Numéro d'ordre : 2000-15 Année 2000

# ECOLE CENTRALE DE LYON ECOLE DOCTORALE MEGA

### THESE

pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Discipline: Acoustique

présentée et soutenue publiquement le 18 Mai 2000

par

### Nicolas GETIN

Titre:

### Simulation numérique du contrôle actif par jets pulsés de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire

Directrice de thèse :

Geneviève COMTE-BELLOT

### **JURY**

T. ALZIARY de ROQUEFORT G. COMTE-BELLOT J.C. COURTY A. KOURTA P. PERRIER T. POINSOT M. SUNYACH	<ul> <li>Professeur, CEAT/LEA, Poitiers</li> <li>Professeur émérite, ECL, Lyon</li> <li>Ingénieur, Dassault Aviation, St Cloud</li> <li>Dr Habilité, CR CNRS, IMF/INPT, Toulouse</li> <li>Docteur, Ingénieur, Délégué général CADAS</li> <li>DR CNRS, CERFACS, Toulouse</li> <li>Professeur, Université de Lyon I</li> </ul>	Rapporteur Examinateur Examinateur Examinateur Examinateur
M. SUNYACH D. VANDROMME	- Professeur, Université de Lyon I - Professeur, INSA Rouen	Examinateur Examinateur

Numéro d'ordre : 2000-15 Année 2000

# ECOLE CENTRALE DE LYON ECOLE DOCTORALE MEGA

### THESE

pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Discipline: A coustique

présentée et soutenue publiquement le 18 Mai 2000

par

### **Nicolas GETIN**

Titre:

### Simulation numérique du contrôle actif par jets pulsés de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire

Directrice de thèse :

Geneviève COMTE-BELLOT

### **JURY**

T. ALZIARY de ROQUEFORT	- Professeur, CEAT/LEA, Poitiers	Rapporteur
G. COMTE-BELLOT	- Professeur émérite, ECL, Lyon	Examinateur
J.C. COURTY	- Ingénieur, Dassault Aviation, St Cloud	Examinateur
A. KOURTA	- Dr Habilité, CR CNRS, IMF/INPT, Toulouse	Rapporteur
P. PERRIER	- Docteur, Ingénieur, Délégué général CADAS	Examinateur
T. POINSOT	- DR CNRS, CERFACS, Toulouse	Examinateur
M. SUNYACH	- Professeur, Université de Lyon I	Examinateur
D. VANDROMME	- Professeur, INSA Rouen	Examinateur

T1875

ECOLE CENTRALE DE LYON
BIBLIOTHEQUE
BP 163 F-69131 FCULLY CEDEX

# ECOLE CENTRALE DE LYON LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21) MISE A JOUR du 02.09.99

Directeur: Jean DOREY Directeur Adjoint - Directeur des Etudes: Léo VINCENT Directeur de la Recherche : Francis LEBOEUF

	<del></del>	
LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON : CEGELY UPRESA 5005	AURIOL Philippe NICOLAS Alain THOMAS Gérard  BEROUAL Abderrahmane CLERC Guy  KRAHENBUHL Laurent NICOLAS Laurent	PROFESSEUR ECL MAITRE DE CONFERENCES ECL DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
EQUIPE ANALYSE NUMERIQUE LYON-ST ETIENNE UMR 5585	CHEN Liming MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki MUSY François	PROFESSEUR ECL MAITRE DE CONFERENCES ECL
ICTT	DAVID Bertrand KOULOUMDJIAN M. France	PROFESSEUR ECL PROFESSEUR LYON I
INGENIERIE ET FONCTIONNALISATION DES SURFACES IFOS UMR 5621	CHAUVET Jean- Paul GUIRALDENQ Pierre MARTELET Claude MARTIN Jean-René TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo	PROFESSEUR ECL
	CHOVELON Jean-Marc LANGLADE-BOMBA Cécile NGUYEN Du SALVIA Michelle STREMSDOERFER Guy	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	HERRMANN Jean-Marie JAFFREZIC Nicole PICHAT Pierre  CHATEAUMINOIS Antoine SOUTEYRAND Elyane	DIRECTEUR RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	JUVE Denyse	INGENIEUR DE RECHERCHE

# ECOLE CENTRALE DE LYON LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21) MISE A JOUR du 22.12.1998

F	<del> </del>	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
LABORATOIRE ELECTRONIQUE, AUTOMATIQUE ET MESURES ELECTRIQUES :		PROFESSEUR ECL
LEAME UMR 5512	GAGNAIRE Alain HELLOUIN Yves ROBACH Yves	MAITRE DE CONFERENCES ECL  
	GARRIGUES Michel HOLLINGER Guy KRAWCZYK Stanislas VIKTOROVITCH Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS   
	GRENET Geneviève GENDRY Michel TARDY Jacques	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES:  LTDS  UMR 5513	CAMBOU Bernard GEORGES Jean-Marie JEZEQUEL Louis SABOT Jean MARTIN Jean-Michel SIDOROFF François  DONNET Christophe PONSONNET Laurence  MATHIA Thomas KAPSA Philippe  LOUBET Jean-Luc MAZUYER Denis  LOPEZ Jacques MIDOL Alain  ROUSSEAU Jacques	PROFESSEUR ECL MAITRE DE CONFERENCES ECL DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS MAITRE DE CONFERENCES UCB PROFESSEUR ENISE

# ECOLE CENTRALE DE LYON LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21) MISE A JOUR du 02.09.99

LABORATOIRE	NOM - PRENOM	GRADE
LABORATOIRE DE	MATHIEU Jean	PROFESSEUR EMERITE
	ARQUES Philippe	PROFESSEUR ECL
ET	BRUN Maurice	<b></b>
ACOUSTIQUE	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	
-	COMTE-BELLOT Geneviève	<b></b>
	JEANDEL Denis	<b></b>
LMFA	JUVÉ Daniel	
	LEBOEUF Francis	
UMR 5509	PERKINS Richard	
	ROGER Michel	<b></b>
	SCOTT Jean	
	GALLAND Marie-annick	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	BATAILLE Jean	PROFESSEUR LYON I
	BUFFAT Marc	
	GAY Bernard	
	GENCE Jean-Noël	
	LANCE Michel	
	SUNYACH Michel	<del></del>
	BEN HADID Hamda	MAITRE DE CONFERENCES LYON I
	HAMADICHE Mahmoud	
- - -	MOREL Robert	PROFESSEUR INSA
	BERTOGLIO Jean-Pierre BLANC-BENON Philippe CAMBON Claude	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS  
	ESCUDIÉ DANY FERRAND Pascal	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	HENRY Daniel	
	LE PENVEN Lionel	
	-	
GSI	AIT EL HADJ Smaïl	PROFESSEUR ECL

កេកិស្តេនជួលខ្លួនមស្ត កកម្មេស៊ែរប្យុស្រុនមជេយក្សេទូយនិឌ្ឌិរហងវែ

### Avant-propos

Une thèse est un travail de longue haleine et, contrairement à une idée préconçue, un travail d'équipe. En effet, un certain nombre de personnes ont contribué, à des degrés divers il est vrai, à l'élaboration de celle-ci.

Je tiens tout d'abord à remercier J.C. COURTY, instigateur de cette étude, pour sa gentillesse et son sérieux, mais également pour les bonnes idées qui ne lui ont pas fait défaut au cours des nombreuses discussions que nous avons eues et qui ont permis de dynamiser et réorienter ces travaux.

Je tiens également à remercier G. COMTE-BELLOT, directrice de cette thèse, pour avoir apporté un peu de rigueur à la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie également les membres éminents du jury d'avoir sanctionné favorablement cette thèse. Le travail considérable des rapporteurs a été particulièrement apprécié. La présence de P. PERRIER au cours de ces quatre dernières années dans nos bureaux et parmi les membres du jury m'ont donné le rare privilège d'entre-apercevoir ce que sera l'aérodynamique dans une dizaine d'années...

Cette liste serait toutefois fort incomplète si l'on n'y mentionnait pas ceux qui ont contribué à améliorer considérablement l'agrément de ces années de recherche :

- Il y a tout d'abord une bonne partie de l'effectif du département IAP (ex-ETA, ex-MOD...) qu'il serait peut-être un peu fastidieux de citer intégralement... Non? Bon! Merci donc à (en ordre dispersé) :
- J.P. ROSENBLUM pour m'avoir mis le pied à l'étrier et presque tout appris de la mécanique des fluides numériques et de la planche à voile... un ami, quoi!
- S. GUILLEMOT pour l'ambiance à nulle autre pareille qu'il a su développer dans ce département.
- A. NAIM, programmeur et photographe de talent (enfin... surtout photographe), qui n'aura certainement pas manqué d'imaginer pléthore de calembours plus ou moins grassouillets à la lecture de cette page.
- J.J. VALLEE qui, malgré une température ambiante dépassant, parfois largement, les  $10^{\circ}C$  tolérables par son organisme, persiste à aller embêter la physique pour la faire entrer ou sortir des outils de simulation. Que sa bonne grosse humeur soit ici remerciée,

ainsi que quantité d'autres membres du département : TRAN (notre Caliméro local), J.P. TRIBOT (El Mustacho), J.D. MARION (courage, un jour tu seras chef!), B. DE MACQUEVILLE (intermittent officiel du spectacle), L. GRÜNFELD (on devrait toujours avoir une charmante jeune femme près de chez soi), et bon nombre de thésards et stagiaires qui ont croisé mon chemin...

Merci également à l'équipe du département de *Mechanical and Aerospace Engineering* de l'Université de Cornell qui m'a accueilli pendant 6 mois, en particulier D. REMPFER.

Enfin, mention spéciale du Jury à toutes les charmantes jeunes femmes qui ont su agrémenter ces trois dernières années et me supporter dans les bons jours et les autres : Nicole, Carole, Morgane, Claire, Sokita, Anita, Aurélia, Maya, Sonia, Yoko ...

## Table des matières

No	Notations			13
In	itroc	luctio	on Générale	17
Le	$\mathbf{c}\mathbf{y}$	lindre	sans contrôle	29
1	Rap	pels s	ur l'écoulement autour du cylindre	31
	1.1	Influer	nce du nombre de Reynolds	. 32
		1.1.1	Ecoulement de fluide parfait	. 32
		1.1.2	Evolutions globales de $C_x$ , $\theta_s$ et $St$ avec le nombre de Reynolds .	. 33
		1.1.3	Très faibles nombres de Reynolds ( $Re \leq 50$ )	
		1.1.4	Faibles nombres de Reynolds ( $50 \le Re \le 190$ )	
		1.1.5	Nombres de Reynolds modérés (190 $\leq Re \leq 1200$ )	
		1.1.6	Nombres de Reynolds élevés ( $1200 \le Re \le 10^5$ )	. 38
		1.1.7	Nombres de Reynolds très élevés ( $Re \geq 10^5$ )	
	1.2		nce du nombre de Mach	
	1.3	Influe	nce de la rugosité	. 46
2	Sim	ulatio	ns de l'écoulement autour du cylindre	47
	2.1	Paran	nètres des simulations 2D	
		2.1.1	Conditions du calcul	. 51
		2.1.2	Méthode numérique	. 51
		2.1.3	Maillage utilisé	. 52
		2.1.4	Autres paramètres du calcul	. 53
	2.2	Analy	se des résultats de la simulation	. 54
		2.2.1	Convergence	. 54
		2.2.2	Analyse des champs instantanés	. 56
		2.2.3	Analyse du champ moyen	. 63
	2.3	Etude	de sensibilité des résultats	. 74
		2.3.1	Influence du maillage	. 74

		2.3.2	Influence du pas de temps	. 76
		2.3.3	Influence de la taille du domaine	. 77
		2.3.4	Influence du confinement	. 79
	2.4	Simula	ations Navier-Stokes $k-\varepsilon$ 3D	. 83
		2.4.1	Maillage	. 83
		2.4.2	Analyse des résultats globaux	
		2.4.3	Champs de turbulence	. 85
		2.4.4	Tridimensionalisation de l'écoulement	
	2.5	Bilan	des simulations sans contrôle	. 86
$\mathbf{C}$	arac	térisa	ation de l'actionneur	91
3	L'ac		eur seul	93
	3.1	Jets s	ynthétiques	
		3.1.1		
			Caractérisation expérimentale	
	3.2		ations 2D du jet synthétique de KRAL	
		3.2.1	Paramètres des simulations	
	3.3		ations 2D du jet synthétique de BÉRA et al	. 108
		3.3.1	Paramètres des simulations	
		3.3.2	Dynamique de l'écoulement	
		3.3.3	Champs moyens	
		3.3.4	Conclusion	. 114
4			n jet pulsé - couche limite turbulente	117
	4.1	Condi	tions du calcul	. 118
			Paramètres des simulations	
		4.1.2	Maillage	
	4.0	4.1.3	Conditions aux limites	
	4.2	-	nique des tourbillons	
	4.3		moyens	
		4.3.1	Champ de vitesse moyenne	
		4.3.2	Fluctuations du champ de vitesse	
	4.4	4.3.3	Champ de pression	
	4.4		paramétrique	
		4.4.1	Influence du profil temporel	
		4.4.2	Influence de la fréquence de pulsation	
	15	4.4.3	Influence de $V_{jmax}$	
	115	Hilan		140

Si	mul	ations	s du cylindre avec jet pulsé	145
5	Sim		n 2D du cylindre avec jet synthétique	147
	5.1		tions du calcul	
	5.2	-	mique de l'écoulement	
		5.2.1	Evolution des efforts	
		5.2.2	Dynamique des tourbillons	
		5.2.3	Evolution du champ de pression	
	5.3	Influe	nce du soufflage pulsé sur les champs moyens	
		5.3.1	Champ moyen de vitesse	
		5.3.2	Champ moyen de pression	
		5.3.3	Répartition moyenne des $K_p$ à la paroi $\ldots$	
		5.3.4	Fluctuations cohérentes moyennes de vitesse	
	5.4	Influe	nce du confinement	
		5.4.1	Répartitions de $K_p$	
		5.4.2	Lignes de courant	161
6	Infl		des paramètres du soufflage	165
	6.1		nce de la position angulaire $ heta_j$	
	6.2		nce du profil temporel de soufflage	
	6.3		nce de la fréquence de soufflage	
	6.4	Influe	nce de la vitesse maximale du jet	175
	6.5	Influe	nce du confinement	
		6.5.1	Taux de confinement de 12.5%	176
		6.5.2	Taux de confinement de 25%	177
7	Infl	uence	des paramètres de l'écoulement extérieur	181
	7.1	Influe	nce du nombre de Reynolds	182
	7.2	Influe	nce du nombre de Mach	183
$\mathbf{C}$	oncl	usion	générale de l'étude	189
$\mathbf{R}$	éfér	ences	. ·	195
${f A}$	nne	xes		213
A	Pré	sentat	ion du code de calcul	213
В	Des	criptic	on des expériences de Sunyach & Béra au Lmfa	225

## Table des figures

1.1	Allure de l'écoulement potentiel autour d'un cylindre	33
1.2	Distribution du coefficient de pression autour d'un cylindre, cas de l'écou-	00
	lement potentiel	33
1.3	Evolution du coefficient de traînée $(C_D = C_x)$ avec le nombre de Reynolds,	34
- 'A	d'après SCHLICHTING [132]	04
1.4	Evolution de l'angle de décollement avec le nombre de Reynolds, d'après ACHENBACH [2]	34
1.5	Evolution de $St_K$ avec le nombre de Reynolds, d'après ACHENBACH [2]	35
1.6	Allure de l'écoulement pour $Re \leq 50$	35
1.7	Allure de l'écoulement pour $50 \le Re \le 190$	36
1.8	Evolution de $St_K$ pour les faibles nombre de Reynolds, d'après HAMMACHE	
1.0	& Gharib [49]	36
1.9	Représentation schématique de l'étirement tourbillonnaire, d'après Wei &	
	SMITH [158]	37
1.10	Allure de l'écoulement pour $200 \le Re \le 1200$	37
	Allure de l'écoulement pour $1200 \le Re \le 10^5$	38
	Formation de tourbillons par instabilité de Kelvin-Helmholtz	38
1.13	Evolution de $St_BG/St_K$ avec le nombre de Reynolds, d'après KOURTA $et$	
	$al. \ldots al. \ldots$	39
1.14	Evolution du facteur d'intermittance $\gamma$ avec le nombre de Reynolds, pour	
	un point situé sur la partie externe de la couche de cisaillement, $x/d = 1$ ,	4-1
	d'après Prasad & Williamson [116]	41
1.15	Répartion moyenne des coefficients de frottement et de pression pour $Re = 105$	40
	10 <sup>5</sup> , d'après ACHENBACH [2]	42
1.16	Répartion des coefficients de frottement et de pression pour $Re = 2.6 \times 10^5$ ,	43
1 17	d'après ACHENBACH [2]	40
1.17	Répartion des coefficients de frottement et de pression pour $Re = 3.6 \times 10^6$ ,	44
1 10	d'après ACHENBACH [2]	77
1.10	Schlieren de l'écoulement autour d'un cylindre à $M=0.44$ , $Re=680000$ , extrait de NAUMAN et al. [105]	45
2.1	Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul DNS	48
2.2	Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul LES	49

2.3	Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul URANS	50
2.4	Vues du maillage du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche	
	limite, c) zoom sur l'orifice du jet, d) vue globale.	53
2.5	Evolution du $C_z$ et du $C_x$ au cours du temps	55
2.6	Lignes de courant instantanées obtenues dans les simulations $k-\varepsilon$ . a) $C_z$	
	nul croissant, b) maximum de $C_z$ , c) $C_z$ nul décroissant, d) $C_z$ minimum.	57
2.7	Visualisation des tourbillons de Bloor-Gerrard sur a) un champ instantané	
	d'entropie et b) des lignes de courant, au même instant, issus d'une simu-	
	lation sans modèle de turbulence	58
2.8	Moyenne de phase du champ de vitesse issue des expériences de CANTWELL	
	& Coles [24]	59
2.9	Champ de vitesse instantané issu des simulations $k-\varepsilon$	59
2.10	Champs de vorticité (en $1000 \times 1/s$ ) instantanés obtenus dans les simula-	
	tions $k-\varepsilon$ aux mêmes instants que sur la figure 2.6	60
2.11	Champs d'entropie (en $J/(Kelvin.kg)$ ) instantanés obtenus dans les simu-	
	lations $k-\varepsilon$ aux mêmes instants que la figure 2.6	61
2.12	Champs instantanés d'énergie cinétique turbulente adimensionnée $k^*$ obte-	
	nus dans les simulations $k-arepsilon$ aux mêmes instants que la figure 2.6	62
2.13	Lignes de courant (haut) et champ instantané d'énergie cinétique turbu-	
	lente (bas) obtenus dans les simulations $k-\varepsilon$ de MOHAMMADI & MEDIC	
	$[102]. \ldots \ldots$	63
2.14	Champs instantanés d'énergie cinétique turbulente $k^*$ , du taux de dissipa-	
	tion de cette énergie $\varepsilon^*$ et de la viscosité turbulente $\mu_t$ , au même instant	
	que la figure 2.6a	64
	Répartition moyenne des $K_p$ à la paroi, simulation $k-\varepsilon$	65
	Lignes de courant du champ moyen de vitesse, simulation $k-\varepsilon$ instationnaire.	
	Lignes de courant du champ de vitesse, simulation $k-\varepsilon$ stationnaire	66
2.18	Définition des différentes valeurs et moyennes de la décomposition triple	
	des écoulements turbulents.	67
2.19	Champs moyens des fluctuations cohérentes du champ de vitesse, $UU/U_{\infty}^2$ ,	
	$\widetilde{V}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$ et $\widetilde{U}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$ , simulations $k-\varepsilon$	70
2.20	Champs moyens des fluctuations cohérentes du champ de vitesse mesurés	
	par Cantwell & Coles [24]: $\widetilde{U}\widetilde{U}/U_{\infty}^2$ , $\widetilde{V}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$ et $\widetilde{U}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$	71
2.21	Comparaison de l'énergie cinétique turbulente moyenne adimensionnée pro-	
	venant du modèle de turbulence $(k^*)$ et des fluctuations du champ moyen	
	$(\kappa^*)$ , simulations $k-\varepsilon$	72
2.22	Champs moyens de fluctuations incohérentes du champ de vitesse mesurés	
	par Cantwell & Coles [24] : $\overline{U'U'}$ et $\overline{V'V'}$	73
2.23	Vues du maillage "moyen" du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur	
	la couche limite, c) vue globale	75

2.24	Vues du maillage "grossier" du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche limite, c) vue globale.	76
2 25	Influence du pas de temps sur l'évolution du $C_x$ au cours du temps	77
	Vue globale du maillage "engraissé"	78
	Vues du maillage du cylindre en espace confiné. a) zoom sur le sillage, b)	
2.21	zoom sur la couche limite, c) zoom sur l'orifice du jet, d) vue globale	80
2.28	Comparaison des $K_p$ à la paroi obtenus dans les simulations $k-\varepsilon$ en confiné	00
	avec les expériences de Béra et al. [13]	81
2.29	Champs de vitesse moyenne issus des simulations $k-\varepsilon$ en confiné, comparés	
	aux mesures PIV de Béra et al. [12]	82
2.30	Champs de l'énergie cinétique des fluctuations cohérentes et incohérentes de vitesse issus des simulations $k-\varepsilon$ en confiné, comparés aux mesures PIV	
	de Béra et al. [12]	83
2.31	Vues du maillage 3D du cylindre, plan de symétrie et surface du cylindre.	84
	Zoom sur les couches limites	04
2.32	Evolution des coefficients de portance $Cz$ et de traînée $Cx$ au cours du	0.5
	temps pour la simulation $k - \varepsilon$ 3D	85
2.33	Comparaison des champs instantanés de $k^*$ , pour une phase correspondant au mimimum de $Cz$ , pour les simulations $k - \varepsilon$ (a) 2D et (b) 3D	86
9 <b>3</b> /	Répartition pariétale instantanée de Température locale, zoom près du	
2.04	point de décollement extrados. Simulation $k - \varepsilon$ 3D	87
3.1	Schéma du dispositif générateur du jet pulsé	94
3.2	Evolution de la vitesse du jet en fonction de la phase, d'après [15]. Le trait épais correspond à une tension maximum de 11Volts appliquée au haut-	
	parleur, le trait mince à une tension de 3Volts	95
3.3	Schéma de principe de l'effet moyen du jet synthétique	96
3.4	Vues du maillage du jet pulsé, similaire à KRAL et al. [82]. a) zoom sur le	
	pourtour du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale.	98
3.5	Champs instantanés de vitesse, vorticité et pression, simulation laminaire	
		100
3.6	Profils de vitesse en similitude, simulation laminaire du jet similaire à KRAL	
	et al. [82]	100
3.7	Evolution de $V_{CL}$ , simulation laminaire du jet similaire à KRAL et al	
	Comparaison avec les expériences de Kral et al. [82]	101
3.8	Spectre de la vitesse verticale en $y = 0$ , simulation laminaire du jet similaire	
0.0	àKral et al	102
3.9	Champs instantanés de vitesse, vorticité et pression, simulation $k - \varepsilon$ du	
2.0	jet similaire à KRAL et al. [82]	103
3.10	Champ de vitesse moyenne, a) champ de $\overline{V}$ , b) lignes de courant moyennes,	
	c) zoom sur la sortie du jet, simulation $k - \varepsilon$ du jet similaire à KRAL et al.	
	[82]	103

3.11	Profils de vitesse en similitude, simulation $k - \varepsilon$ du jet similaire à KRAL et
2 10	al. [82]. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82] 104 Evolution de $V_{CL}$ , simulation $k - \varepsilon$ du jet similaire à textscKral et al. [82].
J.1Z	Comparaison avec les expériences de Kral et al. [82] 104
2 12	
5.15	Spectre de la vitesse verticale en $y = 0$ , simulation $k - \varepsilon$ du jet similaire à
0 1 4	KRAL et al. [82]
3.14	Evolution du champ de vorticité au cours d'une période de soufflage, simulation le la de la cours de la cours d'une période de soufflage, simulation le la cours d'une periode de soufflage, simulation le la cours d'une periode de soufflage, simulation le la cours d'une periode de soufflage de la cours d'une periode de soufflage de la cours d'une periode de soufflage de la cours d'une periode de soufflage d'une periode de soufflage de la course
	lation $k - \varepsilon$ du jet similaire à textscKral <i>et al.</i> [82]. L'échelle est identique
0 15	à celle de la figure 3.9
5.15	Evolution de la demi-largeur de jet. Comparaison avec les expériences de
0 16	KRAL et al. [82]
3.10	Profils de vitesse en similitude, simulation $k - \varepsilon$ du jet similaire à KRAL et
	al. [82] sur maillage agrandi. Comparaison avec les expériences de Kral
9 17	et al. [82]
3.17	
9 10	maillage agrandi. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82] 107
3.10	Influence de l'éloignement des frontières sur l'évolution de la demi-largeur
2 10	de jet. Comparaison avec les expériences et simulations de KRAL et al. [82].108 Vues du maillage du jet synthétique de BÉRA et al a) zoom sur le pourtour
5.19	,
3 20	du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale
	Forme spatiale du jet pulsé
0.21	lation $k - \varepsilon$ . L'échelle est identique à celle de la figure 3.9
2 00	Evolution de la position du centre du tourbillon généré par le jet synthé-
J.ZZ	tique au cours de la phase. Comparaison avec les expériences de BÉRA et
	al. [16]
2 02	
J.ZJ	Champ de vitesse moyenne, a) champ de $\overline{V}$ , b) lignes de courant moyennes, c) zoom sur la sortie du jet, simulation $k - \varepsilon$
2 24	Profils de vitesse $V/V_{CL}$ et $U/V_{CL}c$ en similitude, simulation $k-\varepsilon$ . Com-
J.24	paraison avec les expériences de BÉRA et al. [16]
2 25	Evolution de la demi-largeur de jet $b$ , simulations $k-\varepsilon$ . Comparaison avec
0.20	les expériences de BÉRA et al. [16]
3 26	Evolution de $V_{CL}$ (en $m/s$ ), simulation $k - \varepsilon$ . Comparaison avec les ex-
0.20	périences de BÉRA et al. [16] (celles-ci sont redimensionnées pour tenir
	compte du $U_{\infty}$ différent)
3 97	Forme spatiale du jet pulsé, d'après RIZZETTA et al. [121]
0.21	Torme spatiale du jet puise, d'après luzzer la et at. [121]
4.1	Vues du maillage du jet pulsé avec couche limite. a) zoom sur le pourtour
	du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale
4.2	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, profil temporel
	sinusoïdal, $f_j = 750Hz$ , $V_{jmax} = 1$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le$
	$x < 0.43. \dots 121$

4.3	Champs moyens de a) U et de b) V. Zoom sur l'entourage du jet. L'orifice
	de celui-ci est en $-0.43 \le x \le 0.43$
4.4	Profils de vitesse horizontale. a) $x = -5mm$ , b) $x = 0$ , c) $x = 5mm$ et d) $x = 10mm$ .
	x = 10mm
4.5	100
16	x=10mm
4.6	celui-ci est en $-0.43 \le x \le 0.43$
17	Champs de pression : a) coefficient de pression moyenne, b) $\overline{\tilde{P}\tilde{P}}$ . Zoom sur
4.7	l'entourage du jet
4.8	Profils temporels de soufflage
4.9	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, 750 Hz,
4.9	$V_{jmax} = 1$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$
<i>1</i> 10	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, NG, 750 Hz, $V_{jmax} =$
4.10	1. L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$
4.11	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, 1/2 sinus+, 750
	Hz, $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$ 130
4.12	Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de vitesse longitudi-
	nale, $f_j = 750Hz$ , $V_{jmax} = 1$
4.13	Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de vitesse verticale,
	$f_j = 750Hz, V_{jmax} = 1$
4.14	Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}$ , $f_j=750Hz$ ,
	$V_{jmax} = 1. \dots $
<i>1</i> 15	Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$ , $f_j=750Hz$ ,
4.10	$V_{imax} = 1. \dots 132$
4 16	Influence du profil temporel sur le $K_p$ moyen de paroi, $f_j = 750Hz$ , $V_{jmax} = 1.132$
	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, $f_j$
	$300Hz, V_{jmax} = 1$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$ 134
4.18	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, $f_j$
	$1500Hz$ , $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$ 135
4.19	Influence de la fréquence de soufflage sur la vitesse de convection (en $m/s$ )
	du tourbillon primaire, créneau, $V_{jmax} = 1.$
4.20	Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de vitesse longitudinale,
	créneau, $V_{imax} = 1$
4.21	Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de vitesse verticale,
	créneau, $V_{jmax} = 1.$
4.22	Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}$ , créneau, $V_{jmax}=1.138$
	Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de $\overline{\widetilde{V}}\overline{\widetilde{V}}$ , créneau, $V_{jmax}=1.138$
	Influence de la fréquence de soufflage sur le $K_p$ de paroi, créneau, $V_{jmax} = 1.139$
1.47	Time one of the residence of the residen

4.25	Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, 750 Hz, $V_{jmax}=0.5$ . L'orifice du jet est situé en $-0.43 \le x \le 0.43$	141
4.26	Influence de $V_{jmax}$ sur le $K_p$ de paroi, créneau, $f_j = 750Hz$	
5.1	Rappel de la configuration expérimentale de Béra $\it et~al.$ , extraite de [13].	148
5.2	Evolution temporelle de $C_z$ et de $C_x$ avec le soufflage pulsé. Simulation $k-\varepsilon$ . Le soufflage débute à $t\simeq 0.0125s.$	149
5.3	Evolution des lignes de courant au cours d'une période de soufflage, zoom sur la région proche du jet, sinus, 750Hz, $V_{jmax}=1$ . Simulation $k-\varepsilon$	151
5.4	Evolution des lignes de courant au cours de deux périodes de soufflage, 750Hz, $V_{jmax}=1$ . Simulation $k-\varepsilon$	152
5.5	Evolution du champ de vorticité (en $1000 \times 1/s$ ) au cours de deux périodes de soufflage, $750 \text{Hz}$ , $V_{jmax} = 1$ . Simulation $k - \varepsilon$ , aux mêmes instants que la figure 5.4	153
5.6	Champ instantané de $k^*$ pour la phase de soufflage maximum, 750Hz, $V_{jmax}=1$ . Zoom sur la proche région du jet. Simulation $k-\varepsilon$	154
5.7	Evolution du champ de $K_p$ au cours d'une période de soufflage. Zoom sur la région située près de l'orifice du jet. ( $\varphi=0$ °: début du soufflage)	
5.8	Influence du soufflage pulsé sur les lignes de courant du champ moyen de vitesse : a) sans soufflage, b) soufflage pulsé sinusoïdal 750Hz, $V_{jmax}=1$	156
5.9	Champs moyens de $K_p$ , a) sans soufflage et b) avec soufflage pulsé. Zoom près de l'orifice du jet. Simulations $k-\varepsilon$	157
5.10	Influence du soufflage pulsé sur la répartition de $K_p$ à la paroi. Simulations $k-\varepsilon$	
5.11	Influence du soufflage pulsé sur le champ d'énergie cinétique moyenne des fluctuations cohérentes de vitesse $\kappa^*$ . Simulations $k-\varepsilon$	
5.12	Comparaison des répartitions de $K_p$ moyen à la paroi obtenues par un calcul $k - \varepsilon$ en confiné et les résultats expérimentaux de BÉRA et al. [13].	160
5.13	Comparaison des lignes de courant et des iso-valeurs du module de vitesse pour 4 phases : a) et A) début du soufflage, b) et B) maximum de soufflage, c) et C) début de l'aspiration, d) et D) maximum d'aspiration, obtenus sous forme d'instantanés dans les simulations $k - \varepsilon$ (a, b, c, d) et de moyennes de phase de champs PIV (A, B, C, D), de BÉRA et al. [12]	
6.1	Profil spatial de soufflage sur le maillage dit "moyen"	166
6.2	Influence de la position angulaire $\theta_j$ sur le $C_z$ généré par le jet synthétique. Comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [13]	168
6.3	Influence de la position angulaire $\theta_j$ sur le $C_x$ généré par le jet synthétique.	169
6.4	Répartitions de $K_p$ à la paroi pour le cylindre, $\theta_j = 90$ , 100, 110 et 120°, référence du cylindre sans contrôle.	170

6.5	Lignes de courant des champs de vitesse moyenne pour les cas : a) sans souf-	
	flage, b) avec soufflage pulsé à $\theta_j = 90$ °, c) avec soufflage pulsé à $\theta_j = 110$ ° et	
	d) avec soufflage pulsé à $\theta_i = 130$ °. Simulations $k - \varepsilon$	171
6.6	Champs de $\kappa^*$ pour les cas : a) sans soufflage, b) avec soufflage pulsé à	
	$\theta_i = 90^\circ$ , c) avec soufflage pulsé à $\theta_i = 110^\circ$ et d) avec soufflage pulsé à	
	$\theta_i = 130$ °. Simulations $k - \varepsilon$	172
6.7	Profils temporels de soufflage testés	
6.8	Influence de la fréquence de soufflage $f_j$ sur les lignes de courant instanta-	
0.0	nées situées près de l'orifice du jet pour : a) $f_i = 300Hz$ , b) $f_j = 750Hz$ et	
	c) $f_i = 1500 Hz$ , profil sinusoïdal, $V_{imax} = 1$	175
6.9	Influence de $V_{jmax}$ sur la forme du tourbillon primaire. Lignes de courant et	
0.0	champ d'énergie cinétique $k^*$ instantanés issus des simulations $k-\varepsilon$ pour	
	la phase de soufflage maximum, pour : (a) $V_{jmax} = 1$ et (b) $V_{jmax} = 2$	178
6 10	Influence de $C_{ui}$ sur les coefficients de portance et de traînée moyens $\overline{C_z}$ et	
0.10	$\overline{C_x}$ . Comparaison des simulations $k-\varepsilon$ avec les expériences de BÉRA et al.	
	[13]	179
7.1	Champs instantanés de (a) Mach, (b) $K_p$ , (c) $k^*$ et (d) lignes de courant.	
	Simulation $k - \varepsilon$ à $M_{\infty} = 0.6$	184
7.2	Champs instantanés du nombre de Mach et lignes de courant associées pour	
	une phase de soufflage maximum. Simulation $k-\varepsilon$ à $M_{\infty}=0.6.$	186
B.1	Schéma de positionnement de la sonde donnant les valeurs de référence	224
_	dans les expériences de BÉRA & SUNYACH	
B.2	Schéma du montage expérimental pour les mesures par PIV au LMFA [148].	228

### Notations

- -D ou d: diamètre du cylindre
- $-~a_{\infty}$ : vitesse du son à l'infini amont,  $a_{\infty}^2=\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s=cste}$
- $U_{\infty}$  : vitesse moyenne de l'écoulement à l'infini amont
- -M: nombre de Mach local, M = U/a
- $-\rho_{\infty}$ : masse volumique de l'écoulement à l'infini amont
- $-q_{\infty}$ : pression dynamique de l'écoulement à l'infini amont,  $q_{\infty}=\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2$
- $-\mu_{\infty}$ : viscosité dynamique de l'écoulement à l'infini amont
- $\nu_{\infty}$  : viscosité cinématique de l'écoulement à l'infini amont  $\nu_{\infty}=\mu_{\infty}/\rho_{\infty}$
- $-\tau_0$ : coefficient de frottement à la paroi,  $\tau_0 = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}$
- $C_F$ : coefficient de frottement,  $C_F = \tau_0/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$
- $-y_1^+$  : distance normale séparant la paroi de la première maille, en unités de paroi :  $y_1^+=\frac{y_1U_e}{\nu}\sqrt{C_F/2}$
- L: envergure du cylindre
- $S_{ref}$  : surface de référence, en 2D :  $S_{ref} = D,$  en 3D :  $S_{ref} = DL$
- $R_e$  : nombre de Reynolds de l'écoulement,  $R_e = U_{\infty}D/\nu_{\infty}$
- $-\theta$ : position angulaire sur la circonférence du cylindre, posé nul au "bord d'attaque" du cylindre
- $-\theta_s$  ou  $\Phi_s$ : position angulaire du point de décollement
- $K_p$ : coefficient de pression locale,  $K_p = \frac{P P_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2}$
- $C_z$ : coefficient de portance,  $C_z = F_z/(q_\infty S_{ref})$  avec  $F_z$ : force de portance
- $C_x$  : coefficient de traînée,  $C_x = F_x/(q_{\infty}S_{ref})$  avec  $F_x$  : force de traînée
- $-f_K$ : fréquence d'émission des tourbillons de von Kármán
- $-\ f_{BG}$  : fréquence d'émission des tourbillons de Bloor-Gerrard
- $-f_j$ : fréquence de pulsation du jet
- $V_{jmax}$  : vitesse maximale du jet au cours du temps (adimensionnée par  $U_{\infty}$ )
- -St: nombre de Strouhal,  $St = fD/U_{\infty}$
- $-l_j$ : largeur de la fente du jet
- $C_{\mu j}$ : coefficient de débit du jet,  $C_{\mu j} = \frac{l_j \overline{V_{jeff}^2}}{\frac{1}{2} D U_\infty^2}$
- $-\overline{u}$ : moyenne temporelle de u(x,t)
- -< u> : moyenne d'ensemble de u(x,t)
- $\widetilde{u}$  : fluctuations cohérentes de u,  $\widetilde{u} = \langle u \rangle \overline{u}$
- -u': fluctuations incohérentes de u,  $u' = u \langle u \rangle$

Sauf mention contraire, toutes les dimensions sont données en mm.

## Introduction générale



### La manipulation des écoulements turbulents

En passe d'avoir acquis la connaissance, l'être humain ne peut s'empêcher de s'en servir pour contrôler son univers......

La compréhension des écoulements a connu un essor gigantesque au cours du siècle qui s'acheve. En effet, l'homme a d'abord brillamment appliqué les outils du raisonnement scientifique à la compréhension des phénomènes complexes qui caractérisent les écoulements des fluides, avec des précurseurs comme STROUHAL, REYNOLDS et STOKES au XIXème siècle. Ceux-ci ont été suivis au début du XXème siècle par des scientifiques intéressés par des applications utiles à l'avancée de l'ère industrielle, comme KARMAN [71] entre autres, puis pour des applications à vocation moins pacifiques au milieu du siècle. L'apparition de l'ordinateur a révolutioné cette compréhension en apportant la possibilité de "simuler", c'est-à-dire de regarder les écoulements à travers la loupe des modèles issus des théories. Ceci a permis aux méthodes expérimentales de se développer en se spécialisant sur les points en marge des hypothèses servant de base aux modèles, avec une perspicacité grandissante.

Ce triple regard théorie-simulation-expérience, et le dialogue qui s'est instauré entre les trois, a ainsi autorisé l'appréhension d'un problème d'une complexité jamais atteinte : celui de la turbulence. La compréhension progressive des phénomènes associés à la turbulence a remis en question un certain nombre d'hypothèses couramment faites, aussi bien en mécanique des fluides numérique ou expérimentale, qu'en statistique, biologie, météorologie, ou plus directement encore par son association à l'étude des phénomènes dits "chaotiques", créant ainsi des ponts à double-sens avec un grand nombre d'autres disciplines scientifiques.

Alors que l'être humain est arrivé à un niveau assez élevé de compréhension de ces phénomènes, dont toutefois de nombreux aspects lui échappent encore, il se rappelle alors son désir de contrôler son environnement, et se prend à rêver de contrôler ces écoulements à son avantage. Si l'idée du contrôle des écoulements n'est pas nouvelle (voir POISSON-QUINTON[115]), celle-ci était jusqu'à une date récente restée à un stade d'évolution assez grossier. Les bribes de connaissance relatives à la dynamique des écoulements accumulées au cours de cette dernière moitié de siècle permettent d'envisager des méthodes de contrôle beaucoup plus sophistiquées et surtout plus efficaces (voir LUMLEY [87]). C'est une voie dans laquelle se sont engouffrés ensemble les théoriciens, les numériciens et les expérimentateurs. C'est dans cette voie que s'inscrit cette thèse.

Le domaine du contrôle des écoulements étant au moins aussi vaste que le nombre d'écoulements différents à contrôler (voir WOOD [163], GAD-EL-HAK [37] ou PERRIER [113]), cette étude se focalise sur un type particulier d'écoulement, et sur un type particulier de manipulation.

### L'écoulement à contrôler

Avant de préciser les méthodes envisagées pour contrôler un écoulement, il convient de préciser la nature de l'écoulement que l'on souhaite contrôler.

Le point de départ de cette étude s'inscrit dans le cadre du contrôle des avions de combat à grande incidence. Certaines phases de vol d'un tel aéronef requièrent de celuici des performances très élevées. En particulier, le combat aérien rapproché demande à l'avion la capacité d'effectuer des virages le plus rapidement possible, ce qui oblige le pilote à demander à l'avion de s'incliner très fortement sur sa trajectoire, c'est-à-dire de prendre de l'incidence, afin d'obtenir le maximum de portance possible, ceci le plus souvent à des vitesse subsoniques (voir Gutter et al. [48]). Ces conditions de vol, en marge du domaine de vol usuel de l'engin, se caractérisent plus précisemment pour la génération d'avions actuels par une diminution voire une disparition totale de l'efficacité des gouvernes aérodynamiques mobiles qui permettent habituellement son contrôle. Cette perte d'efficacité est due à un décollement partiel ou total de l'aile, créant ainsi un sillage sur la moitié arrière de l'avion où sont habituellement situées ces surfaces de contrôle.

Cette perte de contrôle est d'autant plus dommageable qu'elle intervient en même temps qu'un autre phémonène déstabilisant : les tourbillons de pointe avant. Le nez de l'avion à grande incidence, ainsi que celui d'un missile, est en effet le siège de deux puissants tourbillons longitudinaux qui se détachent du dessus de celui-ci. Ces tourbillons peuvent en effet induire de forts moments de lacet (couple tendant à faire tourner l'engin autour de l'axe longitudinal de l'avion) et engendrer la perte de contrôle de l'engin. Un certain nombre d'études (voir MALCOLM [103]) ont été menées afin de préciser l'évolution de ces tourbillons en fonction de l'incidence de l'engin, pour différents angles de dérapage, etc.. L'analyse de ces types d'écoulements est compliquée par la nature souvent métastable ou instable de ces tourbillons. Aussi, la stabilisation de ces tourbillons permettrait de stabiliser l'engin dans ces phases délicates du vol, leur contrôle permettrait même de les utiliser comme gouverne de lacet. Des méthodes "brutales" de contrôle de ces tourbillons ont d'ores et déjà été étudiées (voir MEYER [98]), celles-ci posent cependant des problèmes d'avionnabilité des systèmes utilisés.

Une approche académique de ce problème consiste à assimiler la pointe avant d'un tel avion, souvent composée d'une partie conique suivie d'une partie cylindrique, à un simple cylindre de section circulaire. La prise d'incidence de l'avion se traduit par un écoulement qui attaque ce cylindre presque perpendiculairement à son axe.

Une étude approfondie a ainsi été entreprise sous l'égide du Groupement de Recherche (GdR) "Mécanique active" sur l'écoulement de l'air normal à un cylindre rond d'envergure théoriquement infinie, cet écoulement étant jugé, de part son degré de complexité (instationnaire, turbulent, visqueux, faiblement compressible) représentatif des phénomènes ayant lieu sur les pointes avant. Les aspects de recherche liés à la simulation de ce type

d'écoulement ont été dès le départ mis en relation avec les aspects liés aux mesures expérimentales. Suite à des études séparées de faisabilité numérique et expérimentale, un cas-test de référence a été défini : celui de l'écoulement transitioné autour d'un cylindre rond à faible Mach, pour un nombre de Reynolds d'environ 10<sup>5</sup> (correspondant aux possibilités des souffleries envisagées). Ce nombre de Reynolds, associé au déclenchement de la transition, permet d'assurer que la manipulation s'effectue sur des écoulements turbulents, représentatifs des cas applicatifs.

Des expériences ont donc été entreprises au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon, par l'équipe de SUNYACH & COMTE-BELLOT (voir [12, 13, 14, 15, 16, 148]). Ce mémoire présente le résultat des simulations instationnaires effectuées au cours de cette thèse dans le service de mécanique des fluides numériques de COURTY chez DASSAULT AVIATION, ainsi que des comparaisons avec les expériences effectuées en parallèle au LMFA. D'autres simulations sont en cours par l'équipe de SAGAUT à l'ONERA ([127]) et des expériences complémentaires au Laboratoire d'Etudes Aérodynamique de Poitiers par l'équipe de BONNET s'effectuent actuellement dans le cadre de la thèse de BOUE.

L'objectif de ces simulations et expériences consiste à comprendre le type d'écoulement considéré, puis à étudier et analyser les paramètres de fonctionnement d'un actionneur permettant de générer une portance sur ce cylindre, c'est-à-dire de contrôler l'effort latéral sur avion. Ceci s'effectuera par le contrôle du détachement tourbillonnaire.

### Les actuateurs

La manipulation des écoulements regroupe deux catégories distinctes de contrôle : le contrôle actif et le contrôle passif. Reprenant la définition proposée par HERNANDEZ [55], le contrôle actif est défini comme "toute méthode dont l'action sur l'écoulement est non permanente au cours du temps". La définition du contrôle passif d'écoulement est alors triviale. L'objectif à terme repose sur le contrôle actif en boucle fermée, permettant une plus grande efficacité de celui-ci en apportant au fluide ce qu'il faut, quand et comme il faut.

Cette optique de contrôle actif en boucle fermée nécessite trois éléments de nature différente : actionneur, capteur et boucle de contrôle. Une étude bibliographique particulièrement exhaustive sur ces différents éléments se trouve dans HERNANDEZ [55]. Aussi, seule une brève revue des moyens concernant le contrôle de l'écoulement autour du cylindre sera présentée ici.

### Moyens passifs

Parmi les moyens passifs, historiquement les premiers à voir le jour, il est possible de distinguer des moyens dont le principe d'actuation est d'origine mécanique ou fluidique.

#### Moyens mécaniques passifs

La plupart des moyens mécaniques passifs permettant de contrôler des décollement peuvent être regroupés sous la terminologie de "générateurs de vortex", voir par exemple [63]. Ces petites surfaces, de forme rectangulaire, triangulaire, ou même en forme d'arche, créent des tourbillons longitudinaux de la taille de la couche limite environ, ce qui permet de redonner de l'énergie au fluide situé dans la partie basse de la couche limite et ainsi de réduire la tendance au décollement de celle-ci. Ce moyen efficace, et utilisé sur certains avions de série, présente néanmoins l'inconvénient d'augmenter notablement la traînée dans tout le domaine de vol.

D'autres moyens mécaniques passifs ont été expérimentés sur le cylindre : une paroi déformable qui permet d'optimiser la forme d'un profil d'aile pour limiter le décollement en pied de choc en écoulement transsonique (voir [142]), ou encore la présence d'un second cylindre de taille nettement plus petite placé légèrement au-dessus du cylindre principal, le sillage du petit cylindre augmentant localement le mélange et faisant reculer le point de décollement du cylindre principal (voir [83] et [147]).

#### Moyens fluidiques passifs

Les premiers moyens fluidiques passifs ont été développés avec l'objectif de limiter la traînée parasite du système quand celui-ci n'est pas nécessaire. Pour cela, des systèmes appelés "VGJ" (Vortex Generator Jets) ont été développés. Ces systèmes fonctionnent exactement comme les générateurs de tourbillons évoqués précédemment, sauf que la création des tourbillons longitudinaux résulte de l'influence d'un jet fluide perpendiculaire au presque à la paroi. Plusieurs études (voir par exemple [117], [54], [112] ou [63]) ont permis de définir les paramètres de fonctionnement optimal de ce type de système. L'inconvénient majeur de ceux-ci est le niveau élevé de débit nécessaire, ainsi que la complexité du système des tuyauteries associées.

Une autre type d'actionneur fluidique passif repose sur du soufflage tangentiel à l'endroit ou peu en amont d'un décollement sur une surface fortement convexe. Ce soufflage continu a été étudié sur des bords d'attaque d'ailes delta (voir [70]), mais également sur un cylindre (voir [162]). Dans ces deux cas également, un fort débit est nécessaire afin de bénéficier pleinement de l'effet "Coanda".

### Moyens actifs

Par ailleurs, d'autres méthodes de contrôle impliquant une action non continue dans le temps ont été envisagées, soit parce qu'ils sont de nature instationnaire (moyens acoustiques), soit pour pallier aux inconvénients des méthodes passives (moyens mécaniques et fluidiques).

#### Moyens acoustiques

Des études du contrôle de l'allée tourbillonnaire derrière un cylindre ont également été entreprises à l'aide de sources acoustiques, principalement des hauts-parleurs placés à l'extérieur du cylindre (voir [160], [18], [47] ou encore [125]). L'inconvenient principal de cette méthode est la nécessité d'obtenir des niveaux acoustiques importants (donc beaucoup de bruit) pour que ce contrôle reste efficace à des Reynolds supérieurs à 10000, mais également l'impossibilité pratique d'installer des sources acoustiques dans le fluide entourant l'avion en vol.

Plus rares sont les études où les hauts-parleurs sont situées sur les faces latérales du cylindre (voir [57] par exemple). Le fonctionnement de cet actuateur se rapprochant en fait d'un moyen fluidique, ces expérimentateurs ayant "inventé" les jets synthétiques à leur insu!

#### Moyens mécaniques actifs

Les moyens mécaniques actifs sont plus rares dans le contrôle de l'écoulement sur le cylindre, du fait des fréquences élevées qui seraient nécessaires. L'apparition des matériaux piézo-électriques ayant toutefois permis quelques études (voir [138]), qui néanmoins se bornent à faire transitionner la couche limite avant qu'elle ne décolle, permettant ainsi de modifier notablement la nature de l'écoulement.

#### Moyens fluidiques actifs

De conception assez récente, les actuateurs fluidiques ont au départ été conçus comme une évolution de moyens passifs, permettant d'économiser sur l'énergie d'actuation. Il s'agit par exemple des générateurs de vortex fluides (VGJ) qui ont évolué en PVGJ (Pulsed VGJ), en particulier avec les travaux de MCMANUS et son équipe (voir [93, 94, 95, 91]). L'application principale visée par ces auteurs est le contrôle de décollement sur des profils d'aile ou de rotor.

Des travaux approfondis sur des actuateurs, également à base de jet pulsés, ont été conduits par l'équipe de WYGNANSKI (voir [165, 74, 106, 108], GREENBLATT et al. [45, 46], SEIFERT et al. [133, 134, 135]). L'utilisation des jets pulsés sert ici, non à créer de la vorticité longitudinale, mais à apporter de la quantité de mouvement dans les couches limites sur le point de décoller, voire déjà décollées. Ce mode d'actuation semble particulièrement bien adapté au contrôle du décollement sur des profils d'aile munis de volet à fente, ce que confirment les études de TINAPP et al. [154]. D'autres types d'actuateurs à base de jets pulsés (soufflage/aspiration) ont par ailleurs été étudiés par PARK et al. [110] pour le contrôle du détachement tourbillonnaire sur une cylindre à faible nombre de Reynolds.

Le développement de ce mode d'actuation connaît actuellement un intérêt grandissant avec l'apparition d'un type particulier de jet pulsé : les jets "synthétiques". Ce type d'actionneur permet de générer, à partir d'un système électrodynamique ou piézo-électrique,

un jet moyen au sein du fluide, sans apport de fluide supplémentaire. Cette dernière particuliarité rend ce type de système très intéressant en vue d'une application sur avion. Des études expérimentales approndies sur ce type d'actionneur et leur application à des contrôles d'écoulements, ont été effectuées par l'équipe de GLEZER & SMITH (voir SMITH et al. [139] ou encore AMITAY et al. [4, 5, 6]). Ces jets synthétiques ont par aillers été étudiés expérimentalement par ROOS [123, 124] et WILLIAMS et al. [161] pour le contrôle des tourbillons de pointe avant.

Des simulations de ces jets synthétiques ont été effectuées par HASSAN et al. [52, 53] et DONOVAN et al. [32] sur un profil d'aile. Ces simulations ne visent toutefois qu'une étude de faisabilité.

Ce type d'actionneur est à la base de la présente étude numérique, dont une comparaison avec les expériences réalisées au LMFA (voir SUNYACH et al. [148] et BERA et al. [12, 13, 14, 15, 16]) est conduite.

### Les capteurs

Le deuxième type d'élément nécessaire au contrôle actif en boucle fermée d'un écoulement consiste en des capteurs capables de renseigner le contrôleur sur l'état de l'écoulement à un instant donné, de préférence en temps quasi-réel.

### Choix des capteurs

Les applications envisagées dans le cadre de cette étude représentent des contrôles de l'écoulement autour de certaines parties d'un engin en vol. Cette particularité impose une contrainte forte sur les capteurs susceptibles de convenir. En effet, dans ce type de configuration, seuls des capteurs intégrés à la paroi de l'engin sont envisageables. L'état de l'écoulement ne peut donc être apprécié que par des mesures pariétales (à l'exception possible de mesures laser au sein du fluide environnant). Très peu d'études font mention du choix de capteurs adéquats pour ce type de problème. A notre connaissance, la seule réflexion aboutie à ce sujet est présente dans HERNANDEZ [55].

Si la présence d'un capteur n'est pas nécessaire dans le cas d'un cas d'un contrôle en boucle ouverte, le problème du choix de celui-ci est en revanche crucial dans l'éventualité d'une boucle de contrôle fermée. Le choix de ce capteur ne peut être effectué qu'avec la connaissance des quantités pertinentes à mesurer. Ainsi, ce capteur pourra être amené à détecter la présence et la position d'un tourbillon convecté au-dessus de ce capteur, établir la présence d'un écoulement décollé ou non, ou encore détecter la présence de fréquences instables de l'écoulement. Par ailleurs, en vue des applications, ces capteurs devront être de petite taille, suffisamment précis et fiables pendant toute leur durée d'utilisation, la fiabilité de ces capteurs devenant primordiale dans le cas où le contrôle effectué influe sur les qualités de vol de l'engin.

Pour définir précisemment les quantités à mesurer, il faut d'abord comprendre le mode de fonctionnement de l'actionneur, ce qui est l'objet de cette thèse.

### Technologie MEMS

Pour répondre aux critères requis pour les capteurs, un effort de miniaturisation a été entrepris ces dernières années, aidé par l'utilisation de technologies dérivées de la fabrication des micro-processeurs, d'où sont apparus les capteurs et actuateurs de la technologie dite "MEMS" (Micro Electro-Mechanical Systems). Plusieurs actuateurs et capteurs de démonstration ont d'ores et déjà été fabriqués (voir en particulier les travaux de LIU et al. [85, 86, 58] ou de KEEFE [75]). Cette technologie est actuellement en plein développement, des jets synthétiques MEMS sont en particulier à l'étude.

### Les contrôleurs

Enfin, le troisième élement nécessaire pour réaliser un contrôle en boucle fermée consiste en un système, mécanique ou numérique, qui interprète les informations issues du ou des capteurs pour fournir les informations nécessaires aux actuateurs. Ce rôle est dévolu au contrôleur.

#### Boucles de contrôle

Un certain nombre de contrôleurs a déjà été utilisé pour des applications de contrôle actif de bruit (voir par exemple [11]), pour le contrôle d'instabilités de couche limite (voir [68]) ou encore pour le contrôle du détachement au-dessus d'une rampe à faible nombre de Reynolds (voir [107]). L'obtention de contrôleurs sophistiqués passe par l'utilisation d'algorithmes de contrôle numériques dont l'analyse dépasse largement le cadre de cette étude.

La majorité de ces boucles de contrôle nécessite l'obtention d'un modèle de la réponse de l'écoulement à l'excitation. Les techniques de Proper Orthogonal Decomposition (POD), semblent une voie prometteuse pour l'obtention de ces modèles (voir par exemple [151]).

Une autre manière d'obtenir cette boucle de contrôle peut également reposer sur l'utilisation de réseau de neurones (voir par exemple [36] ou [149]), ou encore d'algorithmes évolutionnaires (voir [78]).

La question de la nécessité d'une boucle de contrôle fermée reste cependant ouverte. Il est en effet possible qu'un contrôle en boucle ouverte suffise pour obtenir l'effet souhaité, ou que l'apport du contrôle en boucle fermée ne soit pas significatif. L'état actuel des connaissances n'est pas encore suffisant pour déterminer précisemment l'influence du type d'actionneur envisagé (jets pulsés) sur l'écoulement considéré (cylindre circulaire). Il n'est donc pas possible pour l'heure de statuer sur cette question.

