



Interactions rotor-stator en turbine : étude de l'effet potentiel remontant

Veronique Penin

► To cite this version:

Veronique Penin. Interactions rotor-stator en turbine : étude de l'effet potentiel remontant. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ECDL0042 . tel-00679727

HAL Id: tel-00679727

<https://theses.hal.science/tel-00679727>

Submitted on 16 Mar 2012

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

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

N° d'ordre: 2011-42

ANNEE 2011

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Ecole Doctorale MEGA

en vue d'obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité : Mécanique

par

Véronique Penin

Interactions rotor-stator en turbine : étude de l'effet potentiel remontant

Soutenance le 13 décembre 2011 devant la Commission d'Examen

Professeur	T.	Arts	- <i>Examineur</i>
Docteur	F.	Bario	- <i>Co-directeur de thèse</i>
Professeur	G.	Bois	- <i>Rapporteur</i>
Docteur	T.	Faure	- <i>Rapporteur</i>
Professeur	A.	Kourta	- <i>Président</i>
Docteur	P.	Kulisa	- <i>Co -directrice de thèse</i>
Professeur	F.	Leboeuf	- <i>Directeur de thèse</i>
Professeur	M.	Roger	- <i>Examineur</i>

*Jestem z tych, którzy wierzą, że Nauka jest czymś bardzo pięknym.*¹
Maria Skłodowska Curie

¹*Je suis de ceux qui croient que la science est quelque chose de très beau.*

Résumé

L'écoulement dans les turbomachines est tri-dimensionnel et instationnaire. Actuellement, les concepteurs de moteurs cherchent à réduire l'encombrement et le poids des machines. En conséquence, les interactions entre les roues, appelées interactions rotor-stator, sont renforcées. Parmi elles, l'effet potentiel remontant n'est désormais plus négligeable malgré sa rapide atténuation spatiale.

Dans cette étude, cet effet potentiel remontant a été analysé sur une configuration spécialement conçue : une grille linéaire d'aubes de turbine, suivie de barreaux défilants en aval à une distance de 20% de corde axiale, simulant des aubes de rotor en aval. La grande échelle du banc d'essais facilite l'étude du comportement de la couche limite des aubes de la grille. Des mesures de pression et d'anémométrie laser à deux composantes, synchronisées avec le défilement des barreaux aval sont réalisées. Le nombre de Reynolds, basé sur la corde, est 1.6×10^5 . Une grille de turbulence placée en amont de la grille d'aube afin de pouvoir augmenter le taux de turbulence amont a été utilisée. Des résultats de mesures en absence de cette grille (faible taux de turbulence amont) sont également présentés et analysés.

Une modélisation numérique, basée sur un calcul laminaire avec un préconditionnement basse vitesse pour la même configuration, a montré la déformation des lignes de courant de l'écoulement dans le canal inter-aubes, en fonction de la position du barreau aval. La distribution de pression autour de l'aube est également périodiquement modifiée.

Les résultats stationnaires expérimentaux, en absence de tout barreau aval, ont révélé un décollement de la couche limite à l'extrados de l'aube à bas taux de turbulence amont ($T_{u-am} = 1.2\%$) qui est supprimé à haut taux de turbulence amont ($T_{u-am} = 4.2\%$) ; la couche limite commence alors sa transition par un mode by-pass.

Aucun effet instationnaire dans la couche limite n'a été observé à l'intrados, quel que soit le taux de turbulence amont.

L'étude instationnaire, avec le défilement des barreaux en aval, a permis de mettre en évidence un décollement périodique de la couche limite à l'extrados à bas taux de turbulence amont ($T_{u-am} = 1.8\%$). Dans ce cas, la couche limite suit deux modes de

transition au cours d'une période : une transition par décollement et une transition by-pass.

Au contraire, dans le cas à fort taux de turbulence amont ($T_{u-am} = 4.0\%$), aucun décollement de la couche limite n'a été décelé. La couche limite est sujette à l'effet instationnaire à l'extrados. Elle est devenue turbulente au bord de fuite à tout instant par un mode by-pass.

Cette étude a montré que l'effet potentiel issu d'un roue en aval est du même ordre de grandeur que les effets de sillage et doit être pris en compte dans l'analyse des phénomènes. Par des méthodes d'indexation de roues, le décollement de la couche limite pourrait être supprimé.

Abstract

Turbomachinery designers wish to reduce the size and weight of engines. One way of achieving this is by reducing the distance between rotor and stator elements. In doing so, the rotor-stator interaction becomes more significant. In particular, the long-range influence of pressure potential is no longer negligible, and affects both upstream and downstream flow. Previously, only downstream interactions of blade wakes were considered important.

Here we examine the upstream potential effect generated by downstream moving cylindrical rods on an upstream low pressure turbine blade. A large scale rectilinear blade cascade was constructed to improve access to the boundary layer. The Reynolds number, based on the chord, was 1.6×10^5 . Pressure measurements and two-dimensional Laser Doppler Anemometry around the blade were performed to study the boundary layer behavior. Recorded data points are phase averaged with the downstream moving cylindrical rods. A grid is placed upstream of the blade cascade to increase the inlet turbulence intensity.

A numerical investigation, based on a laminar simulation with low velocity preconditioning method was carried out on the same configuration. The flow streamlines and the pressure distribution around the blade were found to depend strongly on the downstream rod position.

No unsteady effects in the boundary layer of the pressure side were observed, for the inlet turbulence intensities used in our study.

Steady experimental results revealed a boundary layer separation bubble on the blade suction side at a low turbulence intensity ($T_{u-in} = 1.2\%$), whereas the boundary layer became turbulent via by-pass transition at a higher turbulence intensity ($T_{u-in} = 4.2\%$).

It is seen that, in the unsteady configuration, at a low turbulence intensity ($T_{u-in} = 1.8\%$), the laminar boundary layer experiences separation once per rod period. Two transition modes were identified that alternate during a rod period : a separation transition mode and a by-pass mode, which were conditioned by the downstream rod position. At a higher turbulence intensity ($T_{u-in} = 4.0\%$), no boundary layer separation occurred

thereby following a bypass transition mode during an entire rod period.

The experimental results presented here demonstrate the large influence of the downstream potential effect generated by a downstream row on the upstream blade boundary layer behavior. In order to improve the efficiency of engines, this effect and its interaction with the wake effect must be taken into account in turbomachinery design.

Remerciements

Cette page de remerciements est sans doute la première à laquelle on pense quand on commence à rédiger sa thèse. Qui remercier ? Tout monde. Pour quoi ? Pour tout ce que j'ai vécu pendant ma thèse et mon stage de master au "labo". Comment ? Par ce texte simple.

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse. Le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ma thèse et leur présence à ma soutenance est déjà pour moi important. Thierry Faure et Gérard Bois, rapporteurs de ce travail, m'ont permis d'élargir l'idée que j'avais de ma thèse, tant sur le plan scientifique par leurs remarques et questions, que sur un plan plus personnel en rendant un avis très favorable pour la soutenance de thèse, concrétisation de trois ans de travail, parfois remplis de doutes.

Ensuite, un grand merci à l'école centrale de Lyon et au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, spécialement à Michel Lance le directeur du laboratoire, de m'avoir accueillie pendant plus de trois ans. Merci à Christine Lance de n'avoir mis aucun autre doctorant dans mon bureau, pour que je ne sois pas tentée de discuter à longueur de journée avec mon co-bureau.

J'ai beaucoup apprécié la confiance que m'a accordée l'équipe pédagogique du département de mécanique des fluides et d'acoustique de l'école centrale de Lyon, dirigé par Gilles Robert. Quel plaisir cela a été de travailler avec toute cette équipe, permanents, thésards et ATER pendant mes trois ans de monitorat. Dominique, grâce à toi, de nombreux TP que je dirigeais ont été "sauvés" par ton intervention. Les conseils de Dédé, d'Isabelle, de Lionel, de Jérôme et des autres sur l'enseignement ont de plus sans doute permis à rendre ce manuscrit plus facile à lire.

Je remercie également Francis Leboeuf, mon directeur de thèse, qui malgré la distance et de nombreux thésards, a toujours souhaité être informé de mes avancées.

Pascale, François, pas facile d'exprimer toute la gratitude que j'ai pour vous. Vous m'avez fait confiance dès le début, alors que je vous présentais mes résultats de stage de Pologne. Vous ne vous êtes pas inquiété de la vitesse à laquelle je parlais, ni du stress évident dont je souffrais. Au cours de ces années, vous m'avez permis d'avoir confiance

dans mes raisonnements et m'a appris à analyser mes résultats scientifiquement. Sans jamais mettre un poids trop lourd sur mes épaules, vous avez su m'accompagner dans mes premiers pas dans la science, afin que je puisse désormais marcher toute seule à la découverte de nouveaux phénomènes. Un grand merci pour votre honnêteté, tant au niveau professionnel qu'au niveau personnel. Merci de ta patience François lors de la rédaction de ce manuscrit, je sais que je suis têtue.

Merci Cécile d'avoir toujours été disponible, lors de mon stage ou de ma thèse, pour m'aider à mieux appréhender notre sujet de thèse. Ta bonne humeur et ton efficacité sont extras.

Je remercie Ghislaine Ngo Boum d'avoir été disponible pour discuter de mes résultats numériques d'abord avec Pascale, puis après son départ. Merci aussi à Hadi, sans qui mon maillage n'aurait jamais vu le jour, pour toutes les routines python, pour avoir écouté mes plaintes de numéricienne débutante. Merci d'avoir occupé le bureau à côté du mien....

Egalement, Faouzi Laadhari m'a toujours soutenue depuis l'ISTIL, pour partir en erasmus en Pologne puis pour faire une thèse. A travers nos pauses prises ensemble il a su me conseiller techniquement et scientifiquement sur les obstacles rencontrés.

Sans Bruno et Horacio qui m'ont donné un coup de main "musclé" tout au long des manips, j'aurai difficilement pu démonter et remonter les barreaux, la chaîne de défilement, . . . Même si Patrick Dutheil était déjà à la retraite quand je suis arrivée, je sais que sans lui, le banc d'essais n'aurait pas vu le jour. Merci aussi à Alexandre Azouzi pour son assistance. Merci aussi à Emmanuel Jeandeau pour les mesures laser, et les mesures films chauds, et surtout d'avoir pris des nouvelles régulièrement du déroulement des manips.

D'autres personnes au laboratoire m'ont particulièrement soutenue pendant ces années. Pascale Jeandel et Bernard Barbier toujours bien disposés pour m'aider à résoudre mes problèmes d'ordinateurs, de réseau, etc... Cela a souvent été l'occasion de rigoler un bon coup, me permettant d'oublier les difficultés du moment. L'équipe du sous-sol, Gilbert, Patrick (qui nous a malheureusement quitté depuis), Benoît, Pierre, auprès de qui je trouvais souvent des réponses à mes questions d'"expérimentatrice", et un bon moment autour d'un café. Votre expérience m'a été d'un grand secours. Grâce à Emilie, thésarde comme moi en turbomachines, j'ai pris beaucoup de recul face aux difficultés expérimentales liées au banc d'essais. Je pense que j'ai dû me servir de toutes les petites techniques qu'elle me disait alors qu'elle finissait sa thèse et que je commençais la mienne. Merci au club micro-fiches pour votre bonne humeur et le café au soleil en été. J'ai apprécié travailler dans ce laboratoire pendant ces années, merci à tous ceux que je n'ai pas cités, à ceux qui m'ont demandé des nouvelles alors qu'ils étaient gênés par la fumée s'échappait de la manip et par le bruit des barreaux. Merci de votre patience et de vos conseils.

Un grand merci à tous les thésards et stagiaires qui ont su m'écouter à la pause café

ou autour du baby-foot. Je sais que ce n'est pas facile, que je parle beaucoup. En vrac, je cite les nico (je pense au moins à trois Nico), Benjamin (merci pour le .tex de ta thèse) Clément, Shyam, Alexandre, Jorge, toujours dispos pour mes questions "à la con" de latex ou de beamer, Hakim, qui arrivait avant moi le matin, Jean-Michel, Laurent, Fabien, Pierre, etc . . . sans oublier Florence (enfin une thésarde en turbomachines ! !). Beaucoup d'entre vous sont devenus des amis.

En dehors du labo, j'ai été particulièrement bien entourée aussi. Merci à la bande de l'ISTIL de m'avoir interdit de parler de ma thèse quand on buvait l'apéro. Merci à la bande de BioMerieu de vos expériences en thèses, labos de recherche, directeurs de thèse et en soirées festives. Je remercie tout spécialement les filles des soirées filles du mercredi. Quels extraordinaires moments de détente nous avons passé ensemble. Bref, promis, je vais essayer de ne plus parler de décollement de couche limite ces prochains mois.

Pour finir, je tiens à remercier chaleureusement ma famille. Tout d'abord mes grand-mères qui m'ont toujours montré par leur vie qu'il fallait se battre pour obtenir ce que l'on voulait. Merci Rémy et Audrey de vous être mariés pendant ma thèse, quelle bouffée d'oxygène cela a été pour moi. C'est juste génial d'avoir un frère et une twiny comme vous. Merci Papa pour ta rigueur scientifique et ton recul sur les choses, tu as fini par me les transmettre ("Le mieux est l'ennemi du bien"). Cela m'a permis d'obtenir les résultats expérimentaux de ce travail. Merci Maman, pour tout, pour ta confiance que tu me montres depuis toujours, pour tes encouragements, malgré mon sale caractère. Merci à vous, ma famille, d'avoir accepté mes choix sans que toujours vous ne les compreniez.

Fabrice, sans toi, il n'y aurait rien eu de ce travail. Merci d'être à mes côtés depuis si longtemps et de me soutenir malgré la distance.

Table des matières

Table des figures	i
Table des tableaux	v
Nomenclature	vii
Introduction	1
1 Les interactions rotor stator	5
1.1 La couche limite	7
1.2 Les sillages	13
1.3 Les effets potentiels	21
2 Cadre expérimental	31
2.1 Principe de la grille d’aubes	31
2.2 Grille d’aubes d’étude	36
2.2.1 Vue globale de la configuration	36
2.2.2 Caractéristique de l’aube d’étude	37
2.2.3 Le système de défilement des barreaux	37
2.2.4 Les planches aval	38
2.3 Principe de la grille de turbulence	40
3 Cadre numérique	43
3.1 Les équations de Navier-Stokes	43
3.1.1 Les équations de Navier-Stokes instantanées	43
3.1.2 Les équations de Navier-Stokes moyennées	45
3.2 Le solveur elsA	46
3.2.1 Discrétisation des flux	47
3.2.2 Le préconditionnement basse vitesse	47

3.3	Le maillage	48
3.4	Conditions aux limites	50
4	Etude expérimentale stationnaire	51
4.1	Ecoulement amont	51
4.2	Distribution de vitesse sur l'aube	55
4.3	Etat de la couche limite à $T_{u-am} = 1.2\%$	56
4.3.1	Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 1.2\%$)	56
4.3.2	Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)	57
4.3.3	Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)	60
4.3.4	Taux de turbulence et coefficient de corrélation ($T_{u-am} = 1.2\%$)	62
4.4	Etat de la couche limite à $T_{u-am} = 4.2\%$	64
4.4.1	Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 4.2\%$)	64
4.4.2	Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)	64
4.4.3	Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)	67
4.4.4	Taux de turbulence et coefficient de corrélation ($T_{u-am} = 4.2\%$)	67
4.5	Comparaison pour deux T_{u-am}	70
5	Résultats numériques	75
5.1	Positions d'étude	75
5.2	Etude stationnaire de la position de référence	76
5.2.1	Convergence	76
5.2.2	Distribution de vitesse isentropique	77
5.2.3	Comportement des grandeurs aérodynamiques dans le canal	79
5.3	Etude instationnaire	84
5.3.1	Convergence	84
5.3.2	Evolution du champ de vitesse et du champ de pression	85
5.3.3	Distribution de vitesse isentropique	91
6	Etude expérimentale instationnaire	95
6.1	Ecoulement amont et taux de turbulence	96
6.2	Taux de turbulence amont : 1.8%	98
6.2.1	Distribution de vitesse sur l'aube ($T_{u-am} = 1.8\%$)	98
6.2.2	Positions des stations de mesures ($T_{u-am} = 1.8\%$)	102
6.2.3	Intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	102
6.2.4	Extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	110
6.3	Taux de turbulence amont : 4.0%	132
6.3.1	Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 4.0\%$)	132

6.3.2	Intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	133
6.3.3	Extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	139
Conclusions et perspectives		159
A Grandeurs intégrales de couche limite		163
B Protocole expérimental		165
B.1	Synchronisation	165
B.2	Mesure de pression	167
B.3	Mesures Laser	171
B.4	Moyenne et moyenne de phase	175
B.5	Incertitudes de mesures	176
B.5.1	Mesures de pression	176
B.5.2	Mesures laser	178
C Analyse dans le sillage de l'aube		183
C.1	Zone de mesures	183
C.2	Résultats	184

Table des figures

1	Schéma d'un turboréacteur	1
2	Turbomachine à trois étages (compresseur)	2
1.1	Phénomènes instationnaires	6
1.2	Schéma de la couche limite sur plaque plane	8
1.3	Couche limite laminaire et turbulente	9
1.4	Topologie des différents modes de transition	10
1.5	Transition par apparition de spots turbulents	11
1.6	Evolution du profil de vitesse d'une couche limite - décollement	12
1.7	Pertes dans les grilles d'aubes de turbines	12
1.8	Schéma de l'interaction aube/sillage	13
1.9	Processus d'extension et de compression d'un sillage	14
1.10	Déformation d'un sillage dans le canal inter-aube	15
1.11	Transition induite par sillage	17
1.12	Distribution de vitesse isentropique sur l'aube T106	18
1.13	Mécanisme d'interaction sillage-décollement	19
1.14	Sillage, décollement et transition	20
1.15	Position du point de transition périodique	20
1.16	Pression instationnaire au bord de fuite	23
1.17	Clocking sur la grille T106	25
1.18	Effets de l'indexation sur une grille T106	26
1.19	Position de transition	28
1.20	Evolution du coefficient de pression au bord de fuite	28
1.21	Evolution du coefficient de pression au bord de fuite	29
2.1	Roue et grille d'aubes	32
2.2	Grille d'aubes de turbine basse pression	32
2.3	Grille d'aubes de compresseur	33
2.4	Dispositif de défilement de Coton	34

TABLE DES FIGURES

2.5	Dispositif en cage d'écureuil de Curtis <i>et al.</i>	34
2.6	Dispositif en cage d'écureuil de Schobeiri et Öztürk	35
2.7	Double dispositif de défilement de barreaux	36
2.8	Schéma de la grille d'aubes	37
2.9	Schéma de l'aube d'étude	38
2.10	Système de défilement des barreaux	39
2.11	Angle de déflexion de l'écoulement en sortie	40
3.1	Topologie de maillage utilisée pour chacune des trois roues	49
3.2	Maillage dérafiné 3 fois dans les trois directions	49
4.1	Vue latérale du banc d'essais	52
4.2	Vue globale du banc d'essais	52
4.3	Comparaison de la vitesse amont sur un pas en amont de la grille	53
4.4	Positions de vitesse amont	53
4.5	Réglage de la veine amont	54
4.6	Taux de turbulence T_{u-am} amont	55
4.7	Distribution de la vitesse isentropique sur l'aube	56
4.8	Stations de mesures pour l'étude stationnaire ($T_{u-am} = 1.2\%$)	57
4.9	Profils de vitesse ($T_{u-am} = 1.2\%$)	58
4.10	Zoom des profils de vitesse ($T_{u-am} = 1.2\%$)	60
4.11	Evolution des grandeurs intégrales à l'extrados ($T_{u-am} = 1.2\%$)	61
4.12	Evolution de T_u et de R_{uv} ($T_{u-am} = 1.2\%$)	63
4.13	Stations de mesures pour l'étude stationnaire ($T_{u-am} = 4.2\%$)	65
4.14	Profils de vitesse à l'extrados ($T_{u-am} = 4.2\%$)	66
4.15	Evolution des grandeurs intégrales à l'extrados ($T_{u-am} = 4.2\%$)	68
4.16	Evolution de T_u et de R_{uv} à l'extrados ($T_{u-am} = 4.2\%$)	69
4.17	Evolution des grandeurs intégrales de couche limite à l'extrados	71
5.1	Positions étudiées $t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.25$	76
5.2	Positions étudiées $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$	76
5.3	Evolution du débit dans le cas stationnaire	77
5.4	Vitesse isentropique - cas stationnaire	78
5.5	Champ de pression statique P_s	78
5.6	Champ de vitesse et lignes de courant	80
5.7	Champ d'entropie	81
5.8	Champ de pression totale P_t	82
5.9	Coefficient de pression C_p	83

TABLE DES FIGURES

5.10	Evolution du débit dans le cas instationnaire	84
5.11	Echelles des figures	85
5.12	Coefficient de pression C_p pour quatre instants de la période	86
5.13	Vitesse absolue V_{abs} pour quatre instants de la période	87
5.14	Entropie pour quatre instants de la période	88
5.15	Vitesse absolue V_{abs} et lignes de courant	89
5.16	Champ et contours de C_p	90
5.17	Vitesse isentropique - cas instationnaire	92
6.1	Schéma des lignes de courant	95
6.2	Taux de turbulence amont moyenné en phase T_{u-am}	96
6.3	Vitesse amont moyennée en phase sur un pas	97
6.4	Vitesse isentropique - cas instationnaire ($T_{u-am} = 1.8\%$)	100
6.5	Vitesse isentropique - cas instationnaire 4 instants	101
6.6	Stations de mesures pour l'étude instationnaire ($T_{u-am} = 1.8\%$)	102
6.7	Stations de mesures à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	103
6.8	Profils de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	104
6.9	Profils adimensionnés de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	105
6.10	Profils à x/C_x donnés à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	106
6.11	Vitesse extérieure V_{ext} à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	107
6.12	Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	108
6.13	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 15.7\%$ à $x/C_x = 76.4\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	109
6.14	T_u et R_{uv} à $x/C_x = 94\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	110
6.15	Stations de mesures à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	111
6.16	Profils de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	113
6.17	Comparaison de la vitesse à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	114
6.18	Profils à $x/C_x = 97\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	115
6.19	Profils adimensionnés de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	117
6.20	Zone de décollement de la couche limite ($T_{u-am} = 1.8\%$)	119
6.21	Zone et taille du décollement à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	119
6.22	Vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	121
6.23	Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	122
6.24	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 70.5\%$ à $x/C_x = 82.2\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	125
6.25	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 85.2\%$ à $x/C_x = 87.7\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	126
6.26	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 88.1\%$ à $x/C_x = 92.1\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	127
6.27	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 93.2\%$ à $x/C_x = 95.8\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	128
6.28	T_u et R_{uv} à $x/C_x = 97\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)	129

TABLE DES FIGURES

6.29	Stations de mesures pour l'étude instationnaire ($T_u = 4.0\%$)	132
6.30	Stations de mesures à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	133
6.31	Profils à x/C_x donnés à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	134
6.34	Vitesse extérieure V_{ext} à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	135
6.32	Profils de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	136
6.33	Profils adimensionnés de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$) . .	137
6.35	Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$) . .	138
6.36	T_u et R_{uv} à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	140
6.37	Stations de mesures à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	141
6.38	Vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	142
6.39	Profils de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	143
6.40	Comparaison de la vitesse à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	144
6.41	Profils à x/C_x donnés à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	144
6.42	Profils adimensionnés de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$) . .	147
6.43	Comparaison des vitesses extérieures V_{ext}	148
6.44	Corrélation $H_{12}-H_{32}$ ($T_{u-am} = 4.0\%$)	149
6.45	Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$) . .	150
6.46	T_u et R_{uv} à $x/C_x = 81.5\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	152
6.47	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 3\%$ à $x/C_x = 87.9\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$) .	153
6.48	T_u et R_{uv} de $x/C_x = 89.2\%$ à $x/C_x = 92.2\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	154
6.49	T_u et R_{uv} à $x/C_x = 94.1\%$ et à $x/C_x = 99\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)	155
A.1	Epaisseur de couche limite	163
A.2	Epaisseur de déplacement de couche limite	164
B.1	Schéma électrique de génération du signal en créneaux <i>Top-Tour</i>	166
B.2	Signal en créneaux du Top-Tour	166
B.3	Chaîne d'acquisition des signaux de pression	169
B.4	Chaîne d'étalonnage des capteurs de pression FCO 44	171
B.5	Schéma et principe de mesure d'anémométrie laser à effet Doppler	173
C.1	Zone de mesures dans le sillage	183
C.2	Spectre du signal LDA dans la zone du sillage de l'aube	184

Liste des tableaux

2.1	Paramètres géométriques et aérodynamiques de l'étude	39
4.1	Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)	60
4.2	Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)	65
6.1	Comparaison des taux de turbulence T_{u-am}	97
6.2	Correspondance ($T_{u-am} = 1.8\%$)	102
6.3	Distance minimale à la paroi à l'intrados $T_{u-am} = 1.8\%$	103
6.4	Correspondance ($T_{u-am} = 1.8\%$)	111
6.5	Variation de la vitesse extérieure sur l'extrados $T_{u-am} = 1.8\%$	112
6.6	Instants et positions du décollement de la couche limite ($T_{u-am} = 1.8\%$)	116
6.7	Distance minimale à la paroi à l'extrados $T_{u-am} = 1.8\%$	118
6.8	Correspondance ($T_{u-am} = 4.0\%$)	132
6.9	Distance minimale à la paroi à l'intrados $T_{u-am} = 4.0\%$	133
6.10	Distance minimale à la paroi à l'extrados $T_{u-am} = 4.0\%$	141
B.1	Caractéristiques de la sonde LDA <i>Aerometrics</i> [®]	174
B.2	Incertitudes des appareils de mesures de pression	176
B.3	Erreur aléatoire $\frac{\sigma_A(V_x)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence	180
B.4	Erreur aléatoire $\frac{\sigma_A(V_y)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence	181
B.5	Erreur combinée $\frac{\sigma(V_x)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence	181
B.6	Erreur combinée $\frac{\sigma(V_y)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence	181

Nomenclature

Lettres latines

C	corde
C_x	corde axiale
C_p	coefficient de pression
c	vitesse du son
d	diamètre des barreaux
f_{bar}	fréquence de passage des barreaux
$\bar{f}$	fréquence réduite
g	pas inter-aubes
H_{12}	facteur de forme
H_{32}	facteur de forme
M	nombre de Mach
h	enthalpie
P	pression
$\vec{q}$	vecteur de flux de chaleur
Re_c	nombre de Reynolds basé sur la corde
R_{δ_2}	nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement
R_{uv}	coefficient de corrélation
S	pas inter-barreaux
T	température
T_u	taux de turbulence
T_0	période de passage des barreaux
t	temps
U_{bar}	vitesse d'entraînement des barreaux
V_{ext}	vitesse à la frontière de la couche limite
V	vitesse absolue
V_p	vitesse isentropique

Lettres grecques

β	paramètre de préconditionnement
δ	épaisseur de la couche limite
δ_1	épaisseur de déplacement de la couche limite
δ_2	épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite
δ_3	épaisseur d'énergie de la couche limite
γ	intermittence
Ω	vorticité
ν	viscosité dynamique
ν_t	viscosité dynamique turbulente
ϕ	coefficient de flux
ρ	masse volumique
ρ_e	masse volumique à la frontière de la couche limite
σ	incertitudes de mesures
τ	tenseur des contraintes

Indices

amont/am	amont
e	conditions en entrée
ext	extérieur à la couche limite
g	grandeur relative au glissement
p	potentiel
s	conditions en sortie
x	direction axiale
rms	root mean square
s	grandeur statique
t	grandeur totale
∞	conditions à l'infini

Abréviations

<i>BA</i>	bord d'attaque
<i>BF</i>	bord de fuite
<i>BP</i>	basse pression
<i>LDA</i>	laser Doppler anemometry
<i>P_V</i>	pic de vitesse
<i>TS</i>	Tollmien-Schlichting

Introduction

Présentation des turbomachines

Les turbomachines sont le sujet de diverses études dans de nombreux domaines de recherche (matériaux, mécanique des structures, mécanique des fluides...). En effet, les phénomènes qui s'y développent sont en général complexes, et leur compréhension est indispensable pour pouvoir sans cesse améliorer les performances des moteurs d'avion (rendement, durée de vie, consommation, encombrement, ...).

Dans le domaine de la mécanique des fluides, les recherches se concentrent sur l'étude des écoulements complexes dus aux géométries des turbomachines. Une turbomachine est en effet une machine tournante où s'effectue un transfert d'énergie entre l'arbre de la machine et le fluide. On peut diviser une turbomachine en quatre parties : le compresseur, la chambre de combustion, la turbine et enfin la tuyère.

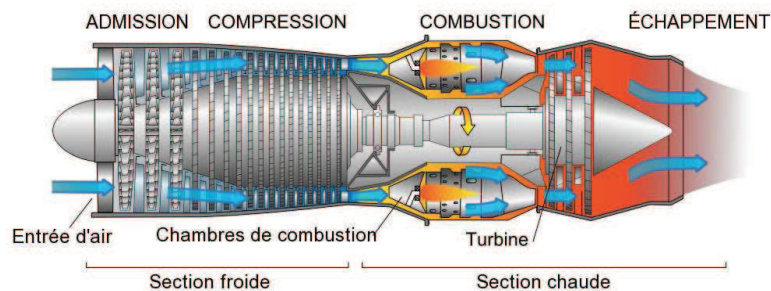


FIG. 1: Schéma d'un turboréacteur

Le cycle thermodynamique d'un turboréacteur moderne se décompose en quatre étapes : la compression, l'échange d'énergie dans la chambre de combustion, la détente dans les turbines haute pression (HP) et les turbines basse pression (BP), l'échappement à l'atmosphère. Les compresseurs sont aussi qualifiés de machines génératrices car ils transfèrent de l'énergie au fluide. A l'opposé, les turbines sont désignées comme machines récep-

trices car elles récupèrent de l'énergie du fluide, mettant ainsi en rotation la turbomachine à l'aide d'un arbre commun.

Le compresseur, comme la turbine, est composé de plusieurs étages, c'est-à-dire de plusieurs successions d'ensemble roue fixe (stator) - roue mobile (rotor) comme l'indique la figure 2. L'écoulement traversant le premier étage va être dévié avant d'entrer dans le deuxième étage. La géométrie complexe (épaisseur de l'aube, vrillage de l'aube, etc ...), le mouvement relatif des parties fixes et des parties mobiles rendent l'écoulement tridimensionnel et instationnaire.

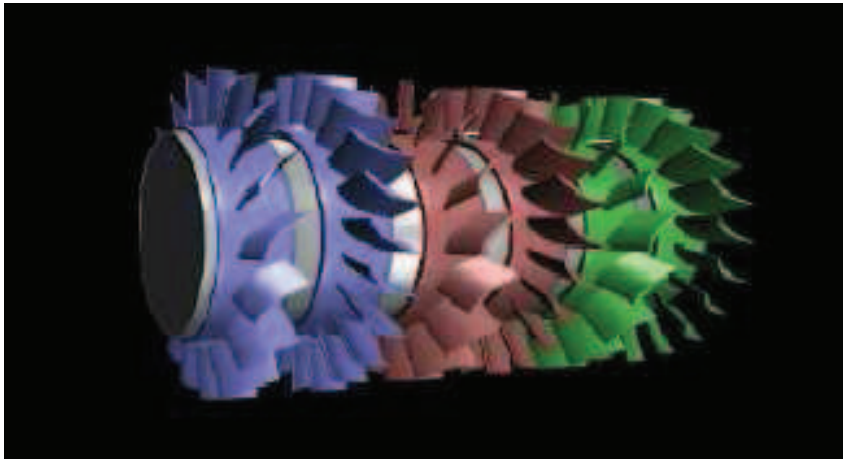


FIG. 2: Turbomachine à trois étages (compresseur)

Enjeux technologiques

De plus en plus de concepteurs de turbomachines veulent réduire l'encombrement et le poids des turboréacteurs afin d'augmenter les performances des turboréacteurs (réduire la consommation spécifique de fuel, l'impact sur l'environnement, ...). Plusieurs méthodes sont envisageables. La géométrie des aubes peut être optimisée pour augmenter le travail effectué par chaque aubage. Ainsi le nombre d'aubes par roue est réduit, et donc son poids. Dans cette dynamique, notre étude se porte sur la réduction de l'espace inter-roues, c'est-à-dire l'espace entre deux roues consécutives (rotor-stator, ou stator-rotor). L'arbre du moteur sera donc plus petit, permettant une réduction à la fois de l'encombrement et du poids de la turbomachine. Mais les interactions entre deux roues successives en seront accrues.

Notre étude se focalisera sur les turbines basse pression, qui représentent entre 20% et 30% du poids d'un turboréacteur moderne. En effet, Wisler [68] annonce que changer

Introduction

de 1% le rendement d'une turbine basse pression d'un avion modifie d'environ 0.96% la SFC (Specific Fuel Consumption). Le nombre de Reynolds y est relativement bas.

D'importantes pertes sont liées à l'écoulement proche des parois. En effet, sur les parois se développent *les couches limites*, zone de cisaillement où à la fois les effets convectifs et les effets visqueux (frottements) sont du même ordre de grandeur. Le but est donc de mieux appréhender les frottements visqueux, afin de réduire au maximum les pertes qu'ils génèrent. Pour cela, il est aussi important de connaître les phénomènes physiques présents dans les turbomachines. Leurs natures peuvent être très variées. Ces phénomènes sont en général stationnaires, à cause de la rotation des différentes roues successives. Ils peuvent être non périodiques, de nature transitoire ou chaotique, ou bien périodiques. Dans ce cas, soit ils sont instables (corrélés ou non à la vitesse de rotation des rotors), soit ils sont stables. C'est ce qui est étudié ici : les interactions rotor-stator.

Cadre de l'étude

Les interactions rotor-stator sont de deux sortes. Tout d'abord, les interactions par effets visqueux de *sillages* ont été détaillées dans de nombreuses configurations. Ces effets sont la conséquence de la coalescence des couches limites qui se développent sur la partie intrados et la partie extrados de chaque aube. Leur propagation peut atteindre plusieurs roues en aval, modifiant alors l'écoulement amont de chaque roue, et donc les conditions limites en entrée de roue. Ensuite, l'effet potentiel est la deuxième espèce d'interactions rotor-stator. Il se crée dès qu'un objet est présent dans un écoulement. En effet, la circulation du fluide est modifiée par cet objet perturbateur. L'effet potentiel est assimilé à des ondes de pression descendant et remontant l'écoulement. En turbomachines, une roue (rotor ou stator) va générer un effet potentiel, qui perturbera la roue qui précède et la roue qui suit. Sa propagation spatiale est donc plus limitée que celle des sillages. C'est à cause de sa rapide décroissance que son étude a été souvent négligée devant l'étude des sillages. Mais les nouvelles volontés de réduction de l'espace inter-roues rendent désormais indispensable la compréhension de ce phénomène en turbomachines.

Comme les effets potentiels descendants se mêlent aux effets de sillage, notre étude se concentrera sur les effets potentiels remontants. Pour une étude phénoménologique de cet effet, il nous a paru judicieux dans un premier temps de l'isoler des autres phénomènes complexes existant dans les turbomachines (ondes de chocs, écoulement secondaire, etc...). Notre écoulement est donc volontairement bi-dimensionnel et subsonique. La configuration choisie est une grille d'aubes de turbine suivie par des barreaux défilants, modèle moins complexe qu'une turbomachine réelle. Le nombre de Reynolds, rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses, est caractéristique de celui trouvé dans les turbines

basse pression, de l'ordre de 2×10^5 . L'étude sera à la fois numérique et expérimentale. L'objectif de détailler l'influence d'une roue aval sur une roue amont, notamment sur le comportement des couches limites, s'est concrétisé par la construction d'un banc d'essai de très grande taille. Ainsi les couches limites seront suffisamment épaisses pour un examen détaillé et facilité. Malheureusement, la vitesse de l'écoulement sera, en conséquence, grandement réduite, complexifiant à la fois le travail expérimental et le travail numérique.

