration :

$$\Lambda_u(\vec{x}) = \int_0^{\tau_\Lambda} R(\vec{x}, \tau). d\tau \quad (2.2)$$

Les résultats obtenus ont ensuite été comparés à ceux proposés dans la littérature. On a retenu l'expression proposée par Comte-Bellot & Corrsin (1966) :

$$\frac{\Lambda_x}{M} = 0,12. \left(\frac{x}{M}\right)^{(3/8)} \quad (2.3)$$

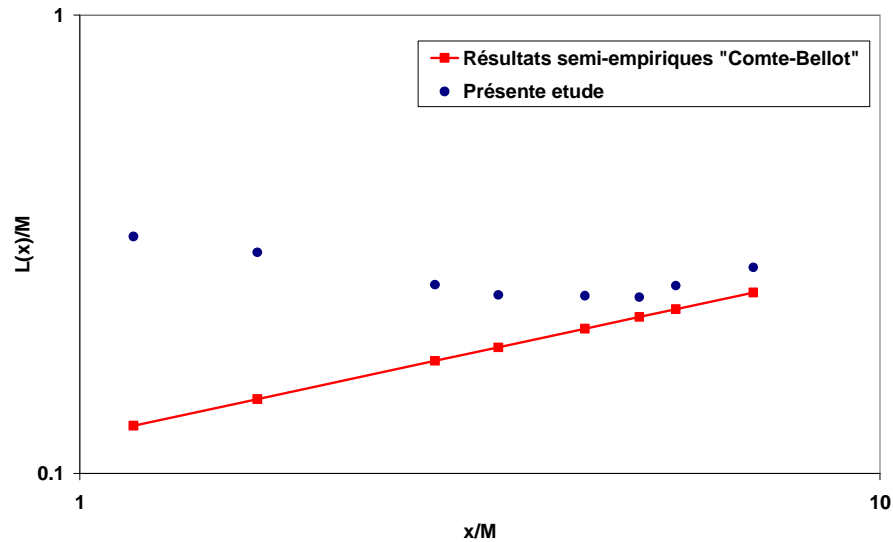


Fig. 2.13- Comparaison des macro-échelles de Taylor ($L(x) = \Lambda_x$).

Les résultats obtenus pour $x/M > 5$, permettent de déterminer une loi d'évolution pour la macro échelle dans notre situation:

$$\frac{\Lambda_x}{M} = 0,12 \cdot \left(\frac{x}{M}\right)^{(0,45)} \quad (2.4)$$

La macro échelle longitudinale générée par cette grille de turbulence au niveau de la maquette est donc de l'ordre de 0,05 m. Il a également été vérifié que les macro-échelle dans les directions transversales étaient de l'ordre de 0,023 m. Le rapport entre les échelles dans les directions longitudinales et transversales est donc voisin de 2, ce qui est caractéristique d'une turbulence homogène isotrope.

Résultats obtenus pour la grille « 4% »

Comme explicité auparavant, les mesures pour cette grille de turbulence ont été réalisées uniquement au niveau de la maquette. Les intensités et macro échelle de la turbulence ont été obtenues avec les méthodes exposées ci-dessus. La densité spectrale d'énergie mesurée au centre de la veine est présentée sur la figure 2.14.

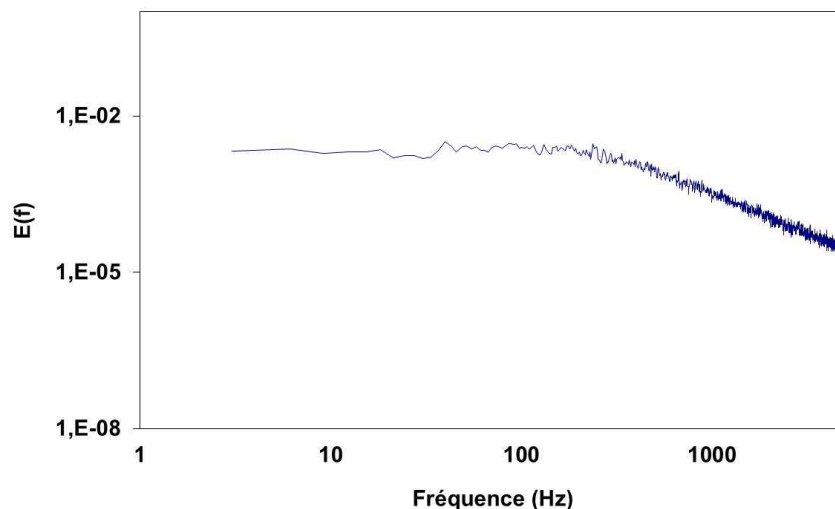


Fig. 2.14- Densité spectrale d'énergie des fluctuations de vitesse mesurée au centre de la veine d'essais (grille de turbulence "4%")

La DSP de la figure 2.14 présente bien les caractéristiques attendues pour un spectre d'une THI. En particulier, la présence d'une zone de production et d'une zone inertielle. Le taux de turbulence mesuré est de l'ordre de 4,5 % et la macro échelle est de l'ordre de **0,033 m**.

2.5 Mesure de la pression moyenne.

La pression moyenne a été mesurée en utilisant un capteur de pression ESP-64HD de l'entreprise Pressure Systems Incorporated (PSInc.). Ce dispositif (fig. 2.15), qui permet l'acquisition simultanée de 64 voies de pression, à une gamme de 1 psi (6895 Pa).



Fig. 2.15- Scanner électronique de pression (ESP). D'après PSInc..

L'incertitude de mesure, fournie par le constructeur, est de $\pm 0,1\%$ de pleine échelle (soit $\pm 0,001$ psi ou $\pm 6,895$ Pa). Durant les essais, la pression dynamique a été mesurée par le même capteur. On peut alors obtenir le coefficient de pression par :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q_\infty} \quad (2.5)$$

où p représente la pression statique au point de mesure, p_∞ , la pression statique à l'infini amont (mesurée ici dans le convergent de la soufflerie) et q_∞ , la pression dynamique. La masse volumique est déterminée pour chaque essai grâce à un capteur de pression absolue et de température placé dans la veine d'essais. L'erreur de mesure sur la valeur du coefficient C_p peut être obtenue de la manière suivante :

$$dC_p^2 = \left(\frac{\partial C_p}{\partial (p - p_\infty)} * d(p - p_\infty) \right)^2 + \left(\frac{\partial C_p}{\partial q_\infty} * dq_\infty \right)^2 \quad (2.6)$$

$$dC_p^2 = \left(\frac{1}{q_\infty} * d(p - p_\infty) \right)^2 + \left(\frac{C_p}{q_\infty} * dq_\infty \right)^2 \quad (2.7)$$

On arrive ainsi à obtenir l'incertitude sur la mesure du coefficient de pression moyen,

$$dC_p^2 = \frac{1}{q_\infty^2} \left[(d(p - p_\infty))^2 + (C_p * dq_\infty)^2 \right] \quad (2.8)$$

La valeur de dC_p pour les mesures réalisées au cours des différentes expériences est comprise entre 0.007 et 0.012.

Dans les courbes où il faut préciser la position des prises de pression, on a introduit la variable $\varepsilon/\varepsilon_0$. Le terme ε représente la distance de la prise considérée à l'arête inclinée et ε_0 la

distance entre le point de recollement, estimé à partir des visualisations pariétales, et l'arête inclinée. Ces distances sont prises sur les lignes *L1* ou *L2* sur la face latérale. Plus de précisions seront présentées au chapitre 3.

On peut réaliser la même analyse d'erreur concernant l'évaluation de la position du recollement moyen de la structure tourbillonnaire sur la paroi. L'erreur estimée sur l'évaluation de cette longueur est de 2 mm. Or, l'incertitude sur la courbe du C_p moyen occasionnée par le rapport $\varepsilon/\varepsilon_0$ peut être obtenue selon l'expression:

$$d\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^2} \cdot d\varepsilon_0 \quad (2.9)$$

Les valeurs de $d(\varepsilon/\varepsilon_0)$ obtenues, pour les mesures réalisées, sont comprises entre 0,0028 et 0,031. La figure 2.16 présente une courbe de C_p faisant apparaître les barres d'erreur calculées à partir des valeurs moyennes des erreurs mesurées sur l'ensemble des prises de pression.

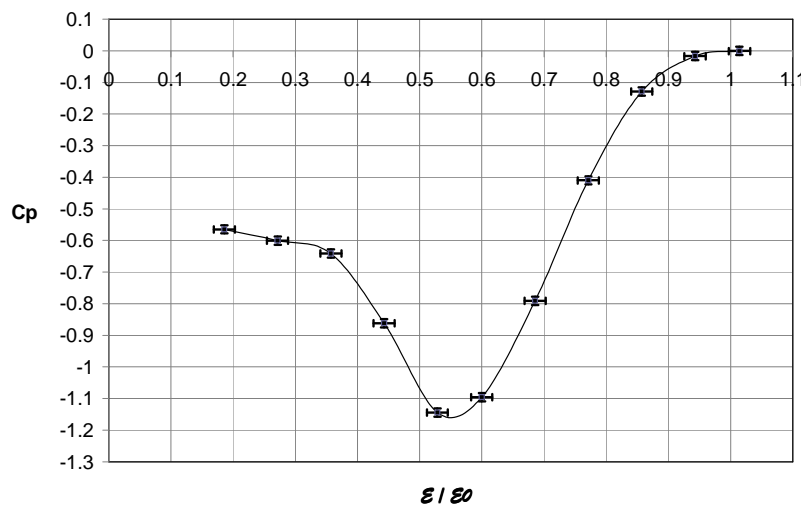


Fig. 2.16- Exemple d'une évolution de coefficient de pression obtenue sur la ligne L2 du Mopet. Les barres d'erreur pour C_p et $\varepsilon/\varepsilon_0$ représentent les erreurs « moyennes » mesurées sur l'ensemble des prises de pression.

2.6 Mesure de la Pression Fluctuante.

Les mesures de pression fluctuante réalisées au cours de cette thèse se sont appuyées sur l'expertise développée au laboratoire sur l'utilisation des capteurs de pression fluctuante et de manière plus spécifique sur la procédure d'étalonnage de tels capteurs dans le cas d'une utilisation en « déporté ». La présentation qu'il en est fait ci-dessous pourra donc être complétée par la lecture des travaux de Hoarau et al.(2005), Largeau(2007), Hoarau et al.(2008) et Ruiz (2009).

2.6.1 Description des Capteurs.

Les capteurs utilisés sont des capteurs différentiels (de l'entreprise Sensortech) ayant une gamme de pression de 1250 Pa et une bande passante comprise entre 0 Hz et 1,8 kHz. Sensortech annonce pour ces capteurs une erreur maximale, en pourcentage de la pleine échelle, de 0,25% pour les non-linéarités et hystérésis et de 2,0% pour les effets thermiques. Alors, l'erreur du capteur est de $\pm 2,25\%$ de la pleine échelle pour les capteurs de

1250 Pa (soit $\pm 28,13$ Pa). Ces capteurs utilisent des jauges de déformation en semi-conducteur qui permettent d'avoir une bonne sensibilité. Les jauges sont disposées sur une membrane en silicium qui sépare l'entrée de mesure du capteur et l'entrée de référence.

Ces capteurs, différentiels, mesurent la différence de pression entre une entrée de mesure et une référence stable. La pression moyenne étant mesurée par ailleurs, nous avons fait le choix de connecter les deux entrées à la même pression moyenne afin de disposer de l'ensemble de la gamme en pression pour la mesure des fluctuations de pression (fig. 2.17). Ruiz (2009) a montré qu'un volume tampon de 35 cm^3 , placé entre les deux entrées, était suffisant pour atténuer d'un facteur 100 les fluctuations au niveau de l'entrée de référence.

Des tubes d'adaptation d'impédance, de grande longueur, sont utilisés pour relier les deux entrées afin de stabiliser la pression et éviter la génération d'ondes de pression stationnaires et de résonances acoustiques. Les prises de pression ont un diamètre intérieur de 0,9 mm (insert métallique) et la longueur de tube entre la prise de pression et le capteur est de l'ordre de 20 cm. L'ensemble capteur-tubes d'adaptation d'impédance-volume tampon est placé l'intérieur de la maquette comme présenté à la figure 2.18.

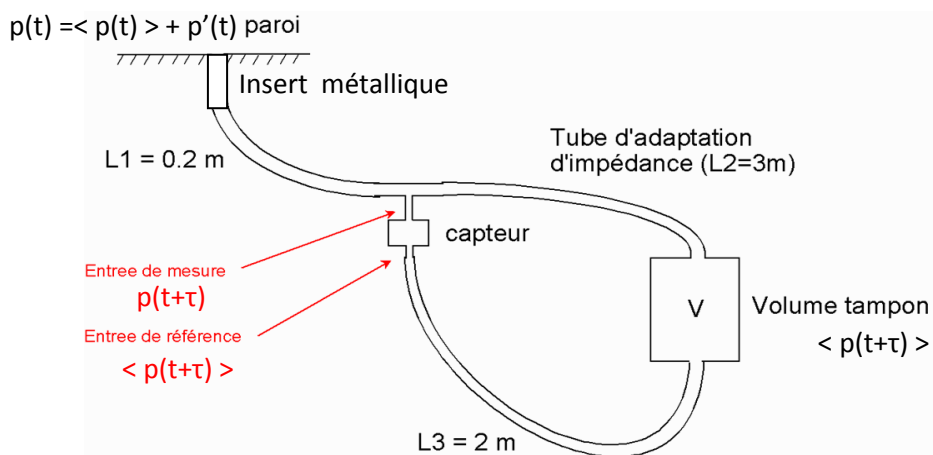
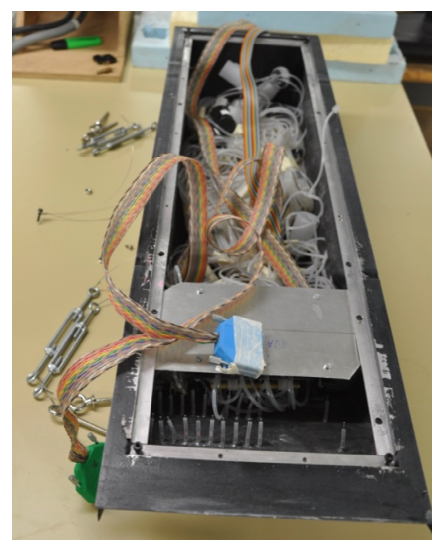


Fig. 2.17– Schéma de principe d'utilisation du capteur de pression différentiel pour la mesure de pression fluctuante.



(a)



(b)

Fig. 2.18- Disposition de l'ensemble des capteurs, tubes, volumes tampon et câbles électriques à l'intérieur de la maquette.

2.6.2 Méthode d'Étalonnage Dynamique des capteurs de Pression.

Le signal en sortie du capteur est donc dépendant de l'ensemble de la chaîne insert métallique-tubes souples. Il est donc nécessaire d'effectuer un étalonnage dynamique de chaque capteur. Pour cela, on utilise le dispositif qui a été développé au laboratoire (Hoarau et al.(2005), Hoarau(2006), Hoarau et al.(2008) et Ruiz (2009)) (figure 2.19). Il s'agit de déterminer la réponse en fréquence des capteurs en les comparant lors d'un étalonnage préalable à celle d'un microphone de référence Bruel&Kjaer (1/4 pouce). Cet étalonnage est réalisé en connectant le microphone de référence et l'ensemble insert/capteur/tubes/volume tampon à une chambre de volume 1 cm³. Un jet venu d'un réservoir contrôlé, passe à travers cette chambre produisant des variations de pression (en amplitude et fréquence) lesquelles seront mesurées « simultanément » par le capteur et le microphone de référence.

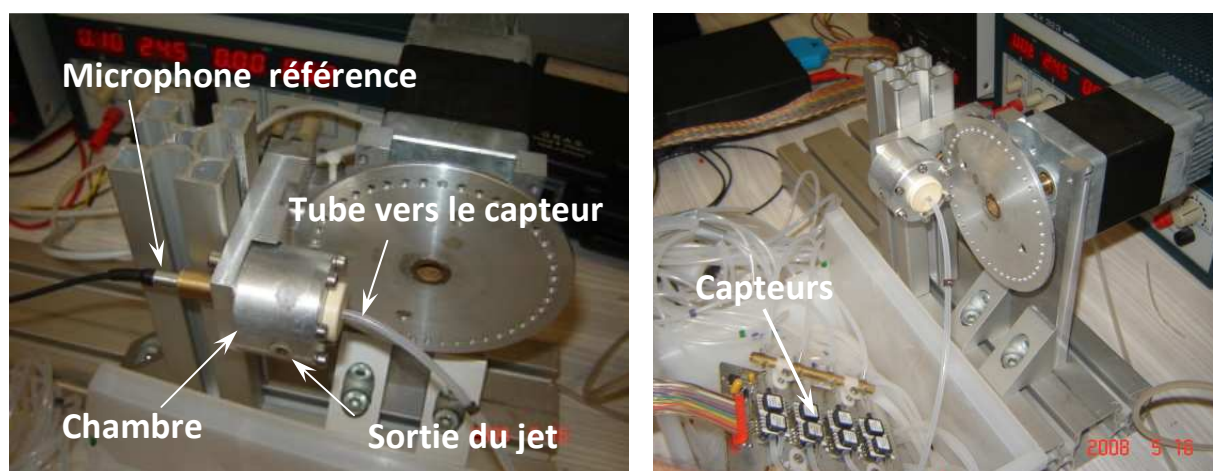


Fig. 2.19- Étalonage des capteurs.

La réponse en fréquence obtenue correspond à la fonction de transfert entre le signal mesuré par le microphone de référence et le capteur. Pour une description plus détaillée du dispositif de mesure de pression fluctuante et de l'étalonnage des capteurs on pourra se référer aux travaux de Hoarau et al.(2005), Hoarau (2006) et Ruiz et al. (2009).

L'acquisition des signaux de pression pendant les essais s'est faite par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition permettant la mesure simultanée de 32 signaux de pression. Les mesures ont été réalisées à une fréquence de 6250 Hz en utilisant un filtre anti-repliement ayant une fréquence de coupure de 2 kHz.

2.6.3 Exploitation de l'Étalonnage et des Mesures.

La fonction de transfert pour chaque capteur (système) est obtenue en mesurant simultanément, dans le temps, la sortie du microphone, en Pascal, et du capteur, en Volts (fig. 2.19). Le microphone est un instrument étalon qui délivre une réponse temporelle en Pascal et le capteur, l'instrument à étalonner, lequel sort une réponse temporelle en volts.

La figure 2.20 présente le schéma représentatif pour l'obtention de la fonction de transfert $h(t)$ d'un système linéaire.

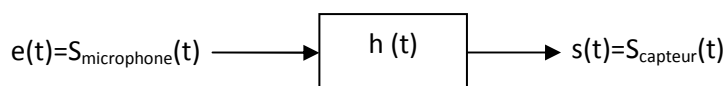


Fig. 2.20- Diagramme représentatif de l'étalonnage.

La façon classique, d'obtenir la fonction de transfert est de passer dans le domaine spectral (en appliquant la transformée de Fourier) et ensuite établir le rapport entre les densités spectrales de puissance entre l'inter-spectre (P_{es}) et l'auto-spectre (P_{ee}). Les détails peuvent être obtenus dans le travail de Baudoin (1998).

$$H(f) = \frac{P_{es}(f)}{P_{ee}(f)} \quad (2.10)$$

où,

$$P_{es}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{es}(f) \cdot df \quad (2.11)$$

L'interspectre (S_{es}) est donné par la transformée de Fourier de la fonction de corrélation croisé (R_{es}).

$$S_{es}(f) \triangleq TF[R_{es}(\tau)] = E(f) \cdot S^*(f) \quad (2.12)$$

Ici, $E(f)$ et $S(f)$ sont la transformée de Fourier (TF) de $e(t)$ et $s(t)$ respectivement. Et

$$P_{ee}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{ee}(f) \cdot df \quad (2.13)$$

est l'auto-spectre du signal d'entrée (S_{ee}) donné par la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation (R_{ee})

$$S_{ss}(f) \triangleq TF[R_{ee}(\tau)] = E(f) \cdot E^*(f) \quad (2.14)$$

L'obtention de la fonction de transfert ($H(f)$) permettra ensuite de corriger le signal du capteur en gain et phase.

Ainsi, afin de réaliser une analyse instationnaire de l'écoulement (en particulier le lien entre la pression et la vitesse), il est nécessaire d'obtenir l'évolution temporelle des signaux de pression. La correction présentée ci-dessus doit donc être réalisée dans le domaine temporel.

Pour cela, on utilise la réponse impulsionnelle du capteur, obtenue à partir de la transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert $H(f)$.

$$TF^{-1}[S_{capt_prise}(f)] = TF^{-1}\left[\frac{1}{H(f)} \cdot S_{capt_mesuré}(f)\right] \quad (2.15)$$

La correction s'effectue ensuite dans le domaine temporel par une opération de convolution :

$$S_{capt_prise}(t) = TF^{-1}\left[\frac{1}{H(f)}\right] \cdot S_{capt_mesuré}(t) \quad (2.16)$$

On pourra se référer au travail de thèse de Ruiz(2009) pour obtenir une description détaillée des différentes étapes nécessaires à la correction des signaux dans le domaine temporel.

Les mesures de pression fluctuante ($p'(t)$), vont servir pour obtenir le spectre du signal corrigé afin de définir des fréquences caractéristiques, l'énergie du signal, le coefficient de pression fluctuante et les corrélations.

Afin de cerner quels sont les phénomènes physiques responsables des fluctuations de pression, il est intéressant d'étudier le contenu fréquentiel des signaux de pression. Pour cela, on a calculé les Densités Spectrales de Puissance (DSP). Notez que $f.DSP(f)$ est en fait représenté sur les figures de ce manuscrit pour avoir directement accès à l'énergie contenue par bande de fréquence dans une représentation semi-Log. Cependant, la détermination des fréquences caractéristiques de l'écoulement a été réalisée à partir des DSP.

L'énergie du signal de pression directement acquis en volts, sera donnée par:

$$\langle p'^2 \rangle = \sigma_p^2 = \int_{f_1}^{f_2} S_{pp}(f) \cdot df = \int_{f_1}^{f_2} f \cdot S_{pp}(f) \cdot d(\ln(f)) \quad (2.17)$$

Où σ_p^2 représente la variance du signal de pression fluctuante (p'), c'est à dire la puissance du signal, au point considéré et S_{pp} , la densité spectrale de puissance (DSP) calculée entre les fréquences f_1 et f_2 . La DSP est obtenue selon l'expression (2.18), où $P(f)$ représente la transformée de Fourier du signal $p(t)$ en volts et $P^*(f)$ le complexe conjugué de $P(f)$.

$$S_{pp} = \langle P(f) \cdot P^*(f) \rangle \quad (2.18)$$

Les DSP ont été calculées en utilisant 4096 points par spectre, la méthode de Welch, un fenêtrage de Hanning et un recouvrement de 50 %. Après une étude de convergence, le nombre de moyenne retenue pour le calcul de chaque DSP est de 350. La fréquence d'acquisition est de 6250 Hz, résolution de 1,53 Hz, et le temps d'acquisition de l'ordre de 120 secondes. On rappelle que les spectres ont été retenus jusqu'à 1,8 KHz car, au-dessus, il a été constaté une chute de cohérence du signal.

Le coefficient de pression fluctuante (C_p') sera défini par:

$$C_p' = \frac{\sqrt{\langle p'^2 \rangle}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U_\infty^2} \quad (2.19)$$

Le C_p' intègre donc les contributions de toutes les fréquences caractéristiques de l'écoulement comprises dans la gamme d'utilisation du capteur (0 Hz-1,8 kHz).

La phase d'un signal $S(f)$, où $S(f)=TF(s(t))$, est défini par:

$$\varphi(f) = \arctg \frac{Im(S(f))}{Réel(S(f))} \quad (2.20)$$

Le déphasage (θ_{1-2}) entre le capteur 1, situé en amont, et le capteur 2, situé en aval (selon la direction de l'écoulement) peut être obtenu en prenant l'auto-spectre du capteur amont (S_{11}) et l'inter-spectre entre eux (S_{12}). Ce calcul, qui est basé sur la densité spectrale de puissance, fournira le déphasage entre ces deux capteurs pour chaque bande de fréquence. Donc,

$$\theta_{1-2}(f) = \arctg \left[\frac{S_{12}(f)}{S_{11}(f)} \right] \quad (2.21)$$

On pourra utiliser l'information de déphasage afin d'obtenir la vitesse de convection des perturbations (U_c) entre des capteurs éloignées de ΔL et ceci pour une bande de fréquence

df,

$$\frac{d\theta_{1-2}}{df} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Delta L}{U_c} \quad (2.22)$$

La cohérence ($\gamma^2(f)$) peut être définie comme

$$\gamma^2(f) = \frac{|S_{12}(f)|^2}{S_{11}(f) \cdot S_{22}(f)} \quad (2.23)$$

La fonction de cohérence exprime, à chaque fréquence, le pourcentage de relation linéaire entre les signaux et reste comprise entre 0 et 1.

Si la cohérence est faible, cela peut indiquer, entre autres choses, une non linéarité du système, la présence de bruit ou une résolution fréquentielle (ou longueur du bloc temporel) insuffisante (Dumas(2001)).

2.6.4 Corrélations Pression-Pression.

Les corrélations sont utilisées ici pour fournir une indication sur la proportion de linéarité entre deux signaux provenant de capteurs de pression. Les expressions classiques ont été utilisées afin de déterminer les corrélations spatiale et spatio-temporelle.

$$R_{pp}(\varepsilon_r/\varepsilon_0, \varepsilon/\varepsilon_0) = \frac{\langle p(\varepsilon_r/\varepsilon_0) \cdot p(\varepsilon/\varepsilon_0) \rangle}{\sqrt{\langle p(\varepsilon_r/\varepsilon_0)^2 \rangle} \cdot \sqrt{\langle p(\varepsilon/\varepsilon_0)^2 \rangle}} \quad (2.24)$$

$$R_{pp}(\varepsilon_r/\varepsilon_0, \varepsilon/\varepsilon_0, \tau) = \frac{\langle p(\varepsilon_r/\varepsilon_0, \tau) \cdot p(\varepsilon/\varepsilon_0, t+\tau) \rangle}{\sqrt{\langle p(\varepsilon_r/\varepsilon_0, t)^2 \rangle} \cdot \sqrt{\langle p(\varepsilon/\varepsilon_0, t+\tau)^2 \rangle}} \quad (2.25)$$

ε_r représente la position du capteur pris comme référence dans le calcul de la corrélation.

2.7 Mesure du champ de vitesse.

La mesure des champs de vitesse a été réalisée en utilisant la PIV (Particle Image Velocimetry). On fera ici une brève présentation de cette technique classiquement utilisée en mécanique des fluides en nous attachant sur les paramètres de réglages utilisés lors de cette étude. On s'est basé sur Prasad(2000), Prasad¹(2000), Raffel(1998) et Tropea et al.(2007).

La PIV permet l'obtention du champ de vitesse d'un écoulement à partir de la mesure du déplacement de traceurs introduits dans l'écoulement. Dans cette technique, une tranche de l'écoulement est illuminée par un plan laser en deux instants successifs et une caméra CCD ("Charge Coupled Device") (ou deux, suivant le cas) prend une image en chacun des instants (figure 2.21).

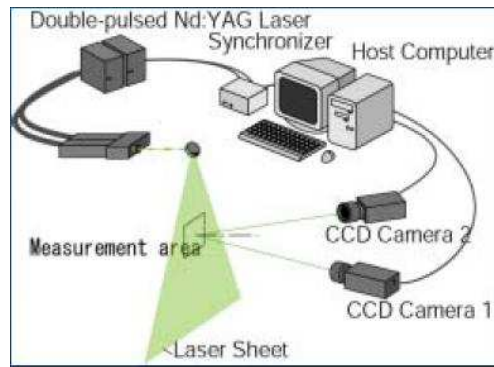


Fig. 2.21- Schéma pour l'utilisation de la Stéréo-PIV, d'après Oshima (2009).

Chacune des images est divisée en plusieurs domaines, appelés "fenêtre d'interrogation". Les particules dans chaque fenêtre d'interrogation diffusent la lumière laser suivant une intensité lumineuse et une direction différentes. Un calcul de corrélation croisée, basé sur l'intensité lumineuse de chaque particule, sera mené entre les fenêtres d'interrogation correspondante pour chaque image. Le calcul de corrélation croisée permettra de trouver le vecteur déplacement d'une même particule entre une image et l'autre. Ainsi on pourra trouver la vitesse de la particule et sa direction en divisant par le temps, connu, entre deux flashes successifs (Δt).

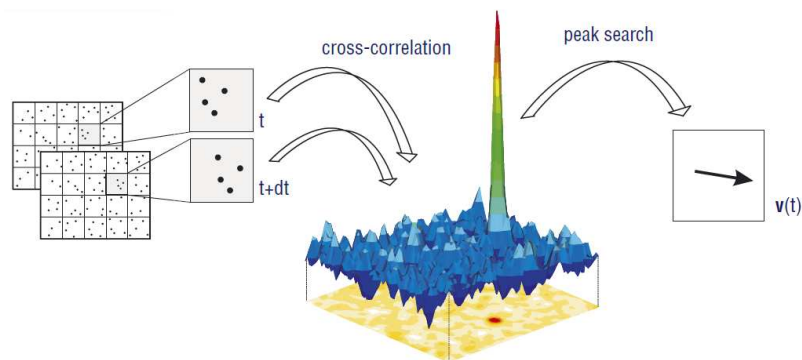


Fig. 2.22- Corrélation croisée, La Vision(2008).

La PIV est une mesure non intrusive mais dépend fortement du niveau et de la qualité de l'ensemencement, de la qualité de réglage de la source laser et d'un choix pertinent des paramètres d'acquisition (écart temporel entre les flashes ($\delta(t)$) et fréquence d'acquisition, par exemple).

L'acquisition des signaux de pression a été réalisée simultanément aux mesures de vitesse. Il nous a donc fallu vérifier que l'ensemencement utilisé pour la PIV était neutre au regard de la mesure de pression. En effet, les particules de fumée utilisées, auraient pu boucher les prises de pression et/ou entraîner une modification des réponses fréquentielles.

Ruiz (2009) avait déjà étudié cette influence sur le même ensemble (prise+capteurs+tubes+volume tampon), mises à l'intérieur d'une plaque épaisse et avait constaté que l'effet était négligeable. Par contre la géométrie du MOPET aurait pu favoriser l'accumulation de fumée en bouchant certaines prises (Hoarau(2006)). On a alors réalisé plusieurs essais en comparant l'évolution du coefficient de pression fluctuante en fonction du niveau d'ensemencement (figure 2.23). Les termes « FUMEE 8% » et « FUMEE 15% » sont des indications du générateur de fumée, par rapport au débit (non précisé/quantifiée) de fumée éjectée.

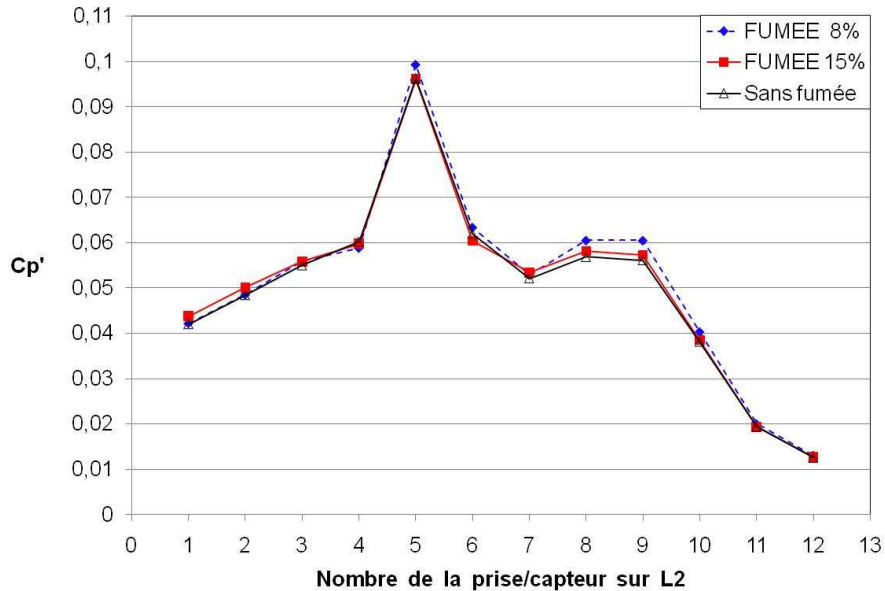


Fig. 2.23– Effet du niveau d'ensemencement (fumée) sur le coefficient de pression fluctuante.

On constate ici que la présence et le niveau d'ensemencement n'ont aucune influence sur les mesures de pression fluctuante.

Les champs de vitesse au cours de cette thèse ont été mesurés en utilisant un système Stéréo-PIV (2D-3C) et PIV (2D-2C). La Stéréo-PIV utilise deux caméras qui peuvent être placées du même côté du plan laser ou non. La PIV (2D-2C) utilise une seule caméra placée perpendiculairement au plan laser. Pour plus de détails sur ces deux techniques de mesure, on pourra se référer aux travaux de Raffel(1998) et Westerweel (1997).

2.7.1 Stéréo-PIV (2D-3C).

La Stéréo-PIV permet l'accès aux composantes du champ de vitesse. Ceci est particulièrement important dans notre configuration où la vitesse dans le cœur du tourbillon joue un rôle central dans la dynamique de l'écoulement.

Le système est composé de deux caméras La Vision Imager Intense 12 bits, double frame ($\Delta t=20\mu s$) équipées de lentille de focale 50 mm et de résolution 1376×1040 px². Les images obtenues ont une dimension de 128×97 mm². L'ensemencement a été réalisé en utilisant un générateur de fumée localisé dans le divergent de la soufflerie et produisant des particules ayant un diamètre moyen d'environ $1 \mu m$. Leur temps de réponse, τ_p , est alors :

$$\tau_p = \rho_p \cdot \frac{d_p^2}{18 \cdot \mu_a} = 2,76 \mu s \quad (2.26)$$

Où ρ_p est la masse volumique des particules, d_p leur diamètre ($d_p \approx 1 \mu m$) et μ_a la viscosité dynamique de l'air (à $15^\circ C$ vaut $1,81 \cdot 10^{-5}$ N.s/m²).

Le temps de réponse des particules (τ_p) doit être petit devant les échelles de temps caractéristiques (τ_f) des petites échelles présentes dans le domaine à analyser. Le rapport τ_p / τ_f entre les deux temps caractéristiques donne l'inertie relative de la particule par rapport à structure observée. On définit (τ_f) comme le temps de retournement des petits tourbillons

résolus par la PIV. Le temps de retournement des grandes structures (τ_t) (ou le temps caractéristique du transport par la turbulence) à l'échelle $\underline{\delta}$ est donné par

$$\tau_t = \frac{\delta}{u'} \quad (2.27)$$

où $\underline{\delta}$, voir figure 2.24, représente approximativement «l'épaisseur de la couche de cisaillement» qui s'enroule autour du tourbillon principal (celui qui porte l'énergie), $\delta \approx 0,01\text{m}$, et u' l'écart-type de la vitesse ($u' = 10\text{m/s}$) associé à ces tourbillons. Ces valeurs ont été obtenues avec la PIV et permettent trouver $\tau_t = 0,001\text{s}$. L'échelle de temps des grandes structures (τ_t) et celle des petites structures (τ_f) peuvent être reliées, Chassaing (2000), par

$$\frac{\tau_f}{\tau_t} \sim \left[\frac{\Delta}{\delta} \right]^{2/3} \quad (2.28)$$

où Δ représente la taille de la fenêtre d'interrogation (2,98 mm), c'est-à-dire, la taille des plus petites structures turbulentes observables. Donc, τ_f sera égal à $446\mu\text{s}$ et la relation $\tau_p / \tau_f \approx 0,0062$. Cette relation démontre que les particules utilisées pour l'ensemencement vont suivre correctement la dynamique de l'écoulement.

La nappe laser d'une épaisseur de 1,5 mm est générée par un laser Nd:YAG émettant deux pulses laser (deux cavités) de 120 mJ chacun à une fréquence de 1Hz.

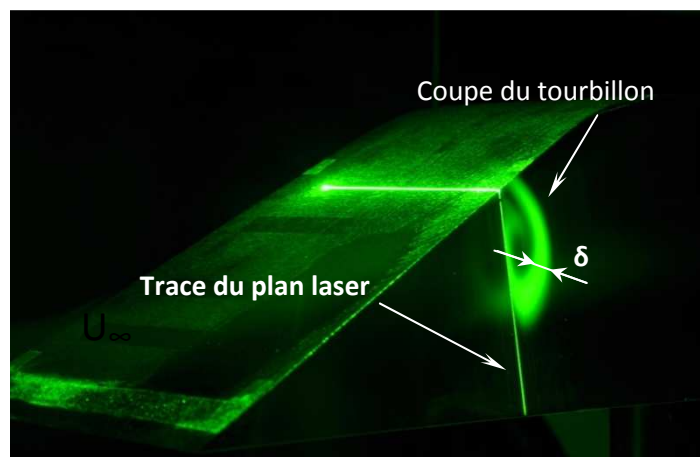


Fig. 2.24- Positionnement du plan laser par rapport au Mopet et coupe du tourbillon.

Les champs de vitesse sont déduits des images en utilisant la version 7.2 du logiciel DaVis de chez La Vision. Un algorithme multi-passes (une passe à 64×64 pixels² et deux passes à 32×32 pixels²) avec une fenêtre d'interrogation finale de 32×32 px² et un recouvrement de 50% a été appliqué. Les fenêtres d'interrogation ont donc une taille de l'ordre de 3×3 mm². Ce qui représente un paramètre de filtrage important car les structures dont la taille est inférieure à 3 mm ne sont pas résolues (Raffel(1998)).

Les caméras ont été montées sur des tables de Scheimpflug afin d'assurer une image nette sur tout le plan Laser. La disposition des caméras peut être observée sur la figure 2.25. Le laser est placé au-dessus de la soufflerie.



Fig. 2.25- Disposition des caméras par rapport à la soufflerie et au Mopet.

L'étalonnage a été effectué en plaçant une mire 3D (type 22 de La Vision) dans le plan de mesure. Le modèle « pinhole » (Wienecke(2005), Scarano et al. (2005)) a été utilisé, implicitement dans le logiciel, pour la détermination des matrices d'étalonnage.

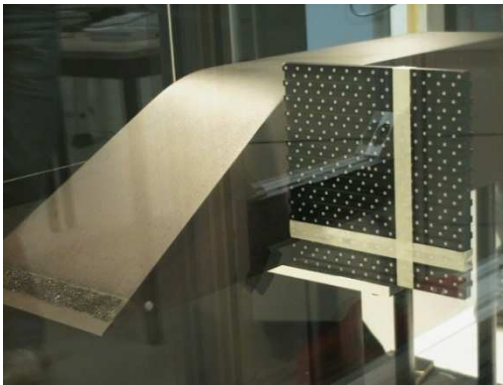


Fig. 2.26- Etalonnage des caméras pour un essai S-PIV, la mire est positionnée à 250mm du nez ($L2$).

Il est également important d'estimer l'erreur sur la vitesse que l'on réalise lors des essais par PIV. Les erreurs dans l'utilisation d'un système PIV sont : *Aléatoires* - quand elles proviennent du bruit dans les images; *Biais* - dues à la méthodologie de calcul du logiciel de traitement des images (méthode de corrélation, fenêtres etc.); *Gradient* - provient du gradient de vitesse qui occasionnent la rotation et déformation de l'écoulement dans la fenêtre (si bien que la plupart des logiciels utilisent le maillage adaptatif).

2.7.1.1 Analyse des Erreurs.

On quantifiera les erreurs aléatoires (dues au nombre d'échantillons) et on supposera que le laser est correctement synchronisé de façon à ce que l'incertitude sur l'intervalle de temps Δt soit négligeable. On analysera aussi l'erreur (incertitude) engendrée par le déplacement de la particule et non sur la méthode de calcul du logiciel.

Pour chaque configuration, $N_b=1200$ images ont été enregistrées afin d'atteindre une convergence statistique sur les champs de vitesse moyenne et fluctuante. En effet, d'après Benedict et Gould (1996), une première estimation des erreurs aléatoires (incertitudes relatives) peut être faite en supposant que le champ de vitesse obéit à une loi normale.

Donc, l'erreur relatif aléatoire obtenu statiquement pour la moyenne (Benedict et Goud 1996) du champ de vitesse ($\mathbf{U} = U_x \cdot \mathbf{i} + U_y \cdot \mathbf{j} + U_z \cdot \mathbf{k}$) où $U = \langle U \rangle + U'$ et $U_{rms} = \sqrt{\langle U'^2 \rangle}$ est donné par:

$$\varepsilon_{\langle U \rangle} = \frac{Z_c \cdot T_u}{\sqrt{N_b}} \quad (2.29)$$

Où, T_u représente le plus grand taux (intensité) de turbulence observé dans le champ mesuré, de l'ordre de 30%. Si on considère un seuil de confiance de 95%, $Z_c=1,96$, on obtiendra donc $\varepsilon_{\langle U \rangle} = 1,70\%$. Sinon, si on cherche l'erreur absolue,

$$\Delta \langle U \rangle = \frac{Z_c}{\sqrt{N_b}} \cdot U_{rms} \quad (2.30)$$

On arrivera à $\Delta \langle U \rangle \approx 0,057 \cdot U_{rms}$

Par rapport à l'écart-type du champ de vitesse, l'erreur relatif est

$$\varepsilon_{U_{rms}} = \frac{Z_c}{\sqrt{2 \cdot N_b}} \quad (2.31)$$

Donc, $\varepsilon_{U_{rms}} = 4,1\%$

Si on parle d'erreur absolue,

$$\Delta U_{rms} = \frac{Z_c}{\sqrt{2 \cdot N_b}} \cdot U_{rms} \quad (2.32)$$

Donc, $\Delta U_{rms} = 0,04 \cdot U_{rms}$

On n'obtiendra pas l'erreur due au calcul du logiciel (fenêtrage, corrélation etc), mais on peut estimer l'incertitude dans la vitesse ($\mathbf{U} = U_y \cdot \mathbf{j} + U_z \cdot \mathbf{k}$) imposé par le déplacement de la particule $\Delta \mathbf{l}$, où $\Delta \mathbf{l} = \Delta y \cdot \mathbf{j} + \Delta z \cdot \mathbf{k}$, dans le plan de l'image. On sait que

$$U = \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (2.33)$$

donc,

$$[dU]^2 = \left[\frac{\partial U}{\partial \Delta l} \cdot d(\Delta l) \right]^2 + \left[\frac{\partial U}{\partial \Delta t} \cdot d(\Delta t) \right]^2 \quad (2.34)$$

$$\frac{dU^2}{U^2} = \left[\frac{1}{\Delta l} \cdot d(\Delta l) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta t} \cdot d(\Delta t) \right]^2 \quad (2.35)$$

en admettant que l'erreur par rapport au temps entre deux flashes (Δt) est négligeable, on arrive à

$$\frac{dU}{U} = \left[\frac{1}{\Delta t \cdot U} \cdot d(\Delta l) \right] \quad (2.36)$$

D'après Stanilas et al. (2005), pour un calcul convergé, l'incertitude de déplacement peut être estimée entre 0,1 et 0,2 pixels. Sachant que pour ces essais 1 pixel représente 0,093 mm, on peut estimer l'erreur absolue sur le module de la vitesse -pour chaque composante - en considérant l'intervalle de temps ($\Delta t = 20 \mu s$) comme $d|U| = 0,47 m/s$. L'erreur relative du déplacement de la particule dans le plan, à 40 m/s, est alors de 1,2 %.