### Plan général du document

Le présent document traite des simulations Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  du soufflage pulsé appliqué à l'écoulement turbulent régnant autour d'un cylindre de section circulaire à faible nombre de Mach et pour un Reynolds de l'ordre de  $10^5$ . La plan du document est le suivant :

- Première partie : Le cylindre sans contrôle
- Deuxième partie : Caractérisation de l'actionneur
- Troisième partie : Simulations du cylindre avec jet pulsé.

La première partie a pour objet de présenter les propriétés de l'écoulement non contrôlé. Le chapitre 1 effectue une synthèse des divers phénomènes observés antérieurement autour des cylindres, en particulier leur évolution avec le nombre de Reynolds de l'écoulement. Le chapitre 2 présente les résultats des simulations Navier-Stokes 2D  $k-\varepsilon$  instationnaires éléments-finis effectuées sur ce cas de référence, avec une étude approfondie de la modélisation des fluctuations, ainsi que les vérifications relatives à la convergence de celle-ci (convergence en maillage, pas de temps, taille de domaine). Des comparaisons sont effectuées avec les résultats d'une simulation 3D réalisée avec le même code de calcul, ainsi qu'avec plusieurs résultats expérimentaux.

La seconde partie traite des simulations relatives au jet pulsé en l'absence du cylindre. Le chapitre 3 analyse la réponse du code au calcul du jet pulsé débitant dans un milieu fluide au repos. Un cas de référence (KRAL [82]) est d'abord simulé afin de vérifier l'aptitude du code de calcul à appréhender ce type de problème. Le cas correspondant à l'actionneur présent sur le cylindre est ensuite simulé. Le chapitre 4 présente les simulations de ce jet pulsé débitant dans une couche limite turbulente de plaque plane dont les caractéristiques sont proches de celles rencontrées sur le cylindre. La topologie et la dynamique de l'écoulement y sont décrites, et l'influence de certains paramètres du soufflage (forme temporelle, vitesse maximum, fréquence) étudiée. Cette partie a également pour objet de dimensionner certains paramètres des simulations du jet pulsé sur le cylindre.

Une fois l'écoulement sans contrôle et l'actionneur simulés séparément, la troisième partie présente les résultats des simulations du jet pulsé sur le cylindre. Le chapitre 5 traite du cas particulier des simulations relatives à l'actionneur utilisé dans les expériences du LMFA. Les effets du jet synthétique y sont analysés et comparés aux résultats expérimentaux. Le chapitre 6 présente l'influence de plusieurs paramètres du jet pulsé (position angulaire, profil temporel, fréquence, vitesse maximale) obtenue par les simulations en espace libre et en espace confiné, comparée dans ce dernier cas à l'influence obtenue expérimentalement. Enfin, le chapitre 7 présente une étude par simulation de la robustesse de l'effet de l'actionneur aux changements de l'écoulement amont, en particulier les nombres de Reynolds et de Mach.

Les caractéristiques précises du code utilisé sont présentées dans l'annexe A et un bref descriptif des essais expérimentaux du LMFA figure dans l'annexe B.

Ce travail de thèse a fait l'objet d'une communication au colloque d'aérodynamique appliquée de la AAAF ayant eu lieu en Mars 1998 à Marseille (voir [41]).

Le cylindre sans contrôle



Avant de pouvoir étudier l'efficacité du contrôle sur l'écoulement autour d'un cylindre de section circulaire, il convient d'analyser précisément cet écoulement en l'absence de contrôle.

Ce cas de référence met en effet en oeuvre plusieurs phénomènes physiques assez complexes, dont il est nécessaire d'étudier la nature, ainsi que les éventuelles erreurs de modélisation dans nos simulations.

Nous replacerons donc notre cas d'étude dans un cadre plus général afin d'en mieux percevoir les spécificités ("ce que dit la physique"), puis nous déterminerons comment les expériences s'y comparent ("ce que dit l'expérience"), avant d'analyser nos simulations ("ce que dit le code").

# Chapitre 1

Rappels sur l'écoulement autour du cylindre

Les propriétés de l'écoulement régnant autour d'un cylindre circulaire dépendent essentiellement des deux paramètres que sont le nombre de Mach incident, défini par :  $M_{\infty} = U_{\infty}/a_{\infty}$  et surtout le nombre de Reynolds, ou Re, défini par :  $Re = U_{\infty}D/\nu_{\infty}$ . L'influence de ce deux paramètres sur l'écoulement autour d'un cylindre rond est l'objet de ce chapitre.

# 1.1 Influence du nombre de Reynolds

Les nombres de Reynolds typiques des écoulements concernant les avions en vol sont de l'ordre de 10<sup>7</sup>. Le cas de référence, du fait des possibilités de la soufflerie utilisée, correspond à un nombre de Reynolds d'un ordre de grandeur plus faible (environ 10<sup>5</sup>), cette différence ne devant pas modifier le principe du contrôle, dans la mesure où l'on prend garde d'avoir un écoulement pleinement turbulent. Ce cas regroupe un certain nombre de phénomènes physiques qui s'additionnent à mesure que Re augmente. C'est pourquoi il est important de rappeler les principaux phénomènes qui apparaissent, ainsi que leur raison d'être dans les différentes plages de nombre de Reynolds.

L'évolution de l'écoulement autour d'un cylindre de section circulaire et d'envergure infinie avec le nombre de Reynolds se caractérise ainsi par de fortes modifications du coefficient de traînée  $C_x$  et du nombre de Strouhal St.

Il est cependant possible de définir plusieurs zones de nombre de Reynolds. Les bornes indiquées en terme de nombre de Reynolds sont approximatives, car bien souvent, il y a recouvrement de ces différentes plages.

## 1.1.1 Ecoulement de fluide parfait

Avant d'envisager l'écoulement visqueux, il convient de rappeler les propriétés de l'écoulement de fluide parfait incompressible et irrotationnel, dit "écoulement potentiel", régnant autour d'un cylindre de section circulaire (voir figure 1.1). Les deux composantes readiales et tangentielles  $V_r$  et  $V_t$ , ainsi que le coefficient de pression locale  $K_p = \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2}$  peuvent être déterminés analytiquement (par ex. REBUFFET[119]):

$$\begin{cases} V_r = -V_{\infty} cos\theta (1 - \frac{a^2}{r^2}) \\ V_t = V_{\infty} sin\theta (1 + \frac{a^2}{r^2}) \\ K_p = 1 - 4sin^2\theta \end{cases}.$$

La distribution du coefficient de pression est présentée figure 1.2. Au point d'arrêt,  $K_p = 1$ , tandis qu'il vaut -3 au maître-couple. Cet écoulement constitue l'écoulement de base sur lequel la viscosité vient agir.

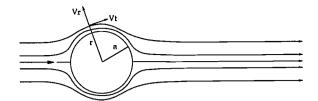


Fig. 1.1: Allure de l'écoulement potentiel autour d'un cylindre.

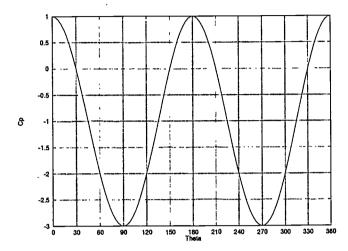


FIG. 1.2: Distribution du coefficient de pression autour d'un cylindre, cas de l'écoulement potentiel.

# 1.1.2 Evolutions globales de $C_x$ , $\theta_s$ et St avec le nombre de Reynolds

L'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée, l'angle de décollement et sur le nombre de Strouhal des tourbillons de von Kármán, extraite de SCHLICHTING [132] et ACHENBACH [2, 3], est présentée figures 1.3, 1.4 et 1.5.

Les propriétés globales de l'écoulement sont sensiblement constantes lorsque Re est compris entre  $10^3$  et  $10^5$ . Le phénomène de la transition à la turbulence dans les couches limites se développant sur le cylindre avant leur décollement provoque un brusque changement, puis l'écoulement retrouve des propriétés assez constantes pour des nombres de Reynolds plus élevés. L'angle de décollement devient alors le paramètre principal de l'écoulement puisqu'il conditionne la répartition de pression sur le culot du cylindre, donc le coefficient de traînée, ainsi que l'épaisseur du sillage. Il conditionne ainsi la taille des tourbillons de von Kármán, c'est-à-dire leur fréquence. La longueur de la zone de recirculation est un paramètre moins important de l'écoulement, ROSHKO [122] ayant montré une forte dépendance de celle-ci avec le nombre de Strouhal.

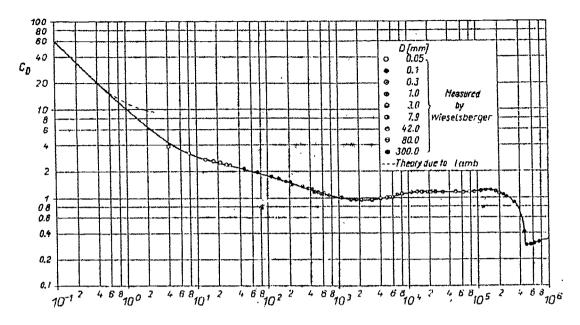


FIG. 1.3: Evolution du coefficient de traînée  $(C_D = C_x)$  avec le nombre de Reynolds, d'après SCHLICHTING [132].

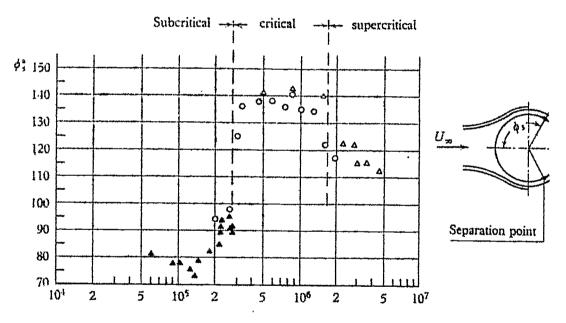


FIG. 1.4: Evolution de l'angle de décollement avec le nombre de Reynolds, d'après ACHENBACH [2].

# 1.1.3 Très faibles nombres de Reynolds ( $Re \leq 50$ )

Des couches limites se développent sur les faces supérieures et inférieures amont du cylindre. Elles subissent un gradient de pression successivement négatif (favorable) puis

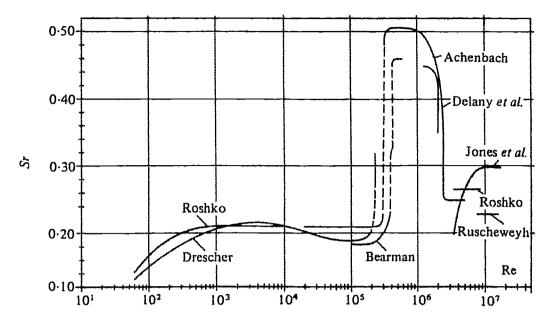


Fig. 1.5: Evolution de  $St_K$  avec le nombre de Reynolds, d'après Achenbach [2].

fortement positif (défavorable), forçant celles-ci à décoller en aval du maître-couple(voir figure 1.6). Cela entraîne la formation de couches cisaillées qui entourent une zone d'eau morte composée de deux tourbillons contra-rotatifs symétriques.

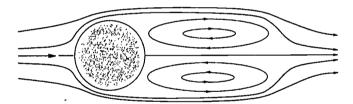


Fig. 1.6: Allure de l'écoulement pour  $Re \leq 50$ .

L'écoulement est rigoureusement stationnaire et laminaire. La traînée de pression du cylindre est particulièrement élevée, mais décroît rapidement avec le Re (voir figure 1.3).

# 1.1.4 Faibles nombres de Reynolds ( $50 \le Re \le 190$ )

L'écoulement décollé en aval du cylindre se traduit par un profil en y de vitesse comportant deux inflexions situées au niveau des couches cisaillées. Ce profil inflexionnel induit, à partir d'un nombre de Reynolds sensiblement égal à 50, une zone d'instabilité absolue, au sens de la stabilité linéaire, dans le proche sillage. La plus petite asymétrie dans l'écoulement entraîne l'écoulement vers une oscillation périodique par une bifurcation de Hopf. Cette oscillation se traduit par la création et le détachement répétés de tourbillons d'un

côté du cylindre puis de l'autre (voir figure 1.7), donnant naissance à une allée alternée de tourbillons, appelée "allée de Bénard-Kármán" [71].

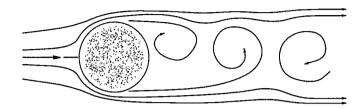


Fig. 1.7: Allure de l'écoulement pour  $50 \le Re \le 190$ .

Cette allée tourbillonnaire est associée à une instabilité convective et peut perdurer plusieurs dizaines de diamètres en aval du cylindre.

L'allée de tourbillons est parfois inclinée transversalement par rapport à l'axe du cylindre. Comme l'ont montré HAMMACHE & GHARIB [49], cette tridimensionalisation du champ est due à l'influence des extrémités du cylindre, créant un écoulement transverse le long du culot du cylindre et, par suite, un changement de l'orientation du vecteur vorticité au point de décollement. Si l'on se départit de cet "effet de bord", le nombre de Strouhal associé au détachement tourbillonnaire suit une courbe continue, comme celle présentée figure 1.8, que l'on peut approximer, comme HAMMACHE [49] par exemple, par la relation : St = 0.212 - 5.35/Re.

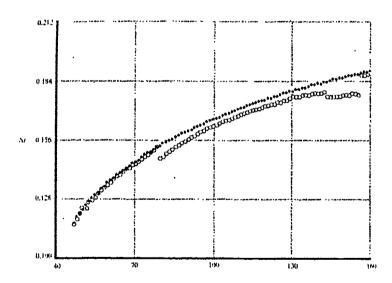


FIG. 1.8: Evolution de  $St_K$  pour les faibles nombre de Reynolds, d'après HAMMACHE & GHARIB [49].

# 1.1.5 Nombres de Reynolds modérés (190 $\leq Re \leq 1200$ )

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à environ 190, le sillage subit une transition à la turbulence. Cette transition, remontant vers le culot quand Re croît, a lieu pour des nombres de Reynolds relativement faibles. Elle est due à un état saturé non-linéaire d'un mode d'instabilité absolue de l'écoulement tridimensionnel (voir [72]), par un processus d'étirement des filaments tourbillonnaires (voir figure 1.9). Des filaments de vorticité, principalement orientés dans le sens de l'axe du cylindre, sont déformés par une instabilité tridimensionelle et sont alors associés à l'apparition de vorticité longitudinale. Ces tourbillons longitudinaux sont similaires (voir Wu et al. [164]) aux "braids" qui relient les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans les couches de mélange.

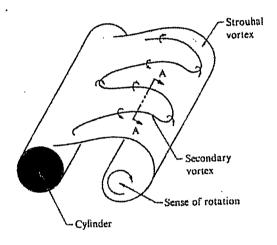


Fig. 1.9: Représentation schématique de l'étirement tourbillonnaire, d'après Wei & Smith [158].

L'écoulement devient tridimensionnel, avec production de structures plus fines (schématisées figure 1.10), avec toutefois un champ moyen bidimensionnel. Pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 500, l'écoulement se comporte comme un système chaotique, comme l'ont montré KARNIADAKIS & TRIANTAFYLLOU [72, 155], auquel est superposé un motif cohérent (tourbillons de von Kármán), motif soutenu par l'instabilité absolue de l'écoulement moyen dans le sillage proche.

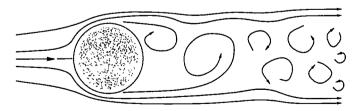


Fig. 1.10: Allure de l'écoulement pour  $200 \le Re \le 1200$ .

# 1.1.6 Nombres de Reynolds élevés ( $1200 \le Re \le 10^5$ )

A partir d'une certaine valeur de nombre de Reynolds, de l'ordre de 1000 d'après Gonze [43], les couches cisaillées consécutives au décollement voient apparaître des tourbillons bidimensionnels en leur sein (voir figure 1.11). Les expériences plus récentes de Prasad & Williamson [116] montrent que ces tourbillons apparaissent pour un nombre de Reynolds "critique" de 1200 dans des configurations où les allées de von Kármán sont parallèles au cylindre, et de 2600 quand celles-ci sont obliques. Ce phénom'ene semble toutefois dépendre notablement du taux de turbulence de la soufflerie (voir Wu et al. [164]).

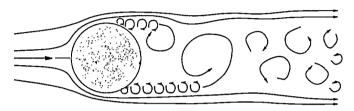


Fig. 1.11: Allure de l'écoulement pour  $1200 \le Re \le 10^5$ .

Leur découverte semble être due à LINKE [89], puis en France à CRAUSSE [29]. Lors des toutes premières mesures anémométriques par fil chaud de ce phénom'ene (plus de trois décénnies plus tard!) effectuées par BLOOR [19, 20], puis GERRARD [39, 40], ils furent interprétés comme des "ondes de transition" apparaissant sur les spectres de vitesse dans ces zones d'écoulement. Ce n'est que relativement récemment que les visualisations de WEI & SMITH [158], puis les expériences de KOURTA et al. [79], UNAL & ROCKWELL [156], FILLER et al. [34], SHERIDAN et al. [137] et CHYU et al. [26, 27, 28] ont permis d'associer ces "ondes" à des tourbillons issus d'une instabilité inflexionnelle, essentiellement bidimensionnelle, du profil de vitesse de couche limite décollée, dite "instabilité de Kelvin-Helmholtz", ou "instabilité secondaire". Le mécanisme de formation des tourbillons issus de cette instabilité est schématisé figure 1.12.

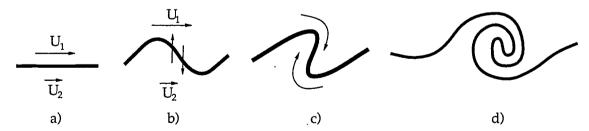


FIG. 1.12: Formation de tourbillons par instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Le nombre de Strouhal  $St_BG$  de ces tourbillons, parfois nommés "tourbillons de Bloor-Gerrard" [164], est entièrement décorrélé de  $St_K$ , ces deux types de tourbillons se manifestant jusqu'à de très grands nombres de Reynolds (au moins  $10^6$ ), comme en témoignent les expériences de ACHENBACH & HEINECKE [3] et JAMES et al. [62], au moins dans le

sillage proche. De même, ces tourbillons semblent toujours alignés transversalement sur un axe colinéaire à celui du cylindre, même quand l'allée de von Karman est oblique, et sont le plus souvent observés en phase dans les deux couches cisaillées issues du cylindre. Cependant, des configurations déphasées ont également été observées par PRASAD & WILLIAMSON [116].

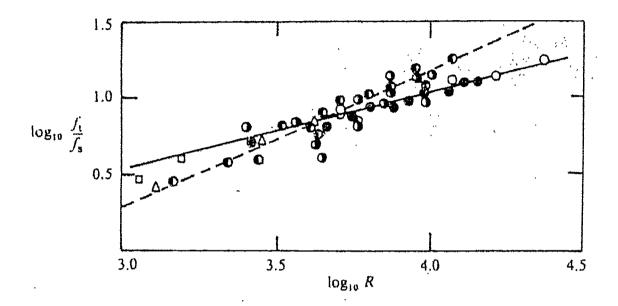


Fig. 1.13: Evolution de  $St_BG/St_K$  avec le nombre de Reynolds, d'après Kourta et al.

Plusieurs corrélations, issues de groupes d'expériences, ont été proposées afin d'évaluer la fréquence des tourbillons de Bloor-Gerrard. Les résultats expérimentaux présentent en effet dans cette zone un comportement qui semble suivre une loi en puissance (voir figure 1.13, extrait de Kourta et al. [79]). Des corrélations obtenues par plusieurs auteurs sont résumées dans le tableau 1.1.

Auteurs	Expression	Validité en Re
Bloor [19], Gerrard [20]	$St_{BG}/St_{K} \sim \sqrt{Re}$	[1300; 25000]
Dale & Holler [30]	$St_{BG} \simeq 0.02\sqrt{Re}$	n/c
Kourta et al. [79]	$St_{BG}/St_K \simeq 0.095\sqrt{Re}$	[2000;16000]
Filler et al. [34]	$St_{BG} \simeq 0.023 Re^{0.495}$	[500;20000]
Khor <i>et al.</i> [77]	$St_{BG}/St_K \sim Re^{0.43}$	[500;5000]
Wei & Smith [158]	$St_{BG}/St_K \simeq (Re/470)^{0.87}$	[2500;11000]
Prasad & Williamson [116]	$St_{BG}/St_K \simeq 0.0235Re^{0.67}$	[1000;100000]

TAB. 1.1: Compilation des corrélations expérimentales pour l'obtention de la fréquence des tourbillons de Bloor-Gerrard.

Un raisonnement simple permet de retrouver un ordre de grandeur de  $St_{BG}$ . Il consiste à assimiler la couche de cisaillement à une couche de mélange parallèle, dans la mesure où le rapport  $D/\theta$  est grand,  $\theta$  étant ici l'épaisseur de quantité de mouvement, ce qui est le cas près du décollement. Une corrélation "classique" (cf. [158] par exemple) permet d'obtenir la valeur de l'onde la plus amplifiée dans une couche de mélange, à partir de la vitesse moyenne  $U_m$  et l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$ :

$$f \approx 0.032 U_m/\theta$$
.

Un raisonnement analogue à FILLER [34] nous donne une estimation de  $U_m:U_m\simeq \frac{1}{2}[1.4U_\infty+0]=0.7U_\infty$ , donc dans notre cas :

$$St = \frac{fD}{U_{\infty}} \simeq 0.022D/\theta.$$

Or, un graphe extrait de SCHLICHTING [132] permet d'obtenir une estimation de l'épaisseur de quantité de mouvement juste en amont du décollement des couches limites :

$$\theta \approx D/\sqrt{Re}$$
.

Par suite:

$$St_{RG} \approx 0.022\sqrt{Re}$$
.

On retrouve ainsi une expression très semblable à celles proposées par la plupart des auteurs. Cependant, Prasad & Williamson [116] ont montré, avec une analyse détaillée, que, même si l'ordre de grandeur proposé est correct, les hypothèse utilisées pour obtenir la relation ci-dessus ne sont qu'approximativement correctes. Ces auteurs démontrent ainsi que la relation qui lie  $St_{BG}$  et St est beaucoup plus complexe, et qu'en particulier l'exposant relatif à Re doit nécessairement être supérieur à 0.5. Par ailleurs, les valeurs précises des coefficients de la relation sont déterminées à partir d'une compilation de résultats expérimentaux, ce qui permet de "moyenner" la dispersion des résultats, due en particulier au caractère oblique ou non du détachement tourbillonnaire. Certains auteurs (Wei & Smith [158], Wu et al. [164]) utilisent cette relation pour déterminer, pour  $St_{BG}/St=1$ , une forme de "résonnance" génératrice d'un forçage fort, responsable selon eux de la transition à la turbulence dans le sillage pour des nombres de Reynolds faibles (environ 270).

L'apparition des tourbillons de Bloor-Gerrard peut présenter un caractère intermittant qui a été relevé par plusieurs expérimentateurs (voir [164, 19, 90]). PRASAD & WILLIAM-SON [116] ont montré que le battement de la couche de cisaillement par rapport aux sondes fixes ne suffisait pas à expliquer ce phénomène, mais qu'il semblait plutôt dû à une fluctuation de la position du point de "transition". Ils ont par ailleurs mesuré l'évolution du facteur d'intermittance avec le nombre de Reynolds (voir figure 1.14). Cette intermittance semble disparaître ( $\gamma = 100\%$ ) pour Re de l'ordre de 9000.

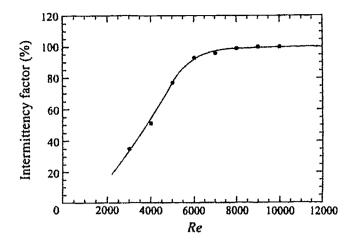


Fig. 1.14: Evolution du facteur d'intermittance  $\gamma$  avec le nombre de Reynolds, pour un point situé sur la partie externe de la couche de cisaillement, x/d=1, d'après PRASAD & WILLIAMSON [116].

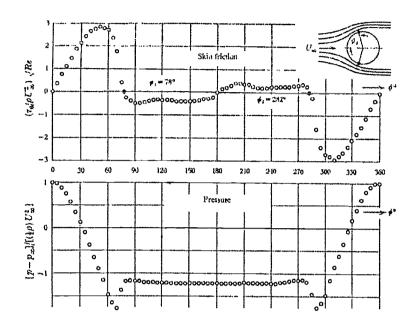
Les expériences effectuées par UNAL & ROCKWELL [156] ne montrent pas l'existence de sous-harmoniques de  $f_{BG}$  dans les spectres de vitesse, contrairement à ce qui est attendu dans une couche de mélange, pour laquelle des appariements de tourbillons ont lieu. Ces auteurs y voient une analogie avec les couches de mélange soumises à un forçage de haute amplitude, pour lesquelles ces appariements sont remplacés par une "coalescence collective", le forçage correspondant dans notre cas au champ de vitesse imposé par les tourbillons de von Kármán.

Ces mêmes auteurs, ainsi que KOURTA et al. [79] et SHERIDAN et al. [137], ont mis en évidence la présence, dans les spectres de vitesse à travers les couches de cisaillement, des harmoniques supérieurs de  $f_K$ , ainsi que des composantes  $f_{BG} \pm n f_K$ , issues de l'interaction non-linéaire des couches de cisaillement et des tourbillons de von Kármán. L'effet de ces interactions sur l'écoulement est complexe. GONZE [43] suppose que la majorité des tourbillons de Bloor-Gerrard se déforment sous l'effet de très fortes contraintes, puis sont intégrés dans les rouleaux de Kármán.

En outre, les visualisations de Wei & Smith [158] et de Chyu & Rockwell [27] ont permis de déceler l'organisation en "cellules" tridimensionnelles de ces petits tourbillons. Cette tridimensionalisation pourrait résulter de cette interaction non-linéaire, particulièrement intense pour  $Re \in [2000; 16000]$ . Cette tridimensionalisation accélère le processus de transition du sillage à la turbulence.

Toutefois, Khor et al. [77] ont mis en évidence une synchronisation de la fréquence de ces tourbillons avec la fréquence des perturbations acoustiques dues au ventilateur de la soufflerie. Il est ainsi possible que, pour une grande majorité des expériences effectuées, le bruit du ventilateur vienne exciter les couches cisaillées issues du cylindre, qui amplifient alors cette instabilité.

Ainsi, si l'existence des tourbillons de Bloor-Gerrard est aujourd'hui bien connue, ses



propriétés sont encore largement discutées.

Fig. 1.15: Répartion moyenne des coefficients de frottement et de pression pour  $Re = 10^5$ , d'après ACHENBACH [2].

Par ailleurs, les répartitions moyennes de pression et de frottement, extraites de ACHENBACH [2], sur un cylindre lisse à  $Re=10^5$  sont présentées figure 1.15. Le décollement des couches limites, de type laminaire, est situé à 78 ° du point d'arrêt moyen. Il convient également de noter que ces caractéristiques ne dépendent que faiblement du taux de turbulence extérieur, d'après YEBOAH et al. [166] ou GERRARD [39].

# 1.1.7 Nombres de Reynolds très élevés ( $Re \ge 10^5$ )

Cette zone est celle qui voit se produire les changements les plus notables dans l'écoulement. On la divise traditionnellement (cf. James et al. [62], Horvath [56]) en quatre sous-zones : subcritique, critique, supercritique et transcritique.

## Régime subcritique ( $Re \le 2 \times 10^5$ )

Ce régime d'écoulement est caratérisé par un "plateau" de  $C_x$ , aux environs de 1.2 (voir figure 1.3), dû à un décollement de couches limites laminaires ( $\theta \simeq 80$ °). La transition laminaire-turbulent se produit dans les couches de cisaillement et se rapproche du point de décollement à mesure que Re augmente.

Le nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán est constant et vaut environ 0.2. L'écoulement est sensiblement bidimensionnel.

## Régime critique $(2 \times 10^5 \le Re \le 5 \times 10^5)$

Dans cette zone, le coefficient de traînée du cylindre chute brutalement jusqu'à atteindre environ 0.2-0.3 (en fonction de la rugosité). La transition des couches limites s'effectue juste en aval de leur décollement. L'écoulement turbulent, capable de résister à des gradients de pression plus importants, recolle alors, formant un bulbe de décollement, avant de décoller définitivement vers  $140^{\circ}$  du point d'arrêt moyen. Les tourbillons de von Kármán, confinés dans un sillage plus étroit, sont plus petits. Leur fréquence augmente alors fortement ( $St \simeq 0.45$ ). Ce nouvel état de l'écoulement se traduit sur les répartitions moyennes de pression et de frottement (voir par exemple pour  $Re = 2.6 \times 10^5$  sur la figure 1.16), extraites de ACHENBACH [2].

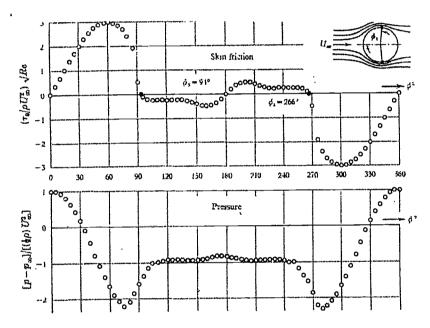


Fig. 1.16: Répartion des coefficients de frottement et de pression pour  $Re=2.6\times 10^5$ , d'après ACHENBACH [2].

Cet écoulement devient beaucoup plus tridimensionnel, le point de transition pouvant fortement varier d'une section à l'autre en fonction des rugosités locales.

# Régime supercritique ( $5 \times 10^5 \le Re \le 3 \times 10^6$ )

Le point de transition est cette fois situé dans les couches limites avant décollement. Celui-ci a alors lieu vers 120° du point d'arrêt. La dépression maximale diminue alors en valeur absolue  $(K_p \simeq -2)$  tandis que dans la zone décollée le  $K_p$  est sensiblement constant et vaut environ -0.5. Le nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán dépend fortement de la rugosité, il peut en effet varier de 0.2 à 0.45.

#### Régime transcritique ( $Re \ge 3 \times 10^6$ )

La transition a maintenant lieu tout près du point d'arrêt et l'écoulement autour du cylindre est alors totalement turbulent. Le point de dépression maximale, auparavant situé près du maître-couple ( $\theta \simeq 90\,^{\circ}$ ), s'est avancé ( $\theta \simeq 80\,^{\circ}$ ), tandis que le point de séparation s'avance également de 120 ° à  $\theta_s = 100-110\,^{\circ}$ . Le coefficient de traînée augmente doucement avec Re pour se stabiliser vers 0.2-0.3. L'écoulement redevient beaucoup plus bidimensionnel.

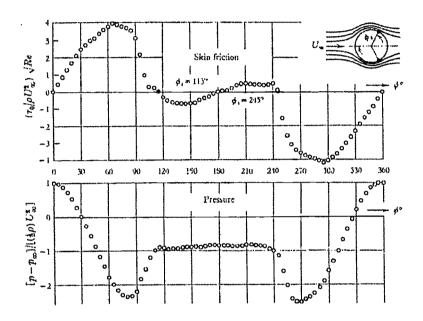


FIG. 1.17: Répartion des coefficients de frottement et de pression pour  $Re = 3.6 \times 10^6$ , d'après ACHENBACH [2].

Les répartitions moyennes de pression et de frottement, également extraites de ACHEN-BACH [2], sur un cylindre lisse à  $Re = 3.6 \times 10^6$  sont présentées figure 1.17. Le décollement des couches limites turbulentes est situé à 115 ° du point d'arrêt moyen. Du fait d'un décollement plus aval, la dépression maximale est plus importante ( $K_p \simeq -2.2$ , au lieu de -1.7) et le sillage plus étroit.

# 1.2 Influence du nombre de Mach

Bien que les applications envisagées (augmentation de la contrôlabilité des avions de combat à grande incidence, augmentation de la portance maximum de profils d'ailes proches du décrochage, augmentation de la marge au buffeting d'une aile en transsonique...) se situent dans une plage d'écoulements subsoniques à transsoniques, notre étude ne portera que sur des cas d'écoulements incompressibles ou faiblement compressibles.

L'influence de la compressibilité sur les caractéristiques de l'écoulement derrière un cylindre circulaire n'ont fait l'objet que de très peu d'études détaillées.

Pourtant, la nature des phénomènes mis en jeu (décollements, forts gradients de vitesse, couches cisaillées, instationnarités...) suggère que l'écoulement doit être fortement affecté en régime transsonique ou supersonique.

SCHLICHTING [132] a examiné le cas de la sphère et trouve que l'influence de Re sur le coefficient de traînée diminue à mesure que le nombre de Mach  $M_{\infty}$  augmente, au point que celui-ci est presque constant quel que soit Re dès que  $M \geq 0.8$ . Ceci est confirmé pour le cylindre circulaire dans REBUFFET [119] où l'on précise que  $C_x$  devient insensible à Re pour  $M_{\infty} \geq 0.7$ .

OWEN & JOHNSON [109] ont étudié le proche sillage d'un cylindre rond à  $M_{\infty}=0.6$  par des mesures LDV et film chaud, montrant la présence de tourbillons du même type que ceux rencontrés à plus faible nombre de Mach. Cependant, seul ce nombre de Mach a été étudié. Pour le nombre de Reynolds de l'expérience (Re=167000), le nombre de Strouhal obtenu est plus faible qu'en incompressible ( $St_{M=0.6}=0.174$ ). Des mesures conditionnelles effectuées par ces auteurs indiquent une forte contribution des tourbillons alternés à la turbulence de petite échelle à travers tout le sillage. La résolution de leurs mesures est cependant insuffisante pour distinguer les ondes de chocs présentes dans ce type d'écoulements, alors qu'elles sont visibles sur les visualisations de NAUMANN et al. [105], dont est extraite la figure 1.18.

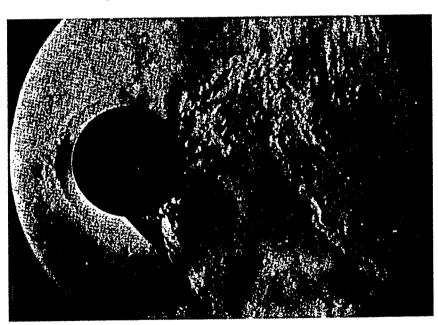


Fig. 1.18: Schlieren de l'écoulement autour d'un cylindre à M=0.44, Re=680000, extrait de NAUMAN et al. [105].

Ces ondes de choc sont responsables d'une augmentation de 20% (pour Re=130000) de la traînée par rapport au cas incompressible, selon GOWEN & PERKINS [44]. Des

résultats expérimentaux sur ce sujet peuvent être trouvés dans Thomann [153] ou Stack [146].

Cette influence de la compressibilité, éventuellement instationnaire, est étudiée par l'intermédiaire de simulations au chapitre 7.

## 1.3 Influence de la rugosité

La rugosité de paroi influe sur les écoulements en facilitant la transition à la turbulence des couches limites (voir James et al. [62] et Achenbach [2, 3] par exemple). L'état des couches limites étant, on l'a vu, un paramètre fondamental déterminant l'écoulement autour du cylindre, la rugosité de paroi est par conséquent un paramètre important à considérer.

L'effet principal d'une forte rugosité est d'abaisser la valeur de Re où apparaissent les phénomènes de transition que nous avons examinés précédemment. De plus, cet effet n'est pas franc, mais au contraire progressif : plus le cylindre est rugueux, plus l'écoulement est turbulent, plus la transition est complète. Il conviendra donc, dans nos expériences ou nos simulations, où la transition est déclenchée artificiellement, de se souvenir que le nombre de Reynolds "effectif" autour d'un cylindre rugueux est toujours plus élevé que le nombre de Reynolds réel de l'écoulement.

# Chapitre 2

Simulations de l'écoulement autour du cylindre

# Les problèmes de modélisation

Les cas d'étude que nous allons avoir à traiter concernent des écoulements turbulents décollés pour lesquels l'aspect instationnaire est important. Par ailleurs, les actuateurs envisagés sont de type pulsé, donc instationnaires. Il se pose ainsi le problème du choix de la modélisation à adopter pour simuler au mieux ces phénomènes qui dépendent du temps.

L'écoulement peut être décrit par les équations de NAVIER-STOKES (voir annexe A). Ce mouvement peut comporter des évènements à très grande ou très petite échelle (spatiale ou temporelle), ce qui se traduit par exemple sur les spectres d'énergie cinétique (voir figure 2.1). La simulation directe (Direct Numerical Simulation, ou DNS) consiste à intégrer directement en temps ces équations, ce qui suppose l'utilisation de discrétisations en temps et en espace suffisamment fines pour capturer tous ces évènements. Des DNS de l'écoulement autour d'un cylindre ont été effectuées, entre autres, par KIM et al. [76] à Re=100, par Belov et al. [10] à Re=225, par Mittal & Balachandar [99] et Persillon & Braza [114] à Re = 300, par Blackburn & Henderson [17] et Trian-TAFYLLOU & KARNIADAKIS [155, 72] à Re = 500 par une méthode spectrale, par BRAZA et al. [21] à Re = 1000, et par HANCHI & ASKOVIC [51] pour un démarrage impulsif à Re = 550 et 9500. Des pseudo-DNS, c'est-à-dire des simulations directes, mais sur des maillages insuffisants pour capter toutes les échelles, la dissipation du code permettant de jouer le rôle d'amortir les instabilités ont également été réalisés par MORGAN et al. [104] à Re=3900, par Atsuchi et al. [7] à Re=250000, par Thoman & Scewczyk [152] à Re=300000 où encore par Tamura et al. [150] à  $Re=10^6$ . Pour ces dernières simulations, les maillages sont nettement insuffisants, les résultats s'en ressentant fortement.

La DNS suffisamment maillée d'écoulements réalistes (c'est-à-dire à grands nombres de Reynolds sur des géométries complexes) est ainsi encore hors de portée des ordinateurs actuels (aussi bien pour ceux des industriels que ceux des centres de recherche). Nous devons donc nous contenter de modèles de turbulence, avec leurs faiblesses afférentes.

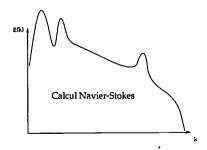


Fig. 2.1: Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul DNS.

Dans l'optique de recherche qui est la nôtre, un certain nombre d'écoulements doivent être simulés, avec différentes combinaisons de paramètres. C'est pourquoi le critère "temps

de calcul" entre fortement en compétition avec le critère de "qualité des résultats" quant au choix du modèle numérique.

Deux principaux types de simulations s'offrent à nous : la modélisation des grandes échelles (Large-Eddy Simulation, ou LES) et les modèles moyennés à deux équations de transport, tous deux disponibles dans le cadre industriel de cette thèse.

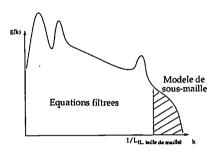


Fig. 2.2: Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul LES.

Quelques LES de l'écoulement autour d'un cylindre rond ont été effectuées : par Beau-DOIN & MOIN [9], MITTAL [100, 101], ainsi que Breuer [22] à Re = 3900. L'une des seules LES à notre connaissance à dépasser ce nombre de Reynolds est celle de SONG & YUAN [143] à Re = 140000, fortement contestée par Sarpkaya [130] pour des problèmes de convergence en mailage et d'un modèle de sous-maille simpliste d'après lui. Une simulation LES est en cours par Sagaut [127] à  $Re = 10^5$ . Maillée suffisemment, celle-ci demande des ressources très importantes.

Par ailleurs, les simulations de type LES (voir figure 2.2), bien que reposant sur des bases scientifiques maintenant bien établies, demandent des ressources herculéennes pour traîter de problèmes comme ceux qui nous occupent. Par ailleurs, la validation des modèles de sous-maille pour des écoulements avec couche limite décollée reste fortement incomplète.

Le meilleur compromis pour les simulations stationnaires aux grands nombres de Reynolds repose pour l'heure dans les modèles à deux équations de transport (dont font partie les modèles  $k-\varepsilon$ ), aussi appelés modèles RANS (Reynolds Average Navier-Stokes).

L'extension des modèles  $k-\varepsilon$  aux calculs instationnaires peut paraître simple dans les faits, puisque la majorité des codes de calcul utilisent des méthodes pseudo-stationnaires leur permettant de converger vers une solution stationnaire. Résolvant les même équations (avec toutefois certaines précautions, cf. annexe A), un code stationnaire peut ainsi être facilement "transformé" en code instationnaire. Un nombre croissant de simulations utilisant ce type d'approche ont vu le jour ces dernières années.

Le choix s'est porté sur les simulations URANS. En effet, le code Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  est déjà bien validé en stationnaire, tandis que le code de LES est encore en développement. Le temps de calcul nettement plus faible pour les simulations URANS est une raison supplémentaire.

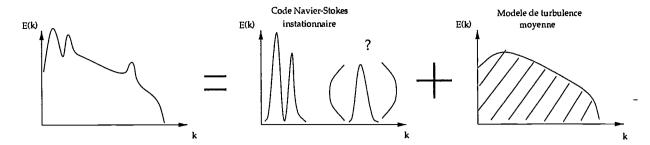


Fig. 2.3: Allure du spectre de turbulence obtenu par un calcul URANS.

Il convient d'ajouter que ce choix, au départ basé aussi bien sur des considérations d'ordre pratique que scientifique, s'est trouvé fortement conforté par les premiers tests, mais surtout par les diverses simulations URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes) qui sont apparues à base de  $k-\varepsilon$  standart [102, 35], ou avec modification de certaines constantes : modélisation semi-déterministe (SDM) de HA MINH et son équipe [50, 79, 80, 8], MS (Multiple time Scale)[159], anisotrope [42] ou non-linéaire [38], VLES (Very Large Eddy Simulation) [145], et autres DES Detached Eddy Simulation [144], montrant qu'il existe une voie intermédiaire entre les simulations Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  stationnaires "classiques" et les calculs LES, au moins pour une certaine classe de problèmes industriels. Dans ces simulations (voir figure 2.3), une partie des évènements de l'écoulement est résolue par le schéma NAVIER-STOKES, une autre étant prise en compte par le modèle de turbulence.

Le choix d'un modèle  $k-\varepsilon$  instationnaire étant fait, il convient de préciser les limitations inhérentes à cette modélisation pour les calculs instationnaires en rappelant en particulier les hypothèses susceptibles d'être mises en défaut dans nos simulations.

- Le modèle  $k-\varepsilon$  repose sur l'hypothèse d'une turbulence en équilibre, seules la production et la dissipation devant alors être calculées. Cette hypothèse peut être mise en défaut, en particulier dans le cas de turbulence contenant des structures cohérentes, ou dans le cas de couches limites soumises à de forts gradients de pression. Un corollaire est que ce modèle ne permet pas d'avoir accès au spectre de turbulence complet (seuls des phénomènes à 1 ou 2 fréquences "commensurables" peuvent être captés, voir [50]), du fait de l'hypothèse implicite d'un unique temps  $(k/\varepsilon)$  associé à la turbulence.
- L'hypothèse de Boussinesq, postulant un alignement entre le tenseur des contraintes de Reynolds et le tenseur des déformations du champ moyen, peut être remise en question, près de la paroi et dans les zones décollées par exemple.
- La viscosité turbulente est reliée aux grandeurs k et  $\varepsilon$  par la relation suivante :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \qquad ^\checkmark$$

où  $C_{\mu}$  est une constante déterminée de façon expérimentale sur des cas-type où le champ moyen est stationnaire. Or, il est fort probable que ce coefficient ne soit

pas constant. Par ailleurs, l'hypothèse d'isotropie associée au concept de viscosité turbulente n'est pas toujours licite. En particulier, ce modèle ne peut pas directement tenir compte de l'influence de la vorticité locale [69].

Il convient de garder à l'esprit ces hypothèses lors de l'interprétation des résultats.

## 2.1 Paramètres des simulations 2D

#### 2.1.1 Conditions du calcul

Le cas de référence concerne l'écoulement bidimensionnel subsonique instationnaire en espace infini régnant autour d'un cylindre de section circulaire. Les conditions du calcul sont précisées dans le tableau 2.1.

$\overline{M_{\infty}}$	$U_{\infty}$	$T_{\infty}$	D	$R_e$
0.2	68.04m/s	288 K	0.11 m	97944

TAB. 2.1: Conditions du calcul.

## 2.1.2 Méthode numérique

Les calculs sont réalisés à l'aide d'un solveur NAVIER-STOKES 2D intégré, utilisé dans sa forme instationnaire, couplé à un modèle de turbulence de type  $k-\varepsilon$  bicouche en formulation éléments-finis sur des maillages non-structurés. Les détails du code sont présentés dans l'annexe A. Ce code industriel, développé chez Dassault Aviation [25, 73] à partir d'un noyau créé à Stanford [59, 60, 64] offre une précision d'ordre 2 en espace et en temps. Les simulations sont effectuées sur l'ordinateur IBM SP2 du département aéroynamique de Dassault Aviation.

Le nombre de Mach  $(M_{\infty} = 0.2)$  utilisé pour le calcul est plus élevé que celui de l'expérience  $(M_{\infty} \simeq 0.06)$ . Ce choix résulte d'une précaution prise face à un code compressible, dont les chutes de performances sont connues pour de trop faibles nombres de Mach. Ceci ne modifie pas sensiblement les phénomènes mis en jeu puisque la vitesse en tout point de l'écoulement reste en régime très faiblement compressible  $(M_{max} \simeq 0.4)$  et que le nombre de Reynolds est conservé. Par ailleurs, l'influence du nombre de Mach (pour des régimes fortement compressibles) est étudiée dans la troisième partie.

La restriction au cas bidimensionnel permet de conserver, malgré l'étude de phénomènes longs à s'établir en instationnaire, des temps de calcul "raisonnables" (la version utilisée du code étant séquentielle). Si l'écoulement derrière le cylindre, et en particulier la turbulence, est notoirement tridimensionnel pour de tels nombres de Reynolds, les instabilités majeures qui s'y développent au cours du temps sont de nature essentiellement

bidimensionnelle. Par ailleurs, le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  utilisé est tridimensionnel, même s'il se base sur un champ "moyen" 2D.

Aussi, si plusieurs auteurs [99, 72, 104] ont montré que les simulations de type DNS nécessitent la prise en compte de la troisième dimension spatiale pour représenter correctement l'aspect de transition vers la turbulence de l'écoulement, le modèle utilisé dans nos simulations doit singulièrement alléger cette contrainte, puisque la position de la transition peut y être imposée. Par conséquent, même si ces simulations bidimensionnelles ne sont qu'une première approche du problème, elles sont néanmoins représentatives.

Il s'agit cependant d'une restriction dont l'influence mérite d'être quantifiée. C'est ce qui justifie la simulation 3D réalisée à la fin de ce chapitre.

## 2.1.3 Maillage utilisé

La plupart des calculs ont été réalisés sur un maillage de type éléments-finis comportant 41475 points et 82466 éléments, réalisé avec le logiciel EMC<sup>2</sup> [128]. Le maillage dans la partie couche limite est réalisé à base de quadrangles triangularisés et comporte au minimum 20 points suivant une normale à la paroi, le périmètre du cylindre étant décrit par 470 points.

Un calcul de couche limite par méthode intégrale permet d'obtenir une estimation de la taille de la première maille nécessaire pour que  $0.5 \le y_1^+ \le 2.5$  (voir figure 2.4b). Des analyses de plusieurs champs instantanés obtenus au cours des simulations ont confirmé que cette condition était vérifiée à tout instant du calcul, ce qui permet de s'assurer d'un bon fonctionnement du modèle  $k-\varepsilon$  bicouche dans cette zone, en particulier au niveau des points de décollement. Il est également à noter que l'allongement relatif des mailles ne dépasse pas 90 dans tout le champ, ce maximum se situant près du point d'arrêt.

Ce maillage étant également destiné aux simulations avec jet pulsé, un très fort raffinement est à noter autour de celui-ci pour  $\theta = 110$ ° (voir figure 2.4c). La fente elle-même, large de 1mm, est définie par 21 points.

La zone de proche sillage, jusqu'à  $X/D \simeq 1.5$ , est caractérisée par une concentration de mailles forte et homogène (voir figure 2.4a).

Les frontières infinies du domaine de calcul sont situées à plus de 16 diamètres du cylindre (voir figure 2.4d), le domaine étant "rempli" par des éléments de plus en plus grands à mesure que l'on s'éloigne du corps. Ce maillage est entièrement symétrique par rapport à l'axe horizontal, afin de s'affranchir des 'éventuelles asymétries qu'il peut générer.

Ce maillage, comme toujours en mécanique des fluides numérique, est l'optimum d'une longue série, et permet de capter au mieux toutes les structures que le code peut générer. Cette série permet également de s'assurer de la convergence en maillage de nos simulations.

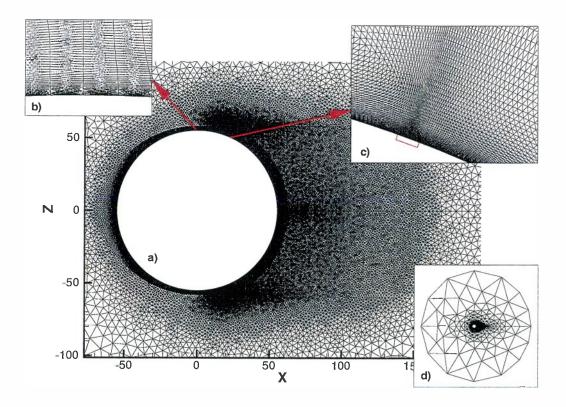


FIG. 2.4: Vues du maillage du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche limite, c) zoom sur l'orifice du jet, d) vue globale.

## 2.1.4 Autres paramètres du calcul

La transition laminaire-turbulent est imposée en X=-50mm, soit à  $\theta \simeq \pm 24$ ° du point d'arrêt moyen. Celle-ci est imposée à  $\theta \simeq \pm 28$ ° dans les expériences.

Des conditions de non-glissement adiabatique sont imposées sur le périmètre du cylindre, alors que les frontières infinies du domaine sont traitées par la méthode des caractéristiques.

Les simulations de l'écoulement débutent avec un calcul stationnaire permettant d'initialiser à faible coût (grâce aux diverses méthodes d'accélération de convergence, dont l'utilisation d'un pas de temps local et des pas de temps jusqu'à 50 fois plus élevés) les couches limites sur la partie amont et les deux tourbillons contra-rotatifs situés derrière le cylindre. Plusieurs calculs instationnaires consécutifs sont nécessaires à partir de cette initialisation afin de déstabiliser ces tourbillons et d'arriver à un régime de détachement tourbillonnaire alterné établi. Ce temps nécessaire correspond à environ 30 périodes de détachement de tourbillons.

Le pas de temps du calcul vaut  $\Delta t = 1.265 \mu s$  soit un pas de temps adimensionné de  $\Delta t^* = \Delta t U_{\infty}/D = 0.00078$ . Cette valeur est inférieure à la valeur déterminée par les contraintes de stabilité du schéma d'intégration en temps. Cette diminution permettant

de supprimer les faibles oscillations à très haute fréquence (un pas de temps sur deux) observées sur les valeurs dans le champ qui, même invisibles sur l'intégration des efforts, risquent d'affecter la dynamique de l'écoulement. La convergence en pas de temps des simulations est par ailleurs détaillée plus loin.

# 2.2 Analyse des résultats de la simulation

## 2.2.1 Convergence

L'appréciation de la convergence d'un calcul instationnaire est une notion plus floue que pour un calcul stationnaire. Le choix a été fait ici de pousser au maximum les capacités du schéma en temps. Pour cela, le résidu du système linéaire GMRES (voir annexe A) est défini suffisemment petit pour que le code effectue systématiquement 20 passes, limite maximum du code de calcul, à chaque itération en temps. Par ailleurs, le pas de temps est volontairement pris beaucoup plus faible que la limite de stabilité du code ne l'impose, ceci permettant de minimiser l'erreur commise par le code à chaque itération.

#### **Efforts**

La convergence des calculs est jugée à partir des efforts, plutôt qu'à partir du résidu du système linéaire GMRES. Les coefficients de traînée  $C_x$  et de portance  $C_z$  sont calculés par le code de calcul à chaque itération. Il est à noter que, pour tout le présent document, ces efforts donnés par les simulations ne représentent que la contribution des effets de pression, la part due au frottement étant supposée faible (de l'ordre du %) par rapport à la part due à la pression. Cette estimation sur la traînée moyenne, tirée de ACHENBACH [2], a systématiquement été vérifiée en post-traitement pour un certain nombre de "snapshots" au cours de nos simulations, le frottement calculé intervenant pour moins de 4% de la traînée totale et étant négligeable pour la portance instantanée (moins de 1%).

Après environ 30 périodes de détachement tourbillonnaire, les efforts  $C_x$  et  $C_z$ , présentés figure 2.5, convergent statistiquement.

Un certain nombre de résultats attendus sont observés ici : le  $C_z$  suit une évolution sensiblement sinusoïdale, la portance étant nulle en moyenne. L'écart maximum du  $C_z$  par rapport à sa valeur moyenne (ici nulle), appelé  $\Delta C_z$ , vaut 0.508. Le  $C_x$  suit également une évolution périodique, mais non sinusoïdale. Sa fréquence est double de celle du  $C_z$ . Sa moyenne vaut 0.5296.

#### Fréquence

La fréquence du détachement tourbillonnaire  $f_K$  obtenue dans les simulations peut être obtenue de différentes manières. Trois méthodes ont été testées : par le calcul de la période de  $C_z$ , par la transformée de Fourier de  $C_z$  et par la transformée de Fourier d'un signal de vitesse verticale en un point situé à un diamètre en aval du cylindre, sur l'axe

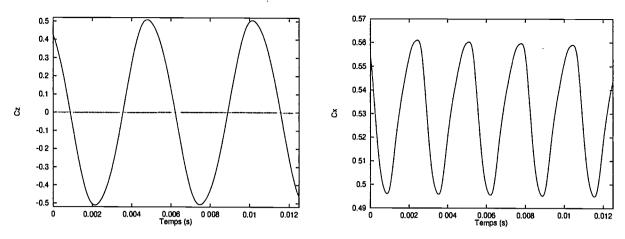


Fig. 2.5: Evolution du  $C_z$  et du  $C_x$  au cours du temps.

X. L'utilisation de ces trois méthodes est ici redondante, mais il convient néanmoins de les valider car, même si le calcul direct de la période est ici plus simple, seules les deux dernières méthodes sont utilisables dans les cas avec contrôle, le signal de  $C_z$  n'étant alors plus mono-fréquentiel.

Dans ce cas, les trois méthodes s'accordent à estimer cette fréquence à 187.11 Hz, soit un nombre de Strouhal  $St_K = f_K D/U_{\infty} = 0.3025$ .

#### Comparaison avec les expériences

Les résultats principaux de cette simulation sont résumés dans le tableau 2.2, et comparés avec les résultats expérimentaux de ACHENBACH [2] et de BÉRA & SUNYACH [13].

	$\overline{C_x}$	$\Delta C_z$	$St_K$
Simulations NS2D	0.5296	0.508	0.3025
Expé. Achenbach	1.2	-	0.21
Expé. Sunyach & Béra (corrigé)	0.78	_	0.26

TAB. 2.2: Résultats globaux issus de la simulation, comparaison aux expériences.

La comparaison de ces valeurs obtenues par le calcul ne peut se faire avec les expériences qu'en prenant en compte le fait que la transition est ici déclenchée. En effet, les expériences à même nombre de Reynolds donnent une valeur de 1.2 pour le  $C_x$  d'après ACHENBACH [2], et une valeur de 0.21 pour  $St_K$ , mais ces valeurs sont obtenues pour une transition libre qui se produit après le décollement (voir chapitre 1). Les valeurs trop faibles de  $C_x$  relevées dans la plupart des simulations de type URANS avec un modèle  $k-\varepsilon$  pour cette gamme de nombre de Reynolds s'expliquent par une mauvaise prédiction du point de transition des couches limites. Le point de transition peut en effet être déterminé de deux façons différentes dans un code  $k-\varepsilon$ : soit tout l'écoulement est supposé

turbulent, soit la transition est estimée par un critère empirique. Dans ces deux cas, les couches limites sont turbulentes avant leur décollement, ce qui change ici la position du décollement (environ 80° pour des couches limites laminaires, 110° pour des couches limites turbulentes), induisant alors une traînée plus faible, une épaisseur de sillage réduite ainsi qu'une fréquence des tourbillons plus élevée.