Cette thèse fait suite à la thèse de C. Deslot [10], qui a proposé une première étude numérique des effets potentiels en turbomachines.

La première partie de ce travail présentera l'état des connaissances sur les interactions rotor-stator, plus spécifiquement en turbine. L'origine des interactions rotor-stator et les phénomènes instationnaires en turbomachines seront exposés. La particularité des couches limites et leur stabilité sera donnée ensuite. Puis les sillages seront décrits pour mieux appréhender leurs influences sur la couche limite, selon sa nature. Enfin, les effets potentiels seront l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

Le deuxième chapitre sera consacré au cadre expérimental. Le choix du banc d'essai sera motivé. Le banc expérimental, avec les caractéristiques de la grille d'aubes, du système de défilement des barreaux, sera détaillé en fin de chapitre.

Le code numérique et ses schémas spatio-temporels seront le sujet du troisième chapitre.

Les résultats stationnaires seront présentés dans le quatrième chapitre. On verra ainsi comment se comporte la couche limite sur l'extrados en absence de perturbation aval, pour deux taux de turbulence amont.

Les résultats numériques instationnaires permettront de mettre en relief les effets des barreaux aval sur tout l'écoulement. On verra également les modifications de l'écoulement autour de l'aube et du barreau.

Le chapitre 6 sera consacré aux résultats expérimentaux pour deux taux de turbulence amont. Le comportement de la couche limite sous l'effet potentiel remontant sera détaillé. L'effet de l'augmentation du taux de turbulence amont sur la transition de la couche limite à l'extrados sera présenté.

La conclusion résumera les principaux résultats de ce travail de thèse. Le comportement de la couche limite dans notre étude sera particulièrement mis en avant. Enfin, nous élargirons notre sujet en dressant les perspectives envisageables après ce travail.

Chapitre 1

Les interactions rotor stator

La succession de roues fixes (stator) et de roues mobiles (rotor) rend l'écoulement dans les turbomachines instationnaire. En ajoutant la turbulence présente inévitablement dans ce genre d'écoulements, de nombreux phénomènes apparaissent, dont certains qui peuvent nuire considérablement aux performances des machines. Leur compréhension permet alors une amélioration certaine de ces performances. Il est donc nécessaire de bien comprendre les actions de ces interactions rotor-stator, couplées aux effets de la turbulence. Parker [51] rappelle toutefois que la présence d'un écoulement instationnaire est indispensable pour le transfert d'énergie entre le fluide et les aubages. Rappelons l'équation de conservation de l'enthalpie totale h_0 (1.1) :

$$\frac{dh_0}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} + \text{div}[\vec{\tau} \cdot \vec{V} - \vec{q}]. \quad (1.1)$$

Dans le cas adiabatique, $q = 0$, et sans viscosité, il ne reste que le terme de pression, qui assure la création d'enthalpie.

Comme le précise Hodson [16], les instationnarités en turbomachines peuvent être classées en plusieurs catégories comme le montre la figure 1.1. Les phénomènes instationnaires sont séparés en deux grandes classes : les phénomènes périodiques et les phénomènes non périodiques. Les phénomènes non périodiques sont liés à la variation de la vitesse de rotation entraînant un régime transitoire ou des phénomènes de nature chaotique. Les phénomènes périodiques peuvent être décorrelés avec la vitesse de rotation. Ce sont alors les phénomènes de pompage, de flottement, et les tourbillons de Van Karman. Les phénomènes corrélés avec la vitesse de rotation peuvent avoir un fonctionnement instable : le décollement tournant par exemple. Quand ils ont un fonctionnement stable, il s'agit des interactions rotor-stator. On y retrouve les effets potentiels, de sillage, d'écoulements secondaires et d'ondes de chocs. La transition instationnaire de la couche limite, et éventuellement son décollement, est une conséquence de ces effets.

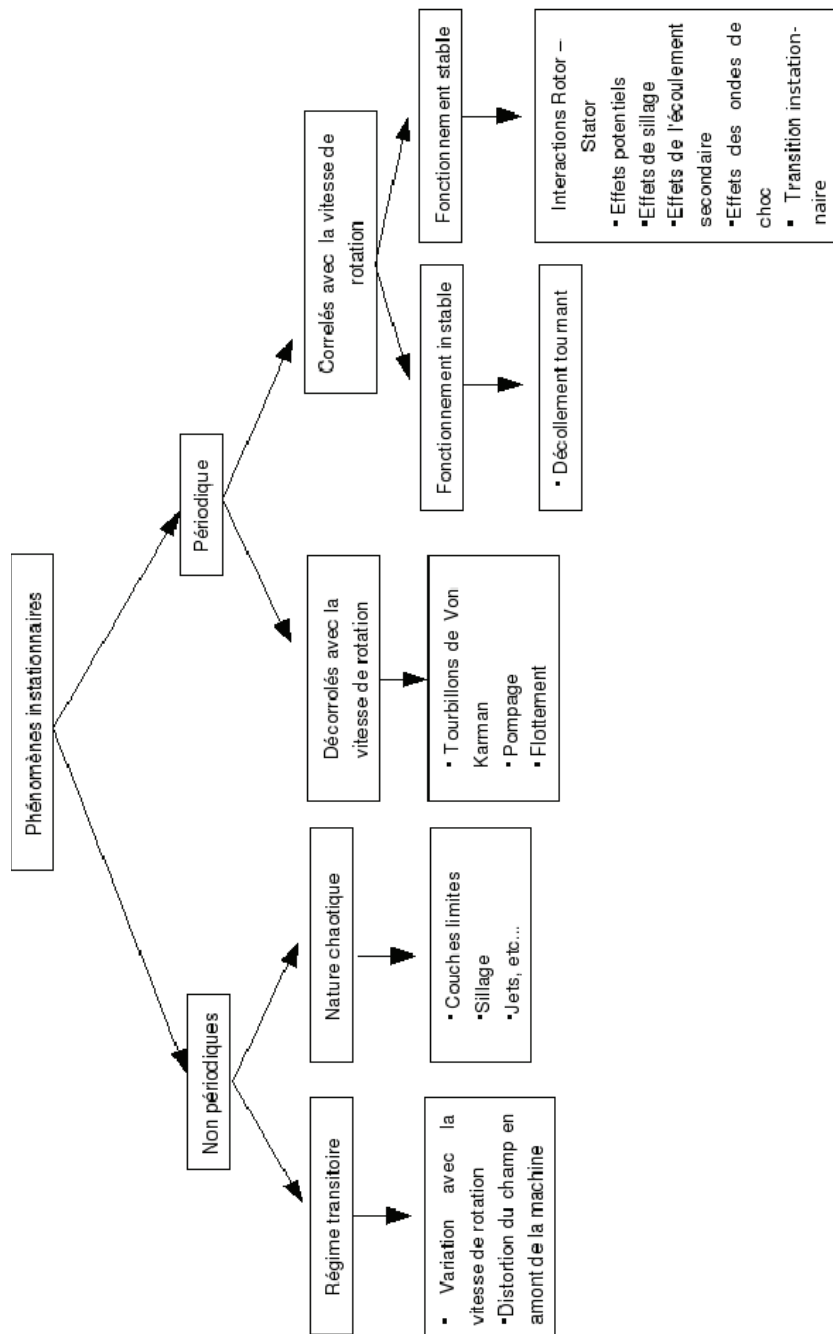


FIG. 1.1: Origine des principaux phénomènes instationnaires dans les écoulements de turbomachines, Hodson [16]

1.1. LA COUCHE LIMITE

Notre étude concerne le domaine des phénomènes instationnaires périodiques corrélés avec la vitesse de rotation et ayant un fonctionnement stable : les interactions rotor-stator.

Nous utiliserons le modèle de la grille d'aubes, notre écoulement est donc principalement bidimensionnel. Nous écartons les phénomènes d'écoulements secondaires et les ondes de chocs, pour nous concentrer seulement sur les effets de sillage, les effets potentiels et l'évolution de la couche limite en bas subsonique (transition, décollement).

Dans le cas d'un écoulement traversant une grille d'aubes (section 2.1) dont les grandeurs (vitesse) varient à la fréquence f , une échelle de temps $1/f$ est associée aux perturbations. Mais une seconde échelle de temps existe aussi, qui est donnée par le temps que met une particule fluide pour traverser cette grille d'aubes. Si la première de ces échelles est grande devant la seconde, l'écoulement n'évoluera que très doucement. Dans ce cas, l'écoulement est quasi-statique, et des mesures ou modélisations stationnaires suffiront pour connaître cet écoulement. Par contre, quand le temps de convection est très long devant le temps périodique des perturbations, l'écoulement est instationnaire, c'est-à-dire qu'il change de nombreuses fois au cours d'une période de la perturbation. Finalement, l'instationnarité de l'écoulement dépend du rapport de ces deux échelles, appelé fréquence réduite $\bar{f}$ [17].

$$\bar{f} = \frac{\text{temps de convection}}{\text{temps des perturbations}} \quad (1.2)$$

Dans le cas des grilles d'aubes de turbine basse pression, seules les interactions rotor-stator sont importantes, $\bar{f}$ peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\bar{f} = f \frac{C_x}{V_x} = \frac{U_{bar}}{s} \frac{C_x}{V_x} = \frac{1}{\phi} \frac{C_x}{S}. \quad (1.3)$$

où C_x est la corde axiale de l'aube en question, V_x la composante axiale de vitesse de l'écoulement considéré, S le pas de la roue aval, et U_{bar} la vitesse de rotation du rotor. Finalement, cette fréquence réduite ne dépend que du coefficient de flux ($\phi = V_x/U_{bar}$) et de la géométrie. Si $\bar{f}$ est bien plus grande que l'unité, seuls des effets instationnaires peuvent survenir, alors que si $\bar{f}$ est de l'ordre de l'unité, des effets quasi-statiques et instationnaires peuvent cohabiter.

Dans la suite du chapitre, nous introduirons la couche limite, puis nous parlerons de l'état des connaissances sur les interactions rotor-stator qui sont présentes dans notre configuration : les effets de sillage (effets visqueux) et les effets potentiels.

1.1 La couche limite

Un écoulement incompressible situé loin de toute paroi peut en général être considéré comme parfait, c'est-à-dire non visqueux. Il suit alors les équations bi-dimensionnelles

d'Euler :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \rho U_j}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i U_j + P \delta_{ij})}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho U^2 \right) + \frac{\partial (\rho e + \frac{1}{2} \rho U^2 + P) U_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

où U_i représente la vitesse dans la direction i (resp j), ρ la masse volumique du fluide considéré, P la pression, t le temps, x_i la position selon i (resp j).

Par contre, proche des parois, l'écoulement ne peut plus être considéré comme parfait, la viscosité entrant en jeu. La condition de non glissement à la paroi ($U_j(y = 0) = 0$) engendre un gradient de vitesse perpendiculaire à la paroi jusqu'à la zone saine de l'écoulement, il s'agit de la *couche limite*. La figure 1.2 symbolise la couche limite et l'écoulement sain.

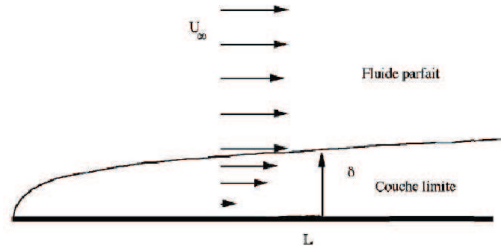


FIG. 1.2: Schéma de la couche limite sur plaque plane

La couche limite peut être qualifiée de *laminaire* ou de *turbulente*. Selon sa nature, les pertes qu'elle engendre et sa stabilité aux perturbations extérieures varient. En effet, une couche limite laminaire sera plus sensible aux perturbations extérieures telles que les gradients de pression adverses, les effets de courbure présents dans les turbomachines. Elle pourra alors décoller (l'écoulement à la paroi est dans le sens opposé à celui de l'écoulement principal), engendrant de lourdes pertes et une fatigue des aubages. En effet, ce phénomène n'est jamais stationnaire. Le mélange qu'autorise une couche limite turbulente ré-énergétise les basses couches de la couche limite et les protègent alors des risques de décollement (Fig.1.3).

1.1. LA COUCHE LIMITE

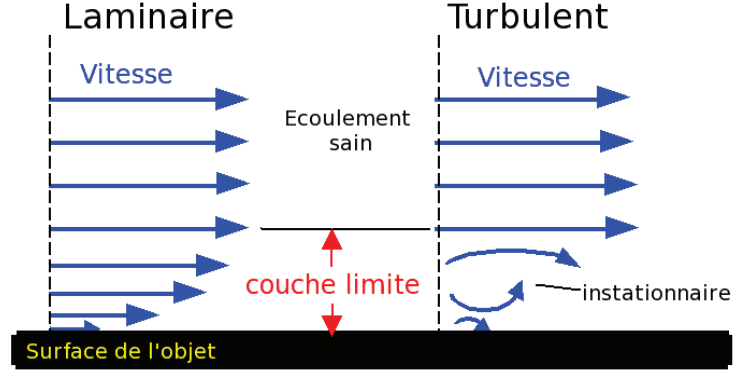


FIG. 1.3: Couche limite laminaire et turbulente

La théorie de la couche limite [44] nous rappelle les équations régissant le comportement de la couche limite. Tout d'abord, dans le cas d'un écoulement bi-dimensionnel stationnaire et laminaire, ce sont les équations de la couche limite de Prandtl (eq.1.5) qui nous indiquent l'évolution de la vitesse.

$$\begin{cases} U_i \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

où U_i représente la vitesse dans la direction i (resp j), ρ la masse volumique du fluide considéré, P la pression, x_i la position selon i (resp j).

En utilisant la décomposition de la vitesse U et de la pression P en une vitesse moyenne $\bar{u}$ et une pression moyenne $\bar{p}$ et une vitesse fluctuante u' et une pression fluctuante p' , dite *décomposition de Reynolds* (eq.1.6), on obtient, pour un fluide bi-dimensionnel et stationnaire, les équations de la couche limite turbulente (eq.1.7).

$$U_i = \bar{u}_i + u'_i \text{ (resp } j) \text{ et } P = \bar{p} + p' \quad (1.6)$$

$$\begin{cases} \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx_i} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

C'est l'apparition du terme $\partial \overline{u'v'}/\partial x_j$, terme représentant le transport de quantité de mouvement par l'agitation turbulente, qui va modifier la nature de la couche limite.

CHAPITRE 1. LES INTERACTIONS ROTOR STATOR

L'excellente revue de Mayle [41] résume les différents modes de transition présents dans les turbines. La figure 1.4 présente ces modes, en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite et du paramètre d'accélération. Cela révèle trois modes de transition possibles : la transition naturelle, la transition by-pass, encore appelée "par court-circuit", et la transition par décollement.

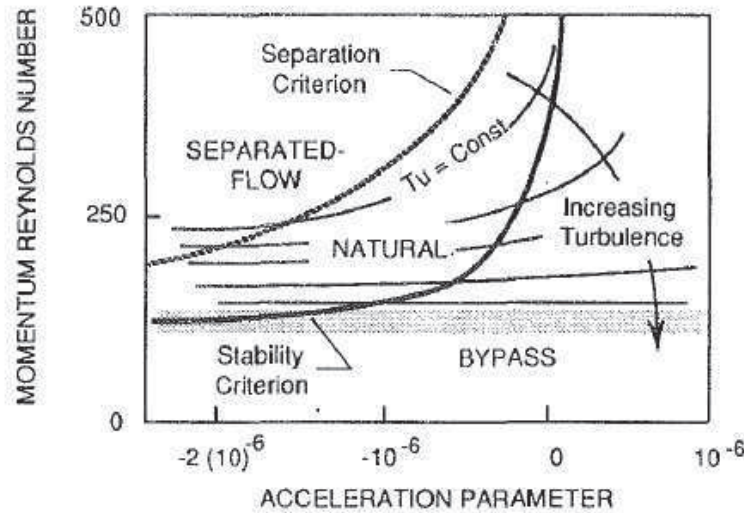


FIG. 1.4: Topologie des différents modes de transition [41]

Il est donc désormais indispensable de connaître l'état de la couche limite. Dans notre cas, nous allons plus particulièrement étudier l'influence d'une rangée d'aubages mobiles située en aval d'une grille de turbine fixe. En effet, la couche limite sur une aube de turbine BP est généralement laminaire au bord d'attaque (bas nombre de Reynolds en entrée), et est turbulente au bord de fuite. Un phénomène de *transition* se déroule donc sur l'aube.

Transition naturelle. La *transition naturelle*, voir Schlichting [56](1979), apparaît lorsque la couche limite devient sensible à de petites perturbations pour un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement critique. Ces perturbations se développent en des ondes bi-dimensionnelles de Tollmien-Schlichting (TS), qui s'amplifient dans la couche limite jusqu'à devenir tri-dimensionnelles, et éventuellement s'enrouler en tourbillons. L'état final de ce processus apparaît quand ces tourbillons se décomposent en spots turbulents. Ce mode de transition est assez rare en turbomachines.

Toutefois, Walker et Gostelow [66] arrivent à mettre en évidence numériquement une transition naturelle avec un faible taux de turbulence et un gradient de pression adverse dans un compresseur axial. Ils montrent également que plus le gradient de pression ad-

1.1. LA COUCHE LIMITE

verse est important, plus les harmoniques des ondes de TS sont nombreuses. En outre, plus le gradient de pression est grand, plus la transition arrive rapidement.

Transition by-pass. La transition *by-pass* se déroule quand les premières étapes décrites dans le cas de transition naturelle sont court-circuitées, à cause d'un haut taux de turbulence extérieure. Les spots turbulents se forment directement à l'intérieur de la couche limite. C'est la situation classiquement rencontrée en turbomachines, à cause des perturbations générées par les sillages. Mayle [41] a schématisé ce phénomène : figure 1.5.

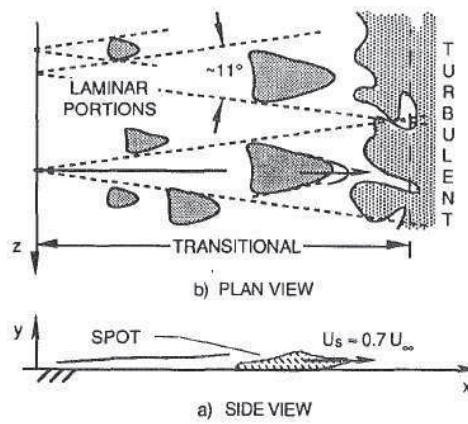


FIG. 1.5: Transition par apparition de spots turbulents [41]

Transition par décollement. La transition *par décollement* de la couche limite est souvent rencontrée en turbomachines. Quand les sollicitations extérieures sont trop importantes (effet de courbure, gradient de pression adverse, faible nombre de Reynolds), la couche limite peut subir en très proche paroi de très fortes perturbations.

En présence d'un fort gradient de pression adverse sur une paroi, l'énergie cinétique du fluide n'est plus suffisante pour vaincre la dissipation visqueuse et surmonter l'accroissement de pression à l'intérieur du fluide. La couche limite se décale alors de la paroi et s'en sépare. En général, les particules fluides derrière le point de décollement suivent le gradient de pression adverse et vont donc dans la direction opposée à celle de l'écoulement principal [56]. La couche limite est alors *décollée*. Cette zone s'appelle *le bulbe de décollement* lorsque le décollement se produit dans une couche limite laminaire. Un schéma explicatif se trouve sur la figure 1.6, où U_e correspond à la vitesse extérieure V_{ext} .

CHAPITRE 1. LES INTERACTIONS ROTOR STATOR

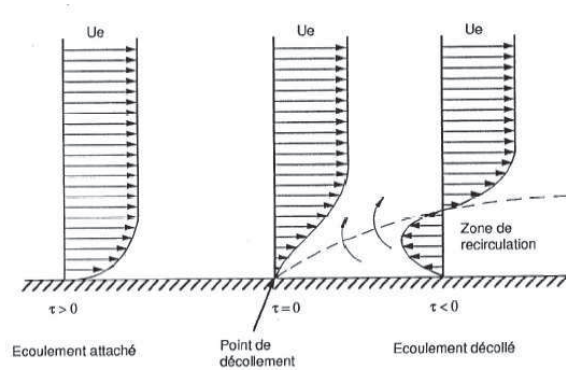


FIG. 1.6: Evolution du profil de vitesse d'une couche limite - décollement

La couche limite peut alors recoller et redevenir laminaire (ré-accélération de l'écoulement extérieur) ou bien recoller de manière turbulente, en fonction des gradients de vitesse.

Lou et Hourmaziadis [36] apportent aussi des connaissances sur les pertes présentes dans les grilles d'aubes de turbine en fonction du nombre de Reynolds (Fig.1.7), donc du comportement de la couche limite. En effet, sur cette figure, la couche limite est décollée en *a*, en *d* et en *e* jusqu'au bord de fuite. Par contre, elle est recollée en *c*, et est turbulente en *b*.

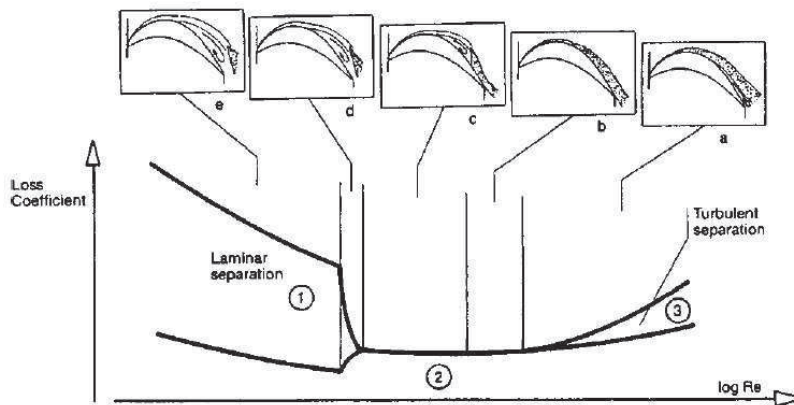


FIG. 1.7: Pertes dans les grilles d'aubes de turbines [36]

Le décollement de la couche limite et son éventuel mode de recollement jouent un rôle important dans le travail que la turbine récupère, donc sur ses performances. Les turbomachines étant constituées d'une succession de roues, où l'écoulement entrant dans la roue

1.2. LES SILLAGES

aval dépend de l'écoulement sortant de la roue amont, et donc de la variation périodique de l'entropie, de la pression statique, de la turbulence, du nombre de Mach, de l'angle radial et circonférentiel de l'écoulement ..., les modes de transition de la couche limite en turbomachines dépendent donc de l'écoulement de la roue précédente. Les prochaines sections seront consacrées aux effets de sillage, et aux effets potentiels.

1.2 Les sillages

Les effets de sillage se propagent vers l'aval. Ils viennent modifier les champs aérodynamiques de l'aval. C'est pourquoi ils sont présentés ici, car ils viendront modifier l'effet potentiel remontant.

L'étude des sillages en turbomachines est très présente dans la littérature, dans de nombreuses configurations (grille d'aubes de compresseurs, de turbines (section 2.1), avec différents angles d'attaque, etc ...). Ces recherches sont tout aussi bien expérimentales que numériques.

Le sillage est un effet visqueux, naissant de la coalescence des couches limites de l'intrados et de l'extrados de l'aube. Cet écoulement est accompagné par des fluctuations de pression affectant les aubes situées en aval. Il se caractérise par un déficit de vitesse (*negative jet*), notion introduite par Meyer en 1958 [42]. Sur la figure 1.8 [17], on voit le résultat de la modélisation mise en place par Hodson et Dawes pour simuler le sillage d'une roue amont sur une roue aval. Le zoom montre bien le jet négatif du sillage du rotor.

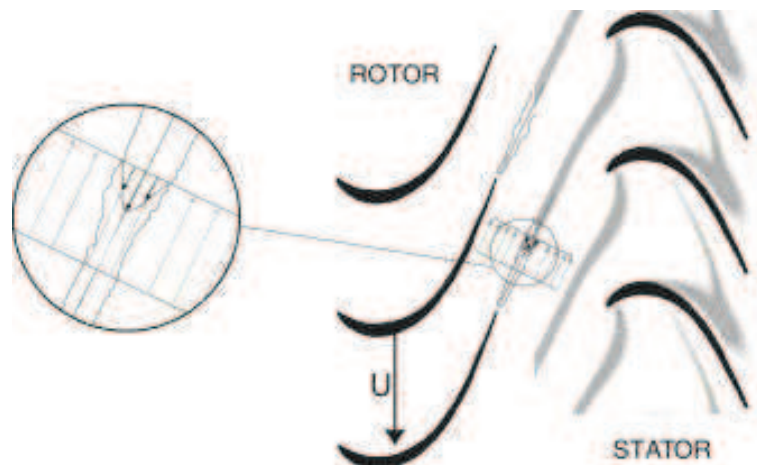


FIG. 1.8: Schéma de l'interaction aube/sillage [17]

CHAPITRE 1. LES INTERACTIONS ROTOR STATOR

Soranna *et al.* [60] travaillent avec une RDE (Roue Directrice d'Entrée) suivie d'un rotor. Sur la figure 1.9, on voit le jet négatif du sillage de la RDE impacter l'aube du rotor. Le sillage est alors coupé en deux parties, et les zones de bas taux de turbulence sont alors décalées spatialement entre l'intrados et l'extrados de l'aube. La comparaison entre le bord d'attaque et le bord de fuite nous informe que le sillage de la RDE se propage plus vite à l'extrados qu'à l'intrados du rotor. Le sillage perturbe donc la roue aval. Le sillage de la roue directrice d'entrée est tout d'abord étiré en entrée de canal puis compressé en sortie à cause de la pression qui augmente dans le canal en allant vers la sortie.

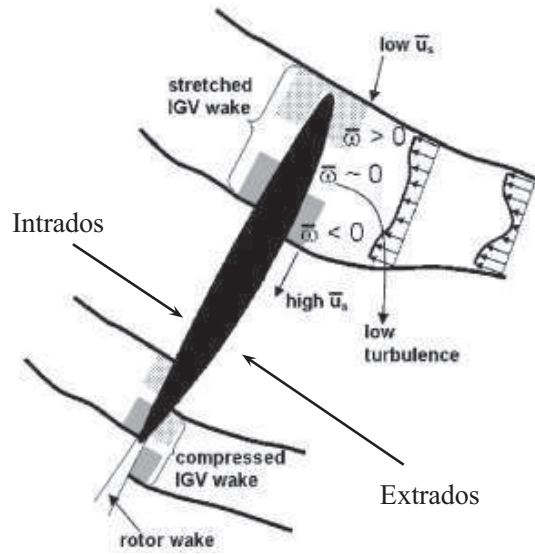


FIG. 1.9: Représentation du processus d'extension et de compression d'un sillage balayant une aube de rotor [60]

Stieger et Hodson ([61]) font des mesures laser (Laser Doppler Anemometry) dans le canal inter-aube d'une grille d'aubes de turbine basse pression. Ils mettent en évidence que le sillage d'un barreau amont fléchit, se ré-orienté et s'étire dans le canal inter-aube. L'énergie cinétique turbulente de leur expérience est indiquée sur la figure 1.10. On remarque également une accumulation d'énergie sur la partie extrados de l'aube, qui tend à augmenter entre l'entrée et la sortie du canal inter-aube. Elle est la plus marquée sur la partie la plus en aval de l'extrados. Le sillage d'une roue amont apporte donc une augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement proche paroi de l'extrados, ce qui va inévitablement modifier le comportement de la couche limite à cet endroit.

A travers ces différentes études, le sillage apparaît comme perturbateur de tout l'écoulement inter-aube de la roue aval. Concentrons-nous sur son effet sur la couche limite,

1.2. LES SILLAGES

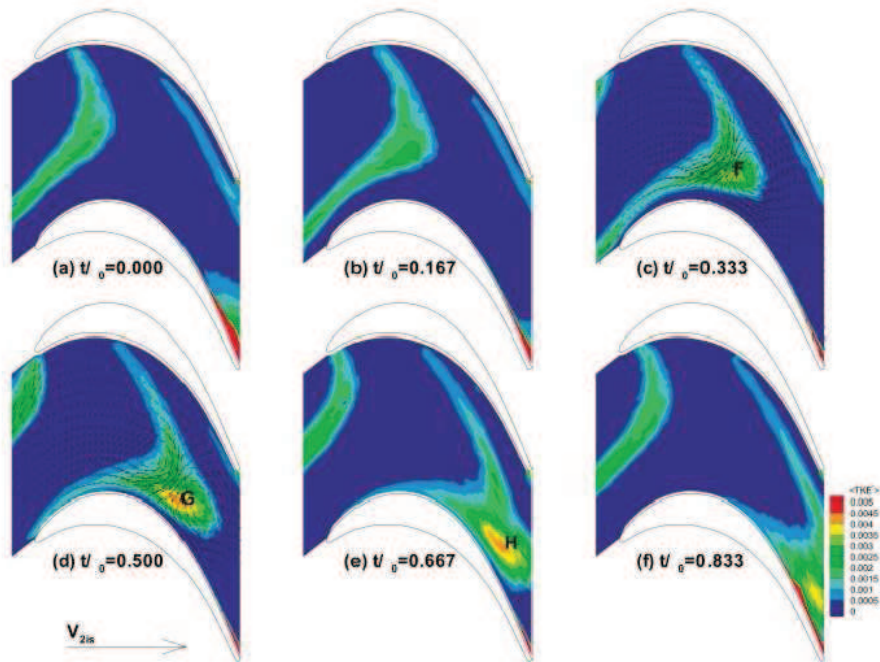


FIG. 1.10: Déformation d'un sillage dans le canal inter-aube [61]

spécialement sur l'extrados dans le cas des turbines basse pression (fortement chargées). Il peut alors avoir une grande influence sur la trainée et sur le coefficient de portance de l'aube.

Transition induite par sillage. De nombreuses études traitent de l'influence des sillages sur la couche limite, d'une plaque plane ou d'une aube.

Kaszeta et Simon [24] décrivent de façon détaillée comment le sillage engendre une transition by-pass en turbomachines. Le premier sillage qui passe dans le canal inter-aube augmente globalement le niveau de turbulence. Cela entraîne un changement en temps de la vitesse extérieure, ce qui affecte les profils instantanés de vitesse de la couche limite. Les fluctuations de la vitesse et les profils de l'intermittence semblent montrer que le mode by-pass n'est pas immédiatement dû à la l'introduction directe de turbulence dans la couche limite, mais plutôt à la réponse de la couche en proche paroi aux fluctuations de pression dans l'écoulement sain (pour rappel : Fig.1.10).

Les résultats numériques de Pfeil *et al.* [55] nous apprennent que la turbulence stochastique des sillages induit les bandes turbulentes plus tôt que les spots turbulents apparaissant dans le cas d'une transition naturelle en l'absence de perturbations de l'écoulement sain dû au sillage. La transition est ainsi provoquée prématurément.

L'excellent travail de Liu et Rodi [35] tire des conclusions sur l'influence de la fréquence de passage des sillages sur la nature de la couche limite. La couche limite se développant sur une plaque plane est soumise aux passages de sillages issus de barreaux en amont, tournant grâce à un dispositif en cage d'écureuil (Fig.2.5 et Fig.2.6). Cette couche limite présente des bandes turbulentes axialement plus en amont sur la plaque qu'en absence de sillages. En outre, plus la fréquence de passage des sillages amont est élevée, plus longtemps la couche limite est turbulente sur une période, et plus la transition se rapproche du bord d'attaque de la planche.

Orth en 1993 [48] propose d'observer la couche limite se développant sur une plaque, soumise à des sillages générés par une grille tournante de barreaux. L'angle d'attaque de la plaque est variable, ce qui permet de choisir le gradient de pression (positif ou négatif). Dans une première partie, en l'absence de la grille de barreaux, la position de la transition s'avance vers le bord d'attaque en présence de gradients de pression adverses ($\partial P/\partial x > 0$), alors que la couche limite reste laminaire pour les gradients de pression négatifs ($\partial P/\partial x < 0$). Dans une deuxième expérience, la transition à bas taux de turbulence se fait par transition naturelle, alors que lorsque le taux de turbulence est plus fort (4%), les ondes de TS n'apparaissent plus et laissent donc place à une transition by-pass.

Lors de la mise en route du système de rotation des barreaux, les mesures effectuées avec un fil chaud indiquent deux comportements différents. Tout d'abord, une transition précoce apparaît quand le haut taux de turbulence du sillage vient perturber la couche limite. Des spots turbulents sont alors formés. Derrière ces spots, des *zones calmées* laminaires se développent. De brefs instants où la couche limite est laminaire sont donc présents alors que l'écoulement non perturbé était à ces instants complètement turbulent.

La zone calmée est une région où l'écoulement est insensible aux perturbations extérieures [59] malgré ses caractéristiques de couche limite laminaire. Halstead *et al.* [14] en effet remarquent que la zone calmée présente un bas taux d'instationnarité, un facteur de dissymétrie proche de zéro et de hauts niveaux de contrainte de cisaillement. C'est la combinaison de cette zone calmée et du profil de vitesse robuste vis à vis des gradients de pression adverses qui rendent cet aspect de l'écoulement si important.

En 2000, Wolff *et al.* [69] travaillent eux aussi sur une grille d'aubes de turbine précédées par des barreaux défilants. Leur nouvelle méthode expérimentale par fils chauds leur permet d'étudier avec précision le comportement de la couche limite soumise aux sillages. Leurs conclusions se concentrent sur les grandeurs intégrales de la couche limite. L'épaisseur de couche limite augmente périodiquement selon la position des barreaux amont. Entre deux sillages, la couche limite retrouve des caractéristiques d'écoulements quasi-stationnaires. Egalement, les grandes valeurs d'épaisseur de quantité de mouvement et d'épaisseur de déplacement de la couche limite (caractéristiques de couches limites tur-

1.2. LES SILLAGES

bulentes) se retrouvent plus en amont lors du passage du sillage et lors de la transition. Cela signifie que l'influence du sillage amène la production des pertes liées à la couche limite plus en amont.

Pour conclure cette partie, citons la revue de Hodson et Howell [18] qui résume la recherche effectuée jusqu'à 2005 sur les interactions rotor stator et la transition de la couche limite dans les turbines basse pression. La figure 1.11 présente dans un diagramme espace-temps l'état de la couche limite en fonction du passage des sillages. Sur cette figure, suite à la transition induite par sillage (ligne noire transverse), la zone calmée prend un place importante. La zone B de la figure 1.11 est la zone où la couche limite est turbulente. A cause du haut taux de turbulence extérieure venant du sillage, la transition s'effectue par un mode by-pass.

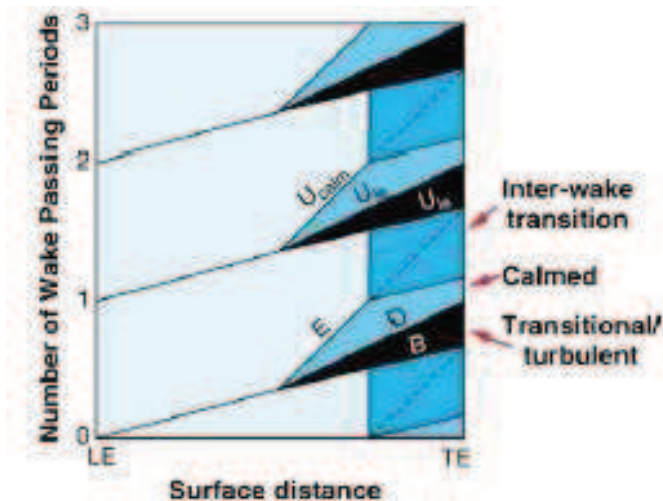


FIG. 1.11: Transition induite par sillage [18]

Transition en présence de décollement et de sillage. Comme présenté dans le paragraphe 1.1, la présence de décollement de la couche limite sur l'extrados d'une aube de turbine est courante. Ce paragraphe exposera les recherches effectuées sur l'influence des sillages sur une couche limite décollée.