Donc, on estime l'erreur relative sur la vitesse moyenne à 2,9% et sur l'écart-type à 4,1%.

2.7.2 PIV (2D-2C).

Malgré les précautions prises (utilisation d'une peinture anti reflet en particulier) les essais de Stéréo-PIV ne nous ont pas permis d'atteindre un niveau de précision correcte proche de la paroi du Mopet à cause des reflets importants engendrés par la nappe LASER sur le modèle.

Afin de remédier à ce problème, nous avons mené des essais de PIV 2D-2C en plaçant la caméra à l'arrière du Mopet afin d'éviter les reflets. La caméra a été mise à l'intérieur de la soufflerie et protégée par un carénage. Comme le plan laser est incliné par rapport au Mopet, il n'est plus coïncident ni avec la ligne $L1$ ($Z_m=0,94.H$) ni avec $L2$ ($Z_m=1,39.H$) sauf à l'origine du repère (figure 2.27). La figure 2.28 présente les axes (X_p, Y_p) utilisés par la suite.

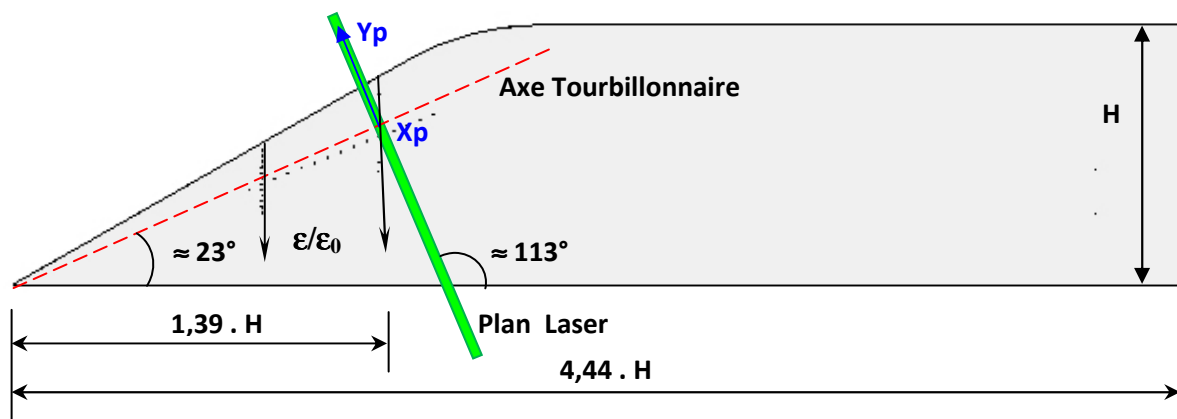


Fig. 2.27- Disposition du plan laser «sur» $L2$.

Le champ de vitesse a été mesuré dans deux plans. Le premier possédait son origine à $\varepsilon/\varepsilon_0=0,53$ sur $L2$ et le deuxième à $\varepsilon/\varepsilon_0=0,52$ sur $L1$. L'un et l'autre perpendiculaire à l'axe tourbillonnaire. On rappelle que les longueurs de recollement sont 48 mm ($0,27.H$) sur $L1$ et 70 mm ($0,39.H$) sur $L2$.

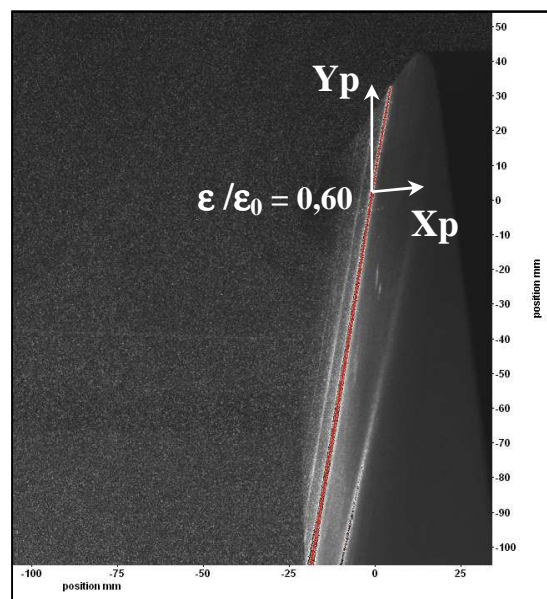


Fig. 2.28– Présentation du repère (X_p, Y_p) à partir d'une image PIV sur la face gauche du Mopet.

Le laser et la caméra La Vision Imager Intense 12 bits, double frame ($dt=20\mu s$), de lentille de focale 50 mm et résolution $1376 \times 1040 \text{ px}^2$ sont identiques à ceux utilisés pour la S-PIV. La caméra a été positionnée à l'intérieur de la soufflerie et protégée par un carénage ayant son axe optique "coïncidant" avec l'axe du tourbillon.

Les angles de développement de la structure tourbillonnaire ont été obtenus précédemment grâce aux essais de S-PIV; 23° d'élévation et 1° d'azimut vers la maquette. Le carénage utilisé pour protéger la caméra a comme dimensions : 510mm (longueur) x 232mm(hauteur) x 140mm(largeur), imposant un blocage de 2,7% dans la veines d'essais. Le carénage et sa disposition dans la section d'essais sont présentés sur la figure 2.29.

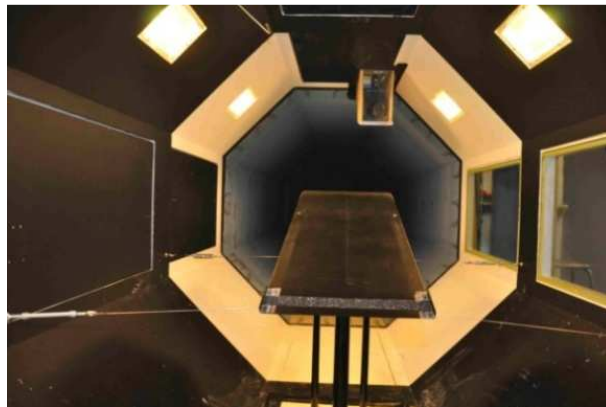


Fig. 2.29- Positionnement du carénage de la caméra dans la veine d'essais par rapport au Mopet.

Nous avons alors cherché à déterminer si sa présence dans l'écoulement avait une influence sur la dynamique de la structure tourbillonnaire. La figure 2.30 présente la répartition de C_p' sur la ligne **L2** de la maquette avec et sans carénage dans la veine d'essais. Le nombre du capteur est compté depuis l'arête inclinée vers le bas.

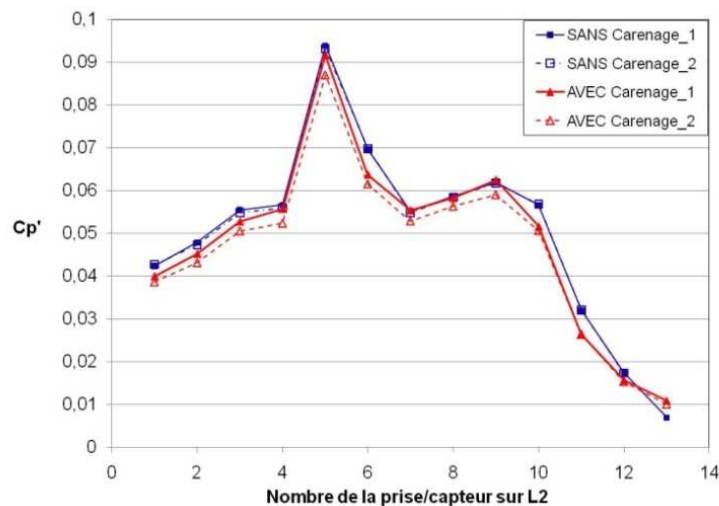


Fig. 2.30– Effet du carénage sur le coefficient de pression fluctuante.

On peut constater que le carénage n'a pas une influence significative sur les pressions fluctuantes. Il a également été vérifié que son influence sur le champ de vitesse était mineure.

Les champs de vecteurs ont été obtenus en utilisant un algorithme «multipass» - débutant par une fenêtre de $32 \times 32 \text{ px}^2$ et finissant par deux passes à $16 \times 16 \text{ px}^2$ - et employant

un recouvrement de 50% . Les fenêtres d'interrogation ont une taille de l'ordre de **1,5 x 1,5 mm²**. Le même nombre d'images (1200) que dans le cas de la Stéréo-PIV a été acquis.

L'obtention des erreurs de mesure est basée sur les expressions (2.28) et (2.30) présentées précédemment. On obtient ainsi, une erreur relative de 1,7% pour la moyenne et de 4,1 % pour l'écart-type.

Chapitre 3

Caractérisation de la structure tourbillonnaire en présence d'un écoulement amont uniforme.

Ce chapitre présente la structure moyenne et instationnaire de la structure tourbillonnaire ainsi que son empreinte en parois lorsque celle-ci est placée dans un écoulement uniforme (sans turbulence amont). Le terme « sans turbulence » fait référence à une intensité de turbulence amont inférieure à 0,2%. On analysera dans un premier temps tous les aspects moyens pour bien caractériser la taille du tourbillon et la position de son noyau. Ensuite on présentera les mesures fluctuantes afin de mettre en évidence la dynamique tourbillonnaire et son impact sur les fluctuations de pression pariétale.

Sommaire

3.1	Caractérisation globale de la structure de l'écoulement	42
3.2	Interaction entre la structure tourbillonnaire et la paroi : Aspects moyens et instationnaires	45
3.2.1	Evolution de la pression moyenne sur les parois latérales	45
3.2.2	Evolution de la pression fluctuante sur les parois latérales	46
3.3	Analyse aérodynamique:Caractéristiques moyennes et fluctuantes du champ de vitesse	50
3.3.1	Caractéristiques globales de la structure tourbillonnaire	50
3.3.2	Développement de la structure tourbillonnaire le long de l'arête	56
3.4	Contenu fréquentiel des signaux de pression : Analyse des DSP et des fonctions de cohérence	61

3.1 Caractérisation globale de la structure de l'écoulement.

La première étape a été d'identifier et de visualiser la structure étudiée. Pour cela, nous avons utilisé dans un premier temps des méthodes de visualisation classiques. La figure 3.1 présente la superposition de la visualisation réalisée en trois sections différentes à partir d'une diode laser et d'un ensemencement de type PIV.

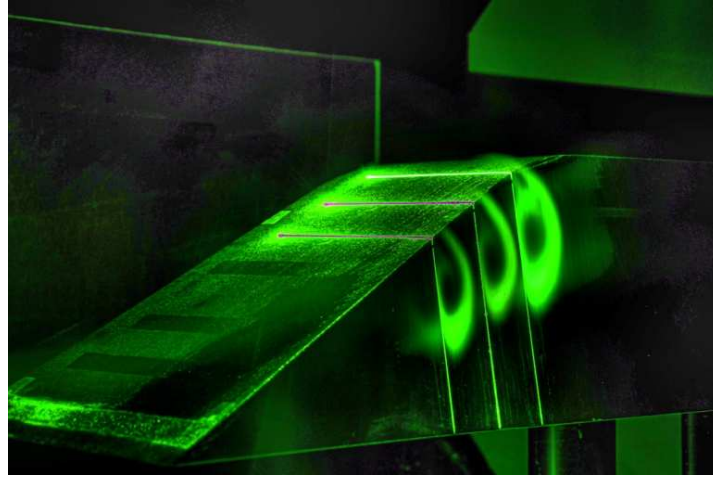
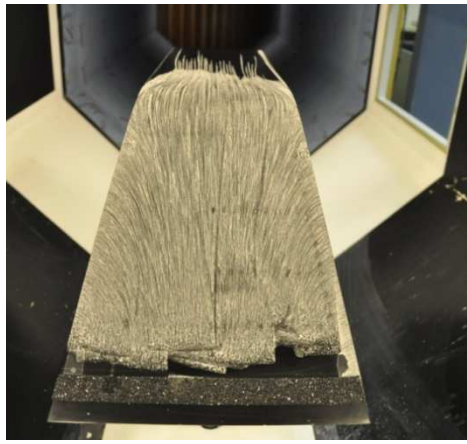


Fig. 3.1- Visualisation en différentes coupes du tourbillon conique.

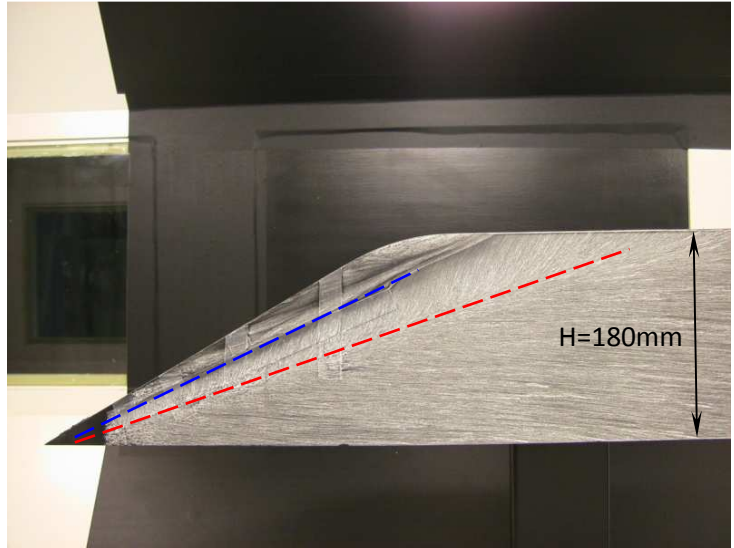
On peut observer que la structure est un tourbillon de type conique et que son développement accompagne l'arête inclinée de la maquette. On observe également que le tourbillon possède une structure cohérente et est en forte interaction avec la paroi. La région sombre au cœur de la structure indique une zone de fluide non ensemencée par la fumée et entraînée ensuite dans le tourbillon. On peut également relever l'absence d'éclatement tourbillonnaire.

Cette visualisation a permis, tout d'abord, d'établir une similitude entre cet écoulement et celui sur une aile delta à faible incidence. Ici, la couche limite qui se développe sur la face avant, est dirigée vers les arêtes inclinées et est éjectée sous la forme d'une couche de cisaillement qui va s'enrouler générant ainsi le tourbillon conique.

La visualisation par enduit visqueux a ensuite permis l'obtention des lignes de frottement pariétal. Elles sont très importantes dans la compréhension de l'écoulement. La figure 3.2 présente le spectre de frottement pariétal « sans turbulence » obtenu sur la face avant et sur le côté gauche. La ligne rouge représente la « ligne de recollement » estimée du tourbillon principal et la ligne bleue « la ligne de décollement » du tourbillon secondaire.



(a) Vue frontale.



(b) Vue latérale.

Fig. 3.2- Visualisation pariétale sans grille ($Tu < 0.2\%$).

Ce spectre de frottement est fortement similaire à celui laissé par un tourbillon conique sur l'extrados d'une aile delta en incidence (Délery(1999), Gursul(1997)). Sur la figure 3.3 on peut observer les tourbillons principal (Σ_1) et secondaire (Σ_2), ainsi que la ligne de séparation secondaire (S_2) et celle d'attachement (A_1).

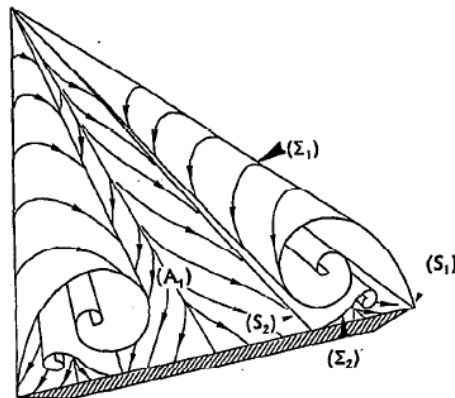


Fig. 3.3– Topologie de l'écoulement sur une aile delta en incidence, d'après Délery(1999).

Le repère utilisé ici sera celui aligné sur les prises de pression **L1** (170mm du nez) et **L2** (250mm du nez) présentées au chapitre 2. L'origine du repère est prise au niveau de l'arête de la maquette. Les longueurs seront adimensionnées par la longueur de recollement moyenne, ε_0 . Cette longueur a été déterminée à partir des visualisations pariétales (ligne rouge sur la figure 3.2). On a ainsi obtenu $\varepsilon_0 = 48$ mm ($0,27H$) sur la ligne **L1** et $\varepsilon_0 = 70$ mm ($0,41H$) sur **L2**.

La figure 3.4 présente une visualisation du tourbillon obtenue à l'aide d'une diode Laser. On peut observer la position de quelques prises de pression par rapport au tourbillon principal. Le point de décollement se situant à $\varepsilon/\varepsilon_0=1$, la ligne de décollement secondaire est située approximativement à $\varepsilon/\varepsilon_0=0,40$.

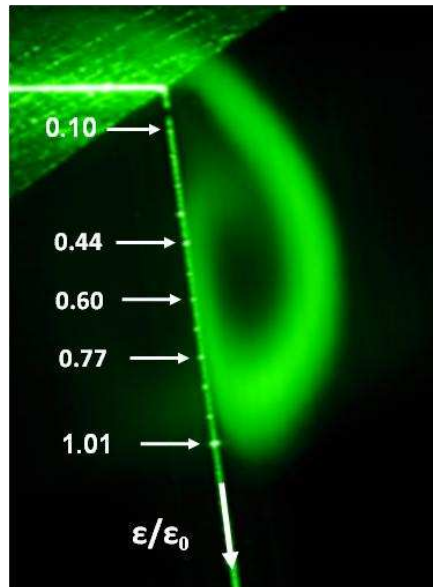


Fig. 3.4- Visualisation du tourbillon principal ($Tu < 0.2\%$) sur la ligne $L2$.

Les visualisations présentées ci-dessus, figures 3.2 et 3.4, présentent une très bonne similarité par rapport au schéma phénoménologique, figure 3.5, présenté par Nelson et Pelletier(2003) sur une aile delta. Par contre, il ne faut pas oublier que le tourbillon interagi ici de façon plus intense avec la paroi que dans le cas d'une aile delta en incidence élevée (au dessus de 20°).

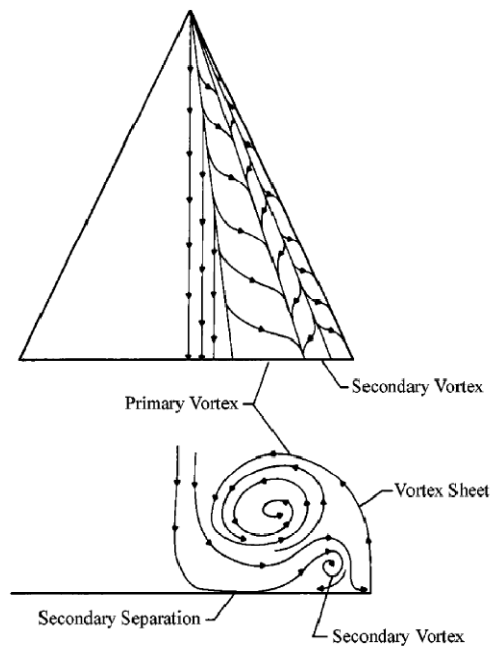


Fig. 3.5- Lignes de frottement sur une aile delta en incidence. D'après Nelson et Pelletier (2003).

3.2 Interaction entre la structure tourbillonnaire et la paroi : aspects moyens et instationnaires.

3.2.1 Evolution de la pression moyenne sur les parois latérales

La figure 3.6a présente l'évolution des coefficients de pression moyens sur les lignes **L1** et **L2**. Les évolutions sont tracées en fonction de $\varepsilon/\varepsilon_0$. On rappelle que pour **L1** $\varepsilon_0= 48$ mm (0,27.H) et pour **L2** $\varepsilon_0= 70$ mm (0,41.H).

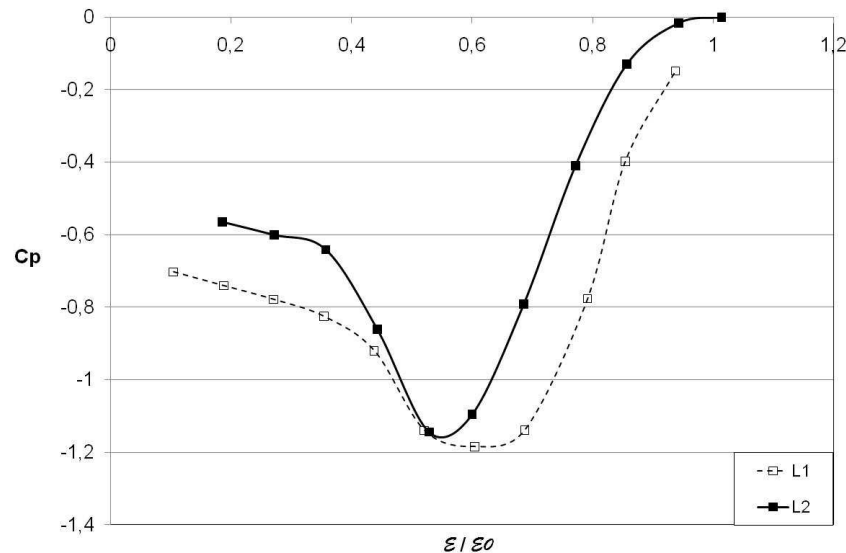


Fig. 3.6a– Evolution du coefficient de pression moyen sur les lignes **L1** et **L2**.

On peut en premier lieu remarquer que les évolutions sur **L1** et **L2** présentent des caractéristiques semblables et sont représentatives de l'empreinte d'un tourbillon au-dessus d'une paroi. En effet, on observe la présence d'une dépression importante correspondant à la position moyenne du noyau tourbillonnaire. De plus, il est intéressant de noter la non symétrie de l'évolution de C_p contrairement à ce que l'on peut trouver pour l'empreinte d'un tourbillon dans un environnement libre. Ici, l'important gradient de pression adverse entraîne le décollement de la couche limite générée par la rencontre du tourbillon principal avec la paroi.

On observe alors l'apparition d'un décollement secondaire et d'une zone où le C_p évolue très lentement ($\varepsilon/\varepsilon_0 < 0,4$ sur **L2**). Le décollement secondaire se situe donc entre le décollement primaire et la zone cisailée. Levy et al.(2008) et Levy¹ et al.(2008) ont détecté un tourbillon secondaire perdant rapidement en intensité lorsque l'on s'éloignait de la pointe avant du Mopet (voir chapitre 1).

On peut également constater que la position du cœur tourbillonnaire prise dans un repère adimensionné par la longueur de recollement moyenne varie peu entre les lignes **L1** et **L2**, ce qui confirme la nature «conique» du développement de cette structure tourbillonnaire.

A partir, de ces mesures, on peut estimer que l'angle entre la projection de l'axe tourbillonnaire à la paroi et l'arête longitudinale à la base est de 23,1°. Nous pouvons également proposer un premier modèle de l'écoulement mettant en évidence les tourbillons primaire et secondaire ainsi que la position relative de nos capteurs de pression (figure 3.6b).

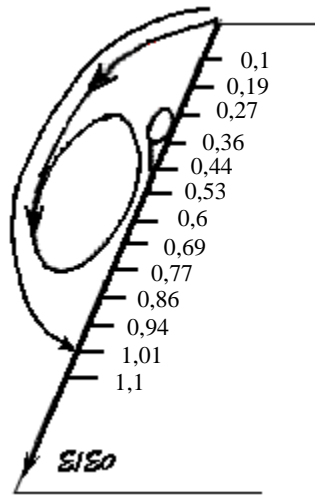


Fig. 3.6b– Modèle phénoménologique de la structure tourbillonnaire et position relative des prises de pression.

3.2.2 Evolution de la pression fluctuante sur les parois latérales.

Evolution du C_p' sur une ligne verticale

Nous présentons ici dans un premier temps l'évolution des coefficients de pression fluctuants (C_p') mesurés sur une ligne verticale sous le tourbillon ($L2$). La figure 3.7 présente l'évolution du C_p' sur $L2$ mesurée à cinq instants différents afin de mettre en évidence la bonne reproductibilité des résultats obtenus.

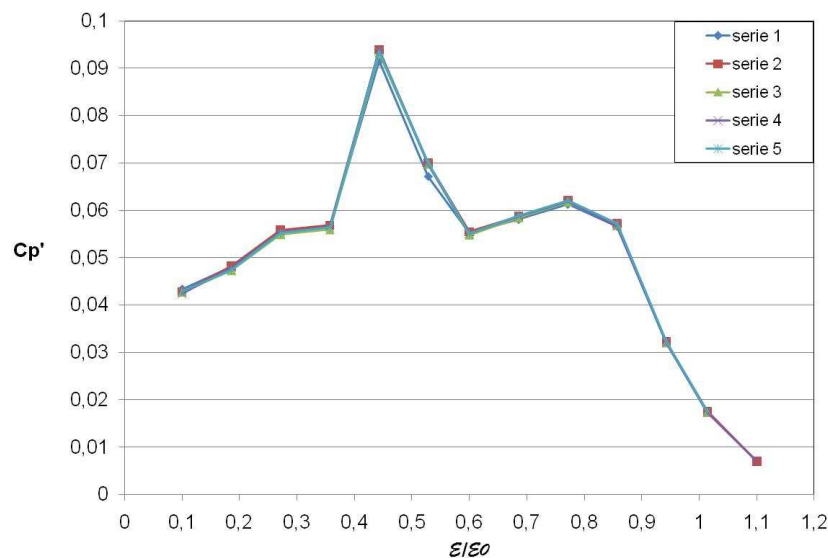


Fig. 3.7 – Evolution du C_p' sur $L2$.

Afin d'analyser de manière plus détaillée la courbe d'évolution de C_p' obtenue, celle-ci a été superposée à la répartition de coefficient de pression moyen mesurée sur cette même ligne (figure 3.8).

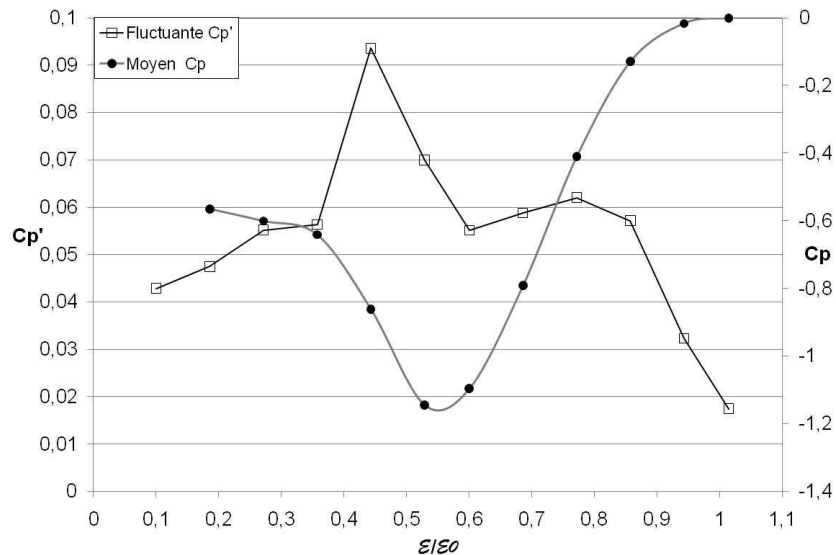


Fig. 3.8- Comparaison entre la courbe du coefficient de pression moyen (C_p) et fluctuant (C_p') sur $L2$.

On peut observer sur l'évolution du C_p' , un maximum local très important ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,4$) et un second maximum local mais d'intensité nettement plus faible ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,77$). On peut également constater que le C_p' chute brutalement lorsque l'on se rapproche du point de recollement moyen ($\epsilon/\epsilon_0 > 0,8$). On constate également que pour des valeurs de $\epsilon/\epsilon_0 < 0,4$, le C_p' chute fortement, laissant à penser cette zone de l'écoulement comme une zone « d'eau morte », ce que nous confirmerons les champs de vitesse présentés par la suite.

Les deux maxima locaux sont situés au niveau des gradients de pression moyens les plus importants. Nous verrons dans l'analyse menée au chapitre 4 que le tourbillon primaire se déplace dans l'espace et qu'il est donc cohérent de retrouver les maxima de pression fluctuante aux positions de maximum de gradient de pression. En effet, à ces positions, une faible variation spatiale de la structure tourbillonnaire entraîne une fluctuation importante de la pression à la paroi.

Dans le cas présent, un des maxima locaux est d'intensité très nettement supérieure à l'autre comme ont pu l'observer Alam(2001), Howell et al.(2009), Moraes et al.(2009) et Hoarau(2006). Il est situé au maximum de gradient de pression adverse ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,4$) correspondant au point de décollement secondaire. On peut donc penser, avec Levy et al.(2008), que ce maximum local est généré par la fluctuation de position du point de décollement secondaire. En effet, il existe alors en ce point une forte variation de courbure des lignes de courant et le capteur situé au droit de cette position se trouve de manière intermittente dans la zone d'eau morte, sous le tourbillon primaire ou bien encore sous le tourbillon secondaire, ce qui induit des variations de pression très importantes.

Le cœur tourbillonnaire se situe quant à lui dans une zone de C_p' peu élevé.

Corrélation spatiale pression-pression : Mise en évidence des différentes zones de l'écoulement

Les courbes présentées sur la figure 3.9 établissent le pourcentage de corrélation entre la pression fluctuante en un point de référence (ϵ_r) et la pression mesurée sur l'ensemble des capteurs de la ligne $L2$. Les capteurs de référence ont été choisis dans les zones caractéristiques de l'écoulement présentées sur la figure 3.6b. Ainsi la figure 3.9a, met

clairement en évidence l'absence de corrélation entre la zone qualifiée « d'eau morte » précédemment (située entre le tourbillon secondaire et la couche cisillée) et le reste de la structure tourbillonnaire. Cette zone a donc une dynamique propre, indépendante des variations de l'écoulement pouvant survenir en aval du tourbillon secondaire. De manière similaire, la figure 3.9d, montre clairement la très faible corrélation entre la pression au point de référence, situé en dehors de l'enveloppe tourbillonnaire, et la pression à l'intérieur de l'enveloppe.

Les figures 3.9b et 3.9c mettent en évidence une corrélation non négligeable (de l'ordre de 35 %) entre les pressions pour des points situés au niveau du décollement secondaire et sous le cœur du tourbillon primaire. On peut donc penser, ce que confirmeront les évolutions des Densités Spectrales de Puissance présentées par la suite, que la structure principale connaît un mouvement d'ensemble de type « meandering » qui piloterait en partie la fluctuation du point de décollement secondaire (responsable du pic de C_p' observé sur la figure 3.8).

En résumé, les évolutions des corrélations spatiales pression-pression, nous permettent de confirmer la présence dans cet enroulement tourbillonnaire de trois zones ayant une dynamique propre et fortement indépendante les unes des autres : une zone « d'eau morte », un tourbillon secondaire (que l'on n'a pas pu visualiser ici du fait de la trop faible résolution de notre mesure PIV) et un tourbillon primaire.

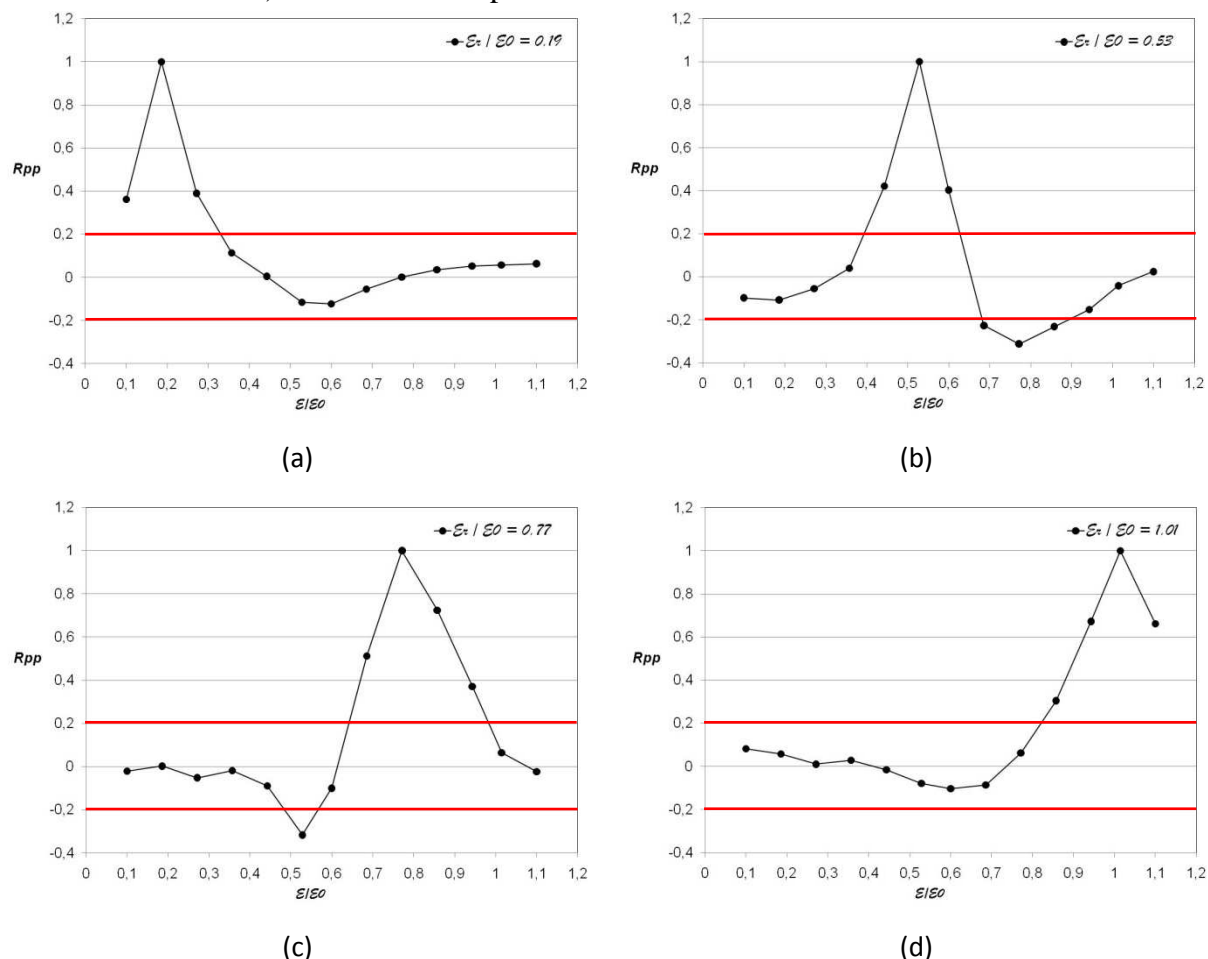


Fig. 3.9 - Corrélations spatiales pression-pression. Les capteurs de références sont situés dans les différentes zones dynamiquement distinctes de l'écoulement.

Influence du nombre de Reynolds

Plusieurs auteurs (Mitchell¹(2000), Alam(2003), Lehugeur(2010)) ont déjà montré l'indépendance du coefficient de pression moyen sous un tourbillon conique par rapport au nombre de Reynolds. Nous avons voulu vérifier ici si cette indépendance existait également pour les coefficients fluctuants.

Des mesures ont donc été réalisées afin d'établir le lien entre le C_p' et le nombre de Reynolds (basé sur la racine carré de la surface frontale). Celui ci a varié entre $Re=5,08.10^5$ (40 m/s) et $Re=7,62.10^5$ (59m/s). La figure 3.10 présente les évolutions de C_p' en fonction du nombre de Reynolds.

On observe que les tendances sont les mêmes quel que soit le nombre de Reynolds et que les caractéristiques principales de cet écoulement tourbillonnaire présentées auparavant sont conservées lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds. On peut néanmoins constater une légère baisse de niveau (de l'ordre de 1% de C_p') pour le plus grand nombre de Reynolds. Cette tendance (réduction du C_p' avec l'augmentation du nombre de Reynolds) est la même que celle observée précédemment par Alam (2001).

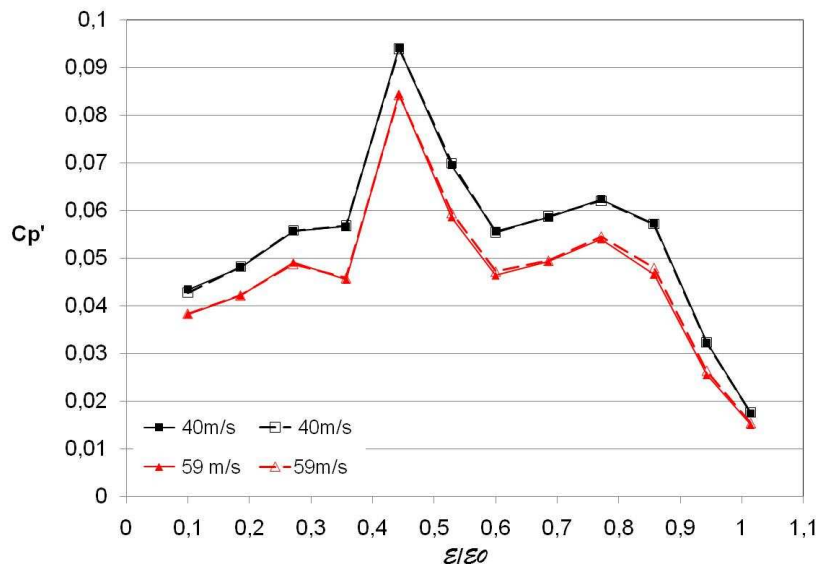


Fig. 3.10- Influence du nombre de Reynolds sur l'évolution du C_p' sur la ligne **L2**.

Evolution de la pression fluctuante sous la structure tourbillonnaire

La figure 3.11 présente l'évolution de la pression fluctuante sur les deux lignes verticales **L1** ($Z_m=0,94.H$) et **L2** ($Z_m=1,39.H$).

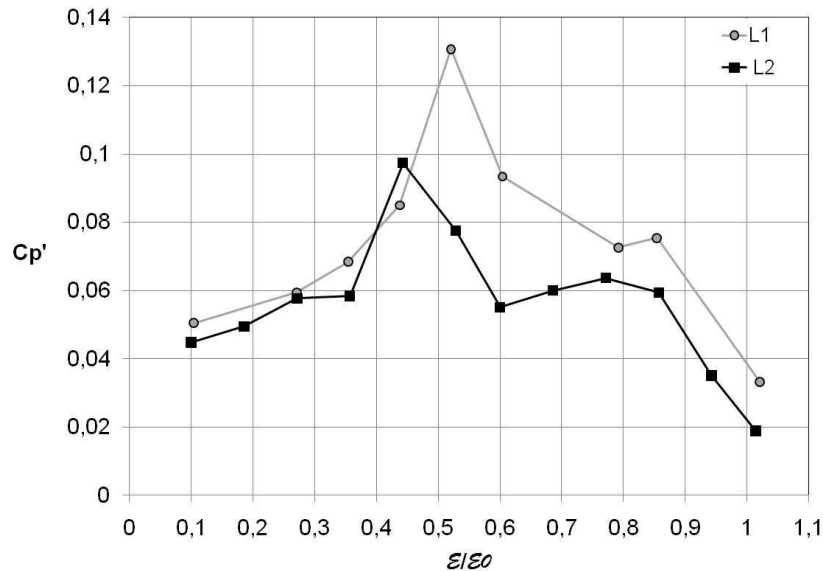


Fig. 3.11- Comparaison des évolutions de Cp' le long des lignes **L1** et **L2**.

On peut, dans un premier temps, constater que les évolutions des Cp' sur **L1** et **L2** sont très similaires. L'analyse physique proposée sur la ligne **L2** et les différentes régions de l'écoulement identifiées restent donc valides sur **L1**.

Les caractéristiques aérodynamiques de la structure tourbillonnaire ne semblent donc pas être affectées par son développement le long de l'arête et son interaction avec la paroi. En particulier, la présence d'un décollement secondaire, marquée par un maximum local de Cp' légèrement décalé (la précision est ici fixée par la répartition discrète des prises de pression) par rapport à celui détecté sur **L2**.

Ainsi, nous pouvons observer, que les niveaux de Cp' sont très proches sur **L1** et **L2** dans la région « d'eau morte » ($\varepsilon/\varepsilon_0 < 0,35$). Au-delà de cette région, les niveaux de fluctuations sont beaucoup plus importants sur la ligne **L1** que sur la ligne **L2**. Cette observation est consistante avec les résultats de PIV présentés ci-dessous qui mettent également en évidence, une décroissance de l'intensité de la structure tourbillonnaire lorsqu'on s'éloigne du nez de la maquette.

3.3 Analyse aérodynamique: Caractéristiques moyennes et fluctuantes du champ de vitesse.

3.3.1 Caractéristiques globales de la structure tourbillonnaire.

La Stéréo-PIV a été utilisée afin de mesurer le champ de vitesse tridimensionnel dans un plan passant par la ligne **L2** ($Z_m=1,39.H$) et dans le repère (X_m, Y_m, Z_m) (voir la figure 3.12). L'intérêt de cette mesure est d'avoir accès à la composante de vitesse dans la direction alignée avec le développement de la structure tourbillonnaire (axe Z_t sur la figure 3.12).