La transition imposée dans nos simulations conduit à des valeurs de  $C_x$  et  $St_K$  qui correspondent à ceux obtenus dans les expériences de ACHENBACH [2] pour des nombres de Reynolds plus élevés. Ceci est confirmé par les expériences de BÉRA et al. [13] en transition déclenchée, pour lesquelles le coefficient de traînée obtenu par intégration de pression (voir correction présentée en annexe B) ainsi que  $St_K$  sont assez proches de la simulation. L'accord est donc assez bon, aussi bien du point de vue des efforts, que du point de vue de l'évolution temporelle de ceux-ci. Cet accord est encore amélioré par la prise en compte du confinement.

## 2.2.2 Analyse des champs instantanés

L'exploitation d'un calcul instationaire peut générer une masse de resultats assez considérable. Il convient alors de sélectionner les résultats les plus pertinents. L'analyse effectuée dans la partie qui suit repose sur des quantités qui, soit caractérisent la qualité du calcul en fonction de résultats théoriques, soit sont comparables à des résultats expérimentaux.

#### Lignes de courant

L'analyse des lignes de courant (lignes tangentes en tout point au champ de vitesse instantané) permet d'interpréter la topologie de l'écoulement règnant autour du cylindre. Quatres instantanés de ces lignes de courant sont présentés sur la figure 2.6. Ces instantanés correspondent aux instants où le coefficient de portance  $C_z$  est a) nul et croissant, b) maximal, c) nul et décroissant, d) minimum.

Il est à noter que les figures 2.6a et 2.6c, ainsi que 2.6b et 2.6d, sont symétriques deux à deux par rapport à l'axe horizontal, ce qui confirme le caractère sinusoïdal de l'évolution du  $C_z$ . Sur la figure 2.6a, la couche limite située sur l'extrados décolle pour former un petit tourbillon qui grossit au cours du temps (voir figure 2.6b), et dont le centre se rapproche de l'axe horizontal. A ce moment où le  $C_z$  est maximal (portance dirigée vers le haut), ce tourbillon tournant dans le sens anti-trigonométrique occupe une bonne partie du culot du cylindre. Les deux singularités qui bornent les lignes séparant l'intérieur de l'extérieur de ce tourbillon sont distinctes et situées sur le cylindre. Le point de séparation est alors situé vers  $\theta_s = 112.5$  à l'extrados, celui de l'intrados à  $\theta_s = -106$ °, tandis qu'un point d'arrêt est situé environ 17 ° sous le "bord de fuite" du cylindre.

La présence de ce tourbillon induit une forte déflexion des lignes de courant extérieures situées sur l'extrados. L'induction générée par ce tourbillon est telle que les lignes de courant passant juste au-dessus du point de décollement extrados sont entraînées jusque

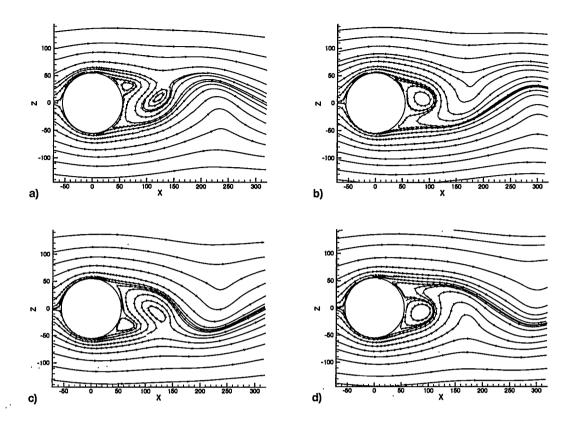


FIG. 2.6: Lignes de courant instantanées obtenues dans les simulations  $k - \varepsilon$ . a)  $C_z$  nul croissant, b) maximum de  $C_z$ , c)  $C_z$  nul décroissant, d)  $C_z$  minimum.

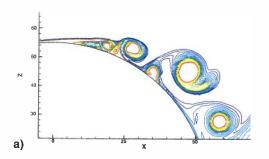
vers le point de séparation intrados.

Ce tourbillon est ensuite poussé vers l'aval par le tourbillon naissant à l'intrados (figure 2.6c). Les séparatrices qui le délimitent sont alors entièrement fluides, avec en particulier la présence d'un point-selle situé juste au-dessous du tourbillon.

Le tourbillon intrados grossissant continue de le repousser en aval (figure 2.6d). Sa vitesse de rotation diminue fortement, de sorte que les lignes de courant ne se referment plus autour de lui. Le phénomène se répète ainsi à chaque cycle, induisant une oscillation de la ligne en aval qui délimite les lignes de courant passant au-dessus du cylindre de celles passant au-dessous. Cette oscillation diminue alors progressivement d'amplitude en s'éloignant du cylindre.

Cette topologie correspond parfaitement à l'instabilité rencontrée dans les expériences dès que  $Re \geq 50$  jusqu'aux grands nombres de Reynolds. Elle est en particulier remarquablement similaire, étant donnée la grande différence de nombre de Reynolds, aux DNS de BLACKBURN & HENDERSON [17] à Re = 500.

En revanche, aucun tourbillon du type Bloor-Gerrard n'est présent dans les couches cisaillées séparées du cylindre. Ces tourbillons sont présents dans des simulations sans



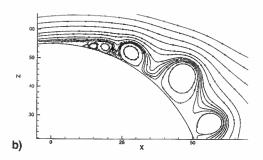


Fig. 2.7: Visualisation des tourbillons de Bloor-Gerrard sur a) un champ instantané d'entropie et b) des lignes de courant, au même instant, issus d'une simulation sans modèle de turbulence.

modèle de turbulence (voir le champ d'entropie instantané présenté figure 2.7), montrant que la résolution est suffisante pour capter ces structures. Le rapport  $St_{BG}/St_{K}$ , variant dans ces simulations laminaires entre 7 et 23, avec une forte densité de probabilité autour pour des valeurs de 14-15, en fonction de la position du tourbillon principal, est à comparer aux résultats extrapolés des expressions du tableau 1.1, dont les valeurs s'étalent entre 6.3 et 141, la seule formule dont le domaine de validité comprend ce nombre de Reynolds est celle de PRASAD & WILLIAMSON qui donne un rapport égal à 52.6, valeur assez éloignée. Ces résultats numériques se comparent en revanche très favorablement aux mesures par PIV de BÉRA et al. [15], qui estiment le nombre de Strouhal moyen de ces tourbillons à 15. Le modèle de turbulence joue donc ici un rôle dissipatif important, puisqu'il inhibe complètement le développement de cette instabilité.

Il n'est toutefois pas possible de comparer les résultats instantanés de la simulation avec des moyennes de phases obtenues à partir des mesures PIV effectuées au LMFA, car ces mesures ne sont pas synchronisées avec la fréquence de détachement naturel des tourbillons de Kármán, la seule synchronisation effectuée étant avec un signal de référence dans le cas avec contrôle. Par ailleurs, les snapshots obtenus directement par la PIV sont trop bruités pour être directement comparés au calcul. Ces snapshots montrent toutefois clairement la présence de tourbillons de type Bloor-Gerrard (cf. [15]), confirmant ainsi, pour de plus hauts nombres de Reynolds, les visualisations de Wu et al. [164], PRASAD & WILLIAMSON [116], WEI & SMITH [158], SHERIDAN et al. [137, 77] ou encore CHYU et al. [26, 27, 28, 88].

Il est en revanche possible de comparer nos résultats numériques avec les champs de vitesse instantanés des expériences de Cantwell & Coles [24], réalisées au moyen d'un système original dit "flying hot-wire". Ces expériences ont été effectuées pour Re=140000. Il convient de noter que la transition de l'écoulement n'est pas déclenchée dans ces expériences, contrairement à nos simulations. La comparaison des résultats de la simulation (figure 2.9) sur un instantané, avec ces résultats expérimentaux présentés figure

2.8, est assez satisfaisante. (Nota : Pour faciliter la comparaison, les résulats issus du calcul sont projetés sur une grille similaire à celle correspondant à leurs expériences). Une dissipation excessive, due à la fois à un maillage de plus en plus grossier en s'éloignant vers l'aval du cylindre, et au modèle de turbulence utilisé, se traduit par un amortissement un peu trop rapide de l'oscillation de la ligne séparatrice de sillage pour  $x/d \ge 4$ .

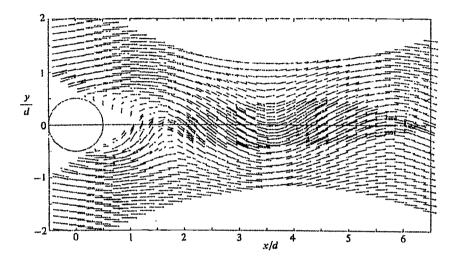


FIG. 2.8: Moyenne de phase du champ de vitesse issue des expériences de CANTWELL & COLES [24].

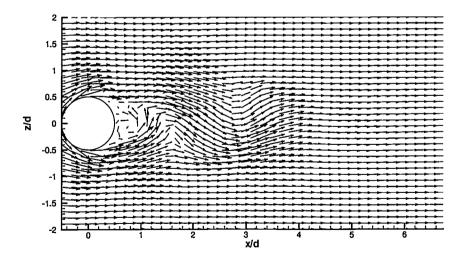


Fig. 2.9: Champ de vitesse instantané issu des simulations  $k-\varepsilon$ .

#### Champs de vorticité et d'entropie

L'analyse du champ de vitesse, si elle permet de dégager certaines caractéristiques de l'écoulement, est en revanche rendue difficile par la nature vectorielle de celui-ci. Par ailleurs, il est tentant mais faux d'assimiler les lignes de courant avec les trajectoires que suivraient des traceurs placés dans le fluide. Aussi, pour mieux se représenter l'allure instantanée de l'écoulement, est-on souvent amené à considérer deux champs scalaires : le champ de vorticité (qui n'est scalaire que pour un champ de vitesse bidimensionel) et celui d'entropie.

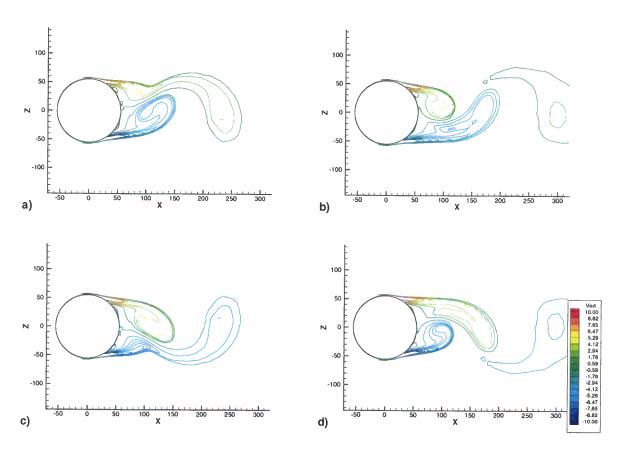


FIG. 2.10: Champs de vorticité (en  $1000 \times 1/s$ ) instantanés obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$  aux mêmes instants que sur la figure 2.6.

Le champ de vorticité  $\left(vort = \frac{1}{2}(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z})\right)$  présente l'avantage de n'être basé que sur le calcul des gradients locaux du champ de vitesse. Ce qui permet de mettre en évidence les zones de forts cisaillements (voir par exemple figure 2.10, à comparer à la figure 2.6). C'est en revanche une quantité qui n'est qu'indirectement accessible. Sa nature de gradient implique ainsi une forte dépendance à la finesse du maillage. La vorticité tend ainsi à être sous-estimée sur des maillages localement trop grossiers. L'utilisation d'éléments-finis de

tailles fortement inhomogènes rend très ardue l'estimation de l'erreur commise sur le calcul de cette quantité.

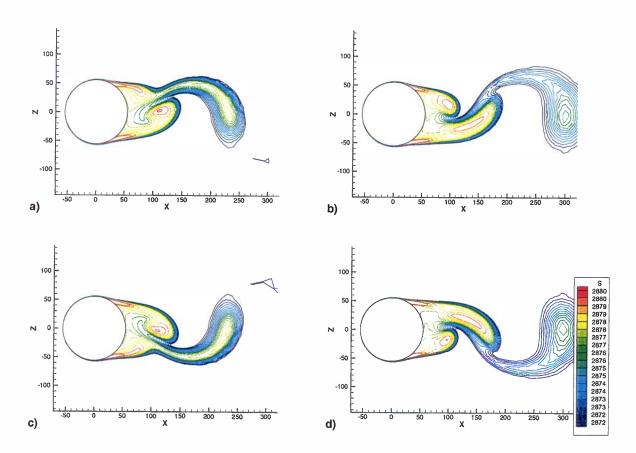


FIG. 2.11: Champs d'entropie (en J/(Kelvin.kg)) instantanés obtenus dans les simulations  $k-\varepsilon$  aux mêmes instants que la figure 2.6.

Une autre quantité d'intérêt est l'entropie  $(S=c_plog(T)-r_{gas}log(P))$ . Cette quantité présente en effet la propriété de n'augmenter qu'en présence de pertes de pression totale dans l'écoulement, dans notre cas, il s'agit des zones de cisaillement du champ de vitesse. En l'absence de pertes, ce scalaire est transporté passivement. L'entropie donne ainsi accès à la trajectoire des particules fluides, ainsi qu'à une mémoire des particules fluides vis-à-vis des pertes qu'elles ont subies.

Les couches de cisaillement, ainsi que les tourbillons, ou ex-tourbillons, sont parfaitement visibles sur la figure 2.11. Cette quantité est de plus directement accessible par le calcul. Elle est en revanche quasi-inaccessible à la mesure. Elle est surtout utilisée dans nos simulations sous forme de films pour comprendre le comportement dynamique des écoulements.

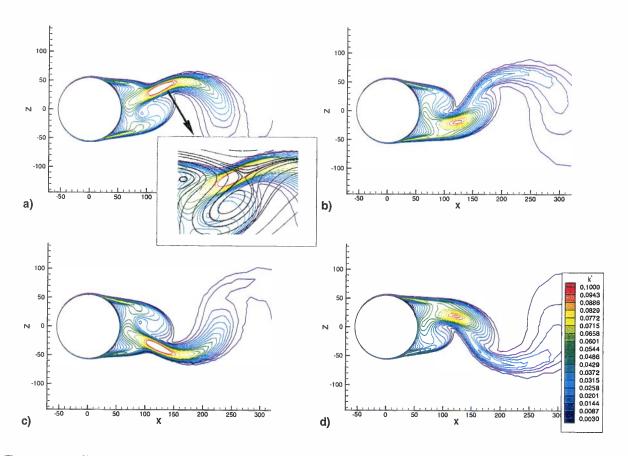


Fig. 2.12: Champs instantanés d'énergie cinétique turbulente adimensionnée  $k^*$  obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$  aux mêmes instants que la figure 2.6.

#### Champs de turbulence

L'analyse conditionnelle des champs de vitesse effectuée par Cantwell & Coles [24] a montré que la position de l'extremum local de cisaillement coïncide avec le maximum local d'intermittence. C'est donc dans ces zones que l'énergie cinétique turbulente k est produite.

Comme le montre la figure 2.12, qui présente  $k^* = k/U_\infty^2$ , en dehors des zones de couche limite ou de cisaillement détachées du cylindre, la production de turbulence à petite échelle est en effet principalement effectuée par les forts cisaillements qui règnent près des points-selle du champ de vitesse situés près des tourbillons. Ces champs instantanés de k sont tout à fait similaires à ceux obtenus par MOHAMMADI & MEDIC [102] dans des simulations  $k-\varepsilon$  sur un cylindre carré, présentées figure 2.13 pour une phase correspondant à la figure 2.12c.

Ce résultat qui corrobore les expériences, met toutefois en lumière un défaut de certaines hypothèses servant à l'obtention du modèle  $k-\varepsilon$  dans ce cas. La turbulence à

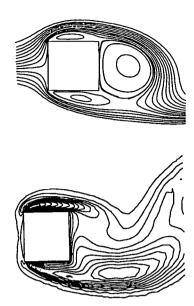


Fig. 2.13: Lignes de courant (haut) et champ instantané d'énergie cinétique turbulente (bas) obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$  de MOHAMMADI & MEDIC [102].

petite échelle (celle que l'on souhaite modéliser par l'intermédiaire de k et  $\varepsilon$ ) n'est ainsi pas véritablement aléatoire et probablement ni homogène, ni isotrope, puisqu'elle est fortement liée à certaines zones du champ instantané. Les LES de MITTAL [100, 101] ont par ailleurs montré que la plus forte contribution à la production de la turbulence à petite échelle provient effectivement de fluctuations dont la fréquence est centrée sur la fréquence d'émission des tourbillons de Kármán, ce qui confirme cette dépendance.

Les champs instantanés de  $k^*$ ,  $\varepsilon^*$  et de la viscosité turbulente  $\mu_t$  sont présentés figure 2.14, pour le mème instant que la figure 2.6a. Le maximum de  $k^*$  est associé à un maximum local de  $\varepsilon^*$ . L'importance relative de ces deux termes se traduit par un maximum local de viscosité turbulente  $\mu_t$  en cet endroit, c'est-à-dire près du point-selle instantané de l'écoulement. Toutefois, le maximum de  $\mu_t$  se situe, pour cet instantané, près du point d'arrêt situé sur le culot du cylindre. Le niveau de viscosité turbulente est par ailleurs relativement faible dans la couche de cisaillement issue des couches limites décollées.

## 2.2.3 Analyse du champ moyen

#### $K_p$ moyen à la paroi

La répartition moyenne des  $K_p$  à la paroi est présentée figure 2.15. D'une valeur de  $K_p$  sensiblement égale à 1 au point d'arrêt, l'écoulement subit une forte détente jusque vers  $\theta \simeq 80^{\circ}$ , où  $K_p$  atteint -2.45. Suit une recompression associée au décollement des couches limites, avec un plateau à -0.69 pour  $\theta \geq 120^{\circ}$ .

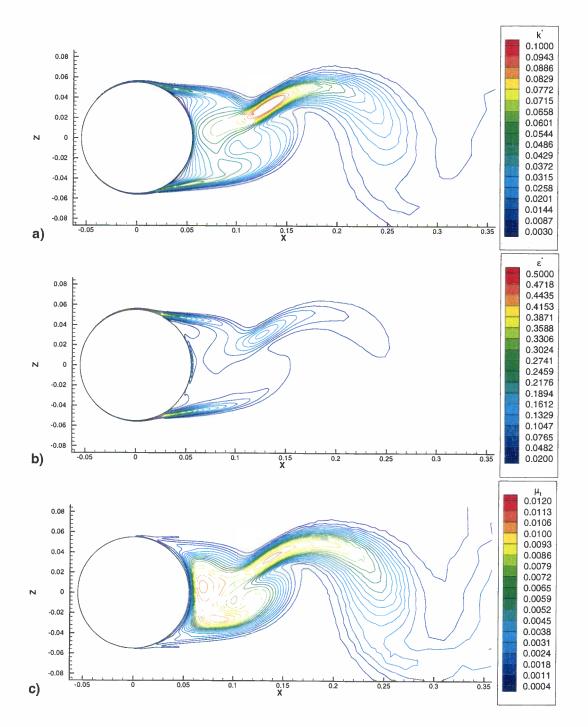
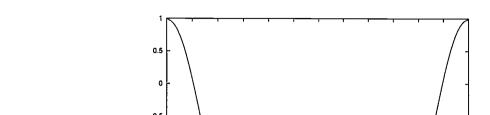


Fig. 2.14: Champs instantanés d'énergie cinétique turbulente  $k^*$ , du taux de dissipation de cette énergie  $\varepsilon^*$  et de la viscosité turbulente  $\mu_t$ , au même instant que la figure 2.6a.

Cette répartition est assez semblable à celle observée par ACHENBACH [2] pour  $Re=3.6\times 10^6$ , à l'exception d'un niveau de  $K_p$  différent dans la partie décollée. Cet écart est



probablement imputable à l'imposition de la transition dans les simulations.

Fig. 2.15: Répartition moyenne des  $K_p$  à la paroi, simulation  $k-\varepsilon$ .

#### Champ moyen de vitesse

Le champ moyen de vitesse, visualisé par l'intermédiaire des lignes de courant, est présenté sur la figure 2.16.

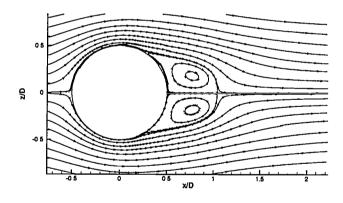


FIG. 2.16: Lignes de courant du champ moyen de vitesse, simulation  $k - \varepsilon$  instationnaire.

Ce champ, obtenu dans les simulations à  $Re \approx 100000$ , est identique à celui observé par Cantwell & Coles [24]. Il permet de déterminer plus précisément le point de décollement :  $\theta_s = 109.4$ °. Cette position correspond à un écoulement à Re = 300000 ou  $Re = 3 \times 10^6$ . Les couches limites décollées forment deux tourbillons contra-rotatifs en aval du cylindre. Cette zone de recirculation se referme en un point-selle situé sur l'axe 0.54D

derrière le culot du cylindre, ce qui est en très bon accord avec ces mêmes expériences qui indiquent une longueur légèrement supérieure à un demi-diamètre.

Par ailleurs, il est intéressant de comparer ces résultats à ceux issus d'un calcul stationnaire, toutes choses égales par ailleurs. Les lignes de courant du champ résultant sont présentées figure 2.17.

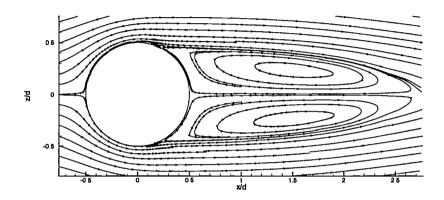


Fig. 2.17: Lignes de courant du champ de vitesse, simulation  $k - \varepsilon$  stationnaire.

Le point de décollement est alors situé plus en amont, à  $\theta_s = 103.3$ °, et la longueur de la recirculation est égale à 2.2D, c'est-à-dire quatre fois plus élevée que celle obtenue par le calcul instationnaire. La traînée est alors beaucoup plus faible :  $C_x \simeq 0.37$  (à comparer à 0.53 pour la moyenne de l'instationnaire).

Ce résultat montre que le mauvais comportement d'un code  $k-\varepsilon$  observé pour des calculs stationnaires sur des écoulements comportant des structures cohérentes, comme ici les tourbillons de Kármán, peut être considérablement amélioré en effectuant un calcul instationnaire. L'hypothèse d'une turbulence stationnaire est alors remplacée par une hypothèse de quasi-stationnarité, qui est valide tant que le temps associé à la turbulence reste nettement inférieur au temps associé aux fluctuations du champ moyen.

#### Fluctuations de vitesse

Avant d'analyser ces fluctuations, et en particulier leur énergie cinétique, il est utile de rappeler la décomposition triple des écoulements turbulents, introduite par HUSSAIN & REYNOLDS [61]. Les termes définis sont représentés schématiquement figure 2.18.

On définit tout d'abord la moyenne temporelle de  $u_i(x,t)$ :

$$\bar{u_i}(x) = \lim_{T \to +\infty} \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u_i(x,t) dt$$

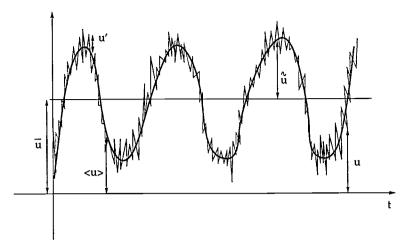


FIG. 2.18: Définition des différentes valeurs et moyennes de la décomposition triple des écoulements turbulents.

puis la moyenne d'ensemble :

$$< u_i > (x, t) = \lim_{N \to +\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} u_i^n(x, t)$$

où  $u_i^k$  désigne une réalisation k de l'écoulement.

Dans le cas d'une turbulence stationnaire, on identifie souvent ces deux types de moyenne. Cette simplification n'est plus licite en présence de structures cohérentes dans l'écoulement. Ces structures cohérentes (ici les tourbillons de Kármán) induisent des fluctuations présentant une certaine régularité, dont la moyenne temporelle est nulle, et sont présentes à chaque réalisation n de l'écoulement.

On définit alors un terme de fluctuations "cohérentes" (à ne pas confondre avec la moyenne de Favre utilisée en annexe A) :

$$\widetilde{u_i} = \langle u_i \rangle - \bar{u_i}$$

les fluctuations dites "incohérentes" étant alors définies par :

$$u_i' = u_i - \langle u_i \rangle.$$

La décomposition triple s'écrit alors :

$$u_i = \bar{u_i} + \widetilde{u_i} + u_i'.$$

Le champ de vitesse apparaît alors comme la somme algébrique d'un champ moyen (au sens de la moyenne temporelle), d'un champ associé aux structures cohérentes et d'un champ de fluctuations "incohérentes". Rappelons que cette décomposition n'est possible

qu'avec l'hypothèse d'une échelle de temps des fluctuations incohérentes nettement plus faible que celle associée au fluctuations cohérentes.

Il est alors possible de déterminer l'énergie cinétique de ces différents champs. On définit les moyennes temporelles de l'énergie cinétique :

- du champ total :  $Ec = \frac{1}{2}\overline{u_iu_i}$
- du champ moyen :  $K = \frac{1}{2}\bar{u_i}\bar{u_i}$
- du champ cohérent :  $K_c = \frac{1}{2} \overline{\langle u_i \rangle \langle u_i \rangle}$
- des structures cohérentes :  $\kappa = \frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}}\overline{\widetilde{u_i}}$ .
- des fluctuations incohérentes :  $k = \frac{1}{2}\overline{u_i'u_i'}$

Ces champs ne sont bien entendu pas indépendants. Il est possible d'écrire :

$$\kappa = \frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}\widetilde{u_i}} = \frac{1}{2}\left(\overline{\langle u_i \rangle \langle u_i \rangle} - 2\overline{\langle u_i \rangle}\overline{u_i} + \overline{u_i}\overline{u_i}\right)$$

or  $\overline{\langle u_i \rangle} = \bar{u_i}$ , d'où :  $\kappa = \frac{1}{2} (\overline{\langle u_i \rangle} \overline{\langle u_i \rangle} - \bar{u_i} \bar{u_i})$ , soit :

$$\kappa = K_c - K$$
.

De même, l'énergie cinétique totale peut s'écrire :

$$Ec = \frac{1}{2} \overline{\left[ \left( \overline{u_i} + \widetilde{u_i} + u_i' \right) \left( \overline{u_i} + \widetilde{u_i} + u_i' \right) \right]} = \frac{1}{2} \left[ \overline{u_i} \overline{u_i} + \overline{\widetilde{u_i}} \overline{\widetilde{u_i}} + \overline{u_i'} \underline{u_i'} + 2 \left( \overline{u_i} \overline{\widetilde{u_i}} + \overline{u_i} \overline{u_i'} + \overline{\widetilde{u_i}} \underline{u_i'} \right) \right]$$

Or 
$$\overline{\widetilde{u_i}} = 0$$
 et  $\overline{u_i'} = 0$ , d'où :

$$Ec = K + \kappa + k + \overline{\widetilde{u_i}u_i'}$$

soit encore:

$$Ec = K_c + k + \overline{\widetilde{u}_i u_i'}.$$

Il est en revanche difficile de statuer sur le terme  $\overline{\widetilde{u_i}u_i'}$ , qui représente une corrélation entre les fluctuations cohérentes et incohérentes.

L'hypothèse de turbulence stationnaire utilisée pour dériver le modèle  $k-\varepsilon$  suppose une turbulence homogène et isotrope, ce qui exclut de facto la présence de structures cohérentes. D'où  $K_c = K$  et  $\overline{\tilde{u}_i u_i'} = 0$ . On retrouve alors dans ce cas l'expression classique : Ec = K + k.

L'utilisation d'un code Navier-Stokes associé à un modèle  $k-\varepsilon$  pour des calculs instationnaires nous permet d'accéder à certains des termes définis plus haut. Le champ résolu par le code Navier-Stokes correspond au champ  $< u_i >= \bar{u_i} + \widetilde{u_i}$ . Un nombre significatif de champs instantanés (environ 40 par période de détachement tourbillonnaire)

sont stockés pour être post-traités. Il est alors possible de déterminer  $\bar{u_i} = \overline{\langle u_i \rangle}$ , puis  $\tilde{u_i} = \langle u_i \rangle - \overline{u_i}$ , l'intégrale en temps étant alors remplacée par une moyenne discrète des champs instantanés stockés sur une période.

Les champs  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$ ,  $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$  et  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{V}}$ , adimensionnés par  $U_{\infty}^2$ , sont présentés figure 2.19. Ils sont comparés à ceux obtenus par Cantwell & Coles [24] à Re=140000 en transition naturelle, présentés figure 2.20.

Ces trois termes de fluctuations, symétriques par rapport à l'axe x, sont maximaux dans le proche sillage du cylindre. Les contours de  $\overline{\widetilde{U}}\overline{\widetilde{U}}$  présentent deux lobes séparés par l'axe x. Chaque lobe met en évidence le changement de vitesse horizontale dû au battement des couches cisaillées, ainsi que la zone de création des tourbillons. Le maximum de  $\overline{\widetilde{U}}\overline{\widetilde{U}}$  représente environ 1.3% de  $U_{\infty}^2$ , soit 11.4% de  $U_{\infty}$  pour l'écart-type. Il est situé en  $x/D \simeq 1$  et  $z/D \simeq 0.23$ . Ce champ est remarquablement similaire qualitativement à celui obtenu dans les expériences, y compris le changement de pente assez brutal des isolignes de faibles valeurs pour  $x/D \geq 0.8$ . Les valeurs sont en revanche 6 fois plus grandes dans les expériences. De plus, si la position en x du maximum est bien prédite  $(x/D \simeq 1)$ , sa position en en revanche plus proche de l'axe x dans les simulations  $(z/D \simeq 0.23$  au lieu de 0.45 pour les expériences). Ces deux dernières différences sont cohérentes avec la nature et la position différentes du décollement entre la simulation et les expériences. Le champ dans la zone décollée issue de la simulation est pleinement turbulent, le sillage plus étroit, les tourbillons ne pouvant osciller que dans une zone plus restreinte, d'où la position en z du maximum différente, ainsi qu'une amplitude de fluctuations plus faible.

Le champ de  $\overline{\widetilde{VV}}$  ne présente qu'un seul lobe centré sur l'axe x, avec un maximum correspondant à 2.2% de  $U_{\infty}^2$ , soit 14.8% de  $U_{\infty}$  pour l'écart-type, situé en  $x/D \simeq 1.25$ . Dans les expériences, ce maximum est environ 10 fois plus élevé, et est situé plus en aval à  $x/D \simeq 1.7$ .

Le champ de  $\overline{\widetilde{UV}}$  présente quant à lui quatre extrema locaux, dont seuls les deux situés le plus en aval sont visibles dans les expériences. Là-encore, les valeurs expérimentales sont environ 8 fois plus grandes que dans les simulations. La position des extrema situés le plus en aval est plus proche de l'axe x dans les simulations ( $z/D \simeq 0.18$ ) que dans les expériences ( $z/D \simeq 0.32$ ).

La physique du détachement tourbillonnaire est donc correctement modélisée par les simulations, même si la différence du point de transition change sensiblement la topologie du champ de vitesse, la turbulence plus développée dans les simulations ayant en particulier pour conséquence une réduction de l'amplitude des fluctuations cohérentes d'un facteur environ égal à 8.

La détermination des  $\overline{u_i}$  et  $\widetilde{u_i}$  permet d'avoir ensuite accès à  $K=\frac{1}{2}\overline{u_i}\overline{u_i}$  et  $\kappa=\frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}}\overline{u_i}$ . Il convient par ailleurs de noter, au vu de la figure 2.12, qu'il y a peu de chances que le terme  $\overline{\widetilde{u_i}u_i'}$  apparaissant dans l'expression de Ec soit nul. Dans les simulations, les fluctuations "incohérentes" sont prises en compte par le modèle de turbulence. Celui-ci évalue donc

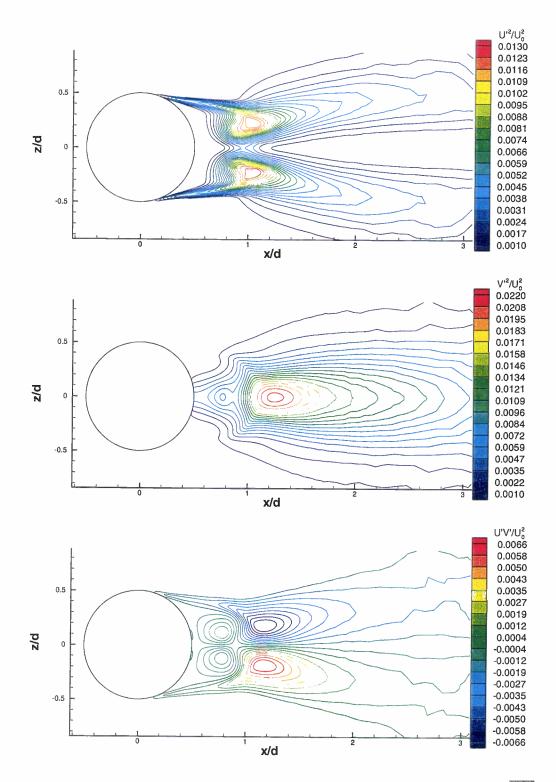


FIG. 2.19: Champs moyens des fluctuations cohérentes du champ de vitesse,  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}/U_{\infty}^2$ ,  $\overline{\widetilde{V}}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$  et  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$ , simulations  $k-\varepsilon$ .

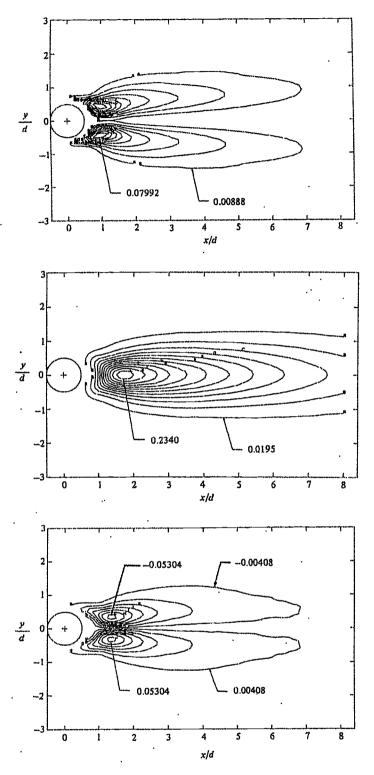


Fig. 2.20: Champs moyens des fluctuations cohérentes du champ de vitesse mesurés par Cantwell & Coles [24] :  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}/U_{\infty}^2$ ,  $\overline{\widetilde{V}}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$  et  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{V}/U_{\infty}^2$ .

directement k. Cependant, contrairement aux hypothèses utilisées pour dériver le modèle  $k-\varepsilon$ , le champ moyen n'est pas stationnaire dans ce cas. Le champ k ne l'est donc pas non plus (cf. figure 2.12).

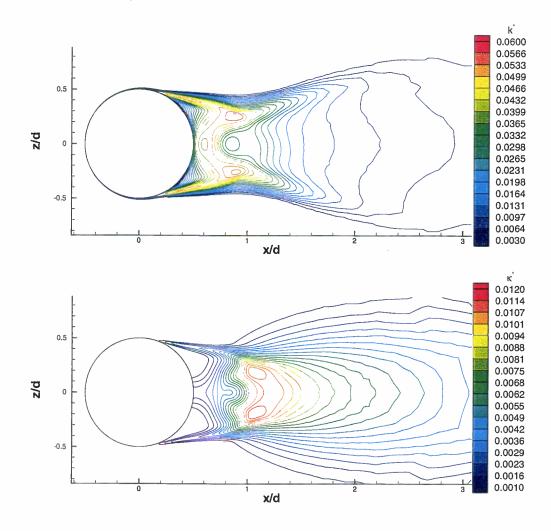


Fig. 2.21: Comparaison de l'énergie cinétique turbulente moyenne adimensionnée provenant du modèle de turbulence  $(k^*)$  et des fluctuations du champ moyen  $(\kappa^*)$ , simulations  $k - \varepsilon$ .

Le champ moyen de  $k^*$  est présenté figure 2.21. En moyenne, de fortes concentrations sont présentes dans les couches cisaillées détachées du cylindre, ainsi que pour 2 extrema locaux dans le sillage pour  $x/D \simeq 0.9$  et  $z/D \simeq 0.25$ , c'est-à-dire très proches de la position des extrema de  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$ .

Les expériences de Cantwell & Coles [24] pour Re=140000 présentent les champs de  $\overline{U'U'}$  et  $\overline{V'V'}$  (voir figure 2.22), mais malheureusement pas ceux de k. Or, le modèle de turbulence utilisé ici ne nous donne accès qu'à k, non ses composantes. Le champ correspondant à l'énergie cinétique des fluctuations incohérentes  $k=\frac{1}{2}(\overline{u_i'u_i'})$  est comparé

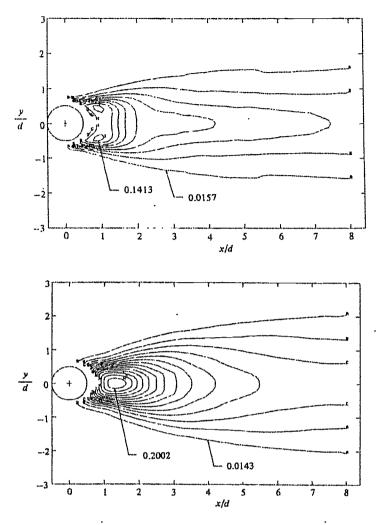


Fig. 2.22: Champs moyens de fluctuations incohérentes du champ de vitesse mesurés par Cantwell & Coles [24] :  $\overline{U'U'}$  et  $\overline{V'V'}$ .

figure 2.21 à celui de l'énergie cinétique des fluctuations cohérentes  $\kappa = \frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}\widetilde{u_i}}$ . Les champs de  $k^*$  et de  $\kappa^*$  sont présentés figure 2.21.

Les expériences de Cantwell & Coles [24] pour Re = 140000 ont montré que les niveaux des contraintes turbulentes "aléatoires" sont comparables aux niveaux associés au mouvement périodique dû aux tourbillons de Kármán. Ce n'est pas le cas dans notre simulation, pour laquelle l'énergie contenue dans les fluctuations "aléatoires" modélisées est jusqu'à 5 fois plus grande que celle associée au mouvement cohérent des tourbillons de Kármán.

Pour approfondir les raisons de cet écart, des simulations Navier-Stokes 2D instationnaires ont été effectuées avec le même code de calcul et le même maillage, mais en désactivant le modèle de turbulence, réalisant ainsi une DNS 2D sous-maillée. Les

moyennes effectuées sur un temps suffisemment long (environ 35 périodes de détachement tourbillonnaire) pour obtenir des statistiques d'ordre 2 convergées montrent une augmentation notable du niveau des fluctuations cohérentes par rapport aux simulations utilisant le modèle  $k-\varepsilon$ . Le maximum de  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$  atteint 3.2% de  $U_{\infty}^2$ , celui de  $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$  atteint 3.8% de  $U_{\infty}^2$  et celui de  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{V}}$  près de 1% (au lieu de respectivement 1.3%, 2.2% et 0.6% avec le modèle  $k-\varepsilon$ ). Cette augmentation du niveau de fluctuations cohérentes est associé à une mouvement de battement plus important des tourbillons de Kármán dans le proche sillage du cylindre.

Le niveau maximum de  $\kappa^*$  atteint ainsi 3% de  $U_{\infty}^2$ , c'est-à-dire 2.5 fois plus élevé que celui obtenu dans les simulations  $k-\varepsilon$ . Ce niveau, beausoup plus proche des expériences de Cantwell & Coles, reste toutefois environ 2 fois plus faible que dans ces expériences. Cet écart peut s'expliquer par une résolution insuffisante du maillage pour une prise en compte réaliste de toutes les échelles de turbulence dans un véritable calcul DNS, ce qui se traduit ici par une dissipation numérique excessive du schéma. Ces calculs "laminaires" permettent néanmoins de confirmer qu'une bonne partie de l'écart observé entre les expériences citées plus haut et les simulations Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  s'explique effectivement par l'état turbulent ou laminaire de l'écoulement, la turbulence ayant pour effet de "puiser" de l'énergie dans celle du champ des fluctuations cohérentes.

L'écart entre les simulations  $k-\varepsilon$  et les expériences citées plus haut peut également s'expliquer par le fait que, dans ces expériences, l'écoulement dans le proche sillage du cylindre ne présente pas une turbulence établie. Or, ce type d'écoulements transitionnels est connu pour générer des fluctuations turbulentes plus importantes qu'un écoulement présentant une turbulence développée. Le modèle  $k-\varepsilon$ , qui suppose une turbulence établie, semble en effet générer des niveaux de fluctuations turbulentes plus faibles que dans ces expériences.

## 2.3 Etude de sensibilité des résultats

## 2.3.1 Influence du maillage

Afin de vérifier que l'utilisation de maillages plus fins ou plus grossiers n'influe pas sensiblement sur les résultats, un certain nombre de simulations ont été réalisées avec des maillages moins finement discrétisés. Un maillage, qualifié de "moyen", comportant 23782 points et 47152 éléments, présenté figure 2.23 a été obtenu avec le logiciel MÉLISSA2D, développé par DASSAULT AVIATION. Il comporte 356 points sur la circonférence du cylindre et la taille de première maille dans la partie couche limite (décrite sur environ 20 mailles normalement à la paroi) est telle que  $0.5 \le y_1^+ \le 3.5$  (voir figure 2.23b). Le proche sillage est aussi fortement maillé que le permet la méthode frontale utilisée (voir figure 2.23a) et les frontières infinies du domaine de calcul sont situées respectivement à plus de 16, 26 et 23 diamètres du cylindre (voir figure 2.23c) en amont, aval et transversalement. Le maillage est symétrique par rapport à l'axe horizontal.

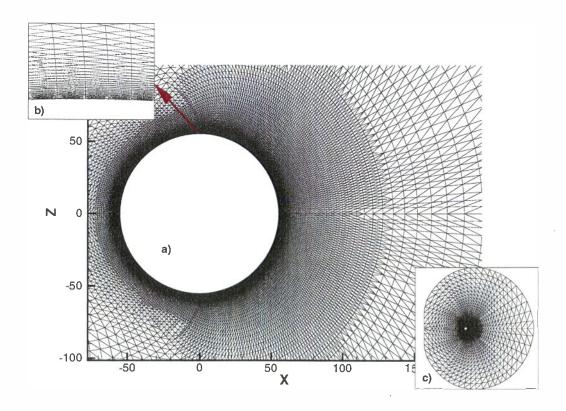


FIG. 2.23: Vues du maillage "moyen" du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche limite, c) vue globale.

Un autre maillage, qualifié de "grossier", symétrique par rapport à l'axe X, et comportant 8549 points et 16814 éléments, a été réalisé à l'aide du logiciel  $EMC^2$ . Il est présenté figure 2.24. Il comporte 250 points sur la circonférence du cylindre, environ 12 points décrivent l'évolution du fluide à l'intérieur de la couche limite (voir 2.24b), avec  $0.5 \le y_1^+ \le 5.5$ . Les frontières infinies sont situées à plus de 18 diamètres du cylindre (voir figure 2.24c).

L'influence quantitative de la finesse du maillage sur les principaux paramètres globaux de l'écoulement est résumée dans le tableau 2.3 et montre la convergence en maillage des simulations.

	Maillage "fin"	Maillage "moyen"	Maillage "grossier"
$C_z$	$-0.00035~(\simeq 0)$	$-0.00165 \ (\simeq 0)$	$0.00008 (\simeq 0)$
$\overline{C_x}$	0.5296	0.507 (-4.3%)	0.366 (-30.9%)
$St_K$	0.3025	0.282 (-6.8%)	0.256 (-15.4%)
$\Delta C_z$	0.508	0.568 (+11.8%)	0.126 (-75.2%)

TAB. 2.3: Influence du maillage sur les paramètres globaux des simulations.

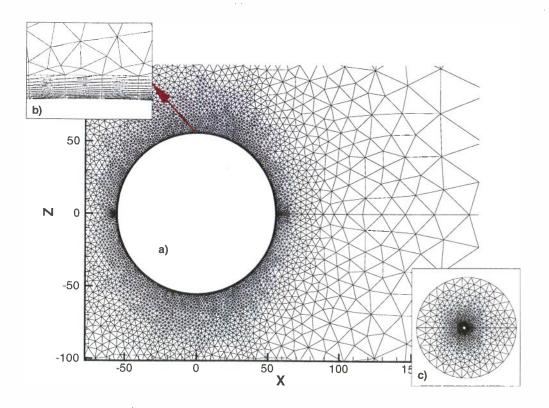


FIG. 2.24: Vues du maillage "grossier" du cylindre. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche limite, c) vue globale.

### 2.3.2 Influence du pas de temps

Des simulations supplémentaires sont effectuées afin de s'assurer de la convergence en pas de temps de nos calculs. Pour des raisons de temps de calcul, ces simulations sont réalisées avec le maillage "moyen".

Le pas de temps de référence correspond ici à un CFL (nombre de COURANT-FRIEDRICH-LEVY) unitaire (CFL=1), soit un pas de temps adimensionné  $\Delta t^*=\Delta t U_{\infty}/D=0.00055$ . Des simulations avec des CFL égaux à 1, 2 et 4 sont effectuées à partir d'une solution identique, quasi-convergée en moyenne, sur une durée correspondant à environ trois périodes de détachement tourbillonnaire.

L'influence du pas de temps sur les paramètres globaux de l'écoulement est résumée dans le tableau 2.4.

L'évolution du paramètre le plus sensible, c'est-à-dire le coefficient de traînée de pression, au cours du temps pour ces trois calculs est présentée figure 2.25. La diminution du pas de temps permet surtout de limiter certaines oscillations à haute fréquence (un pas de temps sur deux) de faible amplitude observées dans le champ susceptibles d'affecter la dynamique de l'écoulement. L'écart est beaucoup plus faible entre les calculs effecués pour

	CFL = 1	CFL=2	CFL=4
$\overline{C_z}$	$-0.00165~(\simeq 0)$	$-0.001623(\simeq 0)$	$-0.00157(\simeq 0)$
$\overline{C_x}$	0.507	$0.4987 \; (-1.6\%)$	0.4957 (-2.2%)
$St_K$	0.282	0.284 (+0.7%)	0.284 (+0.7%)
$\overline{\Delta C_z}$	0.568	0.565 (-0.5%)	0.5605 (-1.3%)

TAB. 2.4: Influence du pas de temps sur les paramètres globaux des simulations.

les deux plus petits pas de temps (CFL=1 et 2), qu'avec les deux plus grands (CFL=2 et 4), montrant ainsi la convergence en pas de temps des simulations. L'influence sur le nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán est et reste quasi-nulle.

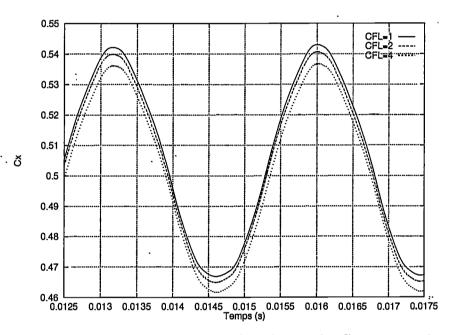


Fig. 2.25: Influence du pas de temps sur l'évolution du  $C_x$  au cours du temps.

Il est à noter que des simulations avec des pas de temps plus faibles encore ont été réalisées, confirmant cette tendance, mais n'ont pas été poursuivies pour des raisons de coût CPU. En effet, diviser par deux le pas de temps du calcul revient à multiplier par deux le nombre d'itérations nécessaires pour simuler la même durée (ici 5000 itérations à CFL=4, 10000 à CFL=2 et 20000 à CFL=1), ce qui revient à multiplier sensiblement par deux le coût CPU de ces simulations, déjà élevé. En effet, pour un CFL unitaire, le coût CPU est d'environ 40s par itération sur un processeur de SP2.

### 2.3.3 Influence de la taille du domaine

Dans le cadre de simulations instationnaires, il est impératif de vérifier que les conditions limites n'influent pas notablement sur les simulations et que les frontières "infinies"

du domaine sont situées suffisemment loin du corps. Il est en particulier vital que les ondes de pressions émises par les fluctuations dans le champ ne viennent pas, après une éventuelle réflexion sur les limites infinies du domaine, synchroniser le détachement tourbillonnaire autour du cylindre. L'utilisation de conditions aux limites caractéristiques doit en effet limiter, mais non supprimer totalement ce problème éventuel. Des simulations ont ainsi été effectuées sur un maillage composé de celui dit "moyen", auquel a été ajoutée une couronne de mailles (voir figure 2.26), de sorte que les frontières extérieures soient situées à plus de 36 diamètres du cylindre. Le pas de temps utilisé est identique à celui du calcul de référence sur le maillage "moyen", soit  $\Delta t^* = 0.00055$ .

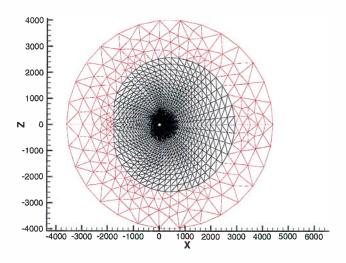


Fig. 2.26: Vue globale du maillage "engraissé".

	Maillage "moyen"	Maillage "engraissé"		
$\overline{C_z}$	$-0.00165~(\simeq 0)$	$-0.0000786 (\simeq 0)$		
$\overline{C_x}$	0.507	0.5014 (-1.1%)		
$St_K$	0.282	0.2826 (+0.2%)		
$\overline{\Delta C_z}$	0.568	0.5836 (+2.7%)		

TAB. 2.5: Influence de la taille du domaine sur les paramètres globaux des simulations.

Il est ainsi possible de vérifier que la distance des frontières infinies du domaine par rapport au cylindre n'influe pas de façon significative sur le nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán. Lorsque ces frontières sont plus éloignées, le coefficient de traínée diminue légèrement et les fluctuations de portance augmentent. Ceci traduit la forte sensibilité au confinement de ce type de calcul pour des nombres de Mach très faibles, pour lesquels les perturbations dans le fluide dues à l'objet se propagent très loin de celui-ci.

Cet écart, cohérent avec celui habituellement constaté pour les simulations stationnaires, reste néanmoins relativement faible.

### 2.3.4 Influence du confinement

Les expériences de BÉRA et al. , que nous utilisons pour comparaison (cf. annexe B), sontt réalisées en espace fortement confiné du fait des parois de la soufflerie. Il est donc important de pouvoir estimer l'effet de ce confinement sur l'écoulement simulé. Un nouveau maillage a donc été réalisé avec le logiciel EMC². Celui-ci, présenté sur la figure 2.27, est strictement identique au maillage fin pour toutes les mailles comprises dans les couches limites et le proche sillage. Des parois hautes et basses sont situées à  $z=\pm 220mm$  de l'axe horizontal (voir figure 2.27a), pour représenter le taux de confinement D/H=25% rencontré dans les expériences.

Des conditions de symétrie sont imposées sur ces parois, l'effet de confinement permettant d'être pris en compte, en négligeant toutefois la variation de débit imposée par les couches limites se développant sur ces parois. Les frontières infinies amont et aval sont situées respectivement à 16 et 17 diamètres du cylindre (voir figure 2.27d). Ce maillage comporte 42533 points et 84492 éléments. Il est également symétrique par rapport à l'axe horizontal. Le pas de temps utilisé pour ces calculs est identique à celui utilisé pour le maillage fin, c'est-à-dire  $\Delta t = 1.265 \mu s$ , soit  $\Delta t^* = 0.00078$ .

L'influence du confinement sur les paramètres principaux de l'écoulement est résumée dans le tableau 2.6.

	Espace libre	D/H = 12.5%	D/H = 25%
$\overline{C_z}$	$-0.00035~(\simeq 0)$	-0.0016 (≈ 0)	$0.00011(\simeq 0)$
$\overline{C_x}$	0.5296	0.6228 (+17.6%)	0.6605 (+24.7%)
$St_K$	0.3025	0.3078 (+1.8%)	$0.3155 \ (+4.3\%)$
$\overline{\Delta C_z}$	0.508	0.820 (+61.4%)	0.825 (+62.4%)

TAB. 2.6: Influence du confinement sur les paramètres globaux des simulations.

Une erreur d'interprétation des conditions expérimentales nous a initialement conduits à simuler un taux de confinement deux fois plus faible (D/H=12.5%) que l'expérience, le maillage utilisé étant alors construit de façon identique au maillage fin pour toutes les mailles telles que  $R \leq 300mm$ , les parois hautes et basses étant alors situées à  $z=\pm 440mm$  de l'axe horizontal. Les résultats obtenus, apportant néanmoins un éclairage plus précis sur l'influence du confinement, figurent également dans le tableau 2.6.

Le confinement tend à augmenter la survitesse règnant au niveau du maître-couple, donc à renforcer la dépression associée. Les couches limites subissent ainsi un gradient de pression plus élevé, induisant une position de décollement plus amont. Cela augmente notablement les fluctuations de portance, et plus légèrement le nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán.

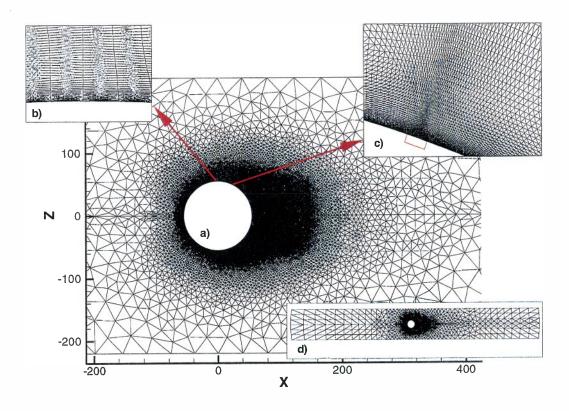


Fig. 2.27: Vues du maillage du cylindre en espace confiné. a) zoom sur le sillage, b) zoom sur la couche limite, c) zoom sur l'orifice du jet, d) vue globale.

Un autre effet notable se situe au niveau du coefficient de traînée, qui augmente considérablement. Cette augmentation est en accord avec les expériences de JAMES et al. [62], ainsi qu'avec les corrections de MASKELL auxquelles ces auteurs se réfèrent. Une interpolation linéaire de leurs résultats permet d'estimer l'augmentation de  $\overline{C_x}$  due au confinement à 15% (17.6% dans nos simulations) par rapport au cas en espace libre, pour un taux de confinement de 12.5%, et une extrapolation donnant une augmentation de 30% (24.7% dans nos simulations) pour un taux de confinement de 25%. Le cas représentant l'expérience de BÉRA et al. (D/H=25%) présente toutefois une traînée 15% trop faible  $(\overline{C_x}=0.66)$ , au lieu de 0.78).

#### Comparaison des $K_p$ pariétaux avec les expériences

La répartition de  $K_p$  à la paroi obtenue par la simulation est comparée avec celle issue des expériences de BÉRA et al. [13] sur la figure 2.28. Une correction (présentée dans l'annexe B) est apportée aux  $K_p$  expérimentaux pour tenir compte des références différentes entre le calcul et l'exérience.

L'allure globale est bien prédite, avec un excellent accord jusqu'à  $\theta \simeq \pm 60\,^{\circ}$ . La

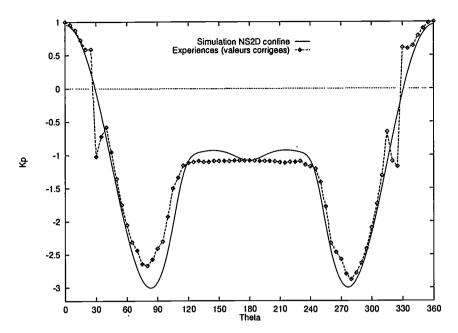


Fig. 2.28: Comparaison des  $K_p$  à la paroi obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$  en confiné avec les expériences de Béra et al. [13].

présence des fils de transition à  $\pm 28$ ° dans les expériences induit un saut de pression local, pour  $\theta \simeq 30$ ° et 330°, non visible dans les résultats de simulation pour laquelle la transition est provoquée numériquement.