De nombreuses études menées au Whittle Lab à l'université de Cambridge sur la série d'aubes T106 permettent de mieux comprendre les phénomènes d'interaction entre les sillages et les bulbes de décollement. La géométrie des aubes T106 rentre dans la catégorie des aubes de turbine basse pression fortement chargées. Selon l'angle d'attaque imposé, la couche limite sur l'extrados présente un décollement important dans les études

stationnaires, ie sans sillages ni effets potentiels.

Sur la figure 1.12 est représentée la distribution de vitesse isentropique sur l'aube T106. Des barreaux défilent en amont de la grille afin de générer les sillages qui auraient existé dans le cas d'une roue mobile amont. A $s/S_0 = 0.75$, on remarque pour le cas stationnaire un "plateau", signe d'un décollement de la couche limite, absent dans le cas instationnaire ($s_b/s_c = 1$ signifie que le pas inter-aube est égal au pas inter-barreau).

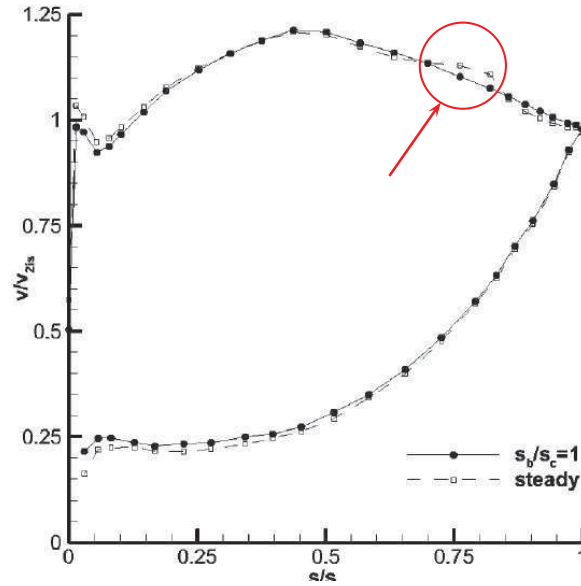


FIG. 1.12: Distribution de vitesse isentropique sur l'aube T106 [62]

Stieger et Hodson [62] synthétisent cette interaction par le schéma suivant (Fig.1.13). Le sillage et son jet négatif est symbolisé par les flèches en direction de la paroi. Les pointillés représentent la couche limite décollée. Sont aussi précisés les profils de vitesse de la couche limite. En *a*, le sillage impacte la couche limite, en deux mouvements. Le premier est dans le sens opposé à l'écoulement principal, et va ralentir l'écoulement proche paroi en amont du sillage. Le deuxième est dans le sens de l'écoulement principal et va accélérer l'écoulement de la couche limite en aval du point d'impact. La partie la plus proche de la paroi de la couche limite réagit moins rapidement à cette accélération à cause de la viscosité, le cisaillement du décollement est donc plus important quand le sillage approche. Puis en *b*, la couche de cisaillement est déformée par l'arrivée du sillage. En découle un tourbillon non-visqueux de Kelvin-Helmoltz[64] (en *c*). Ce tourbillon ayant une vitesse de convection deux fois plus petite que celle du sillage, ce dernier va perturber l'écoulement en aval, créant de nouveaux tourbillons (en *d*). Ces tourbillons se dégradent rapidement en turbulence, déclenchant ainsi la transition de la couche limite. Après le passage du sillage,

1.2. LES SILLAGES

en e , on reconnaît la zone calmée, et plus en amont la couche limite décollée.

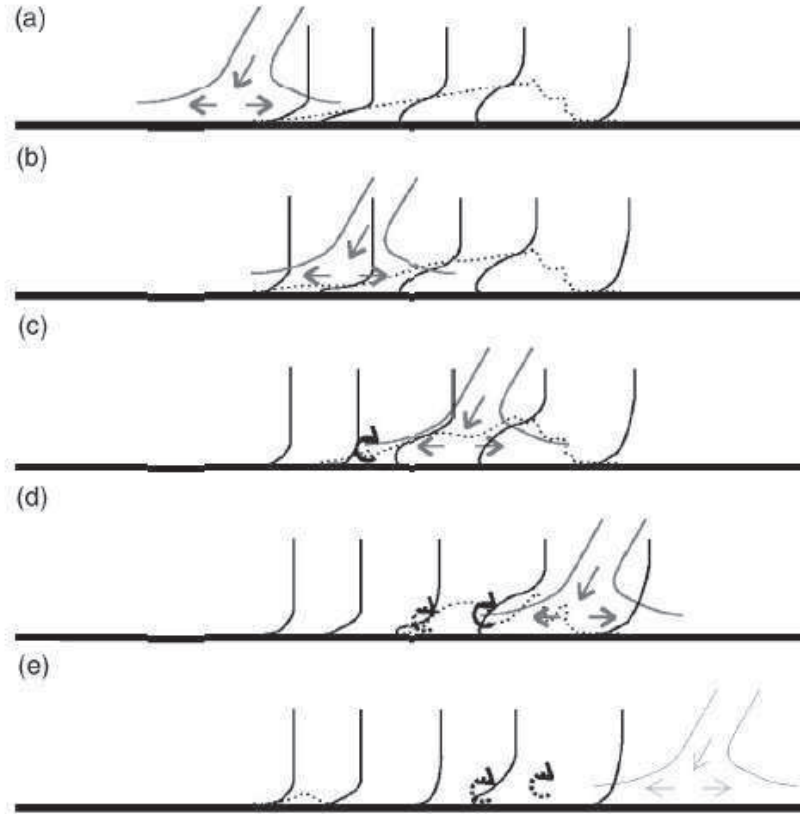


FIG. 1.13: Mécanisme d'interaction sillage-décollement [62]

De même que la figure 1.11, la figure 1.14 montre dans un diagramme espace-temps le comportement d'une couche limite sur une aube de turbine basse pression présentant un décollement, soumise aux sillages amont. Le phénomène s'est complexifié. Outre l'effet présenté dans le paragraphe précédent, le décollement n'est pas tout le temps inhibé, et on retrouve donc une transition naturelle après le décollement.

Egalement sur une grille d'aubes T106, Hilgenfeld *et al.* [15] observent que le point de transition de la couche limite varie sur une période de passage des barreaux amont (Fig.1.15), contrairement à ce qui a été trouvé par Lou et Hourmaziadis [36] sur une plaque plane. La moyenne temporelle des pertes totales est ainsi réduite grâce à l'interaction entre le sillage et la couche limite décollée.

Schobeiri *et al.* [58] expliquent physiquement l'influence du sillage sur une couche limite d'une aube de grille de turbine basse pression. Sur leur configuration, la zone dé-

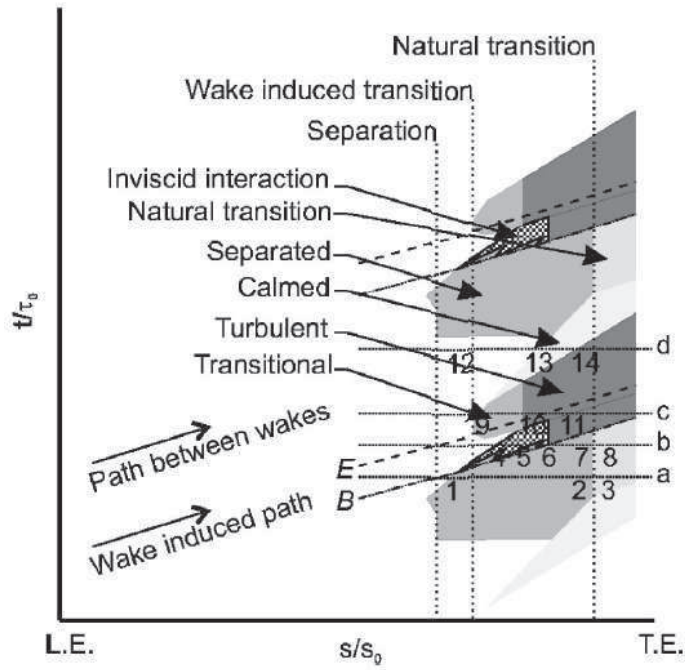


FIG. 1.14: Sillage, décollement et transition [62]

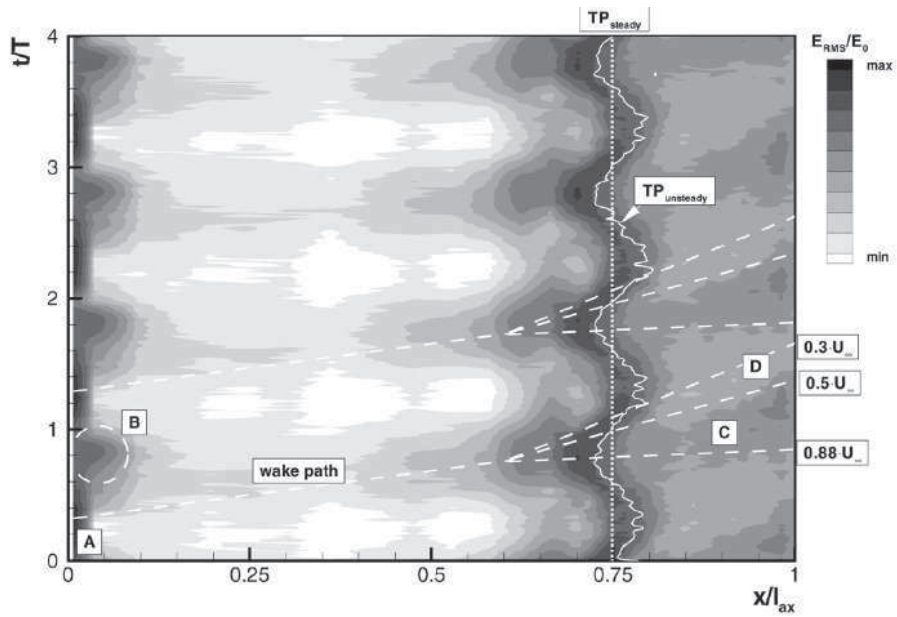


FIG. 1.15: Position du point de transition périodique [15]

1.3. LES EFFETS POTENTIELS

collée subit une contraction et extension périodique qui dépend du gradient de pression et du passage des sillages. Ils soulignent que le terme important est l'accélération de la fluctuation de la vitesse qui fournit une plus grande quantité de mouvement et un plus grand transfert d'énergie à la zone décollée, lui permettant de disparaître partiellement ou entièrement.

Il faut toutefois préciser que pour des aubes de turbines très fortement chargées (gain de poids très considérable pour le moteur), le sillage n'est pas suffisamment fort pour supprimer le décollement de la couche limite [70].

Conclusion L'effet des sillages sur la couche limite des turbines basse pression et bas Reynolds diffère selon la nature de la couche limite impactée. Le sillage introduit de la turbulence dans la couche limite, déclenchant alors une transition by-pass.

Dans le cas d'une couche limite attachée, le sillage crée une zone calmée présentant à la fois des caractéristiques de couche limite laminaire (bas taux d'instationnarité, facteur de disymétrie proche de zéro et hauts niveaux de contrainte de cisaillement), et aussi de couche limite turbulente (profil de vitesse). Ces zones calmées allient les avantages des couches limites laminaires et des couches limites turbulentes. Le sillage a donc un effet positif sur les pertes si sa fréquence de passage est choisie de manière à optimiser les successions des zones calmées sur une période de passage.

Quand la couche limite présente un décollement, le sillage vient complexifier le comportement de la couche limite. Son effet positif principal est qu'il permet, par l'intermédiaire de tourbillons non-visqueux de Kelvin-Helmoltz, le rattachement de la couche limite. Les pertes totales sont donc également réduites.

Nous venons de voir que les sillages, avec une fréquence de passage et une largeur bien calculées, peuvent permettre de réduire les pertes des turbines basse pression, quel que soit l'état de la couche limite à l'extrados (couche limite attachée ou décollée). Mais ce n'était finalement que l'interaction d'un effet visqueux avec un autre effet visqueux. Regardons désormais l'interaction d'un effet potentiel, ie non visqueux, avec la couche limite, visqueuse intrinsèquement.

1.3 Les effets potentiels

L'effet potentiel naît de la déformation des lignes de courant d'un écoulement due à la présence d'un objet dans cet écoulement. L'effet potentiel se propage donc en amont et en aval de cet objet.

En turbine Parker ([51], [50], [52]) étudie à la fin des années 60 les interactions rotor-stator, dans de telles configurations qu'il met en lumière l'effet potentiel. La première conclusion est l'importance de la distance inter-roue : plus cette distance est petite, plus l'effet potentiel est fort. Le principal mécanisme d'interaction est la modification de l'accélération tangentielle, périodiquement avec la fréquence de rotation de la roue mobile. Toutefois, Parker trouve que pour une distance inter-roue supérieure à 30% de la corde axiale, l'effet potentiel devient négligeable devant les effets de sillage. Il propose une première théorie (eq.1.8), en considérant l'effet potentiel comme une onde acoustique se propageant dans l'air.

$$P = P_0 \cos \left[\frac{2\pi (x - Ut)}{L} \right] \exp \left[2\pi \sqrt{(1 - M^2)} \frac{y}{L} \right] \quad (1.8)$$

où P est la pression générée par l'effet potentiel, P_0 une valeur de p , x la position tangentielle, U la vitesse de la roue, M le nombre de Mach (eq.1.9), y la position axiale, et L la longueur d'onde tangentielle de l'onde. L'avantage de l'équation 1.8 est qu'elle autorise la propagation de l'effet potentiel aussi bien en amont qu'en aval de la roue génératrice.

$$M = \frac{(U - \bar{u})}{c} \quad (1.9)$$

avec c la vitesse du son, et $\bar{u}$ la vitesse moyenne.

En 1982, Dring et al. [12] étudient les interactions rotor-stator en turbine avec des mesures de film chaud sur les parois d'un rotor et d'un stator à mi-envergure, pour deux distances inter-roue (15% C_x et 65% C_x). Ils observent des variations de pression jusqu'à 15% de la pression dynamique sur le stator amont pour la distance inter-roue la plus petite. Mais les fluctuations ne sont pas purement sinusoïdales (Fig.1.16). En effet, bien que périodique, le signal de pression présente une plus forte augmentation que ne l'est la diminution de pression, ce qui met en défaut l'équation proposée par Parker (eq.1.8). Dans leur configuration, la couche limite commence sa transition par des ondes de TS, donc par transition naturelle. Toutefois, la position du point de transition oscille pendant la période de passage du rotor aval. Aucun décollement n'a été décelé.

Le cadre général des études de Korakianitis ([25], [26], [27], [28], [29], [30], [31]) est la génération de forces instationnaires sur les aubes de turbines dues aux effets potentiels et aux effets de sillage. Il propose une comparaison entre des résultats expérimentaux et des résultats issus de calculs stationnaires et instationnaires. Il teste l'effet de la différence du nombre d'aubes N par roue N_{rotor}/N_{stator} . L'augmentation du nombre d'aubes de la roue aval renforce l'effet potentiel et le rend dominant sur les effets de sillage. Korakianitis trouve que finalement la variation de pression générée par l'effet potentiel est presque

1.3. LES EFFETS POTENTIELS

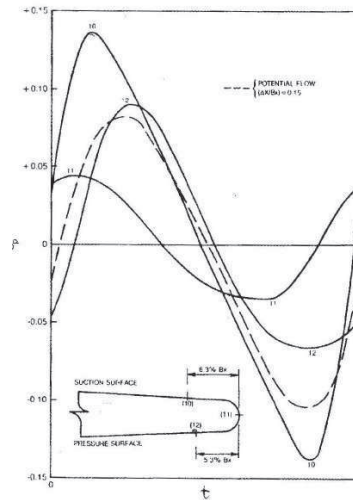


FIG. 1.16: Pressions instationnaires observées au bord de fuite sur une période [12]

sinusoïdale et l'amplitude des perturbations de pression décroît très rapidement avec la distance de la roue aval, ce qui est consistant avec l'équation 1.8.

La publication de Canepa *et al.* [4] sur une turbine axiale deux étages permet d'approfondir les interactions rotor-stator sur une géométrie bien plus proche de la réalité. L'espace inter-roue est inférieur au $30\%C_x$, critère *sine qua non* proposé par Parker. Ils testent trois charges différentes, pour lesquelles les effets potentiels et les effets visqueux sont du même ordre de grandeur. L'effet potentiel remontant détermine les distributions d'angles et les vitesses dans les espaces inter-roues, et jouent donc sur tout l'écoulement. Ils concluent que pour le dernier étage, les deux sortes d'interactions sont cumulatives, et interagissent entre elle.

En compresseur L'effet potentiel est aussi présent en compresseur. De nombreuses études de Mailach ([40], [39], [38]) sur un compresseur multi-étagé en sont la preuve. Hsu [19] montre que, pour la distance inter-roue présente sur le compresseur qu'il étudie, les effets potentiels sont plus importants que les effets de sillages. Jia et al. [22] ont repéré que l'amplitude des effets de la roue aval était deux fois plus importante que celle générée par les sillages amont. Cela provient du faible déficit de vitesse du sillage dans leur configuration.

La thèse de Kozak [32] et la publication de Falk *et al.* s'intéressent aussi aux interactions rotor-stator en compresseur, sur le turbofan F109. Ils montrent que le champ potentiel généré par un objet aval a un effet sur la charge d'une aube égal en amplitude à

celui provenant des sillages d'un objet amont.

En compresseurs, les effets potentiels ont été davantage étudiés. Il a donc été montré que la prise en compte de ces effets était indispensable pour la compréhension des écoulements dans les compresseurs.

Interaction avec la couche limite Le travail de Opoka *et al.* ([45], [46], [47]) s'intéresse plus précisément à l'interaction entre les sillages, les effets potentiels et la couche limite. Leur banc expérimental est constitué d'une grille d'aubes de turbine basse pression fortement chargée, de barreaux défilants à l'amont pour générer les sillages et de barreaux à l'aval pour créer les effets potentiels remontants. C'est l'une des rares configurations conçue spécifiquement pour analyser les effets potentiels remontants. Des mesures laser et de films chauds collés à la paroi leur permettent de détailler l'état de la couche limite dans de telles dispositions, à deux taux de turbulence différents (0.5 % et 4 %). Les résultats de [47] se concentrent sur l'effet des barreaux situés en aval de la grille. La couche limite sur l'aube présente un bulbe de décollement important dans le cas stationnaire (ie sans barreau amont et aval) pour le bas taux de turbulence. Dans le cas instationnaire, la transition qui se déroule sur l'extrados de l'aube répond à la vitesse extérieure qui dépend des changements du champ de pression aval. Pendant la phase de décélération, la transition apparaît plus en amont sur l'aube qu'en absence de barreaux. Pour le cas à bas taux de turbulence, on observe l'apparition d'instabilités de Kelvin-Helmoltz dans la zone décollée. Au contraire, au fort taux de turbulence, la transition se fait à partir d'une couche limite attachée, et provoque l'apparition de zones calmées. Le passage des barreaux fait varier les régions de hautes et basses contraintes de cisaillement à la paroi. Opoka *et al.* retrouvent donc des résultats similaires entre couche limite et effet potentiel que Hodson et son équipe ([62], [18]) entre couche limite et effets de sillage. En effet, les résultats tendent à montrer que c'est la variation du champ de vitesse extérieure à la couche limite qui influence principalement l'état de la couche limite.

Indexation rotor-stator L'*indexation* rotor-stator, ou *clocking*, permet d'ajuster la position circonférentielle de deux rotors successifs ou de deux stators successifs. L'ajustement de ce déphasage relatif est étudié pour réduire les pertes en turbine basse pression. En effet, on a vu précédemment que les effets de sillage et potentiels influencent grandement l'état de la couche limite, par un effet amont et un effet aval. Il doit donc être possible d'ajuster ces deux interactions afin d'en tirer le meilleur parti.

Sur la figure 1.17, des barreaux sont situés en amont et en aval d'une grille d'aubes de turbine [46]. Opoka *et al.* étudient six positions différentes des barreaux aval pour une position des barreaux amont. Ils obtiennent l'évolution de la vitesse extérieure adimen-

1.3. LES EFFETS POTENTIELS

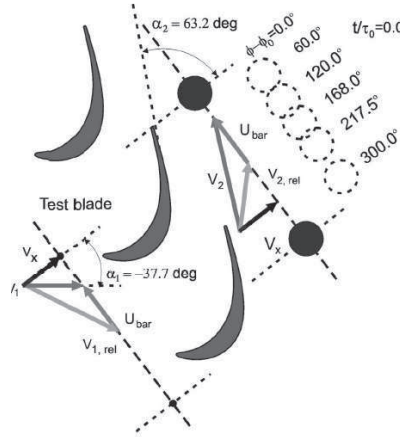


FIG. 1.17: Clocking sur la grille T106 [46]

sionnée de la couche limite proche du bord de fuite à l'extrados de l'aube présentée sur la figure 1.18, pour un nombre de Reynolds de $Re_{2is} = 1.6 \times 10^5$, un taux de turbulence de 0.5 %, sur deux périodes de rotation des barreaux. Sur le graphique du haut, il est clairement montré que la combinaison des effets visqueux et potentiels donnent des variations plus importantes de la vitesse extérieure que celles obtenues en prenant chaque effet, séparément. La figure du bas représente cette même vitesse extérieure pour les six positions d'indexation de la figure 1.17. Même si les amplitudes maximales de variations de vitesse se retrouvent à peu près au même instant (t/τ_0), leurs valeurs dépendent de l'indexation. De plus, la vitesse en dehors de cet instant présente des maxima et minima relatifs à des instants différents.

L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement sur cette configuration, non montrée ici, permet de repérer les positions d'indexation pour lesquelles les pertes sont maximales. La solution proposée par les auteurs est de réduire le gradient de pression devant le sillage en jouant sur la position des barreaux aval. La transition est alors avancée en amont, le décollement de la couche limite peut être évité. Ainsi les pertes générées par le bulbe de décollement sont réduites.

Comme il a été montré que l'évolution de la vitesse extérieure de la couche limite était un facteur important dans le comportement de la couche limite, on comprend désormais l'intérêt d'étudier le clocking en turbomachines.

D'autres résultats similaires sont rassemblés dans la littérature [2], [19],[20], [33], [34]. Toutes ces études, expérimentales ou numériques, sur turbine ou sur compresseur montrent le même résultat que celui de Opoka et Hodson : le minimum de pertes en ajustant le clocking est lorsque les effets de sillage maximum coïncident temporellement

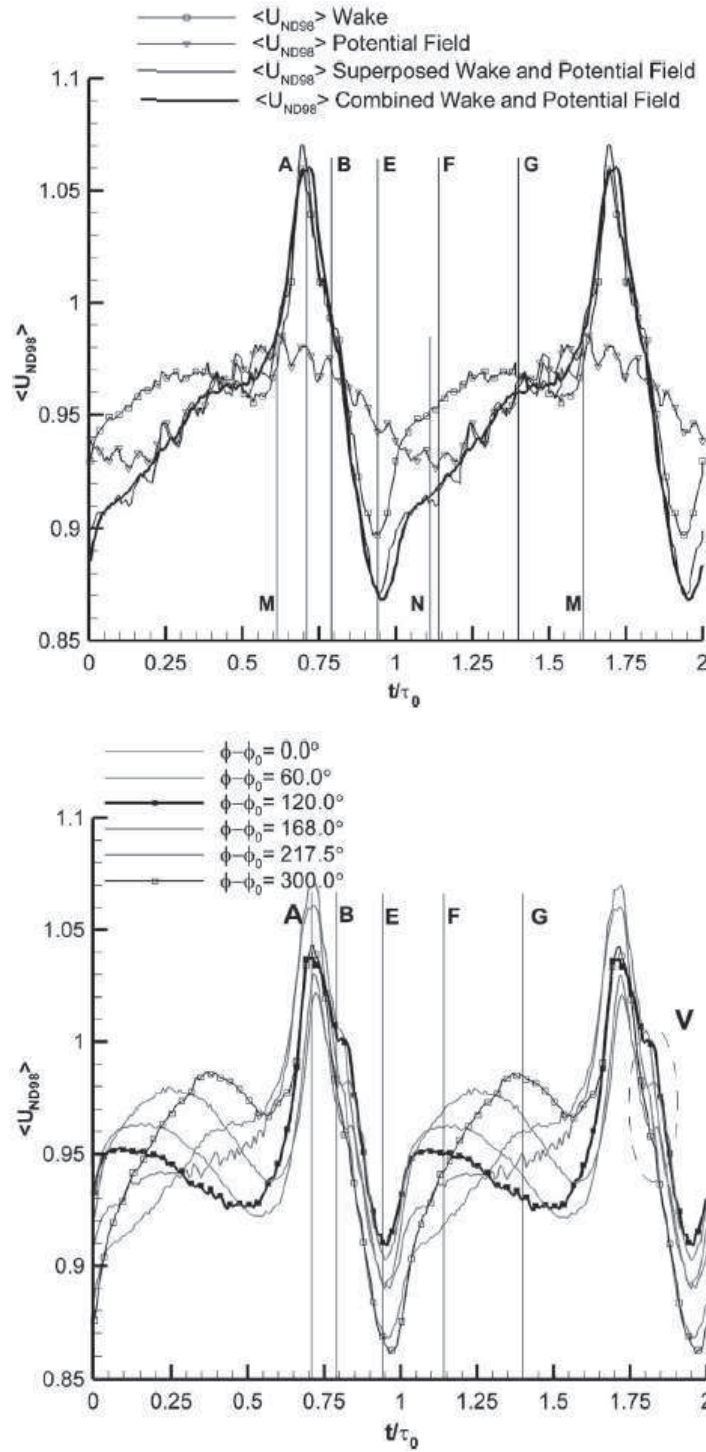


FIG. 1.18: Effets de l'indexation sur une grille T106 sur la vitesse extérieure à la couche limite proche du bord de fuite à l'extrados[46]

1.3. LES EFFETS POTENTIELS

avec les effets potentiels minimum. Le maximum de rendement est donc obtenu quand le sillage de la roue rotor (resp. stator) amont vient impacter le bord d'attaque du rotor (resp. stator) suivant.

Principaux résultats de C. Deslot [10] Deslot, par son étude numérique, met en évidence deux caractéristiques des effets potentiels générés par des barreaux défilants derrière une grille d'aubes de turbine basse pression.

Un *effet potentiel global* est remarqué par les variations de vitesse sur tout le domaine d'étude, de l'amont à l'aval. C'est la force exercée sur l'aubage qui varie périodiquement avec le resserrement du canal de sortie qui dépend de la position du barreau aval [11]. C'est un effet de blocage.

L'*effet potentiel local* engendre des fluctuations spatio-temporelles locales périodiques selon la période de défilement des barreaux. L'extrados subit principalement ces variations, elles-mêmes modifiées par l'effet de blocage précédemment expliqué. Le côté intrados de l'aube ne subit que l'effet global, la géométrie de la configuration le protégeant de l'effet local (le barreau est toujours plus "loin" de l'intrados que de l'extrados).

L'étude de la transition de la couche limite a montré l'influence des effets potentiels remontants, notamment le point de transition oscille périodiquement (résultat similaire à Opoka et Hodson [47]). La figure 1.19 montre l'évolution du coefficient de frottement à la paroi à l'extrados de l'aube pour quatre positions différentes des barreaux aval, soit quatre instants de T_0 la période de défilement des barreaux. L'évolution de ce coefficient est caractéristique d'une couche limite passant d'un état laminaire (diminution du C_f) par une transition (augmentation du C_f) pour atteindre un état turbulent (diminution du C_f). Le maximum et les minima de cette courbe se situent à des positions différentes sur l'extrados, en fonction de la position du barreau aval.

Dans son étude, Deslot a ajouté des barreaux défilants à l'amont. La position relative de ces barreaux amont par rapport aux barreaux aval a été choisie pour que le sillage amont atteigne le bord de fuite de l'aube quand la zone de surpression créée par les barreaux aval est proche de ce bord de fuite. Deslot montre alors que les effets potentiels sont renforcés ou inhibés par la présence périodique des sillages. Sur la figure 1.20, l'analyse spectrale du coefficient de pression, défini en eq.1.10, montre que l'évolution du champ de pression au bord de fuite subit les effets visqueux et les effets non visqueux. Les effets sur la couche limite sont renforcés.

$$C_p(x, y) = \frac{P_{te} - P_s(x, y)}{P_{ts} - P_s} \quad (1.10)$$

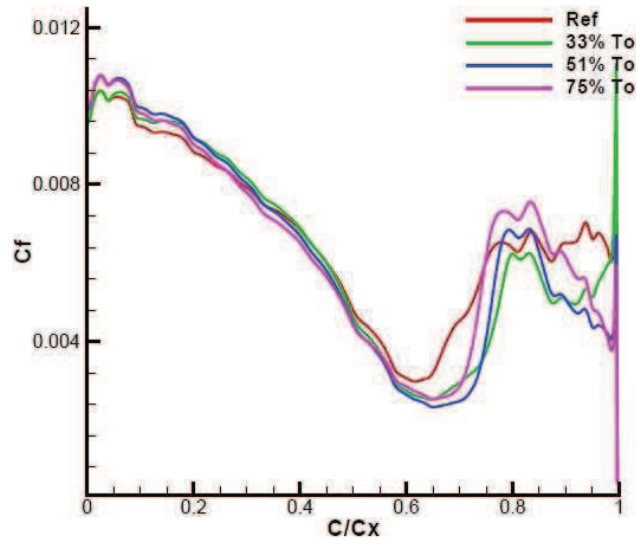


FIG. 1.19: Position de transition sur la configuration numérique [10]

avec P_t : pression totale, P_s : pression statique, $()_s$: sortie, $()_e$: entree

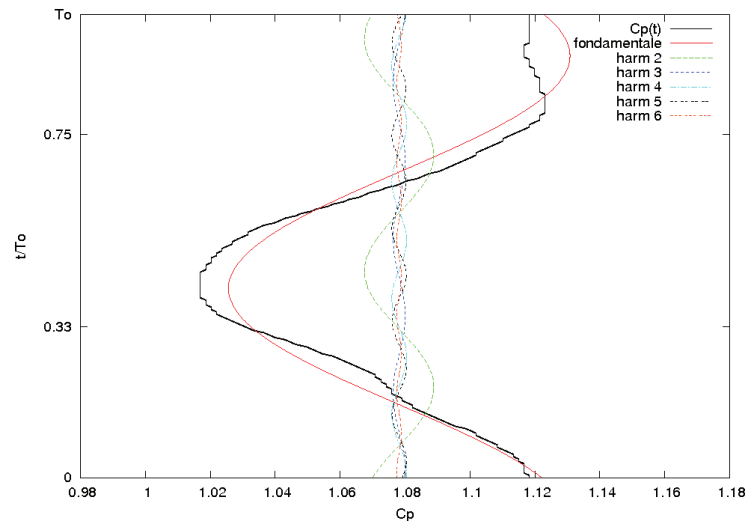


FIG. 1.20: Evolution du coefficient de pression au bord de fuite sous effet potentiel seul [10]

1.3. LES EFFETS POTENTIELS

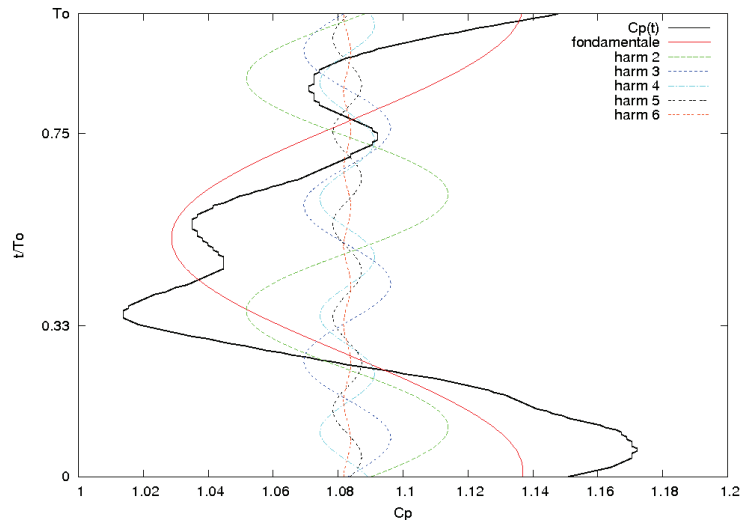


FIG. 1.21: Evolution du coefficient de pression au bord de fuite avec effet potentiel et sillage [10]

Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons vu que l'écoulement en proche paroi dans la couche limite, est très sensible aux champs de vitesse (déficit de vitesse lié aux effets visqueux) et aux champs de pression (effets potentiels). Les pertes que la couche limite engendre dépendent fortement de sa nature (laminaire ou turbulente) et de son mode de transition. Ce travail s'inscrit donc dans la continuité de la thèse de C. Deslot, par les mesures expérimentales sur une configuration très proche de la sienne. Les modifications apportées ont nécessité également une nouvelle étude numérique. Le détail du banc d'essais, des moyens de mesures, des moyens de calculs sera le sujet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Cadre expérimental

Cette partie justifiera le choix d'une grille d'aubes de turbine. Elle présentera également le cadre expérimental de la configuration d'étude.

2.1 Principe de la grille d'aubes

Afin de concentrer notre étude sur l'effet potentiel remontant, le banc d'essais est original. Le choix s'est arrêté sur une grille d'aubes plane grande échelle. Cela a été le sujet du stage de master de C. Deslot ([9]).

Cette grille d'aubes, modèle simplifié de turbomachines, restreint la complexité du problème. En effet, on peut considérer une grille d'aubes plane comme un développement d'une coupe d'une roue fixe ou mobile effectuée à un rayon donné (Fig.2.1). Les effets de Coriolis et certains effets de courbure sont ignorés.

L'utilisation d'une grille d'aubes facilite les investigations à angle d'attaque, nombre de Mach, nombre de Reynolds variables. On trouve des grilles d'aubes de compresseurs et de turbines. Les mesures de distribution de pression et de vitesse sur une aube sont plus aisées, ainsi que l'étude des couches limites, des décollements de coin, etc . . . De plus, les résultats expérimentaux ainsi obtenus procurent une base de données solide et fiable pour la validation des codes numériques.

Par contre, la grille d'aubes limite certaines investigations. Les gradients de pression radiaux ne sont pas retranscrits. Le taux de turbulence présent dans les machines réelles est généralement plus élevé que celui relevé en grille d'aubes.

Volino [65] travaille sur une grille d'aubes de turbine basse pression. Sur la figure 2.2, on reconnaît les planches qui assurent la périodicité de l'écoulement aval, ainsi qu'une grille de turbulence permettant de faire varier le taux de turbulence amont [6].

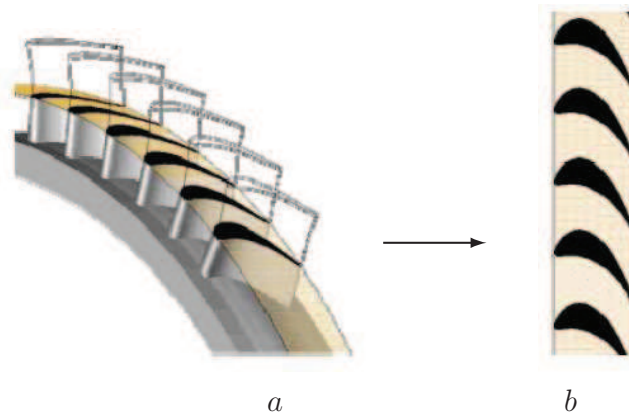


FIG. 2.1: Roue (a) et grille d'aubes (b) [63]

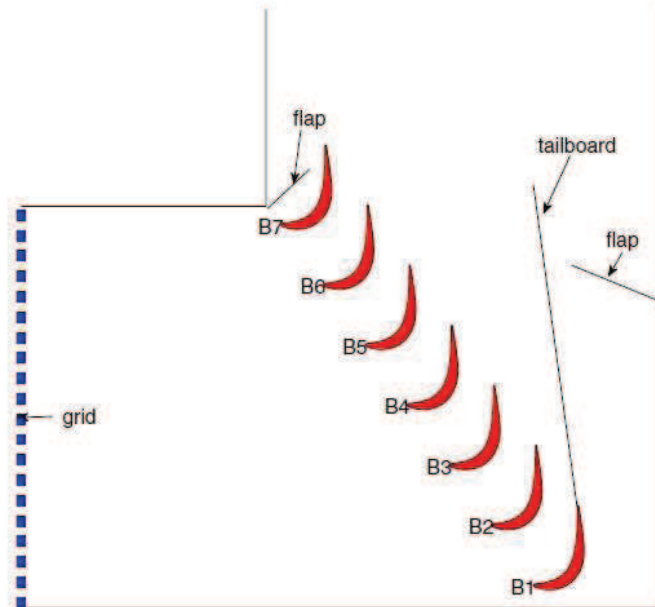


FIG. 2.2: Grille d'aubes de turbine basse pression (Volino [65])

Ma *et al.* [37] se concentrent sur le tourbillon de coin présent en compresseur. Ils ont donc élaborer une grille de compresseur (Fig.2.3) leur permettant de mettre en évidence ce décollement. Les mesures des distributions de pression pour différents angles d'attaque (angle i sur la figure) sur l'aube sont facilitées, ainsi que l'investigation proche paroi par

2.1. PRINCIPE DE LA GRILLE D'AUBES

des mesures laser par l'intermédiaire de parois vitrées.