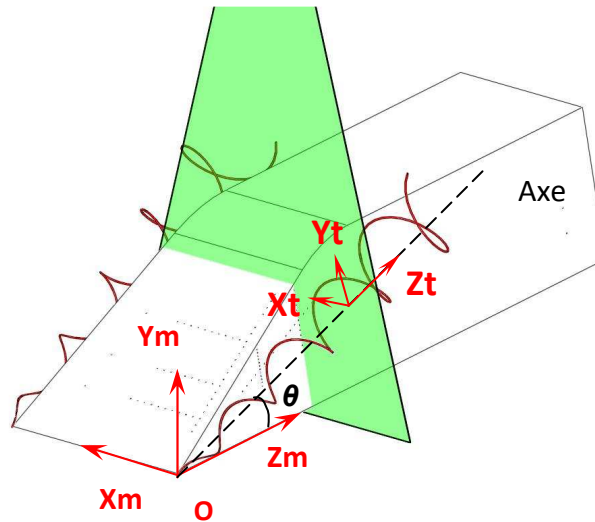


Fig. 3.12- Repère (Xt,Yt,Zt) aligné sur l'axe tourbillonnaire. Plan laser sur $L2$.

Les mesures ayant été réalisées dans un plan vertical (X_m, Y_m), les résultats ont ensuite été projetés dans un plan dont la normale est alignée avec l'axe tourbillonnaire (X_t, Y_t, Z_t).

Les notations adoptées pour la représentation des vitesses moyennes sont : (U, V, W) pour les composantes dans le plan (X_m, Y_m, Z_m) et (U_t, V_t, W_t) dans le plan (X_t, Y_t, Z_t). La rotation effectuée entre les deux repères est de $23,14^\circ$ (θ) dans le plan (Y_m, Z_m) et de $1,52^\circ$ (δ) dans le plan (X_m, Z_m). Les équations de projection sont alors les suivantes :

$$U_t = -[V \cdot \sin\theta + W \cdot \cos\theta] \cdot \sin\delta + U \cdot \cos\theta \quad (3.1)$$

$$V_t = V \cdot \cos\theta - W \cdot \sin\theta \quad (3.2)$$

$$W_t = [V \cdot \sin\theta + W \cdot \cos\theta] \cdot \cos\delta + U \cdot \sin\delta \quad (3.3)$$

La figure 3.13 présente la norme de la vitesse obtenue ainsi que la position de quelques prises de pression. Sur l'ensemble des champs de vitesse, la région noire représente une partie de la section droite du Mopet et la région grise est celle où les mesures ont été entachées d'erreur du fait de la présence d'un reflet important sur la paroi. Cette zone a été identifiée à partir des images PIV ainsi que des champs de vecteurs calculés. Les distances sont adimensionnées par la hauteur du Mopet, H . La norme est ici définie comme :

$$Norme_t = \sqrt{U_t^2 + V_t^2 + W_t^2} \quad (3.4)$$

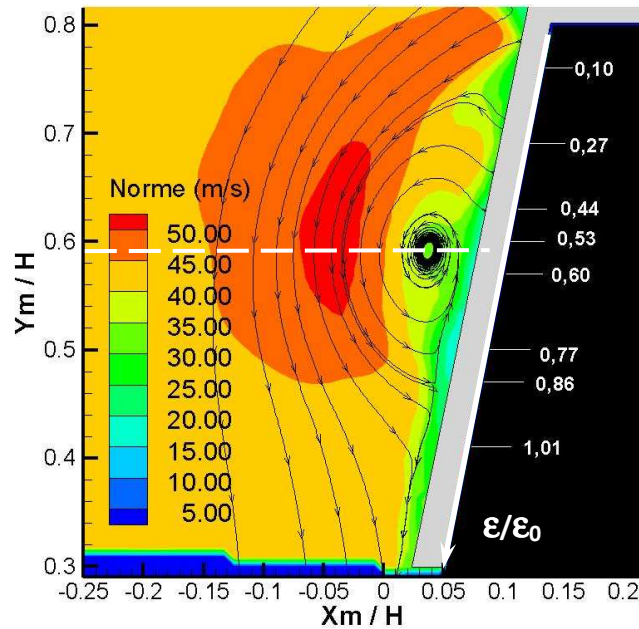


Fig. 3.13- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par $L2$ ($Z_m=1,39.H$).

Les “lignes de courant” présentées sur la figure 3.13 sont tracées afin de mettre en évidence de manière qualitative la position du cœur tourbillonnaire. Il faut néanmoins garder à l’esprit que ces lignes de courant ne sont qu’une représentation « 2D » projetée dans le plan considéré d’un écoulement fortement « 3D ».

De manière qualitative et dans une première approche, on peut donc situer le cœur de la structure dans ce plan à une position $(X_m/H, Y_m/H)=(0,04, 0,6)$, ce qui correspond pour les capteurs de pression à une position telle que : $0,53 < \varepsilon/\varepsilon_0 < 0,60$. Ce qui est tout à fait cohérent avec les résultats de pression moyenne et fluctuante présentés auparavant.

La figure 3.14 présente les profils de vitesses horizontaux des trois composantes de la vitesse. Ces profils ont été obtenus sur une ligne horizontale passant par le noyau tourbillonnaire situé à $Y_m/H = 0,6$ (voir figure 3.13). Sur la figure 3.14 la position du noyau est indiquée par une ligne magenta.

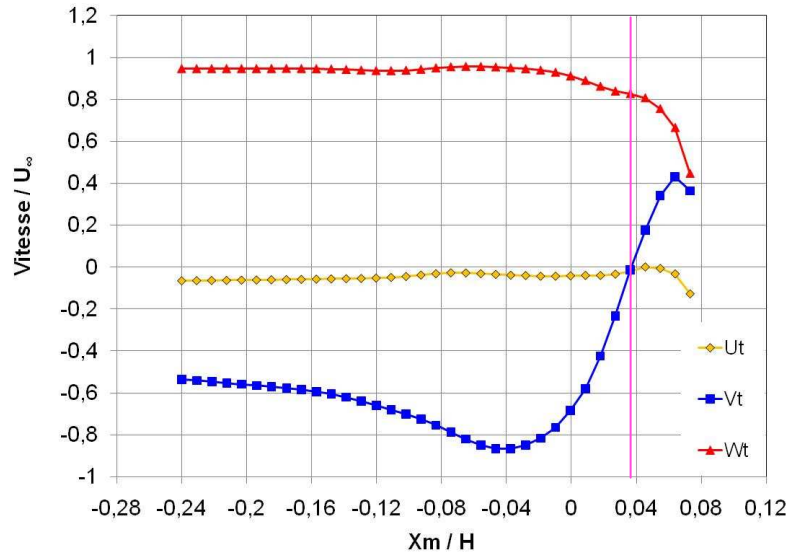


Fig. 3.14- Profils de vitesses horizontaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure ($Y_m/H=0,6$).

Les valeurs de U_t et V_t sont simultanément nulles au point $X_m/H=0,04$, ce qui est concordant avec la position du cœur tourbillonnaire déterminée sur le champ de vitesse présenté sur la figure 3.13. La vitesse longitudinale, W_t , au cœur de la structure est égale à $0,8 U_\infty$.

Ce résultat, qui est cohérent avec les résultats présentés par Levy et al.(2008), est de nouveau révélateur de la différence entre ce tourbillon et celui rencontré sur une aile delta à forte incidence, où la valeur de la vitesse à cœur est supérieure à la vitesse à l'infini amont (Gursul(1997), Mitchell(1998) et Nelson(2003)). La dimension moyenne du tourbillon dans la direction X_m , peut être estimée en détectant les points où la vitesse V_t est maximale sur le profil de vitesse. Nous arrivons ici à une dimension de l'ordre de $0,1H$ (18 mm).

La figure 3.15 présente les profils de vitesses verticaux des trois composantes de la vitesse. Ces profils ont été obtenus sur une ligne verticale passant par le noyau tourbillonnaire situé à $X_m/H= 0,04$ (indiqué par une ligne magenta) (voir figure 3.15).

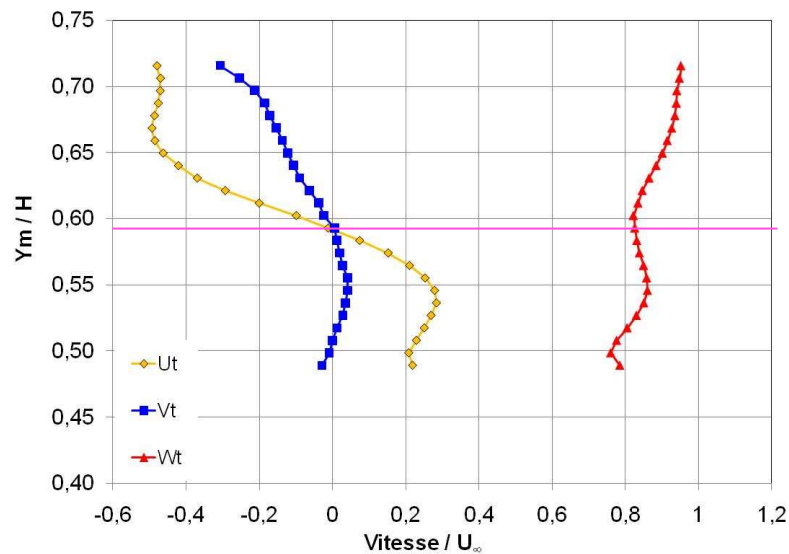


Fig. 3.15- Profils de vitesses verticaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure ($X_m/H=0,04$).

On observe sur la figure 3.15 que le centre de la structure en moyenne, semble bien se situer à $Y_m/H=0,6$ et qu'en ce point la vitesse axiale est bien de $0,8 U_\infty$. En relevant les positions pour lesquelles la vitesse U_t est maximale, nous pouvons en déduire la dimension moyenne de la structure dans la direction Y_m . Cette dimension est ici de l'ordre de $0,1 H$.

La structure dans le plan concerné a donc une caractéristique circulaire qui est cohérent avec la vision de développement conique que l'on a présentée auparavant. Il faut néanmoins prendre ces premières indications avec précautions car le plan PIV ne coupe pas le tourbillon dans un plan perpendiculaire à son axe de développement. Une mesure plus juste de la dimension du tourbillon sera faite à partir des champs de vitesse obtenus par la PIV (2D,2C).

L'énergie cinétique turbulente a été obtenue (figure 3.16) à partir du champ de vitesse fluctuante projeté. On rappelle que la région noire représente une partie de la section droite du Mopet et la région grise est celle affectée par le reflet de la nappe Laser sur la maquette. Le noyau tourbillonnaire appartient à la région de plus grande fluctuations de vitesse, la contribution principale étant celle dans la direction verticale Y_m (voir fig. 3.18).

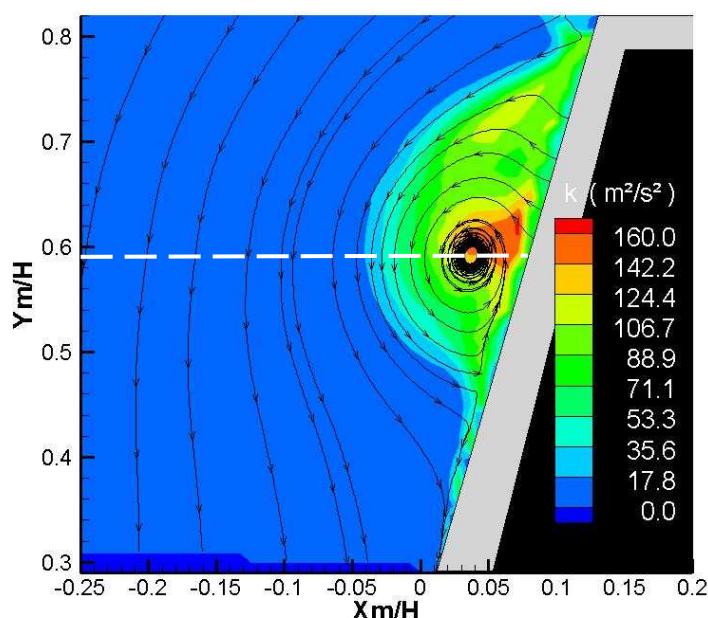


Fig. 3.16- Champ d'énergie cinétique turbulente dans un plan passant par $L2$ ($Z_m=1,39.H$).

On peut obtenir un profil d'énergie cinétique fluctuante en prenant une section passant par le noyau (indiqué par la ligne blanche horizontale sur la figure 3.16) (figure 3.17).

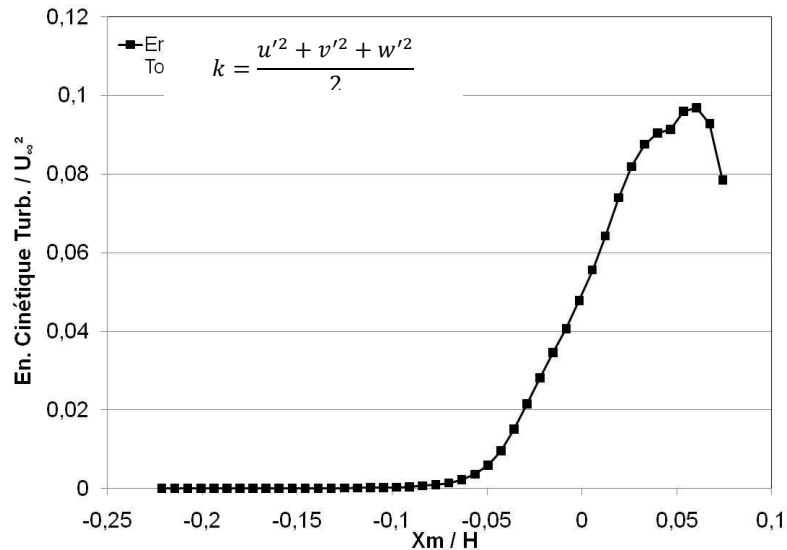


Fig. 3.17- Profil horizontal d'énergie cinétique fluctuante sur L2.

La figure 3.18 présente une coupe horizontale passant par le cœur de la structure ($Y_m/H=0,6$) des fluctuations de vitesse.

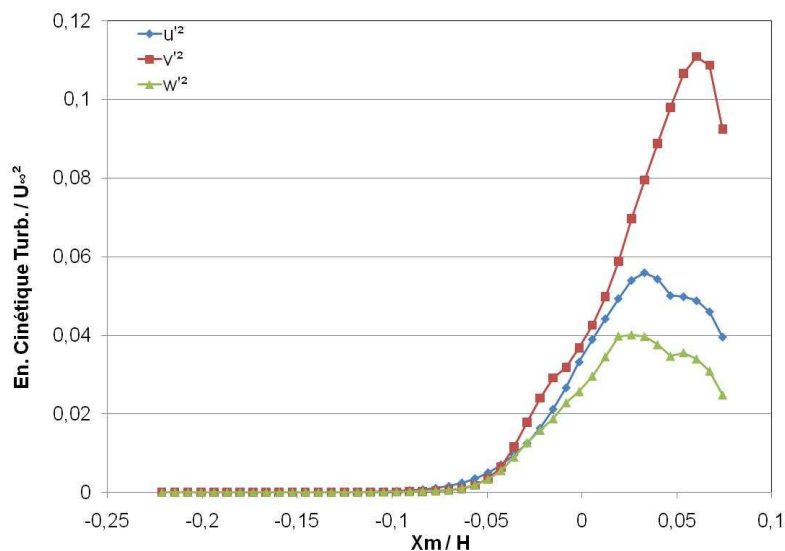


Fig. 3.18- Coupes d'énergie fluctuante, par composante, dans un plan passant par L2 et à $Y_m/H=0,594$.

Nous observons sur les profils d'énergie cinétique que les contributions u'^2 et w'^2 sont maximales au centre de la structure en $X_m/H=0,04$. Nous voyons également que k est maximum proche de la paroi à cause de la très forte contribution de v'^2 (dans la direction Y). Cette augmentation de l'énergie cinétique proche de la paroi a également été observée par d'autres auteurs ; Hoarau(2006), Levy et al.(2008) et Moraes et al.(2009).

Elle est caractéristique de la fluctuation de position de la structure dans la direction Y due à :

- La présence de la paroi qui a tendance à faire « monter » le tourbillon. La paroi peut en effet être modélisée par un tourbillon image du tourbillon principal placé

symétriquement à celui-ci par rapport à la paroi. La vitesse induite par le tourbillon « image » sur le tourbillon principale est alors dirigée dans la direction verticale ascendante.

- La présence de la couche cisailée qui a tendance à contraindre le tourbillon dans la direction verticale descendante.

Ces deux contributions entraînent donc un mouvement de battement de la structure tourbillonnaire dans la direction verticale et induit des niveaux de fluctuations v'^2 importants.

3.3.2 Développement de la structure tourbillonnaire le long de l'arête

La PIV stéréoscopique nous a permis de mesurer les trois composantes du champ de vitesse dans un plan vertical passant par la ligne de capteurs de pression **L2**. Afin de pouvoir analyser l'évolution de la dynamique du tourbillon le long de l'arête, nous avons réalisé des mesures de PIV (2D,2C) dans deux plans orthogonaux à l'axe de développement tourbillonnaire (figure 3.19). Ces plans passent par les prises de pression ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,52$) sur **L1** et ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,52$) sur **L2**.

Ces deux points seront pris comme origine du repère (X_p, Y_p) dans les figures présentées par la suite et les plans correspondants seront nommés par abus de langage « **L1** » et « **L2** » dans la suite du manuscrit.

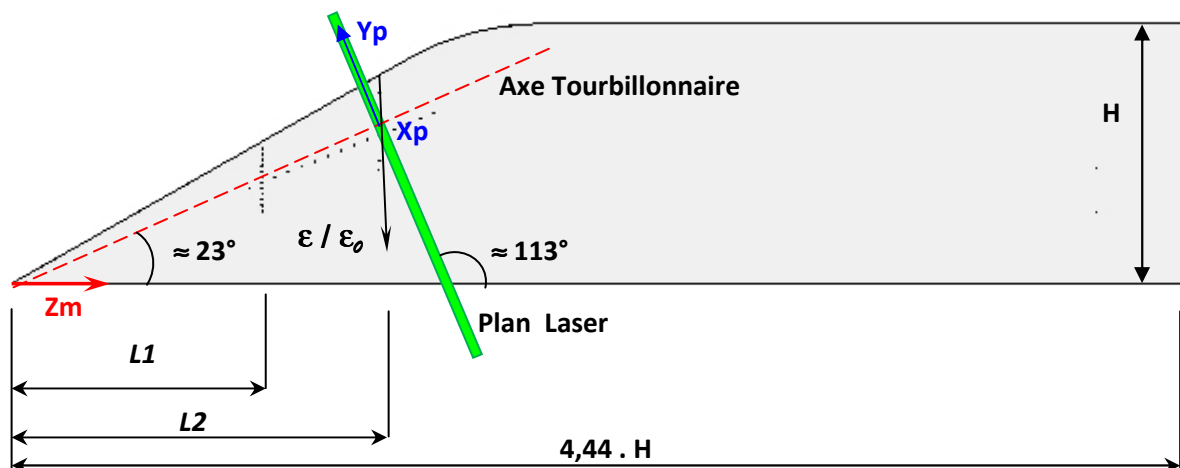


Fig. 3.19- Disposition du plan laser pour les mesures de PIV 2D-2C.

Les figures 3.20 et 3.21 présentent les champs de vitesse moyens obtenus sur **L1** et **L2**. Nous pouvons observer que les niveaux de vitesses moyennes sont sensiblement les mêmes et que la forme du tourbillon reste nettement circulaire mais de taille plus importante lorsqu'on s'éloigne du nez de la maquette.

Malgré la présence du reflet de la nappe laser (zone grise sur les figures), on peut estimer les longueurs de recollement moyennes. Elles sont égales à 44mm (0,24H) sur **L1** et 67 mm (0,37H) sur **L2**. Ces valeurs sont cohérentes avec celles déterminées à partir des visualisations pariétales.

On peut également estimer, en première approche, la position du cœur de la structure en repérant le point de vitesse moyenne nulle. Cette estimation sera validée par la suite par l'observation des champs d'énergie cinétique. Cette première estimation nous donne donc : $(X_p, Y_p) = (-0,05H, -0,005)$ et $(X_p, Y_p) = (-0,067H, 0,012)$ pour la position moyenne du cœur tourbillonnaire respectivement sur **L1** et **L2**. Ces deux valeurs nous permettent de confirmer la

nature conique du développement de la structure tourbillonnaire et l'inclinaison de 23° de son angle de développement par rapport au plan horizontal.

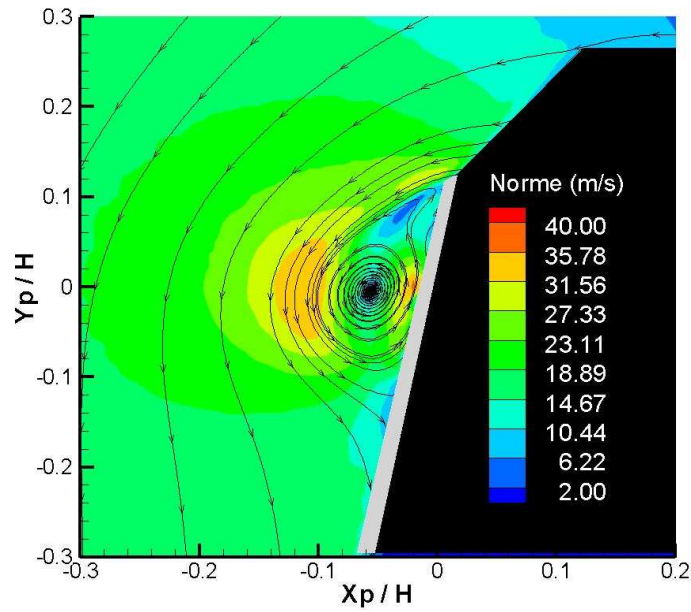


Fig. 3.20- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par *L1*.

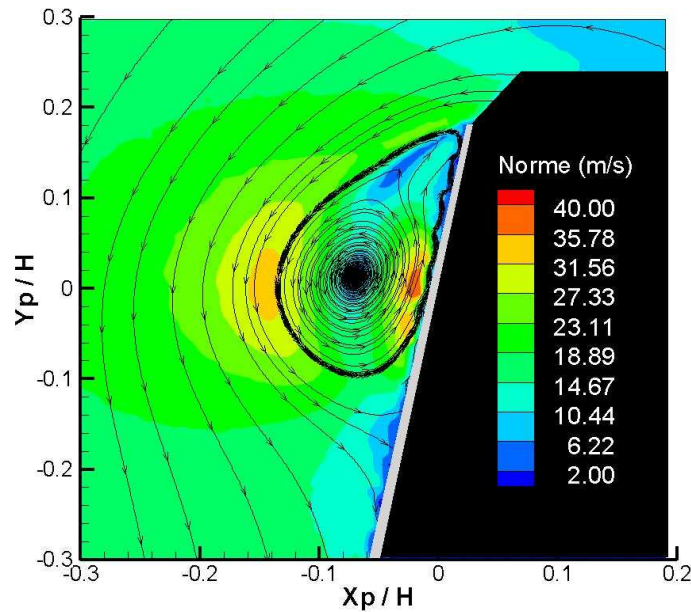


Fig. 3.21- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par *L2*.

Si on prend les positions moyennes, présumées, du noyau en *L1* ($(X_p/H, Y_p/H) = (-0,050 ; -0,005)$) et en *L2* ($(X_p/H, Y_p/H) = (-0,067 ; 0,012)$) et si on fait la projection sur la paroi latérale du Mopet on s'aperçoit qu'ils sont à la normale du point $\varepsilon/\varepsilon_0 \approx 0,60$, ce qui confirme ce qui a été observé sur les champs de pression moyenne.

Les figures 3.22a et 3.22b présentent les profils de vitesses horizontaux des deux composantes de la vitesse. Ces profils ont été obtenus sur une ligne horizontale passant par le noyau tourbillonnaire (voir ligne magenta) situés à ($Y_p/H = -0,005$) sur *L1* et ($Y_p/H = 0,012$)

sur **L2** (voir figures 3.20 et 3.21). La présence du reflet du à la nappe Laser nous empêche ici d'obtenir les profils de vitesse jusqu'à la paroi.

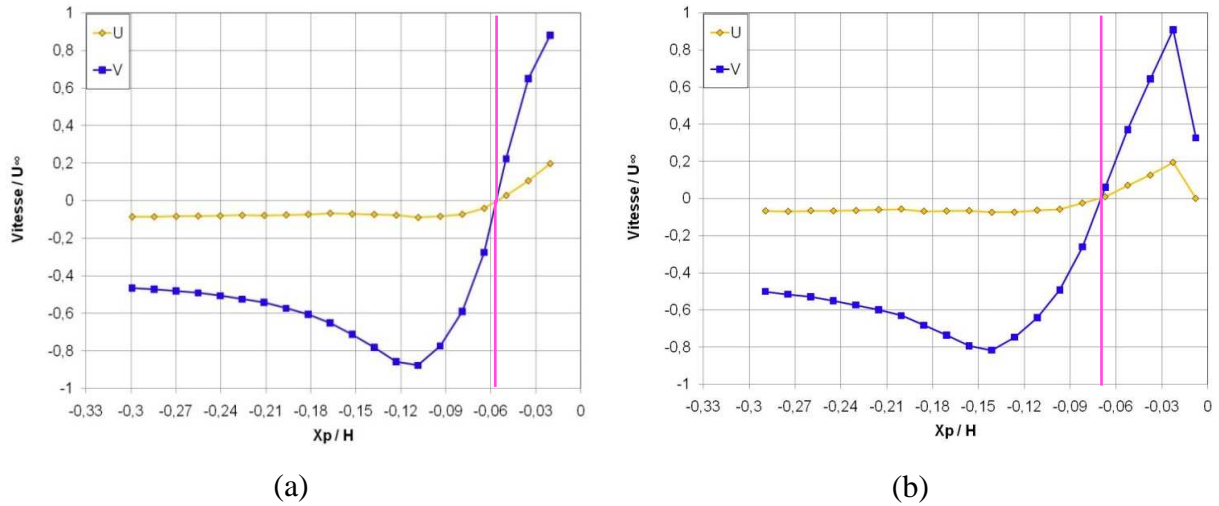


Fig. 3.22- Profils de vitesses horizontaux obtenus sur une ligne passant par le cœur de la structure (a) **L1** pour $Y_p/H = -0,005$ et (b) **L2** pour $Y_p/H = 0,012$. La ligne magenta repère le noyau.

En se basant sur le profil de vitesse V (direction Y_p), on peut estimer la largeur du tourbillon comme étant égale à 22 mm ($0,12.H$) pour **L2** et 15 mm ($0,08.H$) pour **L1**. Les champs de vorticité pour les plans passant par **L1** et **L2** sont présentés sur la figures 3.23.

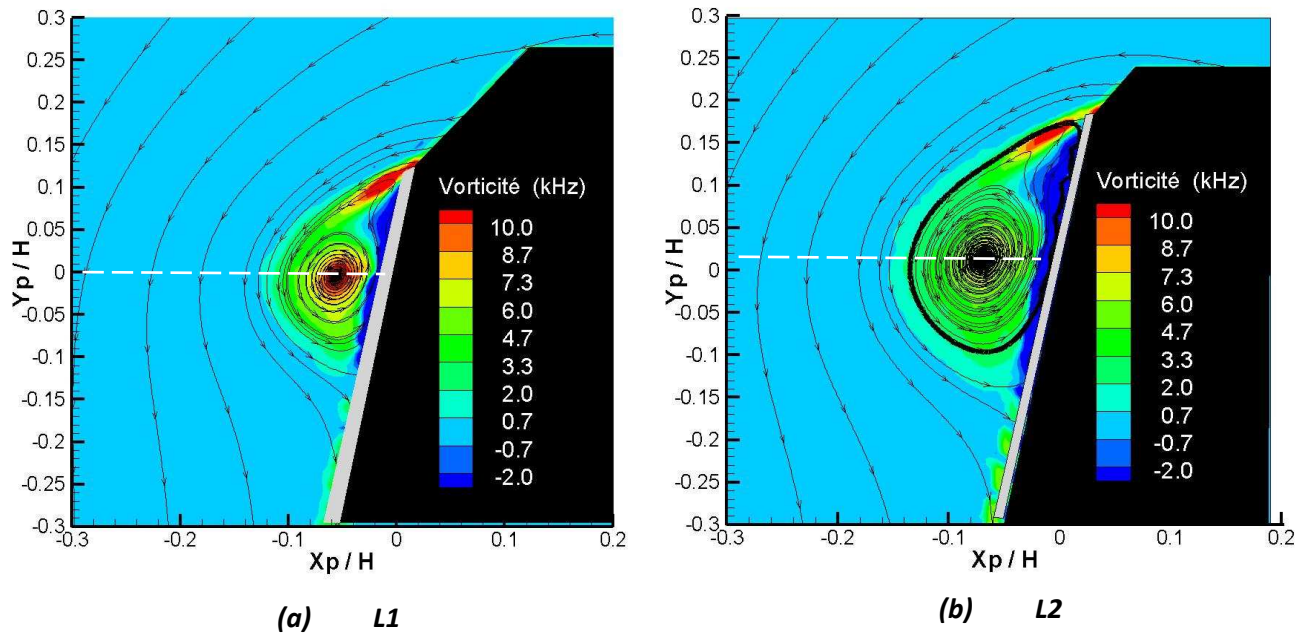


Fig. 3.23- Champs de vorticité pour des plans passant par **L1** et **L2**.

Les profils de vorticité sur deux lignes horizontales passant par le cœur de la structure sont présentés sur la figure 3.24. Nous pouvons observer que le maximum de vorticité est atteint au niveau du cœur de la structure (ce qui indique l'enroulement de la nappe tourbillonnaire) et qu'il est plus élevé au niveau de la ligne **L1**. Cependant, comme constaté sur les champs de vorticité sur la même figure, la distribution est plus large sur **L2**, ce qui traduit bien le phénomène de diffusion de la structure tourbillonnaire lorsqu'on s'éloigne du nez de la maquette.

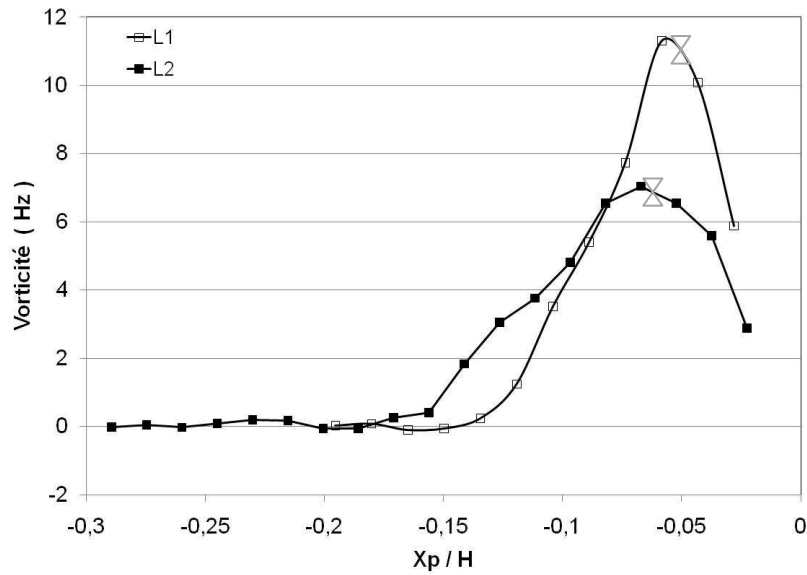


Fig. 3.24- Profil de vorticité obtenu sur *L1* (pour $Y_p/H = -0,005$) et *L2* (pour $Y_p/H = 0,012$) \square représente la position du noyau.

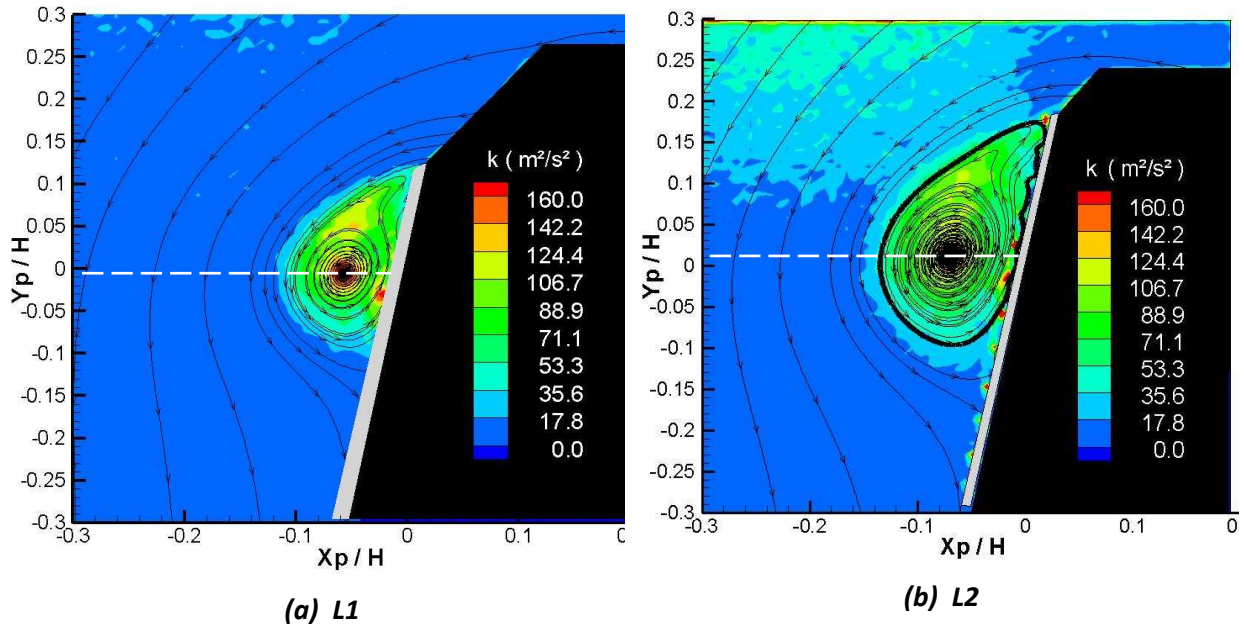


Fig. 3.25- Champs d'énergie cinétique fluctuante sur *L1* et *L2*.

L'évolution de l'énergie cinétique fluctuante ($k=u'^2+v'^2$) sur les lignes *L1* et *L2* est présentée sur la figure 3.26. Les observations faites ici sont similaires à celles faites à propos des profils de vorticité.

En effet, l'énergie cinétique fluctuante au cœur de la structure chute lorsque l'on s'éloigne du nez de la maquette et est diffusée dans un cœur tourbillonnaire de taille plus importante.

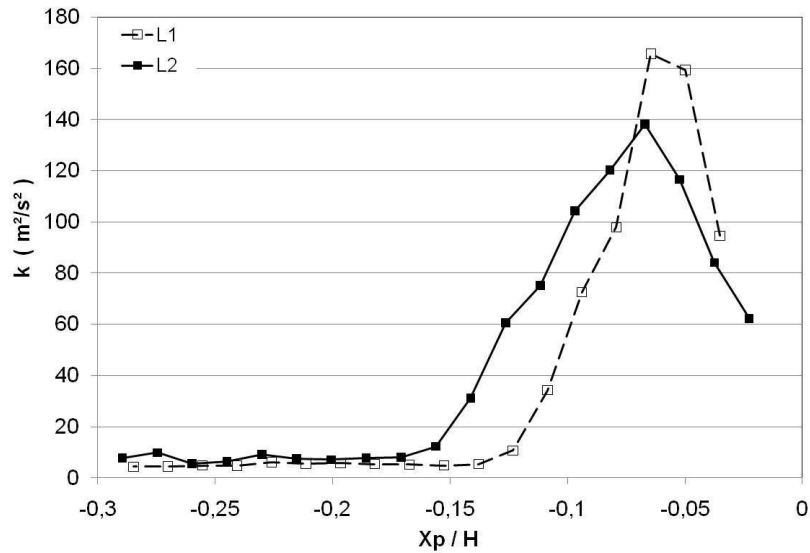


Fig. 3.26- Profil d'énergie cinétique fluctuante sur *L1* (pour $Y_p/H = -0,005$) et sur *L2* pour $Y_p/H = 0,0106$.

En regardant les contributions par composante (figure 3.27), on trouve la confirmation des résultats obtenus par la S-PIV indiquant la direction Y_p comme étant la direction privilégiée des fluctuations. En effet, sur *L1* comme sur *L2*, la contribution v'^2 est nettement plus importante que u'^2 .

Ces résultats mettent à nouveau en évidence le mouvement vertical de la structure du à la compétition entre la vitesse induite sur le tourbillon par la présence de la paroi (qui a tendance à faire « monter » le tourbillon) et la présence de la couche cisailée qui « repousse » le tourbillon vers le bas.

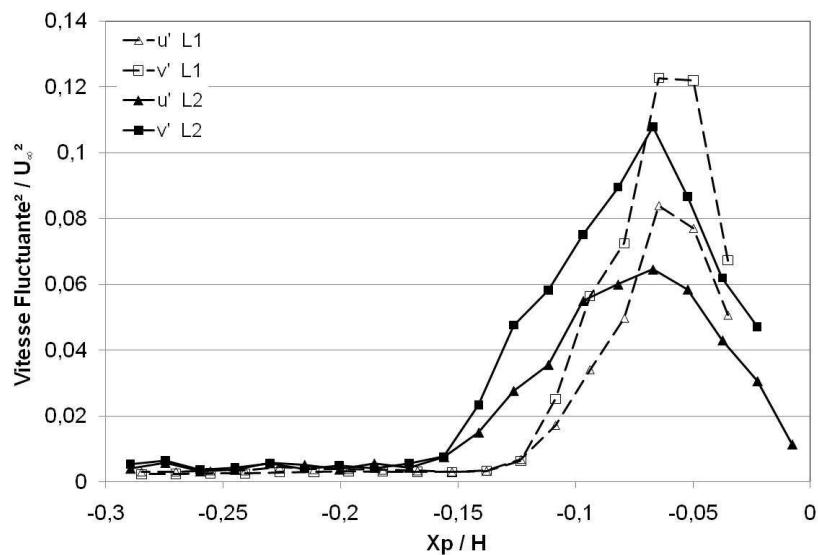


Fig. 3.27- Profils des composantes de vitesse fluctuante sur *L1* et *L2*.

3.4 Contenu fréquentiel des signaux de Pression : Analyse des DSP et des fonctions de cohérence.

L'analyse des Densités Spectrales de Puissance (DSP) des signaux de pression obtenus sur la paroi de la maquette nous permet de mettre en évidence les contributions, par bande de fréquence, à l'énergie totale du signal représentée par le C_p' . On cherche ensuite à lier les fréquences caractéristiques détectées à la dynamique tourbillonnaire.

L'analyse des champs de vitesse et des répartitions de pression moyenne et fluctuante nous a conduit à proposer le modèle phénoménologique présenté sur la figure 3.28.

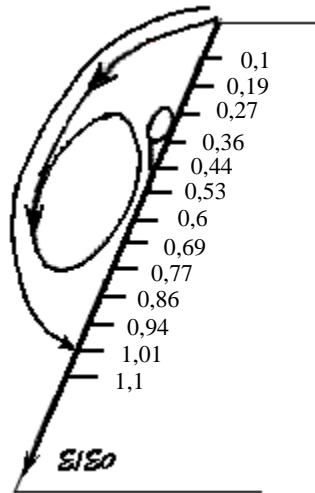


Fig. 3.28– Schéma de disposition des prises de pression pour la section $L2$.

Les Densités Spectrales de Puissance sont donc présentées dans un premier temps en fonction des différentes zones d'intérêt détectées sous le tourbillon (figures 3.29, 3.33 et 3.34). Les DSP seront dans la suite du manuscrit présentées sous la forme $f.DSP$ qui permet, dans une représentation semi-logarithmique, de quantifier visuellement les contributions énergétiques par bande de fréquence.

La figure 3.29 présente les $f.DSP$ pour des prises de pression situées sous la zone d'eau morte (en $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,10$), sous le tourbillon secondaire et à l'interaction entre ce tourbillon et le tourbillon primaire (décollement secondaire détecté en $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,44$).

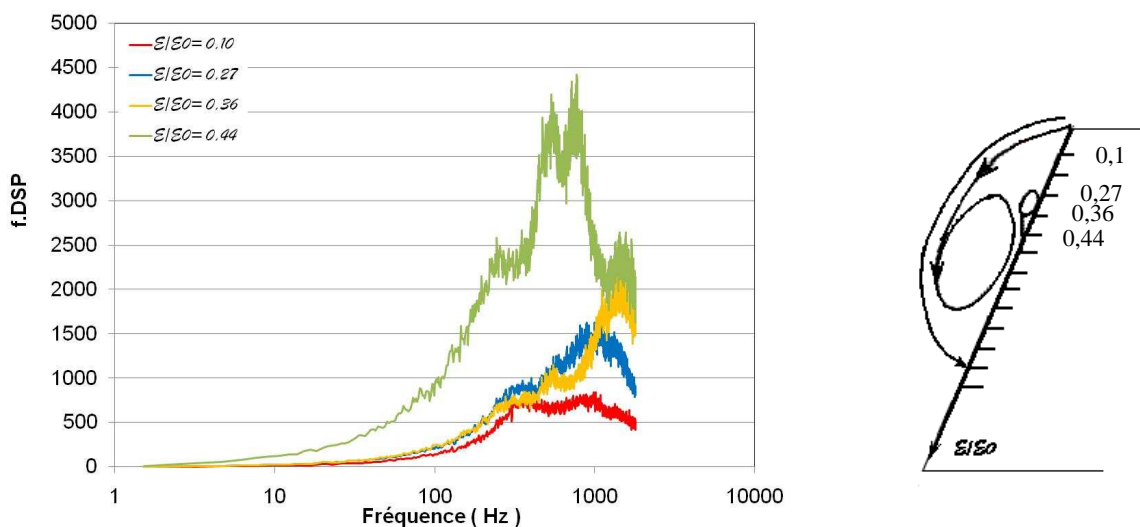


Fig. 3.29- $f.DSP$ pour des prises de pression entre le tourbillon principal et l'arête.