La dépression maximale obtenue dans les simulations est légèrement plus forte que celle mesurée ( $K_{p_{min}}=-3$ , au lieu de -2.8 environ). Ceci peut traduire une transition incomplète des couches limites dans les expériences, tandis qu'elle imposée fortement dans les simulations. Le plateau de  $K_p$  en aval du décollement est en revanche assez éloigné des résultats expérimentaux ( $K_p \simeq -0.9$  au lieu de -1.1). Un "creux" de  $K_p$ , visible sur la simulation en  $\theta \simeq 180$ °, est absent, des résultats expérimentaux et des simulations en espace libre (voir figure 2.15). Cet écart n'est pour l'heure pas élucidé. La répartition des  $K_p$  expérimentaux n'est pas complètement symétrique, ce qui peut s'expliquer par la proximité de la sonde Pitot juste au-dessus de la rangée de capteurs de pression (vers  $\theta \simeq 70$ °).

### Comparaison des champs moyens de vitesse avec les expériences

Les mesures par PIV effectuées par BÉRA et al. [12] en l'absence de contrôle permettent une comparaison des champs de vitesse moyenne, ainsi que des fluctuations cohérentes et incohérentes, avec le résultat des simulations. La figure 2.29 présente la comparaison des champs du module de vitesse moyenne et des lignes de courant moyennes obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$  et les mesures PIV.

L'allure globale des lignes de courant, ainsi que du module de vitesse moyenne, est

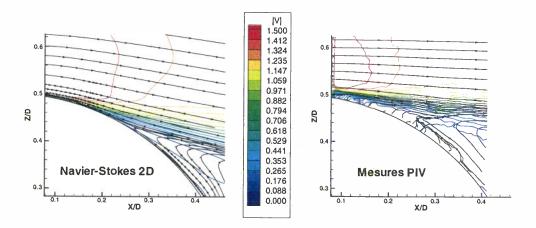


Fig. 2.29: Champs de vitesse moyenne issus des simulations  $k - \varepsilon$  en confiné, comparés aux mesures PIV de BÉRA et al. [12].

très similaire entre la simulation et les résultats PIV. Cependant, le point de décollement semble situé plus en aval dans les simulations que dans les expériences. Celui-ci est situé en  $\theta_s=111\,^\circ$  (soit 1.6° de plus qu'en espace libre) dans les simulations, tandis qu'il semble situé vers  $\theta_s=100\,^\circ$  pour l'expérience. La position de la ligne séparant l'écoulement extérieur de celui situé dans la zone de recirculation moyenne est située plus bas dans les simulations, traduisant un écoulement plus attaché que dans les expériences. Il convient toutefois de noter que les moyennes issues de la PIV n'ont été réalisées que sur 58 instantanés, ce qui explique que les moyennes ne sont pas complètement convergées.

Les instantanés obtenus par la PIV permettent également d'estimer la variance du champ de vitesse. Comme les données de PIV sont ici acquises sans synchronisation avec le détachement tourbillonaire, on ne peut obtenir séparément  $\widetilde{u}_i$  et  $u_i'$ . En revanche, il est possible de déterminer l'énergie cinétique associée à ces deux types de fluctuations :

$$\frac{1}{2}\overline{(\widetilde{u_i}+u_i')^2} = \frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}\widetilde{u_i}} + \frac{1}{2}\overline{u_i'u_i'} + \frac{1}{2}\overline{\widetilde{u_i}u_i'} = \kappa + k$$

si l'on néglige le terme  $\overline{\widetilde{u_i}u_i'}$ .

Les champs de  $(\kappa^* + k^*)$ , obtenus dans les simulations  $k - \varepsilon$ , et mesurés par PIV sont comparés figure 2.30.

Les niveaux de  $(\kappa^* + k^*)$  obtenus dans les simulations, ainsi que l'allure des isolignes, sont en très bon accord avec les résultats issus des mesures PIV, confirmant l'analyse faite précédemment des comparaisons aux expériences de Cantwell & Coles. La transition, imposée dans les calculs et dans les expériences permet ainsi d'évacuer en grande partie le problème lié aux comparaisons d'écoulements transitionnels. En revanche, la position du maximum est située plus haut dans les expériences, en accord avec la position de la ligne séparatrice évoquée sur le champ de vitesse moyenne. Le manque d'échantillons se traduit dans les expériences par des contours d'iso-valeurs assez irréguliers.

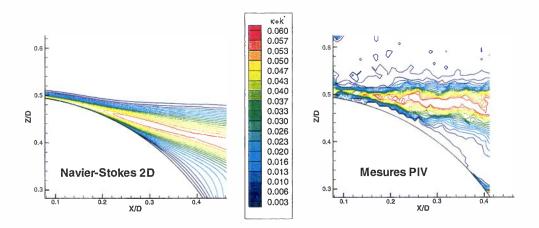


FIG. 2.30: Champs de l'énergie cinétique des fluctuations cohérentes et incohérentes de vitesse issus des simulations  $k - \varepsilon$  en confiné, comparés aux mesures PIV de BÉRA et al. [12].

L'influence du confinement sur les simulations sans manipulation est suffisemment importante pour justifier une étude similaire sur les simulations où l'écoulement est manipulé.

### 2.4 Simulations Navier-Stokes $k - \varepsilon$ 3D

Afin de valider l'hypothèse faite que la dynamique de l'écoulement turbulent est correctement représentée par des simulations 2D avec un modèle de turbulence qui, lui, est tridimensionnel, une simulation Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  3D instationnaire a été effectuée en fin de Thèse sur 4 noeuds (16 processeurs) du nouveau IBM SP2-Power3 du département.

Tous les paramètres de ce calcul sont rigoureusement identiques à ceux utilisés pour les simulations 2D présentées au chapitre précédent. Ce calcul a été réalisé avec la dernière version 3D du code AETHER, évolution du code VIRGINI.

# 2.4.1 Maillage

Le maillage utilisé pour cette simulation est généré par la répétition sur 31 plans en envergure du maillage dit "moyen". La longueur du cylindre ainsi maillé vaut 3cm. L'espacement entre les plans vaut  $\Delta y = 1mm$  (voir figure 2.31), de sorte que les facettes décrivant la paroi du cylindre soient des triangles sensiblement isocèles.

L'allongement maximum des mailles dans la partie couche limite du maillage espace est ainsi égal à celui du maillage 2D, c'est-à-dire inférieur à 100. Cet allongement ne dépasse pas 500 près des frontières infinies. Les conditions limites sont identiques à celles du maillage 2D, à l'exception des parois latérales qui sont définies comme plans de symétrie.

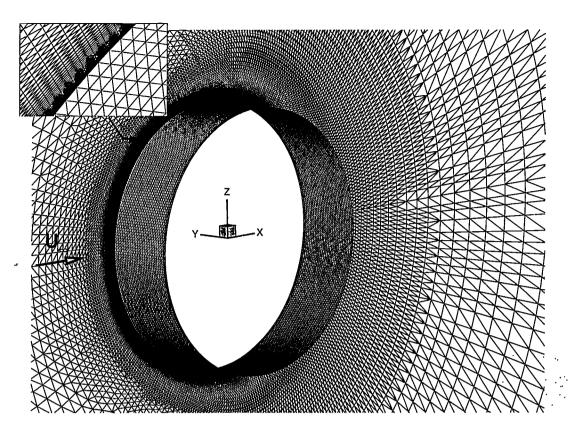


FIG. 2.31: Vues du maillage 3D du cylindre, plan de symétrie et surface du cylindre. Zoom sur les couches limites.

Le maillage ainsi réalisé comporte 737242 noeuds et un peu plus de 4.2 millions d'éléments, découpés en 16 blocs pour le calcul sur ordinateur parallèle à mémoire distribuée.

### 2.4.2 Analyse des résultats globaux

Le calcul est initialisé par un calcul stationnaire. Des simulations instationnaires avec des forts pas de temps (environ 1ms) et une faible précision sont ensuite effectuées afin de déstabiliser plus rapidement l'allée de tourbillons. Le pas de temps du calcul est ensuite posé égal à  $1\mu s$ , soit un CFL maximum d'environ 54. Plusieurs dizaines de milliers d'itérations sont effectuées afin de simuler plusieurs périodes de détachement tourbillonnaire établi. Le coût CPU est d'environ  $4.5 \times 10^{-5} s/iter/point$  sur 16 processeurs.

L'évolution des efforts Cz et Cx, présentée figure 2.32, est similaire à celle obtenue dans les simulations 2D. Les grandeurs moyennes associées à ces efforts sont présentées dans le tableau 2.7.

Par rapport au calcul 2D, la portance moyenne reste sensiblement nulle, le nombre de Strouhal de l'allée tourbillonnaire est quasi-inchangé, le coefficient de traînée est légèrement plus faible, tandis que les fluctuations de portance diminuent d'environ 7%. Il convient de noter que le spectre temporel du Cz n'est pas plus riche que celui obtenu dans

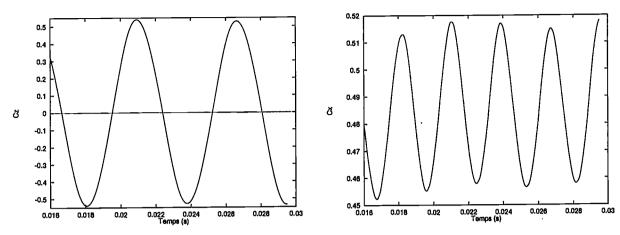


FIG. 2.32: Evolution des coefficients de portance Cz et de traînée Cx au cours du temps pour la simulation  $k - \varepsilon$  3D.

	2D	3D
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	$\simeq 0$
$\overline{C_x}$	0.507	0.49 (-3.3%)
$St_K$	0.282	0.283 (+0.4%)
$\overline{\Delta C_z}$	0.568	0.53 (-6.7%)

TAB. 2.7: Paramètres globaux des simulations pour les simulations  $k - \varepsilon$  2D et 3D.

les simulations bidimensionnelles, ce qui indique qu'aucun phénomène nouveau n'apparaît dans cette simulation 3D.

# 2.4.3 Champs de turbulence

Une fois le régime établi en moyenne, le champ d'énergie cinétique turbulente issue du modèle  $k=\varepsilon$  peut être comparé à celui-obtenu dans-les simulations bidimensionnelles. La figure 2.33 présente le champ instantané de  $k^*$  pour une phase correspondant au minimum de portance. Ce champ est pris dans un plan à Y constant au milieu de l'envergure du cylindre. Le champ obtenu dans cette simulation 3D est comparé à celui obtenu pour un instant comparable dans une simulation 2D sur le maillage "moyen".

L'allure des iso-lignes, ainsi que les valeurs de celles-ci, sont tout à fait comparables. Le niveau de  $k^*$  semble toutefois légèrement plus faible dans la simulation 3D. Par ailleurs, il convient de noter que les niveaux maximum de  $k^*$  obtenus dans ces simulations 2D et 3D à base du maillage moyen sont plus faibles (de l'ordre de -30%) que pour les simulations 2D à base du maillage "fin" (cf. figure 2.12).

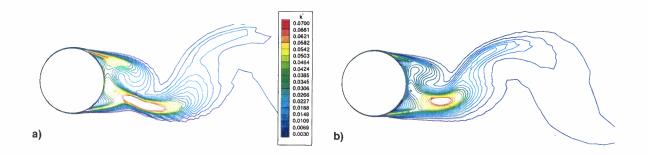


FIG. 2.33: Comparaison des champs instantanés de  $k^*$ , pour une phase correspondant au mimimum de Cz, pour les simulations  $k - \varepsilon$  (a) 2D et (b) 3D.

### 2.4.4 Tridimensionalisation de l'écoulement

Dans ce calcul 3D, l'écoulement reste sensiblement bidimensionnel, malgré de petits écarts, en particulier près du point de décollement, comme le montre la répartition instantannée de température locale à la paroi présentée figure 2.34.

Cependant, il est possible que cela soit dû à un confinement latéral trop important. En effet, la largeur du domaine de calcul ne vaut que 0.27D. Or, les visualisations de CHYU & ROCKWELL [27] ont montré une longueur d'onde transverse d'environ 0.5D pour  $Re=10^4$ . Bien que cette longueur d'onde tende à diminuer quand Re augmente, l'envergure du cylindre dans la simulation est peut-être encore insuffisante pour permettre à cette instabilité de se développer. L'utilisation d'un modèle  $k-\varepsilon$  peut également être responsable d'une atténuation de cette instabilité. Un calcul effectué sur un domaine plus large permettrait de trancher.

# 2.5 Bilan des simulations sans contrôle

Des simulations Navier-Stokes 2D instationnaires avec modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  ont été effectuées sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. La présence de tourbillons de Kármán se traduit par des cisaillements du champ de vitesse, conduisant à une forte production de turbulence à petite échelle au niveau de points-selle de l'écoulement, en aval du cylindre.

Le niveau d'énergie cinétique associée à cette turbulence à petite échelle du modèle  $k-\varepsilon$  est environ 5 fois plus élevée que celle associée au mouvement (cohérent) généré par l'allée tourbillonnaire. Pour ce nombre de Reynolds, la turbulence joue ici un rôle important. Ces simulations présentent des résultats cohérents avec les mesures de champ de vitesse de Cantwell & Coles. Une simulation 3D a permis de valider le modèle 3D de turbulence à base d'un champ moyen 2D.

La convergence de ces simulations vis-à-vis du pas de temps du calcul, de la finesse du maillage et de la position des frontières infinies, a été vérifiée.

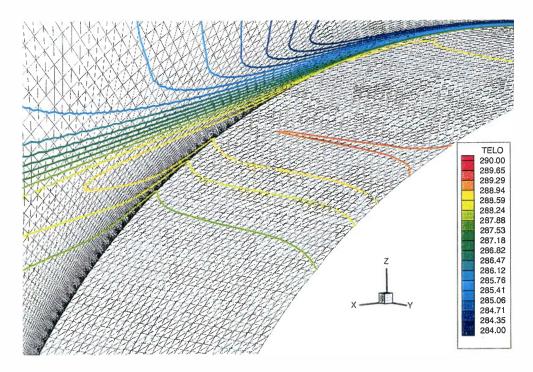


Fig. 2.34: Répartition pariétale instantanée de Température locale, zoom près du point de décollement extrados. Simulation  $k-\varepsilon$  3D.

Des simulations en espace fortement confiné (D/H=25%) ont montré une augmentation de 25% du coefficient de traînée et de 62% des écarts de portance par rapport au cas en espace libre, tandis que le nombre de Strouhal des tourbillons est peu augmenté (4%). Les résultats de ces dernières simulations se comparent favorablement aux expériences de Béra et al. en terme de  $K_p$  moyen à la paroi. Une transition incomplète à la turbulence est suspectée dans ces expériences, ce que confirme la valeur supérieure de 16% du coefficient de traînée. La comparaison du champ de vitesse moyen avec les mesures par PIV de Béra et al. est jugée correcte, avec un décollement qui semble plus en amont dans les expériences, ce qui confirme l'observation précédente.

Le niveau de l'énergie cinétique de la somme des fluctuations cohérentes (allée de tourbillons) et incohérentes (turbulence à petite échelle) est comparable à celui obtenu dans les mesures par PIV de BÉRA et al.

Aussi, à l'exception des tourbillons de Bloor-Gerrard, visibles dans les mesures PIV et absents des simulations par suite d'une dissipation sans doute excessive du modèle  $k-\varepsilon$ , les résultats obtenus dans ces simulations prouvent la validité de l'approche de ce type de problème par des simulations Navier-Stokes 2D instationnaires avec un modèle de turbulence  $k-\varepsilon$ .

Caractérisation de l'actionneur



L'écoulement de référence étant précisé, il convient à présent de caractériser l'actionneur qui va servir à le manipuler.

L'actionneur est d'abord simulé débitant dans un milieu fluide au repos, ce qui permet de valider l'approche numérique envisagée pour le représenter dans le cas du cylindre contrôlé, ainsi que de comparer ces résultats à ceux présents dans la littérature.

Afin de mieux comprendre l'interaction de l'écoulement issu de l'actionneur avec celui complexe règnant autour du cylindre (couches limites turbulentes, décollements massifs, forts gradients de pression, forte instationnarités...), celui-ci est d'abord simulé débitant dans l'écoulement plus simple composé d'une couche limite turbulente se développant sur une plaque plane. Il est ainsi possible de caractériser la topologie et les propriétés de l'écoulement issues de cette interaction.

L'influence des principaux paramètres de l'actionneur sur cet écoulement est également présentée.

# Chapitre 3

L'actionneur seul

# 3.1 Jets synthétiques

Afin de déterminer ses caractéristiques propres et de les comparer à celles de la littérature, l'actionneur utilisé pour les expériences est d'abord étudié seul, c'est-à-dire positionné sur le cylindre, mais sans écoulement incident.

### 3.1.1 Technologie

Le jet pulsé mis au point par BÉRA et al. est obtenu par un dispositif pneumatique présenté figure 3.1.

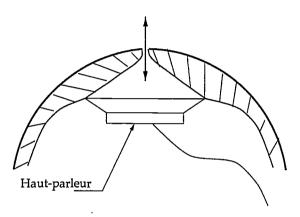


FIG. 3.1: Schéma du dispositif générateur du jet pulsé.

Un haut-parleur électro-dynamique alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence et de tension ajustables engendre des fluctuations de pression dans une cavité interne au cylindre. Cette cavité forme un convergent aérodynamique avant que le fluide ne débouche sur une fente rectangulaire de 10cm d'envergure et de 1.7mm de largeur. La tension appliquée au haut-parleur permet de régler l'amplitude de la composante fluctuante de la vitesse en sortie de jet. Ce type de jet est appelé "jet synthétique" puisqu'il est par construction à débit moyen nul.

# 3.1.2 Caractérisation expérimentale

L'écoulement issu de cet actionneur est étudié expérimentalement par deux méthodes : LDA (Laser Doppler Anemometry) et PIV (Particle Image Velocimetry).

#### Mesures LDA

Des mesures LDA ont permis de déterminer expérimentalement la vitesse radiale (normale à la surface du cylindre) régnant au milieu de la fente. Ces mesures, présentées figure 3.2, ont été effectuées à une distance de 0.24mm de la fente. Elles ont été synchronisées avec le signal d'excitation du haut-parleur afin d'effectuer des moyennes de phase.

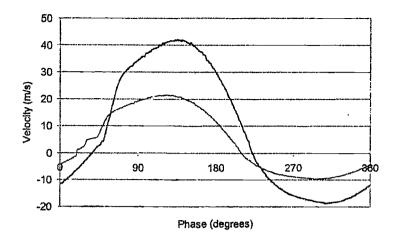


FIG. 3.2: Evolution de la vitesse du jet en fonction de la phase, d'après [15]. Le trait épais correspond à une tension maximum de 11Volts appliquée au haut-parleur, le trait mince à une tension de 3Volts.

En dehors des zones où la vitesse est quasi-nulle, ce qui se traduit sur les mesures par une indétermination du sens du vecteur-vitesse, l'évolution temporelle de la vitesse du jet présente une forme proche d'un sinus. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par SMITH & GLEZER [140] par exemple. Par ailleurs, la vitesse maximale du jet est réglable par l'intermédiaire de la tension appliquée au haut-parleur. Celle-ci peut ainsi atteindre plus de 40m/s.

Ces mesures montrent que la phase de soufflage comporte des vitesses plus élevées que la phase d'aspiration. Ceci est dû au fait que cette vitesse n'est pas mesurée au niveau même de la fente, mais un peu au-dessus (à environ  $l_j/4$ ). Il n'est donc pas surprenant que la vitesse moyenne ne soit pas nulle. L'intégrale de la vitesse sur une période de soufflage n'est pas nulle, mais vaut environ  $0.4V_{jmax}$ . Ceci confirme les simulations d'un actionneur du même type par RIZZETTA et al. [121] qui montrent qu'en moyenne une aspiration du fluide extérieur a lieu sur les côtés du jet proches des parois, tandis qu'au milieu du jet, le fluide est légèrement refoulé.

La vitesse maximale du iet utilisée lors des expériences vaut environ 20m/s. Il est ainsi possible de définir certains paramètres adimensionnés du jet.

- Le nombre de Strouhal du jet vaut  $St_j = \frac{f_j l_j}{V_{jmax}} = 0.017$ . Celui-ci est suffisemment bas pour qu'un jet pulsé puisse se développer correctement (voir REDINIOTIS et al. [120]).
- Le paramètre de Stokes de ce jet vaut :  $Stk_j = \sqrt{\frac{2\pi f_j l_j^2}{\nu}} = 15.8$ . L'étude effectuée par RATHNASINGHAM & BREUER [118] permet alors d'estimer l'efficacité propulsive (rapport de l'énergie cinétique réelle sur l'énergie cinétique de fluide parfait) de ce jet à plus de 95%.

– Le nombre de Reynolds de ce jet, quand à lui, vaut  $Re_j = \frac{\rho_j V_{jmax} l_j}{\nu} \simeq 2330$ .

#### Mesures PIV

L'écoulement sortant du jet synthétique est caractérisé par l'intermédiaire de clichés PIV (voir [16]) obtenus par l'illumination d'un plan de l'écoulement par un faisceau laser (voir figure B.2) perpendiculaire à la fente.

Les récentes mesures de BÉRA et al. [16], synchronisées avec le signal de l'actionneur, permettent d'obtenir l'évolution de l'écoulement issu du jet synthétique au cours d'une période.

Lors de la phase de soufflage du jet, deux tourbillons contra-rotatifs se forment sur les côtés du jet. Ceux-ci s'éloignent progressivement de la paroi. L'impulsion qu'ils subissent lors de cette phase de soufflage est suffisante pour qu'ils se trouvent assez éloignés de l'orifice lorsque débute la phase d'aspiration. Leur progression est ralentie mais non stoppée.

L'intensité de ces tourbillons diminue lentement par la viscosité du fluide puis de la turbulence à petite échelle achève leur dissipation. Les dimensions des fenêtres des clichés PIV sont telles que l'on peut voir la présence simultanée de deux paires de tourbillons situés l'un au-dessus de l'autre, ce qui est confirmé par d'autres expériences. Il est cependant à noter que des visualisations sur des fenêtres plus étendues (notemment en y), non présentées ici, ne montrent jamais l'existence de plus de deux paires, la deuxième paire se dissipant très rapidement, ce que les expériences de SMITH et al. [140] corroborent.

En moyenne, l'air aspiré par la fente provient majoritairement des côtés de l'actionneur, tandis que l'air expulsé l'est dans l'axe du jet (voir schéma de la figure 3.3).

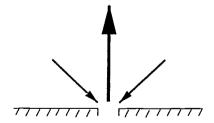


FIG. 3.3: Schéma de principe de l'effet moyen du jet synthétique.

Ainsi, même si l'apport de fluide par l'actionneur est nul en moyenne, l'énergie apportée par celui-ci lui permet de "synthétiser" un jet à partir du fluide extérieur par effet d'entraînement.

Ces clichés sont tout à fait comparables à ceux obtenus par REDINIOTIS *et al.* [120] et SMITH *et al.* [141].

# 3.2 Simulations 2D du jet synthétique de Kral

Des simulations NAVIER-STOKES reproduisant les expériences et simulations de KRAL et al. [82] ont été réalisées avec strictement le même code de calcul (VIRGINI2D) que celui utilisé pour les calculs autour du cylindre. Ce cas a également été simulé par FRAN-CESCATTO [35]. Ces simulations ont pour objet de valider l'utilisation de ce code pour les simulations d'un jet pulsé, en particulier les conditions aux limites qui serviront à définir ce dit jet.

#### 3.2.1 Paramètres des simulations

Les conditions de calcul de ce jet sont définies par rapport à la vitesse maximale qu'il peut prendre. Celle-ci est prise égale à celle de l'écoulement incident sur le cylindre, à savoir :  $V_{jmax}U_{\infty}=68m/s$ , soit encore :  $M_{jmax}=0.2$ . Cette vitesse est supérieure de 2.7 fois à celle des expériences (voir cas "T1" de KRAL [82], afin de s'affranchir, comme dans le cas du cylindre, des faibles performances du code pour de trop faibles Mach. Cette vitesse est également identique à celle du jet présent sur le cylindre avec contrôle.

#### Maillage

Le maillage utilisé est présenté figure 3.4. Il est réalisé à base de quadrangles structurés découpés et comporte 121 × 121 points. Il est identique à celui utilisé par les auteurs cités plus haut. Les mailles sont resserrées près du jet et de la paroi avec une raison géométrique constante (voir figure 3.4a).

La fente, maillée par 17 points, mesure 0.5mm de large  $(l_j=0.5mm)$  (voir figure 3.4b). La hauteur totale du maillage vaut ainsi 36  $l_j$ , tandis que les frontières latérales sont situées à 12 et 18  $l_j$  de l'axe vertical. Ce maillage est symétrique par rapport à l'axe vertical et comporte 14641 points et 28800 éléments. Le choix d'un maillage entier, et non d'un demi-maillage, a été effectué afin de s'assurer que la symétrie éventuelle des résultats provienne effectivement de la physique du phénomène, et non d'une hypothèse simplificatrice.

#### Conditions aux limites

Les conditions aux limites spatiales ne sont pas précisées pour les simulations de KRAL [82]. Des conditions de type glissement sont appliquées aux deux frontières latérales, tandis que la pression statique correspondant à  $V_{jmax}$  est imposée sur la frontière supérieure. La frontière inférieure entourant le jet est associée à une condition de type paroi.

Une définition correcte du jet pulsé est un paramètre crucial pour ces simulations. Du fait du coût élevé d'une simulation complète du jet, c'est-à-dire de la cavité interne, l'orifice et l'écoulement extérieur, une représentation simplifiée du jet pulsé est utilisée. celui-ci est modélisé par une condition aux limites instationnaire particulière. La valeur

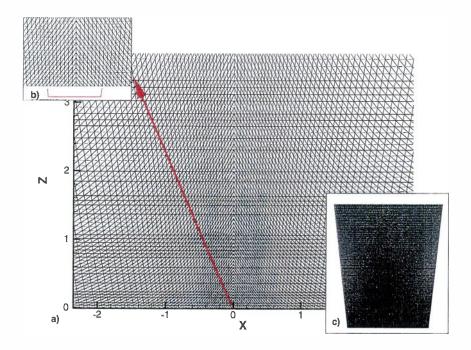


FIG. 3.4: Vues du maillage du jet pulsé, similaire à KRAL et al. [82]. a) zoom sur le pourtour du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale.

de la vitesse sur les noeuds définissant l'orifice du jet au cours du temps est imposée à toutes les itérations par la discrétisation de l'expression suivante :

$$V_j(x,t) = V_{jmax}U_{\infty}f(x)g(t).$$

La fonction discrète f(x) correspond à la forme spatiale unitaire du jet. KRAL et al. ayant montré que la forme exacte de celle-ci n'est pas très importante, elle est supposée constante, c'est-à-dire f(x) = 1.

La fonction discrète g(t) est une fonction répétant indéfiniment le même motif. Ce motif est a priori quelconque, cependant pour ces simulations, il sera défini comme une période de sinusoïde. C'est également la forme choisie dans la simulation de référence. La fréquence de pulsation du jet est fixée à 2268Hz, afin de conserver un nombre de Strouhal équivalent ( $St_i = 0.017$ ).

Le calcul instationnaire est initialisé par un champ au repos en tout point. Le pas de temps du calcul vaut  $\Delta t = 0.58 \mu s$ , soit encore  $\Delta t^* = \Delta t U_{\infty}/l_j = 0.078$ . Pour la fréquence fixée plus haut, cela correspond à 765 pas de temps par période de soufflage.

Il est ainsi possible de récapituler les principaux paramètres relatifs à ce jet dans le tableau 3.1.

Il est également possible de définir quelques paramètres intégraux de ce jet.

$U_{\infty}$	Largeur	Fréquence $f_j$	$St_j$	$Re_{j}$	Stokes
68m/s	0.5mm	2268Hz	0.017	455	$Stk_j = 6.9$

TAB. 3.1: Paramètres principaux du calcul du jet similaire à KRAL et al..

#### Vitesse efficace

La vitesse dite "efficace" d'un jet pulsé est définie par :  $V_{jeff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T V_j^2(t) dt}$ , soit, dans ce cas :  $V_{jeff} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2(\theta) d\theta} = V_{jmax} / \sqrt{2} \simeq 0.707 V_{jmax}$ .

### Longueur de décharge

Cette quantité, dénommée "Stroke length" par les anglo-saxons, est également un paramètre à considérer. Elle est définie comme suit :  $L_0 = \int_0^{\tau} V_j(t) dt$  avec  $\tau$  : période active du jet ("time of discharge").

Dans ce cas,  $L_0 = V_{jmax} \int_0^{\tau} \sin(2\pi f_j t) dt = \frac{V_{jmax}}{\pi f_j}$ . Elle est généralement rapportée à la largeur du jet, soit dans ce cas :  $L_0/l_j = 19.1$ .

#### Simulations laminaires

Afin de valider le développement des conditions limites instationnaires de type jet pulsé utilisées dans le code NAVIER-STOKES, des simulations sans modèle de turbulence sont d'abord effectuées.

L'écoulement devient statistiquement stationnaire au bout d'environ 20 périodes de soufflage. La figure 3.5a présente le champ instantané de vitesse après 30 périodes de soufflage (1 vecteur-vitesse sur 3 est représenté). La présence d'un train de 3 paires de tourbillons contra-rotatifs y est clairement visible.

La présence de ces tourbillons est également visible sur les contours de vorticité et de pression présentés figure 3.5b et c.

Ce résultat est en accord avec les simulations sans modèle de turbulence effectuées par Kral et al. [81, 82], Francescatto [35], Cain et al. [23], Mallinson et al. [92], RIZZETTA et al. [121] et REDINIOTIS [120], mais en désaccord avec les expériences de Kral et al. [81] et Béra et al. [16], qui n'ont jamais montré la présence simultanée de plus de deux paires de tourbillons.

La figure 3.6 présente la moyenne temporelle (moyennes effectuées à partir de la dixième période de soufflage) de la vitesse verticale pour plusieurs ordonnées. La vitesse est adimensionnée par la vitesse maximale  $(V_{CL})$  pour cette section (celle-ci se situant au niveau de l'axe), tandis que l'abscisse est adimensionnée par b, définie comme l'abscisse locale pour laquelle la vitesse vaut la moitié de la vitesse maximum pour cette section.

Il est à noter que, conformément aux schéma présenté figure 3.3), la vitesse verticale est légèrement négative sur les côtés du jet. Par ailleurs, ces profils présentent une assez bonne

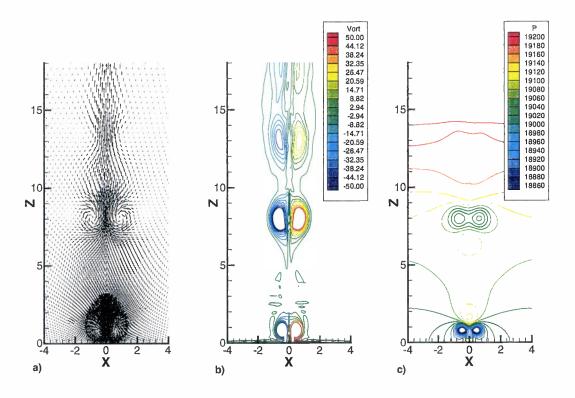


FIG. 3.5: Champs instantanés de vitesse, vorticité et pression, simulation laminaire du jet similaire à textscKral et al. [82].

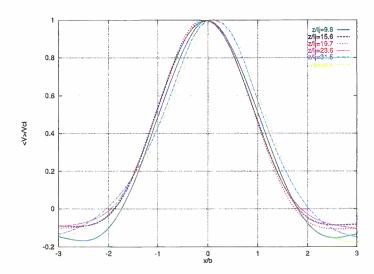


FIG. 3.6: Profils de vitesse en similitude, simulation laminaire du jet similaire à KRAL et al. [82].

similitude. Ceci est conforme aux profils expérimentaux obtenus par SMITH & GLEZER [140] qui montrent une excellente auto-similarité. Les simulations de FRANCESCATTO

[35] présentent les mêmes tendances. En revanche, le jet se déstabilise au cours de la simulation, d'où un décentrage de ces profils sur les moyennes.

La décroissance de la vitesse moyenne sur l'axe est présentée figure 3.7. Contrairement aux simulations de Kral et al. qui ne présentent aucune zone de décroissance de  $V_{CL}$ , une décroissance globale est visible dans nos simulations pour  $z/l_j \geq 20$ .

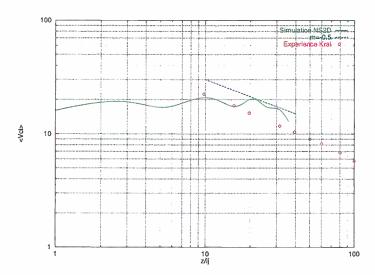


FIG. 3.7: Evolution de  $V_{CL}$ , simulation laminaire du jet similaire à KRAL et al. . Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

La simulation présente un assez bon accord avec les expériences pour  $z/l_j \leq 15$  (les résultats expérimentaux obtenus par KRAL et al. ont été redimensionnés pour tenir compte d'une vitesse de référence du jet différente), puis les résultats deviennent très irréguliers, ce qui n'est pas un artéfact de la moyenne. La décroissance en  $1/\sqrt{x}$  (m=-0.5 en échelles log-log) pour un jet associé à une hypothèse d'auto-similarité n'est pas évidente dans cette simulation.

La transformée de Fourier de la vitesse verticale sur l'axe pour  $z/l_j = 9.9$  et  $z/l_j = 19.6$  est présentée figure 3.8.

Aucun sous-harmonique de la fréquence de soufflage n'est discernable sur ces courbes, indiquant qu'aucun appariement de tourbillons n'a lieu, ce qui est confirmé par les films de l'écoulement réalisés.

#### Simulations turbulentes

Bien que le nombre de Reynolds du jet soit assez faible, les simulations laminaires ne reproduisent pas la diffusion des tourbillons générés par le jet pulsé, telle qu'observée expérimentalement, d'où une mauvaise prédiction de  $V_{CL}$ . L'utilisation d'un modèle de

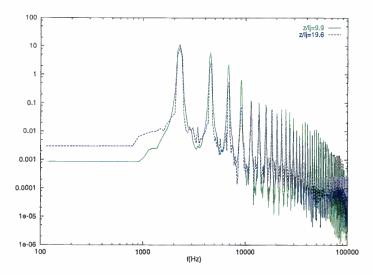


FIG. 3.8: Spectre de la vitesse verticale en y=0, simulation laminaire du jet similaire à KRAL et al.

turbulence, en l'occurence le modèle  $k-\varepsilon$  bicouche (identique à celui utilisé pour les simulations autour du cylindre), doit permettre de prendre en compte cet effet. Les conditions de calcul sont par ailleurs strictement identiques.

La figure 3.9a présente un instantané du champ de vitesse (1 vecteur-vitesse sur 3 est représenté) obtenu après 30 périodes de soufflage, 20 périodes de soufflage environ étant nécessaires avant d'obtenir un écoulement statistiquement stationnaire à partir d'un champ au repos.

La topologie de l'écoulement est assez différente, puisqu'une seule paire de tourbillons est discernable. De même que pour les expériences et les autres simulations de la littérature faisant usage d'un modèle de turbulence (voir KRAL et al. [82] ou FRANCESCATTO [35] par exemple), les tourbillons issus de la période précédente ont été quasi-intégralement dissipés.

Des moyennes sont également effectuées. La figure 3.10 confirme le principe de fonctionnement de ce type d'actionneur.

Le fluide est en moyenne aspiré par les côtés de l'actionneur (voir figure 3.10b), formant une couche limite moyenne sur la paroi, puis ce fluide est fortement accéléré vers le haut sous l'impulsion du jet pulsé lui-même, mais également des tourbillons qu'il génère (voir figure 3.10c). Les lignes de courant moyennes (figure 3.10b) montrent ainsi deux zones de recirculation contra-rotatives associées au profil moyen de la vitesse verticale (figure 3.10a).

La figure 3.11 présente les profils moyens de vitesse verticale pour plusieurs ordonnées. A l'exception du profil situé à  $z/l_j = 9.8$ , tous les profils présentent une très bonne similitude dans la partie interne du jet  $(|x/b| \le 1)$ . En revanche, une moins bonne similitude est obtenue dans la partie externe du jet, avec des vitesses verticales fortement

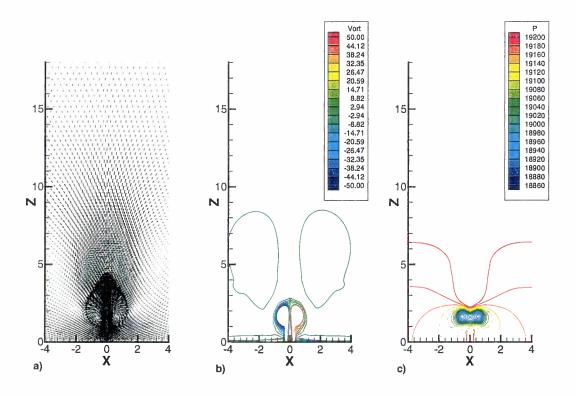


FIG. 3.9: Champs instantanés de vitesse, vorticité et pression, simulation  $k-\varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82].

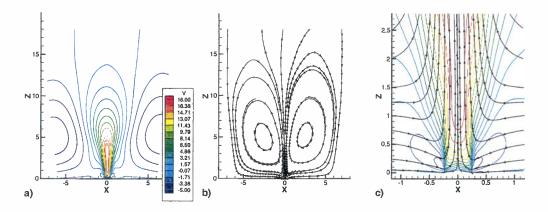


FIG. 3.10: Champ de vitesse moyenne, a) champ de  $\overline{V}$ , b) lignes de courant moyennes, c) zoom sur la sortie du jet, simulation  $k-\varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82].

négatives sur les côtés du jet pour les ordonnées élevées, contrairement à l'expérience. Un problème de confinement par les conditions de glissement imposées sur les parois latérales du domaine est suspecté.

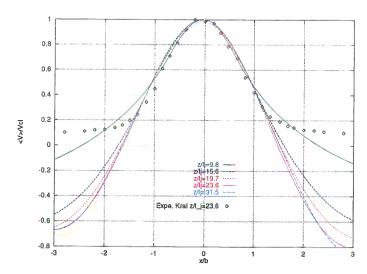


FIG. 3.11: Profils de vitesse en similitude, simulation  $k - \varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82]. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

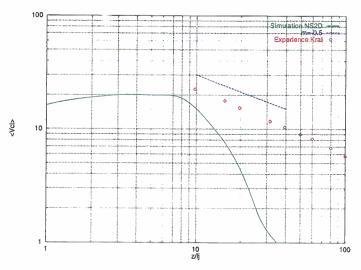


FIG. 3.12: Evolution de  $V_{CL}$ , simulation  $k - \varepsilon$  du jet similaire à textscKral et al. [82]. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

L'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe, présentée figure 3.12 diffère sensiblement de celle obtenue pour les simulations laminaires. Présentant un plateau à 20 m/s pour  $3 \le z/l_j \le 7$ , elle décroît ensuite très fortement, avec une pente de loin supérieure à -0.5. Si la valeur de  $V_{CL}$  est assez proche de la valeur expérimentale pour  $z/l_j = 10$ , elle est ensuite fortement sous-estimée pour toutes les ordonnées supérieures. La condition de pression imposée sur la frontière supérieure du domaine est responsable de ce phénomène. Une condition limite plus sophistiquée de type Steger-Warming, utilisée dans les simulations de Francescatto [35], semble en effet plus adaptée.

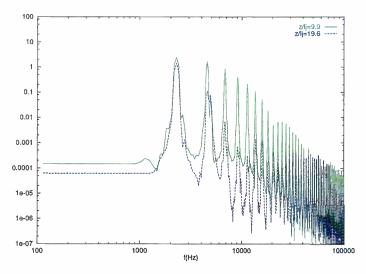


FIG. 3.13: Spectre de la vitesse verticale en y=0, simulation  $k-\varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82].

La transformée de Fourier de la vitesse verticale sur l'axe en  $z/l_j = 9.9$  et  $z/l_j = 19.6$  est présentée figure 3.13. La décroissance est plus élévée que pour les simulations laminaires, en particulier pour les hautes fréquences. Il convient de rappeler que, du fait de l'utilisation d'un modèle de turbulence, la contribution de la turbulence à petite échelle n'apparaît pas sur ces spectres. Là-encore, aucun sous-harmonique n'est présent.

L'évolution typique du champ de vorticité au cours d'une période est présentée figure 3.14.

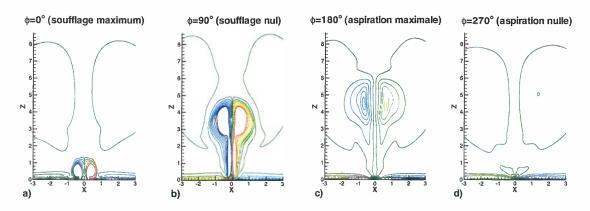


FIG. 3.14: Evolution du champ de vorticité au cours d'une période de soufflage, simulation  $k - \varepsilon$  du jet similaire à textscKral et al. [82]. L'échelle est identique à celle de la figure 3.9.

La phase de soufflage se traduit par la création et le détachement d'une paire de tourbillons (figure 3.14a et b). Ceux-ci grossissent puis sont suffisemment éloignés de

l'orifice du jet pour ne pas être attirés lors de la phase d'aspiration (figure 3.14c). En continuant leur progression, ces tourbillons sont ensuite rapidement dissipés (figure 3.14d) par la turbulence dès qu'ils ne sont plus alimentés en vorticité par les couches cisaillées se développant sur les côtés du jet pendant la phase de soufflage. Ce que confirment les visualisations expérimentales de SMITH & GLEZER [140] et BÉRA et al. [16] par exemple.

### Problème lié aux conditions limites

Un problème de confinement, aussi bien par les frontières latérales que la frontière supérieure, est supposé reponsable des erreurs évoquées précédemment. Ceci est encore plus visible sur l'évolution de la demi-largeur de jet b pour les simulations avec et sans modèle de turbulence, présentée figure 3.15, avec les résultats expérimentaux de KRAL et al. [81, 82].

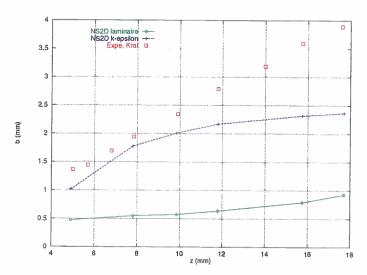


FIG. 3.15: Evolution de la demi-largeur de jet. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

Les simulations laminaires montrent une évolution quasi-linéaire de la demi-largeur du jet. Cette ouverture, quoique plus faible que la valeur expérimentale, est sensiblement régulière. A contrario, dans le cas des simulations avec modèle de turbulence, si la valeur de b et sa pente sont nettement plus proches des résultats expérimentaux pour  $z \leq 8mm$ , une saturation de b vers environ 2.5mm peut s'observer sur la courbe. Or, pour z=9mm par exemple, les frontières latérales du domaine sont situées à 7.5mm, c'est-à-dire x/b=3 seulement, d'où un problème de confinement latéral du jet.

Afin de lever ce problème, des simulations ont alors été effectuées sur un maillage dont la partie centrale est identique à celle décrite précédemment, mais "engraissé" d'élements-finis, afin que les frontières latérales (glissement) soient situées à  $50l_j$  du centre du jet (au lieu de 12 et  $18l_j$ ), et que la paroi supérieure se trouve à  $120l_j$  (au lieu de  $36l_j$ ) de la paroi

inférieure. Par ailleurs, comme il a été jugé peu physique d'imposer une pression sur cette dernière frontière, une condition de glissement a également été imposée sur celle-ci.

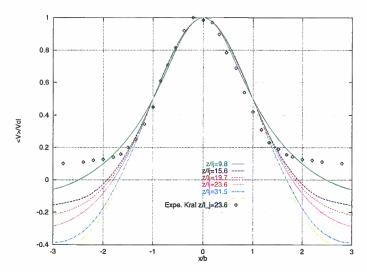


FIG. 3.16: Profils de vitesse en similitude, simulation  $k - \varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82] sur maillage agrandi. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

Les résultats obtenus sont nettement plus convaincants. Les profils de vitesse verticale sont plus auto-similaires (voir figure 3.16), même si les vitesses sont toujours un peu trop négatives sur les côtés par rapport aux expériences.

La vitesse verticale sur l'axe  $V_{CL}$  présente elle-aussi une forme nettement plus conforme aux expériences (voir figure 3.17), avec en particulier une large plage  $(7 \le z/l_j \le 30)$  d'auto-similarité (pente=-0.5) même si la condition limite supérieure aurait eu avantage à être située encore plus haut, car son influence se fait sentir dès  $z/l_j = 30$ .

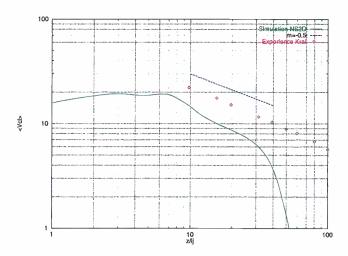


FIG. 3.17: Evolution de  $V_{CL}$ , simulation  $k - \varepsilon$  du jet similaire à KRAL et al. [82] sur maillage agrandi. Comparaison avec les expériences de KRAL et al. [82].

L'influence de l'éloignement des frontières du domaine est encore plus évidente sur l'évolution de la demi-largeur du jet, présentée figure 3.18.

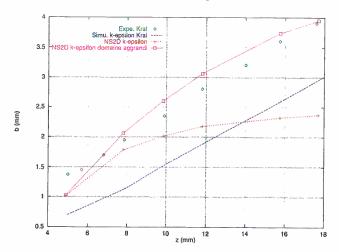


FIG. 3.18: Influence de l'éloignement des frontières sur l'évolution de la demi-largeur de jet. Comparaison avec les expériences et simulations de Kral et al. [82].

Les simulations réalisées sur ce domaine agrandi sont ainsi très proches des résultats expérimentaux, plus encore que les simulations de KRAL et al. (voir figure 3.18) ou de FRANCESCATTO [35]. Il apparaît donc que l'outil utilisé soit tout à fait apte à modéliser les phénomènes issus des jets pulsés, à condition toutefois que la sortie du jet et le domaine fluide situé à son immédiate proximité soient suffisemment finement maillés (étude non présentée). Il faut également, dans le cas de l'actionneur isolé, que les frontières du domaine soient suffisemment éloignées du jet, en raison de la forte influence qu'elles peuvent avoir dans des simulations compressibles à très faible nombre de Mach.

# 3.3 Simulations 2D du jet synthétique de Béra et al.

Des simulations 2D de l'actionneur de BÉRA et al. [16], identique à celui placé sur le cylindre par la suite, ont été effectuées. Ces simulations ont pour objet de vérifier que les bons résultats obtenus sur l'actionneur de KRAL et al. sont également applicables à notre actionneur dont les paramètres sont différents, mais qui débite également dans un milieu fluide au repos à travers une plaque plane. Ces résultats sont comparés aux mesures par PIV de BÉRA et al. [16].

### 3.3.1 Paramètres des simulations

La vitesse maximale du jet est également prise identique à celle de l'écoulement incident sur le cylindre, à savoir :  $V_{jmax} = 68m/s$ , soit encore :  $M_{jmax} = 0.2$ . Ce choix a été effectué pour les mêmes raisons de compressibilité du code, mais également pour être en adéquation avec les simulations du cylindre avec jet pulsé.

### Maillage

Le maillage utilisé, présenté sur la figure 3.19, a été réalisé avec le logiciel EMC<sup>2</sup>. Il comporte 20934 noeuds et 41554 éléments et est symétrique par rapport à l'axe vertical.

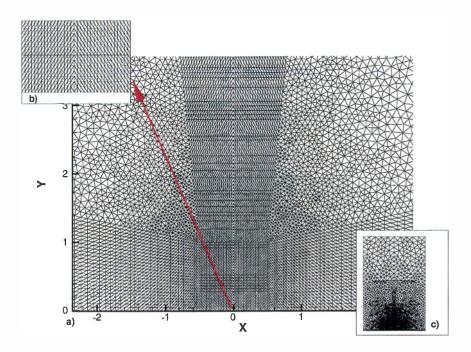


FIG. 3.19: Vues du maillage du jet synthétique de BÉRA et al. . a) zoom sur le pourtour du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale.

La fente du jet, large de 1mm  $(l_j = 1mm)$ , est maillée de façon uniforme par 41 points. Cette discrétisation est reproduite en z sur une hauteur égale à  $l_j$ , formant ainsi une zone de mailles homogènes de  $25\mu m$  de largeur et  $40\mu m$  de hauteur (voir figure 3.19b). Deux zones de type couche-limite sont présentes sur les côtés de l'orifice, et un maillage assez dense est présent au milieu du domaine jusqu'à une hauteur égale à  $25l_j$  (voir figure 3.19a). Les parois latérales sont situées à  $50l_j$  de chaque côté du jet tandis que la frontière supérieure à  $150l_j$  (voir figure 3.19c) afin de s'affranchir du problème de confinement observé dans les simulations du jet de KRAL et al. .

#### Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont identiques à celles du calcul précédent. Celles-ci, associées à une taille de domaine relativement grande, doivent permettre au jet pulsé de se développer correctement.

Le jet pulsé est décrit de la même manière que dans le cas du calcul du jet synthétique

de Kral et~al.. Toutefois, afin de représenter les couches limites présentes près des parois, la fonction f(x) possède l'allure présentée figure 3.20.

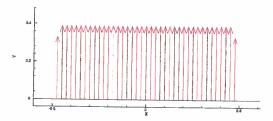


Fig. 3.20: Forme spatiale du jet pulsé.

Les noeuds situés au milieu du jet présentent un profil de type "flat-top", c'est-à-dire f(x) = 1, tandis que pour les noeuds situés au proche voisinage des parois latérales du jet : f(x) = 0.85.

La fonction discrète g(t) sera définie comme une période de sinusoïde. Ce choix est également cohérent avec les expériences citées plus haut. La fréquence de pulsation du jet est fixée à 750Hz, identique à celle utilisée pour les simulations avec couche limite, puis sur le cylindre rond.

Le calcul instationnaire est initialisé par un champ au repos en tout point. Le pas de temps du calcul vaut  $\Delta t=1.34\mu s$ , soit encore  $\Delta t^*=\Delta t V_{jmax}/l_j=0.092$ . Pour la fréquence fixée plus haut, cela correspond à environ 1000 pas de temps par période de soufflage. Ce pas de temps est également homogène aux pas de temps  $\Delta t$  utilisés pour les simulations sur le cylindre.

Les différents paramètres relatifs à ce jet sont récapitulés dans le tableau 3.2. Il est en particulier à noter que si le nombre de Strouhal est sensiblement identique à celui des simulations de l'actionneur de KRAL et al. (voir tableau 3.1), le nombre de Reynolds est en revanche double, du fait d'une taille de fente deux fois plus grande. Les paramètres de ce jet sont similaires à ceux des expériences de BÉRA et al.

	$U_{\infty}$	$l_j$	$f_j$	$St_j$	$Re_i$	$Stk_i$
Simulations	68m/s	1mm	750Hz	0.011	893	7.9
Expé. BÉRA et al.	14m/s	1mm	200Hz	0.014	942	9.2

Tab. 3.2: Paramètres principaux du jet similaire à Béra  $et\ al.$  Comparaison avec les paramètres de ces expériences.

#### Autres paramètres

Pour calculer ceux-ci, on suppose pour simplifier que f(x)=1 sur toute la largeur du jet. La vitesse efficace du jet pulsé ne dépend que de la forme en temps de celui-ci, elle est donc inchangée :  $V_{jeff}=V_{jmax}U_{\infty}/\sqrt{2}\simeq 0.707U_{\infty}$ 

La longueur de décharge vaut ici également :  $L_0 = \frac{V_{jmax}}{\pi f_j}$ , soit dans ce cas :  $L_0/l_j = 28.9$ , à comparer à 18.7 pour la valeur expérimentale.

### 3.3.2 Dynamique de l'écoulement

L'évolution du champ au cours d'une période est similaire a celle observée au cours de la simulation de recalage. L'évolution du champ de vorticité figure 3.21, présente cependant quelques différences avec le cas précédent.

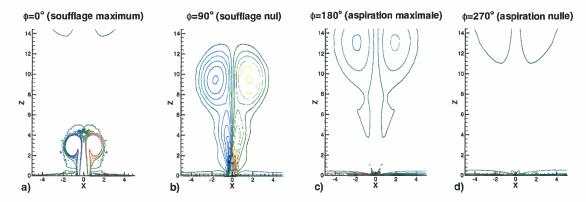


FIG. 3.21: Evolution du champ de vorticité au cours d'une période de soufflage, simulation  $k - \varepsilon$ . L'échelle est identique à celle de la figure 3.9.

S'il y a également formation d'une seule paire de tourbillons, ceux-ci présentent une forme beaucoup plus ronde, moins allongée. Par ailleurs, leur durée de vie est plus importante. En effet, leur intensité pour  $\phi = 180$ ° est plus forte que pour le cas de recalage. L'allure de ces tourbillons est identique à celle obtenue dans les expériences de BÉRA et al. [16].

L'évolution de la position verticale du centre de ces tourbillons au cours de la période, présentée figure 3.22 se compare très favorablement aux mesures PIV de BÉRA et al. [16]. La référence de phase est basée sur la vitesse de soufflage, avec  $\varphi=0$ ° au début de la phase de soufflage. L'écart entre les simulations de BÉRA et al. est inférieur au 1/2mm, c'est-à-dire de l'ordre de la précision spatiales des mesures PIV.

### 3.3.3 Champs moyens

Le jet est initialisé par un champ au repos, puis 10 périodes de soufflage sont simulées sans modèle de turbulence, afin de servir d'initiateur au calcul turbulent. L'écoulement se

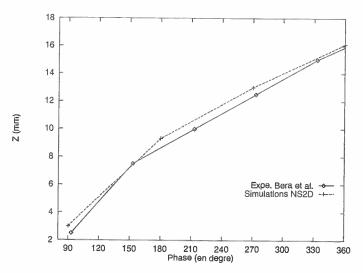


FIG. 3.22: Evolution de la position du centre du tourbillon généré par le jet synthétique au cours de la phase. Comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [16].

stabilise statistiquement après environ 30 périodes de soufflage supplémentaires, le haut du domaine étant la dernière zone à converger. 37 périodes sont simulées avant de calculer les moyennes sur 3 périodes. Ce champ moyen est présenté figure 3.23.

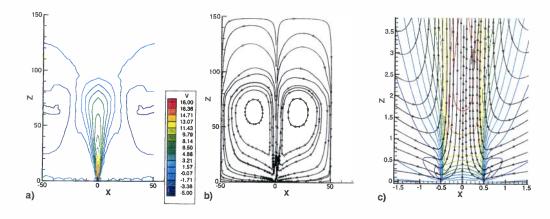


FIG. 3.23: Champ de vitesse moyenne, a) champ de  $\overline{V}$ , b) lignes de courant moyennes, c) zoom sur la sortie du jet, simulation  $k - \varepsilon$ .

#### Profils de vitesse moyenne

Les profils adimensionnés de la vitesse moyenne verticale  $V/V_{CL}$  et horizontale  $U/V_{CL}$  sont présentés figure 3.24. Les profils de  $V/V_{CL}$  présentent une très bonne similitude, au moins jusqu'à  $z/l_j=23.6$ . La légère dégradation (maximum de forme pointue) qui s'ensuit

sur le profil à  $z/l_j = 30$ est due à un nombre de mailles insuffisant au niveau du centre du jet.

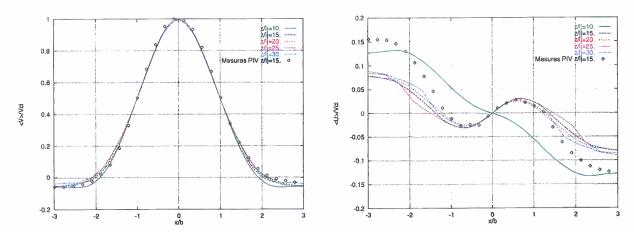


FIG. 3.24: Profils de vitesse  $V/V_{CL}$  et  $U/V_{CL}c$  en similitude, simulation  $k-\varepsilon$ . Comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [16].

La comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [16] est excellente. (Note : Les profils expérimentaux ont été décalés de 0.05b vers la gauche, ceux-ci n'étant pas tout à fait centrés.) En particulier, le niveau de vitesse d'aspiration sur les côtés du jet est identique entre les simulations et l'expérience. La comparaison des profils de  $U/V_{CL}$  obtenus dans les simulations avec l'expérience est très bonne tant que  $x/b \le 1.5$ . Elle se dégrade audelà. Les profils de  $U/V_{CL}$  ne sont pas en similitude, ce que confirment les expériences de BÉRA et al.

### Demi-largeur du jet

L'évolution de la demi-largeur du jet obtenue dans les simulations est comparée à celle obtenue par BÉRA et al. [16] sur la figure 3.25.

Si la valeur de b est bien prédite pour z=10mm, l'écart entre la simulation et l'expérience grandit pour des ordonnées plus élevées. Cet écart est principalement imputable au plus faible taux d'ouverture du jet dans les simulations (12% au lieu de 18%). Cette sous-estimation de 33% du taux d'ouverture d'un jet est une caractéristique souvent observée dans les simulations  $k-\varepsilon$  stationnaire (voir par exemple DAVODET [31].

#### Décroissance de la vitesse sur l'axe

La décroissance de la vitesse moyenne sur l'axe  $V_{CL}$  est présentée figure 3.26. Le jet simulé comprend une zone assez étendue  $(10 \le x/l_j \le 70)$  de pente -0.5, c'est-à-dire où la vitesse verticale moyenne suit une loi de décroissance en  $1/\sqrt{x}$ . Cette zone, caractéristique de la décroissance d'un jet sous une hypothèse d'auto-similarité, propriété vérifiée expérimentalement pour les jets pulsés, est suivie d'une zone de type "cut-off"

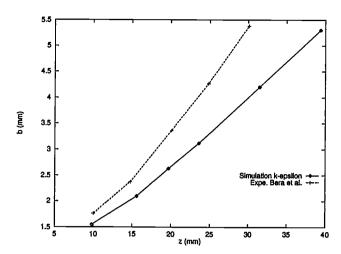


FIG. 3.25: Evolution de la demi-largeur de jet b, simulations  $k - \varepsilon$ . Comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [16].

 $(m \simeq -8.2)$ , correspondant à un maillage plus grossier du jet pour le haut du maillage, associé à une influence grandissante de la condition limite de symétrie appliquée sur la paroi supérieure.

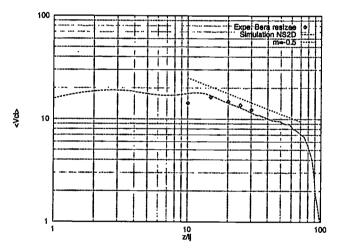


Fig. 3.26: Evolution de  $V_{CL}$  (en m/s), simulation  $k-\varepsilon$ . Comparaison avec les expériences de Béra et al. [16] (celles-ci sont redimensionnées pour tenir compte du  $U_{\infty}$  différent).

A l'exception du point situé en  $z/l_j$ , la comparaison de cette courbe avec les résultats expérimentaux de BÉRA et al. est particulièrement satisfaisante.

### 3.3.4 Conclusion

Les comparaisons des résultats des simulations de l'actionneur isolé avec les expériences de Kral et al. [82] et avec celles de Béra et al. sont tout à fait satisfaisantes et

permettent de valider l'approche choisie, à savoir une simulation Navier-Stokes  $k-\varepsilon$  d'un jet pulsé modélisé par des conditions limites instationnaires, afin de simuler son interaction avec l'écoulement autour d'un cylindre.

Toutefois, il serait sans doute possible d'améliorer encore la simulation de ce type de jet pulsé en tenant compte des résultats des simulations de RIZZETTA et al. [121], consistant en des DNS d'un actionneur complet. Ces auteurs ont en effet montré que si l'allure du profil temporel au niveau de l'orifice était très proche d'un sinus, la forme spatiale ne présente pas nécessairement l'allure "flat-top" utilisée dans les simulations. En effet, la vitesse verticale évolue plutôt dans ces simulations comme indiqué figure 3.27.

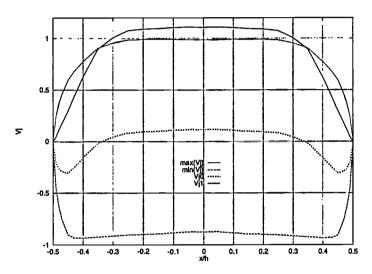


FIG. 3.27: Forme spatiale du jet pulsé, d'après RIZZETTA et al. [121].

Si l'allure du soufflage ressemble, aussi bien dans la phase de soufflage que dans la phase d'aspiration, à l'allure conventionnelle d'un jet, le module des vitesses correspondantes est légèrement différent. En moyenne (courbe  $V_{j0}$ ), il existe donc une aspiration sur la partie externe de l'orifice du jet, tandis que la partie centrale présente une vitesse verticale positive, ce qui est confirmé expérimentalement (voir figure 3.2.)

L'expression analytique des conditions limites de soufflage qu'il faudrait prendre en compte serait alors la suivante :  $V_j(x,t) = V_{j0}(x) + V_{j1}(x)g(t)$ ,  $V_{j1}$  étant alors définie comme l'écart entre la moyenne et le maximum de vitesse.

Des DNS récentes de LEE & GOLDSTEIN [84] ont montré que des survitesses sont présentes sur les côtés du jet quand  $Re_j$  augmente, si la paroi séparant la cavité oscillante du fluide extérieur est très mince. Ils ont par ailleurs montré que la forme des lèvres de l'orifice ne modifie pas sensiblement le jet moyen, même si la composante de vitesse tangente à la paroi est modifiée.

# Chapitre 4

Interaction jet pulsé - couche limite turbulente

Le jet pulsé qui a été simulé seul est maintenant positionné de façon à débiter dans une couche limite turbulente de plaque plane. Ce type d'écoulements n'a pour l'heure été étudié que très succintement (voir [131]). Les paramètres de la couche limite utilisée correspondent à une approximation de celle présente sur le cylindre. Le but de cette partie consiste non seulement à étudier l'influence de ce jet pulsé sur les paramètres de l'écoulement, mais aussi et surtout à étudier l'influence de certains paramètres du jet sur ce cas, plus simple donc moins coûteux en temps CPU que le cylindre. Le lecteur intéressé pourra se référer à AARON [1] pour une analyse exhaustive des cas traîtés ici.

### 4.1 Conditions du calcul

### 4.1.1 Paramètres des simulations

La couche limite sur laquelle le jet va agir doît être représentative de celles se développant sur le cylindre. Pour simplifier, la couche limite imposée en entrée de domaine sera fixe au cours du temps et ne sera pas soumise à un gradient de pression adverse. L'actionneur étant situé aux environs de 110 ° sur le cylindre, les valeurs de référence de la-dite couche limite seront donc prises dans cette région. Les paramètres de celle-ci au niveau du jet sont définis dans le tableau 4.1.

$\delta_{x=0}$	$M_{\infty}$	$T_{\infty}$	Re
1.5mm	0.2	288K	$2 \times 10^{6}/m$

TAB. 4.1: Paramètres de la couche limite au niveau du jet.

Un code de calcul de couches limites par une méthode intégrale permet d'obtenir les profils de vitesse et de masse volumique, ainsi que ceux des variables du modèle de turbulence, servant à initialiser le plan d'entrée du domaine du calcul Navier-Stokes. Ces conditions correspondent à un écoulement se développant sur une plaque plane dont le bord d'attaque serait situé à 50mm en amont du jet.

Le calcul instationnaire avec jet pulsé est initialisé par une solution issue d'un calcul Navier-Stokes stationnaire sans soufflage, suivi d'une simulation de plus de quatre temps de convection de domaine  $(T=L/U_{\infty}=1.175ms)$  en instationnaire. Le pas de temps des calculs instationnaires vaut  $\Delta t=0.43\mu s$ , soit  $\Delta t^*=\Delta t V_{jmax}/l_j=0.034$ . Pour la fréquence choisie, cela correspond à environ 3100 itérations par période de soufflage. Ce pas de temps a été choisi plus faible que pour les simulations du jet pulsé débitant dans un fluide au repos pour s'assurer d'une bonne stabilité du code de calcul.

# 4.1.2 Maillage

Le maillage utilisé, présenté figure 4.1, a été réalisé avec le logiciel EMC<sup>2</sup>. Il comporte 30426 points et 60349 éléments.

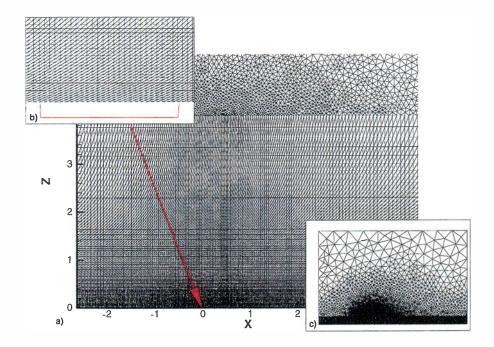


FIG. 4.1: Vues du maillage du jet pulsé avec couche limite. a) zoom sur le pourtour du jet, b) zoom sur l'orifice, c) vue globale.

L'orifice du jet est centré en (x=0;z=0). La partie basse du maillage est composée d'éléments à base de quadrangles structurés découpés. 40 couches composent le premier millimètre, et 75 couches en tout composent les quatre premiers millimètres verticaux. L'ensemble de la paroi basse (jet compris) est défini par 310 points, resserrés autour du jet (voir figure 4.1a). Le plan d'entrée est situé à environ  $35l_j$  (30mm) et le plan de sortie à  $57l_j$  (50mm) du centre du jet. Le jet lui-même, large de 0.86mm, est défini par 25 points équi-répartis (voir figure 4.1b).

Au niveau du jet, la première couche de mailles est située à  $13\mu m$  de la paroi. Ce qui permet d'avoir, sans soufflage :  $1 \le y_1^+ \le 2$ . Une zone d'éléments-finis de plus en plus grands (voir figure 4.1c), permet de remplir le domaine jusqu'à z=50mm (soit  $z/l_j \simeq 57$ ). La contrainte de hauteur, évoquée au chapitre précédent, est dans ce cas moins dimensionnante, du fait du "balayage" effectué par l'écoulement de couche limite. Ce maillage est le maillage le plus fin de ceux utilisés pour une étude (non présentée) permettant de s'assurer de la convergence en maillage des simulations instationnaires.

### 4.1.3 Conditions aux limites

Les variables situées sur l'entrée du domaine (paroi de gauche) sont fixes au cours du temps et correspondent à un écoulement moyen de couche limite turbulente d'épaisseur  $\delta = 0.54mm$ , surmonté d'un écoulement dont les propriétés sont citées dans le tableau

4.1. La paroi supérieure, ainsi que la paroi de droite sont définies comme des sorties de domaine, sur lesquelles la pression statique infinie est imposée. La frontière entourant le jet est associée à des conditions d'adhérence adiabatique.

Les paramètres définissant le jet pulsé sont identiques à ceux du chapitre précédent, à savoir u(x,t) = 0 et  $V_i(x,t) = V_{imax}f(x)g(t)$ , avec :

- $-V_{imax} = U_{\infty} = 68m/s$
- profil temporel sinusoïdal :  $g(t) = sin(2\pi f_j t)$
- Fréquence  $f_j = 750 Hz$ , soit  $St_j = f_j l_j / V_{jmax} = 0.0095$
- profil spatial f(x) "flat-top" biseauté (85% de  $V_{jmax}$ ).

# 4.2 Dynamique des tourbillons

Quatre périodes de soufflage pulsé ont été simulées. Dès la quatrième période, les propriétés moyennes de l'écoulement sont convergés. Celui-ci se caractérise par une dynamique tourbillonnaire intense qui se superpose à l'écoulement de couche limite initialement présent. 77 "snapshots" (NSETs) de l'écoulement sont stockés par période sur les troisièmes et quatrièmes périodes de soufflage.

La figure 4.2 présente les lignes de courant, c'est-à-dire les lignes tangentes en tout point au champ de vitesse instantané, pour la quatrième période soufflage. (Nota : le début de la période coïncide avec le maximum de soufflage). La vitesse  $V_j$  de soufflage indiquée est adimensionnée par  $U_{\infty}$ . Cette planche a pour but de comprendre l'évolution de la topogie de l'écoulement, en particulier celle de la dynamique des tourbillons.

Pour t=1.847T, le jet pulsé commence à souffler dans une couche limite attachée. Celle-ci décolle alors localement, formant un petit bulbe de décollement en amont du jet, ainsi qu'un tourbillon (nommé tourbillon 1) assez intense, situé juste en aval de l'orifice du jet. A mesure que le jet intensifie son soufflage (t=1.950T), le bulbe de décollement et le tourbillon 1 grossissent, ce dernier devenant suffisamment puissant pour générer un tourbillon secondaire (tourbillon 2) contra-rotatif situé entre son centre et l'orifice du jet.

Pour le maximum de soufflage (t = T), le tourbillon 1, dont le centre s'éloigne à mesure qu'il grossit, a atteint une taille correspondant à plus de  $4l_j$  de longueur et  $1.5l_j$  de hauteur. Une zone de très fort cisaillement est visible sur la face amont du jet, où l'écoulement plonge vers la paroi juste avant d'être projeté vers le haut sous l'influence du jet. Par ailleurs, les tourbillons 1 et 2 qui s'éloignent progressivement du jet laissent place à un tourbillon 3.

Lors de la décroissance de la vitesse du jet (t = 1.102T), les tourbillons 1 à 3 continuent de s'éloigner de l'orifice du jet, tandis que l'entraînement dû au fluide extérieur tend à les allonger.

Pour t=1.205T, le tourbillon 2, étiré entre les tourbillons 1 et 3, est dissipé. Le tourbillon 3 est ensuite dissipé à son tour lors du passage à la phase d'aspiration du

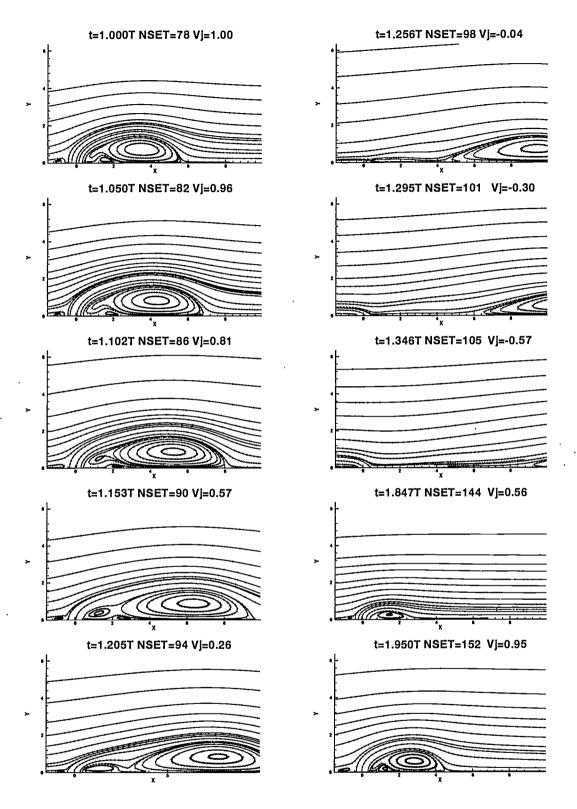


Fig. 4.2: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, profil temporel sinusoïdal,  $f_j=750Hz,\,V_{jmax}=1.$  L'orifice du jet est situé en  $-0.43\leq x\leq 0.43.$ 

jet (t = 1.256T) en même temps que disparaît le bulbe de décollement en amont. Le tourbillon 1 est alors accéléré et convecté par entraînement du fluide extérieur, tout en restant "rampant" à la paroi.

La phase d'aspiration (t=1.295T) se caractérise par un recollement de la couche limite en aval de l'orifice du jet.

L'élement prédominant de cet écoulement est donc le tourbillon primaire (dit "1"), qui est à la fois le plus gros et celui dont la durée de vie est la plus longue. Il se dissipe ensuite lentement à l'intérieur de la couche limite plus de  $20l_j$  en aval du jet. Cette topologie d'écoulement est semblable à celle observée dans les simulations effectuées par HASSAN & JANAKIRAM [53] d'un ensemble de jets pulsés sur un profil NACA à incidence nulle.

# 4.3 Effets moyens

De même que dans le cas du jet pulsé isolé, l'effet du jet pulsé débitant normalement dans une couche limite est donc de générer des tourbillons. L'effet de ces tourbillons est analysé en moyenne. Des moyennes sont donc effectuées sur la quatrième période de soufflage, 77 solutions étant alors moyennées, afin de bien capter la dynamique de tous ces tourbillons.

## 4.3.1 Champ de vitesse moyenne

En dehors de la région du jet, l'allure du champ de vitesse moyenne est caractéristique d'une couche limite. Celle-ci s'épaissit plus rapidement au niveau du jet (voir figure 4.3a). Une étroite zone de recirculation ( $U \leq 0$ ) est visible en aval de l'orifice du jet. Une poche de légère survitesse est située en aval du jet, au-dessus de la couche limite.

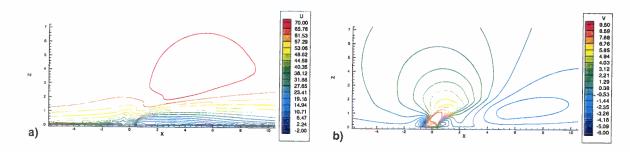


Fig. 4.3: Champs moyens de a) U et de b) V. Zoom sur l'entourage du jet. L'orifice de celui-ci est en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

L'allure de la vitesse verticale diffère sensiblement de celle observée en l'absence de couche limite incidente. Le profil de "jet moyen" observé dans les simulations de l'actionneur seul est ici "couché" vers l'aval (voir figure 4.3b). La zone de vitesse verticale maximale est ici située à environ  $z/l_j=1$  (au lieu d'environ 8 pour l'actionneur seul, cf.

chapitre précédent), et le tourbillon situé en amont de l'orifice est remplacé par une zone de faible décollement.

Ceci est confirmé sur les profils de vitesse moyenne extraits pour quelques abscisses : 5mm en amont du jet, au niveau de celui-ci, puis 5 et 10mm en aval du jet. Ceux-ci sont comparés à ceux obtenus par un calcul avec le même code de calcul sur cette configuration, mais sans soufflage.

Le profil de U (voir figure 4.4a) en amont du jet est peu affecté par le soufflage, se situant en amont de la zone de décollement moyen. Au niveau du jet en revanche (figure 4.4b), le profil de U est "moins plein" que celui sans soufflage pulsé. En proche paroi, le gradient de vitesse est cependant plus élevé. En aval du jet ((figure 4.4c), le profil de U est nettement moins "plein" que le profil caractéristique de couche limite turbulente obtenu sans soufflage. Il présente même une zone quasi-linéaire, correspondant à la combinaison d'un tourbillon et de la couche limite. Cet effet s'estompe progressivement (figure 4.4d) pour disparaître vers x=30mm.

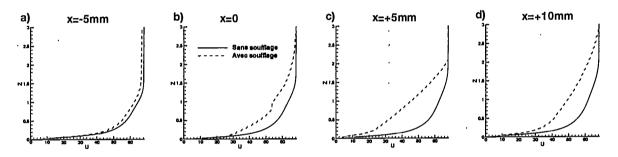


Fig. 4.4: Profils de vitesse horizontale. a) x = -5mm, b) x = 0, c) x = 5mm et d) x = 10mm.

Les profils de vitesse verticale confirment l'analyse précédente, montrant l'approche d'un décollement (figure 4.5a), précisent la position de l'ordonnée de vitesse verticale maximum à  $z/l_j \simeq 0.8$  (figure 4.5b), et vérifient la présence d'une zone de recirculation moyenne (figure 4.5c), puis le recollement qui s'ensuit (figure 4.5d).

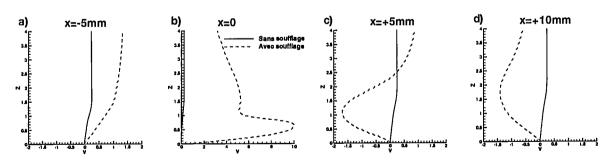


Fig. 4.5: Profils de vitesse verticale. a) x = -5mm, b) x = 0, c) x = 5mm et d) x = 10mm.

### 4.3.2 Fluctuations du champ de vitesse

Si l'analyse du champ moyen apporte un éclairage quantitatif précis sur l'écoulement, les fluctuations des variables de l'écoulement méritent également attention.

C'est pourquoi l'écart par rapport à la moyenne a été calculé pour chacun des "snapshots" obtenus, mis au carré puis moyenné sur l'ensemble de ceux-ci, c'est-à-dire une période. Les champs de variance des deux composantes de la vitesse ont ainsi été obtenus. Rappelons que les fluctuations ainsi enregistrées ne correspondent qu'à une partie de ce que l'on qualifie habituellement de "fluctuations de vitesse", du fait de l'utilisation du modèle de turbulence. Il ne s'agit donc que des fluctuations du champ de vitesse moyen. En reprenant l'utilisation des notations de la décomposition triple des écoulements turbulents, présentée dans la partie précédente, ces fluctuations seront notées  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$  et  $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$ .

Les fluctuations du champ de vitesse sont exclusivement centrées autour du jet. Les fluctuations de U (voir figure 4.6a) trahissent principalement la présence occasionnelle du décollement en amont du jet, ainsi que celle du tourbillon principal en aval de l'orifice.

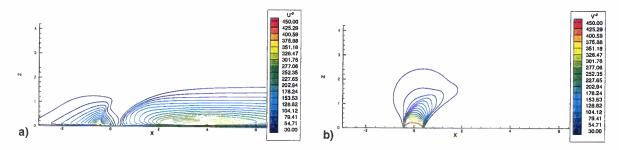


FIG. 4.6: Champs de a)  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{\widetilde{U}}$  et de b)  $\overline{\widetilde{V}}\widetilde{\widetilde{V}}$ . Zoom sur l'entourage du jet. L'orifice de celui-ci est en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

Les fluctuations de V, présentées figure 4.6b, montrent essentiellement l'influence du jet pulsé, couché par la couche limite incidente. Il est à noter le niveau important de ces fluctuations (jusqu'à environ 10% de  $U_{\infty}$ ), imputable au fort niveau de soufflage ( $V_{jmax} = 1$ ).

# 4.3.3 Champ de pression

Le champ de pression moyenne, présenté figure 4.7a sous forme du coefficient  $K_p$ , comprend une zone de pressions légèrement plus élevées que la pression statique, associée au point d'arrêt causé dans le fluide par le jet pulsé dans sa phase de soufflage, ainsi que la zone de décollement qui la précède.

L'influence moyenne des tourbillons est nettement visible en aval de l'orifice du jet, sous forme d'une dépression assez forte  $(min(K_p) \simeq -0.53)$  dont le centre est situé en (x=2.8; z=0.75) et qui s'étend jusqu'à  $10l_j$  en aval de l'orifice.

Le champ des fluctuations de pression (figure 4.7b) présente des maxima situés sur les flancs de l'orifice du jet, mais également un maximum local sensiblement au même endroit

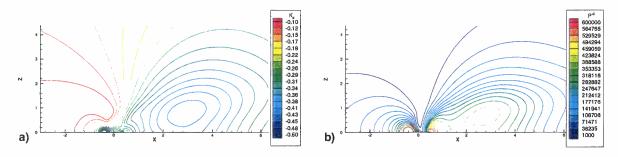


FIG. 4.7: Champs de pression : a) coefficient de pression moyenne, b)  $\widetilde{P}\widetilde{P}$ . Zoom sur l'entourage du jet.

que la dépression moyenne maximale, traduisant le passage du centre des tourbillons, sièges de fortes dépressions. Notons toutefois que l'écart-type (racine carrée de la variance) de pression ne représente que quelques pourcents de la pression statique de l'écoulement incident.

# 4.4 Etude paramétrique

Le principe de l'interaction entre le jet pulsé (de type synthétique) et une couche limite turbulente étant acquis, l'influence de certains paramètres a été analysée, à savoir : le profil temporel de soufflage, la fréquence de pulsation et la vitesse maximale du jet pulsé.

# 4.4.1 Influence du profil temporel

Plusieurs type de profils temporels de soufflage, c'est-à-dire de motifs décrivant la fonction g(t), ont été simulés afin de déterminer leur influence sur l'écoulement de couche limite. Quatre profils, présentés figure 4.8, ont été simulés :

- un profil de type "sinus", le plus proche des résultats expérimentaux sur un jet synthétique. Ce profil, utilisé dans les précédentes simulations, présente bien entendu un débit moyen nul.
- un profil de type "créneau", composé d'une phase de soufflage pendant environ 45% de la période, dont un plateau maximum (g(t) = 1) pendant environ 27% de la période, le jet ne débitant (ni n'aspirant) pendant le reste de la période. Ce profil a été "arrondi" afin de ne pas générer de singularités temporelles préjudiciables à la stabilité du code. C'est le profil-type d'un jet pulsé non synthétique.
- un profil dit "NG", composé d'une courte phase de soufflage (max[g(t)] = 1) avec une dynamique importante, suivie d'une phase d'aspiration plus longue et d'intensité plus faible (min[g(t)] = -0.22), de façon à obtenir un débit moyen nul

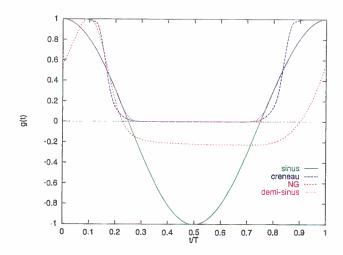


FIG. 4.8: Profils temporels de soufflage.

 $(\int_T g(t)dt = 0)$ . Ce profil représente une vue imaginée (avant la publication de résultats expérimentaux) du profil règnant en sortie d'un jet synthétique.

- un profil de type "demi-sinus", dans lequel la phase de soufflage est rigoureusement un sinus, la phase d'aspiration étant annulée. Ce profil permet de comparer l'influence du "front de montée" de la vitesse de soufflage par rapport au profil en créneau, et de quantifier l'importance de la phase d'aspiration, par comparaison avec le profil en sinus.

Les vitesses efficaces  $V_{jeff}$  et les longueurs de décharge  $L_0$ , définies au chapitre précédent, de ces profils sont comparés dans le tableau 4.2.

Profil	Sinus	Créneau	NG	1/2 sinus+
$V_{jeff}$	$0.707U_{\infty}$	$0.555U_{\infty}$	$0.397U_{\infty}$	$0.5U_{\infty}$
$L_0$	$\frac{U_{\infty}}{\pi f_j}$	$\frac{0.34U_{\infty}}{f_j}$	$\frac{0.058U_{\infty}}{f_j}$	$\frac{U_{\infty}}{\pi f_j}$
$L_0/l_j$	33.6	35.9	6.1	33.6

TAB. 4.2: Paramètres adimensionnels des différents profils temporels de soufflage.

Ces quatre profils ont été simulés, avec une fréquence de 750 Hz et une vitesse maximale égale à  $U_{\infty}$ .

### Influence sur les lignes de courant

Profil en créneau L'évolution des lignes de courant au cours d'une période de soufflage de type "créneau" est présentée figure 4.9. La topologie de l'écoulement est similaire à celle obtenue pour un profil sinusoïdal (présentée figure 4.2). Néanmoins, quelques différences sont à noter :

- Le front de montée en vitesse de soufflage étant plus raide, le tourbillon "1" est plus intense, ce qui se traduit par une forme plus ronde, ainsi qu'un niveau de vorticité plus élevé (non présenté).
- Ce tourbillon "1" engendre à son tour un tourbillon "2" plus intense et nettement plus gros, puis le tourbillon "3". Pour t=0.983T, les centres de ces trois tourbillons sont presque alignés.
- La phase d'arrêt de soufflage, très abrupte, se traduit par la disparition du tourbillon
   "2" en premier lieu, puis du "3", cet ordre étant inversé par rapport au profil en sinus.
- Par ailleurs, l'absence de phase d'aspiration ne modifie pas notablement la topologie de l'écoulement.

**Profil NG** La comparaison des lignes de courant sur une période de soufflage avec le profil NG présentées figure 4.10, avec celles obtenues avec un profil sinusoïdal confirme l'influence de la pente du front de montée sur l'intensité du tourbillon primaire, donc sur sa forme. Comme pour le profil en créneau, le tourbillon "2" disparaît avant le tourbillon "3".

Profil en demi-sinus La topologie des lignes de courant obtenues avec un profil de soufflage en demi-sinus (figure 4.11) confirme la très faible influence de la phase d'aspiration sur la topologie des lignes de courant de l'écoulement au cours d'une période. Celles-ci sont en effet quasiment identiques à celles obtenues avec le profil sinusoïdal.

#### Influence sur les profils de vitesse moyenne

Des profils de vitesse sont extraits du champ moyen de vitesse, ce qui permet de les comparer entre eux, ainsi qu'avec ceux sans soufflage.

Les profils moyens de vitesse longitudinale, présentés figure 4.12, pour les quatre profils de soufflage sont assez semblables à ceux sans soufflage en amont de l'orifice du jet. Les profils "créneau" et "demi-sinus" semblent toutefois être ceux qui génèrent les profils les moins "pleins" 5mm en amont du jet. Cet écart se creuse notablement au niveau du jet, et se vérifie sur tous les profils en aval. Le profil NG est celui qui modifie le moins les profils de U par rapport au cas sans soufflage.

En amont de l'orifice (voir figure 4.13a), les profils moyens de la vitesse verticale sont d'allure similaire. Les profils de V pour les profils qui ne comprennent pas d'aspiration (créneau et demi-sinus) sont très proches pour toutes les abscisses. De même, les profils à débit moyen nul (sinus et NG) sont également assez proches pour toutes les abscisses, l'amplitude étant toutefois systématiquement plus élevée pour le profil en sinus. En aval du jet, tous les profils de soufflage produisent des profils de V présentant la même allure.

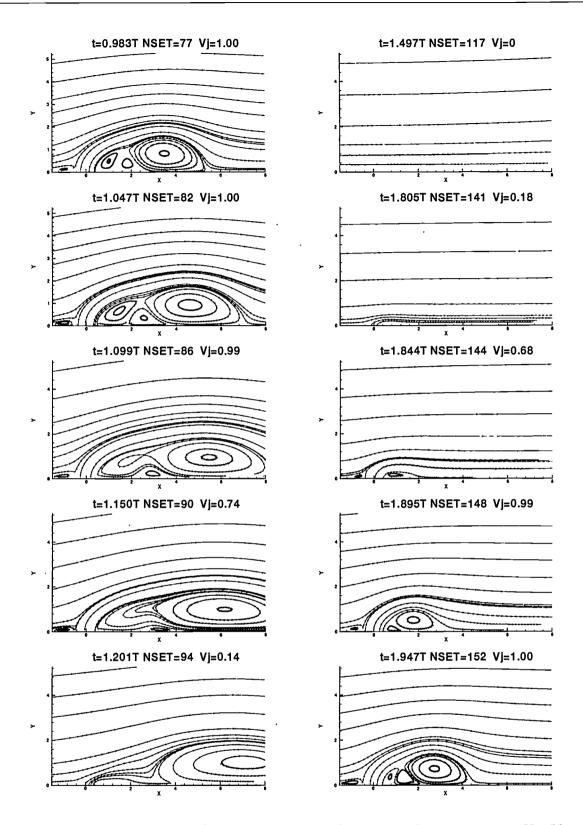


FIG. 4.9: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, 750 Hz,  $V_{jmax} = 1$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

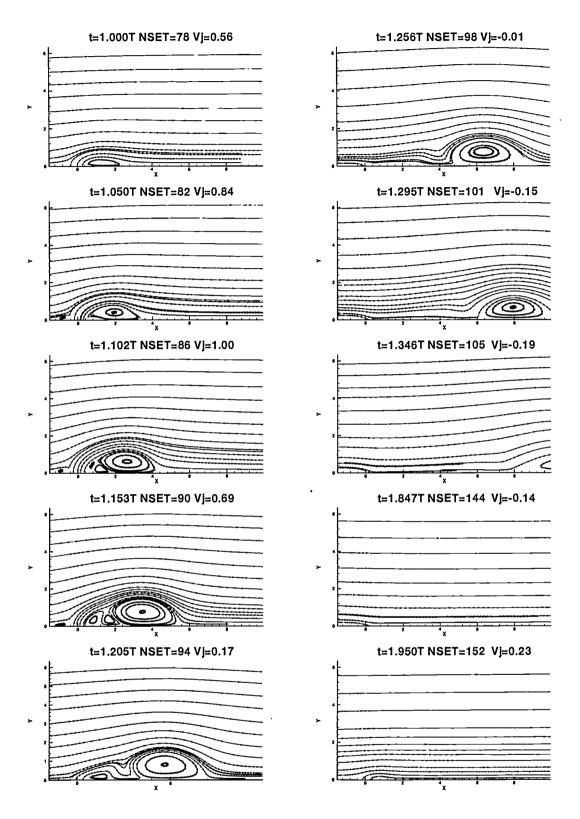


Fig. 4.10: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, NG, 750 Hz,  $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

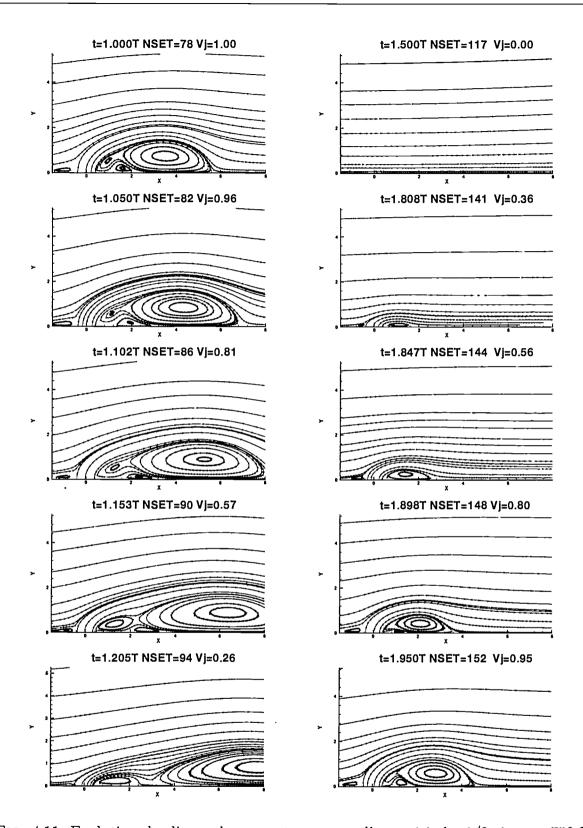


Fig. 4.11: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, 1/2 sinus+, 750 Hz,  $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

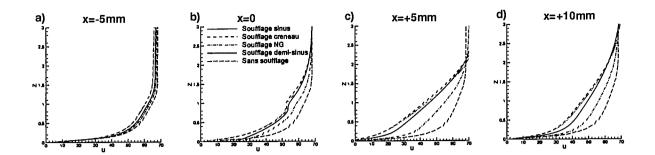


Fig. 4.12: Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de vitesse longitudinale,  $f_j = 750Hz$ ,  $V_{jmax} = 1$ .

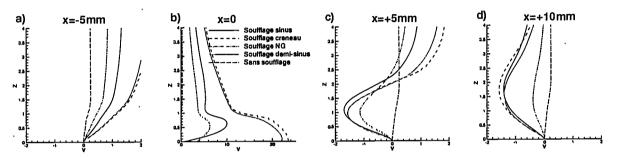


Fig. 4.13: Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de vitesse verticale,  $f_j = 750Hz$ ,  $V_{imax} = 1$ .

### Influence sur les fluctuations de vitesse

Les profils de  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$ , présentées figure 4.14 pour quelques abscisses, montrent que le maximum de fluctuations cohérentes de vitesse longitudinale se situe dans la couche limite. Le profil en sinus est celui qui produit le niveau le plus élevé de  $\overline{\widetilde{U}\widetilde{U}}$ , aussi bien en amont qu'en aval de l'orifice du jet. Celui en générant le moins est le profil NG.

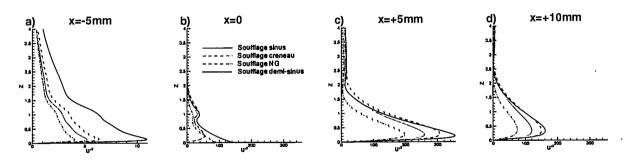


FIG. 4.14: Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}$ ,  $f_j=750Hz$ ,  $V_{jmax}=1$ .

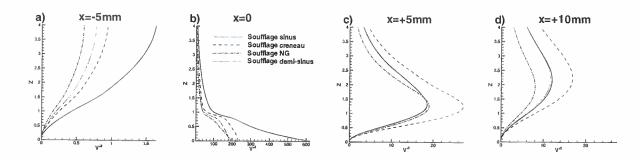


Fig. 4.15: Influence du profil temporel de soufflage sur le profil de  $\widetilde{V}\widetilde{V},\ f_j=750Hz,$   $V_{jmax}=1.$ 

Si cela est également vrai pour  $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$ , présentées figure 4.15, en amont et au niveau du jet, le niveau maximum de  $\overline{\widetilde{V}\widetilde{V}}$  est obtenu avec le profil en créneau en aval du jet.

### Influence sur les répartitions de $K_p$

L'influence du profil temporel de soufflage peut également s'interpréter par l'intermédiaire du coefficient de pression à la paroi  $(K_p)$ . Rappelons que sur une plaque plane sans soufflage, celui-ci est sensiblement constant et nul. Du fait d'une légère inconsistance de pression entre le plan imposé en entrée et la valeur de pression statique de référence du calcul, un  $K_p$  constant de -0.14 est observé sur la plaque plane en l'absence de soufflage.

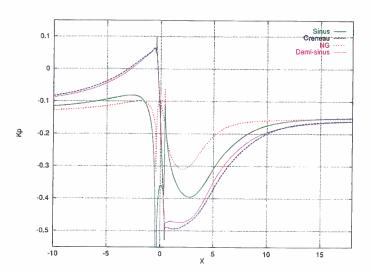


Fig. 4.16: Influence du profil temporel sur le  $K_p$  moyen de paroi,  $f_j=750Hz,\,V_{jmax}=1.$ 

Sur la figure 4.16, une surpression en amont du jet et une dépression en aval de celuici sont visibles pour tous les profils. Cependant, ces deux effets sont plus marqués pour les profils sans phase d'aspiration (créneau et demi-sinus) : la surpression amont et la dépression avale sont plus intenses. Le profil NG est celui qui présente les effets les plus faibles sur le  $K_p$ . Le profil en sinus est assez atypique, puisqu'il présente une assez faible surpression, mais cependant une dépression assez importante.

Le but de cet actionneur est de générer de la portance. Aussi est-il intéressant d'estimer la contribution à la portance du dispositif en interaction avec une couche limite turbulente "simple". Pour cela, le  $K_p$ , translaté de +0.14 pour être quasi-annulé sur les zones éloignées du jet, est intégré sur toute la longueur de la plaque plane, à l'exception toutefois du jet luimême, puis divisé par une longueur de référence, qui est ici prise égale à la longueur totale de la plaque (80mm). La valeur obtenue, appelée  $K_z = \frac{1}{80mm} \int_{x=-30mm}^{x=+50mm} (K_p + 0.14) dx$ , permet ainsi de comparer les résultats obtenus pour les différents profils (voir tableau 4.3).

Profil	Sinus	Créneau	NG	1/2 sinus+
$100K_z$	-1.49	-1.24	-1.05	-1.20

TAB. 4.3: Influence du profil temporel de soufflage sur  $K_z$ .

Tous les profils induisent donc un effort vers le haut (signe négatif de  $K_z$ ). Comme le suggérait la remarque précédente, le profil sinusoïdal est celui qui présente la contribution la plus favorable à une portance. Les contributions des deux profils sans phase d'aspiration (créneau et demi-sinus), inférieures de plus de 17% à celle en sinus, sont presque égales. La plus faible contribution provient du profil NG.

### 4.4.2 Influence de la fréquence de pulsation

En plus des simulations effectuées à 750 Hz, les profils créneau et NG ont également été simulés à 300 et 1500 Hz, afin d'étudier l'effet de la fréquence, et de déterminer un éventuel optimum.

#### Influence sur les lignes de courant

L'influence de la fréquence de pulsation du jet sur l'évolution des lignes de courant au cours d'une période est présentée figures 4.17 (300 Hz) et 4.18 (1500 Hz) pour le profil créneau.

L'influence de la fréquence de soufflage se traduit par une modification de la topologie de l'écoulement. Pour la fréquence la plus faible (300 Hz), le tourbillon principal ("1") présente une taille considérable (en particulier en longueur), alors que les tourbillons "2" et "3" disparaissent très tôt dans la période. L'inverse est vérifié pour la fréquence la plus élévée. Un renforcement de l'intensité de ce tourbillon avec l'augmentation de la fréquence du jet est également observée.

La même étude a été menée avec le profil temporel NG. Les conclusions sont identiques à celles obtenues avec le profil en créneau.

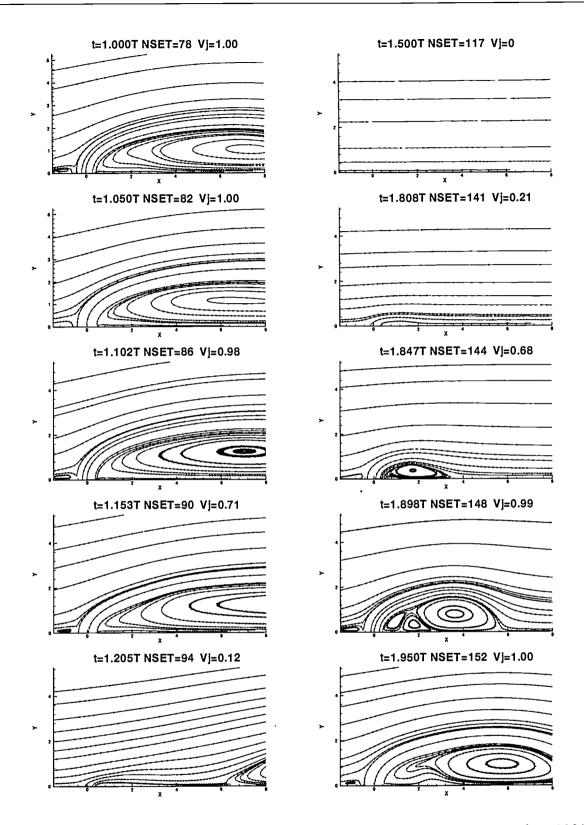


Fig. 4.17: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau,  $f_j=300Hz$ ,  $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

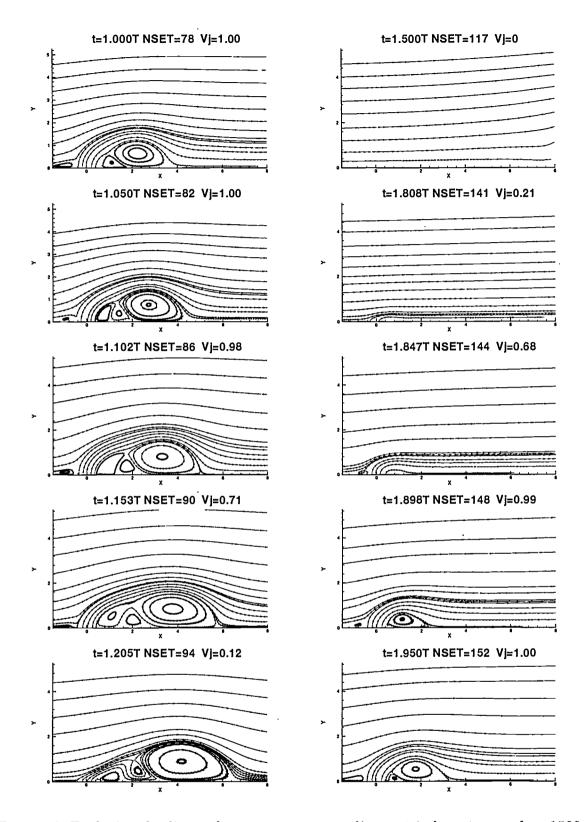


Fig. 4.18: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau,  $f_j=1500Hz$ ,  $V_{jmax}=1$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

### Influence sur la vitesse du tourbillon primaire

Les paragraphes précédents ont montré que le tourbillon primaire est un élément prépondérant de l'écoulement. Son intensité a déjà été évoquée par l'étude des lignes de courant. Sa trajectoire a qualitativement également été évoquée, cependant il est possible de quantifier une partie de celle-ci.

Il est possible, à partir des "snapshots" stockés (environ 80 par période), de calculer la vitesse quasi-instantanée du centre de ce tourbillon à partir de l'écart de sa position entre deux stockages. L'évolution du module de cette vitesse (en m/s) au cours d'une période est présenté figure 4.19 pour le profil temporel en créneau. Trois phases se dégagent de ces courbes :

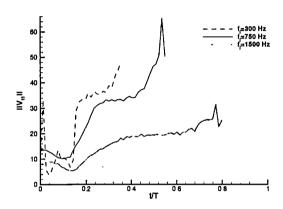


Fig. 4.19: Influence de la fréquence de soufflage sur la vitesse de convection (en m/s) du tourbillon primaire, créneau,  $V_{jmax} = 1$ .

- Pendant la phase de soufflage, le tourbillon grossit, le centre du tourbillon s'éloigne alors à une vitesse sensiblement constante (hormis le pic observé pour  $f_j = 300Hz$ ). Cette phase s'étend jusqu'à environ t/T = 0.18.
- Le soufflage, s'arrêtant brusquement, libère le tourbillon, qui accélère alors fortement.
- Le tourbillon primaire atteint alors une vitesse asymptotique qui dépend principalement de la taille du tourbillon : plus celui-ci est gros, plus il "dépassera" de la couche limite et sera donc entraîné par l'écoulement extérieur. Cette vitesse maximale vaut ainsi environ 60% de la vitesse de l'écoulement extérieur pour  $f_j = 300Hz$ , tandis qu'elle n'atteint pas 40% de celle-ci pour  $f_j = 1500Hz$ .

Ce tourbillon principal présente également une durée de vie plus grande pour la fréquence la plus élevée : il ne se dissipe que vers t/T = 1.8 pour  $f_j = 1500Hz$ , tandis qu'il disparaît à t/T = 1.56 pour  $f_j = 750Hz$ , et dès t/T = 1.36 pour  $f_j = 300Hz$ . Or,  $T = 1/f_j$ , et alors le temps réel d'existence de ce tourbillon est d'autant plus grand que

la fréquence est faible :  $533\mu s$  pour  $f_j=1500Hz$ ,  $747\mu s$  pour  $f_j=750Hz$  et  $1200\mu s$  pour  $f_j=300Hz$ .

Par ailleurs, la composante verticale de cette vitesse est toujours faible (de l'ordre de 1 à 2 m/s). Les pics situés à la fin de chacune de ces courbes traduisent les imprécisions liées à la détermination du centre du tourbillon primaire lorsqu'il est presque dissipé.

### Influence sur les profils de vitesse

L'influence de la fréquence de soufflage sur les profils de vitesse est présentée figures 4.20 et 4.21 pour le profil temporel "créneau". Ces profils sont à comparer aux profils obtenus sans soufflage (figure 4.4 et 4.5). La fréquence de soufflage n'influe pas sensiblement sur les profils de U en amont du jet (x=-5mm), et peu au niveau du jet (x=0). En revanche, 5mm derrière le jet, le profil du U est d'autant plus "plein" que la fréquence est élevée, le profil pour 300 Hz étant linéaire sur une zone assez étendue  $(0.5 \le z \le 2.5)$ . Plus en aval du jet (x=10mm), cet écart demeure.

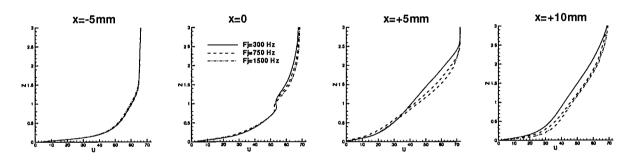


FIG. 4.20: Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de vitesse longitudinale, créneau,  $V_{imax} = 1$ .

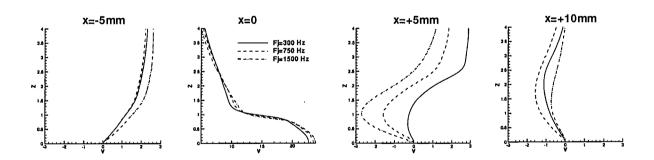


FIG. 4.21: Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de vitesse verticale, créneau,  $V_{jmax} = 1$ .

Le niveau de V en amont du jet (x=-5mm) est légèrement plus élevé pour la fréquence la plus élevée. La différence la plus notable se situe en aval de l'orifice du jet.

Pour x = 5mm, la fréquence la plus basse induit une zone où V est presque partout positive, tandis qu'elle est majoritairement négative avec la fréquence la plus élevée. Plus en aval du jet, tous les profils montrent une vitesse verticale négative, la plus négative étant la fréquence intermédiaire (750 Hz).

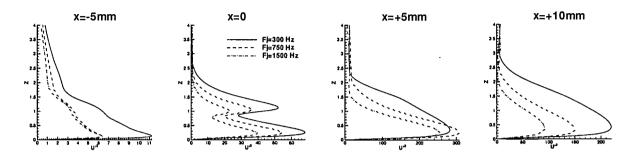


Fig. 4.22: Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de  $\overline{\widetilde{U}}\widetilde{U}$ , créneau,  $V_{jmax}=1$ .

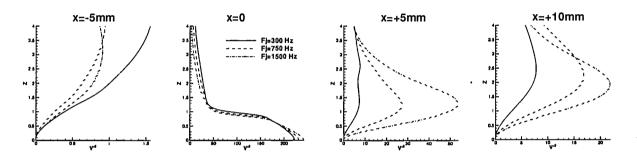


Fig. 4.23: Influence de la fréquence de soufflage sur les profils de  $\overline{\tilde{V}}\overline{\tilde{V}}$ , créneau,  $V_{imax}=1$ .

Les profils des termes représentant les fluctuations cohérentes des deux composantes de la vitesse confirment l'analyse qui précède : les fluctuations de U les plus importantes sont obtenues avec la fréquence la plus faible, à l'exception notable de la zone située en aval du jet (x=5mm), pour laquelle le maximum est atteint avec la fréquence intermédiaire (750 Hz). Les fluctuations de V sont également plus importantes pour la fréquence la plus faible en amont et au niveau du jet. L'effet est inverse en aval de l'orifice. En l'absence de soufflage pulsé, ces fluctuations cohérentes sont bien évidemment nulles. Le modèle  $k-\varepsilon$  n'étant pas du tout apte à capter les "streaks" et autres "structures en lambda" visibles dans des simulations de type DNS ou LES.

### Influence sur les répartitions de $K_p$

L'influence de la fréquence de soufflage sur l'écoulement est nettement visible sur les répartitions de  $K_p$  à la paroi, présentées figure 4.24.

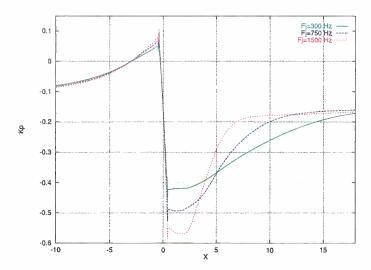


Fig. 4.24: Influence de la fréquence de soufflage sur le  $K_p$  de paroi, créneau,  $V_{jmax} = 1$ .

L'analyse de ces courbes montre une faible influence de la fréquence sur la surpression associée au décollement en amont du jet. En revanche, lorsque l'on augmente la fréquence de soufflage, la dépression située en aval du jet est fortement augmentée. La zone où s'exerce cette dépression maximale est en même temps reduite.

Le même type d'intégration que celui effectué pour l'étude des différents profils est réalisé ici pour estimer une portance. Les résultats pour les profils en créneau et NG sont présentés dans le tableau 4.4.

Fréquence	300 Hz	$750~\mathrm{Hz}$	1500 Hz	
$100K_z$ créneau	-1.46	-1.24	-1.12	
$100K_z$ NG	-1.20	-1.05	-1.05	

Tab. 4.4: Influence de la fréquence de soufflage sur  $K_z$ .

La portance générée par le jet pulsé diminue quand la fréquence de pulsation du jet augmente. Une asymptote semble même être atteinte pour le profil temporel NG, qui suit la même évolution que le profil en créneau.

# 4.4.3 Influence de $V_{jmax}$

Les simulations précédentes considéraient  $V_{jmax}$  comme un paramètre fixé. Pour étudier l'influence de ce paramètre, les profils en créneau et NG ont également été simulés avec  $V_{jmax} = 0.5$ .

#### Influence sur les lignes de courant

La réduction d'un facteur deux de  $V_{jmax}$  conserve la topologie des lignes de courant et leur évolution au cours de la période. Cependant, les tourbillons sont nettement plus

aplatis. C'est en particulier le cas du tourbillon primaire : il ne mesure ici que 0.8mm au maximum de soufflage (t/T=1), tandis qu'il mesurait 1.8mm au même instant pour  $V_{jmax}=1$ . Sa longueur est en revanche sensiblement constante. Les tourbillons secondaires sont également dissipés plus rapidement au cours de la période : le tourbillon "2" n'existe plus pour t/T=1.05 (au lieu de 1.201) et le "3" disparaît avant t/T=1.102 (au lieu de 1.150).

La même influence est observée avec le profil NG.

#### Influence sur la répartition de $K_p$

La diminution de  $V_{jmax}$  de 1 à 0.5 se traduit sur la répartition de  $K_p$ , présentée figure 4.26, par une diminution globale des effets : la surpression amont et la dépression avale sont plus faibles.

L'estimation de portance réalisée avec le calcul de  $K_z$  montre une diminution de 34% pour le profil en créneau (66% pour le profil NG).

#### 4.5 Bilan

L'interaction entre un jet pulsé normal à la paroi d'une plaque plane et une couche limite turbulente se développant sur celle-ci a été simulée.

L'étude paramétrique de l'influence du type de profil de soufflage, de la fréquence d'excitation et de la vitesse maximum du jet, dont l'influence sur la distance de dissipation du tourbillon primaire  $L_{dissip}$ , sur la hauteur maximum du tourbillon  $h_{max}$  et le coefficient  $K_z$  est résumée dans le tableau 4.5, a permis de dégager un certain nombre de conclusions:

Profil $g(t)$	Fréquence $f_j$	Vjmax	$f_j\delta/U_\infty$	$f_j l_j / U_{\infty}$	$L_{dissip}$	$h_{max}$	$100K_z$
Sinus	$750 \mathrm{Hz}$	1	0.0165	0.0095	-	$1.26\delta$	-1.49
	$300 \mathrm{Hz}$	1	0.0066	0.0038	$20\delta$	$1.51\delta$	-1.46
Créneau	$750 \mathrm{Hz}$	1	0.0165	0.0095	$14\delta$	$1.27\delta$	-1.24
		0.5	0.0165	0.0095	-	$0.52\delta$	-
	$1500 \mathrm{Hz}$	1	0.033	0.019	6δ	$1.16\delta$	-1.12
	$300 \mathrm{Hz}$	1	0.0066	0.0038	$12\delta$	-	-1.20
NG	$750 \mathrm{Hz}$	1	0.0165	0.0095	9δ	$1.13\delta$	-1.05
	$1500 \mathrm{Hz}$	1	0.033	0.019	$4\delta$	-	-1.05
1/2 sinus+	750Hz	1	0.0165	0.0095	· <b>-</b>	$1.22\delta$	-1.20

TAB. 4.5: Synthèse des influences de g(t),  $f_j$  et  $V_{jmax}$  sur certaines quantités de l'écoulement.