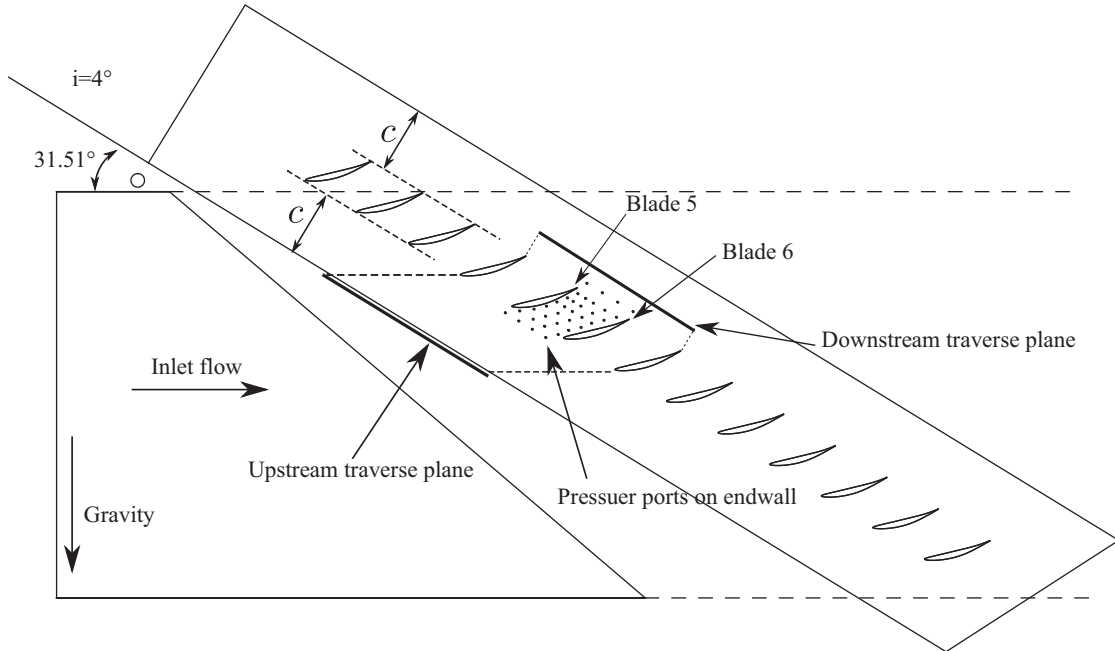


FIG. 2.3: Grille d'aubes de compresseur (Ma *et al.* [37])

Système de défilement de barreaux L'étude des interactions rotor-stator sur une grille d'aubes nécessite une roue mobile. La solution la plus souvent envisagée, et la plus simple, est de mettre un dispositif de défilement de **barreaux** en amont ou en aval de la grille. Ainsi, l'influence d'une roue amont sur une roue aval, ou inversement ou les deux, pourra être étudiée avec une grille d'aubes. En effet, le diamètre des barreaux est calculé pour générer les mêmes effets (au niveau des pertes ou du champ potentiel) que la roue réelle [23]. En général, le diamètre des barreaux amont sont du même ordre de grandeur que le bord de fuite des aubes de la roue amont réelle, alors que celui des barreaux aval est proche de l'épaisseur maximale du bord d'attaque des aubes de la roue aval réelle.

Un premier dispositif de défilements de barreaux est celui utilisée par Coton et al. [7]. L'inconvénient de leur banc expérimental (Fig.2.4) est le non-parallélisme entre les barreaux et le bord d'attaque des aubes. Le domaine de mesure est limité à la mi-envergure des aubes, car la vitesse linéaire des barreaux varie dans l'envergure.

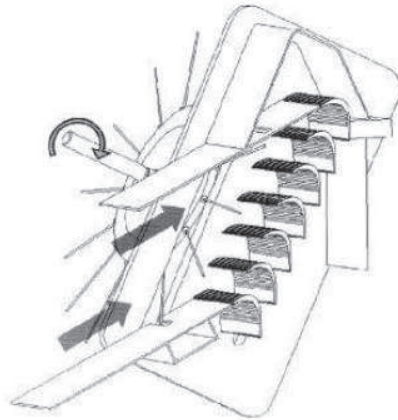


FIG. 2.4: Dispositif de défilement de Coton *et al.* [7]

D'autres dispositifs consistent à faire défiler des barreaux autour de la grille, à la fois en amont et en aval (Fig.2.5 et Fig.2.6). Ce système est appelé *cage d'écureuil*. Cette fois-ci l'inconvénient réside dans l'encombrement d'une telle installation, et limite donc la taille de la grille d'aubes.

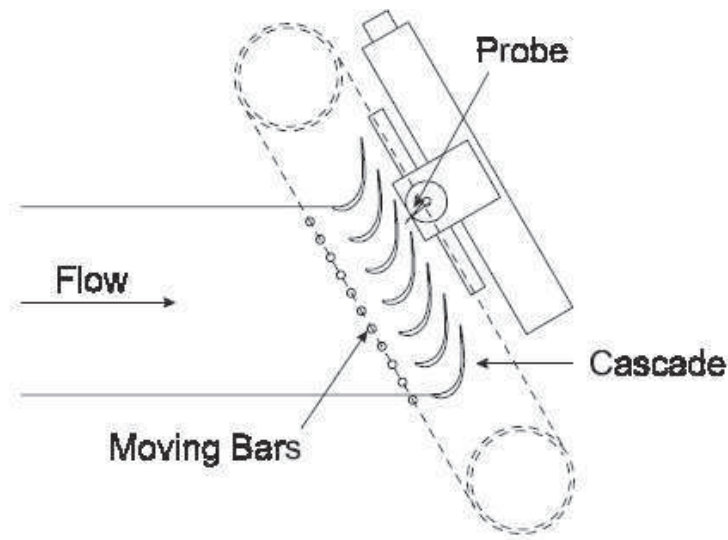


FIG. 2.5: Dispositifs en *cage d'écureuil* de Curtis *et al.* [8]

2.1. PRINCIPE DE LA GRILLE D'AUBES

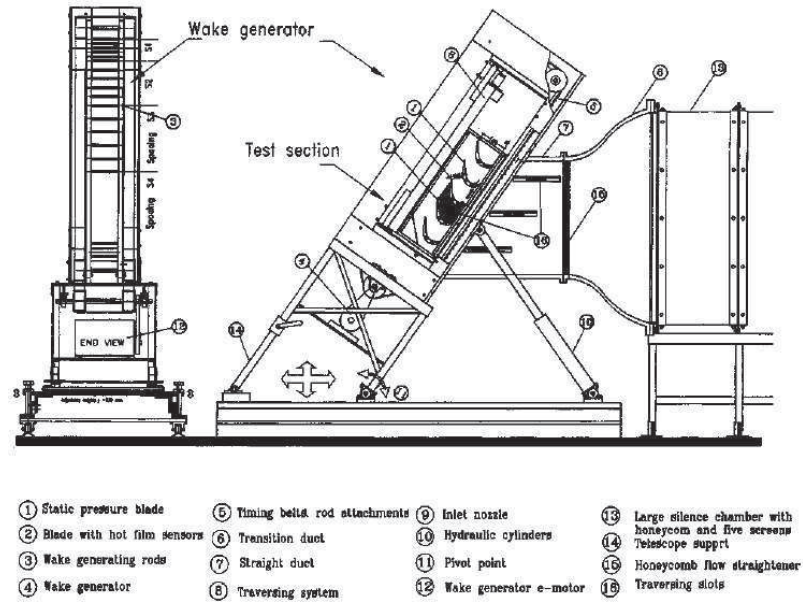


FIG. 2.6: Dispositifs en cage d'écureuil de Schobeiri et Öztürk [57])

Il existe des configurations qui permettent à la fois l'étude de l'influence d'une roue amont et d'une roue aval sur une grille d'aubes. Sur la figure 2.7 est montrée la configuration expérimentale de Opoka et Hodson [46].

Des études numériques accompagnent souvent ces expériences. Rappelons le travail de Deslot pendant sa thèse [10], sur les effets d'une roue aval sur une grille d'aubes d'une part, et d'une roue aval et une roue amont d'autre part. Numériquement, elle n'a modélisé qu'un canal, puisque le pas inter-aubes et le pas inter-barreaux sont identiques.

Conclusion De telles configurations de grilles d'aubes n'ont donc pas la prétention de restituer le comportement exact au sein d'une turbomachine, mais de simuler des phénomènes encore peu étudiés. Elles permettent ainsi d'avoir une meilleure connaissance de phénomènes encore peu documentés en conservant certaines caractéristiques aérodynamiques des configurations réelles.

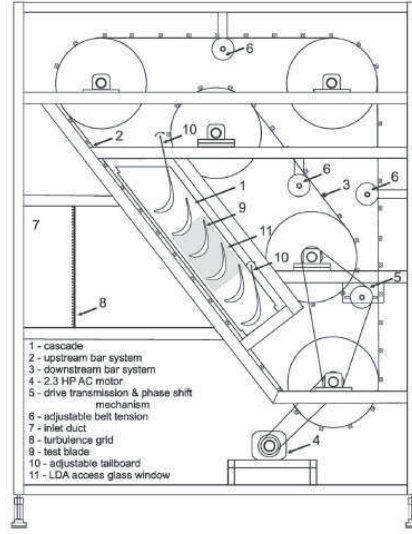


FIG. 2.7: Double dispositif de défilement de barreaux (Opoka et Hodson [46])

2.2 Grille d'aubes d'étude

Deslot [10] justifie le choix de la géométrie de notre banc d'essai. Les principales caractéristiques et les modifications apportées vont être exposées.

La géométrie de la grille d'aubes de cette étude a pour objectif de mettre en évidence l'effet potentiel remontant, peu étudié. Les caractéristiques d'une turbine basse pression réelle sont conservées : une accélération sur l'intrados, une accélération suivie d'un palier de vitesse puis d'une décélération à l'approche du bord de fuite sur l'extrados, ainsi qu'un nombre de Reynolds caractéristique des turbines BP. Dans le cadre des grilles d'aubes, le nombre de Reynolds basé sur la corde Re_C est plus utilisé (eq.2.1).

$$Re_C = \frac{U_{sortie} \times C}{\nu} \quad (2.1)$$

Dans notre cas, $Re_C = 1.6 \times 10^5$.

2.2.1 Vue globale de la configuration

Sur la figure 2.8, l'installation expérimentale est schématisée. Notre grille d'aubes est constituée de cinq aubes dont la corde est de 0.704 m soit environ quinze fois supérieure à la corde d'une aube de turbomachine réelle. Ainsi, les mesures expérimentales dans

2.2. GRILLE D'AUBES D'ÉTUDE

la couche limite, à nombre de Reynolds de turbine basse pression, sont facilitées par l'épaisseur de couche limite de l'ordre du centimètre.

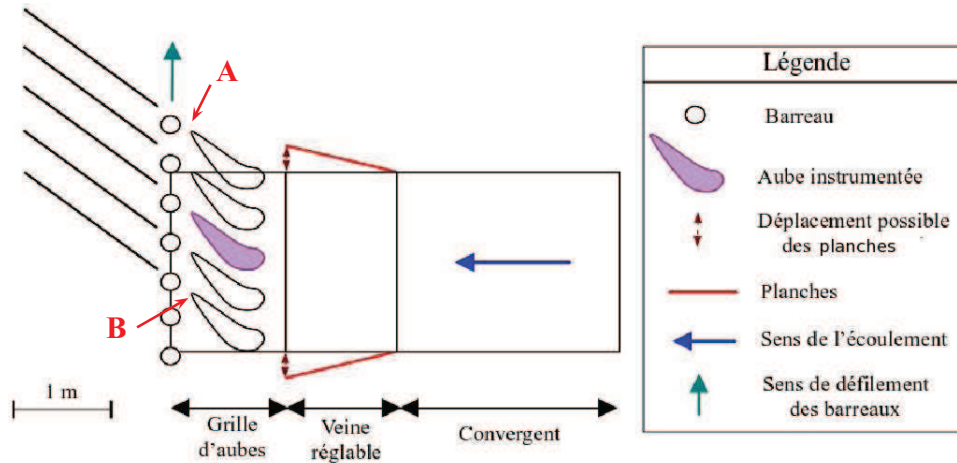


FIG. 2.8: Schéma de la grille d'aubes [53]

L'écoulement amont (section 4.1) traverse avant le convergent un nid d'abeilles qui permet de casser les grosses structures de l'écoulement qui se sont formées à travers les différents conduits. Puis l'écoulement est accéléré par un convergent mono-dimensionnel. Il pénètre alors dans la veine réglable, puis dans la grille d'aubes (section 2.2.2). Il est ensuite fortement perturbé par son passage à travers le canal inter-barreaux (section 2.2.3). Enfin, il sort périodiquement sur un pas, forcé par les planches aval (section 2.2.4).

2.2.2 Caractéristique de l'aube d'étude

L'aube instrumentée est l'aube centrale de la grille. Les caractéristiques géométriques de l'aube d'étude sont résumées sur la figure 2.9 et dans le tableau 2.1.

2.2.3 Le système de défilement des barreaux

Contrairement aux expériences présentées dans la partie 2.1, un système de défilement des barreaux spécialement conçu pour notre expérience permet une translation des barreaux toujours parallèle au bord de fuite, sans jamais passer devant le bord d'attaque (Fig.2.10). En effet, le système élaboré comporte deux chaînes, sur lesquelles le barreau est attaché par une de ses deux extrémités. Chacun des dix-neuf barreaux a un diamètre de 10 cm et une longueur de 1 m, légèrement supérieure à l'envergure de l'aube.

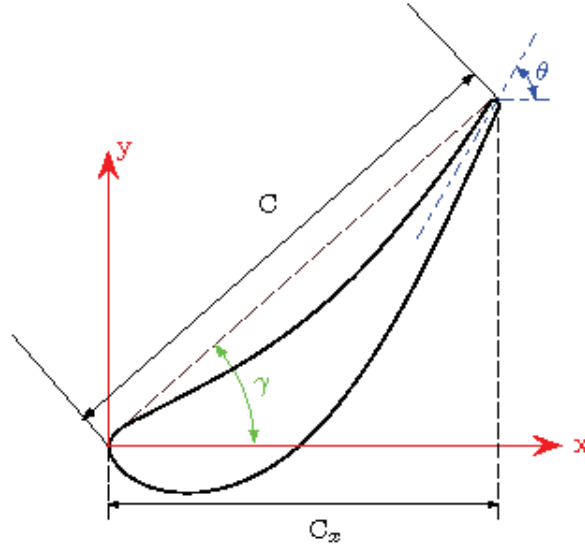


FIG. 2.9: Schéma de l'aube d'étude [10]

Afin d'assurer l'interaction entre l'effet potentiel généré par les barreaux aval avec l'écoulement amont et la couche limite des aubes, la distance entre le bord de fuite de l'aube et le barreau est fixée à 0.10 m , soit 20% de la corde axiale C_x de l'aube. Cette distance est donc bien inférieure à la distance minimale de $30\%C_x$ [50] permettant d'observer les effets potentiels.

Le coefficient de flux, ou coefficient de débit, (eq.2.2) est choisi afin d'être en présence de phénomènes quasi-statiques et instationnaires (chapitre 1). Ainsi, avec une vitesse de défilement des barreaux U_{bar} de 1.94 m.s^{-1} , un coefficient de flux (eq.2.2) fixé dans notre étude fixé à $\Phi = 0.865$, la vitesse amont V_{am} est d'environ 1.68 m.s^{-1} et le nombre de Reynolds d'environ 1.6×10^5 .

$$\Phi = \frac{V_{am}}{U_{bar}} \quad (2.2)$$

2.2.4 Les planches aval

Des planches en aval du système de défilement des barreaux, d'une longueur de 1.5 m , d'épaisseur 0.01 m avec un bord d'attaque formé par un demi-cylindre, assurent la périodicité de l'écoulement aval. En effet, les planches aval permettent un meilleur réglage de l'écoulement de sortie. De plus, elles limitent également des fuites par les ouvertures

2.2. GRILLE D'AUBES D'ÉTUDE



FIG. 2.10: Système de défilement des barreaux

Corde C	0.704 m
Corde axiale C_x	0.529 m
Angle de calage γ	43°
Angle de sortie β	63.3°
Diamètre des barreaux d	0.1 m
Longueur des planches aval L_f	1.5 m
Distance entre le BF de l'aube et le barreau	0.105 m
Distance entre le barreau et les planches aval	0.03 m
Pas g (pour les trois roues)	0.457 m
Vitesse amont V_{am}	1.68 m.s^{-1}
Vitesse de défilement des barreaux U_{bar}	1.94 m.s^{-1}
Coefficient de flux Φ	0.865
Nombre de Reynolds basé sur la corde Re_c	1.6×10^5

TAB. 2.1: Paramètres géométriques et aérodynamiques de l'étude

haute et basse nécessaires au passage des barreaux (Fig.2.8 repères A et B). En effet, les calculs numériques de Deslot [10] montrent une variation périodique non négligeable de l'angle de sortie de l'écoulement (Fig.2.11) sur un pas, en fonction de la position circumférentielle des barreaux aval ($33\%S$, $51\%S$, etc $\dots$). L'angle d'inclinaison des planches aval a été fixé à 58° , qui est l'angle moyen de déflexion observé par Deslot.

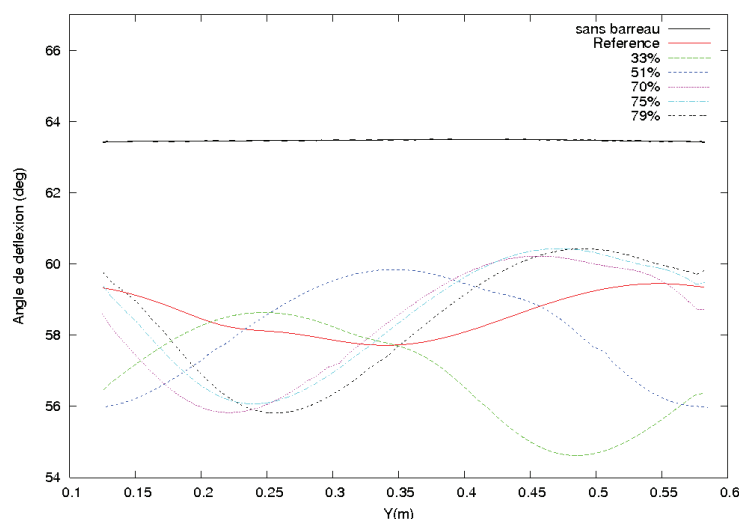


FIG. 2.11: Angle de déflexion de l'écoulement en sortie [10]

Le pas inter-planche est le même que celui des deux roues amont : $g = 0.457m$. Ce choix facilitera l'étude numérique par la modélisation d'un seul canal inter-aubes : une aube, un barreau et une planche.

La distance entre les barreaux et les planches est de $0.03\ m$ seulement. Il nous a paru important de placer ces planches très proches des barreaux afin d'assurer la périodicité de l'écoulement dès sa sortie du canal inter-barreaux. Les résultats expérimentaux obtenus avec cette nouvelle configuration ne peuvent donc plus être comparés aux résultats numériques obtenus par Deslot sans les planches aval. Une nouvelle étude numérique, prenant en compte les planches aval, a donc été indispensable.

2.3 Principe de la grille de turbulence

Le taux de turbulence présent dans une turbine basse pression est de l'ordre de 4% . C'est pourquoi, après une étude à bas taux de turbulence, environ $T_u = 1\%$, une grille de turbulence est rajoutée en amont afin d'augmenter le taux de turbulence de l'écoulement. Comte-Bellot et Corrsin [6] ont étudié en 1966 la décroissance du taux de turbulence

2.3. PRINCIPE DE LA GRILLE DE TURBULENCE

induit par une grille de turbulence en amont, en fonction de la solidité σ de la grille de turbulence et la distance à cette grille. La solidité d'une grille de turbulence est le rapport entre la surface de la grille vue de face et la surface de la veine sans la grille (2.3).

$$\sigma = \frac{M^2 - (M - d)^2}{M^2} \quad (2.3)$$

avec M la taille de la maille, et d la largeur des barreaux constituant la grille de turbulence.

Dans notre cas, $M = 50$ mm et $d = 10$ mm. On obtient alors une solidité de $\sigma = 0.36$, soit une surface de passage de 64% de même valeur que celle de Comte-Bellot et Corrsin [6]. La décroissance de la turbulence en fonction de la distance entre la grille de turbulence et la grille d'aubes peut alors directement prise sur les résultats de Comte-Bellot et Corrsin, récapitulé dans [67]. La grille de turbulence se situe dans notre configuration à $x = 1.2m$ du bord d'attaque des aubes, soit à 24 mailles. La turbulence amont sera donc, a priori, de $T_u = 3.5\%$ pour l'étude stationnaire en présence de la grille de turbulence amont.

Conclusion

Dans ce chapitre a été présentée la configuration expérimentale utilisée lors de cette étude. Il s'agit d'une grille composée de cinq aubes de turbine, suivies par des barreaux défilant à tout instant parallèlement au bord de fuite de ces aubes. La distance aube-barreaux est suffisamment petite pour mettre en évidence l'effet potentiel remontant. Enfin, des planches aval, très proches des barreaux assurent la périodicité de l'écoulement aval, mais impliquent une nouvelle étude numérique.

Les paramètres précisés ici sont valables pour l'ensemble de l'investigation expérimentale. Le chapitre suivant décrit le cadre numérique de ce travail.

Chapitre 3

Cadre numérique

Ce chapitre présentera dans un premier temps les équations qui régissent le comportement d'un fluide. Dans un deuxième temps, le solveur utilisé sera détaillé. Enfin le maillage, outil indispensable à tout calcul numérique sera décrit.

3.1 Les équations de Navier-Stokes

3.1.1 Les équations de Navier-Stokes instantanées

Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un milieu continu, constitué d'un fluide compressible et visqueux. Le système d'équations de Navier-Stokes permet d'exprimer à la fois la conservation de la masse (eq.3.1), la conservation de la quantité de mouvement (eq.3.2) et la conservation de l'énergie (eq.3.3).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho H u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

où t désigne le temps, ρ est la masse volumique du fluide considéré, x_i les coordonnées spatiales cartésiennes, u_i les composantes de la vitesse $\vec{u}$, p la pression, E l'énergie totale, H l'enthalpie totale, q_j les composantes du flux de chaleur $\vec{q}$ et τ_{ij} les composantes du tenseur des contraintes visqueuses $\vec{\tau}$.

Rappelons ici quelques relations thermodynamiques, entre l'énergie totale E et l'énergie interne e , entre l'enthalpie totale H et l'enthalpie spécifique h , et entre l'enthalpie h

et l'énergie interne e .

$$\begin{cases} E = e + \frac{1}{2}u_k u_k \\ H = h + \frac{1}{2}u_k u_k \\ h = e + \frac{p}{\rho} \end{cases} \quad (3.4)$$

Lois de comportement

Tenseur des contraintes visqueuses On considère l'air comme un fluide newtonien. L'équation suivante (eq.3.5) décrit le tenseur des contraintes visqueuses dans ce cas là.

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (3.5)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.6)$$

où λ et μ sont deux coefficients de viscosité, et S_{ij} le tenseur des déformations. Dans notre cas où le fluide suit l'hypothèse de Stokes (eq.3.7), le tenseur des contraintes visqueuses peut prendre une forme simplifiée (eq.3.8, avec δ_{ij} le symbole de Kronecker).

$$3\lambda + 2\mu = 0 \quad (3.7)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.8)$$

Loi de Sutherland La loi de Sutherland permet d'estimer la viscosité dynamique μ :

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_\infty + 110.4}{T + 110.4} \quad (3.9)$$

où μ_∞ est la viscosité imposée à la température de référence T_∞ , et 110.4 une constante (en Kelvin) pour l'air.

Vecteur flux de chaleur On utilise la loi de Fourier (eq.3.10) pour modéliser le flux de chaleur, κ désignant le coefficient de conductibilité thermique

$$q_{ij} = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (3.10)$$

En introduisant le nombre de Prandtl P_r (eq.3.11, $P_r = 0.72$ pour l'air), l'expression du vecteur flux de chaleur devient l'équation 3.12.

$$P_r = \frac{\mu c_p}{\kappa} \quad (3.11)$$

3.1. LES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES

$$q_{ij} = -\frac{\mu c_p}{P_r} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (3.12)$$

Dans notre cas, l'écoulement sera considéré adiabatique.

Lois d'état

Pour établir les lois d'état, nous considérons l'air comme un gaz calorifiquement parfait. L'air est également à chaleurs spécifiques constantes (eq.3.13). c_p est la chaleur spécifique à pression constante alors que C_v est la chaleur spécifique à volume constant. Dans notre cas, $\gamma = 1.4$.

$$\gamma = \frac{c_p}{C_v} \quad (3.13)$$

Les conditions d'un tel gaz, pour une plage de température comprise entre 100 et 1200K, sont rappelées dans le système d'équations 3.14. Les équations thermodynamiques sont aussi spécifiées dans le système d'équations 3.4.

$$\begin{cases} p = \rho r T \\ e = C_v T \\ h = c_p T \end{cases} \quad (3.14)$$

Conclusions Avec les hypothèses sur l'air, les équations de Navier-stokes sont désormais un système d'équations fermé. Mais la non-linéarité de ces équations rend leur résolution complexe en raison du grand nombre d'échelles de tailles différentes. Cela est toutefois possible par un calcul direct, appelé *DNS* (Direct Numerical Simulation), mais ce calcul impose un maillage très fin. Le coût et le temps de calcul sont très élevés. Une méthode alternative repose sur la résolution des grosses échelles uniquement, les petites échelles présentant un caractère plus universel, donc sont plus facilement modélisables. C'est la méthode LES, pour Large Eddy Simulation. Pour cette étude, nous avons décidé d'utiliser une approche statistique, basée en outre sur la décomposition de Reynolds (eq.1.6).

3.1.2 Les équations de Navier-Stokes moyennées

La décomposition de Reynolds s'applique aux grandeurs aérodynamiques et thermiques ρ , p , τ , et q . Chacune de ces variables est alors la somme d'un champ moyen et d'un champ fluctuant, par exemple $P = \bar{p} + p'$.

Par contre, pour les grandeurs U et E , l'utilisation d'une décomposition de Favre est requise, où la moyenne est notée $(\bar{\cdot})$ et la fluctuation $(\cdot'')$. Ainsi pour la vitesse par

exemple, on obtient :

$$u_i = \tilde{u} + u_i'' \quad \text{avec} \quad \tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \quad (3.15)$$

En notant $(-)$ la moyenne au sens de Reynolds et $(\cdot)$ la moyenne au sens de Favre, nous obtenons un nouveau système d'équations (eq.3.16 à eq.3.18).

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\tau_{ij}} - \bar{\rho} \widetilde{u''_i u''_j} \right) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{H} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \left(\overline{q_j} + \bar{\rho} \widetilde{e'' u''_j} \right)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\overline{\tau_{ij}} - \bar{\rho} \widetilde{u''_i u''_j} \right) \tilde{u}_i \right) - T_s^k \quad (3.18)$$

Dans cette équation 3.18, $\hat{E} = \tilde{e} + 1/2 \tilde{u}_k \tilde{u}_k$ est l'énergie totale et $\hat{H} = \hat{E} + \bar{\rho} \bar{p}$ l'enthalpie totale, quantités relatives à l'écoulement moyen. T_s^k représente un terme source d'énergie cinétique turbulente.

Il apparaît deux nouveaux termes par rapport aux équations de Navier-Stokes instantanées : le tenseur de Reynolds $\bar{\rho} \widetilde{u''_i u''_j}$ et le vecteur de flux de chaleur turbulent $\bar{\rho} \widetilde{e'' u''_j}$.

3.2 Le solveur elsA

La méthode numérique utilisée dans elsA est basée sur une formulation intégrale des équations de Navier-Stokes conduisant à une discrétisation par volumes finis. Les maillages doivent être tri-dimensionnels multi-domaines, structurés par bloc. Le problème à résoudre peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \underbrace{\oint_{\partial\Omega} \mathbf{F}c[\mathbf{W}] \cdot \mathbf{n} d\Sigma}_{\text{Flux Convectifs}} + \underbrace{\oint_{\partial\Omega} \mathbf{F}d[\mathbf{W}, \mathbf{grad} \mathbf{W}] \cdot \mathbf{n} d\Sigma}_{\text{Flux Diffusifs}} = \underbrace{\int_{\Omega} \mathbf{T}[\mathbf{W}] d\Omega}_{\text{Termes Source}} \quad (3.19)$$

avec $\mathbf{W}$ le vecteur des variables conservatives :

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{U} \\ \rho E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

et Ω le volume considéré, $\partial\Omega$ la frontière de Ω .

3.2. LE SOLVEUR ELSA

3.2.1 Discrétisation des flux

Dans le code elsA, la formulation est *cell-centered*, c'est-à-dire que le bilan des flux se fait au barycentre des cellules de maillage.

Discrétisation des flux convectifs Comme Deslot [10], le choix s'est porté sur le schéma centré de Jameson [21]. Dans ce cas un terme complémentaire de viscosité artificielle est ajouté. Il intervient dans l'eq.3.21 par le terme $\mathbf{D}_e$.

$$\mathbf{F}_c = \frac{1}{2} [\mathbf{F}(\mathbf{W}_\omega) + \mathbf{F}(\mathbf{W}_{\omega_e})] \cdot \mathbf{n}_e d\omega_e + \mathbf{D}_e \quad (3.21)$$

Ce flux $\mathbf{D}_e$ de viscosité artificielle est composé de deux termes de diffusion : d'une part, un terme non linéaire du second ordre dépendant du paramètre χ_2 , et d'autre part, un terme linéaire du quatrième ordre dépendant du paramètre χ_4 . Le choix des valeurs de ces deux paramètres est un compromis entre robustesse et précision. En règle générale, χ_2 est compris entre 0.25 et 1, alors que χ_4 varie entre 0.016 et 0.064.

Une méthode de *damping* est appliquée pour réduire l'excès de diffusion dans les zones de proche paroi dues au terme χ_4 . Pour la prise en compte de la transition, la correction de Martinelli est utilisée. Elle affine l'influence des termes dissipatifs.

Discrétisation temporelle Une solution indépendante du pas de temps est recherchée. C'est pourquoi l'intégration spatiale et l'intégration temporelle sont découplées. La résolution est dite *pseudo-instationnaire*. On définit alors un pas convectif, qui dépend du CFL (nombre de Courant-Friedrich-Lewy) défini dans l'équation 3.22

$$\Delta t = CFL \frac{\Delta h}{|\vec{V}| + c} \quad \text{avec } \Delta h \text{ la dimension caractéristique du volume contrôle} \quad (3.22)$$

Pour le calcul stationnaire, un schéma explicite Runge Kutta à quatre pas est utilisé. Une phase implicite est ajoutée. Une factorisation LU permet une résolution approchée des grands systèmes linéaires obtenus par la phase implicite.

Dans le calcul instationnaire, c'est un schéma Euler rétrograde qui est utilisé.

3.2.2 Le préconditionnement basse vitesse

Notre étude est basée sur une analogie de Reynolds. La conséquence la plus marquée est la faible vitesse amont. De ce fait, les modes convectifs sont très lents alors que les

modes acoustiques sont rapides. Pour réduire cet écart, la dérivée temporelle des équations de Navier-Stokes est multipliée par une matrice de préconditionnement Γ basée sur la méthode de Chorin [5].

Le préconditionnement basse vitesse améliore aussi la précision des solutions à faible vitesse. En effet, le terme de dissipation artificielle dans de tels cas est de l'ordre de l'unité alors que le terme de flux convectif est de l'ordre du nombre de Mach, donc faible. Le préconditionnement bas Mach fait tendre également le terme de dissipation artificielle vers le nombre de Mach. Il a donc un double intérêt.

Le choix du préconditionnement de Choi-Merkle est justifié dans la thèse de Deslot [10].

3.3 Le maillage

La création du maillage pour une étude numérique est d'une importance capitale. En effet, l'évolution des différentes grandeurs et des flux se base sur ce maillage. Il convient toutefois de faire un compromis entre finesse et rapidité du calcul. En effet, un maillage fin, notamment dans les zones à forts gradients de pression ou de vitesse permettra d'appréhender correctement l'évolution des petites structures de l'écoulement. Mais en conséquence, le temps de calcul sera augmenté, car le calcul des flux se fera sur de plus nombreuses mailles.

Dans notre configuration, la présence de sillages et l'étude de la couche limite nous imposent un maillage plus raffiné dans ces zones. Par contre, les conditions en amont étant relativement simples, le domaine amont pourra être plus lâche. La configuration de maillage choisie est une topologie $O-6H$ pour chacune des trois roues : l'aube, le barreau et la planche. Une topologie en O autour des parois solides permet d'assurer un maximum d'orthogonalité des lignes de maillage perpendiculaires à la paroi. Puis le bord d'attaque (présence de l'effet potentiel remontant) et le bord de fuite (présence des sillages et effet potentiel descendant) sont encadrés par un maillage en H . De plus, la partie intrados et extrados adoptent aussi une topologie en H comme le domaine amont et aval de chaque roue (Fig.3.1). Les sous-blocs à l'intérieur de chaque bloc "roue" sont coïncidents entre eux.

La taille de la première maille dans les blocs de topologie O est de 0.011 mm. Le domaine amont s'étend deux cordes en amont du bord d'attaque de l'aube, et le domaine aval une corde en aval du bord de fuite de la planche.

3.3. LE MAILLAGE

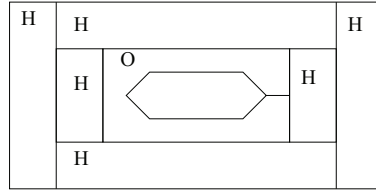


FIG. 3.1: Topologie de maillage utilisée pour chacune des trois roues

La périodicité de notre configuration nous autorise à ne mailler qu'un seul canal. En effet, le pas de chaque roue étant égal à $g = 0.457\text{ m}$ et l'écoulement à mi canal inter-roue est identique d'un canal à l'autre. Notre maillage est donc constitué de trois topologies $O - 6H$ mises bout à bout. Le maillage a été généré pour une roue entière de rayon très grand. En effet, la roue est constituée de 3451 aubes. Ainsi, les effets de rayon sont négligeables sur un canal.

Le logiciel elsA se base sur un maillage tri-dimensionnel. Notre écoulement étant volontairement bi-dimensionnel, nous obtenons le maillage tri-dimensionnel par copie successive du maillage bi-dimensionnel dans la direction de l'envergure. Treize plans sont ainsi obtenus. La totalité du maillage d'un canal représente 551 629 points, avec 214 175 points pour le bloc aube, 131 859 pour le bloc barreau, et enfin 205 595 pour le bloc planche.