La f.DSP mesurée sous la zone d'eau morte montre un contenu énergétique très faible confirmant l'indépendance de cette zone par rapport à la dynamique de l'enveloppe tourbillonnaire. Les contenus spectraux deviennent ensuite beaucoup plus riches lorsque l'on se situe dans la zone d'interaction directe entre le tourbillon et la paroi. En effet, pour la prise de pression située sous le tourbillon secondaire ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,36$), une contribution centrée autour de 1200 Hz émerge nettement du spectre. Pour la prise de pression située au niveau du décollement secondaire (maximum de C_p'), on peut observer l'émergence de 4 contributions principales (C1 à C4) : (C1) centrée autour de 300 Hz, (C2) et (C3) autour de 800 Hz et (C4) autour de 1200 Hz similaire à celle détectée sous le tourbillon secondaire.

L'analyse point par point des DSP présentées ici met en évidence une richesse importante des contenus spectraux sous la structure tourbillonnaire qu'il semble difficile d'interpréter point par point. C'est pour cela, afin d'extraire une information pertinente nous permettant de lier ces contributions fréquentielles à la dynamique tourbillonnaire, que nous allons maintenant nous intéresser aux évolutions du signal de cohérence dans les zones d'intérêt identifiées. Nous avons donc étudié les niveaux de cohérence, obtenus à partir de l'interspectre, pour des capteurs situés sur les lignes **L1** et **L2**. Les niveaux de cohérence maximum obtenus sont de l'ordre de 30%. Cette valeur relativement peu élevée peut s'expliquer par la distance assez importante entre les lignes **L1** et **L2**.

La figure 3.30 présente la fonction de cohérence pour des prises de pression situées au maximum de C_p' sur les deux lignes verticales **L1** et **L2**.

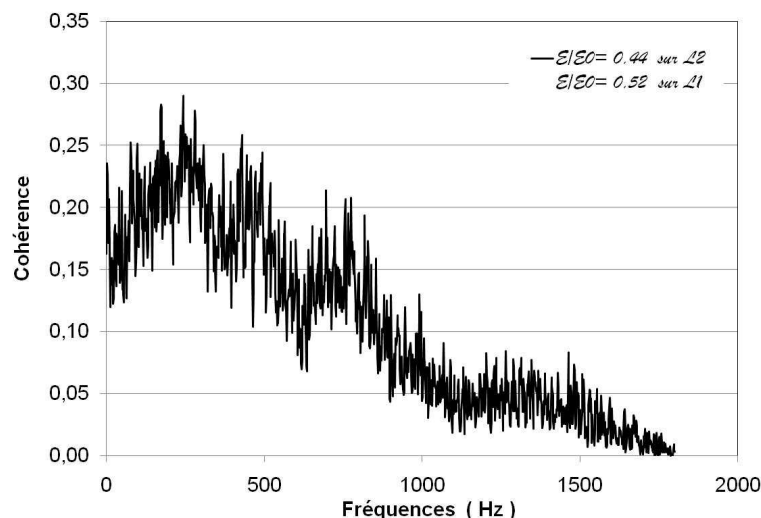


Fig. 3.30- Fonction de cohérence obtenue pour des prises de pression situées au niveau du maximum de C_p' sur les lignes **L1** et **L2**.

On observe sur la figure 3.30 que la cohérence est de plus en plus faible lorsque la fréquence augmente. Ainsi, dans la bande de fréquence [0 Hz; 500 Hz] (contribution C1), le niveau de cohérence est compris entre 0,15 et 0,25 alors qu'il n'est plus que de 0,15 dans la bande [500 Hz ; 1000 Hz] (contributions C2 et C3). Enfin, nous constatons que pour des fréquences supérieures à 1000 Hz, il n'existe pas de cohérence entre les signaux mesurés.

La figure 3.31 présente la fonction de cohérence pour les prises de pression situées sous le cœur tourbillonnaire. La position des capteurs a été estimée à partir de la mesure du coefficient de pression moyen.

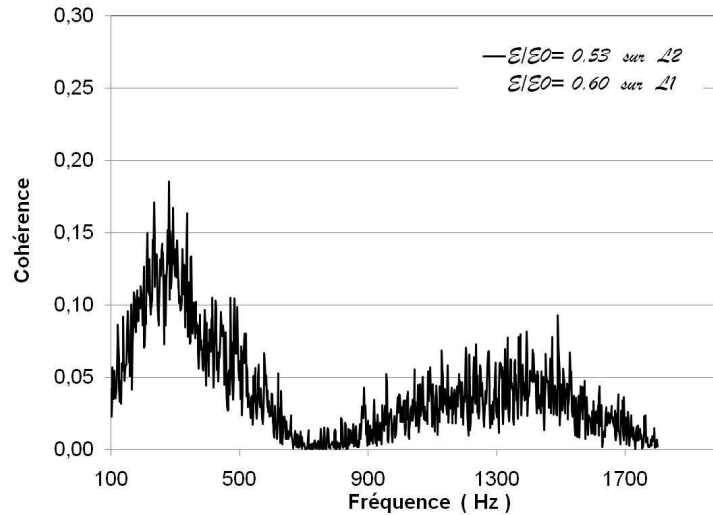


Fig. 3.31- Fonction de cohérence obtenue pour des prises de pression situées sur les lignes **L1** et **L2** à l’aplomb du cœur tourbillonnaire.

La cohérence des signaux de pression pour des prises situées sous le cœur tourbillonnaire montre un niveau de cohérence non négligeable (environ 15%) dans la bande de fréquence [0 ;500Hz] alors que le niveau de cohérence est nulle dans la plage [500 ;1000Hz] et négligeable au dessus de 1000 Hz.

L’examen de ces deux fonctions de cohérence met en évidence une cohérence spatiale importante de la structure tourbillonnaire dans la plage de fréquence [0 Hz;500 Hz]. Cela renforce l’hypothèse d’un battement global de la structure tourbillonnaire, de type louvoisement («meandering»). La contribution C1 étant large bande, ce battement n’a pas de périodicité bien marquée mais résulte de la contribution de l’ensemble des fréquences comprises entre 0 et 500Hz.

Concernant la plage de fréquence [500 Hz;1000 Hz], il existe une cohérence non nulle dans la zone d’interaction forte entre le tourbillon et la paroi (au niveau du décollement secondaire) et une cohérence nulle sous le cœur tourbillonnaire où l’interaction de la structure tourbillonnaire avec la paroi est la plus faible. On peut donc ici faire l’hypothèse que les contributions C2 et C3 sont liées à des structures tourbillonnaires générées dans la zone cisailées, interagissant avec la paroi et venant moduler le décollement secondaire. Enfin, la contribution C4, supérieure à 1000 Hz, montre une cohérence spatiale nulle quel que soit la position choisie sous la structure tourbillonnaire. Cette faible cohérence nous amène à penser que cette contribution est liée à une turbulence à plus fine échelle générée au décollement secondaire.

La figure 3.32 présente la phase de l’interspectre pour des prises de pression située au niveau du Cp’ maximum sur **L1** et **L2** sur la bande de fréquence [0-500Hz] correspondant à la contribution C1. On peut observer que la phase est linéaire dans cette gamme de fréquence ce qui nous permet d’estimer une vitesse de convection des perturbations à partir de l’expression:

$$\frac{d\theta}{df} = 2\pi \frac{\Delta X}{U_c} \quad (3.5)$$

Où Δx représente la distance entre les deux capteurs et U_c , la vitesse de convection. On détermine ici une vitesse (U_c) égale à $0,72.U_\infty$ proche de la vitesse axiale pour la vitesse de convection (U_c) des perturbations liée au «meandering» de la structure. On peut également

déterminer l'échelle de longueur associée à la période moyenne des perturbations. Avec $St=f.L/U_c$, on trouve $L=10\text{cm}$, qui est de l'ordre de grandeur de la taille longitudinale de la structure.

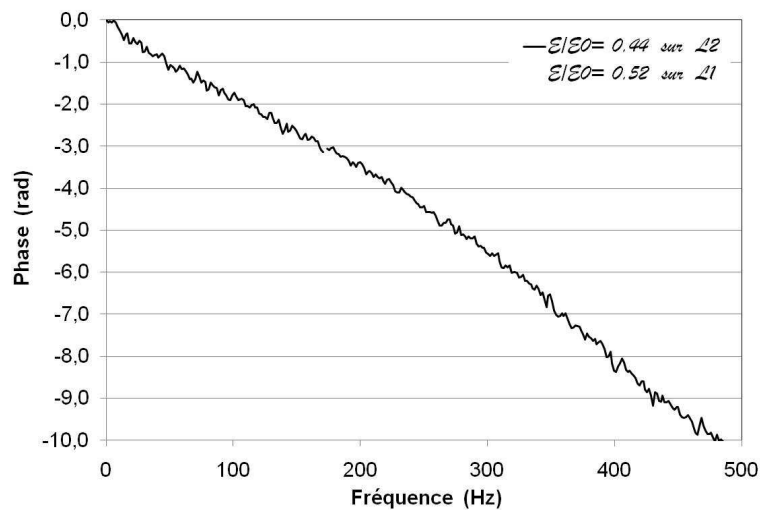


Fig. 3.32- Evolution de la phase de l'interspectre pour des prises de pression situées au niveau du C_p' maximum sur $L1$ et $L2$.

Cette interprétation (présence d'un «meandering» de la structure) est renforcée par la présentation sur la figure 3.33 des f.DSP obtenues sous le tourbillon primaire. Ainsi, les contenus spectraux pour ces prises de pression sont fortement similaires à celui obtenu au niveau du décollement secondaire ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,44$).

La présence de la contribution C1 sur l'ensemble des spectres mets en évidence que le « meandering » de la structure, est ressenti, à des niveaux énergétiques différents sur l'ensemble de la paroi sous la structure conique.

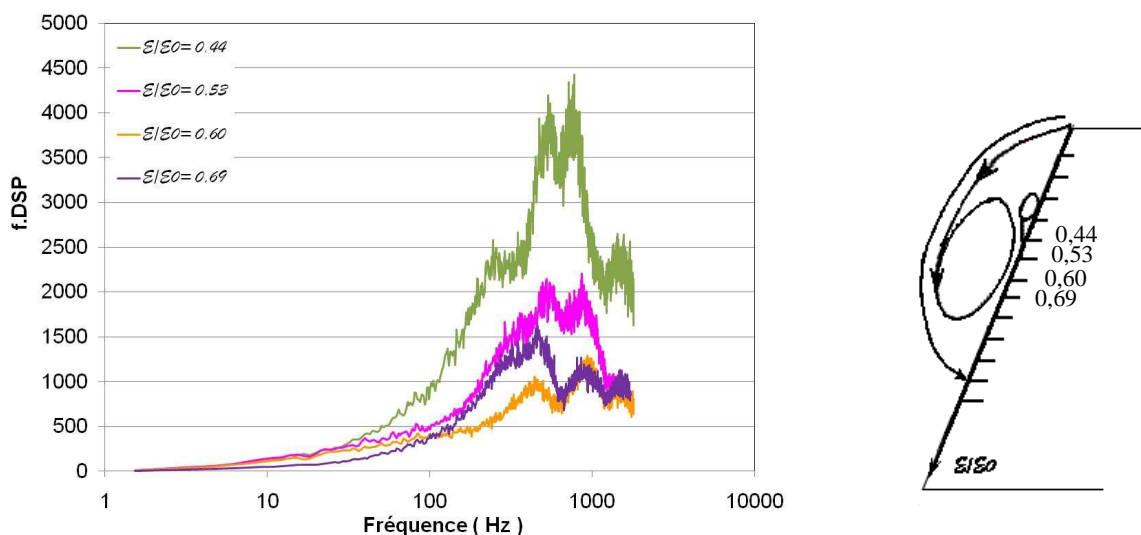


Fig. 3.33- f.DSP pour quelques capteurs sous le noyau tourbillonnaire

Nous présentons enfin, sur la figure 3.34, les spectres de pression obtenus au niveau du recollement moyen et en dehors de l'enveloppe tourbillonnaire.

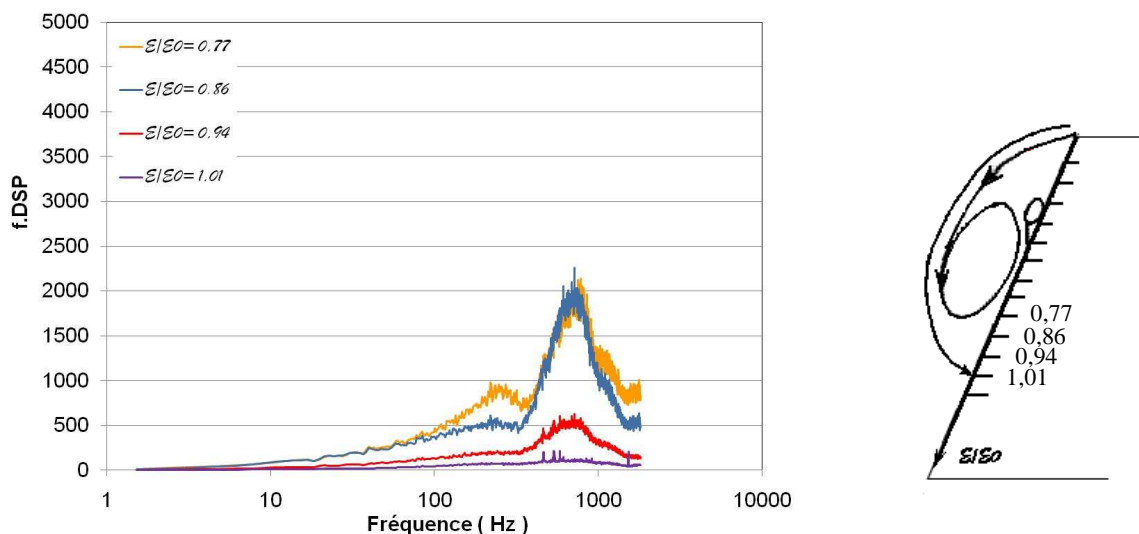


Fig. 3.34- f.DSP pour quelques capteurs de pression situés au niveau du recollement moyen et en dehors de la structure tourbillonnaire.

La contribution basse fréquence, C1, est encore présente tant que l'on se trouve sous l'enveloppe tourbillonnaire alors que l'on voit apparaître une contribution large bande dans la zone du recollement moyen ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,77$ et $0,86$) centrée sur les contributions C2 et C3 détectées au niveau du décollement secondaire.

Synthèse

Les mesures réalisées en présence d'un écoulement amont uniforme nous ont permis de proposer un modèle phénoménologique. Ainsi, cet enroulement tourbillonnaire fortement tridimensionnel et instationnaire est constitué d'un enroulement primaire et d'un enroulement secondaire, de taille plus faible, situé entre le tourbillon primaire et l'arête.

La fluctuation de la position de ce décollement secondaire a été identifiée comme la cause principale du maximum local de coefficient de pression fluctuant mesuré sur les parties latérales de la maquette. A partir du calcul des corrélations pression/pression nous avons pu distinguer des zones dans l'écoulement dynamiquement indépendantes.

L'analyse des Densités Spectrales de Puissance et des fonctions de cohérence nous a ensuite permis de cerner les contributions fréquentielles responsables des valeurs importantes de C_p' mesurées. Trois contributions principales ont été mises en évidence au niveau du maximum de C_p' : Une contribution large bande à basse fréquence (0-500Hz) associée à une fluctuation spatiale de la structure (de type « meandering »), deux contributions comprises dans la plage de fréquence 500Hz-1000hz, associées à des structures tourbillonnaires générées dans la zone cisailée, interagissant avec la paroi et venant moduler le décollement secondaire et enfin une contribution à plus haute fréquence (>1000 Hz) liée à une turbulence à plus fine échelle générée au décollement secondaire.

Chapitre 4

Sensibilité du tourbillon conique à une turbulence amont

Nous présentons dans ce chapitre l'effet d'un écoulement amont turbulent sur la dynamique de l'enroulement tourbillonnaire et sur son effet sur le champ de pression pariétale. La turbulence générée ici est d'intensité relativement faible (4%) et son échelle intégrale est de l'ordre de grandeur de la largeur du tourbillon primaire. Nous présenterons dans un premier temps, l'influence de la turbulence sur les champs de pression moyens et fluctuants avant de nous intéresser aux caractéristiques du champ de vitesse. Nous terminerons en présentant les effets importants de la turbulence générée sur le contenu spectral des signaux de pression.

Sommaire

4.1 Structure globale de l'écoulement	67
4.2 Pression moyenne	68
4.3 Pression fluctuante	68
4.4 Position du noyau tourbillonnaire et vitesse axiale	71
4.5 Influence de la turbulence sur le développement de la structure le long de la paroi latérale	73
4.6 Analyse de la fluctuation spatiale de la structure tourbillonnaire	79
4.7 Contenu fréquentiel des signaux de pression	81
4.7.1 Analyse point par point : étude des DSP sur les faces avant et latérales du corps	81
4.7.2 Analyse multipoints : mise en évidence de la nature globale du couplage	
aérodynamique autour du corps	84
4.7.2.1 Evolution des cohérences spatiales pression-pression	84
4.7.2.2 Corrélation spatiales et spatio-temporelles des signaux de pression	86
Synthèse	89

4.1 Structure globale de l'écoulement.

La visualisation par fumée et diode laser s'est avérée difficile à cause de la turbulence mais elle a malgré tout permis l'identification d'un enroulement tourbillonnaire (figure 4.1).

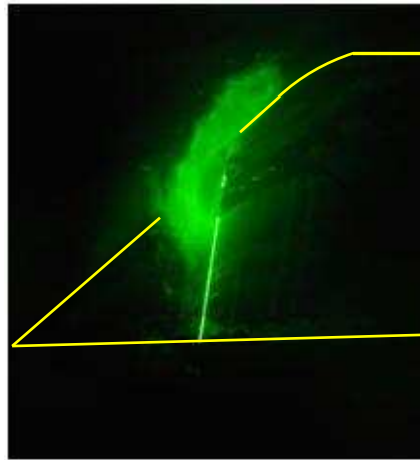
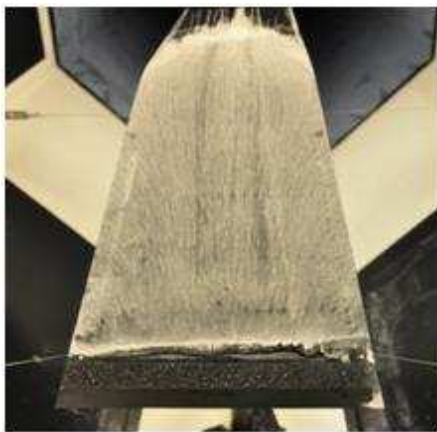


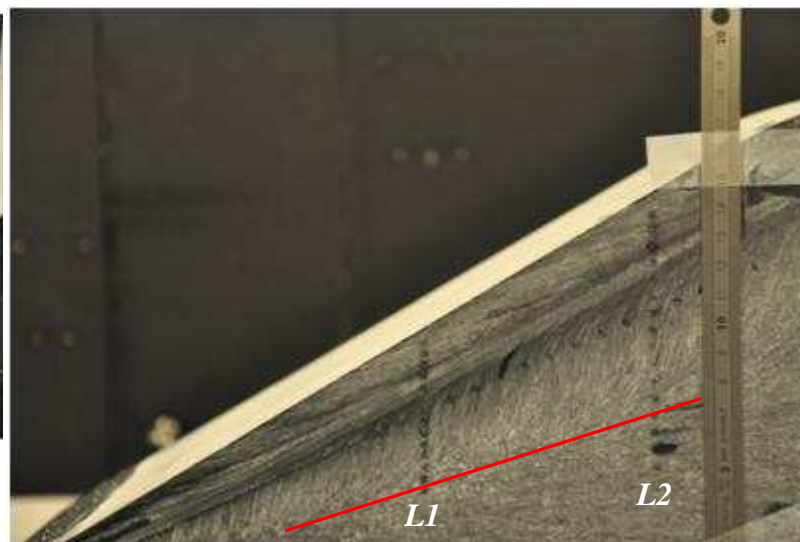
Fig. 4.1- Visualisation d'une coupe d'un tourbillon conique en présence d'un écoulement turbulent amont à l'aide d'une diode laser. Les lignes jaunes représentent le contour du Mopet.

L'identification des lignes de recollement et décollement secondaire est plus difficile car la turbulence amont entraîne un mouvement d'ensemble de la structure beaucoup plus important que dans le cas d'un écoulement amont uniforme. Les lignes de frottement obtenues par visualisations pariétales sont alors moins nettes et plus délicates à interpréter.

La figure 4.2 présente la visualisation sur la face avant et sur le côté gauche. La ligne rouge représente l'estimation de la position de la « ligne de recollement moyenne » du tourbillon principal.



(a) Vue de face.



(b) Vue latérale.

Fig. 4.2- Visualisation pariétale avec grille de turbulence ($Tu=4\%$).

Comme cela a été fait dans le chapitre 3, on prendra les longueurs normalisées par rapport à la hauteur du Mopet ($H=180$ mm). En utilisant la figure 4.2(b) on définira la longueur de recollement moyenne (ϵ_0), en prenant la distance verticale le long de la paroi sur

les lignes **L1** (170mm du nez, soit $Z_m=0,94.H$) et **L2** (250mm du nez, soit $Z_m=1,39.H$), entre l'arête inclinée et la ligne rouge. On a obtenu, approximativement, 51 mm (0,27.H) pour **L1** et 75 mm (0,41.H) pour **L2**. Cela indique que la ligne de recollement moyenne s'est déplacée vers le bas et que l'enveloppe tourbillonnaire a ici une taille plus importante que dans le cas d'un écoulement amont uniforme.

4.2 Pression moyenne.

Les figures 4.3(a) et 4.3(b) présentent respectivement la comparaison entre les évolutions du coefficient de pression moyenne (C_p) avec et sans turbulence sur les lignes **L1** et **L2**. On rappelle que pour **L1** $\epsilon_0 = 51$ mm (0,27.H) et que pour **L2**, $\epsilon_0 = 75$ mm (0,41.H).

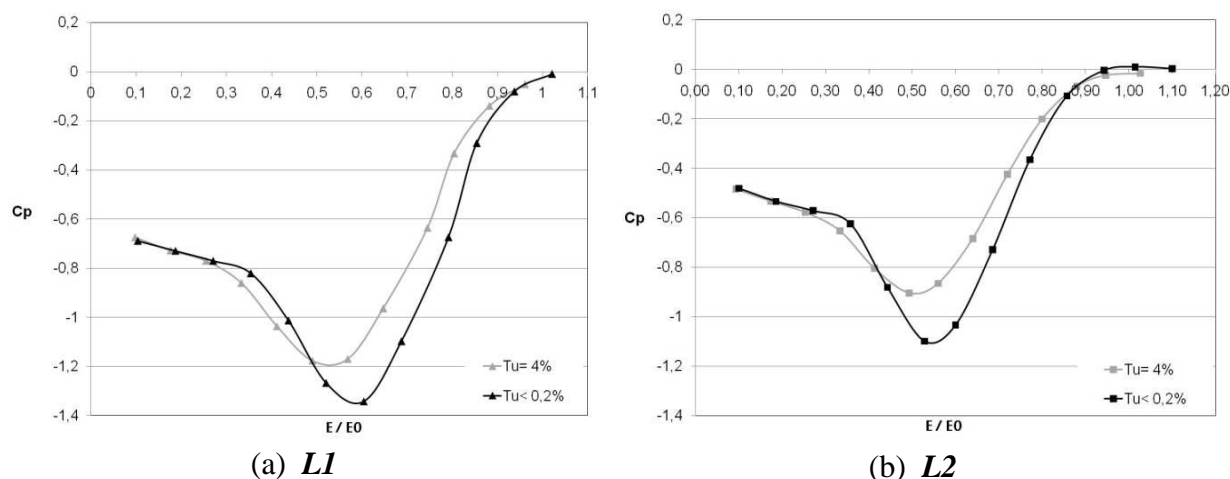


Fig.4.3– Comparaison entre les distributions de C_p pour les cas sans ($Tu < 0.2\%$) et avec ($Tu = 4\%$) turbulence pour les prises de pression situées sur: (a) **L1** et (b) **L2**.

De façon générale, l'augmentation de la turbulence amont a augmenté le C_p' sous le noyau tourbillonnaire et a atténué les gradients de pression.

A partir des évolutions du C_p sur L1 et L2, on peut estimer, en première approximation, que l'angle de développement (entre le plan horizontal et l'axe de la structure) de la structure tourbillonnaire est de l'ordre de 23° avec présence ou non d'un écoulement amont turbulent.

4.3 Pression fluctuante.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la turbulence amont sur la répartition du coefficient de pression fluctuante (C_p') sur les parois du MOPET. La comparaison de l'évolution du C_p' entre les cas avec et sans turbulence sur la ligne L2 est présentée sur la figure 4.4. On peut en premier lieu remarquer que la fluctuation de pression à la paroi, est comme on pouvait s'y attendre, nettement plus élevée en présence d'un écoulement amont turbulent. Ainsi, sur certaines prises de pression, l'augmentation est de l'ordre de 300% pour une intensité de turbulence égale à 4%. On retrouve cette augmentation significative sur l'évolution du C_p' pour des prises de pression situées sur la face avant (figure 4.5). Ici, le C_p' est multiplié par 8 et est égal à 0,04 en présence d'un écoulement amont turbulent. Cette valeur est la même que celle mesurée en dessous du recollement moyen sur la ligne L2 ($\epsilon/\epsilon_0 > 1$). Ces valeurs mesurées en dehors de l'enveloppe tourbillonnaire mettent en évidence

le fait que les valeurs nettement supérieures mesurées sous le tourbillon résultent d'une interaction forte entre la structure tourbillonnaire et l'écoulement amont turbulent.

L'évolution du C_p' sur $L2$ montre également l'émergence nette d'un second maximum local ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,72$) qui émergeait à peine sur les essais réalisés pour un écoulement amont uniforme.

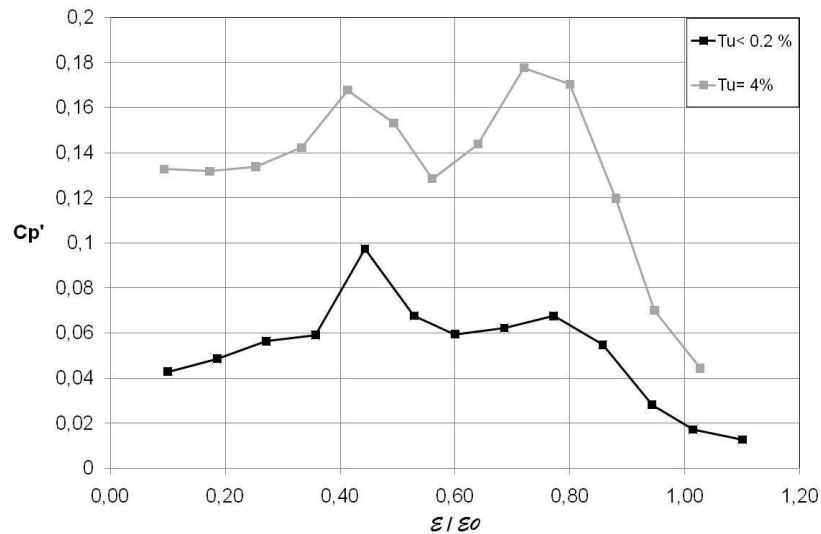


Fig. 4.4- Comparaison des courbes de C_p' , sur $L2$, pour les deux niveaux de turbulence.

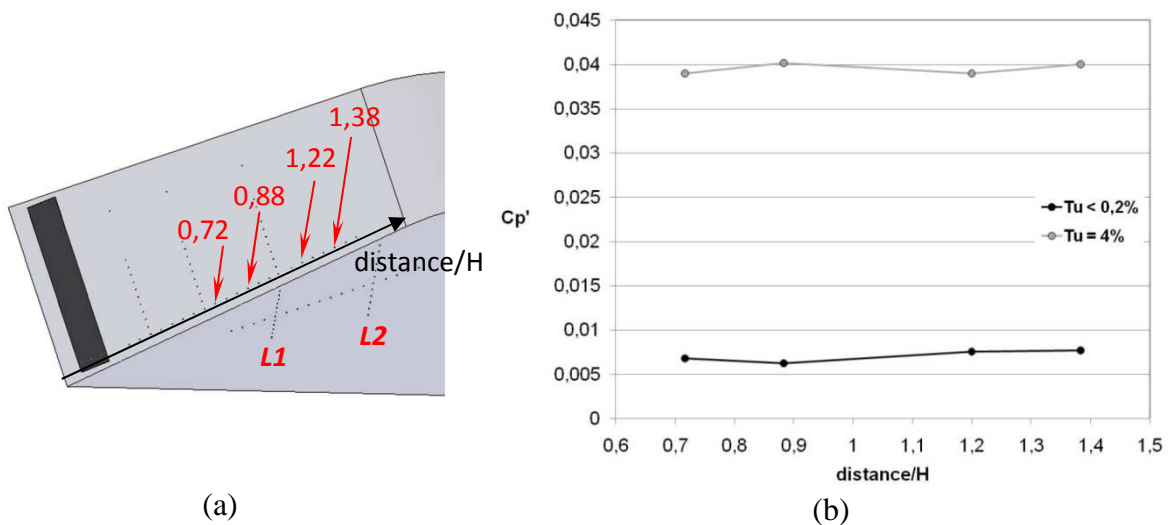


Fig. 4.5- Distribution de C_p' sur une ligne parallèle à l'arête latérale.

La superposition des évolutions de C_p' et C_p présentées sur la figure 4.6 met clairement en évidence que les maximums locaux de C_p' détectés correspondent aux positions de gradients de pression moyens les plus élevés. Cela nous amène à penser que ces maximums locaux de C_p' sont essentiellement dus à l'instationnarité de l'écoulement qui entraîne des fluctuations importantes de la position du tourbillon primaire. Les points de gradients de pression moyens les plus importants seront alors ceux où une faible variation de position entraînera une variation importante de pression, donc un niveau de pression fluctuante important. Contrairement au cas de l'écoulement uniforme où l'instationnarité liée au décollement secondaire était prépondérante sur l'instationnarité due à la fluctuation spatiale du tourbillon (présence d'un seul maximum local), ici la fluctuation spatiale du

tourbillon principal, due à sa forte réceptivité à la turbulence externe, semble être le mécanisme moteur de l'instationnarité détectée.

Les résultats présentés ici : diminution nette du gradient de pression moyen et apparition d'un second maximum local de C_p nous amènent à penser que la présence d'un écoulement amont turbulent favorise la disparition du tourbillon secondaire tel qu'il a été décrit pour un écoulement amont uniforme. Nous verrons par la suite que cette conjecture est renforcée par l'analyse des corrélations spatiales pression-pression.

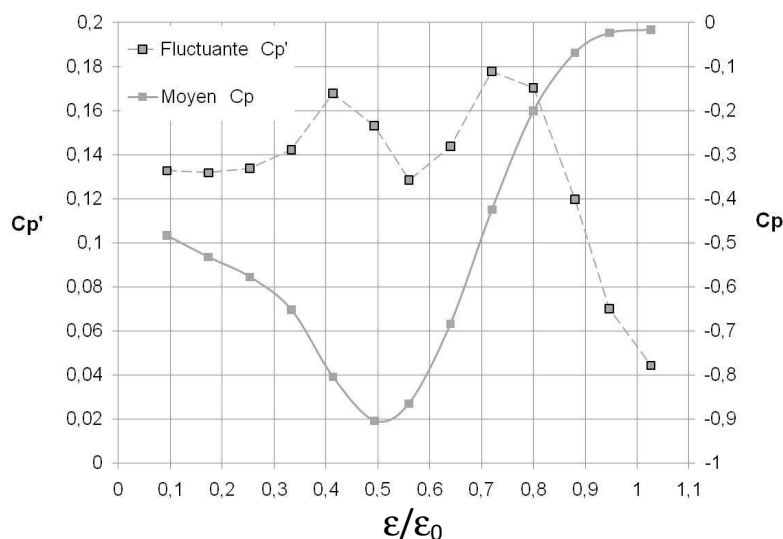


Fig. 4.6- Comparaison entre la courbe du coefficient de pression moyen (C_p) et fluctuant (C_p') sur $L2$ pour $Tu=4\%$.

La figure 4.7 présente des mesures de pression fluctuante réalisées à des instants différents afin de mettre en évidence la reproductibilité des mesures en présence d'un écoulement amont turbulent. L'écart relatif maximum déterminé sous l'enveloppe tourbillonnaire est de l'ordre de 6% (même si le faible nombre d'échantillons ne donnent pas de justification statistique à cette valeur).

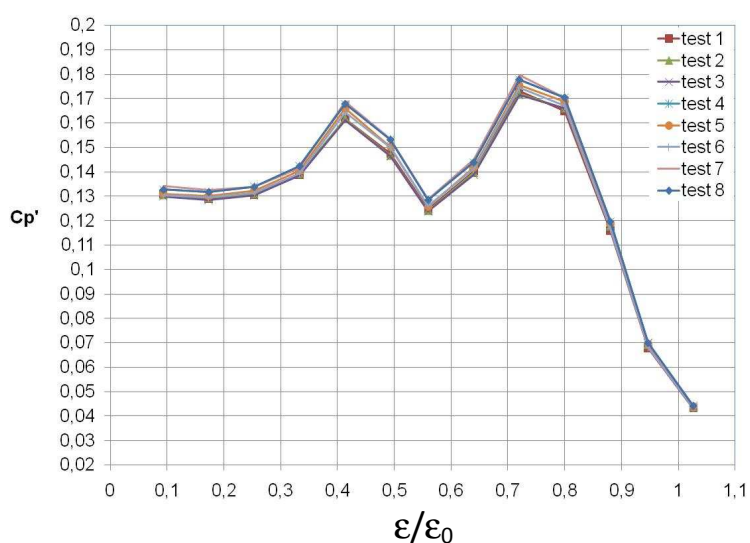


Fig. 4.7- Présentation de quelques essais représentatifs, mettant en évidence la reproductibilité des mesures de C_p' sur $L2$ pour $Tu=4\%$.

4.4 Position du noyau tourbillonnaire et vitesse axiale.

Des mesures de stéréo-PIV ont été réalisées afin, principalement, de mesurer la vitesse axiale au centre de la structure et d'avoir accès aux trois composantes de l'énergie cinétique. L'ensemble des plans présentés ici ont été obtenus, similairement au chapitre 3, dans un plan passant par la ligne de capteur de pression $L2$. Les repères utilisés sont les mêmes qu'au chapitre 3. Ainsi, les champs de vitesse ont été projetés dans un repère aligné sur l'axe de développement de la structure tourbillonnaire (X_t, Y_t, Z_t) (figure 4.8). Pour rappel, les angles de projection sont: $23,7^\circ$ dans le plan (Y_m, Z_m) et 1° dans le plan (X_m, Z_m).

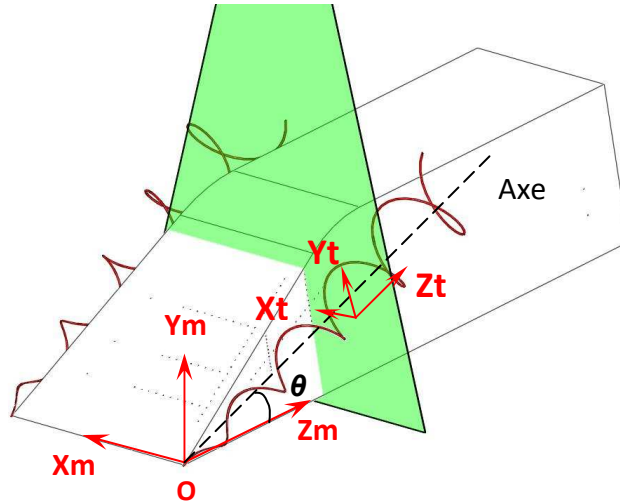


Fig. 4.8- Présentation du repère (X_t, Y_t, Z_t) aligné sur l'axe tourbillonnaire. Le plan Laser passe par la ligne $L2$.

La figure 4.9 présente une comparaison de la norme de la vitesse obtenue avec et sans turbulence amont. La partie noire représente la section droite du Mopet projetée dans le plan de mesure et la partie grisée, la zone de reflet, non exploitable, due à la réflexion de la nappe Laser sur la face avant de la maquette.

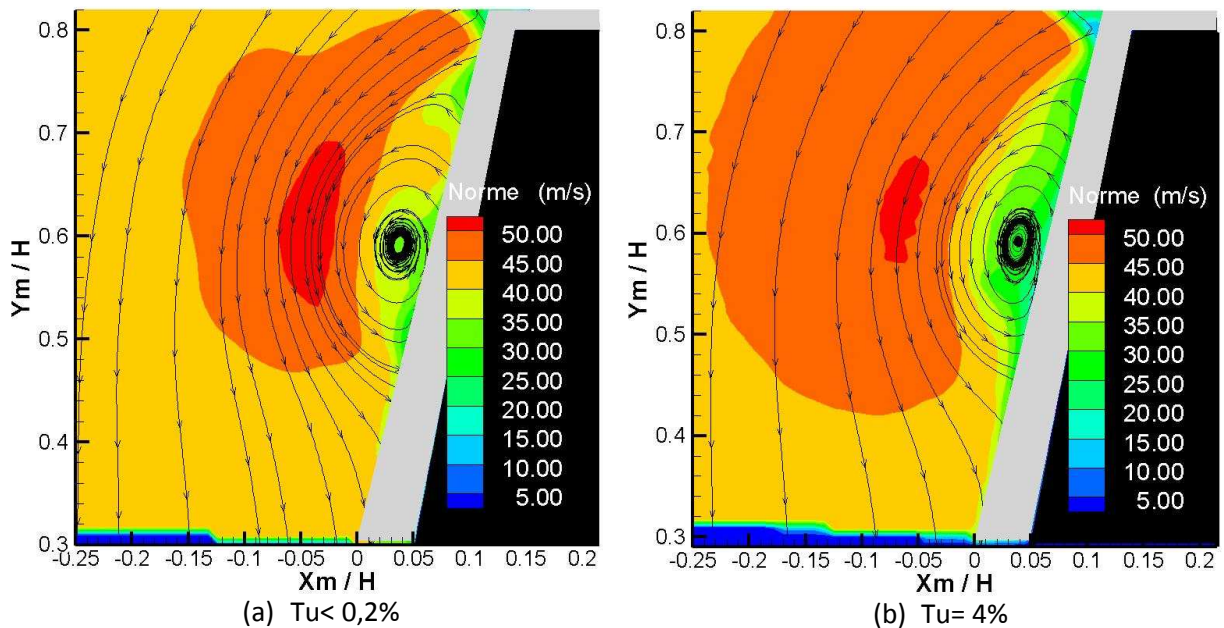


Fig. 4.9- Présentation de la norme de vitesse dans un plan passant par $L2$ ($Z_m=1,39.H$).

Les « lignes de courant » superposées à la norme du champ de vitesse nous permettent d’observer dans un premier temps que les champs de vitesse ont une allure similaire pour les deux taux de turbulence étudiés mais que la structure tourbillonnaire semble légèrement plus allongée dans le cas d’un écoulement amont turbulent. Nous pouvons également observer que quel que soit le taux de turbulence, la résolution du champ de vitesse n’est pas assez fine (du fait de la taille importante du plan de mesure) pour mettre en évidence le tourbillon secondaire. On rappelle, que celui-ci, à ici un diamètre estimé, en se basant sur les mesures de Levy et al .(2008), de l’ordre de quelques millimètres (ordre de grandeur de la résolution du champ PIV).

Afin de tirer des enseignements plus quantitatifs de cette comparaison, nous avons tracé les profils des trois composantes de vitesse sur des lignes verticales et horizontales passant par la position moyenne du cœur de la structure tourbillonnaire ($X_m/H, Y_m/H$)=(0,039, 0,592) estimée à partir du champ de vitesse (figures 4.10a et 4.10b). Le noyau se situe donc à l’aplomb des prises de pression telle que $0,49 < \epsilon/\epsilon_0 < 0,56$. Nous rappelons ici que les composantes du champ de vitesses suivant les directions (X_t, Y_t, Z_t) sont notées (U_t, V_t, W_t) respectivement.

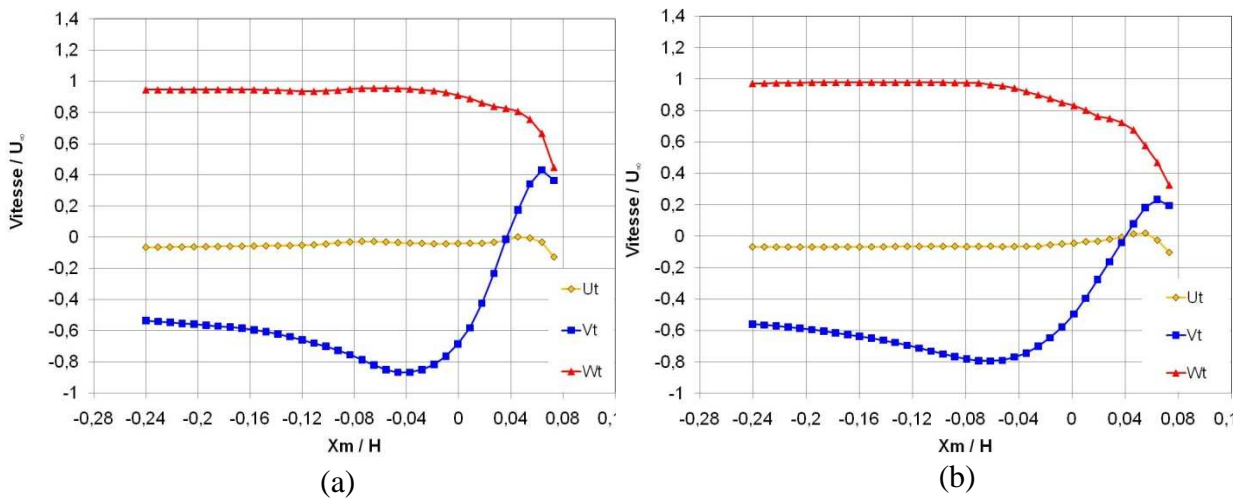


Fig. 4.10a- Comparaison des profils de vitesse sur une ligne horizontale à $Y_m/H = 0,59$:
(a) $Tu < 0,2\%$, (b) $Tu = 4\%$.