 Alors que pour le jet pulsé seul, une paire de tourbillons d'égale intensité domine la dynamique de l'écoulement, l'action du jet pulsé débitant perpendiculairement à une couche limite turbulente se traduit par la présence d'un décollement en amont de

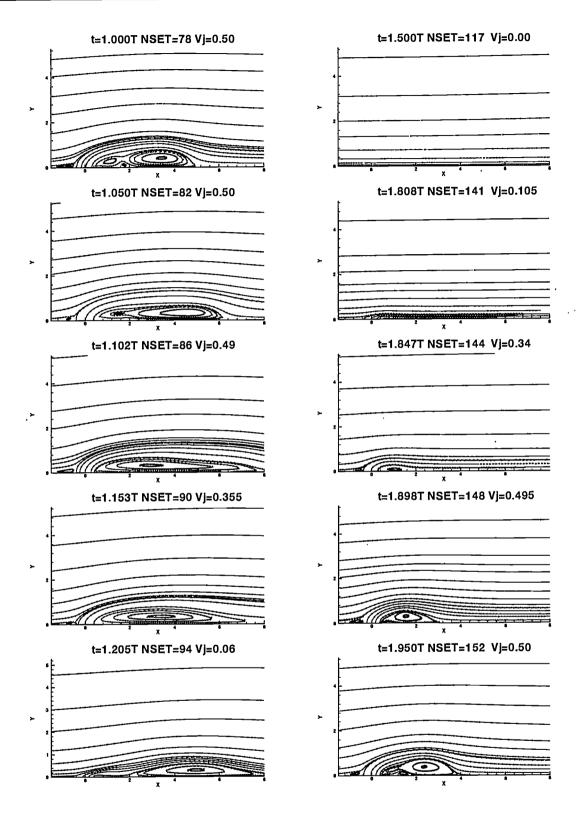


Fig. 4.25: Evolution des lignes de courant au cours d'une période, créneau, 750 Hz,  $V_{jmax}=0.5$ . L'orifice du jet est situé en  $-0.43 \le x \le 0.43$ .

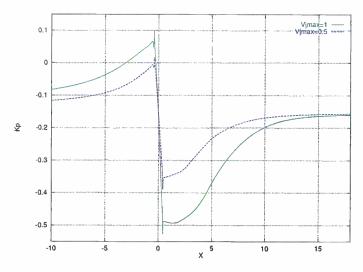


FIG. 4.26: Influence de  $V_{jmax}$  sur le  $K_p$  de paroi, créneau,  $f_j = 750 Hz$ .

l'orifice pendant la phase de soufflage, et par la création d'un système à 3 tourbillons en aval du jet. Le premier tourbillon créé, dit tourbillon primaire, convecté puis dissipé dans la couche limite, est associé à une dépression dont l'effet moyen est visible sur les répartitions de pression à la paroi.

- La topologie des lignes de courant est assez similaire quels que soient les paramètres étudiés.
- La longueur du tourbillon primaire dépend essentiellement de la durée de la phase de soufflage, c'est-à-dire de la fréquence et de la forme du profil temporel.
- La hauteur du tourbillon primaire dépend principalement de la vitesse maximale de soufflage du jet.
- Plus la fréquence de soufflage est élevée (dans la gamme de fréquences testées), plus le tourbillon primaire est intense mais petit, la contraposée étant vraie. Ce qui se traduit sur la répartition de pression à la paroi : plus la fréquence de soufflage est élévée, plus la dépression est intense et d'étendue limitée. L'intensité du décollement en amont du jet augmente également avec la fréquence.
- L'effet maximal sur l'estimation de portance  $K_z$  est obtenue avec le profil sinusoïdal, pour la fréquence la plus faible, avec la vitesse maximum la plus élevée.

N'ayant pas connaissance de résultats expérimentaux publiés à ce jour, aucune validation précise n'a pu être effectuée sur ce cas. L'influence de l'épaisseur de couche limite ou de la largeur du jet mériterait une étude similaire.

Cependant, l'analyse topologique et paramétrique réalisée est précieuse pour l'interprétation des résultats des simulations de l'actionneur sur le cylindre pour lequel des résultats d'essais sont disponibles, ainsi que pour spécifier de manière plus précise le maillage nécessaire autour du jet sur le cylindre manipulé. Simulations du cylindre avec jet pulsé



Les simulations de l'écoulement sans contrôle, ainsi que les simulations de l'actionneur seul ou placé dans une couche limite de plaque plane, ayant donné des résultats se comparant favorablement aux expériences, il est alors possible de simuler l'influence du jet pulsé placé sur le cylindre.

Un cas de référence est d'abord simulé, correspondant au cas jugé optimal dans les expériences. L'influence de certains paramètres de l'actionneur (fréquence, profil temporel, vitesse maximale, position angulaire) est ensuite analysée. Cette analyse est complétée par l'étude de ces influences dans le cas confiné représentatif de l'expérience.

Une étude de l'influence de certains paramètres de l'écoulement (nombres de Mach et de Reynolds) sur les effets du contrôle est enfin conduite.

Chapitre 5

Simulation 2D du cylindre avec jet synthétique

## 5.1 Conditions du calcul

Le calcul de référence du jet synthétique sur le cylindre rond reprend les paramètres d'écoulement du calcul de référence sans actionneur, soit :  $U_{\infty} = 68.04 m/s$ , Re = 97944,  $M_{\infty} = 0.2$  et D = 0.11m. Le maillage utilisé, en espace libre, est celui dit "fin" (cf. chapitre 2).

La configuration de l'actionneur est rappelée figure 5.1.

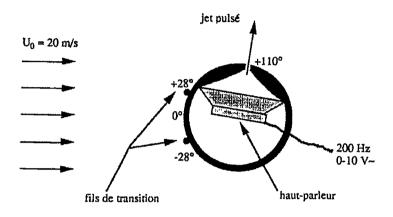


Fig. 5.1: Rappel de la configuration expérimentale de Béra et al., extraite de [13].

L'actionneur, large de 1mm, est placé à 110° du "bord d'attaque" (le point d'arrêt variant de  $\pm 1.5\%$  au cours d'une période de détachement tourbillonnaire) du cylindre.

Les paramètres de cet actionneur sont identiques à ceux du jet simulé seul et dans la couche limite de plaque plane (cf. chapitre 3 et 4), c'est-à-dire :  $V_{jmax} = 1$ ,  $f_j = 750Hz$  soit  $St_j = f_j D/U_{\infty} = 1.2125$ , profil temporel g(t) sinusoïdal et profil spatial f(x) de type "flat-top" biseauté à 85%. Cette dernière condition implique que la largeur équivalente du jet est très proche de la largeur réelle du jet (1.035mm au lieu de 1mm), elle sera prise égale pour le calcul du  $C_{\mu j}$ .

Les autres paramètres du calcul ( $\Delta t = 1.265 \mu s$ , conditions limites hors jet,  $\epsilon_{GMRES}$ , ...) sont strictement identiques à ceux du calcul sans soufflage. Le  $C_{\mu j}$  est calculé comme suit :

$$C_{\mu j} = \frac{l_j \overline{V_{jeff}^2}}{\frac{1}{2} D U_{\infty}^2} = \frac{l_j \frac{1}{2} V_{jmax}^2 U_{\infty}^2}{\frac{1}{2} D U_{\infty}^2} = \frac{l_j V_{jmax}^2}{D}$$

dans le cas où le profil temporel est sinusoïdal. Dans le cas présent,  $C_{\mu j} = l_j/D = 0.9\%$ .

# 5.2 Dynamique de l'écoulement

#### 5.2.1 Evolution des efforts

L'évolution des coefficients  $C_z$  et  $C_x$ , obtenus par intégration des  $K_p$  sur le périmètre du cylindre, à l'exception de points définissant le jet, est présentée figure 5.2. Rappelons que les efforts dus aux frottements sont négligés (voir chapitre 2).

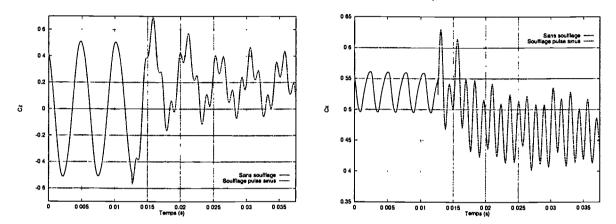


Fig. 5.2: Evolution temporelle de  $C_z$  et de  $C_x$  avec le soufflage pulsé. Simulation  $k - \varepsilon$ . Le soufflage débute à  $t \simeq 0.0125s$ .

Cette évolution montre que l'écoulement converge en moyenne au bout d'environ 15 périodes de soufflage pulsé. A la mise en action de celui-ci (en  $t \simeq 0.0125s$ ), la présence conjointe de la fréquence correspondant aux tourbillons de Kármán et de celle du soufflage devient visible sur l'évolution du  $C_z$ ; l'évolution du  $C_x$  montrant une synchronisation beaucoup plus forte sur la fréquence d'excitation.

La mise en action du soufflage se traduit par l'apparition d'une portance moyenne positive ainsi que par la diminution de la traînée moyenne. Les quantités globales correspondantes sont résumées dans le tableau 5.1.

	Sans soufflage	Soufflage pulsé
$\overline{C_z}$	$-0.00035~(\simeq 0)$	+0.1877
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4643 (-12%)
$St_K$	0.3025	0.3235 (+7%)
$\Delta C_z$	0.50625	0.260 (-49%)

TAB. 5.1: Influence du soufflage pulsé sur les quantités globales.

Les écarts de portance diminuent, tandis que les écarts de traînée augmentent. Un coefficient de portance de près de 0.2 vers le haut est obtenu, associé à une diminution du coefficient de traîné de 12%, ainsi qu'une diminution de près de moitié des écarts de

 $C_z$ . Le nombre de Strouhal de l'écoulement, obtenu par transformée de Fourier du  $C_z$ , est légèrement augmenté. Des simulations sur une plus longue durée ont été effectuées et ont montré que la modification du nombre de Strouhal est réelle n'est pas l'effet d'un couplage avec la fréquence d'excitation  $(Stj/St \simeq 4)$  sur un échantillon temporel trop court.

### 5.2.2 Dynamique des tourbillons

Des solutions, correspondant aux champs instantanés, sont stockés au cours de la simulation du cylindre avec jet pulsé. Ces solutions sont stockées toutes les 100 itérations, soit toutes les  $126.5\mu s$ . Il est donc possible d'obtenir environ 10 instantanés par période de soufflage, cette période étant en effet alors décrite par 1053 itérations en temps.

L'évolution des lignes de courant près de l'orifice du jet au cours d'une période de soufflage est présentée pour 8 instantanés figure 5.3(a) à (h). La phase indiquée correspond à la phase de soufflage comptée à partir du début du soufflage de la 14ème période de soufflage. Par ailleurs, le module de la vitesse instantanée de soufflage est indiqué pour chaque instantanée. Le triangle indique la position de l'actionneur.

Le début de la phase de soufflage, figure 5.3(a), montre la couche limite extrados qui commence à décoller juste en aval du jet, tandis qu'elle recolle un peu avant de décoller de nouveau pour former un tourbillon, issu de la période de soufflage précédente.

L'augmentation de la vitesse de soufflage, figure 5.3(b), se traduit par l'apparition d'une petite zone de décollement, à peine visible ici en amont du jet, ainsi que d'un petit tourbillon en aval du jet qui continue de grossir au moment de la vitesse maximale de soufflage, figure 5.3(c).

La diminution de la vitesse de soufflage, figures 5.3(d) et (e), se traduit par un déplacement vers l'aval plus prononcé de ce tourbillon, associé à une augmentation de sa taille. La vitesse instantanée de convection de ce tourbillon passe alors de 20m/s à environ 34m/s, soit 50% de  $U_{\infty}$ , pour se stabiliser ensuite à 30m/s, soit 44% de  $U_{\infty}$ , avant de se détacher du cylindre.

Le début de la phase d'aspiration, figure 5.3(f), permet de recoller la couche limite en amont du jet et du tourbillon, ce qui permet de prolonger la progression de celui-ci malgré le gradient de pression adverse qu'il subit. Il convient de noter que l'induction générée par ce tourbillon est suffisante pour ramener à tout instant le fluide vers la paroi en aval de celui-ci. Pour la phase d'aspiration maximale, figure 5.3(g), le tourbillon affecte une forme beaucoup plus ronde, tandis qu'il continue de grossir. Pour  $\varphi=330\,^\circ$ , figure 5.3(h), ce tourbillon mesure plus de 2cm de hauteur, soit 18% du diamètre du cylindre.

La dynamique tourbillonnaire est ainsi très semblable à celle observée dans les simulations du jet jet pulsé débitant dans une couche limite de plaque plane. La similitude principale concerne la création d'un tourbillon de taille et d'intensité relativement importantes en aval du jet pulsé. La topologie de l'écoulement moyen du champ de vitesse est toutefois différente : la divergence des lignes de courant due au décollement moyen laisse plus de place à ce tourbillon, qui grossit ainsi beaucoup plus que celui obtenu sur la

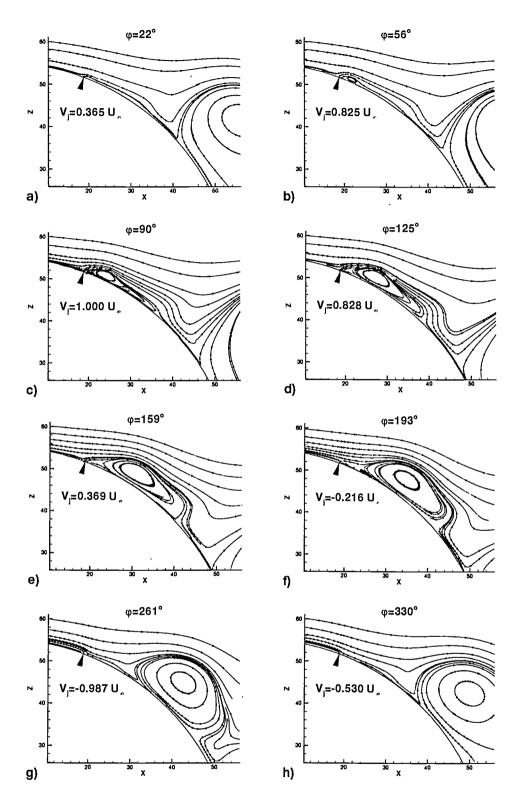


Fig. 5.3: Evolution des lignes de courant au cours d'une période de soufflage, zoom sur la région proche du jet, sinus, 750Hz,  $V_{jmax}=1$ . Simulation  $k-\varepsilon$ .

plaque plane. Pour  $\varphi=330\,^\circ$ , ce tourbillon mesure plus de 20mm de hauteur et 28mm de longueur, tandis que celui-ci ne dépasse jamais plus de 1.6mm de haut et 7.2mm de long dans la couche limite de plaque plane.

Ce tourbillon de plaque plane, balayé en permanence par l'écoulement incident présente une forme qui s'allonge progressivement, tandis que celui présent sur le cylindre en aval du jet affecte au contraire une forme de plus en plus arrondie.

Par aillleurs, la vitesse extérieure à la couche limite au niveau du jet étant importante (environ  $1.5 \times U_{\infty}$ ), le tourbillon parcourt en une période (à la même fréquence) une distance beaucoup plus grande que sur la plaque plane (environ 34mm au lieu de 10mm), soit une vitesse de convection moyenne de 25.5m/s, au lieu de 7.5m/s sur la plaque plane. De 159 à 330°, cette vitesse de convection moyenne vaut 32m/s (47% de  $U_{\infty}$ ), valeur qui est très proche de celle mesurée expérimentalement par BÉRA et al. [16] de 45% de  $U_{\infty}$  entre 180 et 360° (pour  $V_{imax} = 1.1$ ).

Il convient enfin de noter que la dynamique tourbillonnaire observée ici dépend très faiblement de la position des tourbillons de Kármán en aval du cylindre. Celle-ci influence en revanche très fortement la vitesse de convection de ces tourbillons au moment et après leur détachement du cylindre.

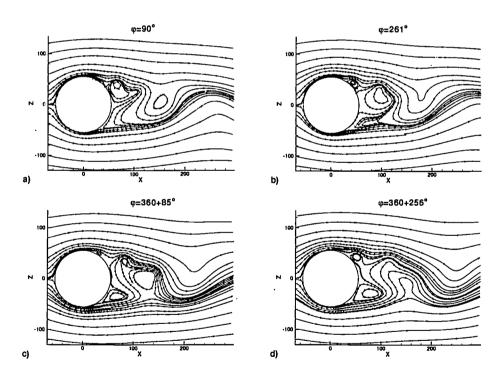


FIG. 5.4: Evolution des lignes de courant au cours de deux périodes de soufflage, 750Hz,  $V_{imax} = 1$ . Simulation  $k - \varepsilon$ .

L'analyse des lignes de courant instantanées en champ plus lointain, présentées figure 5.4 pour 2 périodes successives de soufflage pulsé, environ tous les 180° de phase, montre

que les tourbillons générés par la phase de soufflage se détachent du cylindre pour ensuite aller rejoindre le tourbillon de Kármán, soit pour fusionner avec celui-ci s'il est du même sens de rotation (voir entre  $\varphi=90$  et  $261\,^\circ$ , où le tourbillon situé à  $x\simeq 75mm$  figure 5.4(a), s'est intégré au tourbillon de Kármán centré en  $x\simeq 100mm$  figure 5.4(b)), soit être dissipé s'il est de sens de rotation contraire (voir entre  $\varphi=360+85$  et  $360+256\,^\circ$ , où le tourbillon extrados situé en  $x\simeq 80mm$  figure 5.4(c) s'est transformé en une simple courbure des lignes de courant sur la figure 5.4(d)).

Cette analyse est confirmée par l'évolution du champ de vorticité pour les mêmes phases, présentée figure 5.5. Ces figures étant à comparer à celles obtenues sans soufflage, figure 2.10. Des animations du champ d'entropie permettent d'observer l'évolution de ces tourbillons avec ceux de Kármán pour un grand nombre de périodes de soufflage.

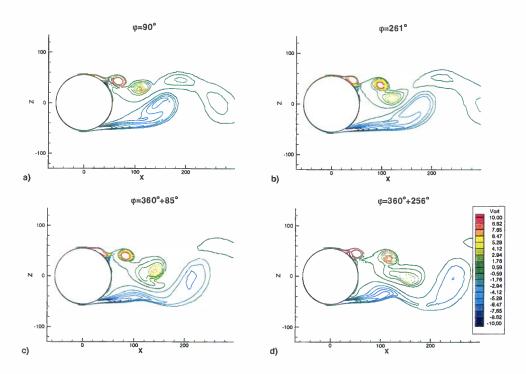


Fig. 5.5: Evolution du champ de vorticité (en  $1000 \times 1/s$ ) au cours de deux périodes de soufflage, 750 Hz,  $V_{jmax} = 1$ . Simulation  $k - \varepsilon$ , aux mêmes instants que la figure 5.4.

Cette dynamique tourbillonnaire, associée à de forts gradients de vitesse locaux, est responsable d'une production de turbulence importante. La figure 5.6 présente le champ instantané d'énergie cinétique turbulente k, pour une phase de soufflage maximum ( $\varphi = 90$ °).

Une zone de forte production de turbulence, visualisée par des niveaux élevés de k, est visible près de l'orifice du jet. Cette zone présente deux maximum locaux : l'un est situé sur le front amont du jet et correspond au cisaillement induit par le jet sur le fluide de la partie basse de la couche limite, l'autre est situé à l'intérieur du tourbillon primaire généré

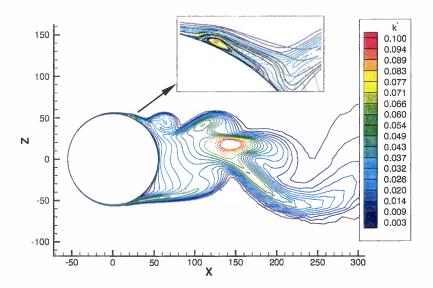


FIG. 5.6: Champ instantané de  $k^*$  pour la phase de soufflage maximum, 750Hz,  $V_{jmax} = 1$ . Zoom sur la proche région du jet. Simulation  $k - \varepsilon$ .

par le jet pulsé. La valeur du second maximum est du même ordre que celui présent dans le sillage du cylindre, relatif aux cisaillements induits par les tourbillons de Kármán (voir figure 2.12).

C'est principalement ce niveau élevé de turbulence près du jet qui est responsable de la transition vers la turbulence du côté du jet dans dans les expériences non transitionées de AMITAY et al. [4] par exemple, cette transition étant alors reponsable d'un recul du point de décollement moyen et donc d'une portance de ce côté. Dans les cas (comme le nôtre) où la transition est déclenchée, ou naturellement présente près du point d'arrêt du cylindre, le mécanisme de création de la portance est entièrement différent (voir plus haut).

## 5.2.3 Evolution du champ de pression

La présence du tourbillon généré par le jet pulsé affecte le champ de pression instantané. Huit instantanés du champ de pression, décrivant une période de soufflage pulsé, sont présentés figure 5.7.

La présence du tourbillon primaire mentioné plus haut se traduit par une zone de forte dépression  $(K_p \simeq -2.8)$ , qui naît au début de la phase de soufflage (figure 5.7(a)) tout en s'éloignant progressivement de la paroi, grossit et s'intensifie (figures 5.7(b) et suivantes), puis est convectée vers l'aval tandis qu'une zone de plus faible dépression  $(K_p \simeq -0.2)$  se forme dans son sillage (figure 5.7(h)).

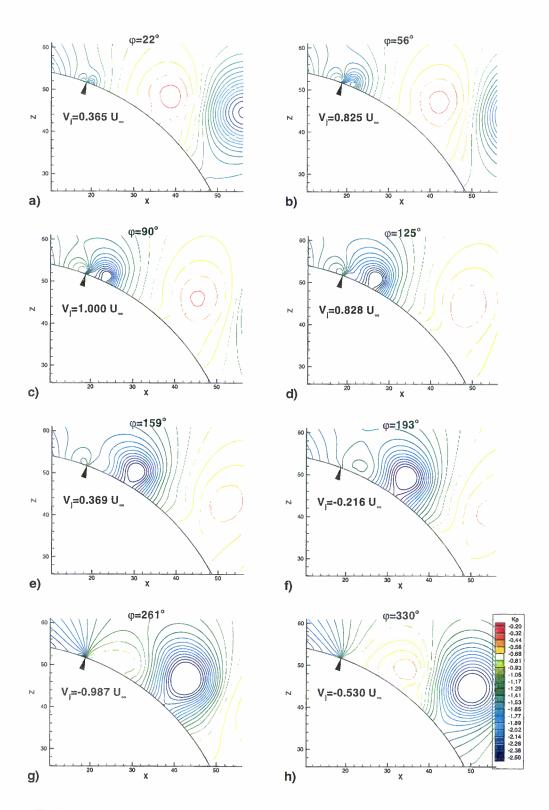


Fig. 5.7: Evolution du champ de  $K_p$  au cours d'une période de soufflage. Zoom sur la région située près de l'orifice du jet. ( $\varphi=0$ °: début du soufflage).

# 5.3 Influence du soufflage pulsé sur les champs moyens

#### 5.3.1 Champ moyen de vitesse

L'influence du soufflage pulsé sur les lignes de courant du champ moyen de vitesse est présentée figure 5.8.

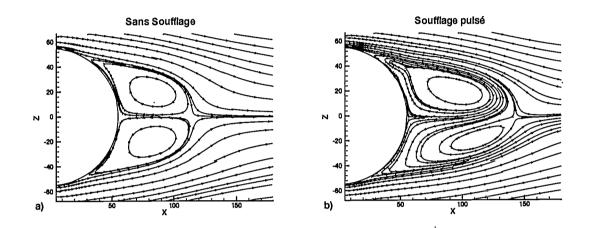


Fig. 5.8: Influence du soufflage pulsé sur les lignes de courant du champ moyen de vitesse : a) sans soufflage, b) soufflage pulsé sinusoïdal 750Hz,  $V_{jmax} = 1$ .

Le soufflage pulsé ne détruit pas le champ moyen associé à l'allée de Kármán. Ainsi, si le champ de vitesse obtenu avec soufflage n'est plus symétrique par rapport à l'axe horizontal, les deux tourbillons contra-rotatifs moyens associés aux tourbillons de Kármán sont toujours visibles, ceux-ci présentant toutefois une forme plus allongée. La longueur de recirculation passe ainsi de 0.54D à 0.77D. De plus, les positions des centres respectifs de ces deux tourbillons sont décalés : le centre du tourbillon supérieur est plus proche du cylindre que celui du tourbillon inférieur. Par ailleurs, un tourbillon plus petit est visible entre le point de décollement extrados et le centre du tourbillon supérieur. Ce tourbillon, centré en  $x \simeq 45mm$  et  $z \simeq 42mm$ , est associé au champ moyen du tourbillon principal généré par le jet pulsé.

Il est possible de déterminer à partir de ce champ moyen de vitesse les positions moyennes des points de décollement intrados et extrados. Ainsi, alors que l'angle de séparation sans soufflage était identique entre l'extrados et l'intrados ( $\theta_s^+ = \theta_s^- = 109.4\,^\circ$ ), l'introduction du soufflage entraı̂ne une dissymétrie notable puisqu'alors  $\theta_s^+ = 113.4\,^\circ$ , tandis que  $\theta_s^- = 107.2\,^\circ$ , soit un écart supérieur à 6 $\,^\circ$ . Cet écart des positions de décollement est tout à fait conforme à l'apparition d'une portance dirigée vers le haut.

Le soufflage pulsé permet ainsi un recul moyen de 4° du point de décolement extrados, tout en entraînant une plus faible avancée (-2.2°) du point de décollement intrados, par rapport au cas sans soufflage.

#### 5.3.2 Champ moyen de pression

Les modifications de l'écoulement dues au soufflage pulsé, observées sur le champ moyen de vitesse et sur les champs instantanés de pression, se répercutent également sur le champ moyen de pression. Les champs moyen du coefficient de pression  $K_p$  avec et sans soufflage pulsé dans le proche sillage du cylindre sont présentés figure 5.9.

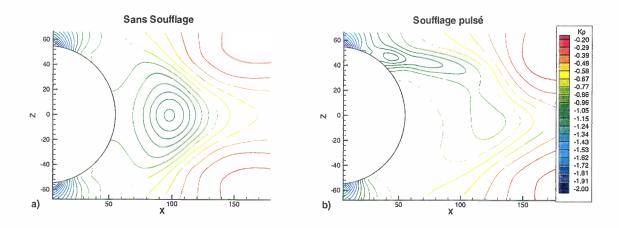


Fig. 5.9: Champs moyens de  $K_p$ , a) sans soufflage et b) avec soufflage pulsé. Zoom près de l'orifice du jet. Simulations  $k - \varepsilon$ .

L'introduction du soufflage pulsé réduit ainsi la dépression du culot du cylindre, ce qui explique la diminution de 12% du  $C_x$  observée avec soufflage, tout en générant une "poche" de dépression au niveau de l'actionneur et en aval de celui-ci le long des lignes moyennes du champ de vitesse. Le maximum de cette dépression  $(K_p = -1.22)$  est situé près du centre du tourbillon secondaire observé sur le champ moyen de vitesse. Cette dépression allongée est associée au passage moyen du tourbillon généré par le jet pulsé. La dissipation progressive de ces tourbillons à mesure de leur convection se traduit par une dépression dont l'intensité diminue également. Le champ de pression intrados et extrados près du maître-couple est assez peu modifié.

## 5.3.3 Répartition moyenne des $K_p$ à la paroi

Cette modification du champ de pression due au soufflage est également visible sur la répartition des  $K_p$  moyens à la paroi, présentée figure 5.10.

Les  $K_p$  extrados en amont de l'orifice du jet ( $\theta \le 110^\circ$ ) sont assez peu modifiés. La dépression maximale est légèrement augmentée ( $\Delta K_p = -0.025$ ) et placée environ 1° plus en amont. La présence du jet pulsé se traduit par de des pics de  $K_p$ . Rappelons que ces pics, situés dans le jet, ne sont pas intégrés pour le calcul des efforts.

L'influence du jet pulsé se traduit par une dépression an aval du jet plus important que dans le cas sans contrôle, et ce jusqu'à  $\theta \simeq 140\,\degree$ . L'écart de  $K_p$  ainsi obtenu vaut

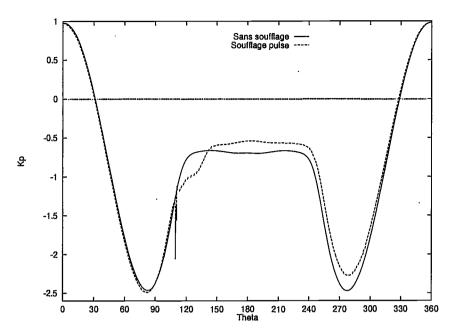


FIG. 5.10: Influence du soufflage pulsé sur la répartition de  $K_p$  à la paroi. Simulations  $k - \varepsilon$ .

environ 0.25 pour  $\theta=120\,^\circ$ . Cette "sur-dépression" présente une forme semblable à celle déjà observée sur le jet débitant sur une couche limite de plaque plane.

Cette dépression est responsable d'une bonne partie du  $C_z$  obtenu, l'autre partie étant due à la diminution de la dépression intrados ( $\Delta K_p = 0.2$ ). La diminution du  $C_x$  observée avec soufflage est, quand à elle, associée à l'augmentation de la pression pour  $\theta \geq 140$ °. La génération d'une portance dirigée vers le haut se traduit enfin par un décalage angulaire de l'ensemble de la courbe des  $K_p$  par rapport au cas sans soufflage. Ce décalage correspond à un déplacement angulaire du point d'arrêt moyen d'un degré vers l'intrados.

### 5.3.4 Fluctuations cohérentes moyennes de vitesse

L'influence du jet pulsé sur le champ d'énergie cinétique des fluctuations cohérentes  $\kappa$  est présentée figure 5.11. Le niveau de ces fluctuations est globalement réduit. La diminution des fluctuations de  $C_z$  est associée à une diminution des écarts de position du point de décollement extrados. Le niveau maximum de  $\kappa^*$  dans le proche sillage est réduit d'environ 28%. En revanche, l'énergie de ces fluctuations est plus élevée sur l'extrados du cylindre, en particulier en aval de l'orifice du jet. Cette augmentation des fluctuations cohérentes est directement le résultat du passage moyen des tourbillons, générés par le jet pulsé, sur une bande d'environ 28mm de largeur.

Les contraintes de place disque disponible insuffisante n'ont malheureusement pas permis d'obtenir le champ moyen de l'énergie cinétique des fluctuations incohérentes k dans les simulations avec soufflage pulsé. Au vu de quelques instantanés, il est difficile de

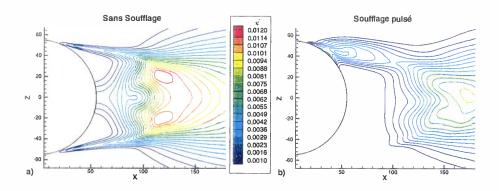


FIG. 5.11: Influence du soufflage pulsé sur le champ d'énergie cinétique moyenne des fluctuations cohérentes de vitesse  $\kappa^*$ . Simulations  $k - \varepsilon$ .

statuer sur une augmentation ou une diminution du niveau global de k. Il est cependant raisonnable de supposer que ce niveau augmente dans une région proche du jet.

### 5.4 Influence du confinement

L'influence du soufflage pulsé a ainsi été étudiée pour un cylindre placé en espace libre, représentatif d'un cas applicatif sur avion. Cependant, les expériences auxquelles les résultats de ces simulations doivent être comparés ont été réalisées dans une soufflerie, qui dans ce cas induit un fort confinement (voir annexe B). Comme l'effet du confinement est important pour le cas sans soufflage, il est prévisible qu'il le soit également pour l'influence du soufflage. Des simulations ont donc été effectuées sur le maillage représentant les cas de confinement à 25% présenté dans la première partie. En dehors du maillage, dont toute la partie située près du cylindre est rigoureusement identique à celle du maillage dit "fin" utilisé pour les simulations précédentes, tous les autres paramètres du calcul sont conservés.

Les résultats obtenus pourront ainsi être comparés de façon plus réaliste avec les résultats expérimentaux.

# 5.4.1 Répartitions de $K_p$

La répartition du coefficient de pression  $K_p$  moyen à la paroi obtenue dans les simulations  $k-\varepsilon$  est comparée à celle mesurée par les 71 prises de pression sur le cylindre expérimental. Une correction identique au cas sans soufflage est appliquée aux résultats expérimentaux, afin d'homogénéiser les valeurs de référence entre les calculs et l'expérience.

L'allure de la répartition de  $K_p$  est assez peu affectée par le confinement par rapport au cas en espace libre présenté figure 5.9. La dépression extrados est toutefois plus importante  $(\Delta K_p \simeq 0.3)$  en espace confiné. Un "creux" de  $K_p$  autour de  $\theta = 180$ °, déjà observé dans

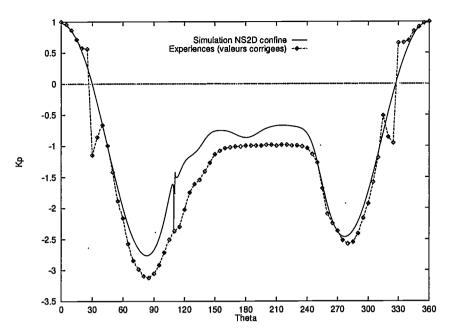


FIG. 5.12: Comparaison des répartitions de  $K_p$  moyen à la paroi obtenues par un calcul  $k - \varepsilon$  en confiné et les résultats expérimentaux de BÉRA et al. [13].

les simulations en espace confiné sans soufflage (voir figure 2.28), est également présent ici.

Le jet pulsé induit une forte dissymétrie des  $K_p$  entre l'intrados et l'extrados. Dans les expériences de BÉRA et al., cette dissymétrie est d'autant plus importante que la fente est longue, c'est-à-dire que l'écoulement est bidimensionnel. La comparaison qualitative des courbes issues des simulations et des expériences est satisfaisante, avec en particulier une allure identique pour tous les angles. En particulier, la "poche de dépression" observée en aval de l'orifice du jet dans les simulations est également présente dans les expériences.

La répartition de  $K_p$  pour  $|\theta| \leq 50$  est également bien prédite (la brusque discontinuité observée pour  $\theta \simeq 30$  est due aux fils de transition, voir chapitre 2). Au-delà, les dépressions ( $K_p \leq 0$ ) obtenues dans la simulation sont globalement sous-estimées. En particulier, la dépression maximum ayant lieu sur l'extrados pour  $\theta \simeq 80$  obtenue dans les simulations est inférieure d'environ 16% par rapport aux résultats expérimentaux. La dépression maximum située sur l'intrados ( $\theta \simeq 280$ °) est beaucoup mieux prédite. Le niveau de  $K_p$  au culot est également sur-estimé par les simulations (d'environ 36%).

Il convient néanmoins de rester prudent sur la comparaison des  $K_p$  issus du calcul avec ceux issus de l'expérience. La valeur de la vitesse servant de référence pour adimensioner les pressions expérimentales a été obtenue à partir des résultats de la simulation sans soufflage (voir annexe B). La valeur de cette vitesse de référence, obtenue dans les simulations avec soufflage pulsée, est quasiment inchangée. Celle-ci a donc vraisemblablement été sur-

estimée par les simulations. Par ailleurs, un faible écart de 4% sur la valeur de cette vitesse de référence permet de faire coïncider les courbes. L'accord est donc jugé bon avec ces expériences.

### 5.4.2 Lignes de courant

Les modules de vitesse et les lignes de courant instantanés issus du calcul en espace confiné sont comparés sur la figure 5.13 aux moyennes de phase obtenues par BÉRA et al. [12]. Trop peu de snapshots numériques sont disponibles pour effectuer des moyennes de phases réellement significatives. Par ailleurs, les instantanés présentés issus des simulations proviennent de plusieurs périodes de soufflage, puisque l'on ne dispose que d'environ 10 snapshots par période d'excitation.

Les valeurs de phase sont déterminées à partir de l'évolution de  $V_j$ , la référence ( $\varphi_j = 0$ °) étant prise au début de la phase de soufflage. Les instantanés issus des simulations sont comparés à iso-phase avec les moyennes de phase issues des expériences.

Les instantanés provenant des simulations sont placés à gauche sur la figure 5.13 et référencées par des minuscules, les moyennes de phases extraites de la PIV figurant à droite et référencées par des majuscules. Les quatre phases présentées correspondent au début du soufflage ( $\varphi=353^{\circ}$ ), au maximum de soufflage ( $\varphi=93^{\circ}$ ), au début de la phase d'aspiration ( $\varphi=173^{\circ}$ ) et au maximum d'aspiration ( $\varphi=273^{\circ}$ ). Ces planches présentent les lignes de courant, ainsi que le champ du module de vitesse, adimensioné par  $U_{\infty}$ .

L'accord entre les instantanés issus du calcul et les moyennes de phase obtenues par BÉRA et al. [12] est remarquable, compte-tenu de l'impossibilité pratique d'obtenir des mesures PIV précises tout près de la paroi du cylindre, et de l'erreur commise en comparant des moyennes de phase avec des instantanés pour le calcul.

La taille du tourbillon primaire figures 5.13(b, B), (c, C) et (d, D), parfaitement visible sur les lignes de courant des mesures PIV, est tout à fait cohérente avec celle obtenue dans les simulations. La forme de ce tourbillon est toutefois un peu moins ronde dans les simulations, ceci pouvant être dû à la plus faible résolution spatiale des mesures PIV. La position du centre de ce tourbillon est également assez bien prédite. Toutefois, la vitesse de convection de ce tourbillon semble légèrement plus élevée dans les expériences que dans le calcul, en particulier pour  $\varphi \geq 173\,^\circ$ . Cet écart peut être dû à l'utilisation d'instantanés pour le calcul. La vitesse de convection du tourbillon primaire est en fait très peu différente de celle simulée en espace libre : entre 173 ° et 352 °, le tourbillon a parcouru 19.5mm, soit une vitesse moyenne sur cette demi-période de 30m/s (au lieu de 32m/s en espace libre), c'est-à-dire 44% de  $U_{\infty}$ . L'accord est ainsi excellent avec les 45% de  $U_{\infty}$  mesurés par la PIV. Cet écart est de plus cohérent avec le léger écart de nombre de Strouhal entre les simulations (St=1.2125) et les expériences (St=1), les simulations du jet pulsé sur couche limite de plaque plane ayant en effet montré que la vitesse de convection du tourbillon diminue quand la fréquence d'excitation augmente.

La forme des lignes iso-module de vitesse est également remarquablement semblable entre le calcul et l'expérience. Le niveau est en moyenne inférieur dans les mesures PIV, sans doute à cause du même problème d'adimensionnement par  $U_{\infty}$  que celui rencontré pour les courbes de  $K_p$ . La survitesse présente au-dessus du tourbillon primaire tout au long de sa convection dans les simulations est très proche de celle observée sur les moyennes de phase PIV.

Un autre détrail intéressant de cette comparaison est la confirmation par les mesures PIV de la "traîne" présente en aval du tourbillon primaire au moment et peu après le maximum de soufflage (voir figure 5.13(b) et (B)).

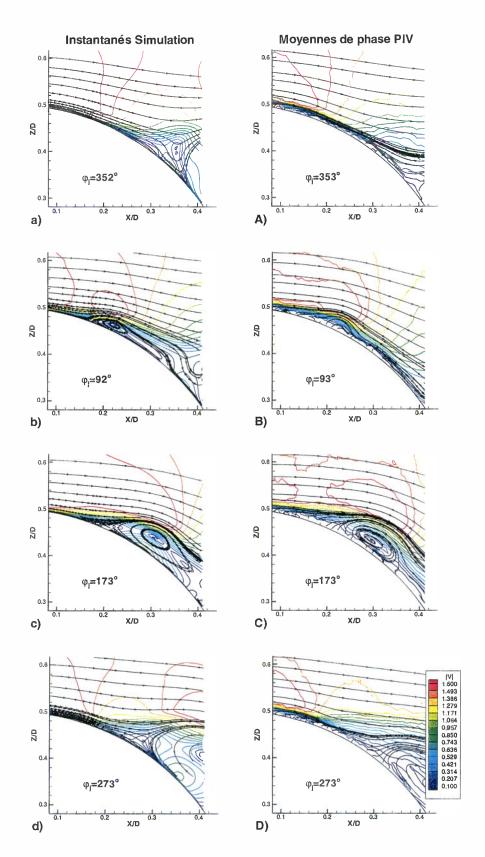


Fig. 5.13: Comparaison des lignes de courant et des iso-valeurs du module de vitesse pour 4 phases : a) et A) début du soufflage, b) et B) maximum de soufflage, c) et C) début de l'aspiration, d) et D) maximum d'aspiration, obtenus sous forme d'instantanés dans les simulations  $k-\varepsilon$  (a, b, c, d) et de moyennes de phase de champs PIV (A, B, C, D), de BÉRA et al. [12].

Chapitre 6

Influence des paramètres du soufflage

L'action du jet pulsé sur le cylindre permet (voir chapitre précédent) de générer un effort vertical non négligeable. Cependant, afin d'optimiser ce type de système, il convient d'étudier l'influence de certains paramètres, soit modifiables par l'utilisateur, soit imposées par la technologie de l'actionneur utilisé. L'influence de la position angulaire du jet, du profil temporel de soufflage, de la fréquence de soufflage et de la vitesse maximale du jet a été analysée par l'intermédiaire de simulations instationnaires avec le code Navier-Stokes  $2D \ k - \varepsilon$  utilisé pour les simulations précédentes. Par ailleurs, les expériences de référence étant effectuées en espace confiné, un certain nombre de simulations ont été effectuées sur un maillage représentant un espace confiné.

# 6.1 Influence de la position angulaire $\theta_i$

Des simulations comportant un actionneur positionné à 90, 95, 100, 105, 110, 115, 120 et 130 ° ont d'abord été effectuées en espace libre. Ces simulations ont pour objet d'étudier l'influence de la position angulaire de l'actionneur sur les propriétés de l'écoulement, et de confirmer ou d'infirmer l'existence d'un optimum de portance pour  $\theta_j = 110$ °, tel qu'obtenu expérimentalement au LMFA.

Le maillage dit "fin" n'a pas été utilisé pour cette étude, compte-tenu du fait qu'il a été raffiné pour un angle d'actionneur précis (110°). Pour cette partie, des maillages comportant des conditions limites de jet situées sur des angles différents ont été réalisés sur la base du maillage dit "moyen". Comme la distribution de points sur la circonférence du maillage dit "moyen" du cylindre est isotrope, il est possible de définir un même nombre de points dans la largeur de l'actionneur quel que soit l'angle  $\theta_j$  choisi. Cependant, la fente modélisée est plus large (largeur équivalente 1.707 fois plus grande) que pour le maillage dit "fin". Ceci permet de conserver au minimum quatre points dans la largeur de la fente, étant donnée la plus faible discrétisation de la circonférence du maillage dit "moyen" du cylindre.

Les conditions du calcul sont par ailleurs identiques à celles du calcul présenté au chapitre précédent, soit : profil temporel sinusoïdal,  $f_j = 750Hz$ ,  $V_{jmax} = 1$  et profil spatial "flat-top", ce qui se traduit ici par un profil spatial trapézoïdal (voir figure 6.1).

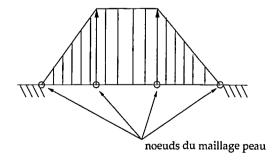


FIG. 6.1: Profil spatial de soufflage sur le maillage dit "moyen".

La largeur de la fente vaut  $l_j=2.65mm$ . Du fait du profil spatial trapézoïdal utilisé, la largeur de fente équivalente (vitesse uniforme) vaut  $l_{eq}=1.767mm$ . L'intégration des coefficients de pression afin d'obtenir les efforts moyens est réalisée sans prendre en compte les points qui constituent le jet. Or, la largeur du jet du maillage dit "moyen" n'est pas négligeable par rapport au diamètre du cylindre. Ceci signifie que, lorsque  $\theta_j$  varie, les efforts globaux mesurés varient aussi, même en l'absence de soufflage. Afin de dissocier les effets dûs à la simple présence d'un "trou" dans les intégrations de  $K_p$  des effets réellement dûs au jet pulsé, la méthodologie suivante est adoptée :

Le maillage est symétrique, et 2 jets sont placés symétriquement sur le cylindre, cependant un seul est actif (celui situé sur l'extrados). Pour chaque position i de l'actionneur, on détermine par une simulation instationnaire avec l'actionneur présent mais sans souf-flage les valeurs qui serviront de référence :  $Cz_{ss}^i$ ,  $Cx_{ss}^i$ ,  $\Delta Cz_{ss}^i$  et  $St_{ss}^i$ . L'influence de la position angulaire  $\theta_j$  de l'actionneur sur les paramètres globaux de l'écoulement est alors calculée grâce aux valeurs moyennes obtenues avec le soufflage pulsé, par les expressions suivantes :

Pour chaque position i d'actionneur, on calcule :

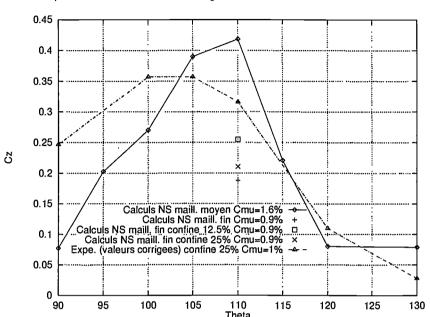
$$\begin{cases}
\overline{C_z} = \overline{Cz_{sp}^i} - \overline{Cz_{ss}^i} \\
\Delta \overline{\Delta C_z} = \overline{\frac{\Delta Cz_{sp}^i}{\Delta Cz_{ss}^i} - \overline{\Delta Cz_{ss}^i}} \\
\Delta \overline{C_x} = \overline{\frac{\overline{Cx_{sp}^i} - \overline{Cx_{ss}^i}}{\overline{Cx_{sp}^i} - \overline{Cx_{ss}^i}}} \\
\Delta St_K = \overline{\frac{\overline{St_{Ksp}^i} - \overline{St_{Kss}^i}}{\overline{St_{Kss}^i}}}
\end{cases}$$

Il a ainsi été vérifié que le portance moyenne sans soufflage  $\overline{Cz_{ss}^i}$  était quasi-nulle (environ -0.00135). Une valeur de traînée moyenne sans soufflage  $\overline{Cx_{ss}^i}$ , inférieure d'au plus 5% (pour  $\theta_j$ =130°) à la traînée obtenue par une intégration sur tous les points de la circonférence, est obtenue. Les positions angulaires des décollements extrados ( $\theta_s^+$ ) et intrados ( $\theta_s^-$ ) ont également été relevées avec une précision d'environ 1°. Les résultats globaux ainsi obtenus sont présentés dans le tableau 6.1.

$\theta_j$	90°	95°	100°	105°	110°	115°	120°	130°
$\overline{C_z}$	+0.0759	+0.2013	+0.2690	+0.3889	+0.4170	+0.2195	+0.0789	+0.0775
$\Delta \overline{\Delta C_z}$	+6.9%	-6.5%	-13.8%	-24%	-29.2%	-10.6%	-1.7%	+8.7%
$\Delta \overline{C_x}$	+6.4%	-2.2%	-6.8%	-14.2%	-17%	-7.5%	-2.8%	-1.2%
$\overline{ heta_s^+/ heta_s^-}$	110/108	109/107	110/109	115/108	118/108	116/109	111/110	112/111
$\Delta St_K$	-2.3%	-2.6%	-2.4%	-2.7%	-2.3%	-2.7%	-1.0%	-2.5%

TAB. 6.1: Influence de la position angulaire  $\theta_j$ .

Le  $C_z$  moyen généré avec le jet synthétique, figure 6.2, présente un maximum pour



 $\theta_j = 110^\circ$ , valeur sensiblement égale à la position moyenne du point de décollement en l'absence de contrôle, conformément aux expériences du LMFA.

FIG. 6.2: Influence de la position angulaire  $\theta_j$  sur le  $C_z$  généré par le jet synthétique. Comparaison avec les expériences de BÉRA et al. [13].

La pente de  $C_z(\theta_j)$  est plus abrupte au-delà du point nominal qu'en-deçà, prouvant la nécessité de placer l'actionneur au niveau, voire légèrement en amont, de la position du point de décollement moyen naturel.

L'évolution de  $C_z(\theta_j)$  est par ailleurs conforme à celle observée dans les expériences (ici réalisées avec un seul fil de transition du côté de l'acionneur), même si le niveau de  $C_z$  atteint est différent, ceci s'expliquant par la différence de  $C_{\mu j}$  entre le calcul et l'expérience ( $C_{\mu j}=1.6\%$  au lieu de 1% dans ces expériences). Cette différence de  $C_{\mu j}$  explique également l'écart de  $C_z$  obtenu pour  $\theta_j=110$  sur le maillage "moyen" effectué dans l'étude présente avec celui obtenu sur le maillage "fin" du chapitre précédent. Ceci est d'ailleurs confirmé par l'étude de l'influence de  $V_{jmax}$  (donc de  $C_\mu$ ) effectuée plus loin.

L'apparition d'un  $C_z$  positif (portance vers le haut) traduit une modification de la position moyenne des points de décollement intrados et extrados. D'environ 109° (en accord avec le calcul de référence sans soufflage indiquant  $\theta_s = 109.4$ °), la valeur de  $\theta_s^+$  s'éloigne pour atteindre un écart de 10° (118°/108°) pour le cas où le  $C_z$  obtenu est maximal ( $\theta_j = 110$ °). L'angle de séparation extrados  $\theta_s^+$  est dans ce cas largement supérieur à la position avale extrême du point de décollement au cours d'une période de détachement tourbillonnaire sans contrôle (102.5°, cf. chapitre 2), tandis que le point de séparation intrados n'est que légèrement déplacé vers l'amont d'environ 1°.

La modification de la position du point de décollement en fonction de la position de l'actionneur dans les simulations est également associée à une réduction de  $C_x$  (jusqu'à

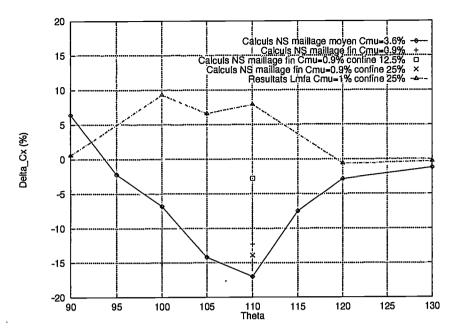


Fig. 6.3: Influence de la position angulaire  $\theta_j$  sur le  $C_x$  généré par le jet synthétique.

17% pour  $\theta_j=110^\circ$ ), sensiblement proportionelle à la valeur du  $C_z$  généré (voir figure 6.3). Notons que le  $C_x$  augmente pour  $\theta_j \leq 95^\circ$ . Les résultats expérimentaux sont très irréguliers. Il semble que la précision des mesures expérimentales soit insuffisante pour conclure sur ce point.

L'amplitude des écarts de  $C_z$  ( $\overline{\Delta C_z}$ ) suit une évolution similaire au  $C_x$ . Le déplacement vers l'aval du point de décollement extrados induit une réduction de la hauteur du sillage de ce côté, d'où une limitation des fluctuations de  $C_z$  très sensible pour l'angle nominal (réduction de plus de 29% pour  $\theta_j = 110^\circ$ ).

Ce déplacement vers l'aval du point de décollement devrait également se traduire par une augmentation du nombre de Strouhal due à la réduction de l'épaisseur du sillage, ce qui n'est pas le cas. La valeur presque constante du nombre de Strouhal est imputable à une durée de simulation insuffisante pour le calcul de la transformée de Fourier du  $C_z$  qui permet d'évaluer la fréquence de détachement tourbillonnaire.

Les répartitions de  $K_p$  à la paroi pour  $\theta_j$  =90, 100, 110 et 120° sont présentées figure 6.4, avec le cas sans soufflage comme référence.

L'effet du jet pulsé se traduit (voir chapitre précédent) par une dépression localisée juste en aval de l'orifice du jet. Cette dépression est visible pour tous les angles  $\theta_j$  étudiés. En revanche, sa taille et son intensité dépendent de  $\theta_j$ : trop près du maître-couple (90°), l'effet bénéfique de cette dépression est contrecarré par la surpression locale générée par le décollement en amont du jet, tandis que trop en aval, la dépression est très faible, du fait que le jet débite dans une zone d'eau-morte. Par ailleurs, l'efficacité sur le côte actif modifie sensiblement le  $K_p$  de l'autre côté : plus le jet synthétique est efficace, plus la dépression intrados est diminuée. Cette efficacité se traduit également au niveau du  $K_p$ 

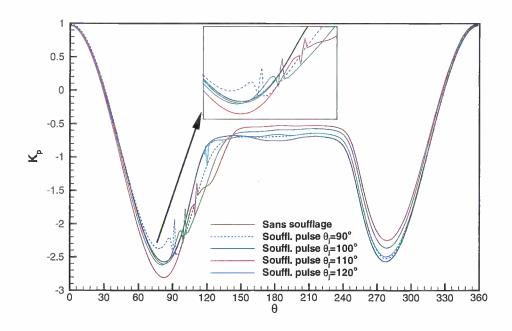


FIG. 6.4: Répartitions de  $K_p$  à la paroi pour le cylindre,  $\theta_j = 90$ , 100, 110 et 120°, référence du cylindre sans contrôle.

de culot dont la valeur est d'autant moins négative que le contrôle est efficace.

L'analyse des lignes de courant du champ de vitesse moyenne, présentées figure 6.5, permet de compléter les remarques précédentes. (Note : le petit triangle sur les figures 6.5c et 6.5d marque la position de l'actionneur.)

Le champ de vitesse obtenu dans les simulations pour  $\theta_j = 90$ ° n'est pas notablement différent de celui obtenu sans soufflage, avec toutefois une bulle de recirculation extrados un peu moins allongée en x. Le cas  $\theta_j = 110$ ° présente l'aspect typique évoqué au chapitre précédent, avec le tourbillon "captif". Ce tourbillon ne semble pouvoir exister que dans cette zone très particulière : plus en amont, il serait balayé par l'écoulement incident, plus en aval il n'est pas crée. La résolution plus faible de ce maillage par rapport à celui utilisé au chapitre précédent permet toutefois de visualiser le tourbillon plus petit situé entre ce tourbillon "captif" et le tourbillon moyen dû aux tourbillons de Kármán.

Notons que pour  $\theta_j = 120$  et  $130^\circ$ , un court recollement à lieu juste derrière le point de décollement indiqué dans le tableau précédent. Le décollement final a alors lieu pour 120 et  $130^\circ$  respectivement, soit juste au niveau de l'actionneur.

La visualisation des champs de  $\kappa^*$ , figure 6.6, correspondant à l'énergie cinétique des fluctuations cohérentes, permet de confirmer les remarques précédentes.

Le cas sans soufflage montre la présence de la couche de cisaillement séparée du cylindre, qui bat au rythme des tourbillons de Kármán. Le soufflage à 90 ° augmente forte-

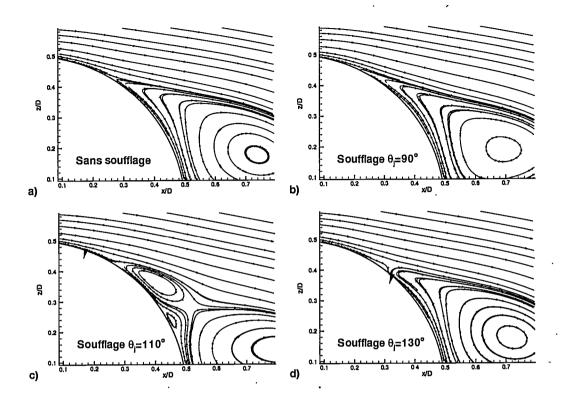


Fig. 6.5: Lignes de courant des champs de vitesse moyenne pour les cas : a) sans soufflage, b) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 90^{\circ}$ , c) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 110^{\circ}$  et d) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 130^{\circ}$ . Simulations  $k - \varepsilon$ .

ment le niveau des fluctuations cohérentes près du maître-couple, sans modifier notablement celles-ci plus en aval. La modification du champ de  $\kappa^*$  est en revanche nettement visible pour l'actionneur placé à 110°. Le soufflage à 130°, débitant dans une zone de faible dynamique, n'induit des fluctuations que très près de l'orifice du jet, le reste de l'écoulement ne subissant pas de modification notable.