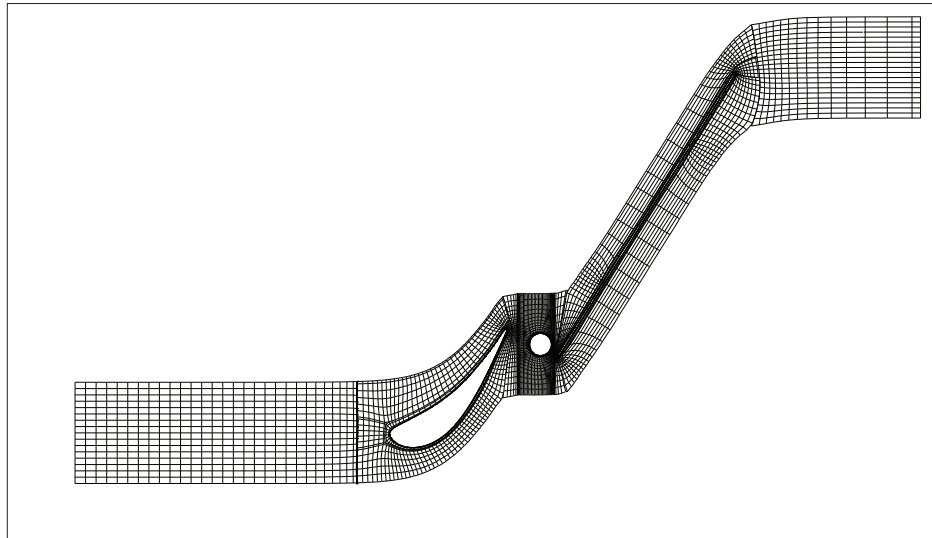


FIG. 3.2: Maillage dérafiné 3 fois dans les trois directions

3.4 Conditions aux limites

Comme l'étude numérique s'appuie sur la résolution des équations de Navier-Stokes, associée à un écoulement subsonique, en amont, la direction de l'écoulement, la pression d'arrêt et la température d'arrêt sont imposées, en aval seulement la pression statique.

Pour les parois latérales, qui joueraient le rôle de moyeu et de carter sur une configuration de turbomachine classique, des conditions de glissement adiabatique à la paroi sont imposées pour éviter tout développement de couches limites pariétales à cet endroit.

Par contre, des conditions d'adhérence, toujours adiabatiques, sont imposées sur les parois de l'aube, du barreau et de la planche. Ainsi, les couches limites pourront se développer.

Pour retrouver la périodicité azimutale, la totalité des informations sont transmises d'un canal inter-roue au suivant dans la direction circonférentielle.

Conclusion

Désormais, le cadre expérimental et le cadre numérique ont été présentés. Dans le chapitre suivant, les premiers résultats expérimentaux seront exposés. Il s'agira de connaître l'état de la couche limite de l'aube dans une étude stationnaire, en absence de barreau aval.

Chapitre 4

Etude expérimentale stationnaire

Cette partie est consacrée aux résultats expérimentaux lors de l'absence des barreaux aval. Seuls les résultats des mesures sont présentés. Le détail des mesures se trouve en annexe B afin de se concentrer ici sur les phénomènes physiques en présence.

4.1 Ecoulement amont

L'écoulement amont décrit dans cette partie stationnaire conservera ses caractéristiques dans la partie consacrée aux expériences instationnaires, sauf indication contraire.

Un ventilateur à vitesse de rotation variable d'une puissance maximale de 60kW procure l'écoulement amont. Lors des essais, seule 15 à 20 % de cette puissance est utilisée. Puis la soufflerie est composée d'une chambre de tranquillisation de $3.4m \times 3.4m \times 3.4m$. A sa sortie, une grille de nids d'abeilles permet de casser les grosses structures de l'écoulement qui se sont formées précédemment. Suit un convergent dont la section de sortie est de 1.80 m de haut par 0.90 m de large.

Ensuite, un canal de section latérale réglable permet d'évacuer les couches limites latérales. La bi-dimensionnalité de l'écoulement impactant la grille d'aubes est alors assurée. Cela a été réalisé lors de mon stage de master [53]. Une vue latérale du banc d'essais est disponible sur la figure 4.1 et sur la figure 4.2 est présentée une vue plus globale.

Afin d'ajuster la périodicité de l'écoulement amont, la vitesse amont a été mesurée sur trois pas inter-aubes à 0.15 m en amont de la grille avec des moyens LDA à mi envergure. Les planches de réglage ont été placées de sorte à obtenir un écoulement périodique en amont. Des détails sur le réglage amont sont schématisés sur la figure 4.5. Une comparaison entre la vitesse amont V_{am} ainsi obtenue expérimentalement sur le pas en amont de l'aube instrumentée et la vitesse amont obtenue numériquement est présentée sur la figure

CHAPITRE 4. ETUDE EXPÉRIMENTALE STATIONNAIRE

4.3. Seule est montrée la distribution de vitesse dans le cas stationnaire pour le taux de turbulence T_{u-am} le plus bas, les autres cas présentant la même distribution. Numériquement, la vitesse a été relevée aux mêmes points spatiaux que les mesures expérimentales, c'est-à-dire sur un pas en sortie de domaine amont (Fig.4.4 en rouge). Chacune des vitesses a été adimensionnée par sa vitesse moyenne sur un pas. Une très bonne correspondance de distribution azimutale de la vitesse en amont apparaît. Les mesures à mi-canal ($y/g \leq -0.4$) montrent néanmoins une moins bonne correspondance.

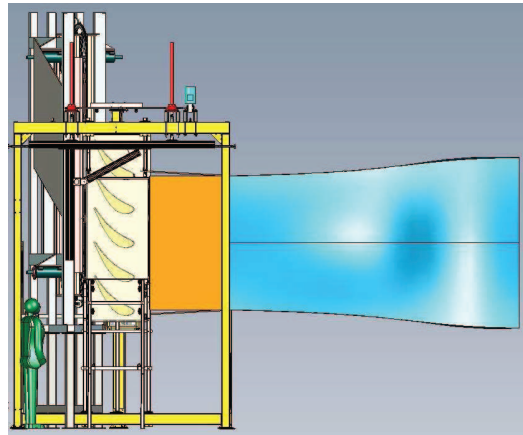


FIG. 4.1: Vue latérale du banc d'essais

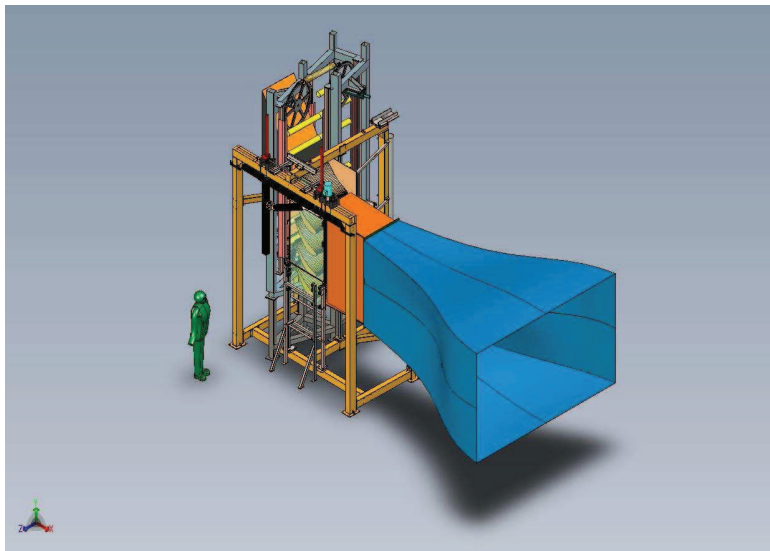


FIG. 4.2: Vue globale du banc d'essais

4.1. ECOULEMENT AMONT

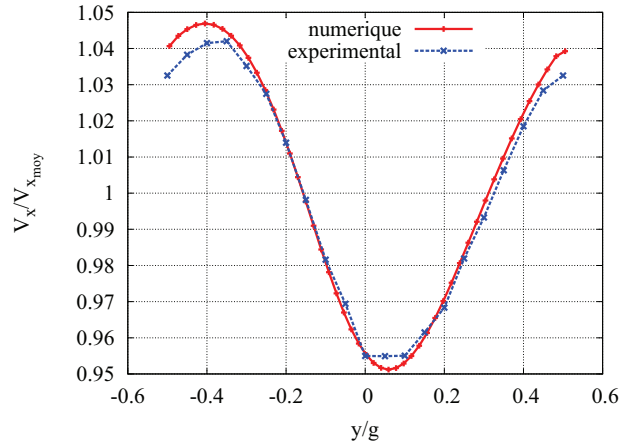


FIG. 4.3: Comparaison de la vitesse amont sur un pas en amont de la grille (stations en pointillés beiges sur la figure.4.5)

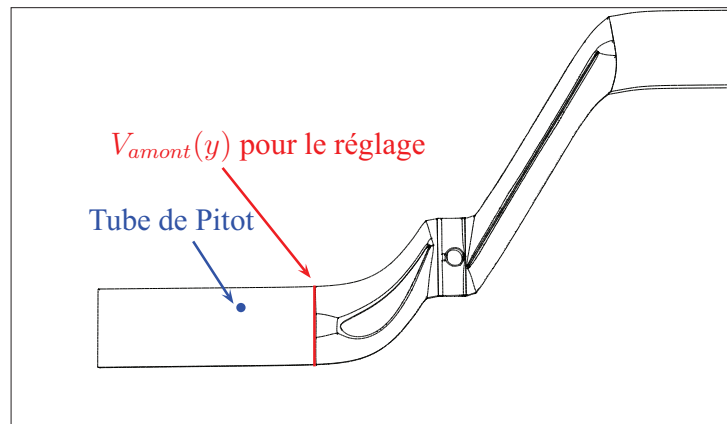


FIG. 4.4: Positions des sondes numériques de vitesse amont, et position expérimentale du tube de Pitot

Vitesse amont pour l'adimensionnement des grandeurs Un tube de Pitot est disposé une corde axiale en amont de la grille (Fig.4.4 en bleu). Il nous permet de mesurer la vitesse amont qui nous servira à fixer le nombre de Reynolds et à adimensionner nos mesures. Ce tube de Pitot est relié à un capteur de très petite gamme de pression (Furness : 3Pa). Le détail des mesures est donné en annexe B. La position azimutale du tube de Pitot est choisie de sorte que le sillage de la sonde ne vienne pas perturber les mesures sur l'aube centrale de la grille.

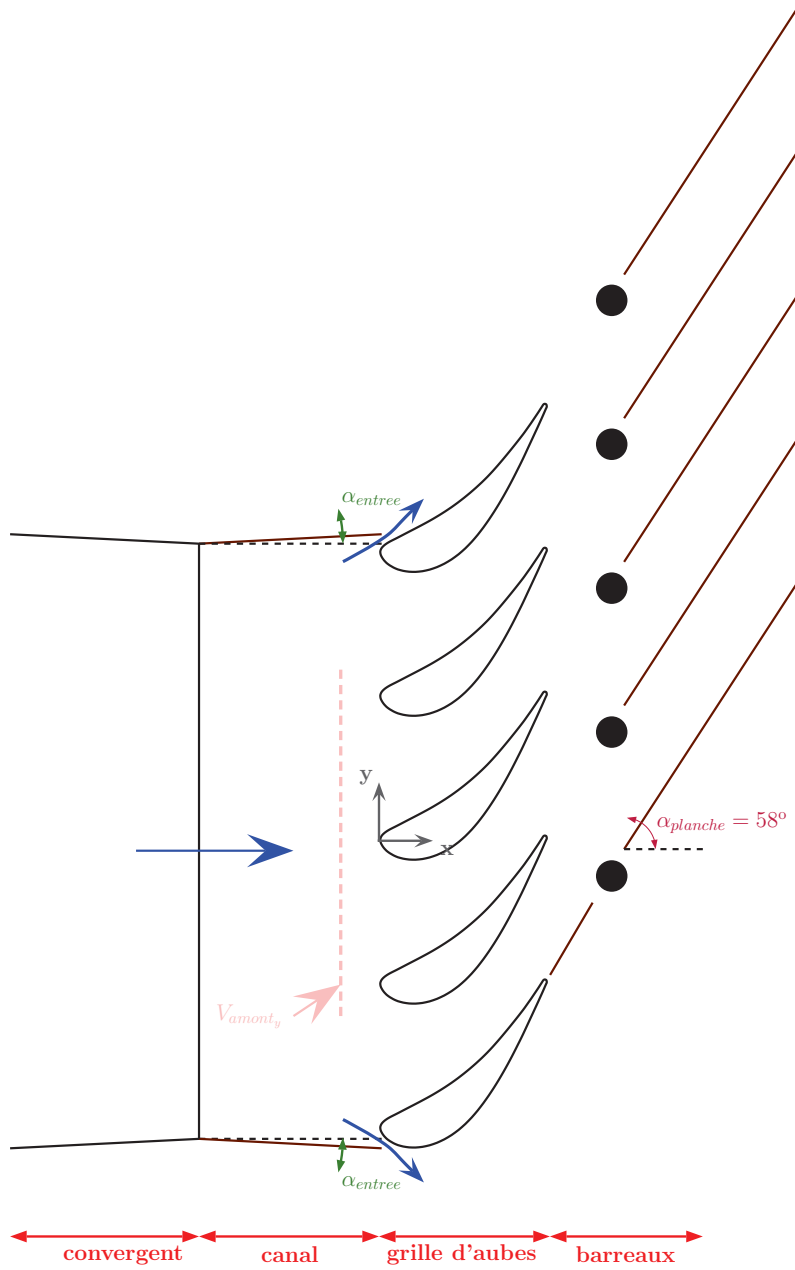


FIG. 4.5: Réglage de la veine amont

4.2. DISTRIBUTION DE VITESSE SUR L'AUBE

Numériquement, comme pour la vérification de la distribution de vitesse sur un pas, on placera une sonde à la même position axiale et azimutale.

4.2 Distribution de vitesse sur l'aube

Taux de turbulence Lors des mesures de la distribution de la vitesse amont sur un pas, le taux de turbulence (eq.4.1) a également pu être calculé. La distribution de vitesse isentropique sur l'aube a été mesurée pour deux taux de turbulence amont, $T_{u-am} = 1.2\%$ (sans la grille de turbulence) et $T_{u-am} = 4.2\%$ (avec la grille de turbulence section 2.3) .

$$T_u = \frac{\sqrt{u_{rms}^2 + v_{rms}^2}}{V_{moy}} \text{ avec } u_{rms} = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{resp. } v) \quad (4.1)$$

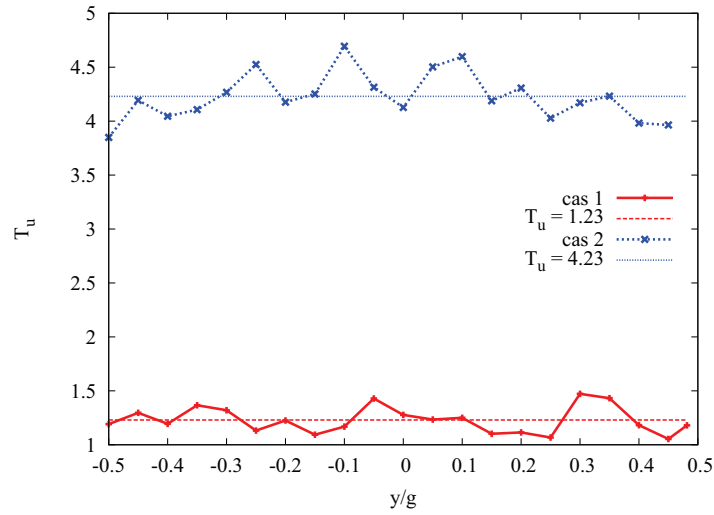


FIG. 4.6: Evolution du taux de turbulence T_{u-am} sur un pas à 0.15 m en amont de la grille

Pression pariétale Les trente-sept orifices reliés à un capteur de pression différentielle nous permettent d'obtenir la distribution de pression sur l'aube instrumentée. Sur la figure 4.7 est représentée la distribution de vitesse, calculée à partir de cette pression, isentropique sur l'aube pour les deux taux de turbulence.

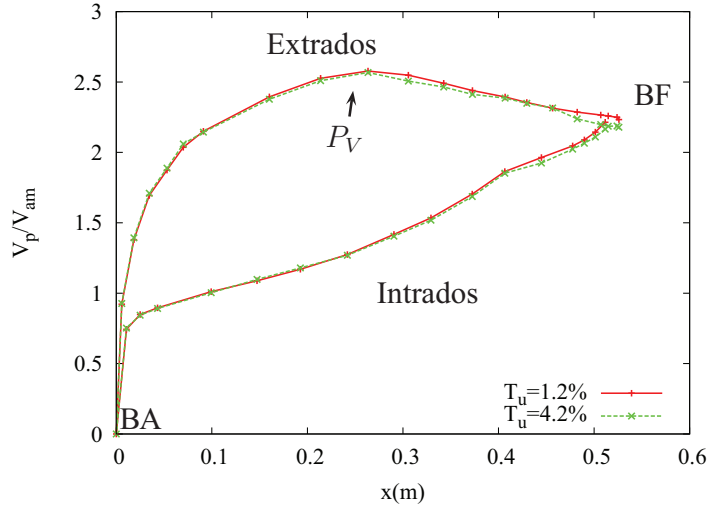


FIG. 4.7: Distribution de la vitesse isentropique sur l'aube

L'écoulement est accéléré tout le long de l'intrados. Par contre, pour l'extrados, après avoir accéléré du bord d'attaque au pic de vitesse (P_V), l'écoulement subit une décélération. La distribution de vitesse isentropique de notre aube d'étude est caractéristique de la distribution de vitesse isentropique d'une aube de turbine réelle.

Il est à noter que la décélération est plus forte au bord de fuite côté extrados pour le plus haut taux de turbulence. L'étude des couches limites nous apportera par la suite une explication.

4.3 Etat de la couche limite à $T_{u-am} = 1.2\%$

4.3.1 Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 1.2\%$)

Lors de cette campagne de mesures, l'investigation s'est concentrée sur la partie la plus en aval de l'extrados de l'aube. En effet, lors des mesures instationnaires, en présence des barreaux défilants en aval, de très nombreuses positions de mesures ont été étudiées. Ainsi, pour cette campagne, les positions des mesures intéressantes avaient été préalablement repérées.

Sur la figure 4.8, les huit positions de mesures étudiées sont représentées, ainsi que les profils de vitesse de la couche limite.

4.3. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 1.2\%$

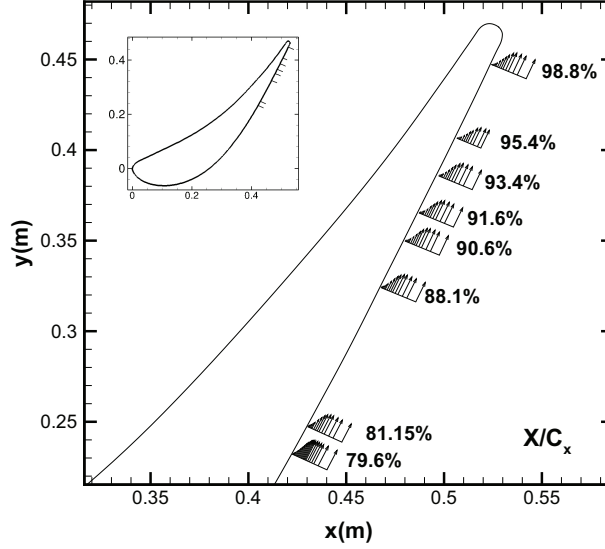


FIG. 4.8: Stations de mesures pour l'étude stationnaire ($T_{u-am} = 1.2\%$)

La distance à la paroi minimale atteinte pour ces stations de mesures est présentée dans le tableau 4.1. On aurait pu espérer avoir des mesures plus proches de la paroi, mais la fréquence d'acquisition et le taux de validation en dessous de cette distance minimale n'ont pas permis d'obtenir de meilleurs résultats. Une explication liée à la nature de la couche limite sera proposée dans les sections suivantes.

4.3.2 Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)

Sur la figure 4.9, les profils de vitesse de la couche limite de l'extrados sont tracés. L'adimensionnement sur la figure 4.9-b est réalisé par l'épaisseur de la couche limite δ pour l'abscisse et par la vitesse extérieure de la couche limite V_{ext} pour l'ordonnée. Sur la figure 4.9-a, les profils de vitesse de la couche limite pour différentes positions sur l'extrados présentent des formes différentes. Il est à noter les variations de la vitesse extérieure V_{ext} , qui diminue en allant vers le bord de fuite, ce qui est cohérent avec les mesures de vitesse isentropique sur l'aube de la figure 4.7.

Même une fois adimensionnés (Fig.4.9-b), les profils ont une forme différente dans la couche limite ($y/\delta \leq 1$). Cela indique une modification progressive de la nature de la couche limite.

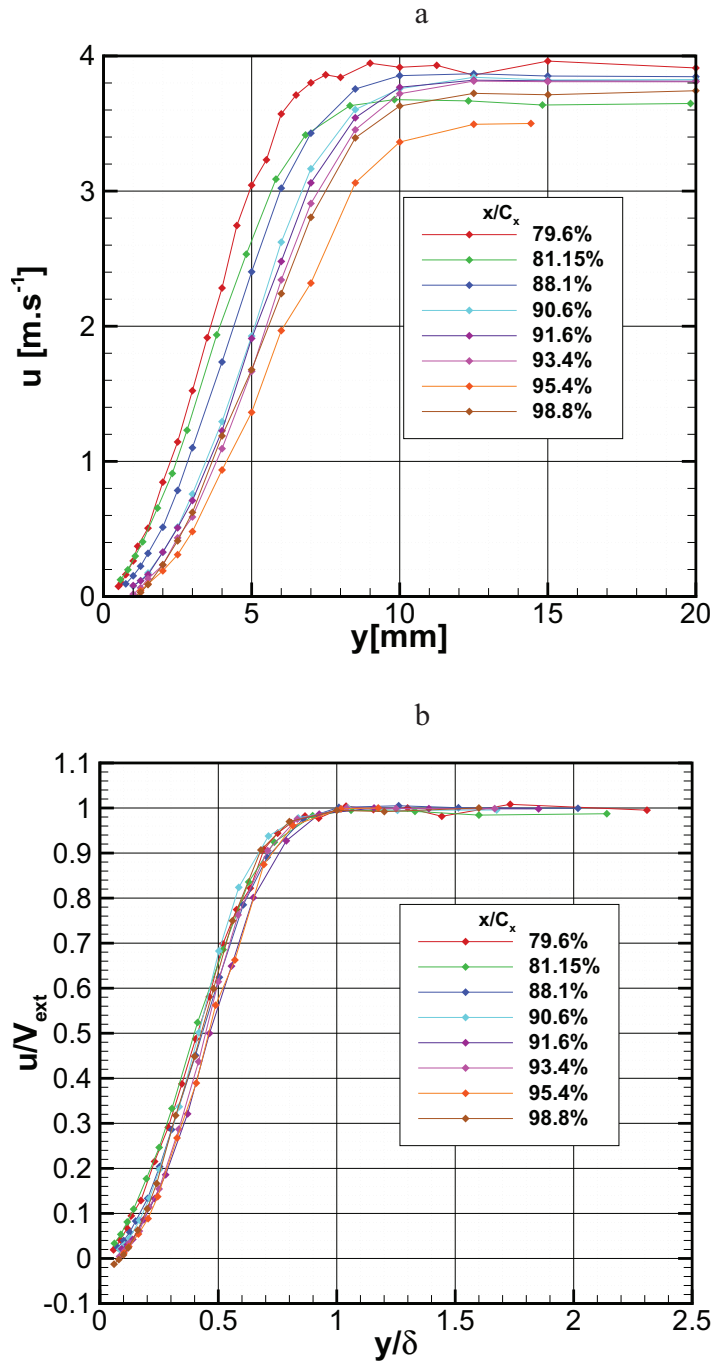


FIG. 4.9: Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)(a : dimensionnel, b : adimensionnel)

4.3. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 1.2\%$

Bien que les mesures en proche paroi soient peu nombreuses, on remarque que la vitesse devient négative en se rapprochant de la paroi pour la position la plus en aval $x/C_x = 98.8\%$ (Fig.4.10). Cela signifie que la couche limite décolle à cette position. Les profils de vitesse pour les deux positions juste en amont laissent suggérer que la couche limite est peut-être déjà décollée. En effet, la valeur de la vitesse en $y = y_{min}$ est très proche de zéro, et donc peut être négative pour des points $y < y_{min}$. Rappelons que dans une couche limite décollée, la vitesse du fluide proche de la paroi a une direction opposée à l'écoulement principal. Or les particules d'huile de l'ensemencement sont injectées dans la chambre de tranquillisation en amont de la grille, et suivent donc l'écoulement principal. Très peu de particules circulent dans la zone proche de la paroi, particulièrement si la couche limite est décollée (zone de recirculation, faible vitesse et courbure). Il n'est donc pas incohérent de penser à la présence d'un décollement au vu des faibles vitesses en $y = y_{min}$, et de la valeur de y_{min} .

Par contre, pour les valeurs de $x/C_x \leq 91.6\%$, il est plus difficile de conclure. Le profil de vitesse en $x/C_x = 91.6\%$ (en violet) a l'air de rejoindre la valeur nulle de manière tangentielle à l'axe $u/V_{ext} = 0$, sans que la vitesse devienne négative, alors que le profil de vitesse en $x/C_x = 91.6\%$ (en bleu turquoise) ne présente aucun ralentissement de sa décroissance. L'aspect général de ces profils ressemble davantage à celui de couche limite laminaire, qu'à celui de couche limite turbulente.

Conclusion Les profils de vitesse de couche limite à l'extrados de l'aube illustrent la variation de la vitesse extérieure V_{ext} le long de l'aube. Même une fois adimensionnés, ces profils ne se superposent pas, notamment en proche paroi. Les mesures proches du bord de fuite montrent un décollement de la couche limite. La valeur trop grande de y_{min} pour chacune des positions sur l'aube ne permet pas d'affirmer la présence d'un décollement plus en amont que $x/C_x = 98.8\%$. Néanmoins les profils de vitesse en très proche paroi de certaines positions sur l'aube ($x/C_x = 95.4\%$ et $x/C_x = 93.4\%$) rendent envisageable un décollement.

Les grandeurs intégrales permettront sans doute de préciser cette idée, en se concentrant sur leur évolution le long de l'extrados de l'aube.

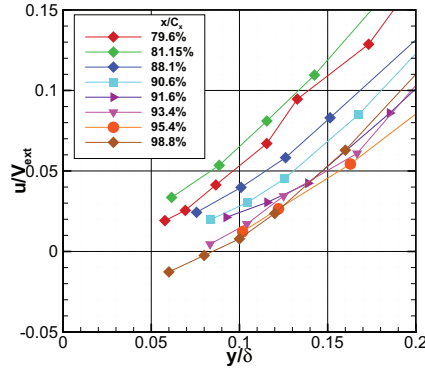


FIG. 4.10: Zoom des profils de vitesse de la couche limite - forme adimensionnelle ($T_{u-am} = 1.2\%$)

4.3.3 Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)

La définition des grandeurs intégrales de la couche limite est donnée dans l'annexe A (eq.A.1 à eq.A.6). L'évolution de ces grandeurs est résumée dans le tableau 4.1, et est tracée sur la figure 4.11. La transition de la couche limite entraîne une augmentation du facteur de forme H_{12} de la couche limite, puis d'une diminution. La même évolution est observable sur l'épaisseur de déplacement δ_1 . La couche limite de l'extrados commence sa transition à partir de $x/C_x = 88.1\%$. Il est difficile de conclure sur l'état final de la couche limite au bord de fuite, puisque la couche limite est décollée à la dernière station de mesures $x/C_x = 98.8\%$.

x/C_x	$y_{min}[mm]$	y_{min}/δ	$\delta[mm]$	$\delta_1[mm]$	$\delta_2[mm]$	$\delta_3[mm]$	H_{12}	H_{32}
79.6 %	0.50	0.06	8.66	3.38	1.00	1.53	3.37	1.53
81.15 %	0.75	0.08	9.26	3.42	1.06	1.62	3.24	1.54
88.1 %	0.75	0.08	9.91	3.94	1.10	1.68	3.57	1.53
90.6 %	0.75	0.06	11.94	4.53	1.17	1.78	3.88	1.52
91.6 %	1	0.09	10.8	4.62	1.19	1.80	3.89	1.51
93.4 %	1	0.08	12	4.86	1.19	1.81	4.10	1.52
95.4 %	1.25	0.10	12.28	5.21	1.27	1.92	4.08	1.51
98.8 %	0.75	0.06	12.5	4.91	1.22	1.87	4.03	1.53

TAB. 4.1: Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 1.2\%$)

4.3. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 1.2\%$

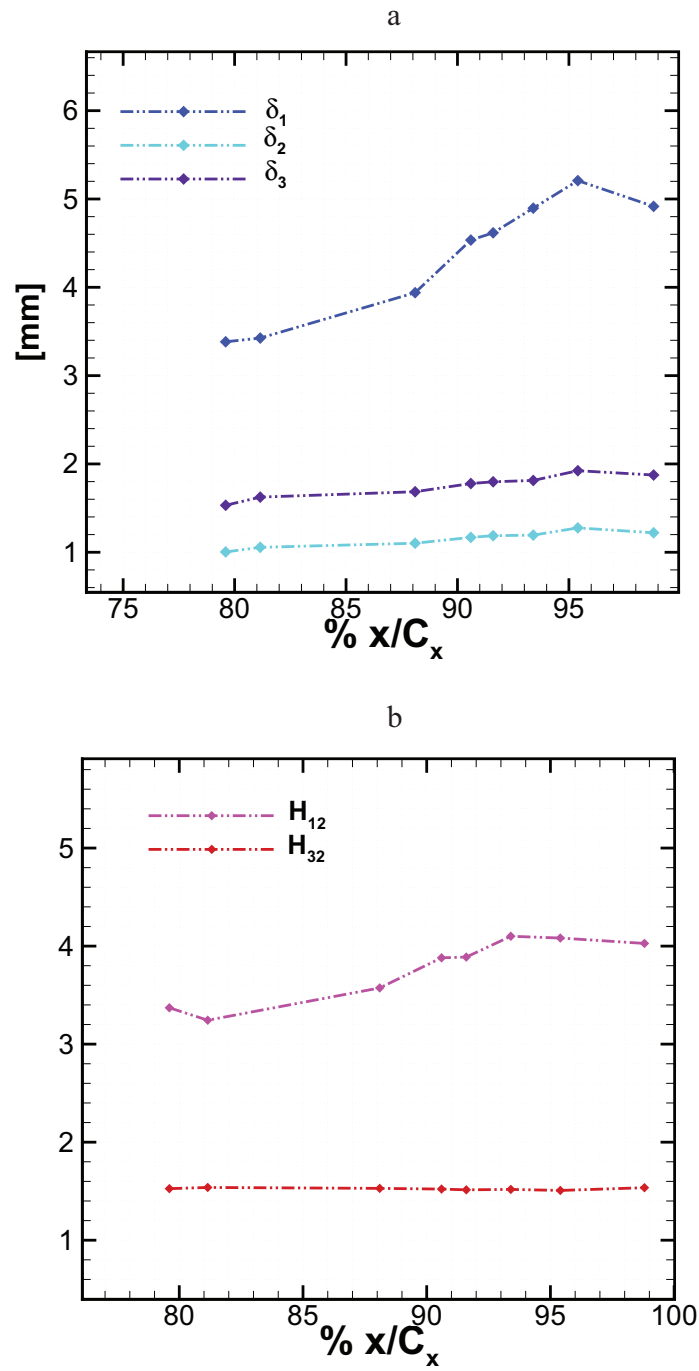


FIG. 4.11: Evolution des grandeurs intégrales de couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.2\%$). a : épaisseurs, b : facteurs de forme

Conclusion L'étude des grandeurs intégrales de la couche limite nous apprend que la couche limite commence sa transition vers $X/C_x = 88.1\%$, au vu de l'évolution de δ_1 et de H_{12} . Il faut désormais regarder le taux de turbulence et le coefficient de corrélation de la couche limite pour savoir son mode de transition.

4.3.4 Taux de turbulence et coefficient de corrélation ($T_{u-am} = 1.2\%$)

Le taux de turbulence et le coefficient de corrélation sont basés sur les fluctuations de la vitesse dans les directions $\vec{x}$ (parallèle à la paroi) et $\vec{y}$ (perpendiculaire à la paroi), ainsi que sur la corrélation croisée uv . Le taux de turbulence T_u a été calculé selon la formule 4.2, et la corrélation R_{uv} par l'équation 4.3, par une routine Matlab.

$$T_u = \frac{\sqrt{u_{rms}^2 + v_{rms}^2}}{V_{ext}} \quad (4.2)$$

$$R_{uv} = \frac{uv}{\sqrt{u'^2} \sqrt{v'^2}} \quad (4.3)$$

Sur la figure 4.12-a, le taux de turbulence T_u en dehors de la couche limite ($y/\delta > 1$) est égal à 1%, ce qui est cohérent avec les valeurs obtenues en amont (section.4.1).

Le taux de turbulence T_u reste autour de cette valeur unité pour $79.6\% \leq x/C_x \leq 88.1\%$. Il a même tendance à décroître en se rapprochant de la paroi. Les perturbations extérieures sont amorties. Les valeurs de la corrélation R_{uv} restent faibles pour ces positions sur l'aube. La couche limite est donc à ces endroits laminaire.

Pour $90.6\% \leq x/C_x \leq 91.6\%$, le taux de turbulence T_u et la corrélation R_{uv} augmentent en se rapprochant de la paroi. Mais R_{uv} reste inférieure à la valeur 0.45, valeur caractéristique des couches limites turbulentes. Pour ces deux positions, le changement d'état de la couche limite a commencé.

Enfin, à partir de $x/C_x \leq 93.4\%$, les valeurs de la corrélation R_{uv} indiquent une couche limite plus proche d'un état turbulent. Mais les valeurs du taux de turbulence restent trop faibles pour indiquer une transition achevée.

4.3. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 1.2\%$

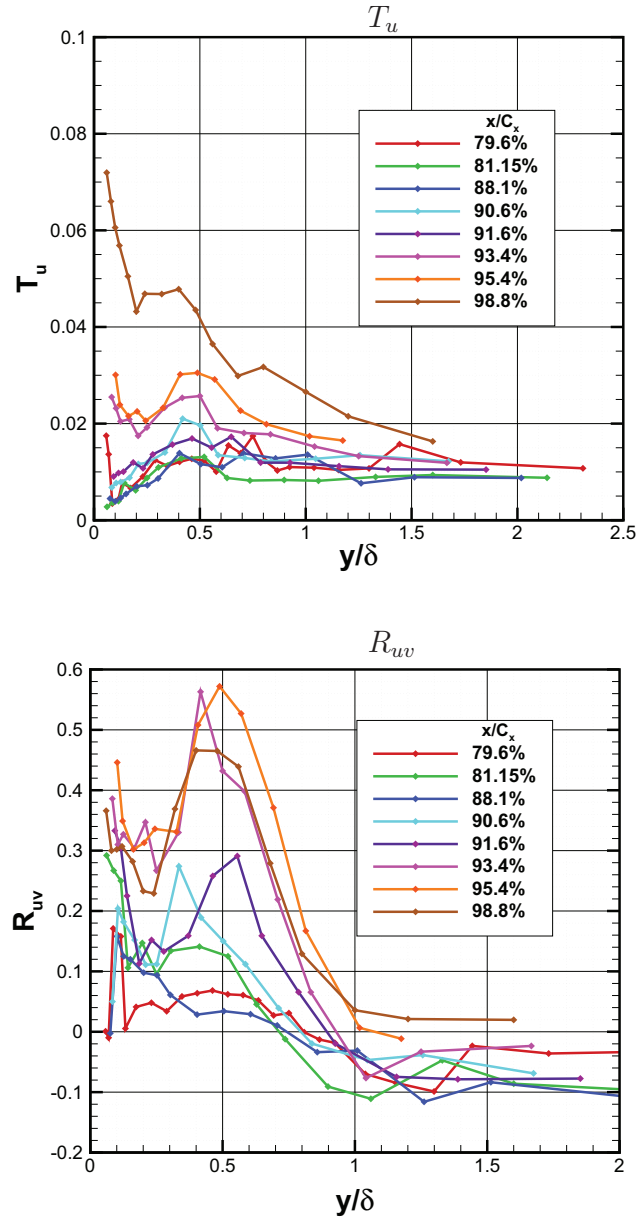


FIG. 4.12: Evolution du taux de turbulence T_u et du coefficient de corrélation R_{uv} de couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.2\%$)

Conclusion

L'étude de la couche limite à l'extrados en absence de barreaux aval et pour un taux de turbulence amont $T_{u-am} = 1.2\%$ a été réalisée par des mesures laser. La couche limite est laminaire pour $x/C_x \geq 88.1\%$. Puis elle commence sa transition. Elle présente enfin un décollement sans doute à partir de $x/C_x \geq 93.4\%$ jusqu'au bord de fuite.