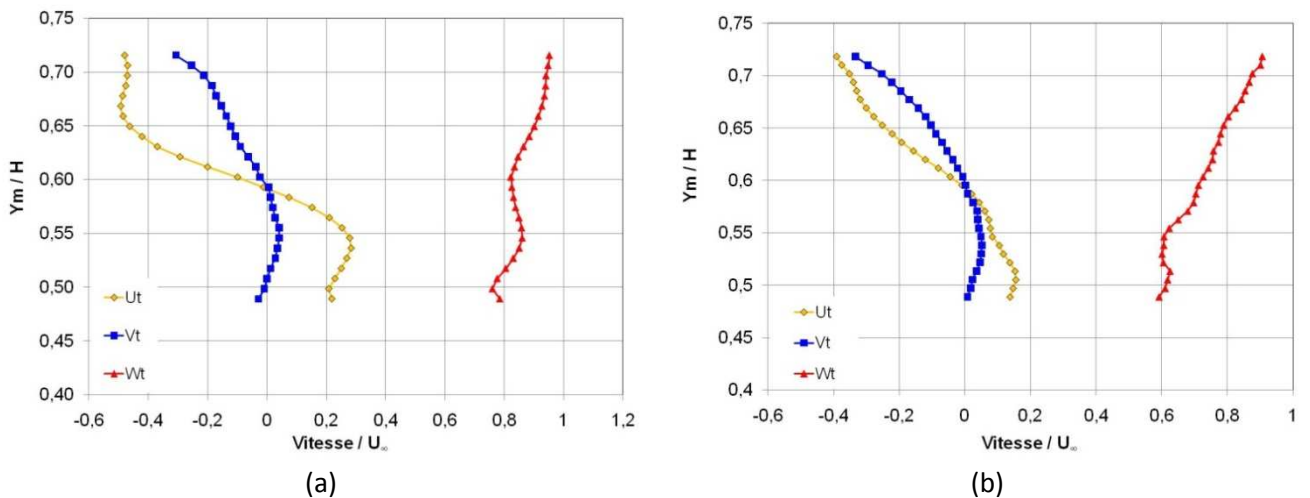


Fig. 4.10b- Comparaison des profils de vitesse sur une ligne verticale à $X_m/H = 0,040$
(a) $Tu < 0,2\%$, (b) $Tu = 4\%$

Les profils de vitesse nous permettent de constater que la position moyenne du cœur de la structure tourbillonnaire $(X_m/H, Y_m/H)=(0,04, 0,59)$ n'est pas affectée par la présence d'un écoulement amont turbulent. Cette position est repérée sur les profils de vitesse verticaux et horizontaux à l'intersection (à une valeur nulle) des composantes U_t et V_t .

On peut également observer que la présence d'un écoulement amont turbulent réduit sensiblement les gradients de vitesse horizontaux (U_t) et verticaux (V_t) à l'intérieur de l'enveloppe tourbillonnaire. Le tourbillon primaire semble être dans ce cas-là plus diffus, ce que nous confirmerons les champs d'énergie cinétique et de vorticités moyennes présentés ci-après. A contrario, le gradient de vitesse axiale (W_t) est plus important pour $Tu=4\%$ ce qui conduit à une vitesse axiale à cœur sensiblement moins élevée ($W_t=0,7.U_\infty$) que dans le cas d'un écoulement amont uniforme ($W_t=0,8.U_\infty$).

La figure 4.11 présente une comparaison des profils de vitesse horizontaux (composante V_t) obtenus pour les deux intensités de turbulence. L'atténuation des gradients et des valeurs maximum de vitesse pour $Tu=4\%$ est ici clairement visible. On peut également constater que la dimension du tourbillon primaire dans la direction X_m semble légèrement plus importante dans le cas d'un écoulement amont turbulent.

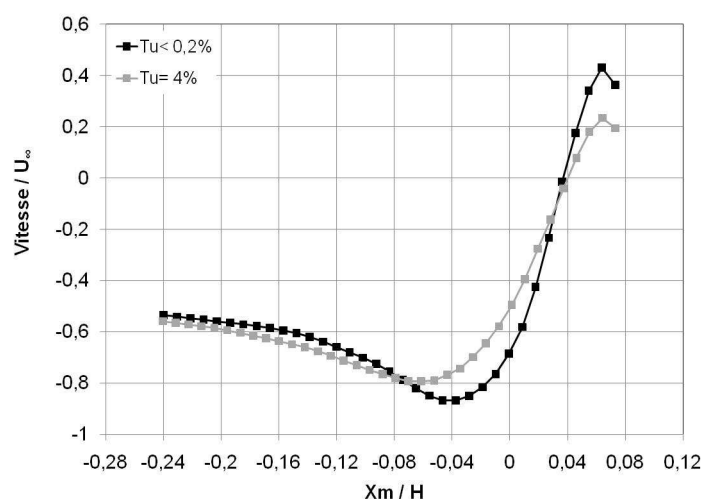


Fig. 4.11- Comparaison de l'évolution de la composante V_t sur une ligne horizontale à $Y_m/H=0,059$.

4.5 Influence de la turbulence sur le développement de la structure le long de la paroi latérale.

La figure 4.12 rappelle la position du plan laser par rapport à la position des prises de pression. Le plan de mesure est placé perpendiculairement à l'axe de développement de la structure tourbillonnaire et coupe la paroi latérale de la maquette au niveau des lignes $L1$ ($Z_m=0,94.H$) et $L2$ ($Z_m=1,39.H$). Par abus de langage, dans la suite du manuscrit, on nommera ces plans $L1$ et $L2$ respectivement. Comme mentionné au §3.5, l'origine du repère (X_p, Y_p) est prise au niveau de la prise de pression se situant à l'intersection entre le plan laser et la paroi latérale de la maquette ($\epsilon/\epsilon_0=0,57$) sur $L1$ ($\epsilon/\epsilon_0=0,49$) sur $L2$).

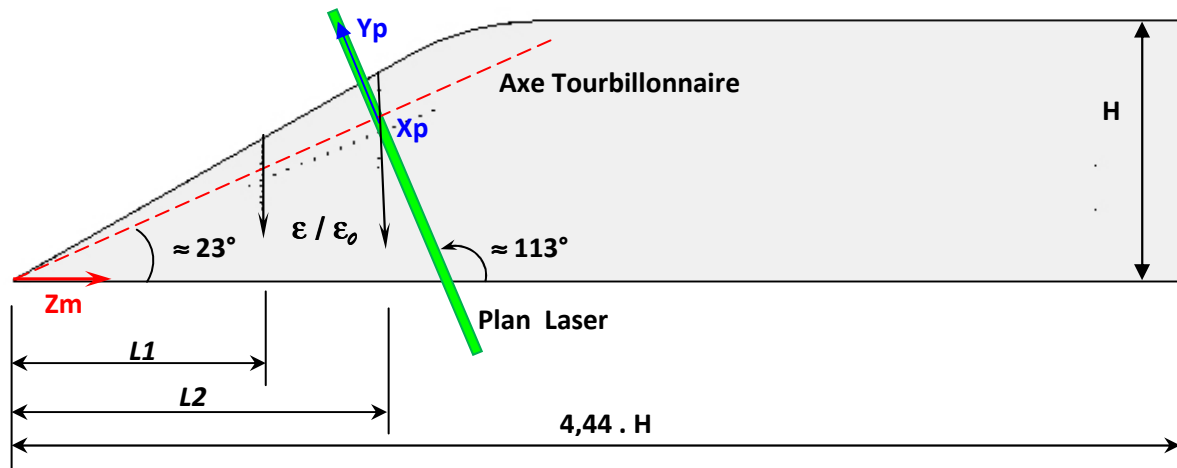


Fig. 4.12- Disposition du plan laser.

Les figures 4.13 et 4.14 présentent la distribution de la norme de vitesse superposée aux « lignes de courant » sur les plans $L1$ et $L2$ pour les deux intensités de turbulence. On peut observer, qualitativement dans un premier temps, que la norme de vitesse est plus élevée sur les bords du tourbillon primaire et que, comme constaté sur l'évolution du coefficient de pression moyen, la longueur de recollement moyenne n'est pas affectée par la présence d'un écoulement amont turbulent.

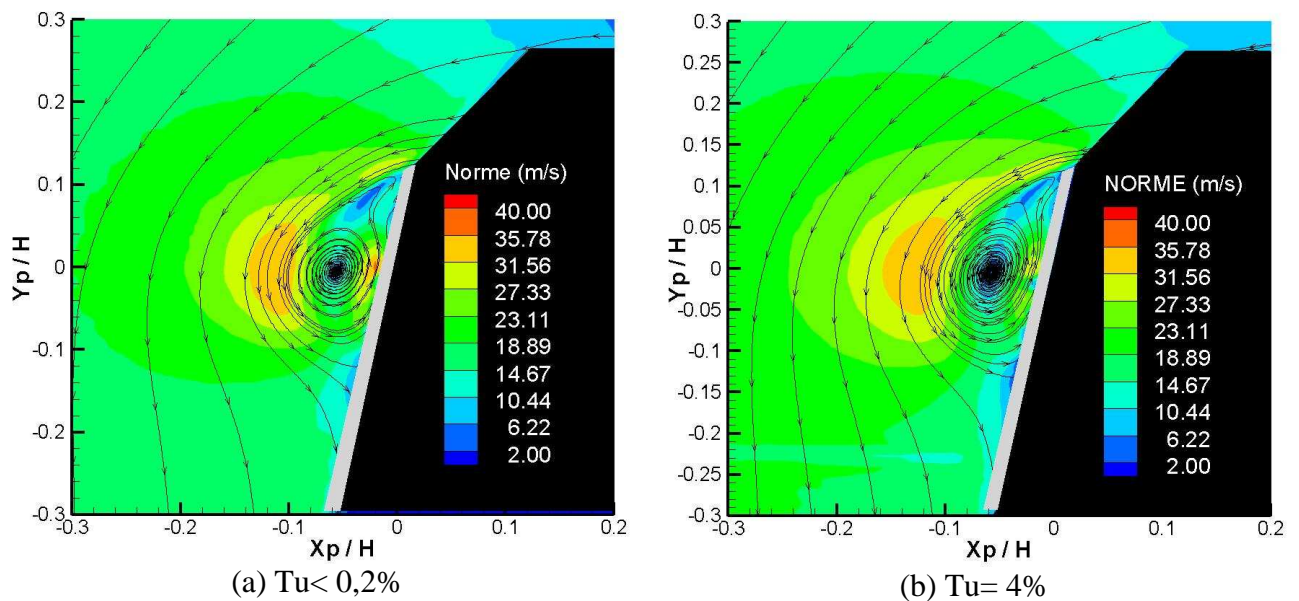


Fig. 4.13- Comparaison des champs de la norme de la vitesse mesurés dans le plan $L1$ ($Z_m=0,94.H$).

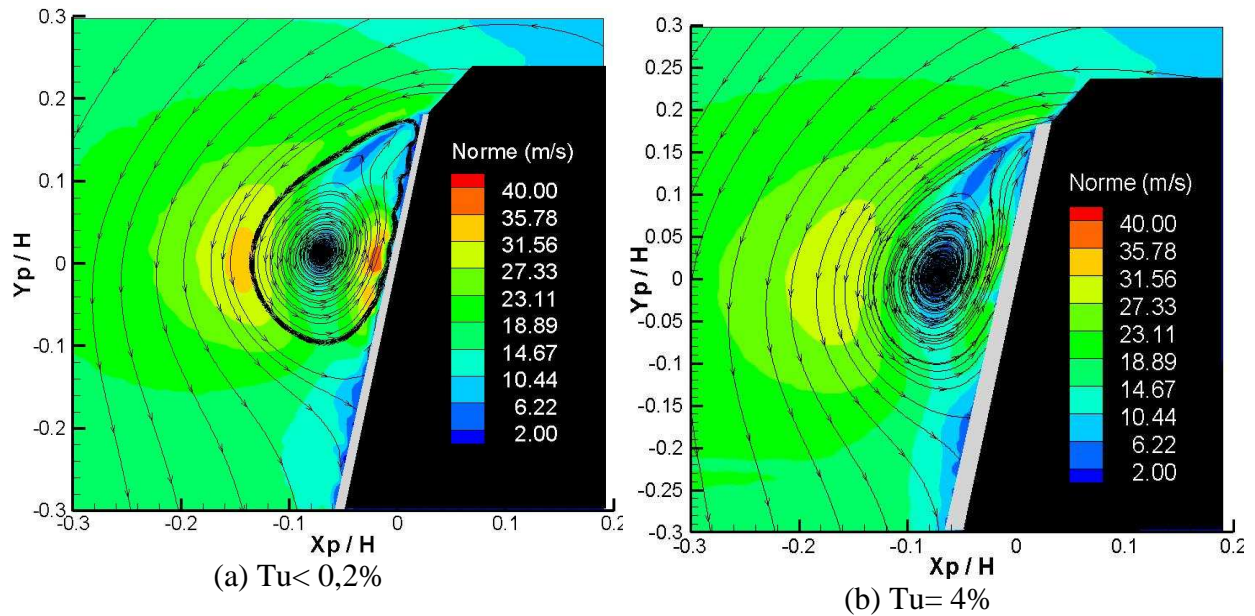


Fig. 4.14- Comparaison des champs de la norme de la vitesse mesurés dans le plan $L2$ ($Z_m=1,39.H$).

Les profils de vitesse, sur les plans $L1$ et $L2$, obtenus sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure sont présentés pour le cas d'un écoulement amont turbulent sur la figure 4.15.

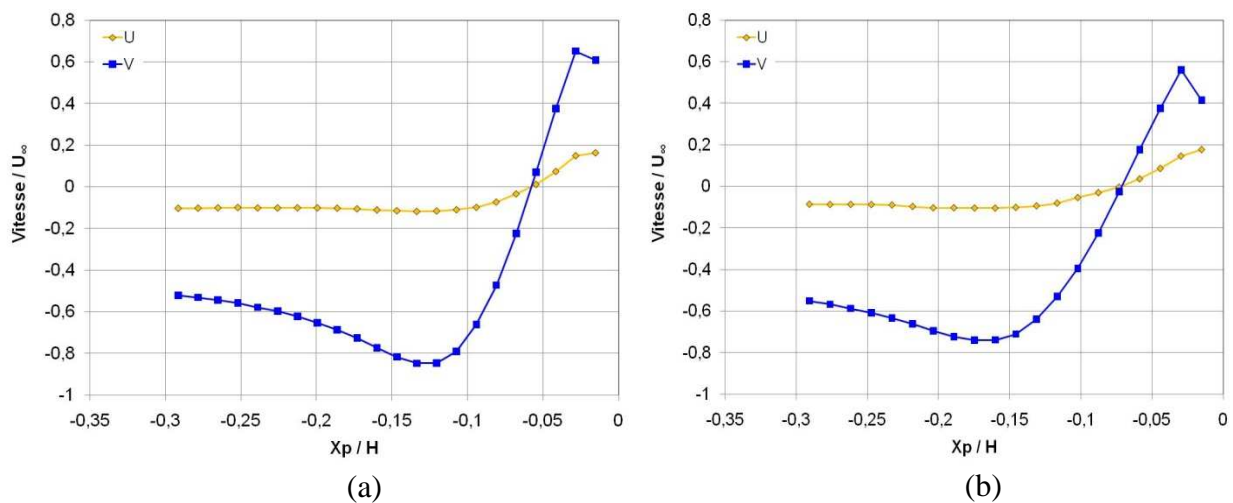


Fig. 4.15- Profils de vitesses obtenue sur : (a) $L1$ pour $Y_p/H = -0,0048$ et (b) $L2$ pour $Y_p/H = 0,0065$.

En se basant sur le profil de la composante de vitesse V , on peut estimer la largeur du tourbillon primaire en relevant la position des maxima et minima locaux. On détermine ainsi la largeur dans le plan $L1$ (18 mm) et dans le plan $L2$ (25 mm). On rappelle que pour le cas basique nous avons déterminé des largeurs sur $L1$ et $L2$ égales respectivement à 15 mm et 22 mm. Cette augmentation de la taille, due à la diffusion de la structure tourbillonnaire par la turbulence extérieure, est confortée par la comparaison des profils de vitesse, V , pour les deux intensités de turbulence étudiées (figure 4.16). Les droites verticales grises et noires sur cette figure, représentent la position moyenne du noyau tourbillonnaire détecté par le passage à zéro de la composante de vitesse V . On peut ainsi observer, en cohérence avec les résultats obtenus par la PIV 2D-3C, que la turbulence extérieure n'affecte pas la position moyenne du cœur de la structure.

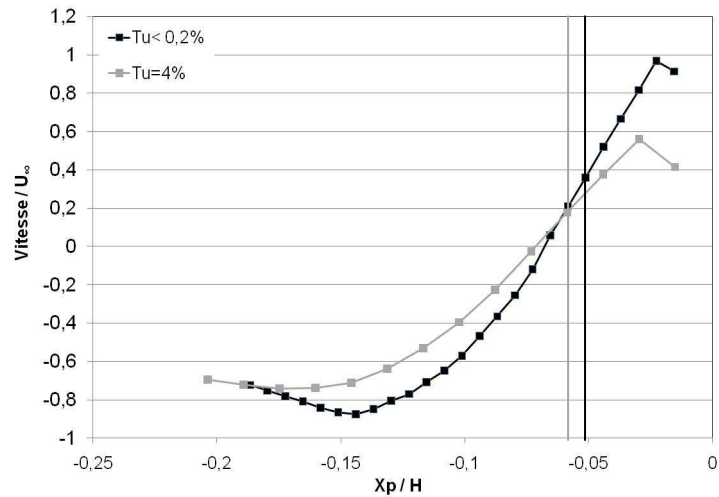


Fig. 4.16- Comparaison des profils de vitesse V sur $L2$ pour $Tu < 0,2\%$ et 4% .

La figure 4.17 présente les champs de vorticité moyenne mesurés sur $L1$ et $L2$ en présence d'un écoulement amont turbulent. On peut observer une zone de vorticité négative proche de la paroi probablement due aux gradients de vitesse dans la couche limite. On peut également observer que la vorticité au cœur de la structure diminue lorsqu'on augmente l'intensité de turbulence de l'écoulement amont.

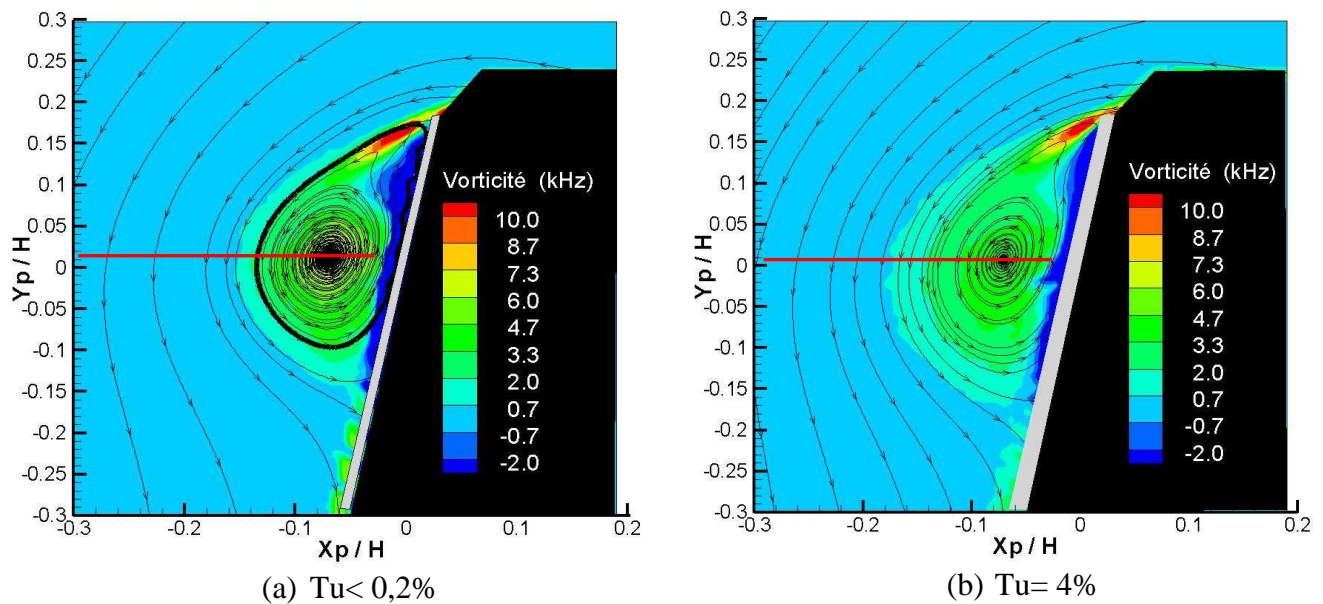


Fig. 4.17– Champs de vorticité sur $L2$ dans un plan normal à l'axe tourbillonnaire. Les lignes rouges indiquent la position moyenne du noyau.

L'évolution sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure (voir figure 4.17) des profils de vorticité mesurés sur les lignes $L1$ et $L2$ (figure 4.18) met en évidence une vorticité nettement plus concentrée à cœur sur $L1$ et plus diffusée sur $L2$. Ceci est cohérent avec les observations faites sur les profils de vitesse moyenne et renforce l'idée d'une structure tourbillonnaire nettement moins cohérente lorsque l'on s'éloigne du nez de la maquette. On peut donc penser ici que les dispositifs de contrôle passif testés sur le Mopet seront d'autant plus efficaces qu'ils seront placés proches du nez de la maquette.

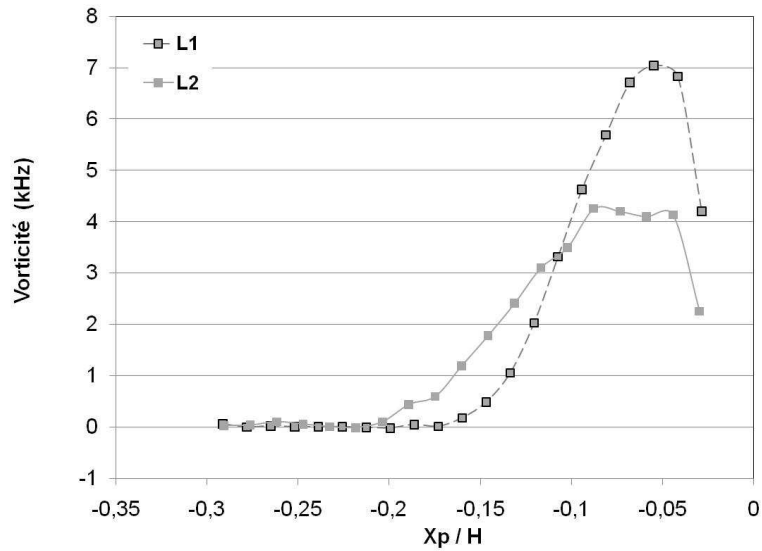


Fig. 4.18- Profils de vorticité sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure en présence de turbulence amont pour les plans *L1* et *L2*.

Les profils de vorticité, tracés sur la même ligne que précédemment, en fonction de l'intensité de turbulence, montrent nettement une augmentation de la taille moyenne du noyau et une répartition plus uniforme de la vorticité dans la structure tourbillonnaire avec l'augmentation de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont (figure 4.19). Il serait ici délicat d'interpréter ce résultat directement comme une diminution de l'intensité de la structure tourbillonnaire car cela peut également résulter de la fluctuation spatio-temporelle de la position de la structure plus importante dans le cas $Tu = 4\%$. Celle-ci entraînerait naturellement sur le champ moyen un effet de « lissage » des gradients et une diminution des maxima locaux.

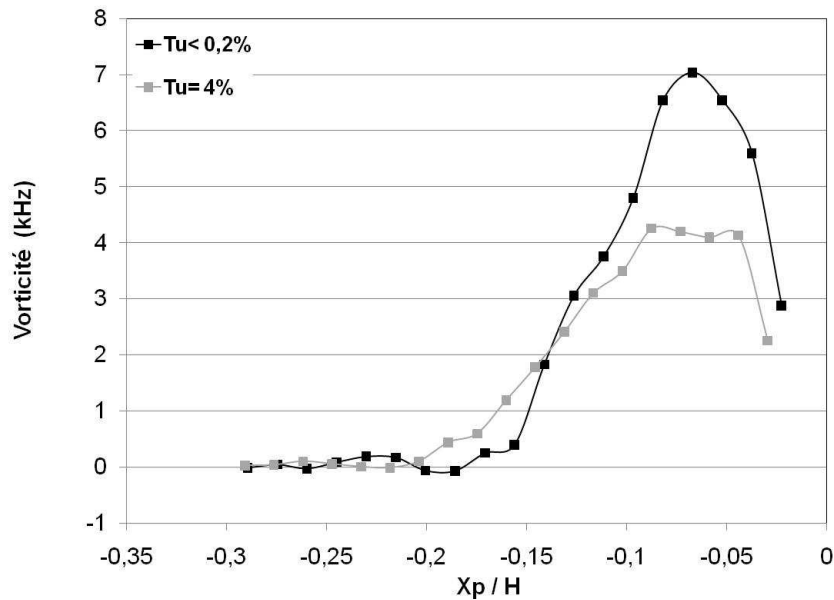


Fig. 4.19 – Comparaison des profils de vorticité moyenne sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure obtenus sur *L2* en fonction de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont.

Nous avons ensuite étudié la distribution d'énergie cinétique fluctuante, \underline{k} , dans le plan *L2* pour les deux niveaux de turbulence (figure 4.20). On peut observer dans un premier temps que dans les deux cas, nous trouvons le maximum d'énergie cinétique fluctuante au cœur de la structure.

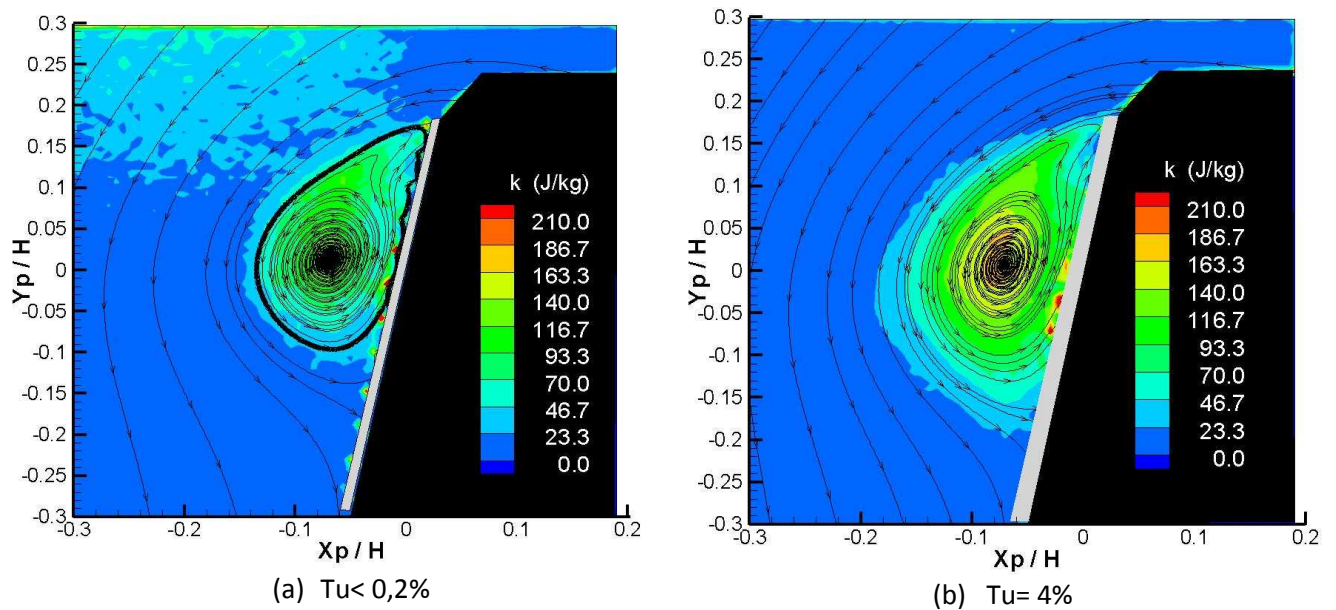


Fig. 4.20– Comparaison des champs d'énergie cinétique fluctuante (k) dans le plan $L2$ en fonction de l'intensité de turbulence amont.

Une analyse plus quantitative peut être faite à partir des profils de vitesse tracés sur la figure 4.21. Nous observons alors que la répartition d'énergie cinétique dans la structure tourbillonnaire est similaire dans les deux cas et qu'une augmentation de 4% de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont entraîne une augmentation de \underline{k} au cœur de la structure de l'ordre de 20%. La position moyenne du cœur de la structure, repérée ici par le maximum de \underline{k} , ne varie pas avec l'intensité de turbulence et la valeur déterminée ici est en très bonne adéquation avec les résultats obtenus à partir des profils de vitesse moyenne.

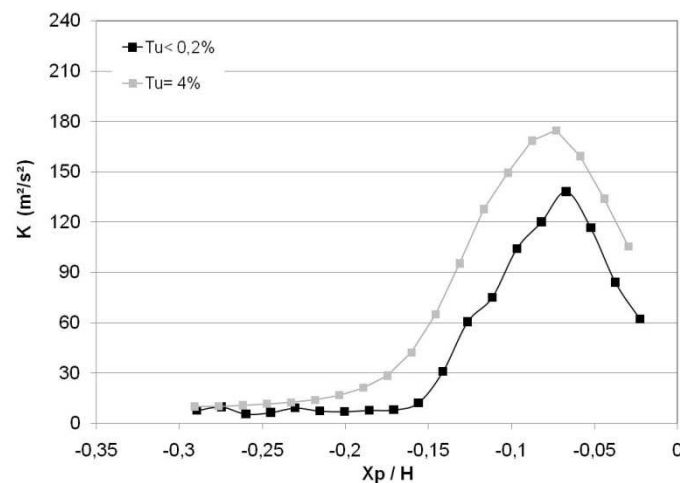


Fig. 4.21- Comparaison des profils d'énergie cinétique fluctuante sur $L2$ avec et sans turbulence amont sur une ligne horizontale passant par le cœur du tourbillon primaire

La figure 4.22, présentant l'évolution de \underline{k} , pour un écoulement amont turbulent sur les deux plans $L1$ et $L2$, met en évidence, comme observé dans le cas d'un écoulement uniforme, une diminution de l'intensité de la structure tourbillonnaire avec l'éloignement du nez de la maquette. On constate une uniformisation du champ d'énergie cinétique, signe d'une augmentation de la taille du tourbillon primaire, et une diminution de la valeur de \underline{k} à cœur.

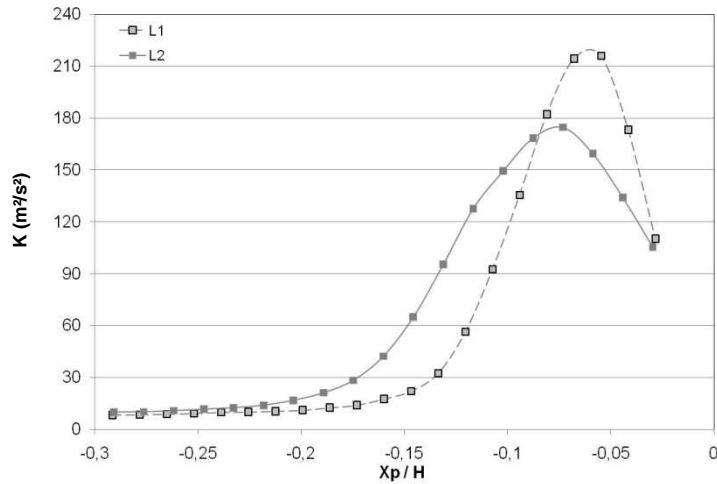


Fig. 4.22- Profil d'énergie cinétique fluctuante dans les plans **L1** ($Y_p/H = -0,0048$) et **L2** ($Y_p/H = 0,0065$) sur une ligne passant par le cœur de la structure tourbillonnaire ($Tu = 4\%$).

On peut observer sur la figure 4.23 que l'augmentation de l'énergie cinétique fluctuante observée avec l'accroissement du taux de turbulence de l'écoulement amont est due, pour la plus grande partie, à l'augmentation de la contribution v'^2 . Cette contribution a été associée, dans le cas $Tu = 0,2\%$ à la fluctuation verticale de la position de la structure tourbillonnaire due à la compétition entre la vitesse induite par l'image du tourbillon par rapport à la paroi, dirigée vers les Y positifs, et la présence de la nappe cisailée qui a tendance à « repousser » la structure vers les Y négatifs. La turbulence de l'écoulement amont vient donc ici renforcer ce mouvement de battement. On peut supposer que la turbulence « pilote » ici l'aérodynamique autour du corps et impose un battement de l'ensemble de la structure. Nous verrons par la suite que cette idée est confortée par les évolutions des DSP présentées. Il est également intéressant de souligner que la composante u'^2 ne connaît qu'une légère augmentation avec l'accroissement de l'intensité de turbulence.

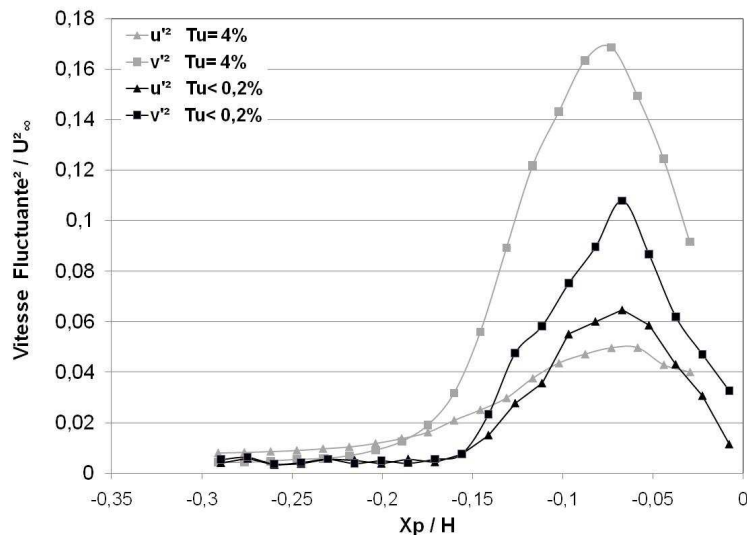


Fig. 4.23- Profils de vitesses fluctuantes obtenues sur **L2** ($Y_p/H = -0,0065$) sur une ligne horizontale passant par le cœur de la structure pour $Tu < 0,2\%$ et $Tu = 4\%$.

4.6 Analyse de la fluctuation spatiale de la structure tourbillonnaire.

Afin de mettre en évidence l'influence de la turbulence extérieure sur la fluctuation spatiale de la structure tourbillonnaire, nous avons calculé la position instantanée du centre du

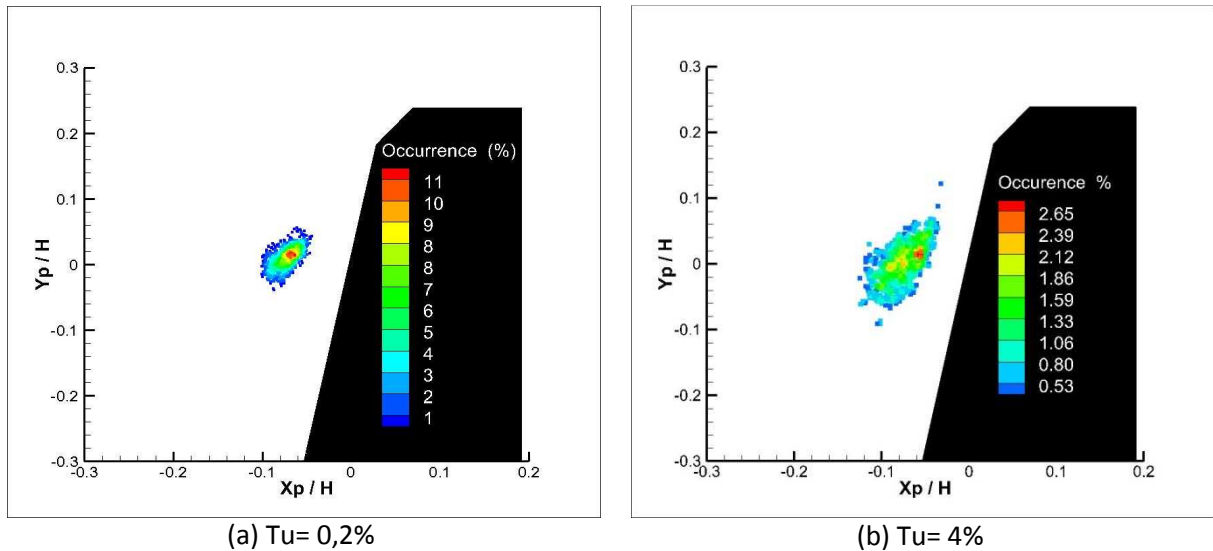


Fig. 4.25- Ensemble des positions instantanées du centre du tourbillon primaire. L'échelle de couleur représente le pourcentage d'occurrence de chaque position par rapport à l'ensemble des réalisations.

Il apparaît clairement sur la figure 4.25 que la fluctuation spatiale de la structure est plus importante lorsque $Tu = 4\%$. Cela est cohérent avec les observations faites à partir des champs de vorticité qui faisaient apparaître une diffusion plus importante de la structure en présence d'un écoulement amont turbulent. On peut également observer que les positions moyennes des centres des structures identifiées à partir de la PIV correspondent bien aux positions instantanées de plus forte occurrence.

L'analyse des champs PIV couplée à celle de l'évolution des évolutions des pressions moyenne et fluctuante nous permet donc de conclure que la présence d'un écoulement amont turbulent ne modifie pas fondamentalement le schéma global de l'écoulement (en particulier la position du cœur et du point de recollement de la structure primaire). L'analyse des Densité Spectrale de Puissance (DSP) présentées ci-dessous, pourra alors être menée en considérant une position relative de la structure tourbillonnaire par rapport aux capteurs de pression similaire à celle utilisée dans le cas $Tu < 0,2\%$.

4.7 Contenu fréquentiel des signaux de pression.

4.7.1 Analyse point par point :  tude des DSP sur les faces avant et latérales du corps.

Nous présenterons ici les Densité Spectrales de Puissance (DSP) obtenues pour un écoulement amont turbulent.

La figure 4.26 présente les DSP obtenues sur la ligne **L2** pour des prises de pression identifiées, dans le cas $Tu = 0,2\%$, comme étant situées dans la zone « d'eau morte » ($\epsilon/\epsilon_0 < 0,41$) et au niveau du gradient de pression maximum ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,41$).

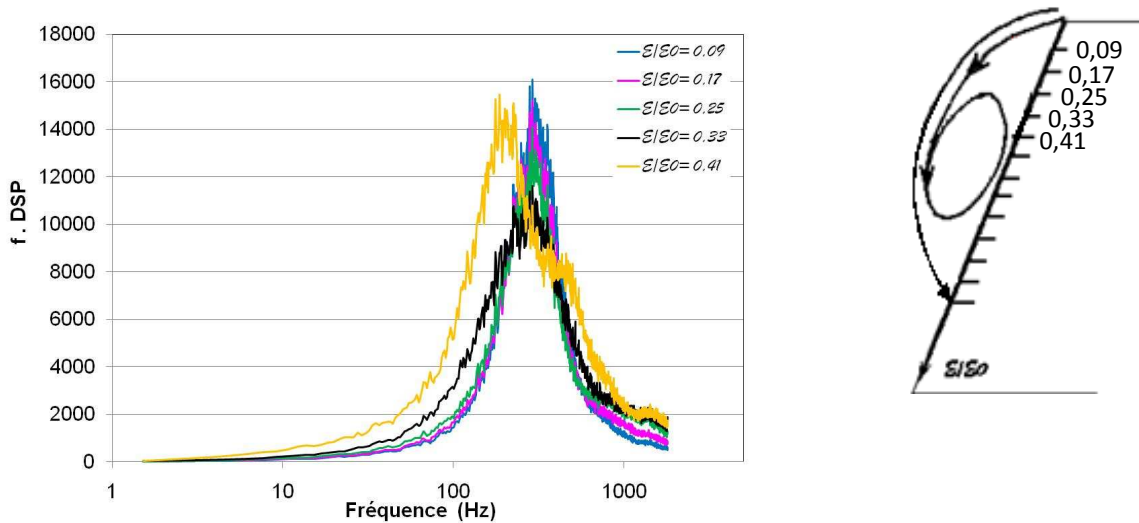


Fig. 4.26 – Evolution des f.DSP sur L2 pour des prises de pression situées telles que $\varepsilon/\varepsilon_0 < 0,41$ pour $Tu=4\%$.

On peut observer, dans un premier temps, sur la figure 4.26, que les DSP obtenues pour des points proches de la zone cisailée sont clairement différentes de celles obtenues pour un écoulement amont uniforme. En effet, alors qu'aucune contribution nette n'apparaissait alors sur ces prises, il apparaît ici une contribution large bande similaire sur l'ensemble des prises de pression. Il est également intéressant de noter que cette contribution se situe dans une plage fréquentielle correspondant à la contribution C1 ($f=200-300$ Hz) détectée dans le cas $Tu < 0,2\%$. On peut alors ici supposer que cette zone de l'écoulement ne pourra plus être considérée comme une zone « d'eau morte » pour l'écoulement. Cette première constatation sera confortée par le calcul des corrélations pression-pression présentées ci-après.

La DSP obtenue au niveau du gradient de pression maximum montre également une évolution nettement différente de celle obtenue pour $Tu < 0,2\%$. En effet, il apparaît ici délicat d'extraire des contributions fréquentielle bien marquées. La DSP présente ici une allure similaire à celles obtenues proches de la zone cisailée avec une contribution large bande dominante. On peut tout de même noter l'apparition d'une seconde contribution large bande aux alentours de $f= 400-500$ Hz.