# 6.2 Influence du profil temporel de soufflage

L'influence du profil temporel g(t) de soufflage est étudiée par l'intermédiaire de simulations en espace libre sur le maillage dit "fin". Les autres paramètres du jet sont identiques au cas de référence :  $\theta_j = 110^\circ$ ,  $V_{jmax} = 1$ ,  $l_j = 1mm$ , soit  $l_{eq} = 1.035mm$  et  $f_j = 750Hz$ . Pour cela, 7 fonctions différentes pour g(t) ont été simulées :

- le profil en sinus
- le profil en créneau
- le profil à débit moyen nul "NG"

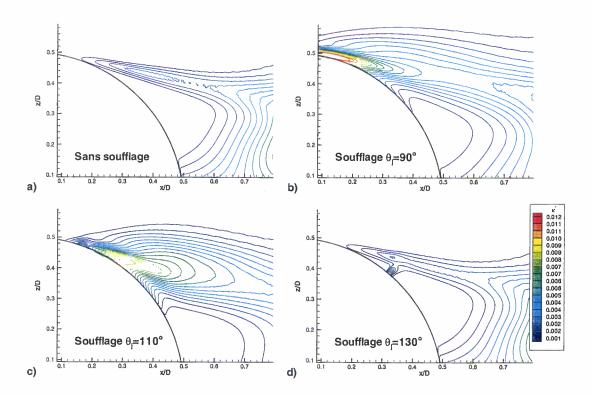


Fig. 6.6: Champs de  $\kappa^*$  pour les cas : a) sans soufflage, b) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 90^\circ$ , c) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 110^\circ$  et d) avec soufflage pulsé à  $\theta_j = 130^\circ$ . Simulations  $k - \varepsilon$ .

- un profil ne comportant que la partie positive du sinus
- un profil ne comportant que la partie négative du sinus
- un profil d'aspiration constant dans le temps, de  $C_{\mu j}$  égal à celui du profil dit "demisinus"
- un profil de soufflage constant dans le temps.

Celles-ci sont représentées figure 6.7.

Les quantités globales résultantes sont résumées dans le tableau 6.2.

g(t)	Sans	Sinus	Créneau	NG	1/2sinus+	1/2sinus-	+0.5	-0.5
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.1877	-0.3558	-0.0311	-0.3584	+0.4113	-0.7323	+0.6133
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4643	0.70878	0.561	0.7114	0.4289	0.985	0.363
St	0.3025	0.3235	0.2741	0.2945	0.2737	0.287	0.286	0.370
$\overline{\Delta C_z}$	0.50625	0.260	0.911	0.571	0.931	0.406	1.253	0.211

TAB. 6.2: Influence du profil temporel de soufflage g(t) en espace libre.

Le  $C_z$  obtenu par l'action du soufflage est notablement différent d'un profil à l'autre. La comparaison de la portance obtenue par le soufflage utilisant un profil temporel sinusoïdal

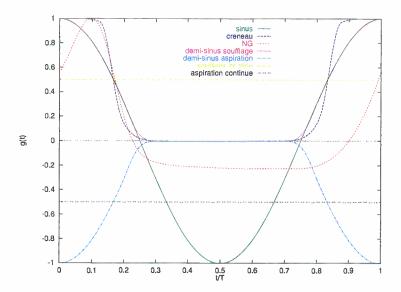


FIG. 6.7: Profils temporels de soufflage testés.

 $(\overline{C_z}=+0.1877)$  avec l'autre profil (NG) présentant un débit moyen nul  $(\overline{C_z}=-0.0311)$  montre que la dynamique temporelle de soufflage/aspiration joue un rôle important dans la création ou non de portance. Une étude de l'influence de la position de l'actionneur avec ce dernier profil effectuée antérieurement à celle présentée plus haut a longtemps intrigué l'auteur (cf. GETIN [41]) par son allure symétrique à celle du profil en sinus. Le  $C_z$  obtenu avec le profil NG présente en effet un extremum (environ -0.29) pour  $\theta_j \simeq 80$ °, la portance obtenue augmente régulièrement en module pour  $\theta_j \leq 80$ °. Elle diminue ensuite pour s'annuler en  $\theta_j \simeq 125$ °. Les résultats obtenus avec le profil en sinus concordent bien mieux avec les résultats expérimentaux (cf. plus loin), ce qui s'explique (une fois les mesures LDV du profil temporel de vitesse en sortie de fente disponibles) par le fait que ce profil temporel utilisé dans les expériences est plus proche d'un sinus que du profil NG.

La portance sensiblement égale obtenue pour les profils en créneau et demi-sinus de soufflage montre en revanche que le taux de montée de la phase de soufflage ne joue pas un grand rôle, conformément aux simulations du jet interagissant avec la couche limite de plaque plane (voir chapitre 4).

Le profil le plus efficace pour générer une portance positive est celui consistant à aspirer en permanence la couche limite près du point de décollement ( $(\overline{C_z} = +0.6133)$ ). Ce résultat attendu confirme l'efficacité de l'évacuation du fluide à basse énergie dans la partie basse de la couche limite. Il est toutefois intéressant de noter que, d'après les simulations, il est plus rentable pour générer un effort, de souffler du côté opposé ( $|\overline{C_z}| = 0.7323$ ), que d'aspirer à iso-débit du côté de l'effort souhaité ( $|\overline{C_z}| = 0.6133$ ). Ceci confirme un fait que les manipulateurs de couche limite connaissent depuis longtemps : il est plus facile de hâter que de retarder un décollement!

L'importance de la phase d'aspiration est par ailleurs clairement mise en évidence par la comparaison de la portance obtenue par les profils sinus ( $\overline{C_z} = +0.1877$ ), demi-sinus

de soufflage ( $\overline{C_z} = -0.3584$ ) et demi-sinus d'aspiration ( $\overline{C_z} = +0.4113$ ).

La dynamique non-linéaire des phénomènes présents dans ces simulations est mise en évidence par la non-égalité du  $C_z$  obtenu pour le profil sinusoïdal complet  $(\overline{C_z} = +0.1877)$  avec la somme des  $C_z$  obtenus pour les simulations des 2 phases (soufflage et aspiration) séparées  $(\overline{C_z} = +0.4113 - 0.3584 = +0.0529)$ . La non-linéarité de la réponse de l'écoulement au soufflage se traduit ici par une augmentation notable (multiplication par plus de 3) de la portance générée.

Notons que si le profil sinusoïdal génère plus de portance que les profils créneau, NG ou demi-sinus de soufflage, le classement en termes d'efficacité entre ces 3 derniers profils diffère de celui établi dans l'étude de l'influence du jet pulsé sur la couche limite de plaque plane.

La création, avec l'actionneur placé sur l'extrados, d'une portance vers le haut se traduit systématiquement par la diminution de la traînée, associée au recul du point de décollement. A contrario, la création d'une déportance se traduit par une augmentation de la traînée. De même, l'obtention d'une portance vers le haut se traduit par une augmentation de la fréquence d'émission des tourbillons, et vice-versa, à l'exception toutefois du profil demi-sinus d'aspiration, pour lequel la génération d'une portance positive se traduit par une diminution de la fréquence obtenue. De même, une augmentation de la traînée par le jet pulsé est associée à une augmentation de l'écart moyen de  $C_z$   $(\overline{\Delta C_z})$ , la réciproque étant également vraie.

Par suite du nombre trop important d'instantanés à stocker pour le calcul des moyennes du champ, l'influence du profil temporel de soufflage sur les positions des points de décollement intrados et extrados n'a pas été effectuée.

# 6.3 Influence de la fréquence de soufflage

L'influence de la fréquence de soufflage est étudiée par l'intermédiaire de simulations en espace libre, réalisées sur le maillage dit "fin", pour  $\theta_j = 110$ °,  $V_{jmax} = 1$  et  $l_j = 1mm$ . Le profil temporel est simusoïdal. Cette influence est résumée dans le tableau 6.3.

$f_j$	Sans	300 Hz	750 Hz	1500 Hz
$\overline{C_z}$	<b>≃</b> 0	+0.20903	+0.18765	-0.080477
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4604 (-13%)	0.4643 (-12%)	0.53601 (+1%)
$St_K$	0.3025	0.398 (+32%)	0.3235 (+7%)	0.30087 (-0.5%)
$\Delta C_z$	0.50625	0.11 (-78%)	0.260 (-49%)	0.51 (+0.7%)

TAB. 6.3: Influence de la fréquence de soufflage.

Les nombres de Strouhal  $(St_j = f_j D/U_{\infty})$  associés aux trois fréquences de soufflage étudiées : 300, 750 et 1500Hz valent respectivement : 0.485, 1.2125 et 2.425 (à comparer à environ 0.3 pour  $St_K$  sans contrôle). Ces trois fréquences sont identiques à celles utilisées

dans les simulations de l'interaction du jet pulsé avec une couche limite de plaque plane, présentées dans le chapitre 4.

De même que dans ces dernières simulations, la portance générée vers le haut augmente à mesure que la fréquence de soufflage diminue. Une déportance est même observée pour la fréquence la plus élevée. Une étude complémentaire serait nécessaire pour savoir si la portance continue d'augmenter pour des fréquences plus basses encore, ou bien si un optimum existe.

Dans ces simulations également, plus la portance générée augmente, plus la traînée diminue et le nombre de Strouhal de l'allée des tourbillons augmente. La réciproque est vérifiée pour la fréquence la plus elevée.

Une comparaison des lignes de courant instantanées (pour  $V_j = U_{\infty}$ ) obtenues dans les simulations pour  $f_j = 300$ , 750 et 1500Hz est présentée figure 6.8. Comme le soufflage ne synchronise pas les tourbillons de Kármán, le maximum de soufflage a lieu pour les phases différentes de l'état de ces tourbillons en fonction des fréquences utilisées, ce qui induit nécessairement une différence sur les lignes de courant. Trop peu d'instantanés sont disponibles pour comparer ces lignes de courant à iso-phase pour le jet pulsé et pour les tourbillons de Kármán.

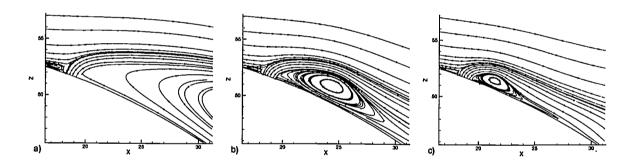


FIG. 6.8: Influence de la fréquence de soufflage  $f_j$  sur les lignes de courant instantanées situées près de l'orifice du jet pour : a)  $f_j = 300Hz$ , b)  $f_j = 750Hz$  et c)  $f_j = 1500Hz$ , profil sinusoïdal,  $V_{jmax} = 1$ .

Comme observé dans les simulations du jet pulsé sur la couche limite de plaque plane (voir chapitre 4), l'augmentation de la fréquence de soufflage se traduit principalement par un tourbillon primaire plus petit et plus intense.

# 6.4 Influence de la vitesse maximale du jet

L'influence de la vitesse maximale de soufflage  $V_{jmax}$  est étudiée à l'aide de simulations réalisées sur le maillage dit "fin" du cylindre en espace libre, pour  $\theta_j = 110$ °,  $l_j = 1mm$ ,  $f_j = 750Hz$  et un profil temporel de soufflage g(t) sinusoïdal. Le tableau 6.4 résume cette influence pour  $max(V_j) = 0$  (sans soufflage),  $U_{\infty}$  et  $2U_{\infty}$ .

$max(V_j)$	0	$U_{\infty}$	$2U_{\infty}$
$C_{\mu j}$	0	0.9%	3.6%
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.18765	+0.415533
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4643 (-12%)	0.43086 (-19%)
$\bar{St}_K$	0.3025	0.3235 (+7%)	0.3637 (+20%)
$\Delta C_z$	0.50625	0.260 (-49%)	0.285 (-44%)

TAB. 6.4: Influence de la vitesse maximale de soufflage.

L'effet obtenu avec  $V_{jmax}=2$  est amplifié par rapport à celui obtenu avec  $V_{jmax}=1$ . La portance obtenue en multipliant par 2 la vitesse maximale de soufflage est plus que doublée (×2.2), tandis que la traînée est encore diminuée et le nombre de Strouhal augmenté. Seul le niveau des fluctuations de  $C_z$  remonte légèrement. Ceci justifie l'écart de portance obtenue entre les simulations sur maillages "fin" et "moyen", l'écart de  $C_{\mu j}$  étant alors dû à la largeur différente de la fente.

#### 6.5 Influence du confinement

Une partie des études paramétriques réalisées en espace libre a été reprise en espace confiné afin de pouvoir être comparées avec plus de confiance avec les influences obtenues expérimentalement.

# 6.5.1 Taux de confinement de 12.5%

Pour des raisons évoquées dans la première partie, des simulations ont tout d'abord été effectuées avec un taux de confinement 2 fois plus faible que l'expérience (D/H=12.5%). Une étude de l'influence du profil teporel de soufflage a été menée avec  $\theta_j=110\degree$ ,  $l_j=1mm,\ f_j=750Hz$  et  $V_{jmax}=1$ . Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6.5.

g(t)	0	Sinus	Créneau	NG	1/2sinus+	1/2sinus-	-0.5	+0.5
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.2534	-0.3767	+0.1494	-0.3714	+0.4376	+0.6574	-0.6217
$\overline{C_x}$	0.6228	0.6057	0.7952	0.6576	0.8034	0.5357	0.4018	1.075
$St_K$	0.3078	0.3065	0.2849	0.3042	0.290	0.316	0.321	0.294

TAB. 6.5: Influence du profil temporel de soufflage g(t) en confiné (D/H = 12.5%).

Les conclusions sont qualitativement identiques à celles obtenues en espace libre (hormis pour le profil NG), avec un effet de soufflage généralement plus marqué en confiné qu'en espace ligre (à l'exception du soufflage continu à  $+0.5U_{\infty}$ ).

#### 6.5.2 Taux de confinement de 25%

Influence du profil temporel Cette étude a été reprise avec le taux de confinement correspondant aux expériences du LMFA (D/H = 25%), pour un nombre plus réduit de profils temporels de soufflage. Les résultats obtenus figurent dans le tableau 6.6.

g(t)	0	Sinus	Créneau	NG
$\overline{C_z}$	≃ 0	+0.21055	-0.4000	-0.0283
$\overline{C_x}$	0.6605	0.5684 (-14%)	0.8226 (+25%)	0.7501 (+14%)
$St_K$	0.3155	0.351 (+11%)	0.3036 (-4%)	0.3034 (-4%)
$\overline{\Delta C_z}$	0.825	0.34 (-59%)	1.055 (+28%)	1.045 (+27%)

TAB. 6.6: Influence du profil temporel de soufflage g(t) en confiné (D/H=25%).

L'effet de ces différents profils est ici encore qualitativement similaire aux résultats en espace libre, le cas du profil NG restant assez difficilement interprétable.

Seul le profil sinusoïdal ayant été testé expérimentalement pour l'heure, aucune comparaison avec l'expérience de cette influence n'a pu être conduite.

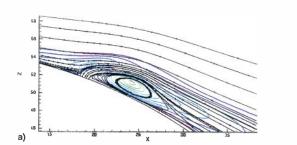
Influence de la vitesse maximale de soufflage L'influence de la vitesse maximale de soufflage  $V_{jmax}$  a été étudiée pour le taux de confinement correspondant à l'expérience du LMFA (D/H=25%). Le profil temporel de soufflage est simusoïdal,  $\theta_j=110^\circ$ ,  $f_j=750Hz$  et  $l_j=1mm$ . Les influences obtenues figurent dans le tableau 6.7.

$max(V_j)$	0	$U_{\infty}$	$1.4U_{\infty}$	$2U_{\infty}$
$C_{\mu j}$	0	0.9%	1.76%	3.6%
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.21055	+0.4305	+0.49634
$\overline{C_x}$	0.6605	0.5684 (-14%)	0.5103 (-22.7%)	0.5063 (-23%)
$St_K$	0.3155	0.351 (+11%)	0.378 (+19.8%)	0.403 (+28%)
$\overline{\Delta C_z}$	0.825	0.34 (-59%)	0.24 (-71%)	0.25 (-70%)

TAB. 6.7: Influence de la vitesse maximale de soufflage en confiné (D/H = 25%).

L'influence de  $V_{jmax}$  est ici également qualitativement similaire à celle obtenue en espace libre, avec un renforcement notable de l'effet. Ce renforcement se traduit par une modification du tourbillon généré par le jet pulsé. Des instantanés issus des simulations  $k - \varepsilon$  sont présentées figure 6.9, pour la phase de soufflage maximum et pour  $V_{jmax} = 1$  et 2.

La taille du tourbillon primaire est ainsi largement augmentée pour  $V_{jmax} = 2$  puisque la hauteur du tourbillon passe d'environ 2.4% à 3.7% de D, tandis que la longueur est quasiment constante à 9.5% de D. La présence d'un tourbillon secondaire près du jet pour  $V_{jmax} = 2$  est une différence notable par rapport au cas  $V_{jmax} = 1$ . La topologie de ce



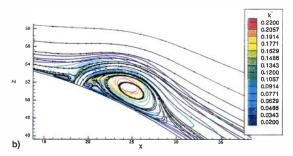


FIG. 6.9: Influence de  $V_{jmax}$  sur la forme du tourbillon primaire. Lignes de courant et champ d'énergie cinétique  $k^*$  instantanés issus des simulations  $k - \varepsilon$  pour la phase de soufflage maximum, pour : (a)  $V_{jmax} = 1$  et (b)  $V_{jmax} = 2$ .

tourbillon secondaire contra-rotatif est identique à celle observée dans les simulations du jet pulsé débitant dans une couche limite de plaque plane (voir chapitre 4). De même que dans ces simulations, le jet plus puissant induit un niveau maximum d'énergie cinétique des fluctuations incohérentes plus élevé ( $k^* = 0.254$ , au lieu de 0.151), ainsi qu'une forme plus arrondie pour le tourbillon primaire.

L'évolution de la portance générée pour les différentes vitesses de soufflage testées peut être comparée aux résultats expérimentaux de BÉRA et al. [13] figure 6.10.

L'influence de la vitesse maximum de soufflage (et donc du  $C_{\mu j}$ ) est similaire entre le calcul et les expériences pour le  $C_z$  et inverse pour le  $C_x$ . Les valeurs expérimentales semblent présenter une asymptote qui est également visible dans les simulations pour  $C_{\mu j} \geq 2\%$ . Les valeurs de portance obtenues dans les simulations sont assez proches des valeurs expérimentales pour  $C_{\mu j} \leq 1.3\%$ , elles diffèrent en revanche notablement pour des  $C_{\mu j}$  supérieurs. Il convient toutefois de noter la difficulté de mesurer expérimentalement ces valeurs (problèmes d'alignement de l'axe du cylindre, de transitions dissymétriques, de tridimensionalité de l'écoulement, ... ) Il conviendrait également de refaire plusieurs fois les expériences afin de s'assurer de la répétabilité des résultats, et d'effectuer des simulations pour un plus grand nombre de vitesses de soufflage afin de conclure. En l'état, la comparaison est jugée bonne pour le  $C_z$  et mauvaise pour le  $C_x$ .

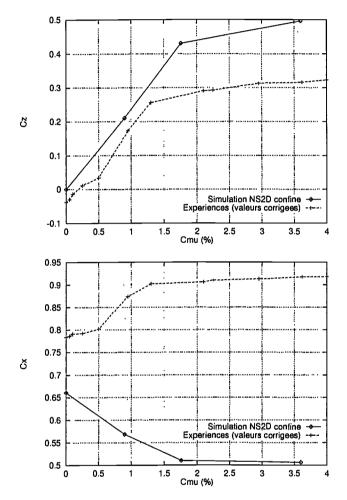


Fig. 6.10: Influence de  $C_{\mu j}$  sur les coefficients de portance et de traînée moyens  $\overline{C_z}$  et  $\overline{C_x}$ . Comparaison des simulations  $k-\varepsilon$  avec les expériences de BÉRA et al. [13].

# Chapitre 7

Influence des paramètres de l'écoulement extérieur

Les chapitres précédents ont permis de déterminer l'influence de certains paramètres de soufflage sur l'écoulement. Des configurations permettant de générer une portance conséquente ont été dégagées pour l'écoulement considéré, c'est à dire un nombre de Mach faible et un nombre de Reynolds de 10<sup>5</sup>.

Dans un but applicatif, il convient de s'assurer du bon fonctionnement du dispositif, et en particulier sa robustesse vis-à-vis des changements de l'écoulement susceptibles d'être rencontrés sur avion. Des simulations  $k-\varepsilon$  instationnaires ont donc été conduites afin de déterminer, pour quelques cas ponctuels, l'influence du nombre de Reynolds et du nombre de Mach.

# 7.1 Influence du nombre de Reynolds

La susceptibilité du contrôle, au sens de la portance générée, a été étudiée pour différents nombres de Reynolds, en cherchant plutôt à les augmenter (ceux typiquement rencontrés sur avion se situant vers  $10^6$  -  $10^7$ ). Ces simulations ont également pour but de s'assurer que l'effet de portance obtenu ne correspond pas à une configuration particulière de l'écoulement, mais est généralisable à des nombres de Reynolds plus élevés. Cependant, afin de conserver un maillage raisonnable (aussi bien en précision qu'en temps de calcul), il a été choisi d'utiliser le maillage dit "fin" du cylindre en espace libre. Or, le bon fonctionnement du modèle  $k-\varepsilon$  bicouche utilisé, dont la précision relative à la position du point de d'ecollement est particulièrement importante dans ce type de simulations, n'est assuré que pour une taille de première maille dans la partie couche limite  $y_1^+ \leq 10$ , avec une préférence pour les valeurs proches de 1. Pour le maillage donné, cela correspond à un nombre de Reynolds maximum de 500000 environ. Des simulations ont donc été réalisées pour des nombres de Reynolds de 140000, plus proches des dernières mesures expérimentales, et pour 500000, afin d'explorer les nombres de Reynolds plus élevés. Le pas de temps utilisé pour ces simulations a été gardé sensiblement constant : il vaut ainsi  $1.265\mu s$  pour Re = 97944 et Re = 140000, et vaut  $1.687\mu s$  pour Re = 500000.

Pour chaque nombre de Reynolds, une simulation sans soufflage, suivie d'une simulation avec soufflage pulsé (profil temporel sinusoïdal,  $f_j = 750Hz$ ,  $V_{jmax} = 1$  et  $l_j = 1mm$ ) a été effectuée. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 7.1.

	Re = 97944		Re = 140000		Re = 500000	
	Sans souff.	Souff. pulsé	Sans souff.	Souff. pulsé	Sans souff.	Souff. pulsé
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.1877	$\simeq 0$	+0.2382	$\simeq 0$	+0.2372
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4643	0.4862	0.4360	0.5437	0.4600
$St_K$	0.3025	0.3235	0.3161	0.3566	0.301	0.339
$\overline{\Delta C_z}$	0.506	0.260	0.3785	≃0.2	0.500	≃0.11

TAB. 7.1: Influence du nombre de Reynolds sur les paramètres globaux de l'écoulement avec et sans soufflage pulsé. Simulations  $k - \varepsilon$ .

Il est intéressant de noter que les résultats obtenus sans soufflage ne présentent pas une évolution monotone avec le nombre de Reynolds. Le coefficient de traînée en particulier diminue pour Re=140000 avant de remonter pour Re=500000. Il est ainsi possible que, malgré la transition imposée sur la partie amont du cylindre, l'augmentation du nombre de Reynolds induise néanmoins une modification de la position du point de décollement, de façon similaire à la "drag crisis" observée expérimentalement pour ces nombres de Reynolds (cf. chapitre 1), de façon réduite cependant. Cette hypothèse est corroborée par l'évolution du nombre de Strouhal qui augmente pour Re=140000 avant de diminuer pour Re=500000.

La portance obtenue avec le soufflage pulsé est augmentée d'environ 27% pour Re=140000 et augmentée d'une valeur similaire pour Re=500000. La diminution de traînée est plus faible pour Re=140000 (-10%) que pour Re=93944 (-12%) ou Re=500000 (-15%), suivant ainsi une évolution similaire à celle du  $C_x$  sans soufflage. L'augmentation du nombre de Strouhal est sensiblement identique pour Re=140000 et Re=500000.

Si la diminution des écarts de  $C_z$  est sensiblement constante entre Re = 93944 et Re = 140000 (-49% et -47% respectivement), elle est en revanche nettement plus importante pour Re = 500000 (-78%). Des simulations sur des durées plus longues seraient toutefois nécessaires pour affiner cette mesure.

## 7.2 Influence du nombre de Mach

La susceptibilité au nombre de Mach de l'efficacité du soufflage pulsé pour générer de la portance a été étudiée par l'intermédiaire d'une simulation pour un nombre de Mach amont de 0.6, au lieu de 0.2, utilisé pour toutes les simulations précédentes. Il a été vérifié que la taille de la première maille dans la couche limite  $y_1^+$  restait toujours inférieure à 1.9, ce qui permet d'assurer un bon comportement du modèle  $k - \varepsilon$  bicouche utilisé.

Pour ces simulations, un opérateur de capture de discontinuités est utilisé, ainsi qu'une correction de Sarkar pour l'expression de  $\varepsilon$  (cf. annexe A). Ces deux options sont également activées pour les simulations à plus bas Mach, mais ne modifient pas notablement les propriétés de l'écoulement pour  $M_{\infty}=0.2$ .

Les paramètres de soufflage sont identiques aux cas précédents (profil temporel sinusoïdal,  $f_j = 750Hz$ ,  $V_{jmax} = 1$  et  $l_j = 1mm$ ). Cette simulation a également été effectuée sur le maillage dit "fin" du cylindre en espace libre.

Il convient d'abord de noter que la multiplication par 3 du nombre de Mach se traduit par une multiplication par 3 de  $U_{\infty}$  dans les simulations, passant ainsi de 68.04m/s à 204.12m/s. La fréquence de soufflage ayant été maintenue à  $750 \, \mathrm{Hz}$ , le nombre de Strouhal de l'excitation passe alors de 1.2125 à 0.404.

L'écoulement obtenu pour  $M_{\infty}=0.6$  en l'absence de contrôle présente un degré de complexité nettement plus élevé que celui obtenu pour  $M_{\infty}=0.2$ , puisque des ondes

de choc obliques et droites sont présentes sur les côtés et dans le sillage du cylindre. La modification du champ de vitesse due aux tourbillons de Kármán rend la position, l'intensité et même l'existence de ces ondes de choc instationnaires.

Des champs instantanés de Mach, de  $K_p$ , de  $k^*$  et les lignes de courant correspondantes issus de cette simulation sans soufflage sont présentés figure 7.1.

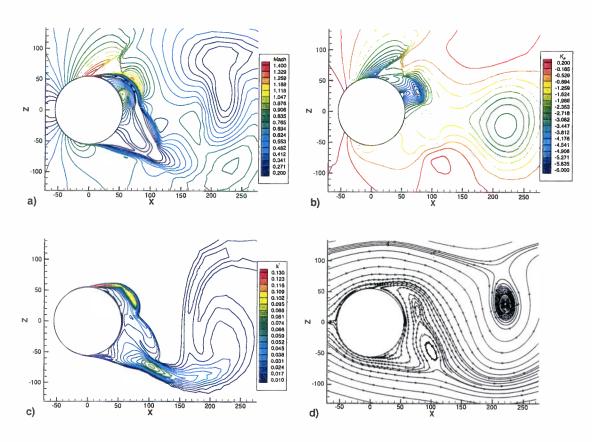


FIG. 7.1: Champs instantanés de (a) Mach, (b)  $K_p$ , (c)  $k^*$  et (d) lignes de courant. Simulation  $k - \varepsilon$  à  $M_{\infty} = 0.6$ .

Les champs présentés montrent en effet une dynamique de l'écoulement sensiblement plus complexe que le cas à  $M_{\infty}=0.2$ . En plus de l'allée de tourbillons de Kármán toujours visible, un choc oblique apparaît sur l'extrados du cylindre (voir figures 7.1(a) et (b)), associé à un décollement de la couche limite extrados. Ce choc oblique est suivi d'un choc droit sur l'extrados, pour  $x\simeq D/2$ . L'écoulement passe d'environ  $M_{\infty}=1.4$  au niveau du maître-couple extrados à environ  $M_{\infty}=0.8$  derrière le choc droit. L'ensemble forme ainsi une topologie d'écoulement similaire aux ondes de choc dites "en lambda", se formant sur certains profils d'aile en transsonique.

Le culot est caractérisé, pour cet instantané, par un écoulement sonique. Le niveau d'énergie cinétique turbulente est globalement plus élevé (cf. figure 2.12) que pour  $M_{\infty}=$ 

0.2. Les fluctuations dues à l'allée de Kármán sont également plus élevées (cf. figure 2.6). Les résultats globaux obtenus avec et sans soufflage, pour les deux nombres de Mach (0.2 et 0.6) étudiés, sont présentés dans le tableau 7.2.

•	$M_{\infty}$	= 0.2	$M_{\infty} = 0.6$		
	Sans souff.	Souff. pulsé	Sans souff.	Souff. pulsé	
$\overline{C_z}$	$\simeq 0$	+0.1877	0.0058	+0.085	
$\overline{C_x}$	0.5296	0.4643	1.44	$\simeq 1.51$	
$St_K$	0.3025	0.3235	$\simeq 0.19$	$\simeq 0.20$	
$\overline{\Delta C_z}$	0.506	$\simeq 0.260$	≃0.72	≃0.78	

Tab. 7.2: Influence du nombre de Mach sur les paramètres globaux de l'écoulement avec et sans soufflage pulsé. Simulations  $k-\varepsilon$ .

L'apparition des ondes de choc autour du cylindre est responsable d'une augmentation considérable (+172%) du  $C_x$  moyen, par rapport au cas  $M_{\infty}=0.2$ , avec et sans soufflage pulsé. Elle est également responsable d'une réduction d'environ 37% du nombre de Strouhal et d'une augmentation de 42% des écarts moyens de  $C_z$ . Cette dernière augmentation est associée à d'importants déplacements du point de décollement (d'environ 85° à 115°). Notons que le spectre de  $C_z$  est beaucoup plus riche que celui obtenu dans les simulations à  $M_{\infty}=0.2$ .

Les résultats sans soufflage correspondent assez bien aux résultats expérimentaux de OWEN & JOHNSON [109] réalisés à  $M_{\infty}=0.6$  et Re=167000. Ces derniers obtiennent en particulier un nombre de Strouhal de 0.174, en assez bon accord avec la valeur de 0.19 obtenue dans les simulations (9% d'écart). Il conviendrait d'effectuer des simulations sur des durées beaucoup plus longues afin d'obtenir des moyennes d'ordre 2 convergées. C'est pourquoi les moyennes obtenues dans ce calcul ne sont pas comparées avec les résultats expérimentaux de OWEN & JOHNSON [109].

NAUMANN et al. [105] ont observé qu'un choc (pour M=0.44) n'est présent que d'un seul côté du cylindre en même temps (voir figure 1.18), ces chocs étant apparemment g enérés à la même fréquence que les tourbillons de Kármán, cette dernière n'étant pas particulièrement affectée par la présence de chocs. La simulation sans soufflage réalisée à  $M_{\infty}=0.6$  indique le contraire. En effet, dans ce cas, des chocs sont fréquemment observés des deux côtés du cylindre. Ils semblent en effet fortement corrélés aux tourbillons de Kármán, mais modifient sensiblement la valeur du nombre de Strouhal de ceux-ci.

L'influence du soufflage pulsé sur cet écoulement est modérée : la portance obtenue est 2.2 fois plus faible que celle obtenue pour  $M_{\infty}=0.2$ , la traînée est augmentée de 5% (au lieu d'une diminution de 12% pour  $M_{\infty}=0.2$ ), le nombre de Strouhal est augmenté de 5% également (de 7% pour  $M_{\infty}=0.2$ ) et les fluctuations de portance sont augmentées de 8% (au lieu d'une diminution de 49% pour  $M_{\infty}=0.2$ ).

La raison à ceci tient essentiellement aux phénomènes de compressibilité. Suivant les cas, le jet débite (ou aspire) dans un écoulement qui est soit décollé beaucoup plus en

amont, donc dans un fluide à faible dynamique (voir instantané figure 7.2), soit dans un écoulement de type couche limite attachée supersonique ( $M_{ext} \simeq 1.4$ ), auquel cas la vitesse de soufflage est trop faible et ne fait que décoller cette couche limite.

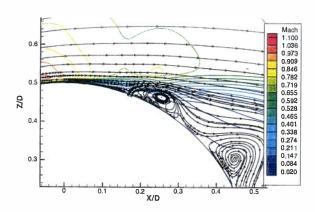


Fig. 7.2: Champs instantanés du nombre de Mach et lignes de courant associées pour une phase de soufflage maximum. Simulation  $k - \varepsilon$  à  $M_{\infty} = 0.6$ .

Un soufflage pulsé avec ces paramètres est donc beaucoup moins efficace que pour les faibles nombres de Mach.

Conclusion générale de l'étude



Ce manuscrit présente les méthodes et les résultats des simulations effectuées au cours de cette thèse. Ces résultats sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus dans des conditions similaires. Ces simulations se focalisent sur l'étude de l'influence d'un jet pulsé placé sur un cylindre de section circulaire plangé dans un écoulement en transition déclenchée à faible nombre de Mach (0.2 pour le calcul, environ 0.06 pour les expériences) et pour un nombre de Reynolds de  $10^5$ . Les simulations ont été réalisées avec un code industriel (VIRGINI2D) Navier-Stokes 2D instationnaire en formulation éléments-finis avec un modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  bicouche pourvu d'une correction de non-équilibre.

Si ces simulations ne sont pas les premières sur ce type d'écoulement, ce sont à la connaissance de l'auteur les premières à être finement comparées à des résultats expérimentaux de PIV, et ce pour un nombre de Reynolds relativement élevé.

Les principales conclusions relatives aux différentes parties de l'étude sont d'abord rappelées, avant d'évoquer les suites possibles d'une telle étude.

# Simulations du cylindre sans contrôle

Dans un premier temps, les caractéristiques de l'écoulement sans contrôle ont été étudiées. L'analyse des résultats des simulations de l'écoulement non manipulé, après s'être assuré de la convergence des divers paramètres de celle-ci, a montré des résultats dont les grandeurs moyennes ( $C_x$ , champ de vitesse, position du point de décollement,  $K_p$ ) se comparent très favorablement aux mesures. L'évolution temporelle est également bien représentée (nombre de Strouhal). La prise en compte du confinement dans les simulations permet de se rapprocher des résultats expérimentaux.

Une étude portant sur les différentes composantes de l'énergie cinétique des fluctuations du champ de vitesse a montré une bonne tendance des simulations. Par ailleurs, le champ de l'énergie cinétique totale des fluctuations se compare très favorablement aux résultats des expériences de PIV.

En revanche, aucun tourbillon de Bloor-Gerrard, issus de l'instabilité des couches cisaillées séparées du cylindre, n'a été observée dans les simulations turbulentes. Or, l'existence de ces tourbillons, encore hypothétique récemment pour d'aussi grands nombres de Reynolds, a été confirmée il y a peu par les mesures PIV effectuées au LMFA autour du cylindre. Des simulations effectuées avec le même code de calcul sans modèle de turbulence ont montré que la disparition de ces tourbillons est associée à une trop grande dissipation du modèle  $k-\varepsilon$  dans son utilisation URANS.

Une simulation 3D a été entreprise en fin de thèse (grâce aux progrès du matériel informatique) et a permis de s'assurer que la restriction au cas 2D des simulations (avec toutefois un modèle de turbulence 3D) est licite dans ce cas où l'écoulement est bidimensionel en moyenne. Cette simulation 3D est par ailleurs l'une des premières de ce type, ce qu'explique en partie son coût très élevé.

## Simulations de l'actionneur seul

Dans un second temps, la méthode choisie pour simuler le jet pulsé (c'est-à-dire par l'intermédiaire de conditions limites instationnaires à la paroi) a été étudiée par des simulations de l'actionneur en l'absence du cylindre. Deux simulations d'un jet synthétique, l'un identique aux expériences et aux simulations de KRAL et al., l'autre identique aux expériences de Béra et al., ont montré l'aptitude du code à reproduire tout à fait correctement ce type d'écoulement à l'aide de ce type de conditions limites. Un taux d'ouverture du jet 33% trop faible a cependant été mis en évidence dans la simulation de l'actionneur de Béra et al.

Des simulations d'un jet pulsé débitant dans une couche limite turbulente de plaque plane dont les caractéristiques sont proches de celles rencontrées sur le cylindre ont permis de comprendre le processus d'interaction de ces deux écoulements, ainsi que l'influence de plusieurs paramètres de soufflage. Ces simulations ont mis en évidence la dynamique tourbillonnaire générée par ce type d'actionneur, ainsi que la "poche" de dépression située en aval de celui-ci, associée à la présence d'un tourbillon dit "primaire". Elles ont également permis de définir certaines conditions (résolution spatiale et temporelle nécessaire) à remplir pour les simulations à venir du jet sur le cylindre.

L'influence de certains paramètres peut être résumée ici :

- plus la fréquence de soufflage est élevée, plus le tourbillon primaire généré est intense, petit, de vitesse de convection et de durée de vie faible, plus la "portance" générée est faible.
- plus la vitesse maximale de soufflage est élevée, plus la hauteur du tourbillon primaire est importante, la longueur étant principalement liée à la durée de la phase de soufflage
- l'effort vertical obtenu est maximal avec un profil temporel sinusoïdal (parmi 4 profils testés).

Aucun résultat expérimental quantitatif sur ce sujet n'ayant été publié à la connaissance de l'auteur pour l'instant, aucune validation précise n'a pu être effectuée sur ce cas.

# Simulations du cylindre avec l'actionneur

Dans un troisième temps enfin, des simulations d'un jet pulsé placé sur un cylindre ont été effectuées et analysées. Une simulation correspondant à un cas jugé optimal (en terme de portance générée) dans les expériences de BÉRA et al. a d'abord été conduite.

Ces simulations et leur comparaison aux expériences du LMFA ont en premier lieu montré la nécessité de s'assurer que l'écoulement que l'on souhaite contrôler est véritablement turbulent et non transitionnel. Sans cela, il est très difficile voire impossible de dissocier les effets du contrôle de ceux, similaires, dûs à la transition vers la turbulence

créée artificiellement par le jet pulsé. Ceci est primordial puisque les applications visées concernent des écoulements turbulents et que dans ces conditions un effet de transition est impossible.

La topologie de l'écoulement issu de l'interaction du jet pulsé avec l'écoulement incident autour du cylindre est similaire à celle observée pour le jet débitant dans une couche limite turbulente de plaque plane. En particulier, un tourbillon, dont la vorticité est de même signe que la couche limite incidente, est généré à chaque cycle de soufflage. Ce tourbillon est convecté le long de la paroi avant de se séparer de celle-ci, puis de rejoindre le tourbillon de Kármán placé sur sa trajectoire. La dynamique de ce tourbillon prédite par les simulations correspond remarquablement bien aux mesures PIV, pour les champs moyens comme pour les moyennes de phase. Ce tourbillon primaire est associé à une dépression, située en aval de l'orifice du jet, qui participe de la portance générée du côté de l'actionneur.

Par ailleurs, l'influence de certains paramètres de soufflage a été simulée. Les conclusions sont les suivantes :

- une position d'actionneur d'environ  $\theta_j = 110$ ° a été jugée optimale pour l'obtention de  $C_z$  avec un actionneur de type jet synthétique et ce, aussi bien par les simulations que par les expériences. Cet angle a été utilisé pour toutes les études paramétriques suivantes.
- des deux profils temporels à débit moyen nul, le profil sinusoïdal est le plus efficace pour générer de la portance (il est également moins sensible au confinement) avec un  $C_z$  d'environ 0.2. Cette portance est associée au recul du point de décollement moyen du côté du jet, celui-ci étant alors situé en aval de l'orifice du jet.
- le front de montée du soufflage n'est pas un paramètre influant sur la dynamique de l'écoulement
- la portance obtenue est d'autant plus élevée que la fréquence d'excitation est basse et/où la vitesse maximum de soufflage/aspiration importante, pour le profil sinusoïdal
- si la phase de soufflage permet de créer ce tourbillon primaire qui apporte une contribution à la portance, la phase d'aspiration joue un rôle primordial : la portance générée par un profil temporel sinusoïdal permet d'obtenir un  $C_z$  d'environ 0.2, celle-ci devient environ 0.4 avec la phase d'aspiration seule, et environ 0.6 pour une aspiration continue à débit équivalent (celui-ci étant par ailleurs élevé :  $C_{\mu j} = 0.9\%$ ) pour  $V_{jmax} = 1$  et  $f_j = 750Hz$
- ces conclusions sont valables en espace libre comme en espace confiné, même si les valeurs globales sont modifiées.

La robustesse du système aux variations de nombre de Reynolds et de Mach permettant de générer une portance a été étudiée par l'intermédiaire de simulations. L'effet du soufflage sur la portance est maintenu voire amélioré de 26% quand le nombre de Reynolds passe de  $10^5$  à  $5 \times 10^5$ . Cet effet est en revanche fortement réduit quand le nombre

de Mach devient transsonique ( $M_{\infty} = 0.6$ ). La complexité de l'écoulement, y compris en l'absence de contrôle, mériterait toutefois une étude plus approfondie.

# Un peu de prospective...

La qualité des résultats de ces simulations, confirmés par l'application de cette méthode à d'autres problèmes, permet d'envisager d'ores et déjà l'utilisation industrielle des simulations URANS pour représenter des écoulements instationnaires relativement complexes. L'utilisation de ce type de simulation pour comprendre plus en détail la dynamique de certains écoulements semble également envisageable. L'écoulement autour d'un cylindre circulaire semble un cas-test très intéressant pour toutes les les simulations instationnaires, car autour d'une géométrie simple se développe un écoulement relativement complexe.

Toutefois, cet outil n'est en aucun cas l'outil idéal du mécanicien des fluides! Des voies d'amélioration sont en effet envisageables :

- les tourbillons de Bloor-Gerrard sont absents de ces simulations, tandis qu'ils sont présents dans les expériences. Cela semble dû à l'utilisation d'un modèle "moyenné" (URANS) qui est basé sur un certain nombre d'hypothèses dont certaines peuvent être remises en cause dans ce type de simulation. Des modèles URANS plus sophistiqués, et nécessitant moins d'hypothèses, pourraient être appliqués à ce cas. On pense en particulier aux modèles k ε non-linéaires, anisotropes, à C<sub>μ</sub> local et en général aux modèles permettant de mieux représenter les interactions entre la vorticité locale et la turbulence à petite échelle.
- les résultats de simulations LES (d'un coût encore élevé) pourraient apporter un éclairage nouveau sur ce cas. Des simulations de ce genre sont actuellement en cours, mais les résultats ne sont toutefois pas disponibles à la fin de cette thèse.
- l'utilisation de trous de soufflage en lieu et place d'une fente nécessite l'utilisation de simulations instationnaires 3D, dont la validation est encore incomplète.
- par ailleurs, un certain nombre d'expériences mériteraient d'être répétées avec le maximum d'outils (prises de pression, PIV, LDV...) avec un nombre de Reynolds plus élevé (par exemple 10<sup>6</sup>) pour s'assurer d'une turbulence pleinement développée avant le décollement, et dans une soufflerie permettant de s'affranchir autant que possible des effets de confinements, qui sont fortement non-linéaires, en particulier vis-à-vis de l'effet du soufflage pulsé.

# Références



# Bibliographie

[1] E. AARON

Modélisation du contrôle actif d'écoulements en boucle ouverte à l'aide de simulations Navier-Stokes 2D.

Rapport de Stage, ECL, Septembre 1999.

[2] E.A. ACHENBACH

Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \times 10^6$ .

- J. Fluid Mech., Vol. 34, pp 625-639, 1968.
- [3] E.A. ACHENBACH & E. HEINECKE

On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers  $6 \times 10^3$  to  $5 \times 10^6$ .

- J. Fluid Mech., Vol. 109, pp 239-251, 1981.
- [4] M. AMITAY, A. HONOHAN, M. TRAUTMAN & A. GLEZER Modification od the Aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators. AIAA paper 97-2004, Snowmass Village, June 1997.
- [5] M. AMITAY, B.L. SMITH & A. GLEZER Aerodynamic flow control using synthetic jet technology. AIAA paper 98-0208, Reno, January 1998.
- [6] M. AMITAY, V. KIBENS, D. PAREKH & A. GLEZER

  The dynamics of flow reattachment over a thick airfoil controlled by synthetic jet actuators.
  - AIAA paper 99-1001, Reno, January 1999.
- [7] S. ATSUCHI, S.N. TIWARI & V. KALBURGI Investigation on a two-dimensional cylinder by ejecting a jet from the rear stagnation region.
  - AIAA paper 98-0674, Reno, January 1998.
- [8] F. BASTIN, P. LAFON & S. CANDEL Computation of jet mixing noise due to coherent structures: the plane jet case. J. Fluid Mech., Vol. 335, pp 261-304, 1997.
- [9] P. BEAUDOIN & P. MOIN

  Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds

numbers. Report No. TF-62, Thermosciences Div., Dept. of Mech. Engr., Stanford Univ., 1994.

- [10] A. BELOV, A. JAMESON & L. MARTINELLI Three-dimensional unsteady incompressible flow calculations using multigrid. AIAA paper 97-0443, Reno, January 1997.
- [11] J.C. BERA & M. SUNYACH

  Comparaison entre un algorithme LMS multivoie et un algorithme à voies indépendantes.

Papier de la Journée d'Etude "Algorithmes de Controle", Ecole Centrale de Lyon, Juin 1997.

- [12] J.C. BERA, N. GROSJEAN & M. MICHARD Analyse par PIV des structures tourbillonnaires générées par un jet pulsé pariétal dans le proche sillage d'un cylindre. 35<sup>eme</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée, AAAF, Lille, Mars 1999.
- [13] J.C. BERA, G. COMTE-BELLOT & M. SUNYACH

  Contrôle par jet pulsé du décollement d'une couche limite turbulente.

  C.R. Acad. Sci. Paris, t. 326, Série IIb, pp 859-865, 1998.
- [14] J.C. BERA & M. SUNYACH

  Control of boundary layer separation by jet oscillation.

  AIAA/CEAS Symposium, Toulouse, June 1998.
- [15] J.C. BERA, M. MICHARD, M. SUNYACH & G. COMTE-BELLOT

  Changing lift and drag by jet oscillation: experiments on a circular cylinder with turbulent separation.

  Accepté dans European J. of Mech., B/Fluids, A paraître, 2000.
- [16] J.C. BERA, M. MICHARD, N. GROSJEAN & G. COMTE-BELLOT Flow analysis of pulsed jets by particle image velocimetry.

  Submitted to Experiments in Fluids, 1999.
- [17] H.M. BLACKBURN & R.D. HENDERSON

  A study of two-dimensional flow past an oscillating cylinder. J. Fluid Mech., Vol. 385, pp 255-286, 1999.
- [18] R.D. BLEVINS

  The effects of sound on vortex shedding from cylinders.

  J. Fluid Mech., Vol. 161, pp 217-237, 1985.
- [19] S. BLOOR

  The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder.

  J. Fluid Mech., Vol. 19, Part 2, pp 290-304, 1964.
- [20] S. BLOOR & J.H. GERRARD Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake. Proc. R. Soc. Lond., A 294, pp 319-342, 1966.

[21] M. BRAZA, P. CHASSAING & H. HA MINH

Numerical study and analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a cylinder. J. Fluid Mech., Vol. 165, pp 79-130, 1986.

[22] M. BREUER

Numerical and modelling influences on large eddy simulations for the flow past a circular cylinder.

11<sup>th</sup> Symp. on Turbulent Shear Flows, Grenoble, September 1997.

[23] A.B. CAIN, L.D. KRAL, J.F. DONOVAN & T.D. SMITH

Numerical simulation of compressible synthetic jet flows.

AIAA paper 98-0084, Reno, January 1998.

[24] B. CANTWELL & D. COLES

An experimental study of entrainement and transport in the turbulent near-wake of circular cylinder.

J. Fluid Mech., Vol. 136, pp 321-374, November 1983.

[25] F. CHALOT, M. MALLET & M. RAVACHOL

A comprehensive finite-element Navier-Stokes solver for low- and high-speed aircraft design.

AIAA paper 94-0814, Reno, January 1994.

[26] C. CHYU, J.C. LIN, J. SHERIDAN & D. ROCKWELL

Karman vortex formation from a cylinder: Role of phase-locked Kelvin-Helmholtz vortices.

Phys. Fluids, Vol. 7, No. 9, September 1995.

[27] C. CHYU & D. ROCKWELL

Evolution of patterns of streamwise vorticity in the turbulent near wake of a circular culinder.

J. Fluid Mech., Vol. 320, pp 117-137, 1996.

[28] C. CHYU & D. ROCKWELL

Karman vortex development: relation to symetry and circulation of vortices.

AIAA Journal, Vol. 34, No. 9, 1995.

[29] E. CRAUSSE

Contribution expérimentale à l'étude des phénomènes transitoires et périodiques se produisant dans les lignes en mouvement.

Thèse de Docteur ès-Sciences, Toulouse, 1936.

[30] J.R. DALE & R.A. HOLLER

Secondary vortex generation in the near-wake of circular cylinders.

US Naval Air Development Center, Warminster, 1969.

[31] O. DAVODET

Augmentation du taux d'évasement de couches cisaillées libres.

Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, Avril 1999.

- [32] J.F. DONOVAN, L.D. KRAL & A.W. CARY Active flow control applied to an airfoil. AIAA paper 98-0210, Reno, January 1998.
- [33] A. FAVRE, L.S.G. KOVASNAY, R. DUMAS, J. CAVIGLIO & M. COANTIC La turbulence en mécanique des fluides.
  Gautier-Villars, Paris, 1976.
- [34] J.R. FILLER, P.L. MARSTON & W.C. MIH
   Response of the shear layers separating from a circular cylinder to small-amplitude
   rotational oscillations.
   J. Fluid Mech., Vol. 231, pp 481-499, 1991.
- [35] J. FRANCESCATTO

  Méthodes multigrilles par agglomération directionnelle pour le calcul d'écoulements turbulents. Thèse de Docteur ès-Sciences, Nice-Sophia Antipolis, Mai 1998.
- [36] N. FUJISAWA & T. NAKABAYASHI
   Optimum feedback control of vortex shedding from a circular cylinder by rotary oscillations using a neural network.
   11<sup>th</sup> Symp. on Turbulent Shear Flows, Grenoble, September 1997.
- [37] M. GAD EL HAK

  Introduction to flow control.

  in "Flow Control: Fundamentals and Practises", Pollard & Bonnet Eds., 1998.
- [38] A.F.A. GAWAD, O.E.A. LATIF, I.M. SHABAKA & M. R. SHAALAN Numerical prediction of convective heat transfert for turbulent flow in a squre duct with non-linear k - ε model. ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, 97-33296, June 1997.
- [39] J.H. GERRARD

  The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies.

  J. Fluid Mech., Vol. 25, part 2, pp 401-413, 1966.
- [40] J.H. GERRARD

  The wakes of circular bluff bodies at low Reynolds number.

  Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, Vol. 288, March 1978.
- [41] N. GETIN, J.C. COURTY, M. SUNYACH & G. COMTE-BELLOT Contrôle actif par jets synthétiques de l'écoulement autour d'un cylindre rond. 34<sup>eme</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée, AAAF, Marseille, Mars 1998.
- [42] U. GOLDBERG, O. PEROOMIAN, S. PALANISWAMY & S. CHAKRAVARTHY Anisotropic k – ε model for adverse pressure gradient flow. AIAA paper 99-0152, Reno, January 1999.
- [43] M.-A. GONZE

  Simulation numérique des sillages en transition à la turbulence.

  Thèse de Doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble, Mars 1992.

#### [44] F.E. GOWEN & E.W. PERKINS

Drag of circular cylinders for a wide range of Reynolds numbers and Mach numbers. NACA Tech. Note, No. 2960, 1953.

#### [45] D. GREENBLATT & I. WYGNANSKI Dynamic stall control by oscillatory forcing. AIAA paper 98-0676, Reno, January 1998.

- [46] D. GREENBLATT, B. NISHRI, A. DARABI & I. WYGNANSKI Some factors affecting stall control with particular emphasis on dynamic stall. AIAA paper 99-3504, Norfolk, June 1999.
- [47] O.M. GRIFFIN & M.S. HALL

  Vortex shedding lock-on and flow control in bluff body wakes.

  Transactions of ASME, vol. 113, 1991.
- [48] R. GUTTER, H. FRIEHMELT & R. HAIPLIK

  Tactical utility of the X-31A using post-stall technologies.
  ICAS paper 96-375, September 1996.
- [49] M. HAMMACHE & M. GHARIB

  An experimental study of the parallel and oblique vortex shedding from circular cylinders.
  - J. Fluid Mech., Vol. 232, pp 567-590, **1991.**
- [50] H. HA MINH La modélisation statistique de la turbulence : ses capacités et ses limitations. Conférence-debat sur la Mécanique des Fluides Numerique, Académie des Sciences, Septembre 1998.
- [51] S. HANCHI & R. ASKOVIC

  Direct Numerical visualisation of a flow around an impulsively started deforming circular cylinder.
- ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, 97-3086, **June 1997.** [52] A.A. HASSAN

Numerical Simulations and potential applications of zero-mass jets for enhanced rotorcraft aerodynamic performance. AIAA paper 98-0211, Reno, January 1998.

- [53] A.A. HASSAN & R.D. JANAKIRAM

  Effects of zero-mass "synthetic" jets on the aerodynamics of the NACA-0012 airfoil.

  AIAA paper 97-2326, Snowmass Village, June 1997.
- [54] F.S. HENRY & H.H. PEARCEY

  Numerical model of boundary-layer control using air-jet generated vortices.

  AIAA Journal, vol.32, No.12, December 1994.
- [55] G. HERNANDEZ

  Controle actif des instabilités hydrodynamiques des écoulements subsoniques compres-

sibles.

Thèse de Doctorat, I.N.P.T., Toulouse, Novembre 1996.

- [56] T.J. HORVATH, G.S. JONES & P.C. STAINBACK Coherent shedding from a circular cylinder at critical, supercritical and transcritical Reynolds numbers. SAE Technical Paper 861768, Long Beach, CA, October 1986.
- [57] X.Y. HUANG

  Feedback control of vortex shedding from a circular cylinder.

  Experiments in Fluids, Vol. 20, pp 218-224, 1996.
- [58] A. HUANG, C.M. HO, F. JIANG & Y.C. TAI

  MEMS transducers for aerodynamics a paradygm shift. AIAA paper 2000-0249,

  January 2000.
- [59] T.J.R. HUGHES, L.P. FRANCA & M. MALLET

  A new finite-element formulation for computational fluid dynamics: VI convergence
  analysis of the generalized SUPG formulation for linear time-dependent multidimensional advective-diffusive systems.

  Computer methods in applied mechanics and engineering, Vol. 63, pp. 97-112, 1987.
- [60] T.J.R. HUGHES, M. MALLET & A. MIZUKAMI A new finite-element formulation for computational fluid dynamics. Computer methods in applied mechanics and engineering, Vol. 54, pp. 341-355, 1986.
- [61] A.K. HUSSAIN & W.C. REYNOLDS

  The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. J. Fluid Mech., Vol. 41,
  pp 241-258, 1970.
- [62] W.D. JAMES, S.W. PARIS & G.N. MALCOLM

  A study of viscous cross-flow effects on circular cylinders at high Reynolds numbers.

  AIAA paper 79-1477, Williamsburg, July 1979.
- [63] J.C. LIN, F.G. HOWARD, D.M. BUSHNELL & G.V. SELBY Investigation of several passive and active methods for turbulent flow separation control. AIAA paper 90-1598, 1990.
- [64] Z. JOHAN, T.J.R. HUGHES & F. SHAKIB A globally convergent matrix-free algorithm for implicit time-marching schemes arising in finite-element analysis in fluids. Computer methods in applied mechanics and engineering, Vol. 87, pp. 281-304, 1991.
- [65] C. JOHNSON, R.H. GALLAGER et al. Streamline diffusion methods for problems in fluid mechanics. Finite Elements in fluids, Vol VI, Wiley, London, pp. 251-261, 1986.
- [66] D.A. JOHNSON & L.S. KING
  A mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbu-

lent boundary layers.

AIAA Journal, Vol. 23, pp1684-1692, 1985.

[67] W.P. JONES & B.E. LAUNDER

The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfert, 15, pp 301-314, 1972.

[68] R.D. JOSLIN et al.

Active control of Boundary-layer instabilities: use of sensors and spectral controller. Technical note, AIAA Journal, Vol. 33, no 8, pp 1521-1523.

[69] E. JOSYULA

Computational study of high-angle-of-attack missile flows using two-equation turbulence models.

AIAA paper 98-0525, Reno, January 1998.

[70] O.A. KANDIL & M. MENZIES

Effective control of computationally simulated wing rock in subsonic flow. AIAA paper 97-0831, Reno, January 1997.