Bien que le taux de turbulence et le coefficient de corrélation augmentent, elles n'atteignent pas des valeurs suffisantes pour affirmer l'atteinte complète de la nature turbulente de la couche limite. Le mode de transition est par décollement.

4.4 Etat de la couche limite à $T_{u-am} = 4.2\%$

La grille de turbulence présentée dans la section 2.3 est mise en place. Le taux de turbulence obtenu à 0.15 m en amont de la grille d'aubes et d'environ $T_{u-am} = 4.2\%$, comme présenté dans la figure 4.6.

4.4.1 Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 4.2\%$)

Sur la figure 4.13, les huit stations de mesures étudiées au fort taux de turbulence amont sont représentées, ainsi que les profils de vitesse de la couche limite.

La forme des profils de vitesse à ce taux de turbulence plus élevé est différente à partir de $x/C_x \leq 93.4\%$ que celle présentée sur la figure 4.8. En effet, les profils sont plus proches de ceux observés pour une couche limite pleinement turbulente. Dès lors, on peut dire que l'augmentation du taux de turbulence, conformément à la littérature, a tendance à avancer spatialement la transition de la couche limite sur une aube de turbine.

La distance à la paroi minimale atteinte pour les mesures à ces stations est résumée dans le tableau 4.2. Comme pour les résultats à bas taux de turbulence, il n'a pas été possible d'obtenir des mesures en très proche paroi pour toutes les positions de l'extrados étudiées, en particulier $x/C_x = 95.4\%$.

4.4.2 Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)

Sur la figure 4.14 sont représentés les profils de vitesse dimensionnels (Fig.4.14-a) et adimensionnels (Fig.4.14-b) de la couche limite à l'extrados de l'aube. Comme sur la figure 4.9-a, la figure 4.14-a met en évidence la variation de la vitesse extérieure V_{ext} de la couche limite. Pour la portion d'extrados étudiée, la variation représente 5%, comme observée sur la distribution de vitesse isentropique (Fig.4.7).

4.4. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 4.2\%$

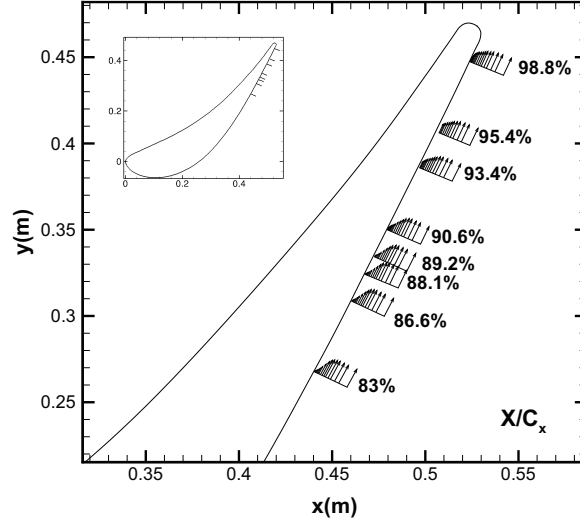


FIG. 4.13: Stations de mesures pour l'étude stationnaire ($T_{u-am} = 4.2\%$)

Pour ce fort taux de turbulence amont, on remarque deux formes particulières de profil de vitesse. La première forme, pour $83\% \leq x/C_x \leq 90.6\%$, ressemble à celle observée dans le cas à faible taux de turbulence amont (Fig.4.9). Par contre, à partir de $x/C_x \geq 93.4\%$, le profil de vitesse ressemble à celui d'une couche limite turbulente (Fig.4.14). Le profil de vitesse à $x/C_x = 90.6\%$ présente une forme intermédiaire.

L'augmentation du taux de turbulence amont a donc bien modifié la nature de la couche limite sur l'extrados. La couche limite ne présente ici aucun décollement.

x/C_x	$y_{min}[mm]$	y_{min}/δ	$\delta[mm]$	$\delta_1[mm]$	$\delta_2[mm]$	$\delta_3[mm]$	H_{12}	H_{32}
83 %	0.35	0.035	9.9	3.27	1.02	1.58	3.19	1.55
86.6 %	0.5	0.05	9.99	3.53	1.11	1.70	3.19	1.54
88.1 %	0.49	0.047	10.36	3.84	1.17	1.78	3.29	1.52
89.2 %	0.75	0.075	9.93	3.79	1.18	1.81	3.19	1.52
90.6 %	0.35	0.03	12.96	3.29	1.33	2.05	2.48	1.55
93.4 %	0.24	0.018	13.44	2.88	1.62	2.63	1.78	1.63
95.4 %	1.4	0.11	12.32	2.62	1.63	2.71	1.60	1.66
98.8 %	0.4	0.03	13.7	2.56	1.54	2.59	1.66	1.68

TAB. 4.2: Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)

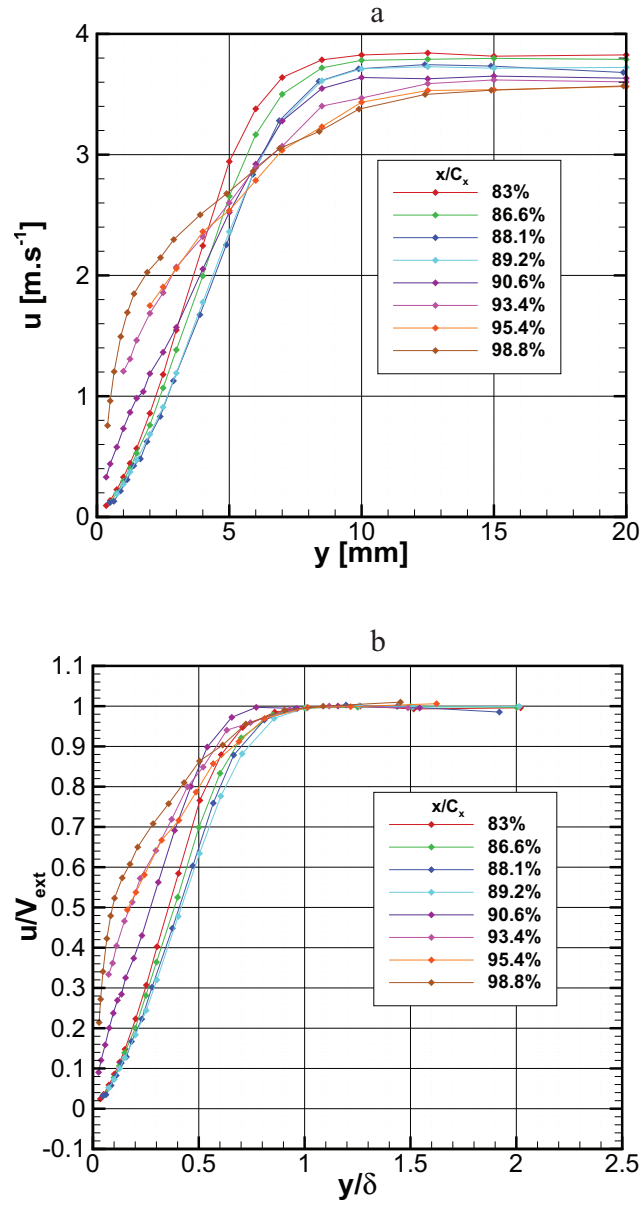


FIG. 4.14: Profils de vitesse de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)(a : dimensionnel, b : adimensionnel)

4.4. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 4.2\%$

4.4.3 Grandeurs intégrales de la couche limite ($T_{u-am} = 4.2\%$)

L'évolution des grandeurs intégrales est présentée dans le tableau 4.2, et est tracée sur la figure 4.15, de la même manière que dans la section 4.3.3. L'évolution du facteur de forme H_{12} est caractéristique d'une couche limite changeant d'état. Ce résultat est conforme aux premières conclusions tirées de l'évolution des profils de vitesse de la couche limite. En effet, le facteur de forme H_{12} chute fortement autour de $x/C_x = 90.6\%$, position à laquelle la forme du profil de vitesse était intermédiaire. La transition de la couche limite commence donc en amont de ce point. L'épaisseur de déplacement δ_1 atteint un maximum pour $x/C_x = 88.1\%$ et $x/C_x = 89.2\%$. La transition commence donc au voisinage de ces positions.

Par contre, la couche limite semble atteindre un état plus proche d'un état turbulent à partir de $x/C_x = 93.4\%$, au vu du plateau à $H_{12} \approx 1.6$. L'étude du taux de turbulence et du coefficient de corrélation permettra de conclure sur la nature de la couche limite au bord de fuite.

4.4.4 Taux de turbulence et coefficient de corrélation ($T_{u-am} = 4.2\%$)

De la même manière que pour le bas taux de turbulence amont, le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} sont calculées selon les formules des équations 4.1 et 4.3. Les évolutions de ces grandeurs confirment le changement de nature de la couche limite le long de l'extrados de l'aube.

Tout d'abord, le taux de turbulence T_u tout comme le coefficient de corrélation R_{uv} sont toujours supérieurs à l'intérieur de la couche limite ($y/\delta < 1$) qu'à l'extérieur de la couche limite. Celle-ci n'est donc pas laminaire, au sens strict du terme, pour aucune des stations de mesures. Les perturbations pénétrant dans la couche limite proviennent de la turbulence extérieure.

Même si les valeurs prises par le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} pour les positions les plus en aval sont élevées, elles ne sont pas maximales au plus proche de la paroi. La couche limite n'est donc pas complètement turbulente, même à la dernière station de mesures.

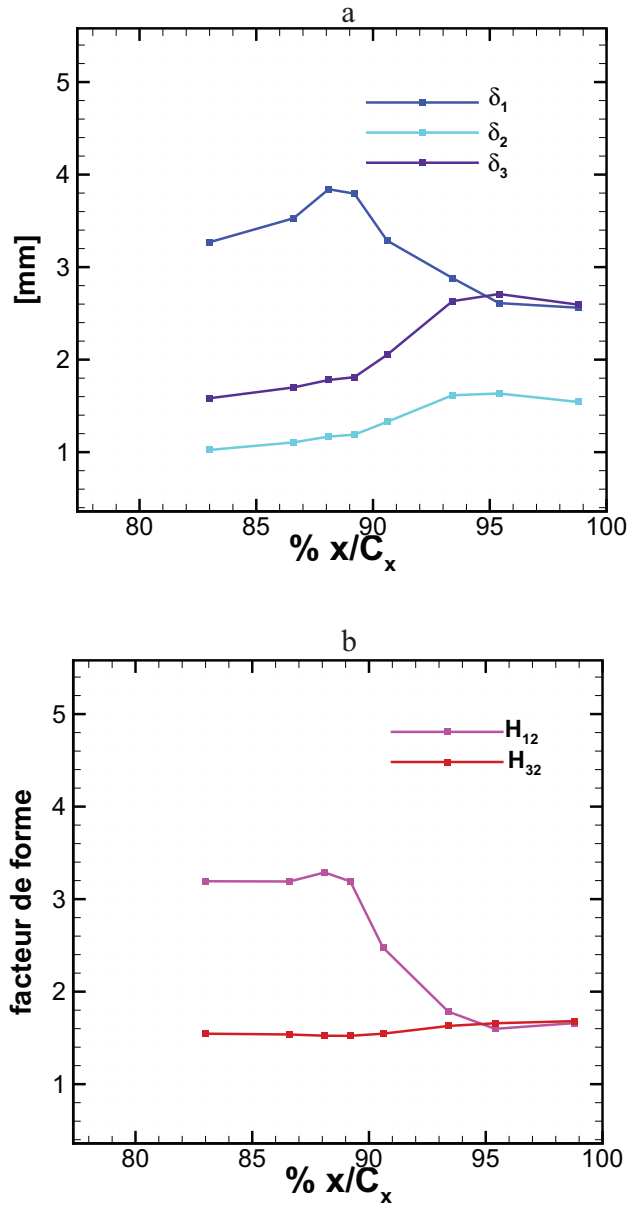


FIG. 4.15: Evolution des grandeurs intégrales de couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.2\%$). a : épaisseurs, b : facteurs de forme

4.4. ETAT DE LA COUCHE LIMITE À $T_{U-AM} = 4.2\%$

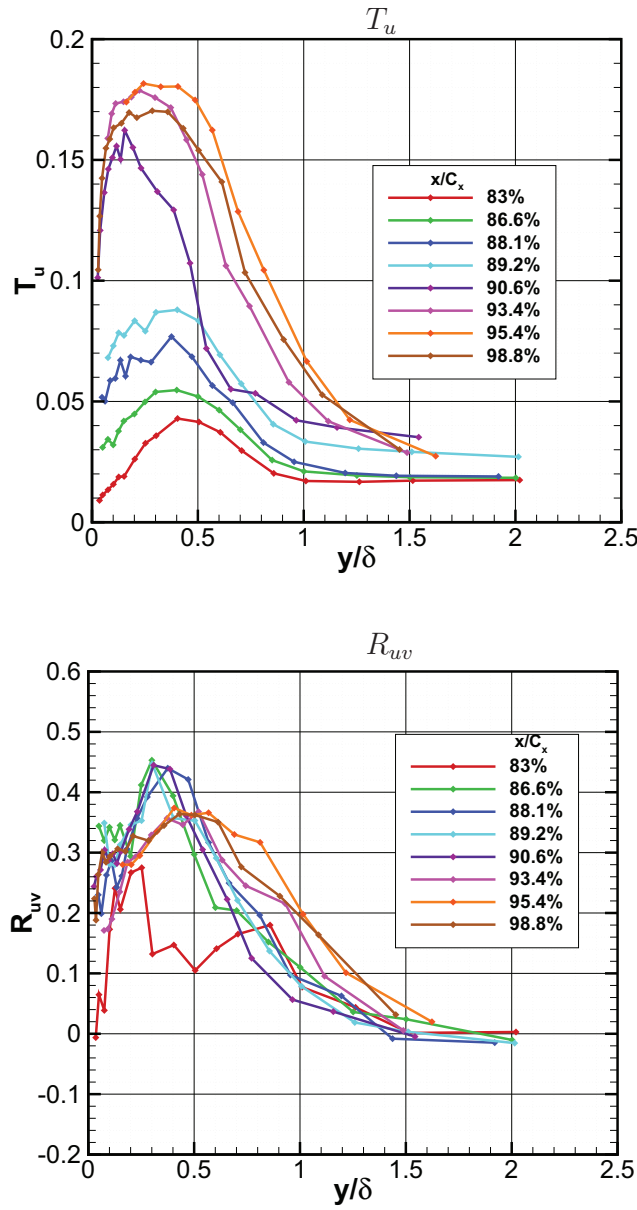


FIG. 4.16: Evolution du taux de turbulence T_u et du coefficient de corrélation R_{uv} de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.2\%$)

Conclusion

L'étude de la couche limite à l'extrados d'une aube de turbine basse pression à un taux de turbulence de 4.2% a été réalisée par des mesures laser. Le tracé des profils de vitesse ne montre aucun décollement de la couche limite, contrairement à ce qui avait été observé pour un taux de turbulence plus bas. La couche limite s'est donc vue énergétisée par le taux de turbulence amont, ce qui l'a stabilisée en engageant un processus de transition plus en amont. La transition de la couche limite dans ce cas est donc due à un apport d'énergie venant de l'extérieur vers l'intérieur de la couche limite. Il s'agit donc d'une transition by-pass.

4.5 Comparaison des résultats pour deux taux de turbulence amont

La superposition des courbes des grandeurs intégrales sur la figure 4.17 met en évidence l'effet du taux de turbulence amont. Les valeurs des épaisseurs intégrales de la couche limite, tout comme les facteurs de forme, prennent des valeurs similaires pour les deux taux de turbulence amont jusqu'à $x/C_x \approx 88\%$. Puis, le décollement se développe à bas taux de turbulence amont. L'épaisseur de déplacement augmente, alors qu'à haut taux de turbulence amont, elle diminue fortement, comme le facteur de forme H_{12} . L'augmentation du taux de turbulence amont influence donc fortement la partie la plus en aval de l'extrados. A bas taux de turbulence, la couche limite décolle, alors qu'à la même station sur l'extrados, à plus haut taux de turbulence, elle a déjà commencé sa transition sans décollement.

La couche limite au bord de fuite n'a pas le même comportement. D'une part, la couche limite est décollée, source de très fortes pertes, pour le bas taux de turbulence amont. D'autre part, la couche limite est turbulente, plus stable face aux perturbations extérieures grâce au transfert d'énergie plus important dans le cas à haut taux de turbulence amont. La différence de développement des couches limites pour les deux cas de taux de turbulence amont explique les différences observées sur les coefficients de pression pariétale présentés sur la figure 4.7. Les conséquences sur les roues aval seront importantes.

4.5. COMPARAISON POUR DEUX T_{U-AM}

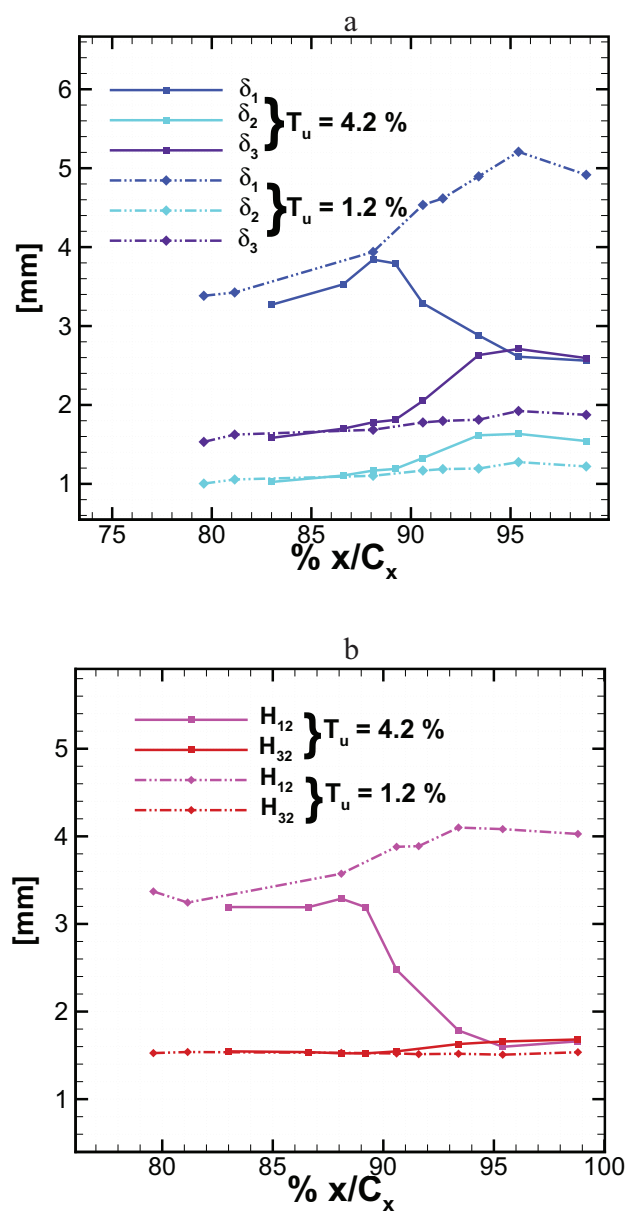


FIG. 4.17: Comparaison de l'évolution des grandeurs intégrales de couche limite à l'extrados

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous sommes assurés de la bonne distribution de vitesse en amont de la grille d'aubes. La distribution de vitesse isentropique obtenue par des mesures de pression pariétale révèle les accélérations et décélérations autour de l'aubage. Toutefois, cette distribution de vitesse varie dans la partie la plus en aval de l'extrados en fonction du taux de turbulence amont imposé. La couche limite, adoptant un comportement différent, modifie la répartition de pression pariétale.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de la couche limite qui se développe à l'extrados de l'aube instrumentée pour un taux de turbulence amont $T_{u-am} = 1.2\%$. Les profils de vitesse de la couche limite des huit positions étudiées ont illustré les variations de la vitesse extérieure de la couche limite. Les profils adimensionnés ont des formes différentes. Malheureusement, les mesures expérimentales n'ont pas pu être réalisées très près de la paroi. Seule la couche limite de la position la plus en aval présente clairement un décollement sur son profil de vitesse. Les vitesses des deux stations plus en amont laissent supposer que la couche limite est aussi décollée.

L'étude des grandeurs intégrales de la couche limite nous informe sur le point de transition de la couche limite. La transition ne semble toutefois pas être achevée à la dernière station de mesures.

Enfin, le taux de turbulence et le coefficient de corrélation évoluent le long de l'extrados. Aux trois premières stations de mesures, leur faible valeur révèle une couche limite laminaire. Plus on se rapproche du bord de fuite, plus ces grandeurs augmentent, sans toutefois atteindre celles observées dans une couche limite pleinement turbulente.

Finalement, la couche limite qui se développe sur l'aube sans perturbation aval change d'état le long de l'extrados. Elle est tout d'abord laminaire avec de faibles valeurs de grandeurs intégrales, du taux de turbulence et du coefficient de corrélation. Puis, avec la diminution de la vitesse extérieure, et donc l'augmentation du gradient de pression, la couche limite décolle. Les épaisseurs de la couche limite augmentent, ainsi que le taux de turbulence et la corrélation à l'intérieur de la couche limite. Malgré cela, la couche limite n'est pas turbulente au bord de fuite. Elle adopte une transition par décollement.

La troisième partie de ce chapitre concernait l'étude de la couche limite à l'extrados, toujours sans perturbation aval, mais avec un taux de turbulence plus important ($T_{u-am} = 4.2\%$), obtenu par une grille de turbulence située en amont.

L'étude de l'évolution de la couche limite de l'extrados de l'aube a suivi les mêmes étapes que lors de l'étude à faible de taux de turbulence amont. La couche limite n'est déjà plus laminaire à la première station de mesures. En effet, le taux de turbulence et le coefficient de corrélation ne prennent pas à l'intérieur de la couche limite les valeurs

4.5. COMPARAISON POUR DEUX T_{U-AM}

observées à l'extérieur. Le changement d'état est donc spatialement plus avancé par rapport au cas à faible taux de turbulence amont. Malgré les valeurs du facteur de forme H_{12} , et l'augmentation de l'épaisseur d'énergie, la couche limite n'est pas complètement turbulente au bord de fuite.

Ainsi, à faible taux de turbulence amont, la couche limite présente une transition par décollement qui ne semble pas achevée. Au contraire, à un taux de turbulence amont élevé, plus caractéristique des turbines basse pression, la couche limite ne présente plus des caractéristiques de couche limite laminaire, sans toutefois atteindre des taux de turbulence et de corrélation de couche limite turbulente. Aucun décollement n'a été observé. Son changement d'état s'opère par augmentation du taux de turbulence dans la couche limite, de l'extérieur vers l'intérieur. Le mode de transition à fort taux de turbulence amont est donc pour notre configuration un mode de transition by-pass.

Les prochains chapitres seront dédiés à l'étude instationnaire, c'est-à-dire en présence des barreaux défilants en aval de la grille d'aubes.

CHAPITRE 4. ETUDE EXPÉRIMENTALE STATIONNAIRE

Chapitre 5

Résultats numériques

Dans ce chapitre sont résumés les résultats numériques obtenus avec le logiciel elsA présenté dans le chapitre 3. Tout d’abord, une étude stationnaire avec les barreaux en position dite de référence permettra une première analyse du champ aérodynamique dans le canal. La deuxième partie sera consacrée aux résultats instationnaires, où le coefficient de flux, rapport entre la vitesse de l’écoulement en entrée et la vitesse de défilement des barreaux, sera fixé à 0.865, comme pour l’expérimentation (chapitre 6).

Le choix d’un calcul laminaire a été la conséquence de la difficulté à obtenir des résultats physiques avec un calcul turbulent. En effet, malgré les différents tests, l’utilisation d’un préconditionnement basse-vitesse, couplée au critère de transition dans nos conditions d’utilisation, a donné des résultats avec des évolutions non physiques. L’énergie cinétique turbulente, caractéristique d’un écoulement turbulent, chutait dès la sortie du bloc amont. La volonté d’obtenir des résultats numériques, informant sur la totalité du champ, s’est concrétisée par la mise en œuvre d’un calcul sans modèle de turbulence, soit donc un calcul laminaire.

L’analyse se concentrera sur l’écoulement dans le canal inter-aubes. En effet, l’écoulement derrière un barreau génère des allées tourbillonnaires (fréquence de Strouhal de 8 Hz dans notre cas), que ne peut pas prendre en compte un calcul laminaire. L’interprétation des résultats se fera de façon qualitative, les valeurs quantitatives étant biaisées par l’absence de modèle de turbulence. Divers exemples seront donnés.

5.1 Positions d’étude

Pour une plus grande clarté dans la présentation des résultats, seuls quatre instants équi-répartis sur une période de défilement des barreaux seront présentés.

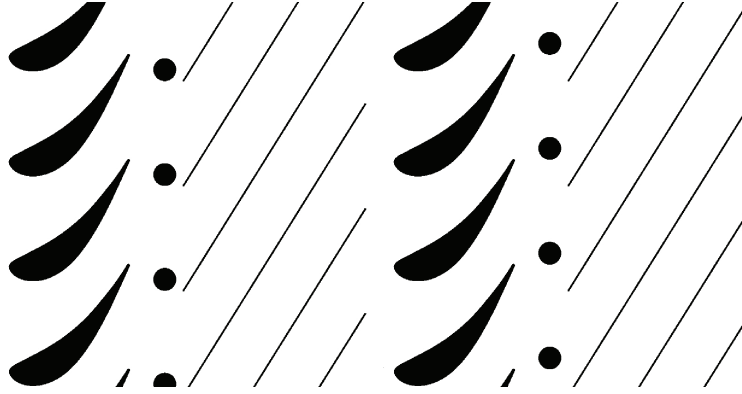


FIG. 5.1: Positions étudiées $t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.25$

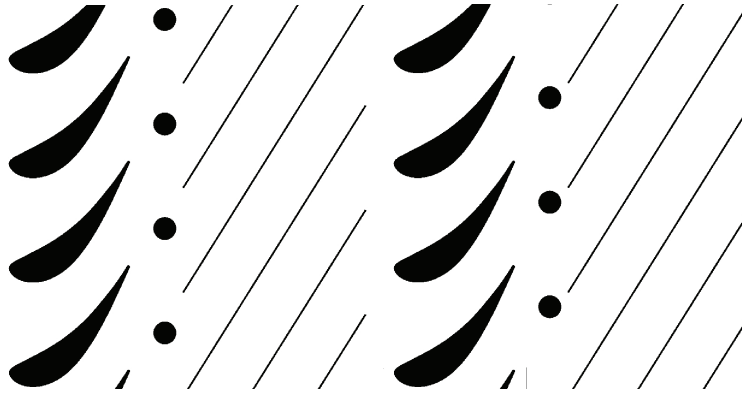


FIG. 5.2: Positions étudiées $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$

5.2 Etude stationnaire de la position de référence

L'étude stationnaire concerne l'écoulement avec les barreaux en position de référence (Fig.5.1). Ces résultats ont permis, entre autres, d'initialiser le champ aérodynamique pour le calcul instationnaire. Cette section permettra aussi de présenter les outils sur une configuration simple, afin de se concentrer sur la phénoménologie dans le cas plus complexe qu'est le cas instationnaire.

5.2.1 Convergence

L'extraction du débit amont et du débit aval permet de tracer l'évolution de la convergence du débit. La convergence est considérée atteinte car les flux de masse entrant et

5.2. ETUDE STATIONNAIRE DE LA POSITION DE RÉFÉRENCE

sortant présentent un écart inférieur à 1% à partir de 150 000 itérations.

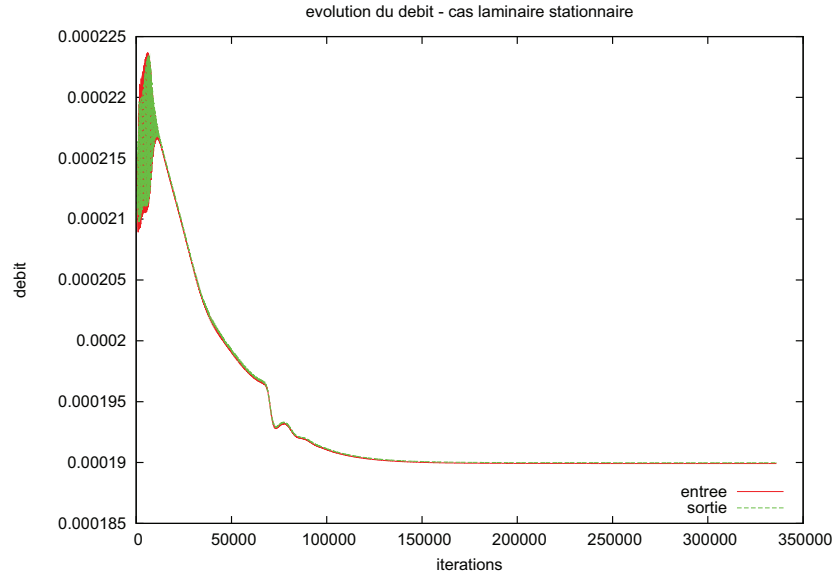


FIG. 5.3: Evolution du débit dans le cas stationnaire

5.2.2 Distribution de vitesse isentropique

Sur la figure 5.4 la distribution de vitesse isentropique pour ce cas stationnaire est tracée. Elle est rendue sans dimension par la moyenne sur un pas de la vitesse prise en amont de la grille.

On observe à partir du pic de vitesse jusqu'à $x = 0.45 \text{ m}$ une forte décélération de l'écoulement, ce qui signifie que l'écoulement subit un fort gradient de pression adverse à l'extrados. Sur la figure 5.5 le resserrement des contours de la pression statique indique bien l'intensité de ce gradient de pression. Puis l'écoulement accélère de nouveau sur la partie la plus en aval de l'aube. L'évolution de la vitesse isentropique à l'extrados de l'aube dépend donc de la distribution de pression autour du barreau, notamment de l'effet potentiel remontant. C'est ceci que Deslot [10] avait qualifié d' *effet local*.

Sur la partie intrados sont présentes de fortes variations de vitesse isentropique au bord de fuite. Ces variations ne révèlent que des instabilités numériques.

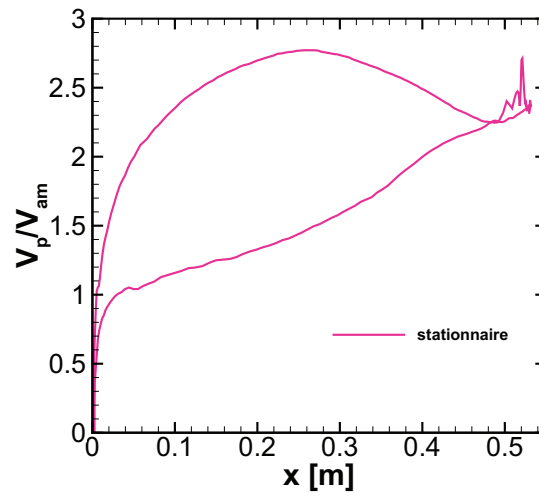


FIG. 5.4: Distribution de vitesse isentropique dans le cas stationnaire - barreau à la position de référence *REF*

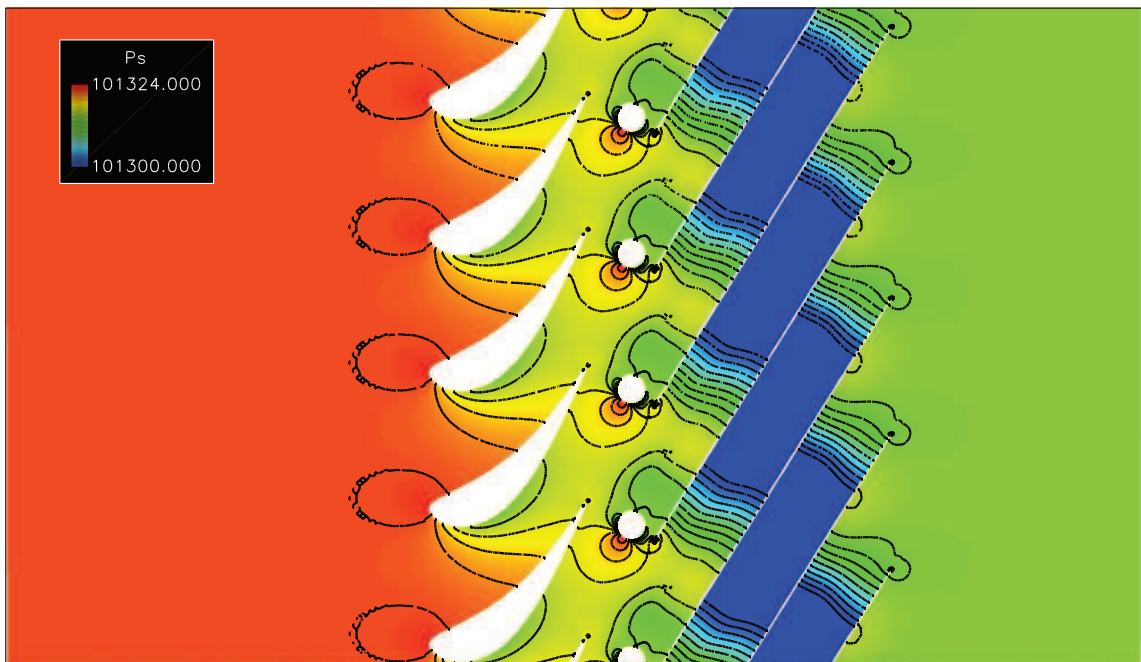


FIG. 5.5: Champ de pression statique P_s

5.2. ETUDE STATIONNAIRE DE LA POSITION DE RÉFÉRENCE

Le champ de pression statique (Fig.5.5) révèle aussi que tout le canal inter-barreaux, les canaux inter-roues (aube-barreau et barreau-planche) subissent les variations de pression statiques autour du barreau. Cet effet est davantage visible sur la partie aval de l'extrados de l'aube, où la zone de forte pression liée au point d'arrêt du barreau s'étend jusqu'à l'extrados. Ainsi, alors que l'écoulement proche de l'extrados ne devrait subir qu'une décélération, on voit qu'une zone de plus faible pression statique vient le perturber. C'est l'origine de l'augmentation de la vitesse isentropique sur la partie la plus en aval du bord de fuite à l'extrados (Fig.5.4). Par contre, l'intrados semble protégé de l'effet du barreau.

Le champ de pression statique montre également une zone à faible pression statique P_s sur une grande partie du canal inter-planches. On peut penser que cette zone est la conséquence de l'absence de termes turbulents dans le champ à l'entrée de ce canal (décollement laminaire sur la planche).

5.2.3 Comportement des grandeurs aérodynamiques dans le canal

Le champ de vitesse est représenté sur la figure 5.6. Les lignes de courant, en noir, donnent la direction de l'écoulement principal.

La vitesse est bien constante sur le bloc de maillage amont. Cela justifie le choix de la longueur de ce bloc. En effet, les conditions amont sont suffisamment imposées loin de toute source de perturbations, ici la grille d'aubes.