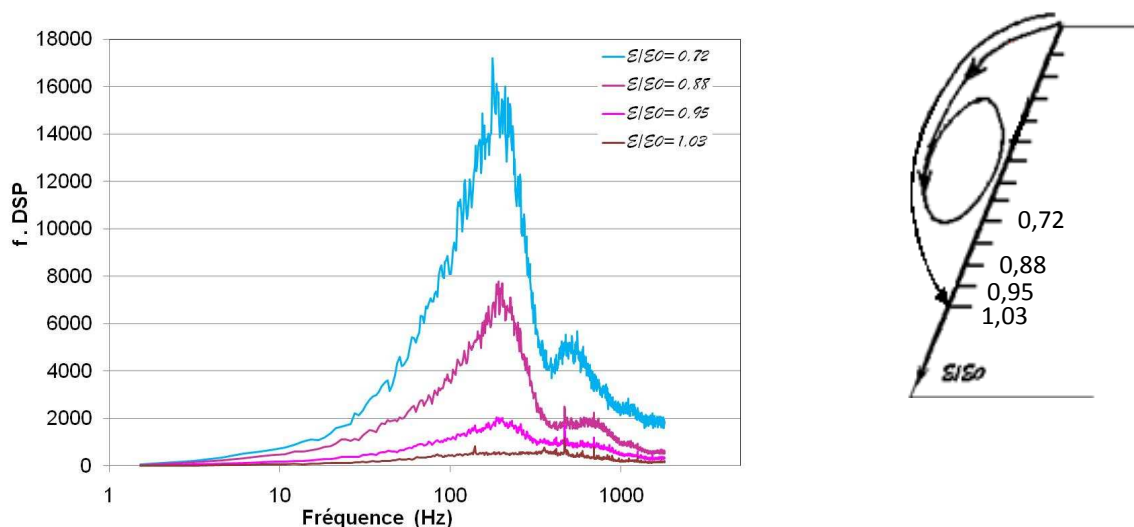


Fig. 4.27– Evolution des f.DSP sur L2 pour des prises de pression situées proche du recollement moyen ($Tu= 4\%$).

Il est intéressant de constater sur la figure 4.27 que pour $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,72$, le contenu spectral est identique à celui mesuré au niveau du premier maximum local de C_p' ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,41$). Ces deux points correspondent en effet : (i) au deux maximum locaux du C_p' mise en évidence auparavant (ii) aux positions des deux gradients de pression moyenne maximum. L'hypothèse avait alors été faite que ces maxima locaux de fluctuations étaient engendrés par la fluctuation spatiale de la structure. L'évolution des DSP présentées ici conforte cette idée car la contribution fréquentielle prépondérante, large bande, est située aux alentours de $f=200-300\text{Hz}$. Cette contribution pourrait donc être associée à un mouvement global de la structure pilotée par la turbulence de l'écoulement amont qui vient ici amplifier la contribution C1 mise en évidence sur les DSP présentée pour un écoulement amont uniforme.

Il est également intéressant d'observer que la contribution large bande, déjà précédemment identifiée aux alentours de $f=400-500\text{ Hz}$, n'est pas négligeable en ce point. Cette contribution apparaissant essentiellement aux points d'interaction forte entre la structure tourbillonnaire et la paroi, on peut faire l'hypothèse, qu'elle est liée à la présence de structures turbulentes transportées dans la zone cisailée et venant en interaction avec la paroi. Elle peut donc être associée à la contribution C2 mise en évidence pour $Tu < 0,2\%$.

Les DSP obtenues proche du recollement moyen ($\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,95$ et $1,09$) présentent un niveau d'énergie très faible. On peut néanmoins observer la présence, pour la prise de pression située en amont du recollement, de la contribution large bande centrée autour de $f=200-300\text{ Hz}$. Cette observation vient renforcer l'idée que cette contribution fréquentielle est liée à un mouvement de battement de la structure.

Alors que le contenu énergétique pour des prises de pression situées sur la face avant du Mopet était quasi-nulle dans le cas $Tu < 0,2\%$, on peut observer sur la figure 4.28 que ce n'est plus le cas en présence d'un écoulement amont turbulent.

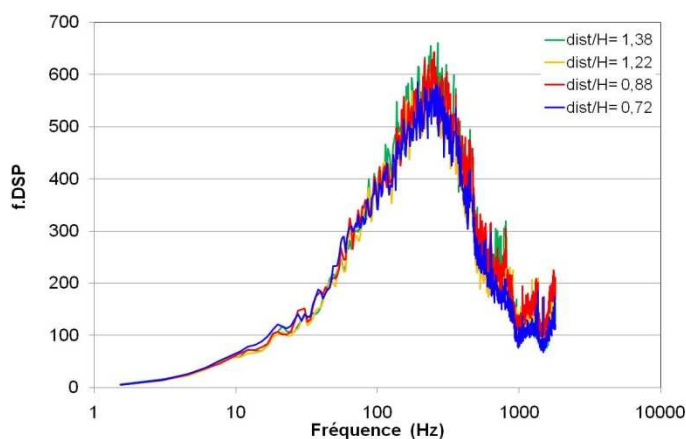


Fig. 4.28- Valeurs de f.DSP pour quelques capteurs disposés sur la face avant de la maquette.

On peut en effet observer, même si les niveaux sont beaucoup plus faibles que pour les prises de pression situées sur la paroi latérale de la maquette, qu'il apparaît une contribution large bande centrée autour de $f=200-300\text{ Hz}$. Cette contribution correspond à celle attribuée au battement global de la structure. Cela renforce l'idée que la présence de la turbulence modifie profondément l'aérodynamique autour du corps et que la contribution fréquentielle principale observée, que l'on retrouve sur la face avant de la maquette au niveau de l'arête, est pilotée par les perturbations basses fréquences de la turbulence externe qui excite la nappe cisailée décollée tridimensionnelle.

Nous avons ensuite comparé les DSP obtenues sur les lignes de pression *L1* et *L2* (figure 4.30). La figure 4.29 présente la position sur la maquette des prises de pression auxquelles nous nous intéressons sur ces deux lignes. Les prises de pression telles que $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,49$ sur *L1* et $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,41$ sur *L2* sont situées au niveau du premier maximum local de C_p' alors que celles situées en $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0,96$ sur *L1* et $0,95$ sur *L2* sont placées juste en amont du recollement moyen. On peut observer sur les évolutions des DSP que les contributions fréquentielles pour des points situés à la même position relativement à la structure tourbillonnaire sont identiques avec néanmoins un contenu énergétique moins élevé sur *L2*. Ceci est cohérent avec le caractère plus intense de la structure sur *L1* mis en évidence sur les champs d'énergie cinétique fluctuante présentés auparavant.

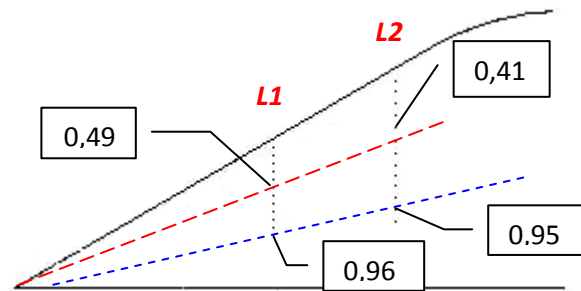


Fig. 4.29– Positions relatives $\varepsilon/\varepsilon_0$ de quelques prises de pression sur *L1* et *L2*.

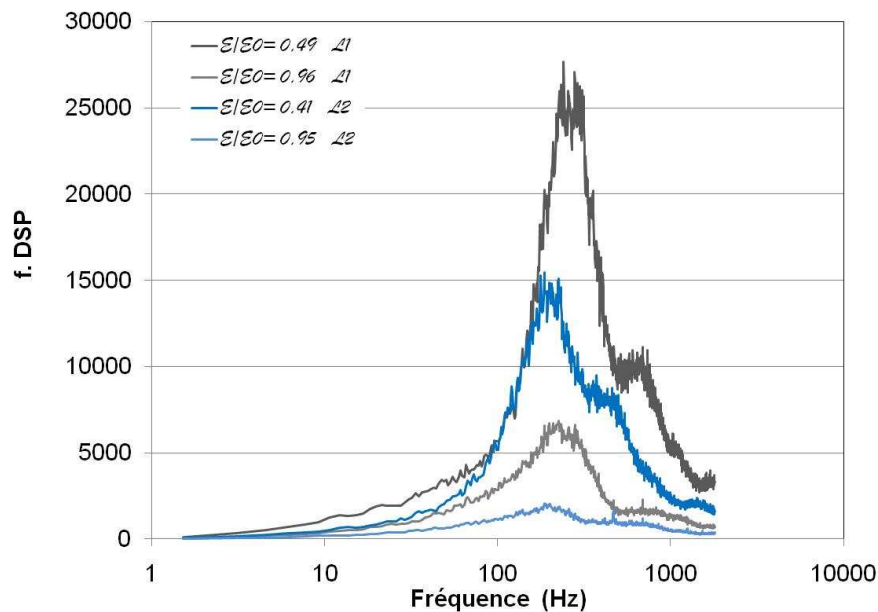


Fig. 4.30- Comparaison des DSP obtenues avec et sans turbulence amont pour des prises de pression situées au niveau du premier maximum local de C_p' et juste en amont du recollement moyen.

4.7.2 Analyse Multipoints : Mise en évidence de la nature globale du couplage aérodynamique autour du corps.

4.7.2.1 Evolution des cohérences spatiales pression-pression.

Afin de mettre en évidence le couplage entre les différentes prises de pression situées sur l'ensemble de la maquette engendré par la présence d'un écoulement amont turbulent, nous avons étudié la cohérence entre les signaux de pression situés sur la face avant et sur la

paroi latérale du Mopet (figures 4.32 et 4.33). La figure 4.31 présente la position des prises de pression sur la face avant utilisées pour le calcul des cohérences.

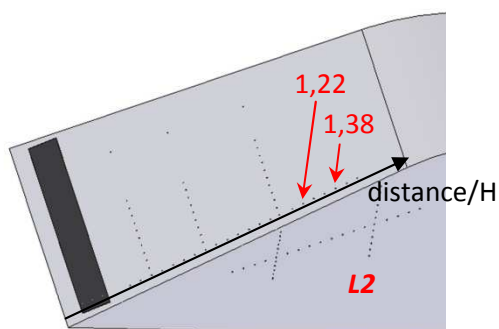


Fig. 4.31-Position des prises de pression sur la face avant du Mopet utilisées pour le calcul de la cohérence spatiale.

La figure 4.32 présente la cohérence spatiale entre les prises de pression situées sur la face avant et la première prise de pression sur **L2** (située le plus proche de l'arête, $\epsilon/\epsilon_0 = 0,09$). On peut observer que, alors que le niveau de cohérence est quasi-nulle dans le cas d'un écoulement amont uniforme, ce qui est cohérent avec l'idée de zone « d'eau morte » émise auparavant, la cohérence est importante, environ 30%, dans le cas $Tu = 4\%$. On peut également noter que la cohérence est importante dans la bande de fréquence correspondant à celle identifiée comme responsable du battement global de la structure (contribution C1). Ceci renforce donc l'idée d'un couplage global de l'écoulement et la disparition sous l'effet de la turbulence de zones dynamiquement indépendantes.

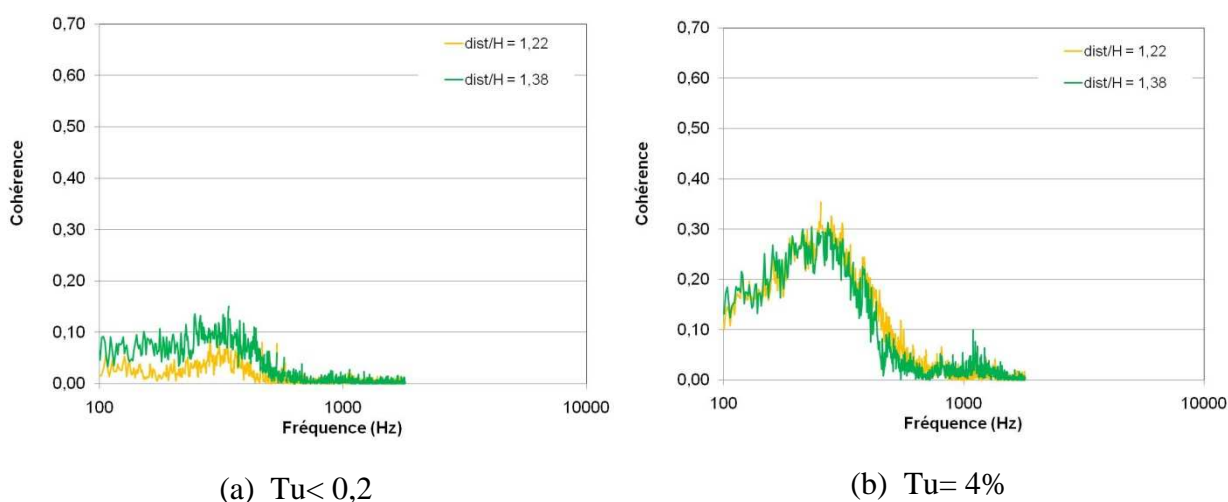


Fig. 4.32- Cohérence entre quelques capteurs de la face avant et le premier capteur de **L2**.

Si l'on s'intéresse maintenant à la cohérence entre les capteurs situés sur la face avant et un capteur sur la ligne **L2** correspondant au maximum local de C_p' dans le cas $Tu = 4\%$ ($\epsilon/\epsilon_0 = 0,72$), on peut observer une augmentation très importante de celle-ci en présence d'un écoulement amont turbulent. On peut surtout noter qu'alors que la cohérence était élevée sur une large bande de fréquence pour le cas $Tu < 0,2\%$ (fréquences correspondant aux contributions C1 et C2), la cohérence dans le cas $Tu = 4\%$, a un maximum local clairement identifié autour de 200-300Hz (contribution C1).

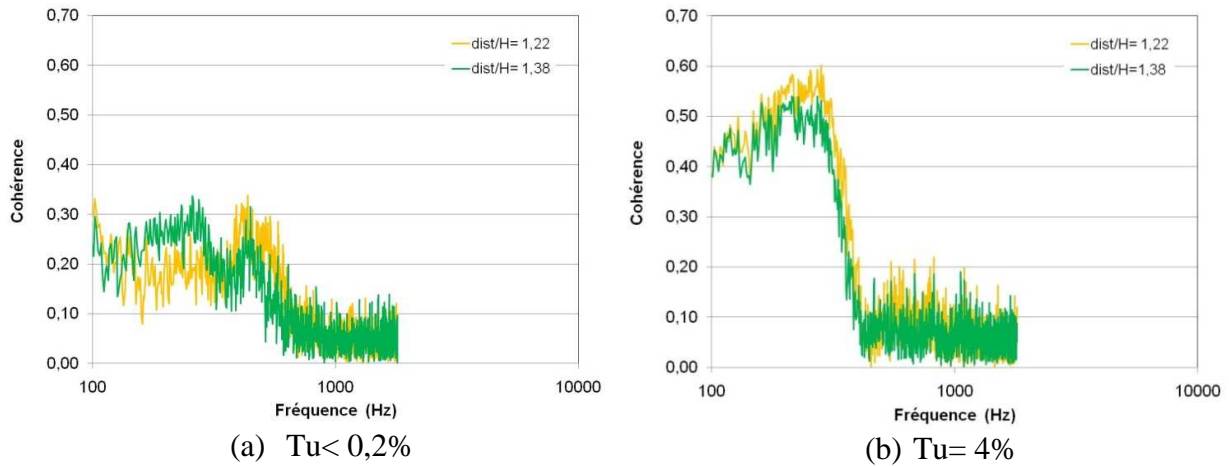


Fig. 4.33- Cohérence entre quelques capteurs de la face avant et le capteur situé au niveau du maximum de C_p' sur $L2$.

4.7.2.2 Corrélations spatiales et spatio-temporelles des signaux de pression.

Corrélation spatiale

La figure 4.34 rappelle la position des prises de pression sur la ligne $L2$ afin de faciliter la compréhension des courbes de corrélations présentées par la suite. Les prises de pression prises comme référence sont ici notées en fonction de leur position absolue sur la maquette (la prise n°5 est la 5^{ième} prise de pression à partir de l'arête sur le Mopet (figure 4.34)). Les longueurs de recollement étant différentes pour les cas avec et sans turbulence, il n'était pas possible ici de présenter les points de référence en fonction de ϵ/ϵ_0 .

Les évolutions des corrélations spatiales pression-pression, complémentaires des courbes de cohérence présentées auparavant, ont été analysées sur la ligne $L2$ afin de mettre en évidence l'existence d'une cohérence d'ensemble de la structure tourbillonnaire.

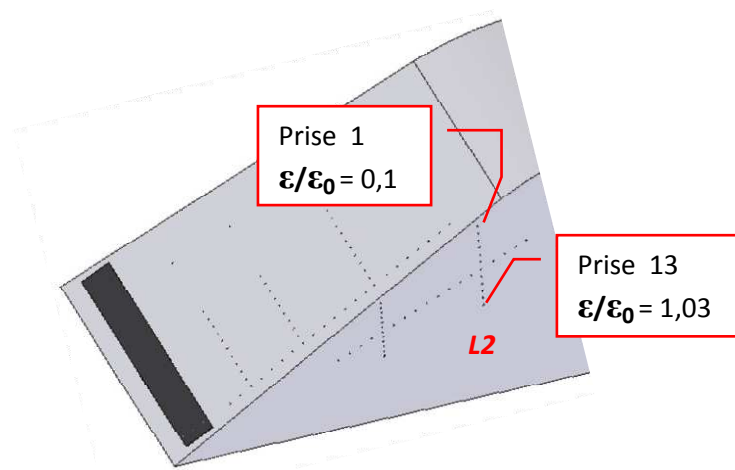


Fig. 4.34- Position des prises de pression extrêmes sur la ligne $L2$ ($Tu=4\%$).

La figure 4.35 présente les corrélations spatiales obtenues en prenant pour référence des capteurs situés dans des zones intéressantes de l'écoulement :

- Prise n°2 : Dans la zone qualifiée « d'eau morte » pour un écoulement amont uniforme
- Prise n°5 : Au niveau du premier maximum local de C_p'

- Prise n°9 : Au niveau du second maximum local de C_p'
- Prise n°13 : En dehors de l'enveloppe tourbillonnaire moyenne

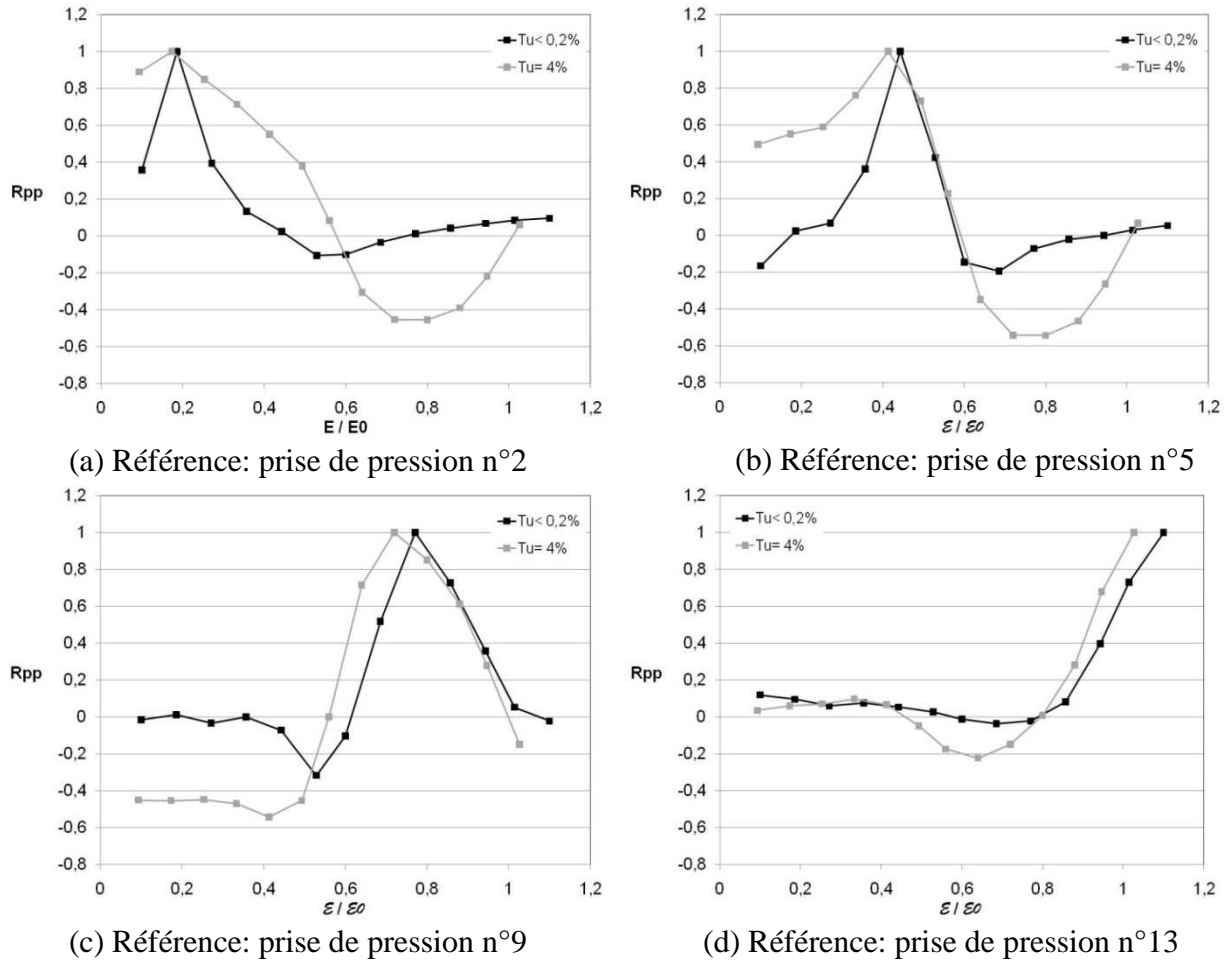


Fig. 4.35– Comparaison en fonction de l'intensité de turbulence de l'écoulement amont des corrélations spatiales pression-pression sur la ligne **L2**.

La figure 4.35(a) permet de mettre en évidence que la zone « d'eau morte » pour un écoulement amont uniforme ($\epsilon/\epsilon_0 < 0,4$) est, en présence d'une turbulence extérieure, dynamiquement dépendante de l'ensemble de la structure tourbillonnaire. On atteint ainsi des niveaux de corrélations proches de 40% entre cette zone et la zone située en amont du recollement moyen.

Des conclusions similaires peuvent être tirées des figures 4.35(b) et (c). En particulier, la figure 4.35(c) montre nettement la corrélation entre la zone située juste sous la nappe cisailée ($\epsilon/\epsilon_0 < 0,4$) et la zone de gradient de pression moyenne maximum correspondant à une zone d'interaction forte entre l'écoulement et la paroi. Alors que la corrélation était nulle dans le cas $Tu < 0,2\%$, elle est proche de 50% pour $Tu = 4\%$. Ces observations viennent conforter la conjecture faite à partir des évolutions de C_p et C_p' selon laquelle il n'y a pas, en moyenne, de décollement secondaire en présence d'un écoulement extérieur turbulent. On a néanmoins pu observer sur les visualisations pariétales la présence d'une ligne de frottement correspondant à la trace laissée par un décollement. On peut ici penser que cette trace correspond à la présence intermittente d'un décollement secondaire d'intensité importante. Cette vision est cohérente avec la position des cœurs tourbillonnaires détectée en utilisant le critère Γ_2 . En effet, on a pu observer que dans le cas d'un écoulement amont turbulent, la fluctuation de la position de la structure est très importante et que pour certains instants, le

tourbillon primaire se situe très proche de la paroi générant un gradient de pression pariétale important pouvant initier, de manière intermittente, un décollement secondaire.

Enfin, la figure 4.35(d), pour laquelle le capteur de référence est pris en dehors de l'enveloppe tourbillonnaire, montre l'indépendance, quelle que soit le niveau de turbulence extérieure (tout du moins, ceux testés dans cette thèse), de la structure tourbillonnaire par rapport à l'écoulement attaché sur la paroi latérale.

Corrélations spatio-temporelles

Pour les mêmes raisons que précédemment, nous présenterons ici les résultats des corrélations spatio-temporelles en fonction du numéro de la prise de pression et non en fonction de sa position relative $\varepsilon/\varepsilon_0$.

Les corrélations spatio-temporelles présentées sur les figures 4.36 et 4.37 ont toutes été obtenues en considérant le capteur n°9 (maximum de C_p') comme capteur de référence.

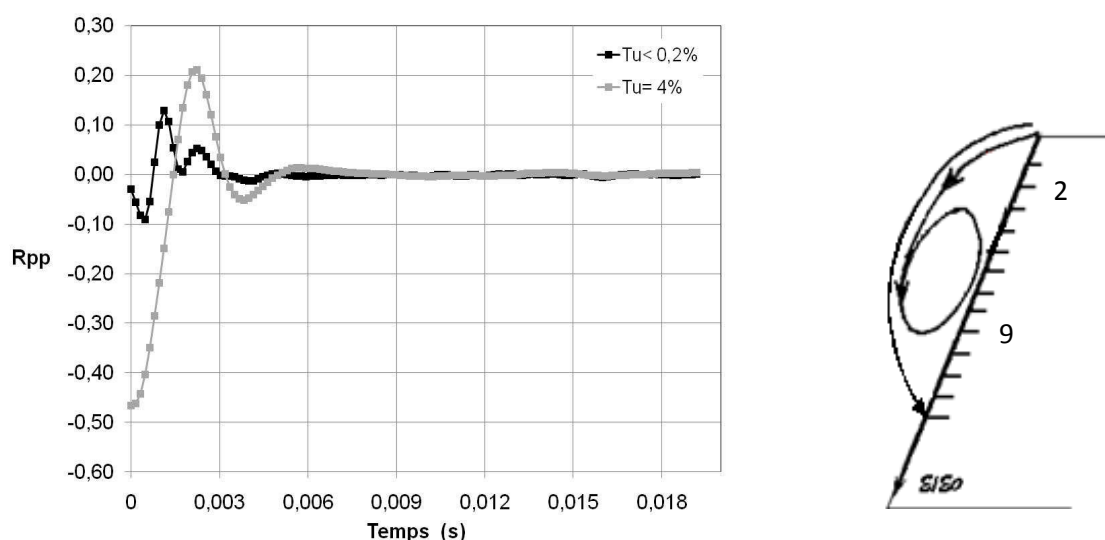


Fig. 4.36 – Corrélation spatio-temporelle entre la prise 9 et la prise 2 sur $L2$.

La figure 4.36 permet de mettre en évidence une corrélation spatio-temporelle pour $Tu = 4\%$ entre les pressions mesurées proche de la nappe cisailée et au gradient de pression moyen maximum. On peut observer de plus que la corrélation fait apparaître une périodicité même si elle s'atténue fortement après un décalage temporel supérieur à 0,006 secondes. A partir de cette périodicité, nous pouvons déterminer une fréquence (basée sur la mesure d'une période) égale à 270 Hz. Cette fréquence est tout à fait cohérente avec celle détectée sur les DSP. On peut de plus à nouveau constater que les corrélations sont très faibles, malgré le décalage temporel, entre les pressions mesurées sur la maquette en présence d'un écoulement amont uniforme.

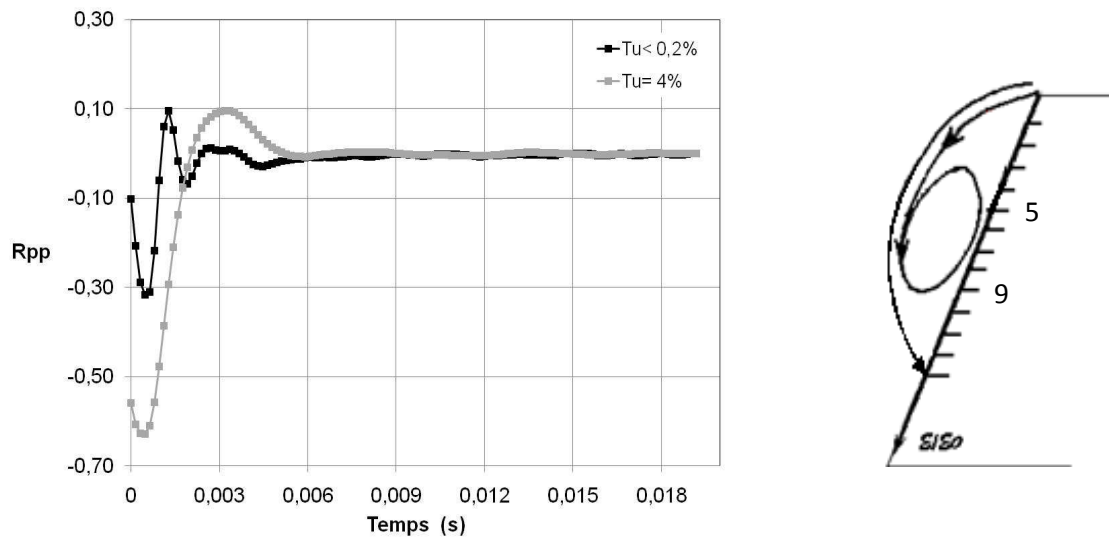


Fig. 4.37– Corrélation spatio-temporelle entre la prise 9 et la prise 5 sur $L2$.

La corrélation présentée sur la figure 4.37 entre des prises de pression se situant aux gradients de pression moyens maximum montre une corrélation non négligeable pour les deux intensités de turbulence étudiées, bien que le niveau de corrélation atteint soit toujours supérieur dans le cas $Tu=4\%$. Il semble ici cohérent de trouver des niveaux de corrélations non nulles pour des prises de pression proches et se trouvant dans des zones dynamiquement similaires. La périodicité observée sur les évolutions de corrélations nous permet de mettre en évidence des fréquences caractéristiques de couplage pour les deux intensités de turbulence. Ainsi, pour $Tu=0,2\%$ et $Tu=4\%$, les fréquences caractéristiques sont respectivement (400 Hz et 300 Hz). Ces fréquences correspondent aux contributions fréquentielles, C1, mises en évidence sur les DSP.

Synthèse

Ce chapitre a été consacré à l'influence de la turbulence amont sur les empreintes de pression moyenne et fluctuantes, les champs de vitesse par PIV et S-PIV, l'analyse du signal de pression et des corrélations spatiales et spatio-temporelles. A partir de ces résultats on peut en déduire que pour un écoulement amont turbulent :

- Le tourbillon conique possède une vitesse axiale inférieure ($0,72U_{inf}$) au cas sans turbulence ($0,82U_{inf}$). La position moyenne du noyau n'est pas modifiée significativement mais sa position instantanée connaît des fluctuations plus importantes.
- Le niveau de vorticité est plus faible dans le cœur de la structure mais l'énergie cinétique fluctuante est plus grande. On s'aperçoit que le noyau est déformé et qu'il y a des effets diffusifs importants pendant son évolution. Les évolutions du critère GAMMA montrent que le noyau tourbillonnaire est plus dispersé temporellement.
- Le coefficient de pression fluctuant possède deux maxima, associés aux gradients de pression moyens, engendrés par la fluctuation spatiale de la structure

tourbillonnaire. L'amplification importante du battement de la structure observée met en évidence la grande réceptivité de cette structure aux perturbations générées par la turbulence externe.

- Les corrélations pression-pression et les cohérences sont beaucoup plus importantes que dans le cas d'un écoulement amont uniforme. De plus, elles mettent en évidence la disparition de la zone « d'eau morte » proche de la zone cisailée, observée dans le cas $Tu=0,2\%$. Cette disparition de régions dynamiquement indépendantes est provoquée par l'amplification du battement spatiale de la structure décrit ci-dessus. Ces résultats nous ont alors conduits à conclure à la disparition, dans une vision moyenne, du décollement secondaire. Celui-ci, dont la trace a été observée sur les visualisations pariétales, est présent de manière intermittente et associée à des instants pour lesquels le tourbillon primaire se situe à proximité de la paroi.

Chapitre 5

Dispositifs Passifs, leur influence sur le Tourbillon Conique.

Un des enjeux importants relativement à la réduction du bruit d'origine aérodynamique est la maîtrise du tourbillon conique. On présentera des dispositifs fixes et de géométrie simple mis en place afin de modifier la formation du tourbillon et son interaction avec la paroi. Ce type d'approche utilisant un contrôle passif est intéressant avant d'utiliser des dispositifs de contrôle actifs plus élaborés et plus onéreux.

Sommaire

5.1	Cornières rectangulaires	92
5.1.1	Sans turbulence amont ($Tu < 0,2\%$)	94
5.1.1.1	Effet sur le C_p'	94
5.1.1.2	Effet sur le champ de vitesse, vorticité et énergie fluctuante	97
5.1.2	Avec turbulence amont ($Tu = 4\%$)	102
5.2	Bec à fente fixe (« slat »)	103
5.2.1	Effet sur le C_p'	104
5.2.2	Effet sur le champ de vitesse, vorticité et énergie cinétique fluctuante	104
5.3	Coefficients Aérodynamiques	106
	Synthèse	110

Le tourbillon conique présent dans une configuration où $Tu < 0,2\%$ interagit fortement avec la paroi, ce qui se traduit par des fluctuations de pression importantes (chapitre 3). Il y a à priori plusieurs possibilités d'agir sur le tourbillon, soit en jouant sur sa structure en provoquant un éclatement tourbillonnaire, soit en le déplaçant en l'éloignant de la paroi, en le faisant « monter » ou « descendre » le long de la paroi latérale. Notons que tout déplacement par un moyen géométrique va aussi changer l'aérodynamique et donc l'alimentation en vorticités du tourbillon.

L'éclatement peut être induit en aspirant le long de l'axe tourbillonnaire, en créant un gradient de pression moyenne adverse (Mitchell et al.(2000)). Par contre, faire éclater le tourbillon pourrait être plus bruyant que l'interaction tourbillon paroi car la drastique désorganisation du tourbillon accompagnée par les réductions de sa vorticités et de sa vitesse axiale et l'augmentation de pression auraient une conséquence directe sur l'élévation du niveau sonore et l'interaction avec la paroi. De plus, Lehugeur et al. (2009) ont utilisé – pour une maquette similaire - une fente parallèle à l'arête inclinée afin de souffler et d'aspirer envisageant le contrôle du tourbillon et la réduction de la traînée. Ils ont trouvé que la traînée a augmenté quand le tourbillon était éclaté. Nous avons réfléchi à utiliser une aspiration dans l'axe tourbillonnaire mais la complexité technique a stoppé cette proposition.

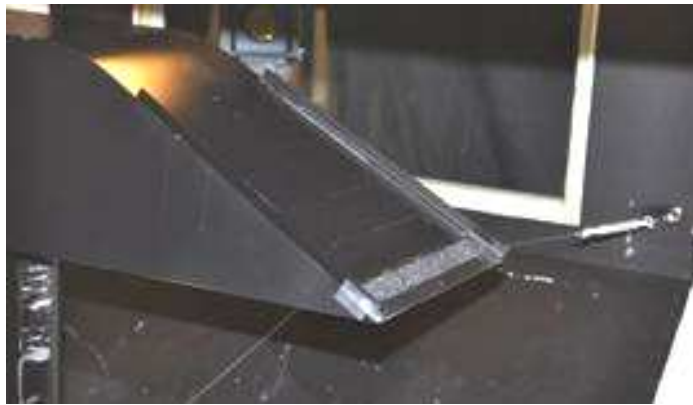
On a adopté ici l'idée la plus simple consistant à utiliser des petites cornières ou un bec à fente fixe («slat») pour imposer le déplacement du tourbillon et vérifier son influence sur le coefficient de pression fluctuante C_p' et sur les DSP. Des cornières triangulaires et rectangulaires ont été utilisées. Les configurations rectangulaires les plus efficaces sont présentées ici. On s'intéressera aux modifications de pression fluctuante et à l'évolution du torseur aérodynamique en présence de ces dispositifs. Notons que le torseur a été mesuré sur une maquette d'échelle (1/2) par rapport à celle utilisée principalement dans la thèse.

5.1 Cornières rectangulaires

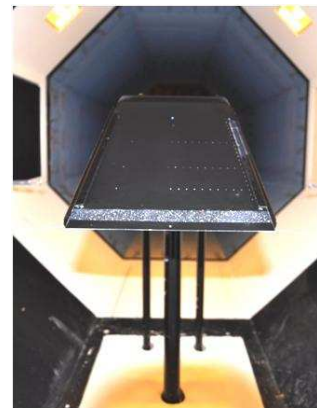
Les cornières, fixées le long de l'arête de la face avant (fig. 5.1) peuvent occuper toutes la longueur de la portion droite (fig. 5.1) ou modifier l'écoulement sur une petite portion seulement (fig 5.2). Des tests ont d'abord été menés avec des dispositifs longs (fig 5.1) et deux hauteurs différentes de 5 mm (0,028.H) et 11 mm (0,061.H). On s'attend à ce que ces cornières latérales fassent « monter » le tourbillon. Comme les parois latérales du moped sont inclinées vers l'intérieur, on attend aussi un éloignement de la paroi. Nous avons observé que la hauteur la plus grande (H=11mm) était la plus efficace.

On a finalement choisi de tester :

- a) un groupe de trois paires de même hauteur (11 mm ou 0,061.H) mais de longueurs différentes - 50mm (0,28.H), 150mm (0,83.H moyenne) et 285 mm (1,58.H longue) - les dispositifs les plus courts étant toujours placés à partir du nez de la maquette.
- b) une paire de longueur 50 mm (petite) mais de hauteur plus grande (21 mm ou 0,117.H) placée au nez de la maquette.



(a) vue en perspective.

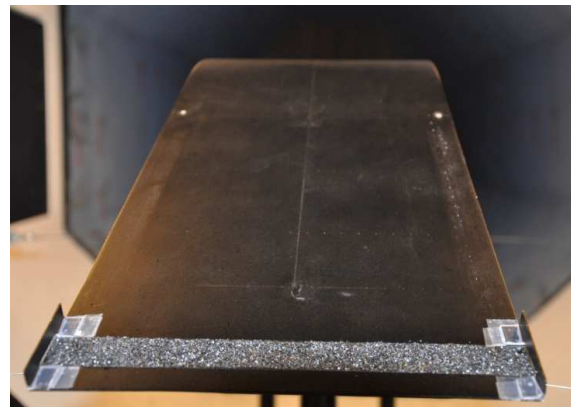


(b) vue frontale.

Fig. 5.1– Cornière longue, 285mm x 11mm (1,58.H x 0,061.H).



(a) vue en perspective.



(b) vue frontale.

Fig. 5.2– Cornière petite H= 11mm, 50mm x 11mm (0,28.H x 0,061.H).

Par facilité, on maintiendra la même référence $\varepsilon/\varepsilon_0$ que celle du cas basique afin d'analyser les champs de vitesse, de vorticité et d'énergie cinétique (k), toujours sur $L2$, et pour $Tu < 0,2\%$. Afin de mettre en évidence la longueur, la hauteur et la disposition des cornières par rapport à la ligne $L2$, on les représente ensemble sur la figure 5.3.

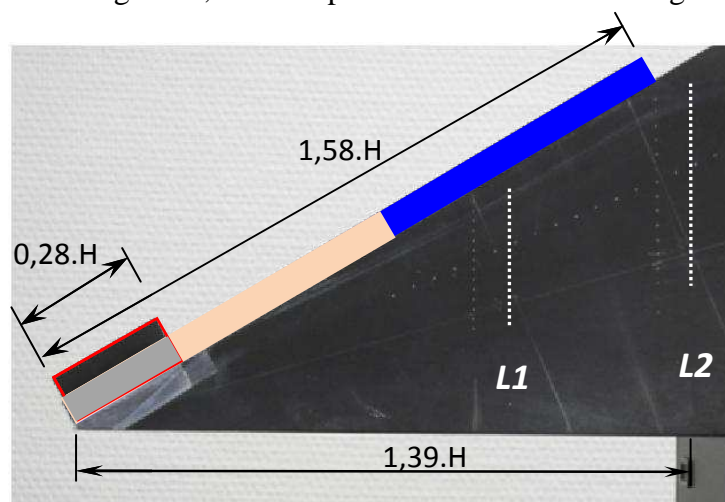


Fig. 5.3– Position relative des 4 types de cornières; toutes sont placés à partir du sommet.

5.1.1 Sans turbulence amont ($Tu < 0,2\%$)

La structure tourbillonnaire étudiée au chapitre 3 est utilisée afin de vérifier sa sensibilité aux cornières.

5.1.1.1 Effet sur le C_p'

Tout d'abord on compare la modification du C_p' engendrée par des cornières petite, moyenne et longue possédant la même hauteur. Comme les cornières restent inclinées par rapport à l'écoulement incident, elles modifient la génération de la nappe tourbillonnaire.

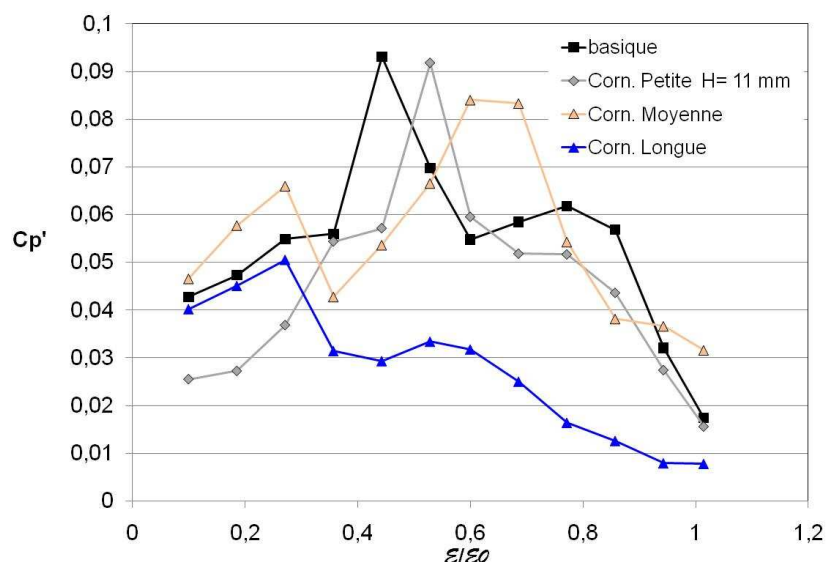


Fig. 5.4– Effet des cornières de même hauteur pour $Tu < 0,2\%$.