[71] T. von KÁRMÁN

Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfärt. Göttinger Nachrichten, math.-phys., Kl. 574, **1911.** 

[72] G.E. KARNIADAKIS & G.S. TRIANTAFYLLOU

Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects. J. Fluid Mech., Vol. 238, pp 1-30, **1992.** 

[73] C. KASBARIAN

Etude numérique pour les problèmes d'advection-diffusion - application à la modélisation d'écoulements turbulents compressibles.

Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Mai 1995.

[74] Y. KATZ, B. NISHRI & I. WYGNANSKI

The delay of turbulent boundary layer separation by oscillatory active control. Physics of Fluids A 1 (2), February 1989.

[75] L. KEEFE

A normal vorticity actuator for near-wall modification of the turbulent shear flows. AIAA paper 97-0547, Reno, January 1999.

[76] H.J. KIM, C. KIM & O.H. RHO.

Flow control using unsteady aerodynamic sensitivity analysis. AIAA paper 2000-0515, January 2000.

[77] M. KHOR, J. SHERIDAN & K. HOURRIGAN

The instability frequency of the separated shear-layer from a circular cylinder. ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, 97-3321, June 1997.

[78] P. KOUMOUTSAKOS, J. FREUND & D. PAREKH

Evolution strategies for parameter optimisation in jet flow control.

CTR Proceedings of the summer program, 1998.

[79] A. KOURTA, H.C. BOISSON, P. CHASSAING & H.HA MINH

Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder.

J. Fluid Mech., Vol. 181, pp 141-161, 1987.

#### [80] A. KOURTA

Computation of vortex shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulence model.

Journal of Propulsion and Power, Vol. 15, No. 1, 1999.

#### [81] L.D. KRAL & D. GUO

Characterization of jet actuators for active flow control.

AIAA paper 99-3573, Norfolk, **June 1999.** 

[82] L.D. KRAL, J.F. DONOVAN, A.B. CAIN & A.W. CARY Numerical simulation of synthetic jet actuators.

AIAA paper 97-1824, Snowmass Village, June 1997.

[83] A. KROTHAPALLI, C. SHIH & L.M. LOURENCO

Drag reduction of a circular cylinder at high Reynolds numbers.

AIAA paper 97-0211, Reno, January 1997.

[84] C.Y. LEE & D.B. GOLDSTEIN

Two-dimensional synthetic jet simulation. AIAA paper 2000-0406, Reno, January
2000.

[85] W.P. LIU & G.H. BRODIE A demonstration of MEMS-based active turbulence transitioning.
Eng. Turb. Modell. and Expe., No. 4, W. Rodi and D. Laurence (Editors), Porticcio, May 1999.

[86] W. LIU & G. BRODIE

MEMS sensors for an active transion to turbulence: current capabilities and future

needs. AIAA paper 2000-0254, January 2000.

#### [87] J. LUMLEY

Control of turbulence.

AIAA paper 96-0001, Reno, **January 1996.** 

[88] J.C. LIN, J. TOWFIGHI & D. ROCKWELL

Near-wake of a circular cylinder: control by steady and unsteady surface injection.

Journal of Fluids and Structures, Vol. 9, pp 659-669, 1995.

#### [89] W. LINKE

Neue Messungen zur Aerodynamik des Zylinders, insbesondere seines reinen Reibungswiderstandes.

Phys. Zr., 32, pp900, 1931.

[90] T. MAEKAWA & S. MIZUNO

Flow around the separation point and in the near-wake of a circular cylinder. Phys. Fluids Suppl., S184-186, 1967.

#### [91] J.C. MAGILL & K.R. McMANUS

Control of dynamic stall using pulsed vortex generator jets.

AIAA paper 98-0675, Reno, January 1999.

[92] S.G. MALLINSON, G. HONG & J.A. REIZES Some characteristics of synthetic jets.

AIAA paper 99-3651, Norfolk, June 1999.

[93] K.R. McMANUS, H.H. LEGNER & S.J. DAVIS

Pulsed vortex generators jets for active control of flow separation.

AIAA paper 94-2218, Colorado Springs, June 1994.

[94] K.R. McMANUS & J. MAGILL

Airfoil performance enhancement using pulsed jet separation control.

AIAA paper 97-1971, Snowmass Village, June 1997.

[95] K.R. McMANUS, P.B. JOSHI, H.H. LEGNER & S.J. DAVIS Active control of aerodynamical stall using pulsed jet actuators. AIAA paper 95-2187, San Diego, June 1995.

[96] F.R. MENTER

Zonal two-equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows. AIAA paper 93-2906, 1993.

[97] J.A. EKATERINARIS & F.R. MENTER

Computation of separated and unsteady flows with one- and two-equation turbulence models. AIAA paper 94-0190, 1994.

[98] R.R. MEYER

Overview of the NASA Dryden Flight Research Facility aeronautical flight projets testing.

AGARD CP519, paper 16, October 1992.

[99] R. MITTAL & S. BALACHANDAR

On the inclusion of three-dimensional effects in simulations of two-dimensional bluffbody wake flows.

ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, June 1997.

[100] R. MITTAL

Large-eddy simulation of flow past a circular cylinder.

CTR Annual Turbulence Briefs, Stanford University, 1995.

[101] R. MITTAL

Progress on LES of flow past a circular cylinder.

CTR Annual Turbulence Briefs, Stanford University, 1996.

[102] B. MOHAMMADI & G. MEDIC

A critical evaluation of the classical  $k - \varepsilon$  model and wall-laws for unsteady flows over bluff bodies.

Rapport de recherche INRIA  $n^{\circ}3056$ , Rocquencourt, **Décembre 1996**.

[103] G.N. MALCOLM

Forebody vortex control.

AGARD R-776, paper 6, 1991.

[104] P.E MORGAN, M.R. VISBAL & P. SADAYAPPAN

Application of a parallel implicit Navier-Stokes solver to three dimensional viscous flows. AIAA paper 2000-0961, January 2000.

[105] A. NAUMANN, M. MORSBACH & C. KRAMER

The conditions for separation and vortex formation past circular cylinders.

AGARD Conf. Proc. on Separated Flows, No. 4, part 2, pp 539-574, 1966.

[106] T. NAVEH, A. SEIFERT, A. TUMIN, I. WYGNANSKI

Sweep effects on parameters governing control of separation by periodic excitation. Journal of Aircraft, vol.35, No.3, Engineering notes, pp 510-512, 1998.

[107] F. NICOUD, T. KESTENS & G. HERNANDEZ

Etudes numeriques du controle actif d'écoulements 2D instationnaires.

Papier de la Journée d'Etude "Algorithmes de Controle", Ecole Centrale de Lyon, Juin 1997.

[108] B. NISHRI & I. WYGNANSKI

Effects of periodic excitation on turbulent flow separation from a flap.

AIAA Journal, vol.36, No.4, Avril 1998.

[109] F.K. OWEN & D.A. JOHNSON

Measurements of unsteady vortex flow fields.

AIAA Journal, Vol. 18, pp 1173-1179, 1980.

[110] D.S. PARK, D.M. LADD & E.W. HENDRICKS

Feedback control of von Karman vortex shedding behind a circular cylinder at low Reynolds numbers.

Phys. Fluids, Vol. 6, No. 7, pp 2390-2405, July 1994.

[111] V.C. PATEL & H.C. CHEN

Near-wall turbulence models for complex flows including separation.

AIAA journal, Vol. 29, N. 6.

[112] D.J. PEAKE, F.S. HENRY & H.H. PEARCEY

Viscous flow control with air-jet vortex generators.

AIAA paper 99-3175, Norfolk, June 1999.

[113] P. PERRIER

Multiscale active flow control.

in "Flow Control: Fundamentals and Practices", Pollard & Bonnet Eds., 1998.

[114] H. PERSILLON & M. BRAZA

Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. J. Fluid Mech., Vol. 365, pp 23-88, 1998.

#### [115] P. POISSON-QUINTON

Les systèmes de contrôle de l'écoulement sur les avions. 32<sup>eme</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée, AAAF, Lyon, Mars 1996.

#### [116] A. PRASAD & C.H.K. WILLIAMSON

The instability of the shear layer separating from a bluff body.

J. Fluid Mech., Vol. 333, pp 375-402, 1997.

# [117] S. RAGHUNATHAN, J.K. WATTERSON, R.K. COOPER & B. KELLY A novel concept of passive vortex generator jets for separation control. AIAA paper 99-1004, Reno, January 1999.

#### [118] R. RATHNASINGHAM & K.S. BREUER

Characteristics of resonant actuators for flow control.

AIAA, paper 96-0311, Reno, January 1996.

#### [119] P. REBUFFET

Aérodynamique expérimentale - Tome 1.

Ed. Dunod, Paris, 1969.

#### [120] O.K. REDINIOTIS, J. KO, X. YUE & A.J. KURDILA

Synthetic jets, their reduced order modeling and applications to flow control. AIAA paper 99-1000, Reno, January 1999.

[121] D.D. RIZZETTA, M.R. VISBAL & M.J. STANECK

Numerical investigation of synthetic jet flowfields.

AIAA paper 98-2910, Albuquerque, June 1998.

#### [122] A. ROSHKO

On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies.

NACA TN No. 3169, 1954.

### [123] F.W. ROOS

Synthetic-jet microblowing for forebody flow-asymetry management.

AIAA paper 98-0212, Reno, January 1998.

#### [124] F.W. ROOS

Synthetic-jet microblowing for vortex asymetry management on a hemisphere-cylinder forebody.

AIAA paper 97-1973, Snowmass Village, June 1997.

#### [125] K. ROUSSOPOULOS

Feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers.

J. Fluid Mech., Vol. 248, pp 267-296, **1993.** 

#### [126] Y. SAAD & M. SCHULTZ

GMRES: a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems.

SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, Val. 7, pp. 856-869, 1986.

#### [127] P. SAGAUT

Communication personnelle.

#### [128] E. SALTEL & F. HECHT

EMC<sup>2</sup> Un logiciel d'édition de maillages et de contours bidimensionnels. Rapport Technique INRIA, No. 118, Octobre 1995.

#### [129] S. SARKAR, G. ERLEBACHER, M.Y. HUSSAIN & H.O. KREISS

The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence.

J. Fluid Mech., Vol 227, pp. 473-493, 1989.

#### [130] T. SARPKAYA

Discussion sur "Simulation of vortex shedding flow about a circular cylinder at high Reynolds number" de SONG & YUAN.

J. Fluids Eng., Vol. 112, pp 161-163, 1990.

#### [131] S.C. SAUERWEIN & A.D. VAKILI

An experimental study of zero-mass jets in cross flow.

AIAA paper 99-0668, Reno, January 1999.

#### [132] H. SCHLICHTING

Boundary-layer theory.

Seventh Ed., McGraw-Hill, 1979.

#### [133] A. SEIFERT & L.G. PACK

Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers.

AIAA paper 98-0214, Reno, January 1998.

[134] A. SEIFERT, T. BACHAR, D. KOSS, M. SHEPSHELOVICH & I. WYGNANSKI Oscillatory blowing: a tool to delay boundary-layer separation.

AIAA Journal vol.31, No.11, November 1993.

#### [135] A. SEIFERT, A. DARABI & I. WYGNANSKI

Delay of airfoil stall by periodic excitation.

Journal of Aircraft, vol.33, No.4, July 1996.

#### [136] F. SHAKIB, T.J.R. HUGHES & Z. JOHAN

A multi-element group preconditioned GMRES algorithm for nonsymetric sustems arising in finite element analysis.

Computer methods in applied mechanics and engineering, Vol. 75, pp. 415-456, 1989.

#### [137] J. SHERIDAN, J. SORIA, W. Jie & M.C. WELSH

The Kelvin-Helmholtz instability of the separated shear layer from a circular cylinder. Bluff-body wakes, dynamics and instabilities, Proc. IUTAM Symp., Göttingen, September 1992.

#### [138] S.K. SINHA

Active flexible walls for efficient aerodynamic flow separation control. AIAA paper 99-3123, Norfolk, June 1999.

- [139] D. SMITH, M. AMITAY, V. KIBENS, D. PAREKH & A. GLEZER Modification of lifting body aerodynamics using synthetic jet actuators. AIAA paper 98-0209, Reno, January 1998.
- [140] B.L. SMITH & A. GLEZER The formation and evolution of synthetic jets. Phys. Fluids, Vol. 10, No. 9, pp 2281-2297, September 1998.
- [141] B.L. SMITH, M.A. TRAUTMAN & A. GLEZER Controlled interactions of adjacent synthetic jets. AIAA paper 99-0669, Reno, January 1999.
- [142] H. SOBIECZKY & W. GEISSLER

  Active flow control based on transonic design concepts.

  AIAA paper 99-3127, Norfolk, June 1999.
- [143] C.C. SONG & M. YUAN

  Simulation of vortex shedding flow about a circular cylinder at high Reynolds number.

  J. Fluids Eng., Vol. 112, pp 155-161, 1990.
- [144] P.R. SPALART, W.H. JOU, M. STRELETS & S.R. ALLMARAS Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. 1<sup>st</sup> AFOSR Intern. Conf. on DNS and LES, Louisana Tech. Univ., August 1997.
- [145] C.G. SPEZIALE

  Turbulence modelling for time-dependant RANS and VLES: a review.

  AIAA paper 97-2051, 1997.
- [146] J. STACK

  Compressibility effects in aeronautical engineering.

  NACA Confidential Report, No. 246, (declassified 1967), 1941.
- [147] P.J. STRYKOWSKI & K.R. SREENIVASAN

  On the formation and suppression of vortex 'shedding' at low Reynolds numbers.

  J. Fluid Mech., Vol. 218, pp 71-107, 1990.
- [148] M. SUNYACH & J.C. BERA Pulsed jet control of boundary-layer separation. Journée Scientifique de Contrôle Actif des Ecoulements Aérodynamiques, ONERA, Châtillon, Mars 1999.
- [149] Y. SUZUKI & N. KASAGI

  Active flow control with neural network and its application to vortex shedding.

  11<sup>th</sup> Symp. on Turbulent Shear Flows, Grenoble, **September 1997.**
- [150] T. TAMURA, I. OHTA & K. KUWAHARA On the reliability of two-dimensional simulations for unsteady flows around a cylinder-type structure. J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn., Vol. 35, pp 275-298, 1990.

#### [151] K.T. TANG, W.R. GRAHAM & J. PERAIRE

Active flow control using a reduced order model and optimum control.

AIAA paper 96-1946, New Orleans, June 1996.

#### [152] D.C. THOMAN & A.A. SZEWCZYK

Time-dependant viscous flow over a circular cylinder.

Phys. Fluids Supplement II, pp 76-85, January 1969.

#### [153] H. THOMANN

Measurements of the recovery temperature in the wake of cylinder and of a wedge at Mach numbers between 0.5 and 3.

Aero. Res. Inst. Sweden (FFA) Report, No. 84, 1959.

#### [154] F. TINAPP & W. NITSCHE

On active control of high-lift flow.

Eng. Turb. Modell. and Expe., No. 4, W. Rodi and D. Laurence (Editors), Porticcio, May 1999.

#### [155] G.S. TRIANTAFYLLOU & G.E. KARNIADAKIS

Computational reducibility of unsteady viscous flows.

Letters of Phys. Fluids, A, Vol. 2, No. 5, May 1990.

#### [156] M.F. UNAL & D. ROCKWELL

On vortex formation from a cylinder. Part 1. The initial instability.

J. Fluid Mech., Vol. 190, pp 491-512, 1988.

#### [157] J.R. VIEGAS, M.W. RUBSEIN & C.C. HORSTMAN

On the use of wall functions as boundary conditions for two dimensional separated flows.

AIAA paper 85-0180, **1985**.

#### [158] T. WEI & C.R. SMITH

Secondary vortices in the wake of circular cylinders.

J. Fluid Mech., Vol. 169, pp 513-533, **1986**.

#### [159] H. WEI & C.P. CHEN

The assessment of advanced turbulence models for recirculating and swirling flows.

ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, 97-3286, June 1997.

#### [160] J.E. FFOWCS WILLIAMS & B.C. ZHAO

The active control of vortex shedding.

Journal of Fluids and Structures 3, pp 115-122, 1989.

#### [161] D. WILLIAMS & J. BERNHART

Proportional control of asymetric forebody vortices with the unsteady bleed technique. AIAA paper 90-1629, Seattle, June 1990.

#### [162] J.F. WILLIAMS & R.M. CUMMINGS

Experimental investigation of a circular cylinder under the effects of tangential slot blowing.

AIAA paper 96-2435, **1996**.

#### [163] N.J. WOOD

UK flow control research for military applications.

AIAA paper 99-3172, Norfolk, June 1999.

#### [164] J. WU, J. SHERIDAN, K, HOURIGAN & J. SORIA

Shear-layer vortices and longitudinal vortices in the near wake of a circular cylinder. Exp. Thermal Fluid Sci., Vol. 12, No. 2, pp 169-174, 1996.

#### [165] I. WYGNANSKI

Boundary layer and flow control by periodic addition of momentum.

AIAA 97-2117, Snowmass Village, June 1997.

#### [166] E.N. YEBOAH, H.R. RAHAI & J.C. LARUE

The effects of external turbulence on mean pressure distribution, drag coefficient and wake characteristics of smooth cylinders.

ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, 97-3167, June 1997.

#### [167] O. ZEMAN

Dilatation dissipation: the concept and application in modeling compressible mixing layers.

Phys. Fluids A, Vol 2, N. 2, pp 178-188, 1990.

# Annexes



# Annexe A

Présentation du code de calcul

Le code numérique utilisé est VIRGINI2D developpé par DASSAULT AVIATION [25]. Il résoud les équations de Navier-Stokes compressibles stationnaires et instationnaires avec équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation  $\varepsilon$ , sur des maillages non structurés, à l'aide d'un solveur éléments-finis.

#### Equations du mouvement instantané

Pour un milieu continu, ces équations sont issues des lois de conservation classiques. Le système des équations du mouvement instantané est donc constitué :

- de l'équation de conservation de la masse
- des équations de conservation de la quantité de mouvement, plus connues sous le nom d'équations de NAVIER-STOKES
- de l'équation de conservation de l'énergie.

Si l'on désigne par :

la masse volumique,

p la pression, u la vitesse, E l'énergie totale spécifique, T la température absolue,

les équations de conservation respectivement de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} &= 0\\ \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}\\ \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho E u_i)}{\partial x_i} &= \frac{\partial (\tau_{ij} u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x_i}\right) \end{cases}$$

avec:

$$-E=e+\frac{1}{2}u_{i}u_{i}, \text{ \'energie totale}$$
 
$$\circ \grave{\mathsf{u}} \left| \begin{array}{l} e \text{ est l\'energie interne sp\'ecifique} \\ \frac{1}{2}u_{i}u_{i} \text{ est l\'energie cin\'etique sp\'ecifique} \end{array} \right|$$

$$-\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right), \text{ tenseur des contraintes visqueuses}$$

 $-\lambda_c$ , coefficient de conductibilité thermique.

#### La formulation Galerkin-moindres carrés

Cette formulation a été développée par une approche générale pour une classe étendue de problèmes. L'idée peut être illustrée en considérant le problème-modèle d'advection-diffusion stationnaire d'un scalaire :

$$Lu = a \cdot \nabla u - \nabla \cdot (D\nabla u) = 0$$

où a et D sont des constantes. Pour simplifier, nous supposons que u s'annule à la paroi. La méthode de Galerkin est définie comme suit :

trouver 
$$u^h \in V^h$$
 tel que pour tout  $w^h \in V^h, B(w^h, u^h) = 0$ 

οù

$$B(w^h, u^h) = \int_{\Omega} (w^h a. \nabla u^h - \nabla w^h. D \nabla u^h) d\Omega$$

La méthode Galerkin-moindres carrés peut être définie par l'équation variationnelle suivante :

$$B(w^h, u^h) + \sum_{e} \int_{\Omega^e} L w^h \tau L u^h d\Omega^e = 0$$

Le terme additionnel, appelé perturbation de Petrov-Galerkin, correspond à la somme de l'intégrale sur l'élément (on suppose une discrétisation éléments-finis). Cela stabilise la formulation de Galerkin sans mettre en défaut la consistance de la méthode. On peut trouver une analyse de convergence dans JOHNSON et al. [65]. Pour le cas multidimensionnel, la diffusion numérique est caractérisée par la matrice de diffusion  $K^{num} = a\tau a^t$  où  $\tau = (hf(Pe))/(2|a|)$  et  $f(Pe) = \coth(Pe) - 1/(Pe)$  qui est une fonction doublement asymptotique qui tend vers 0 quand la diffusion domine et vers 1 quand c'est l'advection qui domine.

La méthode Galerkin-moindres carrés peut être étendue aux systèmes advectifs symétriques linéaires. Dans le cas d'un système à n équations,  $\tau$  est une n\*n matrice symétrique; nous pouvons écrire sa décomposition en valeurs propres  $\sum_{i=1}^{n} T_i \tau_i T_i^t$ . En la présence de diffusion physique, la matrice  $\tau$  est modifiée; elle devient  $\tau = \sum_{i=1}^{n} T_i f(Pe_i) \tau_i T_i^t$  où  $Pe_i$  est le nombre de Peclet correspondant au  $i^{eme}$  mode,  $Pe_i = (h\tau_i)/(2D_i)$ .

Le comportement doublement asymptotique est présent dans chaque mode de la diffusion numérique. Cet ingrédient de la méthode est essentiel pour établir les résultats de convergence présentés par [59] pour des systèmes linéaires d'équations d'advectiondiffusion.

Cette formulation peut-être appliquée aux équations de NAVIER-STOKES en compressible qui peuvent s'écrire sous la forme d'un système symétrique d'advection-diffusion en terme de variables entropiques.

#### Variables entropiques

On définit la fonction entropie généralisée H par  $H=H(U)=-\rho s$ , où s est l'entropie physique spécifique. H est une fonction strictement convexe du vecteur des variables conservatives :

$$U = \frac{1}{v} \left( \begin{array}{c} 1 \\ u \\ e + \frac{|u^2|}{2} \end{array} \right)$$

où  $v=1/\rho$  est le volume spécifique. Par conséquent, la relation  $V^t=\partial H/\partial U$  constitue un changement de variable acceptable. V est appelé le vecteur des variables entropiques. Par exemple dans le cas général d'un gaz divariant tel que celui décrivant un écoulement en équilibre thermochimique :

$$V = \frac{1}{T} \left( \begin{array}{c} \mu_c - \frac{|u^2|}{2} \\ u \\ -1 \end{array} \right)$$

où  $\mu_c = e + pv - Ts$  est le potentiel chimique du mélange des gaz considérés, p et T étant respectivement la pression thermodynamique et la température. En introduisant ce changement de variables, l'équation pour le champ moyen s'écrit :

$$\tilde{A}_0 \frac{\partial V}{\partial t} + \tilde{A}.\nabla V = \nabla.(\tilde{D}.\nabla V)$$

dans laquelle

- $ilde{A}_0$  est symétrique définie positive.
- $\tilde{A}$  est symétrique.
- $ilde{K}$  est symétrique semi-définie positive.

Cette méthode est conservative même si des variables entropiques sont utilisées. En utilisant ces variables entropiques, la formulation faible impose l'inégalité de CLAUSIUS-DUHEM qui constitue une formulation de la deuxième loi de la thermodynamique, sur la solution discrète.

## Opérateur de capture de discontinuités

Bien que la méthode Galerkin-moindres carrés soit une méthode stable, des oscillations peuvent apparaître au voisinage de forts gradients. Un opérateur non-linéaire de capture de discontinuités est ajouté à la formulation :

$$\int_{\Omega^e} \nu^h(L(V^h)) \nabla_{\xi} W^h. \tilde{A}_0 \nabla_{\xi} V^h d\Omega .$$

où  $\nabla_{\xi}$  correspond au gradient dans le système de coordonnées local à l'élément. Différentes définitions de  $\nu^h$  ont été proposées par HUGHES et al. [60].

# Algorithme implicite itératif d'avancée en temps

L'avancée en temps des équations de NAVIER-STOKES en compressible est réalisée par un algorithme implicite itératif. A chaque pas de temps discret  $t_n$ , la discrétisation éléments-finis amène au problème non-linéaire suivant :

étant donné le vecteur solution  $v_{n-1}$  au temps  $t_{n-1}$  et un incrément de temps  $\Delta t$ , trouver le vecteur solution v au temps  $t_n$  qui satisfait le système non-linéaire d'équations :

$$G(v; v_{n-1}, \Delta t) = 0$$

G est un système de fonctionnelles non-linéaires de v et de paramètres  $v_{n-1}$  et  $\Delta t$ . Ce système est résolu pour v en linéarisant G par un développement en séries de Taylor tronquées. Ce qui amène à un système linéaire non-symétrique : Jp = -R

où: 
$$J = \frac{\partial G}{\partial v}(v_{n+1}; v_{n-1}, \Delta t) = 0$$
 
$$p = v - v_{n-1}$$
 
$$R = G(v_{n-1}; v_{n+1}, \Delta t)$$

R est le résidu du problème non-linéaire et J est le jacobien consistant associé à R. Le jacobien consistant est souvent remplacé par une matrice semblable J qui stabilise l'algorithme d'avancée en temps [64]. Un vecteur de résidu similaire R associé à J peut être défini par  $J = \frac{\partial R}{\partial v}$ .

Le système d'équations Jp = -R est préconditionné [136] et résolu en utilisant un algorithme GMRES (Generalized Minimal RESidual) introduit par SAAD et al. [126].

## Méthode d'obtention des équations de k et $\varepsilon$

La procédure de prise en compte de la turbulence consiste tout d'abord à séparer chaque variable en une composante moyenne et une fluctuation :

$$\begin{cases} \rho = \overline{\rho} + \rho' \\ p = \overline{p} + p' \\ u_i = \widetilde{u}_i + u_i'' \\ e = \tilde{e} + e'' \\ T = \widetilde{T} + T'' \end{cases}$$

avec deux moyennes différentes :

- la moyenne d'ensemble :  $\frac{1}{f(x,t)} = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} f_i(x,t)$ , où  $f_i(x,t)$  est la valeur de f(x,t) à la  $i^{ime}$  réalisation indépendante de la même expérience.
- la moyenne de FAVRE [33] :  $\widetilde{f(x,t)} = \frac{\overline{\rho f}}{\overline{\rho}}$ , qui permet aux équations moyennées en écoulement compressible de conserver la forme des équations incompressibles.

Ces nouvelles variables sont introduites dans les équations du mouvement instantané. En moyennant ces équations, on obtient le système qui régit l'écoulement moyen :

$$\begin{cases}
\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{u}_{i})}{\partial x_{i}} &= 0 \\
\frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{u}_{i})}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{u}_{i} \ \widetilde{u}_{j})}{\partial x_{i}} &= -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_{i}} + \frac{\partial \widetilde{\tau_{ij}}}{\partial x_{i}} - \frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{u}_{i}' u_{j}'')}{\partial x_{i}} \\
\frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{E})}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho} \widetilde{E} \ \widetilde{u}_{i})}{\partial x_{i}} &= \frac{\partial (\widetilde{\tau_{ij}} \ u_{i})}{\partial x_{j}} + \frac{\partial (\overline{\rho} \ u_{i})}{\partial x_{i}} - \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\widetilde{\lambda_{c}} \frac{\partial T}{\partial x_{i}}\right) - \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\overline{\rho} u_{i}'' E''\right)
\end{cases}$$

Des inconnues supplémentaires, sous forme de corrélations doubles entre les composantes fluctuantes, apparaissent du fait de la non-linéarité des équations.

Pour fermer le problème, c'est-à-dire obtenir autant d'équations que d'inconnues, des hypothèses simplificatrices sont alors nécessaires pour constituer ce que l'on appelle un modèle de turbulence.

## Fermeture du problème

#### Equation sur k

Le modèle  $k-\varepsilon$  est fondé sur l'hypothèse de Boussinesq, consistant à postuler l'alignement entre le tenseur des déformations du champ moyen et le tenseur des contraintes de Reynolds par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente  $\nu_t$ :

$$-\widetilde{u_m''u_l''} + \frac{2}{3}k\delta_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u_m}}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{u_l}}{\partial x_m}\right)$$

où k est l'énergie cinétique de turbulence moyenne :

$$k = \frac{1}{2} \widetilde{u_l'' u_l''}$$

et  $\nu_t$  est la viscosité turbulente :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

dans laquelle  $C_{\mu}$  est une constante qui sera déterminée de façon expérimentale.

On obtient alors la première équation du modèle, celle qui concerne l'énergie cinétique du mouvement turbulent moyen :

$$\frac{Dk}{Dt} = -\widetilde{u_m''}\widetilde{u_l''}\frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_l} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_l}\left(\frac{C_\mu}{\sigma_k}\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\partial k}{\partial x_l}\right)$$

Dans le premier terme du second membre, on reconnaît un terme de production qui représente le taux de transfert de k de l'écoulement moyen vers l'écoulement turbulent. Il correspond en fait à la puissance de déformation des tensions de Reynolds.

Le second terme correspond au taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité moléculaire.

Le dernier terme est assimilé à un terme de diffusion. C'est un transport turbulent de k, c'est-à-dire qu'il reflète le transport de l'énergie cinétique par les fluctuations turbulentes à travers le fluide.

#### Equation sur $\varepsilon$

A ce stade, on introduit une deuxième variable  $\varepsilon$  qui, avec k, fixera la viscosité turbulente. On peut, en moyennant les équations de NAVIER-STOKES, écrire une équation de transport pour le taux de dissipation  $\varepsilon$ , avec pour effet d'ajouter des corrélations triples indéterminées. La modélisation des différents termes intervenant dans cette équation n'est pas aisée, d'autant plus qu'aucune des quantités n'est accessible expérimentalement.

Il est maintenant admis d'adopter l'équation du modèle original de JONES & LAUNDER [67] établie pour les écoulements incompressibles, qui présente l'avantage d'avoir une forme similaire à l'équation de transport de k:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \widetilde{u_m'' u_l''} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_l} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right)$$

#### Récapitulatif

On dispose donc des deux équations du modèle  $k-\varepsilon$ :

$$\frac{Dk}{Dt} = -\widetilde{u_m''u_l''} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_l} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \frac{C_\mu}{\sigma_k} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \widetilde{u_m''u_l''} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_l} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right)$$

Les cinq constantes nécessaires pour fermer entièrement le problème sont :

$$C_{\mu} = 0.09, C_{\epsilon 1} = 1.5, C_{\epsilon 2} = 1.92, \sigma_{k} = 1 \text{ et } \sigma_{\epsilon} = 1.3.$$

## Prise en compte de la compressibilité

Le terme relatif à la dissipation intervenant dans l'équation de bilan d'énergie cinétique est :

$$\widetilde{\tau_{ij}}\frac{\partial U_i''}{\partial x_j}$$

que l'on pose égal à  $\bar{\rho}\varepsilon$ . En négligeant les fluctuations temporelles de la viscosité ( $\mu = \bar{\mu}$ ), on obtient la relation suivante :

$$\varepsilon = \underbrace{2\mu\widetilde{w_{ij}''w_{ij}''}}_{\varepsilon_s} + \underbrace{\frac{4}{3}\mu\frac{\partial\widetilde{u_j''}}{\partial x_j}\frac{\partial u_i''}{\partial x_i}}_{\varepsilon_d} + \underbrace{2\mu\left(\frac{\partial^2\widetilde{u_i''u_j''}}{\partial x_i\partial xj} - 2\frac{\partial}{\partial x_i}\widetilde{u_i''}\frac{\partial u_j''}{\partial x_j}\right)}_{\varepsilon_d}$$

avec  $w_{ij}'' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)$ . On appelle  $\varepsilon_s$  la dissipation solénoïde,  $\varepsilon_d$  la dissipation dilatationnelle et  $\varepsilon_i$  la dissipation "inhomogène".

Il s'avère que  $\varepsilon_i$  est négligeable pour un écoulement à grand nombre de Reynolds. Une analyse asymptotique développée par SARKAR ET AL [129] a montré que le terme  $\varepsilon_s$  représentatif de la dissipation du champ incompressible est très peu sensible à la compressibilité tandis que la dissipation dilatationnelle est affectée par les fluctuations du nombre de Mach turbulent  $M_t$ . Ces auteurs ont donc, grâce à des simulations directes de décroissance de turbulence isotrope compressible, proposé une relation entre  $\varepsilon_d$  et  $\varepsilon_s$  avec dans ce cas  $\alpha_1 = 1$  (la corrélation  $p'u''_{i,i}$  est négligée):

$$\varepsilon_d = \alpha_1 M_t^2 \varepsilon_s$$

la dissipation totale se met donc sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_s + \varepsilon_d = \varepsilon_s (1 + \alpha_1 M_t^2)$$

Une autre approche est celle de Zeman [167] qui considère que les fluctuations importantes de nombre de Mach au sein du fluide générant des chocs instationnaires dissipent rapidement l'énergie cinétique turbulente. Ainsi il décompose la dissipation de la même manière que Sarkar, mais  $\varepsilon_d$  est exprimée différemment :

$$\varepsilon_d = c_d f(M_t, F_u)$$

où  $F_u$  est le coefficient d'aplatissement des fluctuations longitudinales de vitesse longitudinale. La fonction f est définie comme suit pour les valeurs de coefficient d'aplatissement comprises entre 6 et 8 :

$$f(M_t, F_u) = \left(1 - \exp\left(-\frac{(M_t - M_{t0})^2}{\Lambda^2}\right)\right) H(M_t - M_{t0})$$

avec H la fonction de HEAVYSIDE et les valeurs  $c_d$ ,  $M_{t0}$  et  $\Lambda$  sont respectivement 0.75, 0.1 et 0.6.

#### Discrétisation en temps

Pour le modèle  $k - \varepsilon$ , les termes source s'écrivent :

$$H_k = \mu_t P - \frac{2}{3}\bar{\rho}kS - \bar{\rho}\varepsilon$$

et

$$H_{\varepsilon} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P - \frac{2}{3} C_{\varepsilon 1} \varepsilon S - \bar{\rho} C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

Les termes P et S sont donnés par :

$$P = (\nabla \tilde{u} + \nabla \tilde{u}^t) : \nabla \tilde{u} - \frac{2}{3} (\nabla . \tilde{u})^2$$

et

$$S = \nabla . \tilde{u}$$

Il est clair que les termes sources peuvent s'écrire :  $H_i = H_i^+ - H_i^-$ , ces deux termes étant positifs. Alors la discrétisation en temps s'effectue en traitant  $H_i^+$  de façon explicite et  $H_i^-$  de façon semi-implicite. La discrétisation finale en temps pour le modèle  $k-\varepsilon$  s'écrit :

$$\bar{\rho}^{n}(\frac{1}{\Delta t}\frac{\varepsilon^{n}}{k^{n}} + \frac{2}{3}S)k^{n+1} + \bar{\rho}^{n}\tilde{u}^{n}.\nabla k^{n+1} - \nabla.((\mu + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{k}})\nabla k^{n+1}) = \frac{\bar{\rho}^{n}}{\Delta t}k^{n} + P^{n}$$

$$\bar{\rho}^{n}(\frac{1}{\Delta t}C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^{n}}{k^{n}}+C_{\varepsilon 1}\frac{2}{3}S)\varepsilon^{n+1}+\bar{\rho}^{n}\tilde{u}^{n}.\nabla\varepsilon^{n+1}-\nabla.((\mu+\frac{\mu_{t}}{\sigma_{\varepsilon}})\nabla\varepsilon^{n+1})=\frac{\bar{\rho}^{n}}{\Delta t}\varepsilon^{n}+C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon^{n}}{k^{n}}P^{n}$$

# Couplage avec les équations de Navier-Stokes

Les équations discrétisées du champ moyen et les équations de turbulence sont intégrées de façon séparée. Au pas de temps courant, on résoud les équations de NAVIER-STOKES en utilisant les données de la turbulence évaluées au pas de temps précédent tandis que les équations de la turbulence sont résolues, par le même algorithme implicite itératif que les équations de NAVIER-STOKES, en utilisant les variables de l'écoulement calculé au pas de temps précédent.

#### Modélisation de proche paroi

Les équations de transport ci-dessus sont obtenues sous l'hypothèse d'un grand nombre de Reynolds. Par conséquent, dans une région proche de la paroi telle que la sous-couche visqueuse, où les effets moléculaires deviennent importants, ces équations ne sont plus valides. Deux approches ont été développées : l'une est basée sur une loi de paroi et la deuxième utilise un modèle bicouche.

Afin d'éviter d'intégrer les équations de turbulence dans ces régions, nous pouvons utiliser une loi de paroi [157]. Ainsi, les équations pour le champ moyen et pour les variables turbulentes sont intégrées jusqu'à une distance  $y = y_w$ . Pour  $y \in [0; y_w]$ , l'écoulement est supposé suivre la loi de paroi :

$$\frac{\tilde{u}}{u_{\tau}} = f\left(\frac{\bar{\rho}u_{\tau}y}{\mu}\right)$$

La fonction f sépare la couche limite en trois parties. A chaque pas de temps, une estimation de la vitesse  $\tilde{u}$  à  $y=y_w$  peut être obtenue, puis la valeur de la vitesse de frottement  $u_{\tau}$  est calculée grâce à une loi de paroi (en utilisant une méthode de Newton) et cette valeur est utilisée pour obtenir des conditions de Dirchlet à la paroi pour k et  $\varepsilon$ . En pratique, le point  $y=y_w$  est suffisament proche de la paroi pour être supposé faire partie de celle-ci et les conditions limites peuvent donc être imposées sur la paroi. Pour les équations du champ moyen, cela correspond à des conditions de glissement.

Pour intégrer les équations jusqu'à la paroi, nous pouvons également utiliser un modèle bicouche. Ce modèle a été introduit par CHEN [111] et modifie l'équation de k dans la région de proche paroi tandis que l'équation pour  $\varepsilon$  est remplacée par une définition algébrique. Plus loin de la paroi, les équations classiques sont conservées. Il est fait ainsi usage de deux différents modèles de turbulence en fonction de la distance à la paroi. Dans la région de proche paroi, le modèle à une équation suivant est utilisé :

$$\bar{\rho}\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}.\nabla k - \nabla.((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\nabla k) = \mu_t P - \frac{2}{3}\bar{\rho}k - \bar{\rho}\varepsilon$$

et dans ce cas la viscosité turbulente est évaluée par :  $\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \sqrt{k} l_\mu$ 

avec 
$$l_{\mu} = Cy(1 - \exp(-\frac{R_{y}}{A}))$$

et  $\varepsilon$  est calculé par :  $\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_{\varepsilon}}$ 

avec 
$$l_{\varepsilon} = Cy(1 - \exp(-\frac{R_y}{A_2}))$$

avec 
$$R_y = \frac{\bar{\rho}\sqrt{k}y}{\mu}$$

où y est la distance à la paroi. Les valeurs des constantes sont tirées de PATEL [111] :  $C = \kappa C_{\mu}^{-3/4}$ , A = 70,  $A_2 = \frac{C}{2}$ ,  $\kappa = 0.41$  étant la constante de von Kármán.

Le raccord entre les deux modèles est réalisé pour  $R_y = 150$ , ce qui correspond à  $y^+ = 80$ , ce qui est bien à l'intérieur de la zone logarithmique. Puisque les équations de NAVIER-STOKES sont intégrées jusqu'à la paroi, les décollements peuvent être calculés. Evidemment, le maillage doit être suffisamment fin pour permettre le calcul de la couche limite en  $y^+ \leq 10$ .

### Modèle de Menter

Le modèle de Menter [96, 97], s'inspire du modèle à une équation de JOHNSON-KING [66] dans lequel le tenseur de contrainte turbulent est supposé être proportionnel à l'énergie cinétique dans la zone logarithmique de la couche limite turbulente. Initialement développé pour s'insérer dans la simulation  $k-\omega$ , le modèle de Menter redéfinit la viscosité turbulente afin de satisfaire cette proportionnalité.

Plus précisément, ce modèle utilise l'hypothèse de BRADSHAW donnant l'évolution du tenseur des contraintes en fonction de l'énergie cinétique de la turbulence,  $\tau = \rho ak$ , où a est une constante.

Les termes de production  $\mathcal{P}$  et dissipation  $\mathcal{D}$  s'expriment par :  $\mathcal{P} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right)^2$  et  $\mathcal{D} = \rho \varepsilon$  avec  $\mathcal{P} = \mathcal{D}$ , lorsqu'il existe un équilibre local. A partir de la définition de la

tension turbulente de cisaillement issue de l'hypothèse de Boussinesq :  $\tau = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \right)$  et  $\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$ , on obtient :  $\tau = \rho \sqrt{C_\mu} \sqrt{\frac{p}{D}} k$ .

Par conséquent,  $a=\sqrt{C_\mu}$  dans le cas d'un équilibre local. En se basant sur l'hypothèse de Bradshaw, Menter redéfinit la viscosité turbulente de la manière suivante :

$$\mu_t = \frac{\rho\sqrt{C_{\mu}k}}{\max\left(\frac{\epsilon}{\sqrt{C_{\mu}k}}, \left|\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}\right|F\right)} \text{ avec } F = \tanh\left(\psi^2\right) \text{ et } \psi = \max\left(2\frac{k^{\frac{2}{3}}}{y\epsilon}, \frac{500\mu C_{\mu}k}{\rho\epsilon y^2 Re_y}\right).$$

Ce modèle permet de corriger la viscosité turbulente lorsqu'il existe un déséquilibre local entre la production  $\mathcal{P}$  et la dissipation  $\mathcal{D}$  de la turbulence. Lorsque le gradient de vitesse normal devient faible, c'est-à-dire en dehors de la couche limite, l'expression standard de la viscosité turbulente est retrouvée.

L'adaptation de cette correction au modèle  $k-\varepsilon$  s'effectue de la manière suivante :

$$\mu_{t} = \frac{\rho \sqrt{C_{\mu}} k}{max \left(cond, \left|\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right| F\right)} \sqrt{\frac{f_{\mu}}{f_{\varepsilon}}}$$

avec  $cond = \alpha \frac{\varepsilon}{\sqrt{C_{\mu}k}} \sqrt{\frac{f_{\mu}}{f_{\varepsilon}}} + (1-\alpha) \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{C_{\mu}l_{y}}\sqrt{f_{\mu}f_{\varepsilon}}}$  et  $\alpha = min\left(max\left(\frac{R_{y}-200}{20},0\right),1\right)$  où  $f_{\mu}$  et  $f_{\varepsilon}$  sont des fonctions de correction,  $l_{y}$  une échelle de longueur et  $R_{y}$  le nombre de Reynolds turbulent basé sur y.

#### Instationnaire

Alors que, dans un but d'accélération de convergence, chaque élément est intégré avec son pas de temps propre (le CFL étant identique pour tout le champ) pour les calculs stationnaires, l'utilisation du code en instationnaire impose bien entendu d'utiliser le même pas de temps pour tous les éléments. Ce pas de temps est dit global (et non plus local).

La consistence en temps du schéma, au sens éléments-finis, doit être assurée. En particulier, il faut veiller à ce que la perturbation Petrov-Galerkin s'applique à l'ensemble de l'opérateur différentiel, y compris à la dérivée en temps. Or, le produit de cette perturbation et de l'opérateur de dérivée en temps est souvent "omis" pour les calculs stationnaires, car il ne modifie ni la convergence, ni la solution finale. En instationnaire, il est essentiel de l'inclure dans la méthode.

Par ailleurs, afin d'améliorer la précision du schéma en temps, la valeur du résidu-seuil GMRES à chaque itération est réduite au minimum.

# Annexe B

Description des expériences de Sunyach & Béra au Lmfa

# Montage expérimental

Les expériences de référence, décrites dans Sunyach & Béra [148, 12, 13, 14], sont réalisées sur un cylindre rond de 10cm de diamètre, placé dans une soufflerie subsonique à refoulement du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon, dont la veine d'essai est un carré de 40cm de côté (voir schéma B.1).

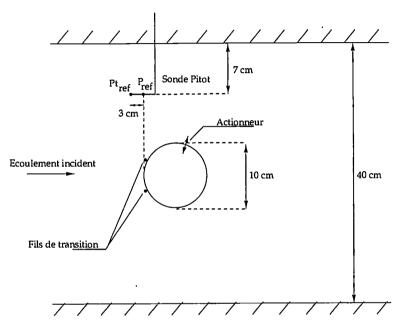


Fig. B.1: Schéma de positionnement de la sonde donnant les valeurs de référence dans les expériences de BÉRA & SUNYACH.

La vitesse incidente est fixée à 20 m/s. Le taux de turbulence maximum est de 0.3%. Au nombre de Reynolds considéré :  $Re = U_{\infty}D/\nu = 133000$ , les couches limites sur le cylindre sont naturellement laminaires. Deux fils de transition (2mm de diamètre) sont placés à  $\pm 28$  ° du "bord d'attaque" afin de déclencher la transition dans ces couches limites. Ceci permet de simuler l'effet du contrôle du décollement sur des couches limites turbulentes.

Une fente rectangulaire de 1mm de large et 10cm d'envergure est réalisée dans le cylindre, au milieu d'une génératrice du cylindre située à 110 ° du "bord d'attaque". Cette fente constitue l'orifice de sortie de l'actuateur à débit moyen nul (jet synthétique) placé à l'intérieur du cylindre.

Des études préliminaires menées pour différents angles  $\theta_j$  d'actuateurs ont été réalisées. Pour ces études, les fils de transition ont été remplacés par des bandes rugueuses sur une large portion de la face amont du cylindre. Ces études ont montré un optimum en terme de portance générée pour un actuateur situé à  $\theta_j = 110$ ° pour une fréquence  $f_j = 200 Hz$ , soit un nombre de Strouhal  $St_j = f_j D/U_{\infty} = 1$ . Les études paramétriques suivantes, expérimentales et numériques, ont donc été réalisées avec cette position d'actuateur.

# Mesures de pression

Le cylindre est équipé de 71 prises de pression équiréparties (tous les 5°) sur un diamètre placé au milieu du cylindre, reliées à un manomètre différentiel par un système de "scanning-valve", connecté à un PC. Ceci permet d'accéder, par intégration sur les deux axes, aux coefficients de portance et de traînée. Ceci permet aussi, par comparaison des courbes obtenues avec celles de ACHENBACH [2] par exemple, de vérifier l'état pleinement transitionné des couches limites sur le cylindre. Les résultats expérimentaux sont utilisés dans les chapitres traîtant soit du cylindre seul (chapitre 2) soit du cylindre avec contrôle (chapitre 5).

Toutefois, une correction doit être apportée à ces résultats. Les pressions mesurées sont adimensionnées par une vitesse et une pression de référence obtenues par une sonde Pitot placée comme indiqué figure B.1 pour obtenir des coefficients de pression :  $K_{p_{expe}} = \frac{P - P_{ref}}{P t_{ref} - P_{ref}}$ . La différence  $(Pt_{ref} - P_{ref})$  est égale à la pression dynamique de référence :  $\frac{1}{2}\rho_{ref}U_{ref}^2$ . Les valeurs de référence sont prises en X = -D/2 et Z = 1.3D.

 $\frac{1}{2}\rho_{ref}U_{ref}^2$ . Les valeurs de référence sont prises en X=-D/2 et Z=1.3D. Or, les valeurs de  $K_p$  issues du calcul sont obtenues par un adimensionnement avec les valeurs correspondant à l'écoulement l'infini :  $K_p=\frac{P-P_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2}$ 

Afin de pouvoir comparer les  $K_p$  obtenus dans les simulations avec ceux issus des expériences, il faut ainsi modifier l'un ou l'autre afin de les définir avec les mêmes références. Nous avons choisi de "corriger" les résultats expérimentaux, en les redimensionnant pas rapport à une référence correspondant à l'écoulement infini. Pour cela, on écrit l'égalité des pressions mesurées :

$$P = K_p \left(\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2\right) + P_{\infty} = K_{p_{expe}} \left(\frac{1}{2} \rho_{ref} U_{ref}^2\right) + P_{ref}.$$

Or  $P_{\infty} = Pt_{\infty} - \frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2$  et  $P_{ref} = Pt_{ref} - \frac{1}{2}\rho_{ref}U_{ref}^2$ . De plus, si l'on néglige d'éventuelles pertes de charge :  $Pt_{\infty} \approx Pt_{ref}$ , d'où :

$$K_p\left(\frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2\right) - \frac{1}{2}\rho_{\infty}U_{\infty}^2 = K_{p_{expe}}\left(\frac{1}{2}\rho_{ref}U_{ref}^2\right) - \frac{1}{2}\rho_{ref}U_{ref}^2.$$

Comme les effets de compressibilités sont très faibles :  $\rho_{\infty} \approx \rho_{ref}$ , et l'on peut alors écrire :

$$K_p = \left(K_{p_{expe}} - 1\right) \left(\frac{U_{ref}}{U_{\infty}}\right)^2 + 1.$$

Il suffit alors de connaître  $\left(\frac{U_{ref}}{U_{\infty}}\right)^2$ . Cette valeur nétant pas disponible pour les expériences réalisées, on utilisera les valeurs issues des simulations sans soufflage où  $\left(\frac{U_{ref}}{U_{\infty}}\right)^2 = 1.3478$ .

De même, les efforts  $C_x$  et  $C_z$  obtenus dans ces expériences par intégration de pression doivent être corrigés. La correction linéaire utilisée pour les  $K_p$  implique  $C_x = C_{x_{expe}} \left(\frac{U_{ref}}{U_{\infty}}\right)^2$  et  $C_z = C_{z_{expe}} \left(\frac{U_{ref}}{U_{\infty}}\right)^2$ .

#### Mesures LDA

La vitesse normale à la paroi sortant du jet synthétique a été mesurée en l'absence de vent à l'aide d'un anémomètre laser Doppler (LDA). Environ 50000 signaux Doppler sont acquis à des instants aléatoires, mais en même temps qu'un signal de référence synchronisé avec l'alimentation de l'actionneur. La phase de chaque signal Doppler dans la période de fonctionnement du jet pulsé est ainsi connue, permettant la réalisation de moyennes de phase. Ces mesures sont utilisées afin de déterminer les conditions aux limites à appliquer dans les simulations avec jet pulsé.

#### Mesures PIV

Des mesures 2D de champs de vitesse ont été effectuées à l'aide d'un système de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Le schéma du montage est rappelé figure B.2.

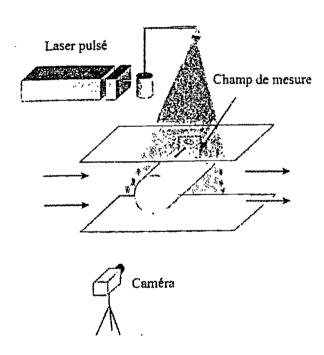


Fig. B.2: Schéma du montage expérimental pour les mesures par PIV au LMFA [148].

L'écoulement est ensemencé de goutelettes d'huile de parafine d'environ 1 à  $2\mu m$  de diamètre, en amont du ventilateur alimentant la veine d'essais. Deux sources laser YAG dont les impulsions sont séparées de  $15\mu s$  illuminent le plan de mesure, situé au milieu de la veine. Une caméra CCD de  $1008 \times 1018$  pixels enregistre les deux images. Les composantes de la vitesse sont ensuite obtenues par une corrélation croisée des images, en

utilisant une fenêtre d'interrogation de  $32 \times 32$  pixels avec un recouvrement de 50%. La fréquence maximale d'acquisition est de 7.5Hz, soit un peu plus de 7 champs instantanés par seconde. Ces mesures peuvent être synchronisées par le signal d'excitation de l'actuateur, permettant l'obtention de moyennes de phases à partir d'environ 50 champs instantannés sélectionnés. Les mesures LDV permettent de connaître le déphasage entre le signal d'excitation du haut-parleur et le signal de vitesse en sortie de fente ( $\Delta \varphi \simeq 27$ °). Des moyennes d'ensemble sont réalisées à partir d'environ 900 champs instantanés pris au hasard.

Les résultats de ces mesures servent de comparaison avec les simulations pour des portions complètes du champ de vitesse. Dans les simulations avec jet pulsé, des comparaisons à iso-phase sont réalisées.

#### **AUTORISATION DE SOUTENANCE**

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Madame G. COMTE-BELLOT

et les rapports de

Monsieur T. ALZIARY DE ROQUEFORT Professeur - C.E.A.T./L.E.A. - 43, route de l'Aérodrome - 86036 POITIERS Cedex

et de

Monsieur A. KOURTA Docteur, Charge de Recherche CNRS - Institut de Mécanique des Fluides - Institut National Polytechnique de Toulouse - Allée du Professeur Camille Soula - 31400 TOULOUSE

#### Monsieur GETIN Nicolas

est autorise à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de DOCTEUR

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL et ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 11 mai 2000

P/Le Directeur de l'E.C.L. Le Directeur des Etudes et de la Pédagogie Chargé des enseignements de spécialité **Résumé.** Le contrôle aux grandes incidences est un problème important pour la manoeuvrabilité des avions. De façon plus générale, le contrôle de décollements de couches limites turbulentes est un sujet d'actualité. De nouveaux types d'actionneurs (jets synthétiques et autres jets pulsés), fonctionnant avec des débits faibles voire nuls, semblent prometteurs. Cette étude traite de calculs Navier-Stokes instationnaires 2D éléments-finis utilisant une modélisation de la turbulence de type  $k - \varepsilon$ . Des comparaisons sont effectuées avec des mesures expérimentales de pression et de vitesse (PIV) réalisées au LMFA de l'ECL.

L'écoulement à contrôler est celui règnant autour d'un cylindre de section circulaire, pour un faible nombre de Mach et un nombre de Reynolds de 10<sup>5</sup>, la transition étant imposée. L'actionneur est un jet synthétique débitant normalement à la paroi, dont la fréquence de pulsation vaut environ 4 fois celle de l'allée de tourbillons de Kármán. Des simulations de l'écoulement sans contrôle puis de l'actionneur seul sont effectuées. Les grandeurs moyennes et fluctuantes obtenues dans ces simulations sont analysées. Bien que les tourbillons de Bloor-Gerrard soient absents des premières, les résultats obtenus dans ces deux cas présentent un très bon accord avec les mesures expérimentales.

Ensuite, l'interaction du jet pulsé avec l'écoulement turbulent autour du cylindre est simulée et analysée. L'influence de différents paramètres de l'actionneur (position angulaire, fréquence, vitesse maximum, profil temporel) est étudiée numériquement. Les tendances issues de ces simulations sont comparables à celles obtenues expérimentalement, un écart est en revanche constaté sur les niveaux de portance générés. L'importance de la phase d'aspiration est mise en évidence. Enfin, l'influence des principaux paramètres de l'écoulement incident (nombres de Mach et de Reynolds) est simulée. La portance générée grâce au jet pulsé est légèrement croissante avec le nombre de Reynolds, et décroît fortement en écoulement transsonique.

Ces simulations montrent les capacités prédictives de ce type de simulations, ainsi que les améliorations à envisager.

**Abstract.** High angle-of-attack flight is becoming a major issue of aircraft manoeuvrability. Actually, the control of separation of turbulent boundary layers is a topical subject. New actuator types with low- or zero-mass flow required (synthetic jets and other pulsed jets) seem promising for these applications. This study deals with 2D unsteady finite-element Navier-Stokes computations using a  $k-\varepsilon$  turbulence model. Results are compared to pressure and velocity (PIV) measurements obtained at the LMFA of the Ecole Centrale de Lyon.

The case considered is the low Mach number flow around a tripped circular cylinder at a Reynolds number of 10<sup>5</sup>. The actuator is a synthetic jet oriented normally to the wall. Its pulsation is four times that of the Kármán vortices. The uncontrolled flow is simulated first, followed by the flow around the actuator alone. Mean and fluctuating values are analysed and compare favourably with the experiments, altough Bloor-Gerrard vortices are not present in the simulations of the uncontrolled flow.

The interaction of the pulsed jet and the unsteady turbulent flow around the cylinder is simulated and analysed. The influence of several parameters is numerically investigated (azimutal location, frequency, maximum velocity and temporal profile). The tendancies obtained compare favourably to the experiments, although the level of line and sted differs. The importance of the suction phase of the jet is emphasised. The influence of parameters of the incident flow (Mach and Reynolds numbers) is not any investigation of generated with the synthetic jet increases slightly for higher Reviews numbers, and do see sharply for transonic flows.

This numerical study shows the predictive capa a  $k - \varepsilon$  turbulence model, as well as the possible wa

based on