L'écoulement est fortement accéléré lorsqu'il traverse la zone du barreau. Il existe de très forts gradients de vitesse autour du barreau, renforcés par la proximité de la planche aval. Puis l'écoulement suit la direction imposée par les planches aval et sort du domaine avec un angle de déflexion de 58° .

La proximité du barreau de l'extrados de l'aube amont force l'écoulement à accélérer au niveau du bord de fuite. C'est ici illustré par le resserrement des lignes de courant côté extrados. En effet, à l'intrados, les lignes de courant montrent que l'écoulement suit la géométrie de l'aube. Au contraire, à l'extrados, les lignes de courant sont déviées par le barreau. Les gradients de vitesse de cette zone sont donc renforcés pour cette position fixe du barreau. L'étude expérimentale instationnaire (chapitre 6) en montrera les conséquences sur la couche limite.

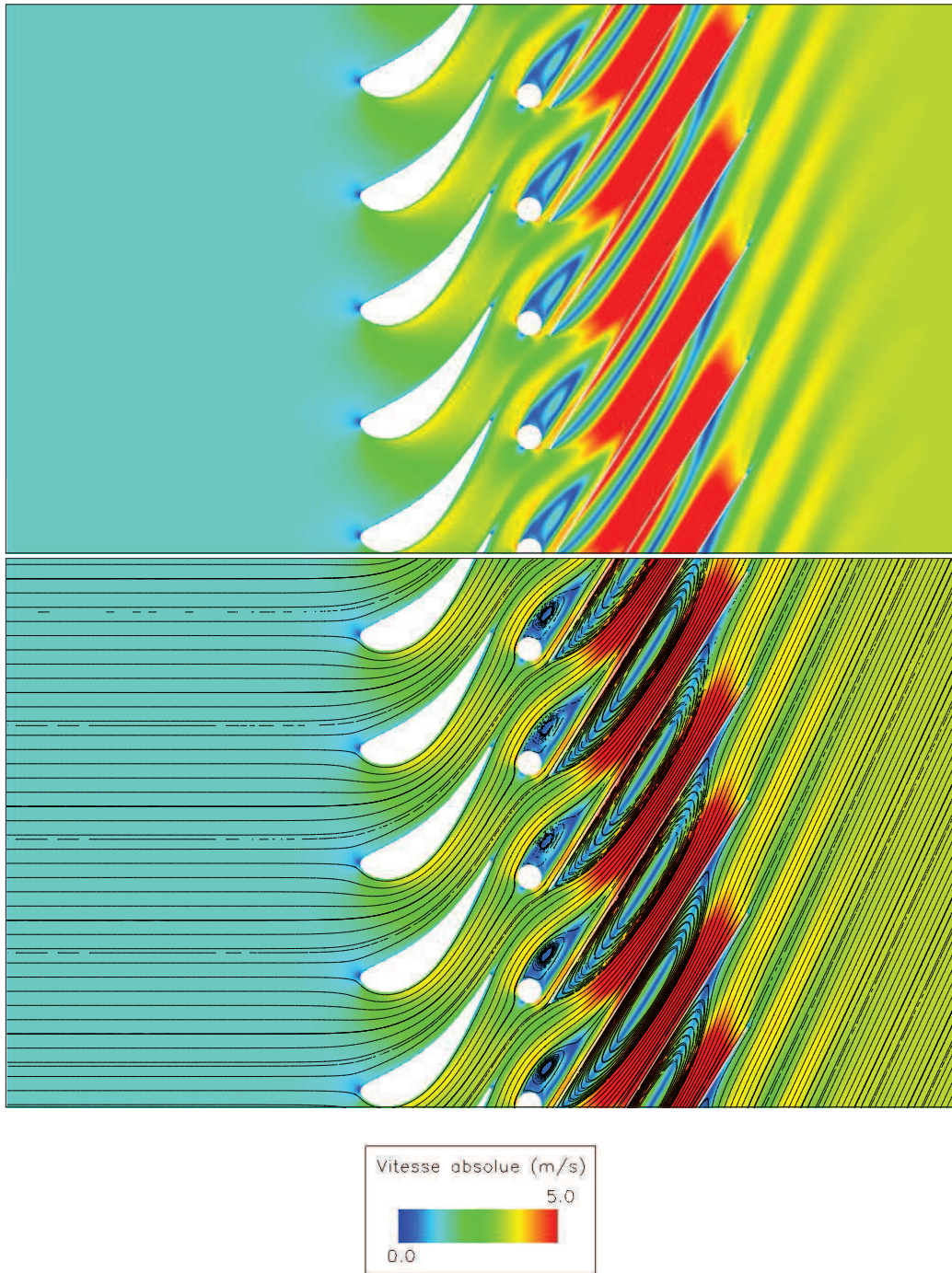


FIG. 5.6: Champ de vitesse et lignes de courant

5.2. ETUDE STATIONNAIRE DE LA POSITION DE RÉFÉRENCE

Pour cette position du barreau, une partie de l'écoulement du canal inter-aubes proche de l'intrados est déviée par le barreau avant de contourner la planche par son "extrados". On montrera ensuite que de nombreuses pertes seront générées par ces changements de trajectoires.

A la position de référence, les barreaux ne subissent que très peu l'apport d'entropie générée par le sillage de l'aube amont (Fig.5.7). Cela est confirmé par les deux lignes de courant passant respectivement proche de l'intrados et au plus près de l'extrados de l'aube. En effet, le sillage s'engouffre dans la partie haute du canal inter-planches, côté extrados, contournant ainsi largement le barreau.

Une zone de très forte entropie est présente entre les planches (zone de décollement). Au vu du champ de vitesse de la figure 5.6, cette zone est confrontée à de grands gradients de pression 5.8. C'est ici que la vitesse prend ses valeurs maximales et minimales. Il est difficile de conclure quand au réalisme de ce résultat. En effet, le calcul réalisé dans cette partie est un calcul laminaire. L'écoulement est forcé de revêtir un état laminaire. Pourtant, l'écoulement derrière un barreau devrait être turbulent ($Re_d = 27 \times 10^3$). Nous avons donc ici des conditions en entrée de canal inter-planches ne correspondant pas à la réalité.

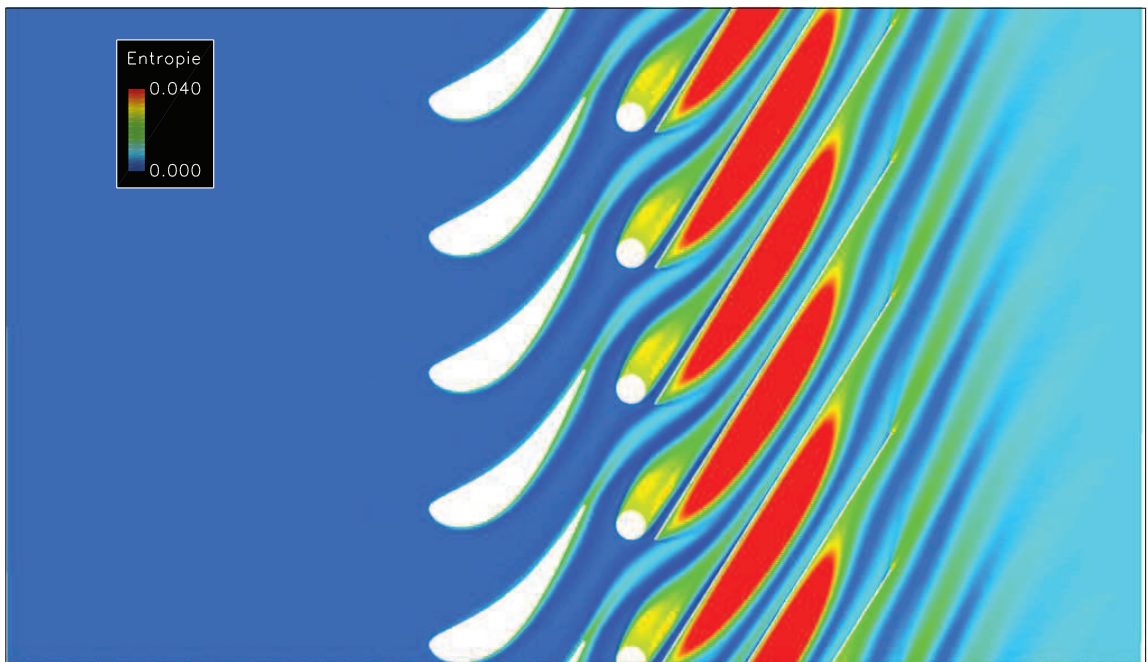


FIG. 5.7: Champ d'entropie

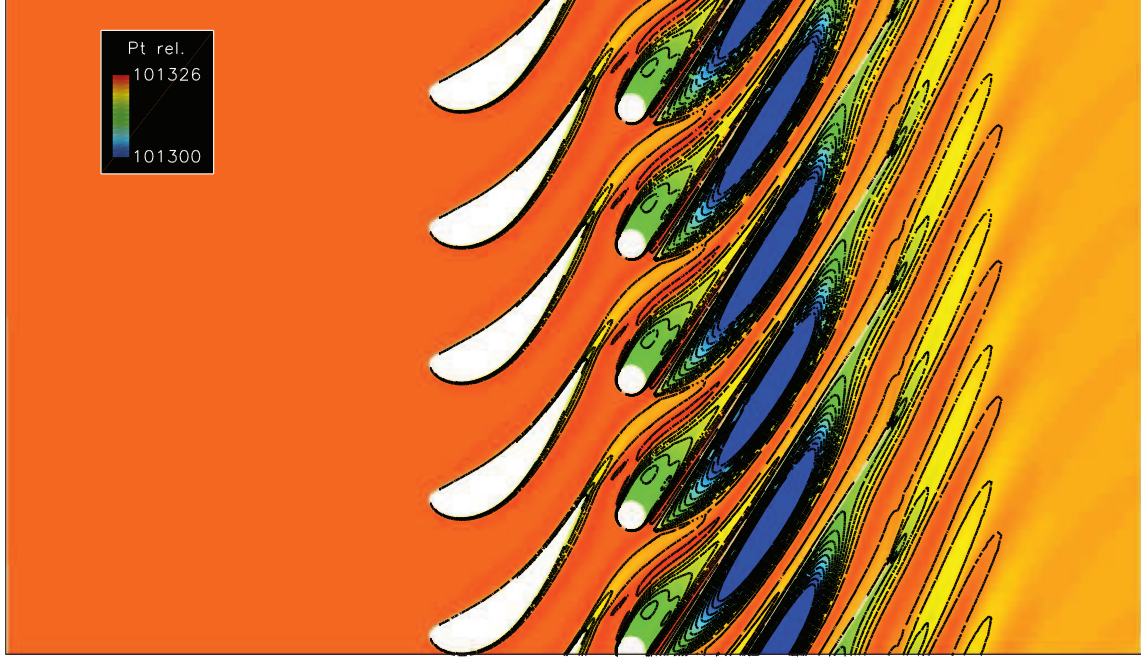


FIG. 5.8: Champ de pression totale P_t

Afin de mettre en évidence les variations de pression et les effets potentiels, un *coefficient de pression* C_p est défini dans l'équation 5.1. Il peut être vu comme le rapport de la pression dynamique locale et de la pression dynamique de sortie. Il est illustré par la figure 5.9. L'échelle a été adaptée pour mieux visualiser les variations de C_p dans le canal inter-aubes et autour du barreau. La pression totale en entrée P_{tote} , la pression totale en sortie P_{tots} et la pression statique P_{sts} en sortie sont constantes sur un pas. Les domaines amont et aval sont donc assez prolongés.

$$C_p(x, y) = \frac{P_{tote} - P_s(x, y)}{P_{tots} - P_{sts}} = \frac{V_{locale}^2}{V_s^2} \quad (5.1)$$

Les zones de surpression sont en bleu, alors que les zones de dépression sont en rouge.

Cette représentation permet d'observer les zones subissant l'effet potentiel amont et l'effet potentiel aval du barreau. On observe une zone de surpression en amont du barreau dans le sens de l'écoulement. Cette zone s'étire jusqu'à l'intrados. Elle modifie la distribution de pression sur l'extrados sur une distance d'environ 30% de corde axiale C_x du bord de fuite.

Deux zones de très fort C_p sont reconnaissables de part et d'autre du barreau, l'une touchant le bord d'attaque de la planche.

5.2. ETUDE STATIONNAIRE DE LA POSITION DE RÉFÉRENCE

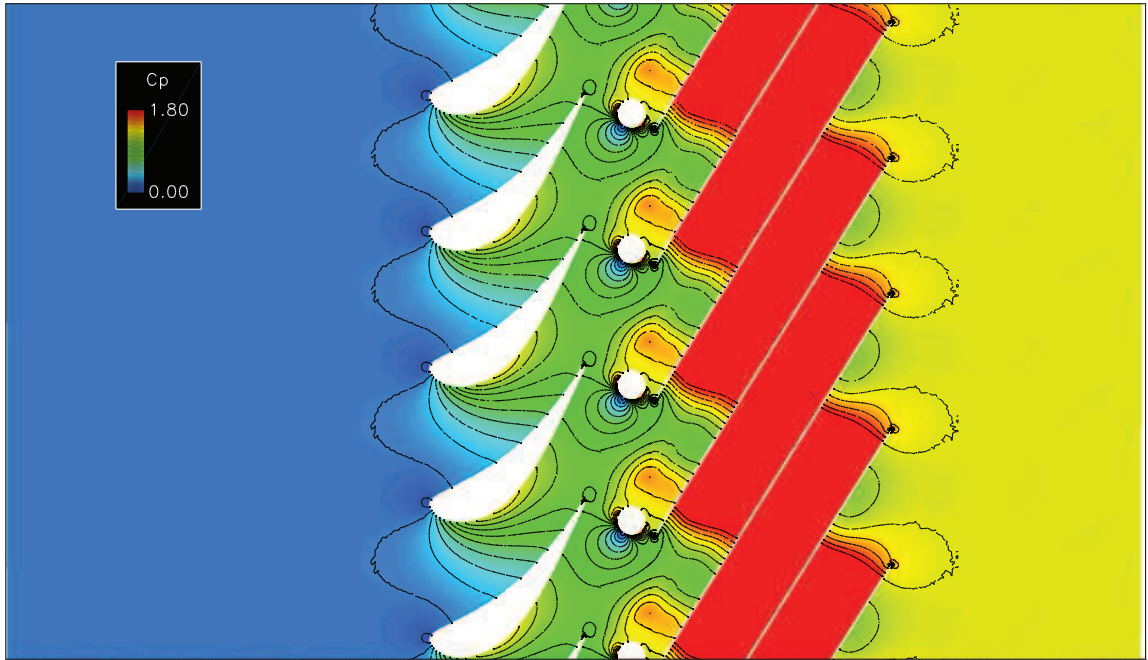


FIG. 5.9: Coefficient de pression C_p

Conclusion

L'étude stationnaire de l'écoulement dans notre configuration pour une position de barreaux fixée a permis de mettre en évidence l'effet local déjà observé par Deslot. Une forte diminution puis augmentation de la vitesse sur l'extrados a été observée. La zone de forts gradients de pression en amont du barreau a été illustrée par le coefficient de pression C_p .

L'écoulement est de nouveau accéléré sur les dix derniers pour-cent de la corde axiale C_x . Cette accélération de la vitesse isentropique provient du resserrement de canal en aval du canal inter-aubes. En effet, bien que le barreau soit en dehors du sillage de l'aube, comme montré par le champ d'entropie, il engendre un effet de blocage ; l'écoulement doit passer par un canal plus petit, entraînant son accélération. Les gradients de vitesse s'en trouvent donc renforcés.

Par contre, à cause de l'utilisation d'un calcul laminaire, il est difficile d'analyser les résultats obtenus dans le canal inter-planches. L'analyse faite dans le canal inter-aubes reste, quant à elle, valable en première approximation

Le défilement des barreaux aval va rendre l'écoulement fortement instationnaire. L'écoulement deviendra donc dépendant de la position des barreaux, puisque c'est celle-ci qui organisera les zones de surpression et les zones de dépression et donc la force de l'effet de blocage.

Pour la raison évoquée liée à la nature laminaire du calcul, aucune analyse ne sera faite en aval du barreau.

5.3 Etude instationnaire

Dans cette partie seront montrés les résultats du calcul instationnaire. L'écoulement pour les quatre instants, ou positions du barreau, présentés sur les figure 5.1 et 5.2, sera analysé. On se concentrera sur la modification des lignes de courants, des zones de surpression et de dépression, afin de faciliter l'analyse des résultats expérimentaux. En effet, comme dans le chapitre 4, les résultats du chapitre suivant *Résultats expérimentaux instationnaires* donneront uniquement des informations locales, grâce aux mesures LDA.

5.3.1 Convergence

La figure 5.10 présente l'évolution du débit. Le débit instantané, sur la figure de gauche montre une variation périodique du débit en entrée et du débit en sortie. A droite, le débit moyen est obtenu par une moyenne du débit instantané toutes les 7000 itérations, ie une période de rotation T_0 d'un barreau. Ce débit instantané assure une apparente convergence par le plateau à partir de 300 000 itérations.

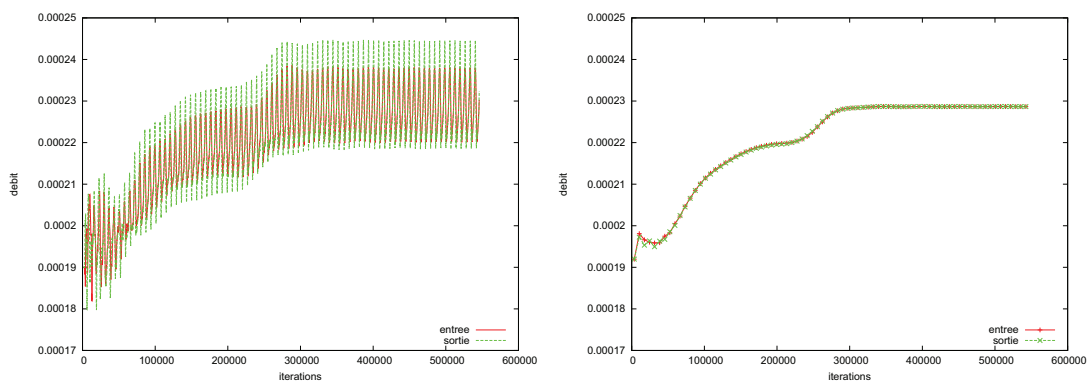


FIG. 5.10: Evolution du débit dans le cas instationnaire

5.3. ETUDE INSTATIONNAIRE

5.3.2 Evolution du champ de vitesse et du champ de pression

Cette partie sera consacrée à l'analyse des champs de vitesse et de pression pour quatre positions du barreau ($t/T_0 = REF$, $t/T_0 = 0.25$, $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$, Fig.5.1 et Fig.5.2). Les échelles des figures suivantes (Fig.5.13 à Fig.5.16) sont précisées sur la figure 5.11.

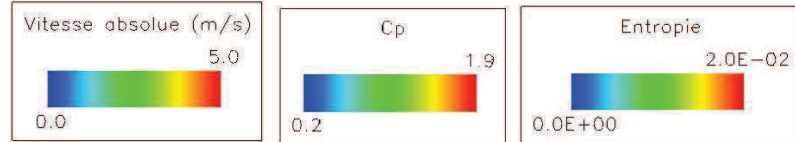


FIG. 5.11: Echelle de la vitesse absolue V_{abs} , échelle du coefficient de pression C_p et échelle de l'entropie

La figure 5.12 montre à la fois l'effet potentiel global et l'effet potentiel local mis en lumière par Deslot [10]. Tout d'abord, la variation en amont du champ de pression illustre l'effet global. En effet, selon la position du barreau aval, la pression en amont est plus ou moins intense. Elle est la plus forte à $t/T_0 = 0.25$ et à $t/T_0 = 0.5$, quand le barreau aval est au plus proche de l'extrados. Le champ dans le bloc de sortie varie aussi le long d'une période T_0 . C'est l'*effet global* qui s'applique sur la totalité de l'écoulement.

On voit bien en $t/T_0 = REF$ les variations de pression en amont de la grille. Le coefficient C_p atteint bien la même valeur en entrée que dans les trois autres instants étudiés. Le bloc amont est donc suffisamment allongé.

Ensuite, l'*effet local* est remarquable par les variations de C_p à la proximité du bord de fuite de l'aube. En effet, la zone de haute pression due à la position du point d'arrêt du barreau, se meut avec le déplacement du barreau. Elle est donc autour du bord de fuite à $t/T_0 = 0.25$ et à $t/T_0 = 0.5$, et se trouve au milieu du canal de sortie du canal-inter-aubes aux deux autres instants. En conséquence, la zone de basse pression de l'extrados subit l'évolution de la répartition de pression en sortie de canal inter-aubes.

La figure 5.13 montre l'évolution de la vitesse de l'écoulement à travers notre configuration. Les différences apparaissent principalement autour du barreau et autour de l'aube.

Autour du barreau, l'écoulement se trouve fortement accéléré lorsqu'il est à proximité de la planche aval. En effet, la planche et le sillage issu de l'aube génèrent un effet d'accélération autour du barreau en $t/T_0 = REF$.

L'écoulement circulant au niveau de l'extrados vers le bord de fuite subit la variation de vitesse présente autour du barreau. En effet, comme observé dans le cas stationnaire (Fig.5.6), à $t/T_0 = REF$, l'écoulement accélère à nouveau au bord de fuite grâce à la zone d'accélération qui se développe autour du barreau. Au contraire, à $t/T_0 = 0.25$,

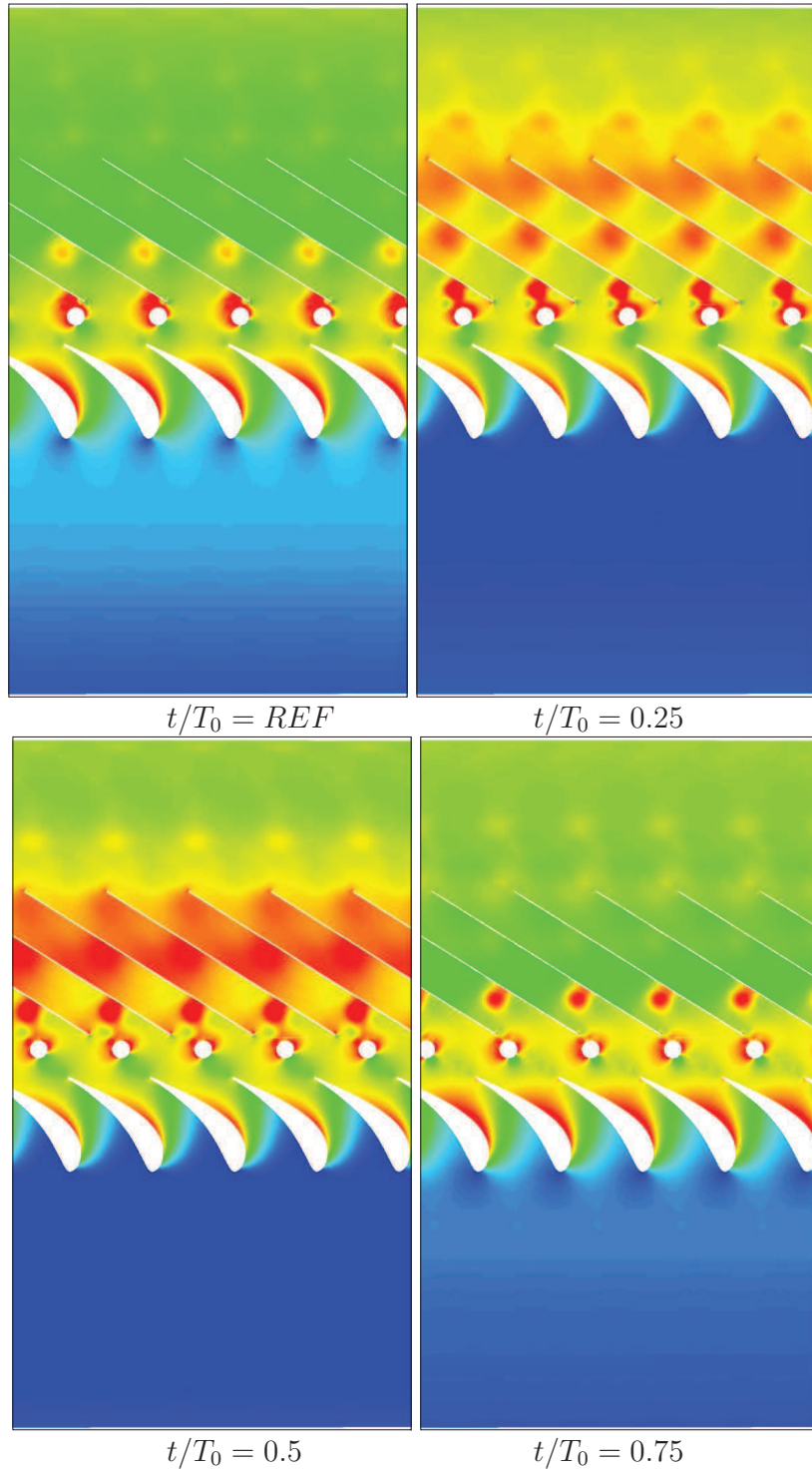


FIG. 5.12: Coefficient de pression C_p pour quatre instants de la période

5.3. ETUDE INSTATIONNAIRE

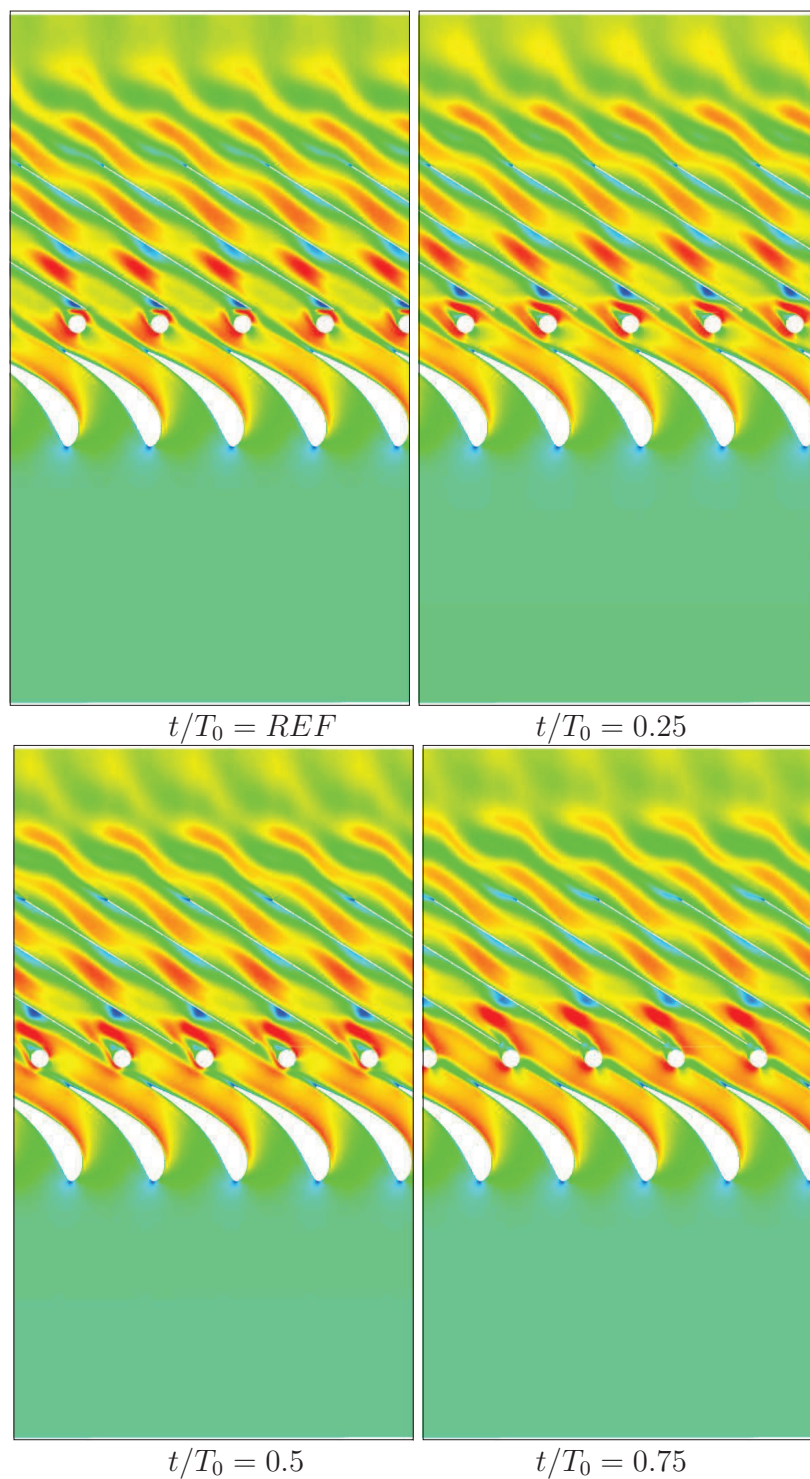


FIG. 5.13: Vitesse absolue V_{abs} pour quatre instants de la période

CHAPITRE 5. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

l'écoulement au bord de fuite ralentit à cause de la proximité du point d'arrêt du barreau. Aux deux autres instants, à $t/T_0 = 0.5$ et à $t/T_0 = 0.75$, la zone d'accélération est présente plus en amont.

La figure 5.14 montre l'évolution de l'entropie autour de l'aube. Les sillages sont reconnaissables aux fortes valeurs d'entropie. Contrairement au cas stationnaire, quand le barreau est fixé à la position de référence $t/T_0 = REF$ (Fig.5.7), le sillage de l'aube passe principalement par la partie "intrados" de la planche, pour les quatre instants étudiés. L'écoulement dans le canal-inter-planche est aussi bien différent.

On voit clairement le barreau couper le sillage de l'aube à partir de $t/T_0 = 0.5$, et à $t/T_0 = 0.75$. Le sillage est la coalescence des couches limites. La direction du sillage est modifiée par le passage du barreau, comme les couches limites en amont.

De plus, à aucun instant, le sillage du barreau ne semble être pleinement développé, car il est périodiquement coupé brutalement par la planche aval très proche à $t/T_0 = 0.75$ et à $t/T_0 = REF$. On voit alors une poche à forte entropie se propager sur le bord d'attaque de la planche dans le canal inter-planches.

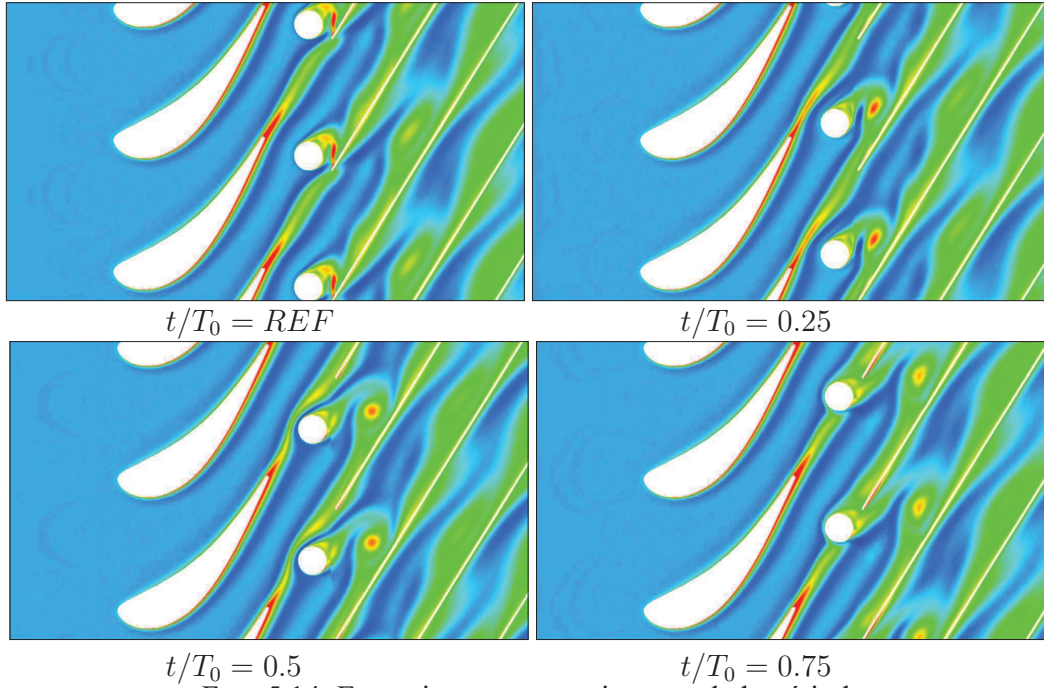


FIG. 5.14: Entropie pour quatre instants de la période

Afin de mieux mettre en lumière l'effet local, les figures 5.15 et 5.16 présentent un zoom autour de l'aube d'une part de la vitesse avec les lignes de courant, et d'autre part du coefficient de pression C_p avec ses contours, toujours pour les quatre instants étudiés.

5.3. ETUDE INSTATIONNAIRE

Les lignes de courant tracées sont les mêmes pour les quatre instants (même origine dans le bloc amont).

Les lignes de courant de la figure 5.15 mettent en valeur les accélérations autour de l'aube, en fonction de la position du barreau aval. En effet, à $t/T_0 = REF$, les lignes de courant à l'extrados proches du bord de fuite sont plus resserrées qu'aux autres instants, et présentent des courbures différentes. L'écoulement dans cette zone subit à cet instant l'accélération autour du barreau. La vitesse à l'extérieur de la couche limite est donc plus importante au bord de fuite que sur la partie aval de l'extrados.

Pour les instants $t/T_0 = 0.25$ et $t/T_0 = 0.5$, ce zoom permet également de mieux situer l'influence de l'accélération autour du barreau sur l'extrados de l'aube. En effet, la décélération observée à l'instant $t/T_0 = REF$ le long de l'extrados n'est plus localisée au même endroit sur l'extrados. A ces instants, le barreau est plus proche de l'extrados que de l'intrados. Il exerce alors un effet de blocage sur l'extrados, forçant l'écoulement à le contourner par le bas. Cela explique donc la diminution de la vitesse au bord de fuite, renforcée par la proximité du point d'arrêt du barreau.

Au dernier instant, $t/T_0 = 0.75$, le barreau sort du sillage de l'aube (Fig.5.14), et se retrouve désormais plus loin de l'extrados. C'est donc sur l'intrados qu'il vient exercer son effet de blocage. Les lignes de courants se resserrent contre l'extrados, la vitesse augmente sur la partie la plus en aval de l'extrados, les gradients de vitesse sont renforcés.