La cornière longue, occupant toute l'arête principale, a pour effet de « faire monter » l'arête inclinée, de dévier les lignes de courant sur la face avant et par conséquent de déplacer le tourbillon conique. La réduction de C_p' observée sur la figure 5.4 est très importante. En particulier, le pic observé dans la région de décollement secondaire a disparu, certainement à cause de l'éloignement du tourbillon de la paroi. Par contre, les niveaux de pression fluctuante aux trois premiers capteurs (sous la région initiale du décollement), n'ont pas variés significativement.

La figure 5.5 met bien en évidence l'élévation de la ligne de décollement secondaire imposé par la cornière longue. La visualisation par diode laser, figure 5.6 présente un tourbillon plus arrondi et plus loin de la paroi que celui visualisé dans les chapitres précédents.

Si l'on utilise des cornières plus petites, on génère deux nappes tourbillonnaires qui interagissent : l'une engendrée par la cornière et l'autre par la face inclinée de la maquette. Sur la figure 5.4, on constate que le C_p' associé à la cornière moyenne est élevé sur la ligne L2. Par contre, l'utilisation d'une cornière courte permet clairement de diminuer les fluctuations de pression sur les premiers capteurs. On a donc cherché à renforcer le « tourbillon de cornière » dans cette situation en augmentant la hauteur de cornière ($H=21$ mm). Si on compare l'effet des cornières petites, sur la figure 5.7 on voit que la plus haute ($H= 21$ mm), produit une importante réduction de C_p' . Cela peut être expliqué car étant plus haute elle prend plus d'énergie de l'écoulement incident en engendrant un tourbillon plus énergétique.



(a) Sans cornière.



(b) Cornière longue.

Fig. 5.5- Comparaison entre les visualisations pariétales.

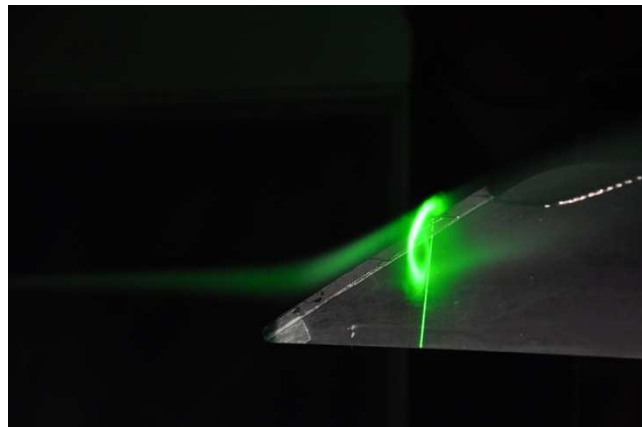


Fig. 5.6– Visualisation du tourbillon pour le cas avec cornière longue.

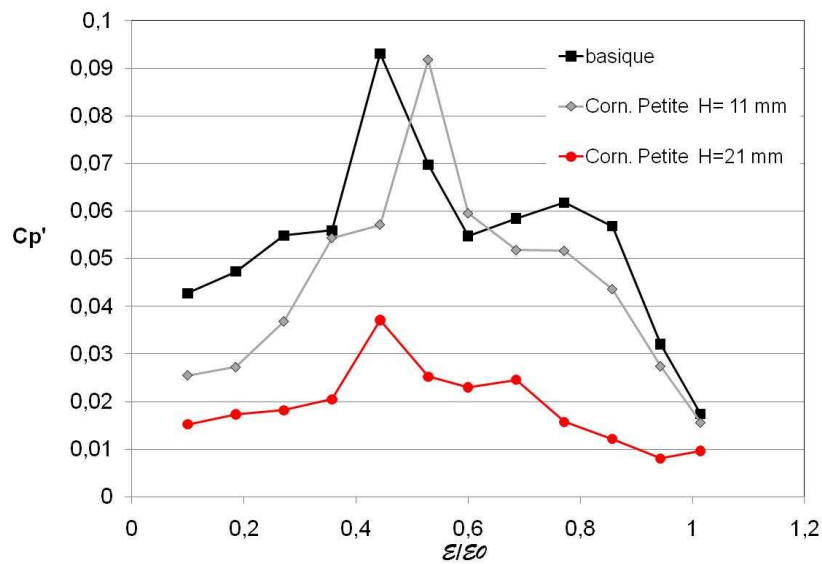


Fig. 5.7– Effet des cornières les plus petites pour $Tu < 0,2\%$.

Les figures 5.8 et 5.9 présentent l'évolution des tourbillons engendrés par la cornière petite ($H= 21\text{mm}$) et l'arête inclinée. On visualise bien deux tourbillons qui s'éloignent finalement l'un de l'autre. Dû au nombre de capteurs utilisés sur $L2$ on n'a pas pu observer une augmentation du C_p' mais, à cause de la ligne de décollement secondaire du tourbillon de

cornière (ligne pointillé blanche), il est possible d'avoir une remontée de C_p' sur la partie inférieure de la maquette (au-delà du dernier capteur).

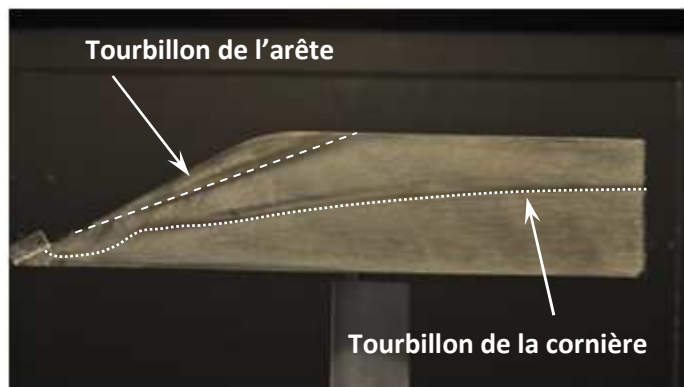
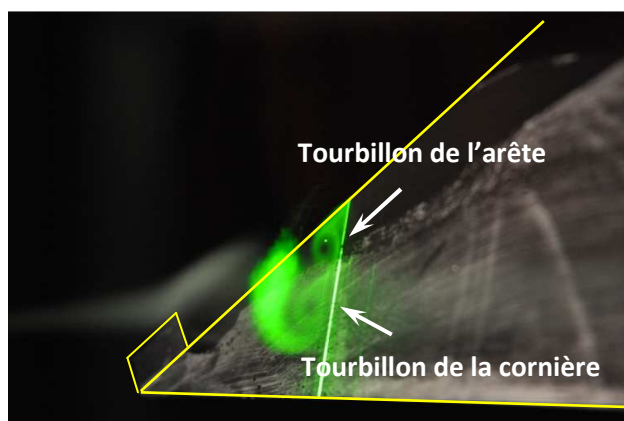
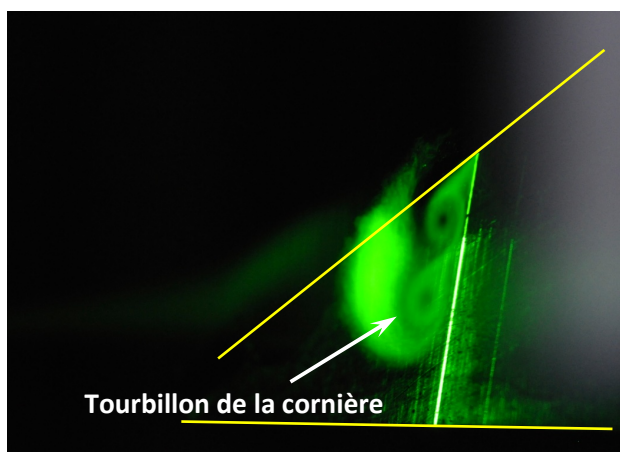


Fig. 5.8– Visualisation pariétale des traces laissées par la ligne de décollement secondaire des tourbillons.



(a) Plus proche de la cornière.



(b) Plus loin de la cornière.

Fig. 5.9– Visualisation du tourbillon pour le cas avec cornière petite $H= 21\text{mm}$. La ligne jaune représente le Mopet et la cornière petite.

On retiendra ici qu'une structure à deux tourbillons tridimensionnels en interaction se développant le long de la paroi latérale est intéressante. Sous l'induction de leurs images respectives, ces deux tourbillons ont tendance à se déplacer vers l'arête. Toutefois, le « tourbillon de cornière », plus bas, a tendance à éloigner le tourbillon principal de la paroi (et

vice versa), ce qui stabilise peut être l'ensemble de la structure et se traduit (1) par des fluctuations de position de la nappe décollée moins prononcées et une réduction du C_p' aux premiers capteurs et (2) par moins d'interaction nappe primaire/paroi et une réduction de C_p' importante si la hauteur de la cornière est suffisante (fig. 5.10).

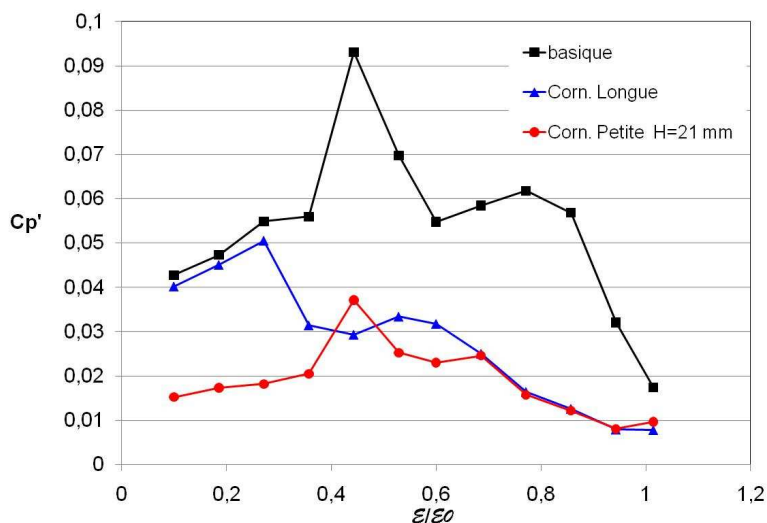


Fig. 5.10- Comparaison entre la cornière longue et la petite.

5.1.1.2 Effet sur les champs de vitesse, de vorticité et d'énergie cinétique fluctuante

Pour l'analyse des champs PIV on ne présentera que les résultats pour les cornière longue (285mm x 11mm) et petite (50mm x 21mm). Les champs PIV(2D-2C) ont été obtenus de la même façon que celle décrite dans les chapitres précédents et restent toujours positionnés sur **L2**.

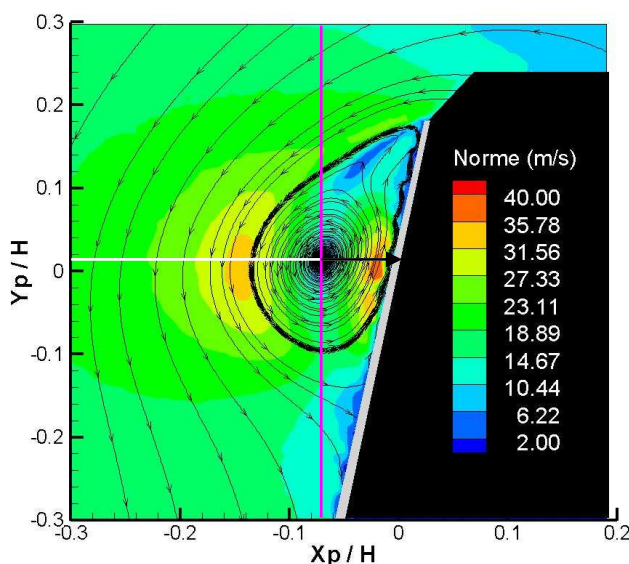


Fig. 5.11- Basique (Mopet sans dispositifs).

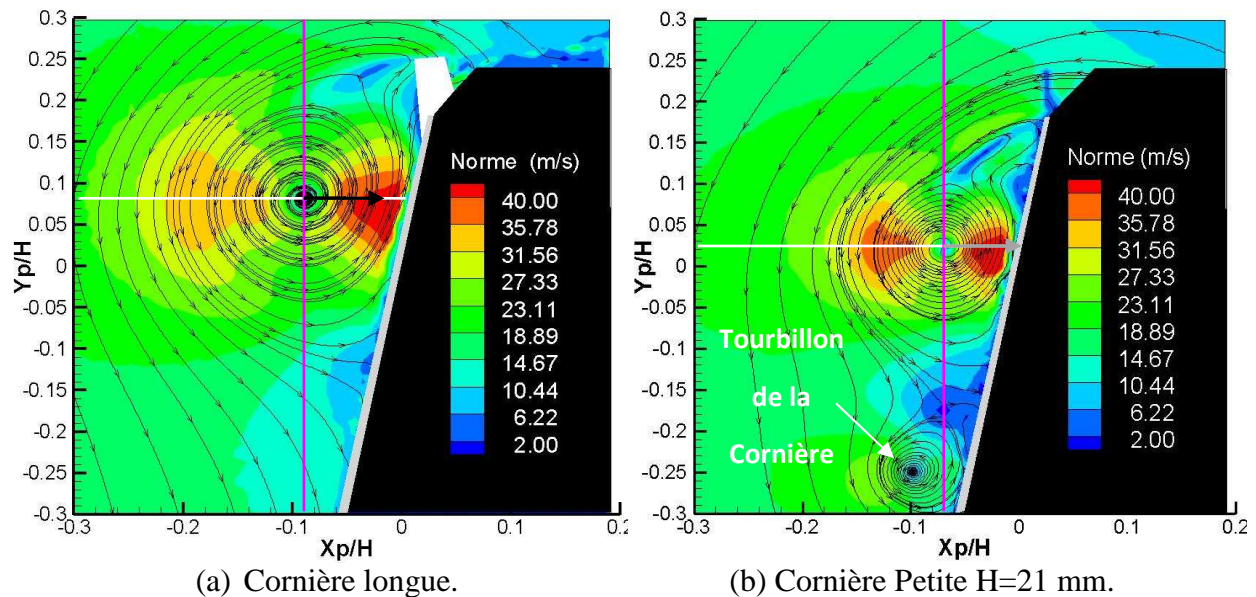


Fig. 5.12- Présentation des champs de vitesse pour $Tu < 0,2\%$ et sur $L2$.

Les champs de la norme de vitesse montrent que la cornière longue a déplacé le tourbillon vers le haut (ligne blanche) et qu'il se situe plus loin de la paroi (voir la flèche noire horizontale représentant le cas basique de la figure 5.11). Les figures montrent aussi des tourbillons de géométrie circulaire (symétrique et moins aplati) quand la cornière a été mise en place.

La cornière petite, de hauteur 21 mm, a engendré un tourbillon supplémentaire qui tourne dans le même sens que le tourbillon de l'arête et qui interagit avec celui-ci. Pour cette cornière la distance du noyau à la paroi (flèche grise) et sa position (lignes blanche et magenta) sont à peu près les mêmes que pour le cas basique.

Sur les cartographies de vorticité moyenne, on trouve une valeur plus élevée de rotationnel réparti dans la structure tourbillonnaire en présence de cornières (La région blanche cache une partie de la cornière longue). Ceci est confirmé par les coupes de vorticité à travers le cœur des tourbillons (Fig. 5.15).

On remarque un pic bien défini de rotationnel, particulièrement pour la cornière la plus petite. Cette valeur plus élevée est d'une part liée au fait que la cornière agit comme un générateur de tourbillon. De plus, un éloignement plus important de la structure avec la paroi permet à la nappe tourbillonnaire générée sur l'arête de s'enrouler plus efficacement en minimisant l'interaction avec la paroi et donc la génération de vorticité de signe opposé.

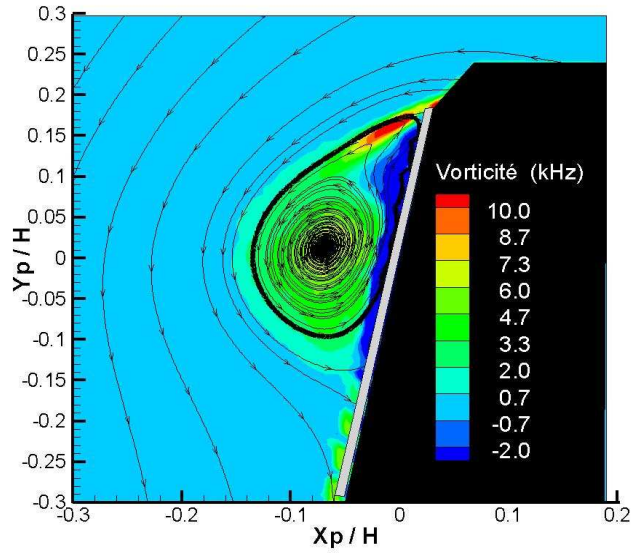
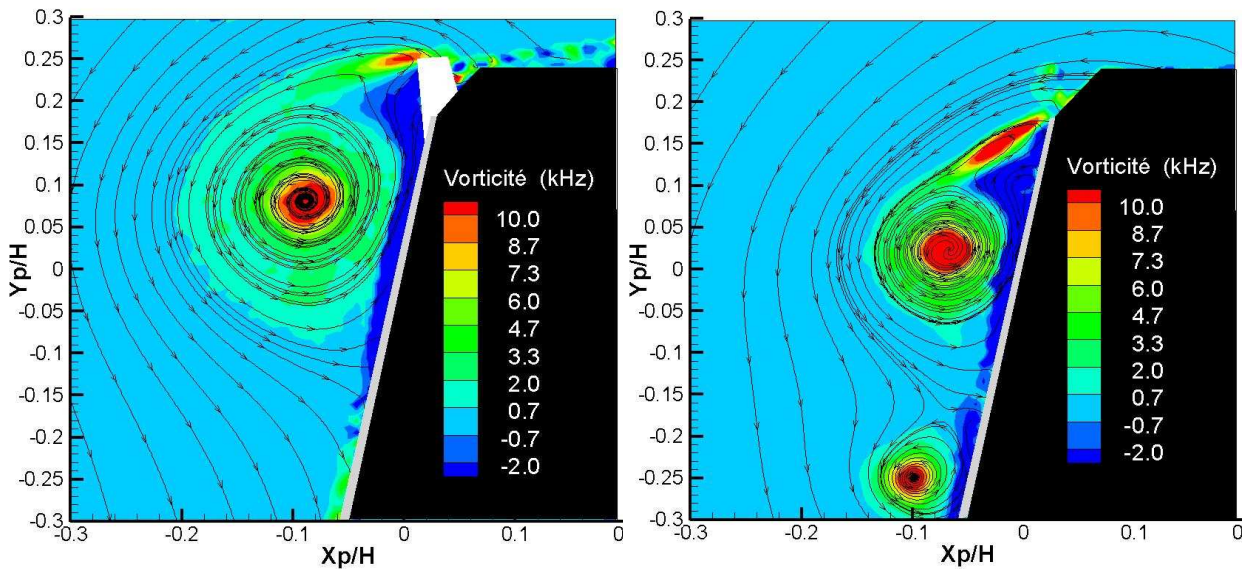


Fig. 5.13- Champ de vorticité pour le cas basique sur $L2$ et $Tu < 0,2\%$.



(a) Cornière longue.

(b) Cornière Petite $H=21$ mm.

Fig. 5.14- Champs de vorticité avec cornière sur $L2$ et $Tu < 0,2\%$.

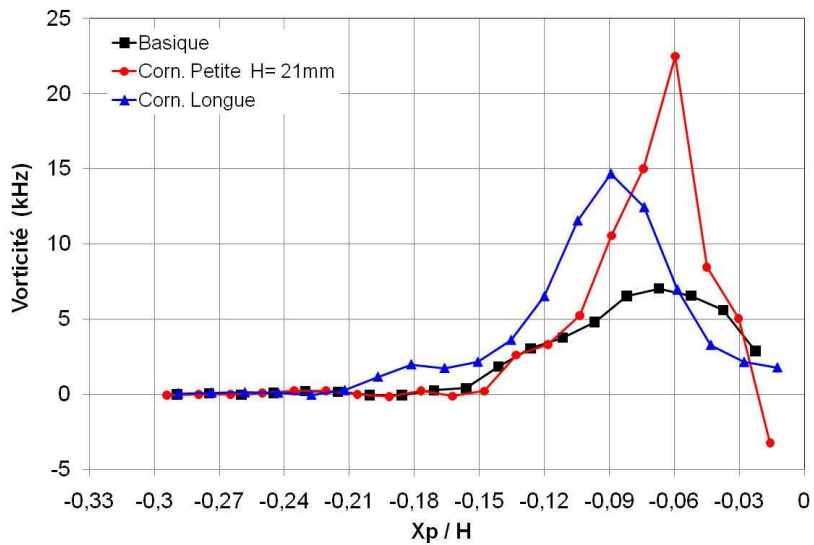


Fig. 5.15- Profils de vorticité en passant par le noyau des configurations avec et sans cornières, $Tu < 0,2\%$.

Les champs d'énergie cinétique fluctuante (k) ont été mesurés et sont présentés sur les figures 5.16 et 5.17. Les profils passant par le noyau (fig. 5.18) démontrent un niveau de fluctuation très élevé, certainement associé à la fluctuation de la position du cœur tourbillonnaire pour les configurations avec cornières. A part dans la région de cœur tourbillonnaire, qui doit naturellement être soumise à des instabilités se propageant le long de l'axe, on notera par contre que l'intensité de fluctuation dans l'écoulement (en proche paroi mais aussi dans la nappe cisailée) est beaucoup plus faible dans le cas des cornières courtes. Ce résultat remarquable doit être relié à la diminution très importante du C_p '.

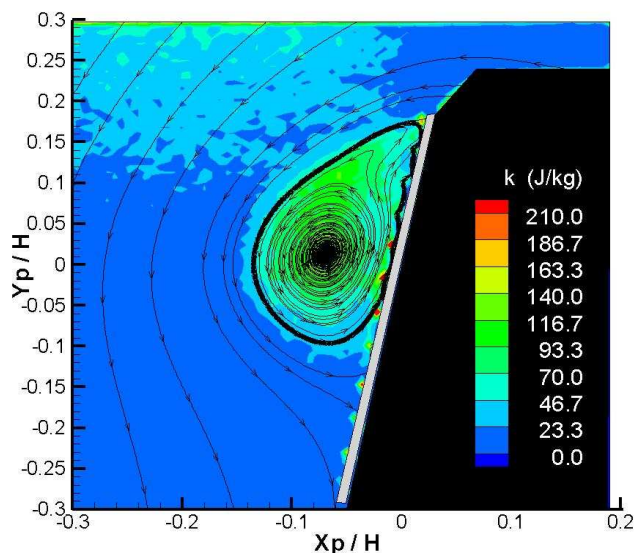
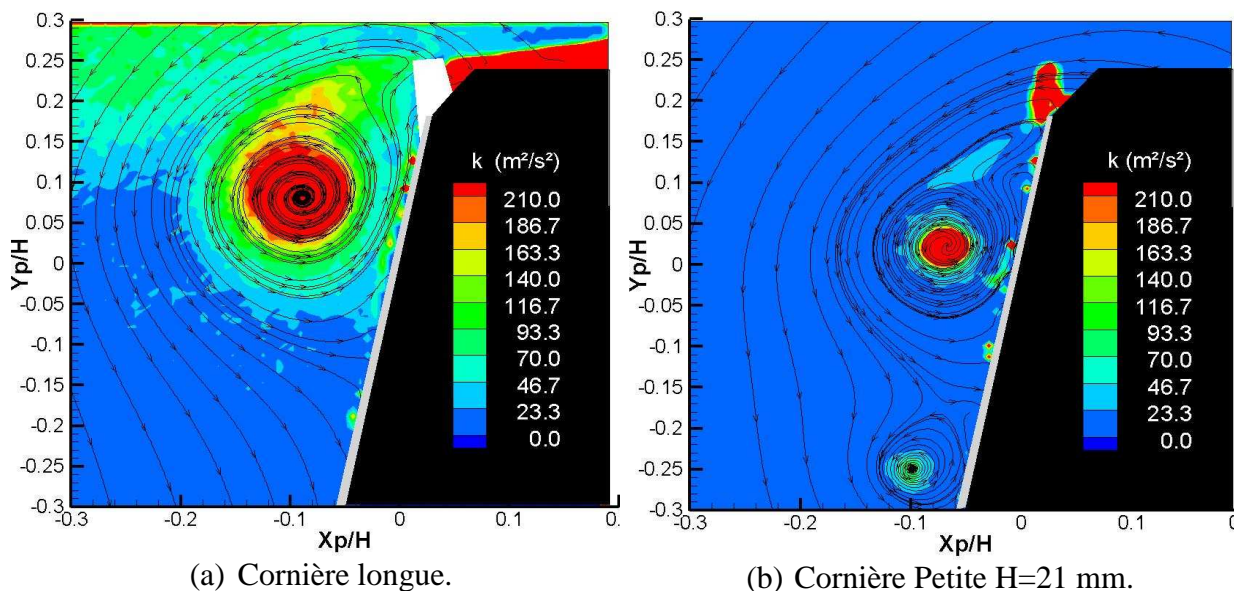


Fig. 5.16- Champ d'énergie cinétique fluctuante (k) pour le cas basique sur $L2$ et $Tu < 0,2\%$.



(a) Cornière longue.

(b) Cornière Petite $H=21$ mm.

Fig. 5.17- Champs d'énergie cinétique fluctuante (k) avec cornière, sur $L2$, et $Tu < 0,2\%$.

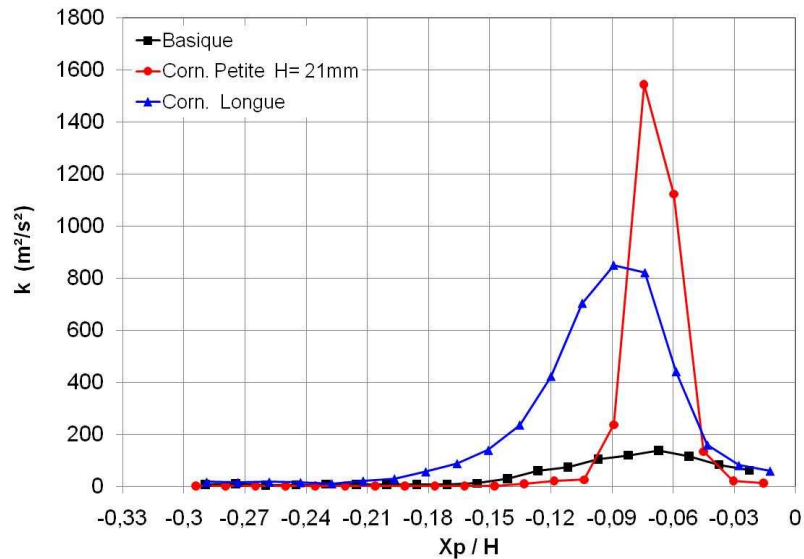
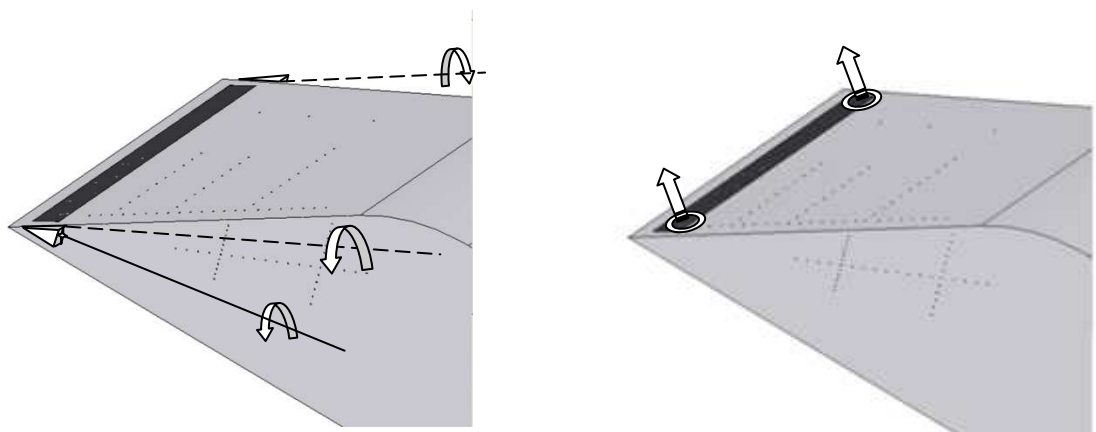


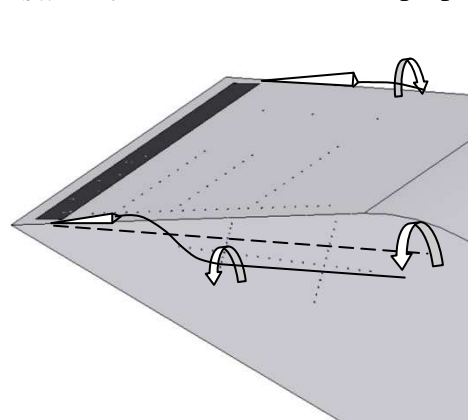
Fig. 5.18- Profils de k en passant par le noyau des configurations avec et sans cornières, $Tu < 0,2\%$.

En conclusion de cette partie, on répètera l'intérêt des configurations à deux tourbillons. Le deuxième pourrait peut-être être provoqué par un artifice, par exemple le rétroviseur. Dans le cadre d'un contrôle actif fluide, des générateurs de tourbillon fluidiques pourraient être installés près du sommet et réglés en débit et intensité afin de retrouver les mêmes résultats que pour la cornière petite $H=21\text{mm}$ (figure 5.19).



(a) Jet latéral avec « swirl ».

(b) Jet perpendiculaire à la face avant.



(c) Sur la face avant avec « swirl ».

Fig. 5.19– Implémentation des générateurs de tourbillons fluidiques.

5.1.2 Avec turbulence amont (Tu= 4%)

Nous avons également testé l'efficacité des cornières quand elles sont immergées dans un écoulement turbulent. Notons que l'échelle intégrale de la turbulence amont est de l'ordre de grandeur de la hauteur des cornières.

En retenant les deux configurations les plus performantes, présentées au §5.1.1 pour $Tu < 0,2\%$, on analysera quelques résultats pour le cas avec turbulence amont. Sur la figure 5.20, on voit que les cornières n'ont pas atténué le C_p' et même l'ont amplifié en quelques prises. Comme déjà dit, la cornière longue fait monter le tourbillon conique et, comme conséquence directe de la turbulence, celui-ci interagit plus fortement avec la paroi en faisant augmenter le C_p' des premières prises. Au contraire, le tourbillon venu de la petite cornière interagit avec le tourbillon conique principal en région basse et provoque une augmentation du C_p' vers les prises plus en bas. Donc, dans ce cas, les cornières n'ont pas réussi à supplanter les effets de la turbulence amont.

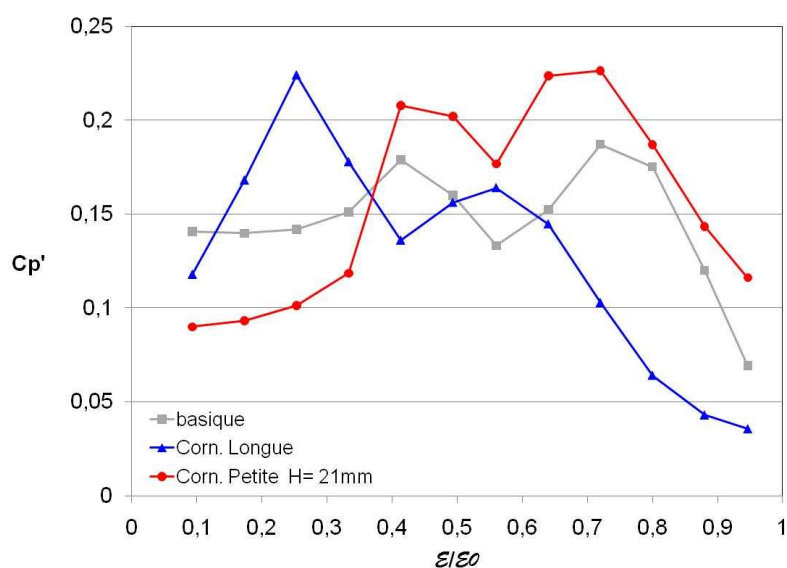


Fig. 5.20– Effet des cornières pour $Tu= 4\%$. Par facilité on utilise les valeurs de $\varepsilon/\varepsilon_0$ du chapitre 4.

Sur la figure 5.21, on voit que la présence de la petite cornière continue à engendrer un tourbillon, par contre il est plus diffus et cette interaction n'est pas capable de réduire le C_p' . On retiendra donc de ces essais qu'une configuration efficace en faible turbulence amont peut se révéler très mauvaise en présence d'un faible niveau de turbulence qui force les tourbillons, plus intenses, à venir en interaction avec la paroi.

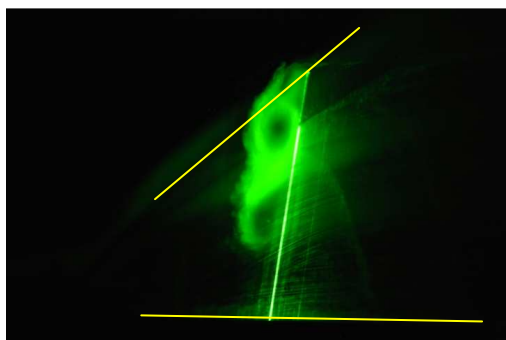


Fig. 5.21- Visualisation du tourbillon créé par la petite cornière et son interaction avec celui de l'arête. La ligne jaune indique l'arête inclinée et inférieure.

5.2 Bec à fente fixe («slat»)

Le bec à fente fixe (ou «slat») est un dispositif similaire à la cornière longue. Toutefois, il est solidaire de l'arête inclinée du mopet et a ses faces parallèles aux faces avant et latérales de la maquette. Il a pour dimensions 20 mm x 25 mm x 310 mm et possède 16 aubes directrices planes.

Ces aubes, planes, en balsa sont perpendiculaires à l'arête inclinée et doivent servir à guider l'écoulement qui passe par le bec en produisant un jet tangentiel à la paroi et perpendiculaire à l'arête inclinée.

L'idée initiale ici était d'éloigner le tourbillon de la paroi en utilisant un jet plan ou de « pousser » le tourbillon conique vers bas. Sur la figure 5.22 on schématise (lignes en rouge) la déviation supposée de l'écoulement en présence de ces «slats». On utilise, donc, un dispositif passif simple et fixe qui pourrait dans l'avenir être remplacé par une forme de contrôle actif par jet.

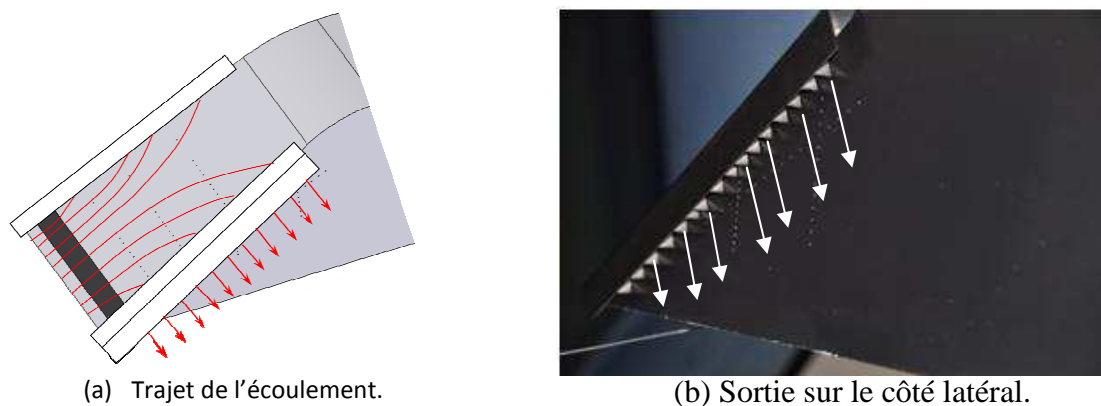


Fig. 5.22- Orientation supposée des lignes de courant.

La figure 5.23 présente, en coupe, la géométrie du «slat» par rapport au mopet; en gris l'aube directrice perpendiculaire à l'arête inclinée. Seule une configuration et disposition a été testée, celle ayant la distance entre le «slat» et la face avant de 10mm et par rapport à la face latérale de 8 mm. Ce dispositif recouvre les trois premières prises sur *L2*.

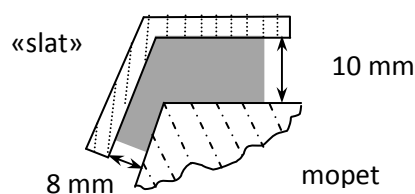
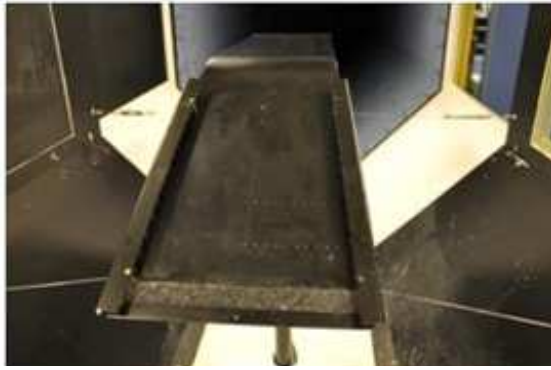
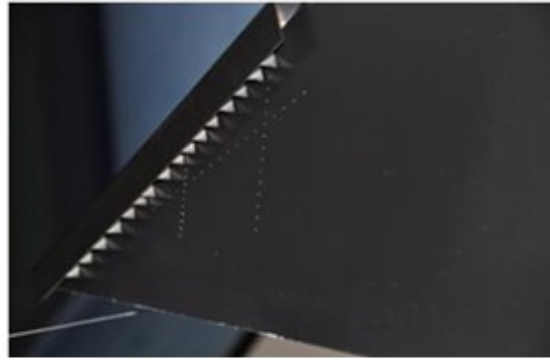


Fig. 5.23- Disposition du «slat» par rapport au mopet.

La distance «slat» - parois, la quantité et le dessin des aubes sont des paramètres importants pour sa performance. On ne doit pas oublier que tout ce dispositif fixe ajoutera de la traînée. La figure 5.24 présente la configuration en soufflerie.



(a) Vue frontale.



(b) vue côté latéral-arrière, détail des aubes.

Fig. 5.24- Montage du bec à fente fixe.

5.2.1 Effet sur le C_p'

La courbe du coefficient de pression fluctuante (C_p'), figure 5.25, présente une évolution particulière. On observe un comportement similaire à la cornière longue puis, au-delà de $\varepsilon/\varepsilon_0=0,7$, le C_p' commence à augmenter jusqu'à atteindre 300% de la valeur pour les premières prises. On rappelle que les trois premières prises sont recouvertes et on suppose que cette montée du C_p' indique le déplacement du tourbillon conique vers le bas.

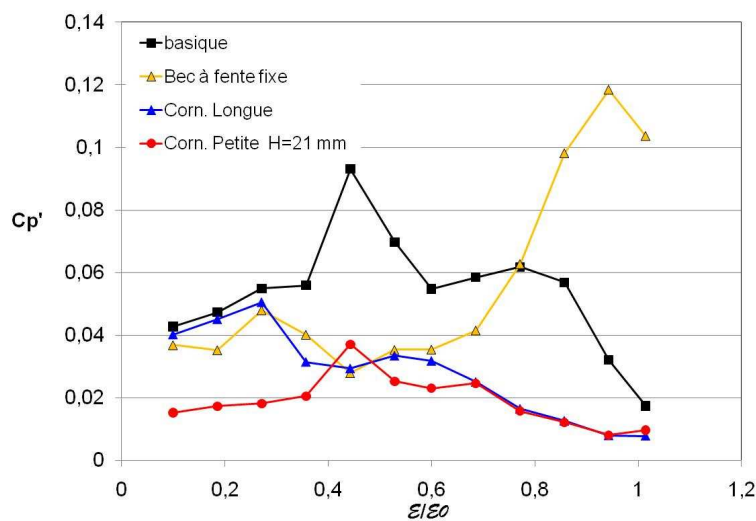


Fig. 5.25- Comparaison du C_p' avec «slat» contre le cas basique et autres dispositifs. (Par simplicité, les valeurs de $\varepsilon/\varepsilon_0$ sont les mêmes qu'au chapitre 3).

5.2.2 Effet sur les champs de vitesse, de vorticité et d'énergie cinétique fluctuante

En regardant les champs obtenus à partir de la PIV (2D-2C) on observe que, dans la réalité, l'écoulement qui passe à travers le bec perd énormément d'énergie cinétique et sort avec un faible niveau de vitesse.

L'écoulement est d'une grande complexité, voir figures 5.26 et 5.27, et on constate l'existence d'un tourbillon solidaire du bec (dans les figures PIV, la région grise cache le reflet et la blanche le bec).

Ces mesures étaient inattendues car on n'observe pas un jet parallèle à la paroi latérale mais plutôt une bulle de recirculation. Comme les aubes possèdent des arêtes vives et sont placées perpendiculairement à l'arête inclinée, elles doivent engendrer des décollements en créant une bulle de recirculation, sous le bec, capable de réduire le débit de l'air le traversant.

Il y a probablement des régions de recirculation piégées à l'intérieur du bec, faisant que l'écoulement privilégie la trajectoire externe. Les lignes de courant, projetées dans le plan PIV, mettent en évidence le blocage du «slat».

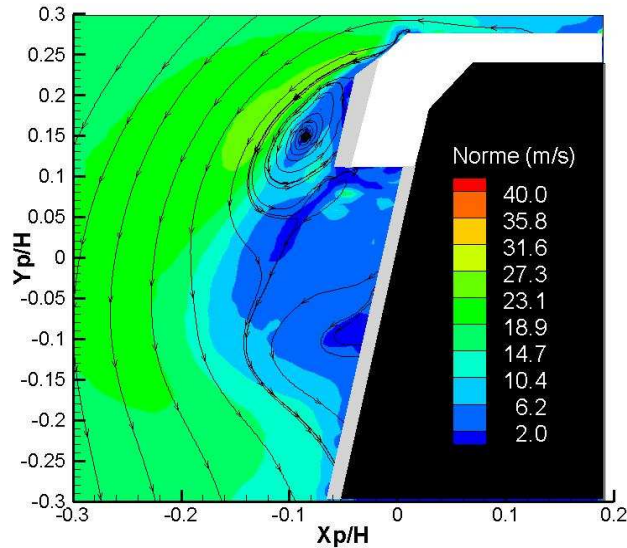


Fig. 5.26- Champ de «norme» de vitesse.

Des mesures par stéréo-PIV, non présentées ici, ont montré que même la composante de vitesse dans la direction de l'écoulement libre n'a pas une valeur importante.

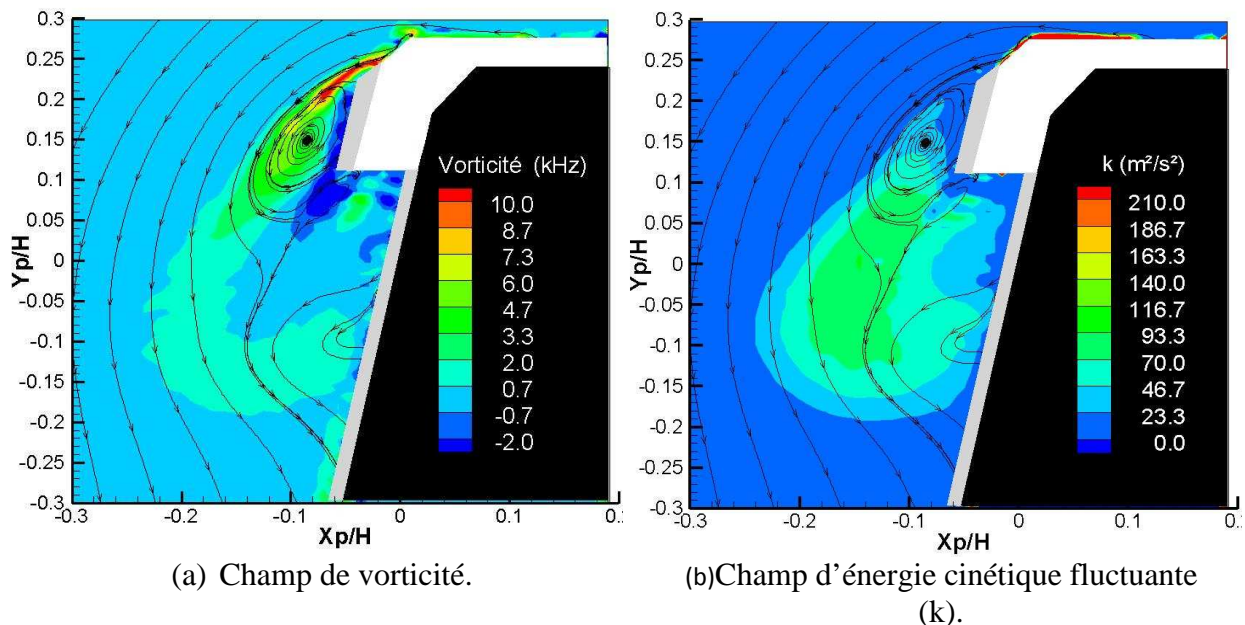


Fig. 5.27 - Champs obtenus avec « SLAT ».

Malgré cet échec à générer passivement un jet tangentiel à la paroi latérale, sortant perpendiculairement à l'arête inclinée, on considère utile de poursuivre les essais dans cette direction afin de vérifier son influence sur le tourbillon conique. On peut se demander si

l'interaction entre ce jet et la couche de cisaillement proche paroi va augmenter le bruit, si on réussira à créer une couche isolant le tourbillon de la paroi ou encore si on réussira à « pousser » le tourbillon vers le bas ? Un meilleur dessin des aubes serait toutefois certainement nécessaire afin de dévier effectivement l'écoulement incident sur l'arête.

5.3 Coefficients Aérodynamiques

Des essais en utilisant une maquette à l'échelle 1/2 et une balance à six composantes ont été réalisées, seulement pour $Tu < 0,2\%$, afin de comparer les effets des cornières sur le torseur aérodynamique. La maquette était liée par un mât à une balance, nommée T5, de type dard montée verticalement sous un plancher et protégée par un carénage. Un autre carénage vertical, de 100 mm de hauteur, fixé au plancher, protégeait le mât des efforts aérodynamiques ; voir la figure 5.28.



(a) Vue frontale, maquette en dérapage.

(b) Vue en perspective.

Fig. 5.28- Montage de la maquette pour les essais d'efforts moyens.

Ces tests n'ont pas l'ambition de fournir des valeurs absolues car ni la tare du mat ni l'influence du carénage et du mât sur la maquette n'ont été quantifiés. De plus, le nombre de Reynolds est divisé par 2 et aucune correction due au blocage (20% au total) n'a été considérée. On observe aussi une hystérésis considérable. Par contre c'est une information qualitative intéressante car on sait que les tourbillons engendrés par les arêtes vives sont peu sensibles au nombre de Reynolds.

La balance T5, (voir Chanel (2005) et la figure 5.29), est composée d'extensomètres du type jauges. Les efforts aérodynamiques sont: traînée (x), force latérale (y), portance (z), moment de roulis(L), moment de tangage (N), moment de lacet (N).

La pleine échelle des jauges est de: 25 N (x), 50 N (y), 240 N (z), 15N.m (L), 20 N.m (M), 6 N.m (N). La matrice d'étalonnage utilisée considère les composantes de façon isolée sans interaction entre eux. Par exemple, pour un dérapage nulle l'écart type trouvé à partir des mesures, à 40 m/s, est de 0,0211 N (x), 0,0460 N (y), 0,0682 N (z), 0,0071 N.m (L), 0,0049 N.m (M), 0,00069 N.m (N).

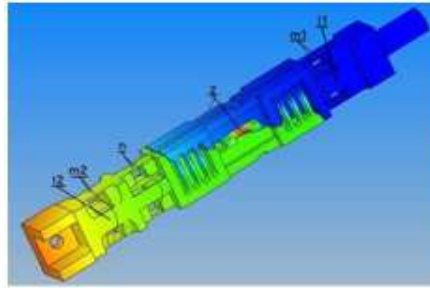


Fig. 5.29- Position des jauges sur la balance T5, Chanel (2005).

La figure 5.30 représente le trièdre aérodynamique dans le système du vent (la traînée est alignée avec le vent). Le centre de résolution de la balance est situé en dessous du plancher et les forces et moments ont été transférés au point central au nez de la maquette.

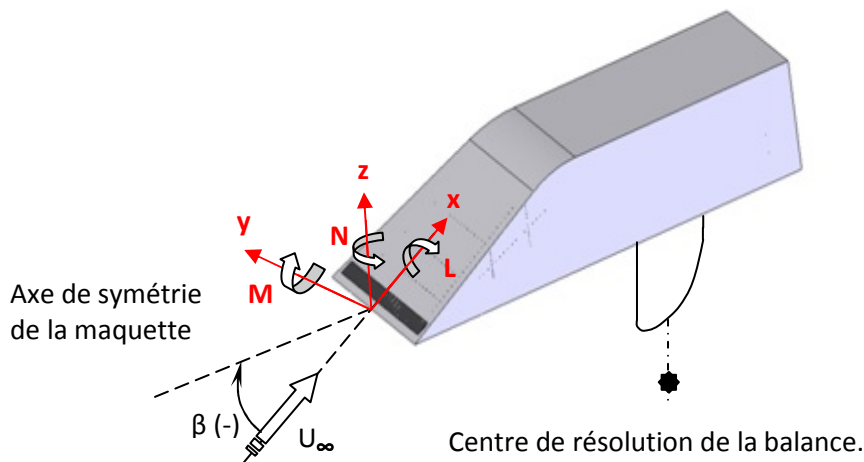


Fig. 5.30- Repère dans le système du vent.

A titre d'illustration, la figure 5.31 présente l'évolution du coefficient de traînée C_x basé sur la racine carré de la surface frontale ($S_f = 0,0089 \text{ m}^2$) pour le cas basique et pour trois valeurs du nombre de Reynolds pour les vitesses amont de 30 m/s ($Re = 1,94 \cdot 10^5$), 40m/s ($Re = 2,54 \cdot 10^5$) et 60m/s ($Re = 3,88 \cdot 10^5$). Le C_x est légèrement plus faible pour la plus faible vitesse incidente mais présente des valeurs très similaires pour les deux valeurs les plus élevées.

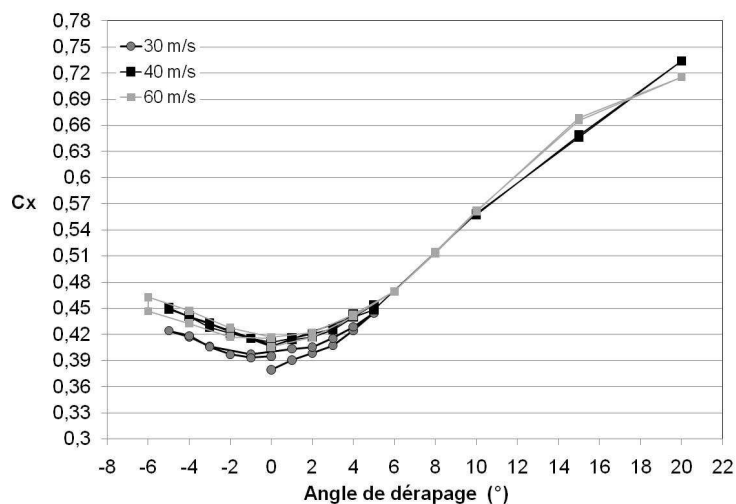


Fig. 5.31- Evolution du coefficient de traînée par rapport au Reynolds.

L'évolution avec l'angle de dérapage β de l'ensemble des coefficients aérodynamiques est maintenant présentée sur les figures 5.32 à 5.37. La vitesse de l'écoulement pendant la réalisation de ces essais a été maintenue à 40 m/s.

Les valeurs de C_y et C_N à 0 degrés sont presque nulles, indiquant un bon alignement, sauf pour la cornière longue. Pour elle, l'écart important peut être due à une différence dans la fixation des cornières (positionnement) ou à une différence de forme entre elles (angle de plissage de la cornière). Il n'y a pas été possible de tester le bec à fente fixe («slat»).

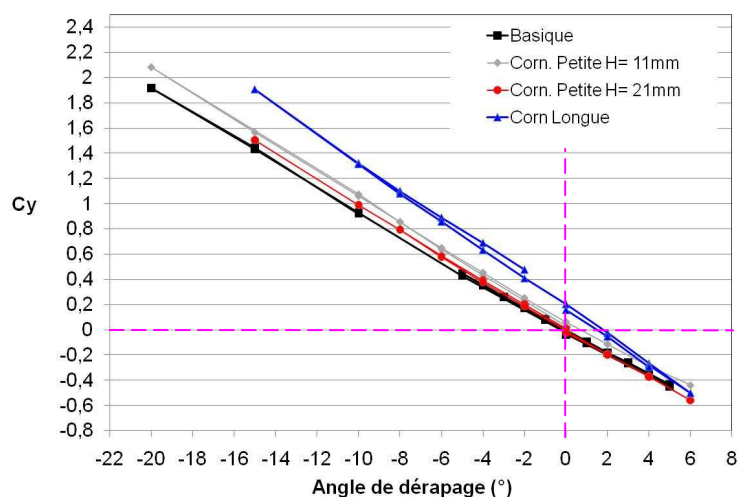


Fig. 5.32- Evolution du coefficient de Force Latérale.

La courbe du coefficient de moment de lacet (C_N – fig. 5.33) montre que le Mopet est stable car $dC_N/d\beta < 0$. Une variation en β va en effet engendrer un moment restaurateur conduisant à réaligner le mopet avec le vent.

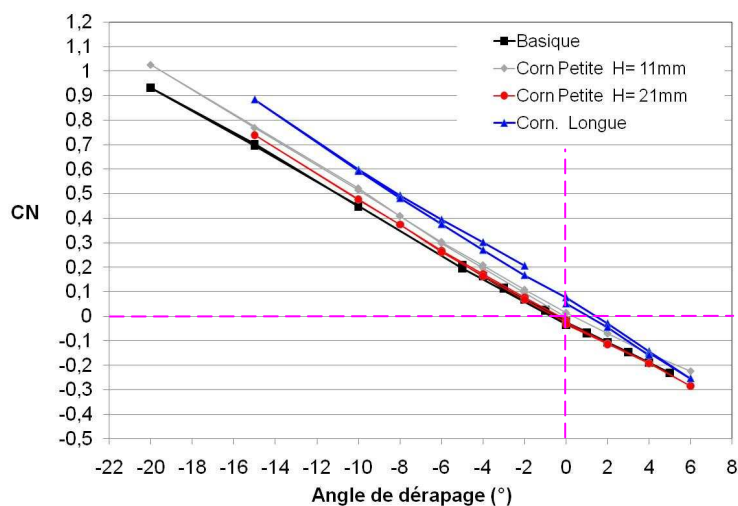


Fig. 5.33- Evolution du coefficient de moment de lacet.

Les évolutions de C_x et C_z sont intéressantes (fig. 5.34 et 5.35). Leur valeur pour les cas basique et pour les petites cornières sont quasi-semblables avec une traînée toutefois légèrement plus faible pour le cas basique et un comportement clairement déportant qui s'amplifie avec l'augmentation de l'angle de dérapage. Ceci semble naturel car la paire de tourbillons formée et leur sens de rotation correspond à une portance dirigée vers le bas.

L'écoulement sous plancher, non caractérisé ici, a de plus une grande importance. La présence des cornières longues modifie clairement le comportement aérodynamique mais la traînée de base est beaucoup plus importante. Le décalage de l'ordre de 2° en dérapage pour la traînée minimale est cohérent avec les observations précédentes.

De plus, le corps est faiblement déportant à dérapage nul et devient portant quand l'angle de dérapage augmente. Il est probable que les cornières longues guident l'écoulement vers l'arrière en favorisant une région de dépression sur le toit et par continuité au culot. Une étude plus précise des pressions moyennes serait toutefois nécessaire pour confirmer ces interprétations.

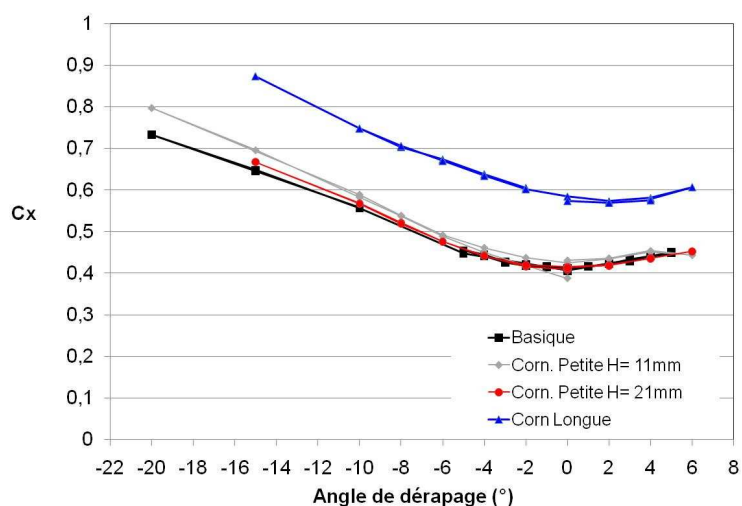


Fig. 5.34 - Evolution du coefficient de traînée.

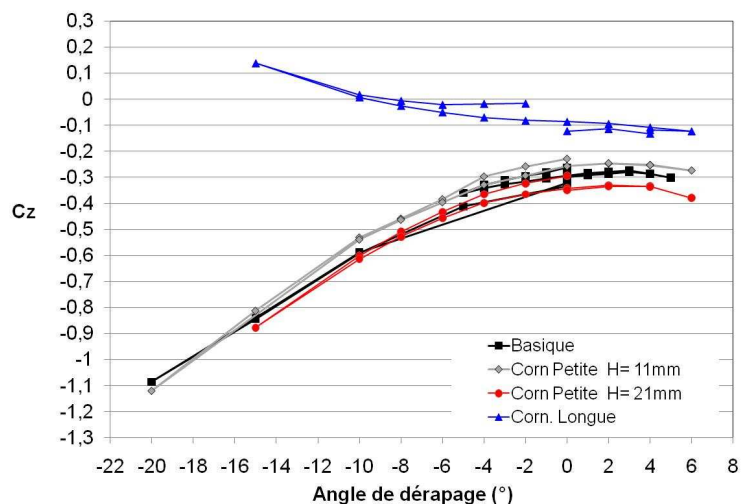


Fig. 5.35 - Evolution du coefficient de portance.

En raison de la portance négative le moment de tangage devient positif, selon la convention des signes présentée sur la figure 5.30. Effectivement, on a mesuré des pressions statiques considérables sur la ligne centrale (ligne de symétrie) de la face avant - pas présenté ici - et on a constaté l'existence d'un gradient de pression négatif.

Le même phénomène se produit, mais à plus faible amplitude, pour les prises situées sur une ligne parallèle et proche de l'arête inclinée. Si on trace la courbe CM versus Cz, non

présentée ici, on obtiendra que le centre de pression du Mopet se situe entre 46% et 56% (cas basique) de sa longueur.

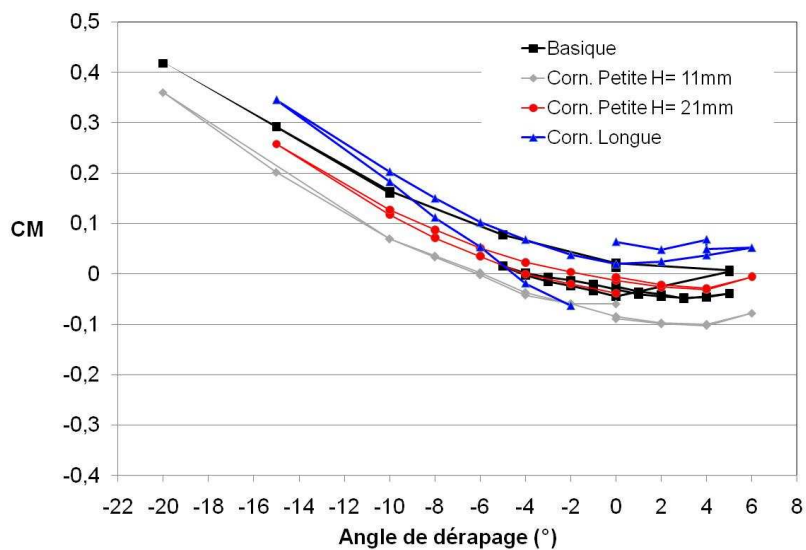


Fig. 5.36- Evolution du coefficient de moment de tangage.

Le coefficient de moment de roulis (CL) débute en zéro comme attendu et après devient positif dû à la géométrie de la maquette. Par contre la courbe pour les cas avec cornière longue et petite H=11mm présentent un écart très significatif à faibles angles de dérapage.

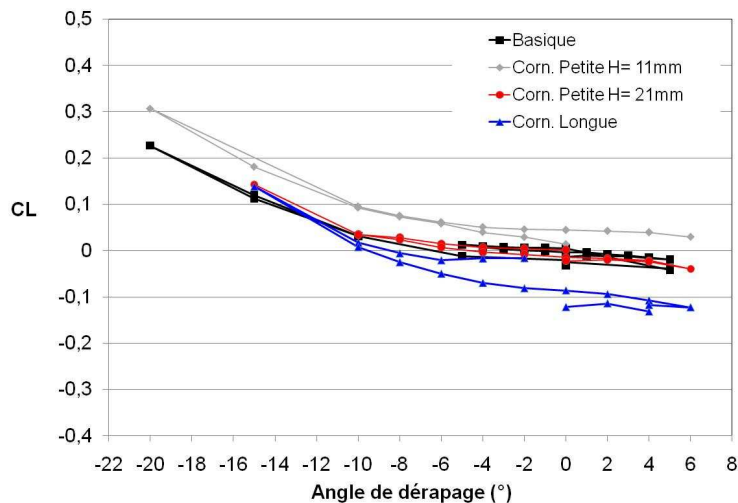


Fig. 5.37- Evolution du coefficient de moment de roulis.

Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté et discuté quelques dispositifs passifs installés et dont l'objectif était de changer la position relative du tourbillon conique et de réduire sa signature en termes de C_p' . Ces dispositifs ne sont pas utilisables comme présenté mais servent pour tester des stratégies qui pourront être adoptées dans un système de contrôle actif.

Dans le cas sans turbulence amont ($Tu < 0,2\%$), la génération d'un deuxième tourbillon au nez s'est avérée intéressante. Le deuxième tourbillon, si il est d'intensité suffisante,

diminue l'interaction entre la nappe tourbillonnaire et la paroi, favorise l'enroulement du tourbillon principal et se traduit par une diminution très nette du C_p' . Par contre, si l'écoulement amont est déjà turbulent, l'interaction entre les tourbillons n'a pas montré un bon résultat, ce qui prouve qu'un contrôle peut être efficace en conditions idéales et très pénalisant en conditions perturbées.

Malgré l'échec trouvé avec le bec à fente fixe, l'idée d'un jet tangentiel à la paroi doit être étudiée afin de vérifier ses effets. En outre, on doit toujours prendre en considération le fait que la tâche de contrôler un écoulement fortement tridimensionnel est considérablement difficile.

Les essais de pesée ont montré que la cornière la plus performante, nommée « cornière Petite H= 21mm » a eu une bonne performance, que ce soit en traînée ou en stabilité (C_N versus C_y). Ceci montre que l'on peut très nettement diminuer les fluctuations de pression sur les parois de la maquette sans pénaliser la traînée du véhicule.

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

L'écoulement localisé au niveau des montants de baie des automobiles est caractérisé par des zones décollées tridimensionnelles complexes et instationnaires. L'enroulement tourbillonnaire prenant alors naissance au niveau de cette partie du véhicule est responsable d'une part importante des bruits d'origine aérodynamique transmis dans l'habitacle. La recherche expérimentale présentée dans cette thèse avait pour objectif l'étude de l'enroulement tourbillonnaire, de type conique, engendré à partir d'une configuration modèle de type montant de baie et de sa sensibilité à une turbulence amont. Pour cela, une maquette de type dièdre a été conçue et testée en soufflerie afin de générer et d'étudier ces tourbillons modèles. Les propriétés spatiales et temporelles des champs de vitesse et de pression pariétale ont été étudiées en associant simultanément la mesure de la vitesse par PIV ou Stéréo-PIV à la mesure de pression pariétale fluctuante par capteurs déportés.

Les outils expérimentaux et d'analyse utilisés dans ce travail ont reposé sur un savoir-faire important déjà présent au laboratoire. La difficulté dans les expérimentations a essentiellement résidé dans la sensibilité de cette maquette modèle aux conditions d'expériences. En effet, la présence d'une pointe sur le nez de la maquette et des arêtes vives nous ont obligé à la plus grande attention quant aux précautions prises sur la fabrication (réalisée au sein du laboratoire) et la mise en place de la maquette dans la veine d'essais.

Les mesures réalisées en présence d'un écoulement amont uniforme nous ont permis de proposer un modèle phénoménologique de cet écoulement tridimensionnel en nous appuyant sur les champs de vitesse et de pression pariétale obtenus. Ainsi, cet enroulement tourbillonnaire fortement tridimensionnel et instationnaire est constitué d'un enroulement primaire et d'un enroulement secondaire, de taille plus faible, situé entre le tourbillon primaire et l'arête. Cet enroulement secondaire est engendré par le décollement de la couche limite qui se développe sous le tourbillon primaire et qui est soumise à l'action du gradient de pression adverse induit par celui-ci. La fluctuation de la position de ce décollement secondaire a été identifiée comme la cause principale du maximum local de coefficient de pression fluctuant mesuré sur les parties latérales de la maquette. A partir du calcul des corrélations pression/pression nous avons pu distinguer des zones dans l'écoulement dynamiquement indépendantes. Ainsi, les pressions mesurées sous la zone comprise entre le tourbillon secondaire et l'arête de la maquette ne montrent aucune corrélation avec les pressions mesurées sous le tourbillon primaire. L'analyse des Densités Spectrales de Puissance et des fonctions de cohérence nous a ensuite permis de cerner les contributions fréquentielles responsables des valeurs importantes de C_p' mesurées. Trois contributions principales ont été mises en évidence au niveau du maximum de C_p' : Une contribution large bande à basse fréquence (0-500Hz) associée à une fluctuation spatiale de la structure (de type « meandering »), deux contributions comprises dans la plage de fréquence 500Hz-1000Hz, associées à des structures tourbillonnaires générées dans la zone cisailée, interagissant avec la paroi et venant moduler le décollement secondaire et enfin une contribution à plus haute fréquence (>1000 Hz) liée à une turbulence à plus fine échelle générée au décollement secondaire.

La sensibilité de ce type de structure conique à une turbulence amont a ensuite été testée. La turbulence, homogène et isotrope, a été générée dans la veine d'essais en plaçant des grilles en entrée de celle-ci. Une turbulence ayant une intensité de l'ordre de 4% et une échelle intégrale du même ordre de grandeur que la largeur du tourbillon primaire a ainsi été générée. Les analyses des champs de vitesse par PIV et S-PIV, des signaux de pression et des corrélations spatiales et spatio-temporelles nous ont permis de montrer qu'en présence d'un écoulement amont turbulent, la position moyenne du noyau n'est pas modifiée significativement mais sa position instantanée connaît des fluctuations plus importantes. De plus, le niveau de vorticité moyenne est plus faible dans le cœur de la structure mais l'énergie cinétique fluctuante y est plus grande. Un résultat important de la présence d'une turbulence extérieure est la très forte augmentation du niveau du coefficient de pression fluctuant en paroi et la présence de deux maxima (au long d'une ligne verticale sur les parois latérales de la maquette). Les pressions fluctuantes les plus fortes sont par ailleurs localisées aux lieux de gradient de pression moyenne maximal. L'amplification importante du battement de la structure observée met donc en évidence la grande réceptivité de cette structure aux perturbations générées par la turbulence externe. De plus, c'est la contribution large bande à basse fréquence (0-500Hz) qui est amplifiée. Il semble donc que la structure réponde de façon globale à la perturbation extérieure imposée. Enfin, les corrélations pression-pression et les cohérences sont beaucoup plus importantes que dans le cas d'un écoulement amont uniforme. Elles nous ont permis de conclure quant à la disparition de régions dynamiquement indépendantes. Ces résultats nous ont alors conduits à conclure à la disparition, dans une vision moyenne, du décollement secondaire. Celui-ci, dont la trace a été observée sur les visualisations pariétales, est présent de manière intermittente et associée à des instants pour lesquels le tourbillon primaire se situe à proximité de la paroi.

La dernière partie de ce travail a été consacrée aux tests de quelques dispositifs de contrôle passifs dont l'objectif était de changer la position relative du tourbillon conique et de réduire sa signature en termes de C_p' . Nous avons alors pu observer que dans le cas d'un écoulement amont uniforme, la génération d'un deuxième tourbillon au nez s'est avérée intéressante. Le deuxième tourbillon, si il est d'intensité suffisante, diminue l'interaction entre la nappe tourbillonnaire et la paroi, favorise l'enroulement du tourbillon principal et se traduit par une diminution très nette du C_p' . Par contre, si l'écoulement amont est déjà turbulent, l'interaction entre les tourbillons n'a pas montré un bon résultat, ce qui prouve qu'un contrôle peut être efficace en conditions idéales et très pénalisant en conditions perturbées. Des mesures d'efforts aérodynamiques ont également été menées faisant ressortir qu'un des dispositifs de contrôle testé («cornière Petite H= 21mm») permet de obtenir simultanément de bonne performance en traînée et en stabilité.

Les perspectives à ce travail sont nombreuses et seront menées dans le cadre d'une thèse ayant commencé au laboratoire. Du point de vue expérimental, afin de réduire le temps d'expérimentation, il pourrait s'avérer utile de modifier les dispositifs de mesure de pression utilisés afin de permettre la mesure simultanée des pressions moyennes et fluctuantes. De même, il pourrait être intéressant de réaliser des mesures de Stéreo-PIV dans différents plans le long de l'arête du MOPET. La difficulté, qui a limité le nombre de plan mesurés dans ce travail, réside dans le déplacement simultané des caméras et de la nappe Laser. On peut imaginer pour palier à ce problème, placer la maquette sur un dispositif de rail mobile afin de garder fixe les appareils de mesure. Cette méthodologie de mesure ne serait applicable uniquement dans le cas d'écoulement amont uniforme car en présence de turbulence extérieure, la distance entre la maquette et la grille doit rester fixe.

Nous avons pu mettre en évidence au cours de ce travail, la sensibilité importante de la structure tourbillonnaire à la turbulence générée. Il pourrait être intéressant d'étudier cette

sensibilité vis-à-vis de perturbations plus petites. On peut ici penser à une turbulence d'intensité et d'échelle moins importantes ou à des objets de petite taille judicieusement placés sur la maquette ou dans l'écoulement proche permettant d'obtenir une excitation à des fréquences bien contrôlées. Une étude de stabilité nous permettrait également de bien comprendre la réponse globale de la structure aux perturbations extérieures. Ceci pourrait bien sûr conduire à des dispositifs de contrôles permettant un contrôle actif générateur d'une diminution des fluctuations de pression pariétales.

Des simulations Hybrides RANS-LES sont également programmées sur quelques configurations. Il est d'abord intéressant de comparer les résultats du calcul à l'expérience. De plus, une simulation instationnaire peut permettre de mieux comprendre l'écoulement tridimensionnel dans son ensemble et de tester la sensibilité à des paramètres clés de l'excitation extérieure (fréquence, amplitude, ...).

Bibliographie

Alam F., (2000): The effects of car A-pillar and windshield geometry on local flow noise, *Ph.D Thesis*, Departement of Mechanical and Manufacturing Engineering, RMIT University, Australia.

Alam F., Zimmer G., Watkins S.(2001): Surface pressure measurements on a group of idealized road vehicle models, 14th Australian Fluid Mechanics Conference, Adelaide University.

Alam F., Zimmer G. and Watkins S.(2003): A study of the A-pillar vortex of a passenger car, Proceedings of the International Conference on Mechanical Engineering (ICME2003), Bangladesh.

Baines W. D., Peterson E.G.(1951): An investigation of flow through screens; Trans. ASME, Vol. 73, pp. 467-480.

Banks D., Meroney R.N., Sarkar P.P., Zhao Z., Wu F.(2000): Flow visualization of conical vortices on flat roofs with simultaneous surface pressure measurements, *J. Wind. Eng. Ind. Aerodynamics* 84:65-85.

Baudoin G. and Bercher J.F.(1998): Elements de traitement du signal, Ecole Supérieure d'Ingenieurs en Eletrotechnique et Electronique; version 0.89 (sur internet).

Bearman P.W; and Morel T. (1983): Effect of free stream turbulence on the flow around bluff bodies, *Prog. Aerospace Sci.* 20: 97-123.

Benedict, L.H. and Gould, R.D. (1996): Toward better uncertainty estimates for turbulence statistics, *Exp. in Fluids* 22: 129-136.

Chanel B. (2005): Etalonnage et modélisation du comportement vibratoire des balances aérodynamiques de la soufflerie bois de l'ENSMA, *Rapport de Stage*, Ensma.

Chassaing P. (2000): Turbulence en mécanique des fluides - Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur, Cépaduès éditions.

Comte-Bellot G, Corrsin S. (1966): The use of contraction to improve the isotropy of a grid generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 25: Part 4.

Délery J.(1999) : Topologie des écoulements tridimensionnels décollés sationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires, Technical Report RT 121/7078 DAFE/ONERA.

Dumas J., Bennevault B. (2001): Analyse du signal (FFT et filtrage numérique) & analyse des systems, 01dB-Stell (groupe MVI technologies).

Giordano R., Astarita T.,(2009): Spatial resolution of the Stereo PIV technique, *Exp. in Fluids* 46:643-658, Springer-Verlag.

- Graftieaux L., Michard M. et Grosjean N.(2001): Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flow, *Meas.Sci. Technol.* 12 : 1422-1429.
- Gursul I., Deng Q. (1997) : Vortex Breakdown over a delta wing with oscillating leading edge flaps, - *Exp. in Fluids* 23:347-352, Springer-Verlag.
- Haruna S., Nouzawa T., Kamimoto I., and Sato H.(1990) : An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle, SAE Technical paper 900316.
- Hoarau C., Duong L., Borée J., Gervais Y., Laumonier J., Valière J.C. (2005) :Analyse multi-capteurs d'un écoulement décollé turbulent, 17^{ème} Congrès Français de Mécanique, Troyes, France.
- Hoarau C. (2006): Mesures multipoints pression – vitesse pour l'analyse de l'aérodynamique d'écoulements décollés instationnaires –Application aux véhicules terrestres. Thèse de Doctorat, ENSMA, Poitiers.
- Hoarau C., Borée J., Lamounir J., Gervais Y.(2008) : Unsteady wall pressure field of a model A-pillar conical vortex, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29:812-819
- Howell J., Fuller J. B., Passmore M. (2009): The effect of free stream turbulence on A-pillar airflow; *SAE World Congress & Exhibition, session Vehicle Aerodynamics SP-2226*, 2009-01-0003, Detroit, USA.
- Hucho W. H. (1998): Aerodynamics of road vehicles, 4th Edition, *SAE International*, Warrendale, USA.
- Jaitlee R., Alam F. and Watkins S.(2004): Pressure measurements on a automobile side rear view mirror, 15th *Australasian Fluid Mechanics Conference*, The University of Sidney, Australia.
- Kleber A. (2001): Simulation of air flow around an OPEL ASTRA vehicle with FLUENT; Journal articles by FLUENT software users, JA132.
- Largeau, J.F. and Morinière, V. (2007): Wall pressure fluctuations and topology in separated flows over a forward-facing step. - *Exp. in Fluids* 42:21-40, Springer-Verlag.
- LaVision (2008): Davis 7.2 software; <http://www.lavision.de/en/>
- Lee B. E. (1976): Some effects of turbulence scale on the mean forces on a bluff body, *Journal of Industrial Aerodynamics* 1:361-370.
- Lehueur B., Gilliéron P., Kourta A. (2010): Experimental investigation on longitudinal vortex control over a dihedral bluff body.- *Exp. in Fluid* 48(#1):33-48, Springer-Verlag.
- Lehueur B., Gilliéron P., Ta-Phuoc L.(2007): Analyse de l'influence du contrôle des tourbillons longitudinaux de montants de baie sur les champs de pression pariétale en aérodynamique automobile - 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, France.
- Levy B., Brancher P., Giovannini A. (2008): *Experimental characterization of the flow topology around a vehicle A-pillar using PIV and fluctuating wall pressure. 7th International*

Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements - ETMM7, Limassol, Cyprus.

Levy¹ B., Brancher P., Giovannini A. (2008): *Experimental characterization of the velocity and wall pressure fields of an A-pillar vortex. 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Vancouver, British Columbia, Canada.

Ling S.C and Huang T.T;(1970): Decay of weak turbulence, *Physics of Fluids* 13:2912-2924.

Meunier P., Leweke T. (2003): Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry, *Exp. in Fluids* 35(5):408-421, Springer-Verlag.

Mitchell A.M., Barberis D., Délerly J.(1998): Oscilation of vortex breakdown location and its control by tangential blowing, 29th Fluid Dynamics Conference, AIAA-98-2914,Albuquerque, USA.

Mitchell¹ A. M., Molton P., Barberis D., Delery J.(2000): Characterisation of vortex breakdown by flow field and surface measurements, 37th Aerospace Science Meeting and Exhibit, AIAA-00-0788, Reno, USA.

Moraes L.F.G, Paillé F.,Sicot C. et Borée J.(2009): Couplages pression-vitesse pour l'étude de l'interaction entre un tourbillon conique et une paroi, *AAAF 44 ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée sur la Maîtrise des incertitudes en aérodynamique expérimentale et numérique*, article 46_19_P, Nantes, France.

Mostafa N.H., Hajj M.R., Zeiger M.D and Ragab S.A.(2002): Space/time characteristics of pressure fluctuations in separation regions, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90:415-426, Elsevier.

Nakamura Y.,(1993): Bluff-Body Aerodynamics and Turbulence, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 49: 65-78, Elsevier.

Nelson R., Pelletier A.(2003): The unsteady aerodynamics of slender wings and aircraft undergoing large amplitude maneuvers - *Progress in Aerospace Science* 39:185-248.

Newnham P., Passmore M., Howell and Baxendale A.(2006): On the optimization of road vehicle leading edge radius in varying levels of free stream turbulence - *SAE Technical Paper Series, 2006 SAE world Congress, 2006-01-1029*, Detroit,USA.

Nishimura G., Kawai H.(1996): Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 60:211-225, Elsevier.

Oshima M.(2009): PIV applications in bio-engineering (cardiovascular study), *25 years of particle image velocimetry*, Gottingen, Germany.

Pope S. B.(2006): *Turbulent flows*, Cambridge university press.

Prasad A. K.(2000): Stereoscopic particle image velocimetry, *Exp. in Fluids* 29:103-116, Springer-Verlag.

Prasad¹ A. K.(2000): Particle Image velocimetry, Current Science 79, No1.

Raffel M., Willert C., and Konpenhans J. (1998): Particle Image Velocimetry a practical guide., Springer-Verlag.

Renac F., Barberis D., Molton P.(2003): Control of vertical Flows over a rounded leading-edge delta wing. AIAA 2003-4008, 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit

Ruiz T. (2009): Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi. Detection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale, *Thèse de Doctorat*, Ensma.

Scarano F., David L., Bsibsi M., Callaud D.(2005): S-PIV comparative assessment: image dewarping+misalignement correction and pinhole+geometric back projection, *Exp. in Fluids* 39:257-266, Springer-Verlag.

Stanislas M., Okamoto k., Kähler C.J.(2005): Main results of the second international PIV challenge, *Exp. in Fluids* 39:170-191, Springer-Verlag.

Sicot C.(2005): Etude en soufflerie d'une éolienne à axe horizontal. Influence de la turbulence sur l'aérodynamique de ses profils constitutifs, *Thèse de Doctorat*, Université d'Orleans, France.

Tropea C., Yarin A., Foss J.F . (editors) (2007): Handbook of Experimental Fluid, Springer-Verlag.

Van Dyke M. (1997): An album of Fluid Motion, The Parabolic Press, Stanford edition.

Westerweel J. (1997): Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8:1379-1392.

Wienecke B. (2005): Stéreo-PIV using self-calibration on particle images, *Exp. in Fluids* 39:267-280, Springer-Verlag.

Résumé

Analyse expérimentale d'un modèle de tourbillon conique et de sa sensibilité à une turbulence Amont.

La recherche expérimentale, présentée dans cette thèse, a pour objectif l'étude de l'influence d'un écoulement amont turbulent ou non sur les tourbillons coniques (primaire et secondaire) engendrés à partir d'une configuration de montant de baie. Cette configuration d'écoulement est rencontrée sur les véhicules terrestres et l'interaction des tourbillons avec les vitres latérales du véhicule est le principal responsable du bruit aérodynamique transmis dans le véhicule.

Une maquette du type dièdre a été conçue et testée en soufflerie afin de générer et d'étudier ces tourbillons coniques. Les propriétés spatiales et temporelles des champs de vitesse et de pression pariétale ont été étudiées en associant simultanément la mesure de la vitesse par PIV ou Stéréo-PIV à la mesure de pression pariétale fluctuante par capteurs déportés. Nous avons montré qu'un niveau modéré de turbulence amont (intensité : 4%) se traduit par une modification très importante de la dynamique du tourbillon et de la pression pariétale fluctuante associée (C_p'). Notre conjecture – basée sur l'étude des moments statistiques et des corrélations spatio-temporelles – est qu'en l'absence de turbulence externe, la contribution principale au C_p' est liée à l'empreinte du cœur tourbillonnaire et du décollement secondaire induit. Au contraire, en présence de turbulence amont, la forte augmentation du C_p' semble associée à une réponse globale de la structure tourbillonnaire et à la modification associée de l'aérodynamique autour du corps.

L'inclusion de dispositifs géométriques simples de contrôle passif sur la maquette a fait objet d'essais supplémentaires. Nous avons montré que ces dispositifs permettent de modifier très significativement le développement de la structure tourbillonnaire et son empreinte en terme de pression pariétale fluctuante.

Mots clés: Tourbillons coniques, montant de baie, aérodynamique, pression fluctuante, PIV, véhicules terrestres, analyse spectrale, capteurs déportés, corrélations spatio-temporels, contrôle passif.

Abstract

Experimental analysis of a conical vortex model and its sensitivity to upstream turbulence.

The experimental research presented in this thesis aims to study the influence of an upstream flow with and without free stream turbulence (FST) on conical vortices (primary and secondary) generated from a A-pillar strut. This flow configuration is encountered on land vehicles and the interaction of the A-pillar vortices with the side windows is the main contributor to aerodynamic noise transmitted in the car.

A model of dihedral type was designed and tested in a wind tunnel in order to generate these vortices. Spatial and temporal properties of velocity and wall pressure fields were studied using simultaneously PIV (or stereo-PIV) measurements and fluctuating wall pressure measurements using off-set sensors. It has been shown that moderate free-stream turbulence (intensity : 4%) leads to a very important modification of the shape of the A-pillar vortex and of the resulting wall pressure field (C_p'). Our conjecture – based on the study of statistical moments and spatio-temporal correlations – is that without FST, the main contribution to C_p' is linked to the local contribution of the 3D vortex core and induced separation. On the contrary, C_p' , in presence of FST, seems to be associated with a global response of the 3D separation and induced aerodynamic field around the body. The difference observed with and without FST in the pressure and velocity fields have a significant impact on the C_p' and means that these contributions might be transmitted in very different ways by the car structure because the frequency and length scale range are very distinct.

The inclusion of simple geometric devices on the model has been further tested. We have shown that these devices modify very significantly the development of the conical vortex and of its fluctuating pressure footprint.

Keywords: Conical vortices, A-pillar, aerodynamics, fluctuating pressure, PIV, land vehicles, spectral analysis, remote sensors, space-time correlations, passive control.