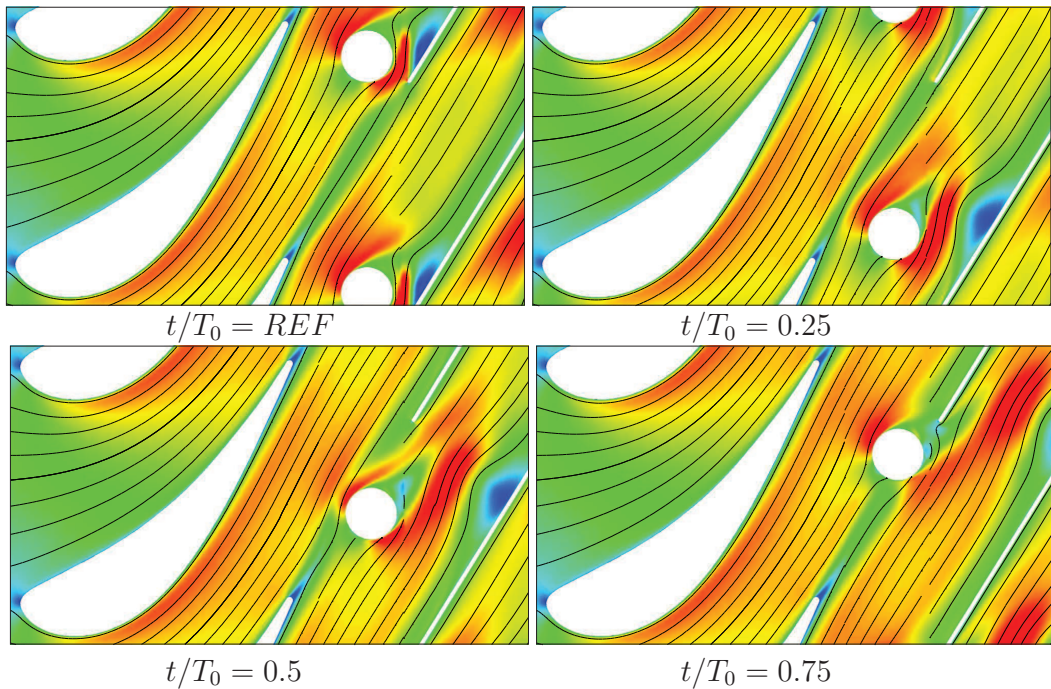


FIG. 5.15: Vitesse absolue V_{abs} et lignes de courant autour de l'aube

CHAPITRE 5. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Le coefficient de pression C_p évolue particulièrement autour de l'aube (Fig.5.16). Les contours de C_p permettent de mieux situer les zones de surpression dues à la présence du point d'arrêt du barreau, en vert, et les zones de dépression autour du barreau, en rouge.

A la position $t/T_0 = REF$, la zone de surpression en amont du barreau s'étend sur la partie aval de l'extrados, sans toutefois être la plus intense au bord de fuite de l'aube. A $t/T_0 = 0.25$, la zone de dépression englobe uniquement le bord de fuite de l'aube, comme en $t/T_0 = 0.50$. En $t/T_0 = 0.75$, la zone de surpression est au milieu du canal inter-aubes. C'est donc tout l'écoulement qui se trouve perturbé par le barreau aval à cette position, car les conditions de sortie sont changées.

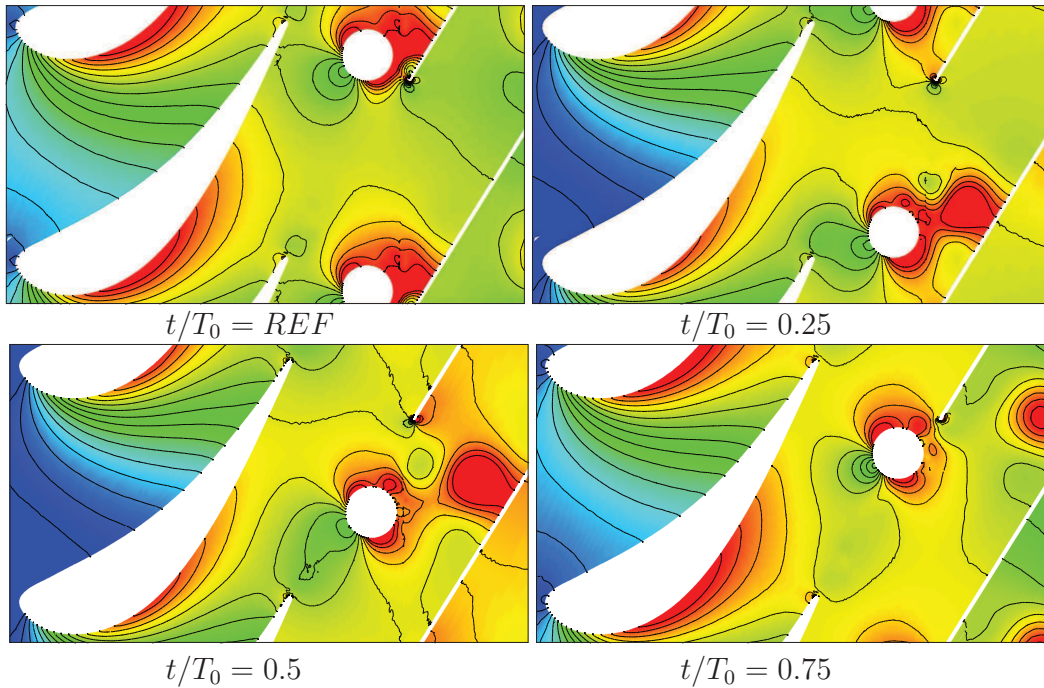


FIG. 5.16: Coefficient de pression C_p et contours pour quatre instants de la période

Sur la moitié la plus en aval de l'intrados, Fig.5.16, le coefficient de pression évolue peu sur une période. La position du barreau joue principalement sur la partie amont de l'intrados. C'est l'effet global illustré par la figure 5.12.

La taille de la zone de basse pression à l'extrados varie en fonction de la position du barreau aval. Elle est la plus étendue en $t/T_0 = 0.75$, quand le barreau est dans le sillage de l'aube (Fig.5.14). Cette zone est de taille minimale au moment où le barreau va entrer dans le sillage. A cet instant, $t/T_0 = 0.25$, le barreau force l'écoulement à le contourner par le bas. La zone d'influence de l'effet potentiel du barreau vient donc perturber l'écoulement autour de l'aube et notamment la pression autour du pic de vitesse

5.3. ETUDE INSTATIONNAIRE

de l'aube.

Conclusion L'étude des champs aérodynamiques a souligné les importants changements des grandeurs aérodynamiques au cours d'une période de rotation des barreaux. La vitesse de l'écoulement subit des accélérations et décélérations. L'augmentation de la vitesse à l'extrados apparaît lorsque le barreau est au plus proche de la paroi. Cette accélération est retrouvée au bord de fuite à $t/T_0 = REF$. Elle se situe plus en amont pour les autres positions.

La décélération de l'écoulement est due à la zone de forte pression autour du point d'arrêt du barreau. C'est particulièrement remarquable en $t/T_0 = 0.25$, quand le barreau est au plus proche du bord de fuite.

Les lignes de courant autour de l'aube ont montré un resserrement généré par l'effet de blocage, à l'intrados si le barreau est proche de l'extrados, et à l'extrados si le barreau est éloigné de l'extrados. La vitesse extérieure à la frontière de la couche limite varie donc au long d'une période T_0 .

Les champs de coefficient de pression ont illustré l'effet potentiel global mis en évidence par Deslot. En effet, des variations de pression apparaissent au cours d'une période sur l'écoulement amont et l'écoulement aval. De grandes variations de ce coefficient ont aussi été observées sur les écoulements proches de l'extrados et proches du bord d'attaque de l'aube à l'intrados. Par contre, le coefficient de pression sur la partie la plus en aval de l'intrados est peu sensible à la position du barreau aval.

La distribution de vitesse isentropique nous informera davantage sur l'effet local du barreau.

5.3.3 Distribution de vitesse isentropique

La distribution de vitesse isentropique (Fig.5.17) a été adimensionnée par la vitesse à une corde en amont du bord d'attaque de l'aube (Fig.4.4). Cette figure permet d'illustrer l'effet potentiel local. En effet, la vitesse isentropique est adimensionnée par la vitesse amont à l'instant considéré car la vitesse amont varie en fonction de la position du barreau. L'effet potentiel global n'est donc que peu visible.

A titre de comparaison est aussi tracée la distribution de vitesse isentropique dans le cas stationnaire où le barreau était fixé à la position de référence.

La distribution de vitesse isentropique met en évidence l'influence locale de l'effet potentiel. A l'extrados, du pic de vitesse ($x = 0.3 \text{ m}$) jusqu'au bord de fuite, le gradient de vitesse n'a pas la même intensité durant toute la période de défilement des barreaux, même si toutes les courbes de la figure montrent la décélération de l'écoulement le long

de l'extrados après le pic de vitesse. Une accélération de l'écoulement apparaît en $x = 0.47\text{ m}$ à $t/T_0 = 0.75$. L'écoulement accélère aussi vers le bord de fuite en $t/T_0 = REF$, et dans le cas stationnaire. Ceci est cohérent avec les observations de la section précédente.

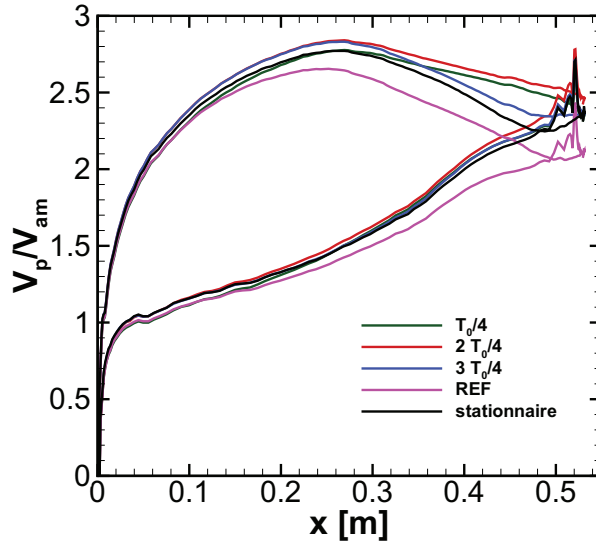


FIG. 5.17: Distribution de vitesse isentropique dans le cas instationnaire

Conclusion

Le calcul stationnaire, pour une position de barreau fixée, a permis de mettre en évidence l'effet local généré par le barreau. L'écoulement qui s'écoule proche de l'extrados de l'aube subit le champ potentiel créé autour du barreau. La zone de surpression due à la position du point d'arrêt du barreau vient impacter l'extrados. Cet effet modifie la direction et la courbure de lignes de courant de l'écoulement, qui se resserrent. L'écoulement est alors accéléré.

Le champ d'entropie a montré que le barreau force le sillage de l'aube à passer sous la planche ("extrados"). Il en résulte une accumulation d'entropie sur la partie inférieure de la planche, Un grand bulbe de décollement encombre le canal inter-planches.

Le calcul instationnaire a montré, pour quatre positions de barreaux, l'impact de l'effet potentiel instationnaire généré par les barreaux aval.

L'effet potentiel global engendre une modification du champ de pression sur l'écoulement amont et l'écoulement aval. Les distributions de vitesse isentropique présentent

5.3. ETUDE INSTATIONNAIRE

alors des formes différentes. De plus, l'effet potentiel global vient modifier le champ de pression sur la partie la plus en amont de l'intrados. Par contre, la partie la plus en aval sur l'intrados ne montre que de faibles différences au cours d'une période de défilement des barreaux (Fig.5.16) .

L'effet potentiel local modifie la vitesse subie par une particule proche de l'extrados sur la partie la plus en aval de l'aube. En effet, quand le barreau s'approche de la paroi de l'extrados ($t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.25$), l'écoulement principal est modifié par l'accélération autour du barreau. De plus, le canal est alors réduit, les lignes de courant se resserrent, accélérant encore l'écoulement. Au contraire, à $t/T_0 = 0.25$ et à $t/T_0 = 0.50$ la poche de forte pression due au point d'arrêt du barreau, vient ralentir l'écoulement au bord de fuite. Les zones de haute et basse vitesses viennent donc périodiquement modifier l'écoulement dans la partie proche de l'extrados du canal inter-aube.

Le prochain chapitre sera consacré aux résultats expérimentaux instationnaires. Deux études à taux de turbulence amont différents permettront de mieux comprendre le comportement de la couche limite, principalement à l'extrados, sous l'effet du défilement des barreaux.

Chapitre 6

Etude expérimentale instationnaire

Dans ce chapitre seront présentés les résultats expérimentaux de l'étude instationnaire de l'effet potentiel remontant dans notre configuration, pour deux taux de turbulence amont. L'analyse se concentrera sur la distribution de vitesse isentropique d'une part, et sur le comportement de la couche limite d'autre part. En effet, l'état de l'art prévoit une modification du comportement de la couche limite en fonction du taux de turbulence. Il nous a donc paru intéressant de comparer le mode de transition d'une couche limite en ne modifiant que le taux de turbulence, mais en gardant les autres grandeurs aérodynamiques comme le coefficient de flux et le nombre de Reynolds constants.

Le protocole des mesures se trouve en Annexe B.

Comme pour le chapitre précédent, quatre instants (ou positions du barreau) seront particulièrement étudiés. Afin de mieux caractériser l'effet potentiel généré par les barreaux, les quatre instants choisis sont les mêmes que ceux de l'étude numérique. Les positions des barreaux sont précisées sur la figure 5.1 du chapitre précédent. Sur la figure 6.1, les lignes de courant sont schématisées pour les quatre positions de barreaux étudiés.

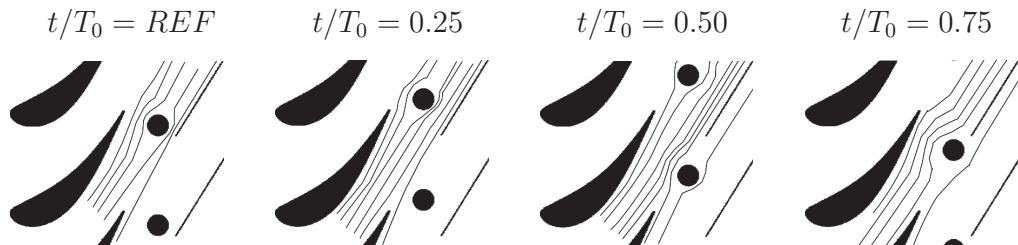


FIG. 6.1: Schéma des lignes de courant pour les quatre positions de barreaux étudiées

6.1 Écoulement amont et taux de turbulence

Le coefficient de flux est fixé à $\Phi = 0.865$ pour l'ensemble du chapitre, comme dans le chapitre précédent. La vitesse de défilement des barreaux est fixée à la vitesse maximale autorisée par le variateur de vitesse du moteur entraînant les chaines. Puis la vitesse amont est ajustée en début d'acquisition afin d'obtenir un coefficient de flux de $\Phi = 0.865$.

La vitesse amont est mesurée une corde en amont de la grille d'aubes (Fig.4.4), par l'intermédiaire du tube de Pitot. Le nombre de Reynolds n'est donc pas constant d'une série de mesures à une autre, car il dépend de la masse volumique de l'air, qui varie en fonction de la pression atmosphérique et de la température de l'écoulement. L'annexe B précise les variations de $Re_{C_{am}}$.

Le taux de turbulence amont, avec et sans grille de turbulence, est calculé à partir des mesures laser effectuées à 0.15 m en amont de la grille (impossibilité technique de se placer plus en amont). Ces mesures ont été synchronisées avec la période de défilement des barreaux grâce au capteur photoélectrique (Annexe B.1). Le taux de turbulence amont est moyenné en phase (Annexe B.4) et représenté sur la figure 6.2, pour les deux cas étudiés, dans un diagramme espace-temps. Le bord d'attaque de l'aube centrale de la grille est en $y = 0$. La moyenne à la fois en temps et en espace donne le taux de turbulence moyen à $x = -0.15$ m de la grille d'aubes. En l'absence de la grille de turbulence, $T_{u-am} = 1.8\%$. Avec la grille, $T_{u-am} = 4.0\%$.

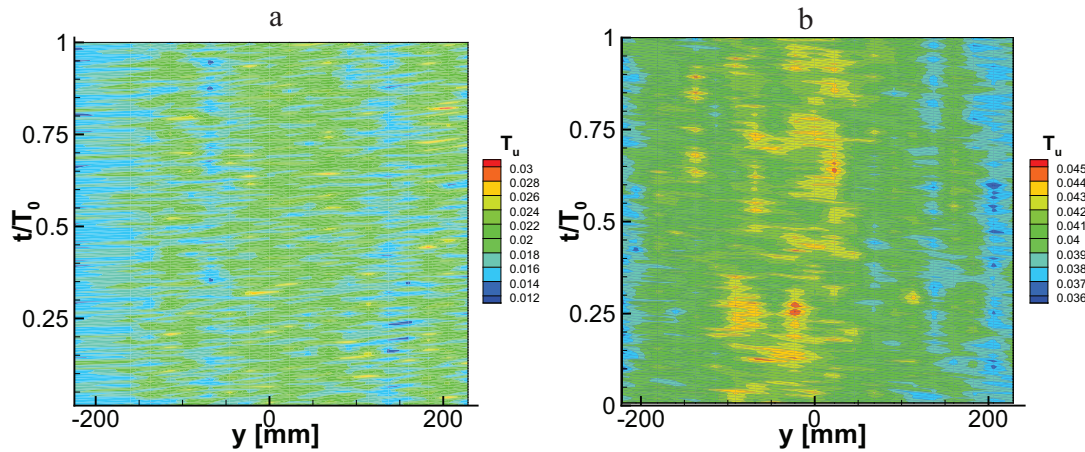


FIG. 6.2: Taux de turbulence amont moyenné en phase T_{u-am} à 0.15 m en amont de la grille d'aubes (a : sans la grille de turbulence ; b : en présence de la grille de turbulence)

Le taux de turbulence amont a évolué entre le cas stationnaire et le cas instationnaire

6.1. ECOULEMENT AMONT ET TAUX DE TURBULENCE

(Tab.6.1).La rotation des barreaux en aval de la grille a entraîné une variation du taux de turbulence amont entre les cas stationnaires et les cas instationnaires. Cet effet rentre donc dans les effets globaux de l'effet potentiel remontant.

cas	$T_{u-am}[\%]$ sans grille	$T_{u-am}[\%]$ avec grille
stationnaire	1.2	4.2
instationnaire	1.8	4.0

TAB. 6.1: Comparaison des taux de turbulence T_{u-am} à 0.15 m en amont de la grille d'aubes

La figure 6.3 montre une bonne correspondance du champ de vitesse à 0.15 m de la grille d'aubes pour les deux taux de turbulence amont.

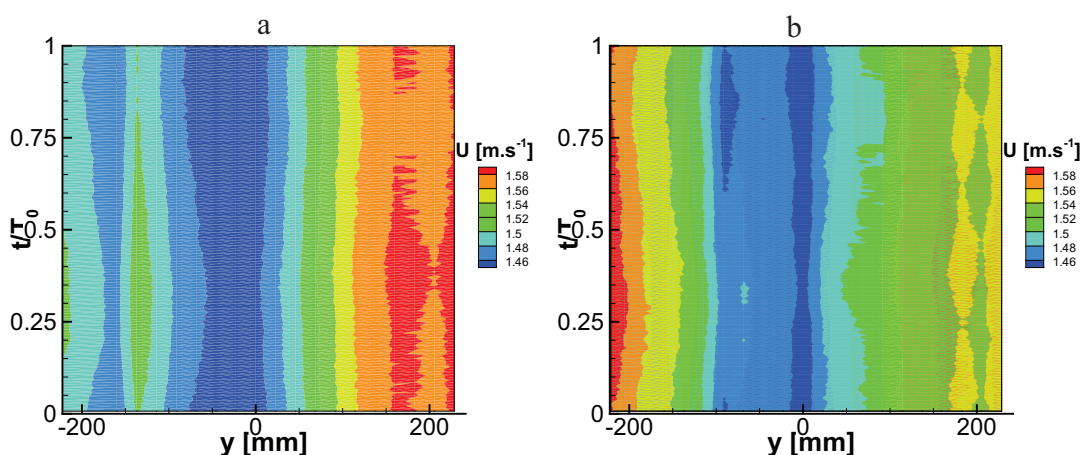


FIG. 6.3: Vitesse amont moyennée en phase sur un pas à 0.15 m en amont de la grille d'aubes(a : sans la grille de turbulence ; b : en présence de la grille de turbulence)

Conclusion

Les mesures laser instationnaires synchronisées avec la période de défilement des barreaux aval ont permis d'obtenir la vitesse et le taux de turbulence en amont de la grille d'aubes.

6.2 Taux de turbulence amont : 1.8%

Comme pour l'étude stationnaire (chapitre 4), l'étude instationnaire commence par l'étude de l'effet potentiel remontant en absence de la grille de turbulence.

6.2.1 Distribution de vitesse sur l'aube ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Comme précisé en Annexe B, la mesure de la pression fluctuante dans notre configuration est difficile. En effet, il faut à la fois un capteur ayant un faible temps de réponse, et aussi pouvant mesurer des pressions de l'ordre du Pascal. Nous avons choisi d'utiliser un capteur capable de mesurer les variations de pression présentes dans notre étude. Notre choix s'est arrêté sur des capteurs *Furness*[®] de gamme +/- 10 Pa. Leur temps de réponse est de 20 ms. La période T_0 de défilement des barreaux est $T_0 \approx 250ms$. Cela nous permet d'obtenir six points pour définir l'évolution de la pression sur une période. Cela semble un minimum nécessaire. Mais il n'a pas été possible d'étalonner ces capteurs avec leurs lignes pneumatiques de connection de manière instationnaire. En effet, même avec un haut-parleur, il n'est pas envisageable d'étalonner un capteur avec un signal de basse pression connue à basse fréquence ($f_{bar} \approx 4 Hz$). La fonction de transfert entre la pression réelle sur l'aube et la pression mesurée par le capteur n'a donc pas pu être évaluée. Les résultats des mesures de pression autour de l'aube sont cependant présentés dans cette section.

Les mesures de pression pariétale, synchronisées avec la période de défilement des barreaux, ont permis d'obtenir la distribution de vitesse isentropique sur l'aube à chaque instant. Sur la figure 6.4-a, cette distribution de vitesse est représentée pour quatre positions de barreaux : $t/T_0 = REF$, $t/T_0 = 0.25$, $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$.

La vitesse isentropique subit peu de variations du bord d'attaque au pic de vitesse (P_V) sur la partie extradados de l'aube. Cela signifie que la rotation des barreaux en aval n'a que peu d'effets sur la vitesse de cette région de l'aube.

Par contre, entre le pic de vitesse et le bord de fuite, le comportement de la vitesse isentropique présente de grandes différences entre les quatre positions de barreaux étudiées. C'est l'effet potentiel local mis en évidence par Deslot.

Côté intrados, l'évolution de la vitesse isentropique caractérise bien une accélération de l'écoulement. La différence de valeur entre la position $t/T_0 = 0.75$ et les autres instants est peut-être due à l'effet potentiel global présenté dans le chapitre 5.

Sur la figure 6.4-b, la distribution de vitesse isentropique dans le cas stationnaire à bas taux de turbulence est tracée avec celle du cas instationnaire correspondant, moyennée en temps. Les segments verticaux représentent la gamme de variations de vitesse durant

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

une période de rotation des barreaux, respectivement pour chaque station de mesures. La bonne concordance globale est appuyée par la bonne répétabilité du protocole expérimental.

Comme observé sur la figure 6.4-a, très peu de variations autour de la moyenne apparaissent sur l'extrados entre le bord d'attaque et le pic de vitesse. Les plus grandes variations de vitesse isentropique sont remarquables au bord de fuite, tant à l'intrados qu'à l'extrados. Le comportement stationnaire et instationnaire diffèrent alors. La décélération y est moins forte dans le cas stationnaire qu'en moyenne dans le cas instationnaire.

A l'intrados, entre le bord d'attaque et $x = 0.36$ m, les valeurs de la vitesse mesurées dans le cas stationnaire sont inférieures à celles du cas instationnaire. Dans cette région, l'écoulement est fortement influencé par l'angle amont. Les mesures amont donnent également l'angle d'attaque à 0.15 m de la grille d'aubes. Les variations sur une période de défilement des barreaux sont de l'ordre du degré. C'est l'effet potentiel global instationnaire qui entraîne cette variation périodique de l'angle d'attaque. Ceci peut expliquer la différence entre la vitesse isentropique à l'intrados pour les deux cas (Fig.6.4-b).

A la position de référence $t/T_0 = REF$, en noir sur la figure 6.4-a et détaillée sur la figure 6.5, la vitesse isentropique subit une plus forte décélération sur la partie la plus en aval de l'extrados que dans le cas stationnaire.

Cette observation s'applique aussi pour la position $t/T_0 = 0.25$, mais le comportement est différent. En effet, la distribution de vitesse présente un plateau entre $x = 0.42$ m et $x = 0.48$ m. Cela peut signaler la présence d'un décollement de la couche limite de l'aube dans cette région.

A la position suivante, $t/T_0 = 0.5$, l'écoulement connaît une accélération entre $x=0.42$ m et $x=0.49$ m avant de fortement décélérer jusqu'au bord de fuite.

Le comportement de la vitesse isentropique pour la dernière position, $t/T_0 = 0.75$, est encore différent. Cette fois-ci, une décélération plus forte que dans le cas stationnaire apparaît, avant de laisser place à un "plateau". La vitesse isentropique au bord de fuite atteint une valeur proche de celle du cas stationnaire, alors qu'elle est toujours plus basse pour les trois autres positions. Par contre, les valeurs de vitesse à l'intrados sont les plus éloignées de celles du cas stationnaire. La position du barreau aval joue non seulement sur la partie aval de l'extrados de l'aube, mais aussi sur la totalité de l'intrados. L'effet potentiel remontant a donc bien un effet local sur la région de l'extrados vers le bord de fuite, mais aussi un effet global sur l'écoulement autour de l'aube entière.

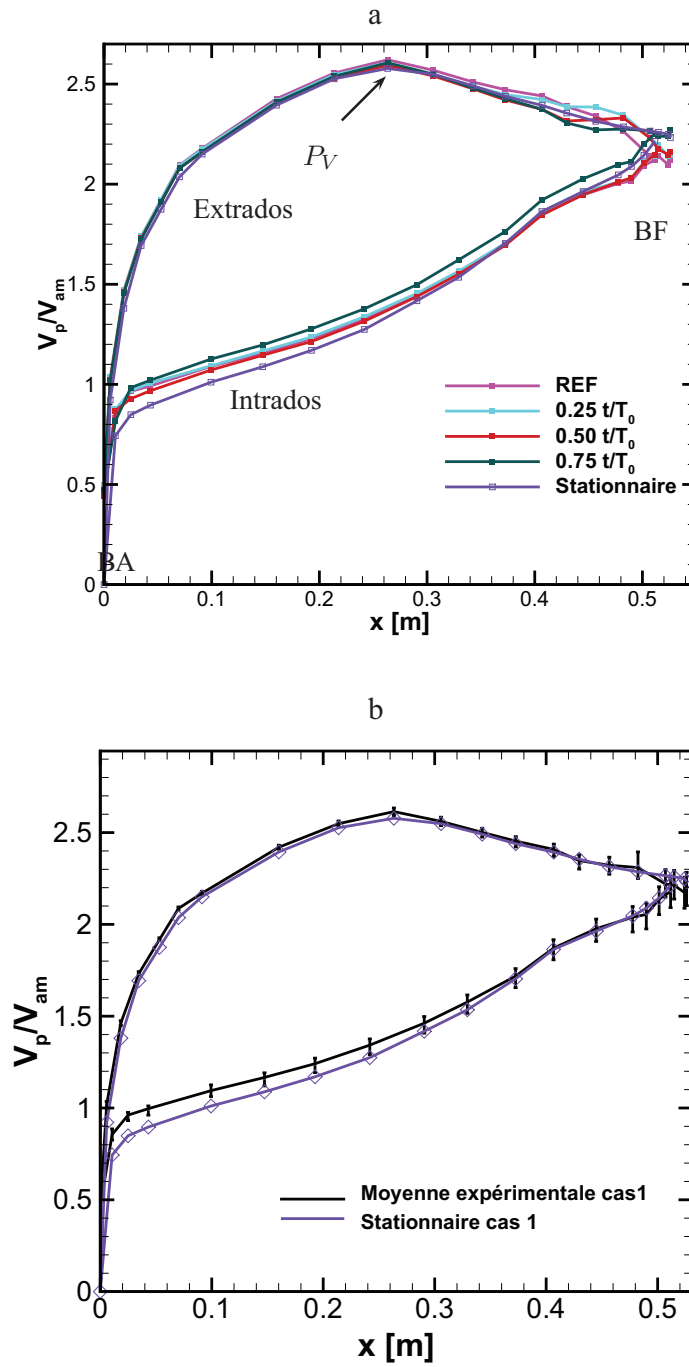


FIG. 6.4: Distribution de vitesse isentropique dans le cas instationnaire ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Conclusion

La présence de valeurs différentes de la vitesse isentropique à l'intrados illustrent l'effet potentiel global généré par le défilement des barreaux aval, qui joue sur la modification de l'angle d'attaque.

L'écoulement subit successivement des accélérations, des zones à gradient nul de vitesse et des décélérations en arrivant par l'extrados au bord de fuite. Les mesures de pression mettent donc en évidence l'effet potentiel remontant local. Ces premiers résultats laissent supposer un décollement périodique de la couche limite à l'extrados (présence d'une zone à gradient nul de vitesse). L'exploration de la couche limite par des mesures laser confirmera cette hypothèse.

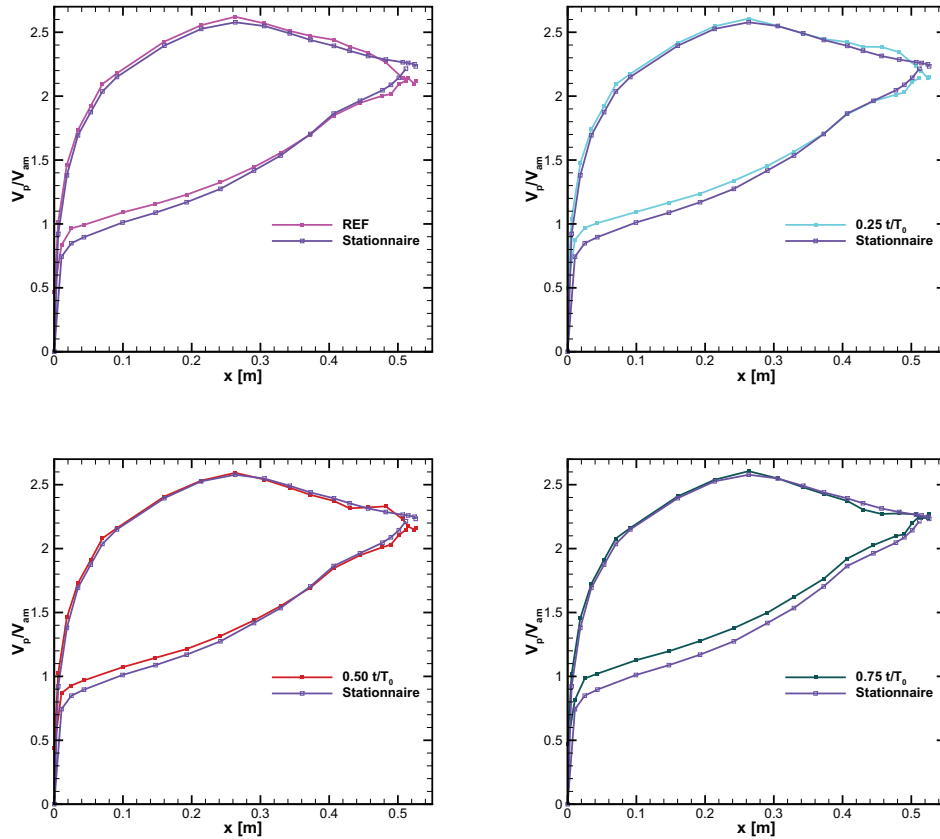


FIG. 6.5: Distribution de vitesse isentropique dans le cas instationnaire pour 4 positions de barreaux

6.2.2 Positions des stations de mesures ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Sur la figure 6.6 et le tableau 6.2 sont résumées les différentes positions des stations des mesures laser effectuées au bas taux de turbulence. Quatre stations de mesures ont permis d'étudier l'intrados, alors que quatorze ont été nécessaires pour caractériser la couche limite se développant sur l'extrados. Les stations de mesures à l'extrados sont concentrées sur la partie la plus en aval de l'aube.

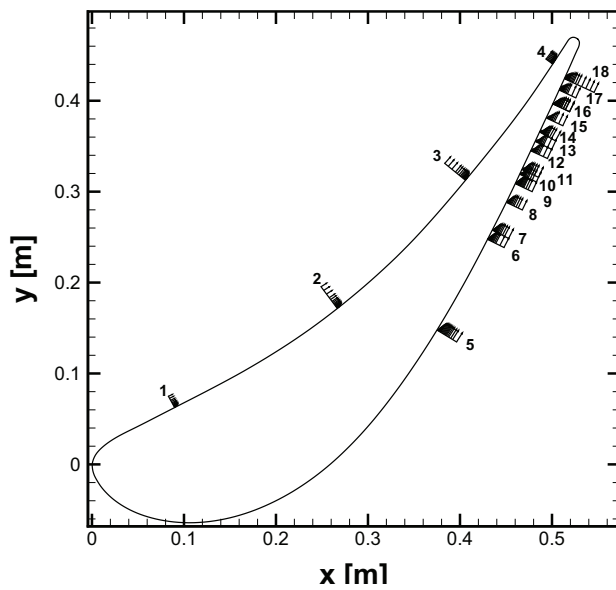


FIG. 6.6: Stations de mesures pour l'étude instationnaire ($T_{u-am} = 1.8\%$)

numéro	x/C_x
1	15.7 %, intrados
2	50 %, intrados
3	76.4 %, intrados
4	94 %, intrados
5	70.5 %, extrados
6	81.3 %, extrados
7	82.2 %, extrados
8	85.2 %, extrados
9	87 %, extrados
10	87.7 %, extrados
11	88.1 %, extrados
12	90.1 %, extrados
13	90.9 %, extrados
14	92.1 %, extrados
15	93.2 %, extrados
16	94.5 %, extrados
17	95.8 %, extrados
18	97 %, extrados

TAB. 6.2:

6.2.3 Intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Quatre stations de mesures ont permis de caractériser la couche limite se développant sur l'intrados de l'aube à bas taux de turbulence amont. Comme l'indiquent la figure 6.6 et le tableau 6.2 suivants, la première station de mesures est assez proche du bord d'attaque. L'évolution de la couche limite tout le long de l'intrados sera donc connue.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

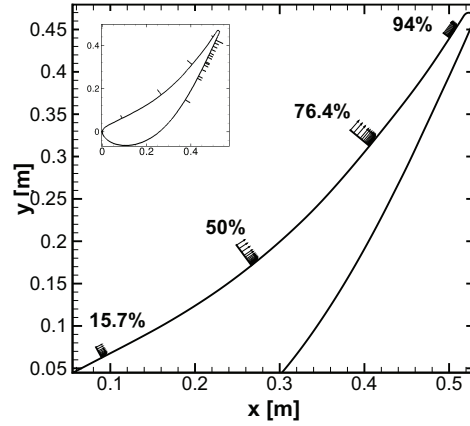


FIG. 6.7: Positions de mesures à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Profils de vitesse de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Les profils de vitesse à l'intrados pour le bas taux de turbulence amont sont présentés sur les figures 6.8 et 6.9. L'adimensionnement a été réalisé de la même manière que dans le chapitre 4, par l'épaisseur de couche limite δ d'une part et par la vitesse extérieure V_{ext} d'autre part.

La distance minimale atteinte pour chaque station de mesures à l'intrados est précisée dans le tableau 6.3. La distance minimale à la paroi est suffisamment petite pour conclure sur l'état de la couche limite.

x/C_x	15.7%	50%	76.4%	94%
y_{min} [mm]	0.35	0.35	0.33	0.32

TAB. 6.3: Distance minimale à la paroi pour les mesures laser à l'intrados $T_{u-am} = 1.8\%$

On observe très nettement l'accélération de l'écoulement sur l'intrados par l'augmentation de la vitesse extérieure V_{ext} le long de l'intrados sur les profils (Fig.6.8).

Le tracé adimensionnel des profils de vitesse (Fig.6.9) montre la disparité de forme de ces profils en fonction de la station de mesures sur l'intrados. En effet, même très proche de la paroi ($y/\delta \leq 0.1$) les valeurs du rapport u/V_{ext} sont autour de 0.25, la vitesse adimensionnelle varie de 7 % en $y/\delta = 0.5$ le long de l'intrados. C'est le profil de vitesse de la position $x/C_x = 50\%$ qui se distingue le plus des autres, surtout en $t/T_0 = REF$.

Sur la figure 6.10, les profils de vitesse aux stations $x/C_x = 15.7\%$ et $x/C_x = 76.4\%$ sont pris en exemple pour illustrer l'absence de variation significative de la vitesse exté-

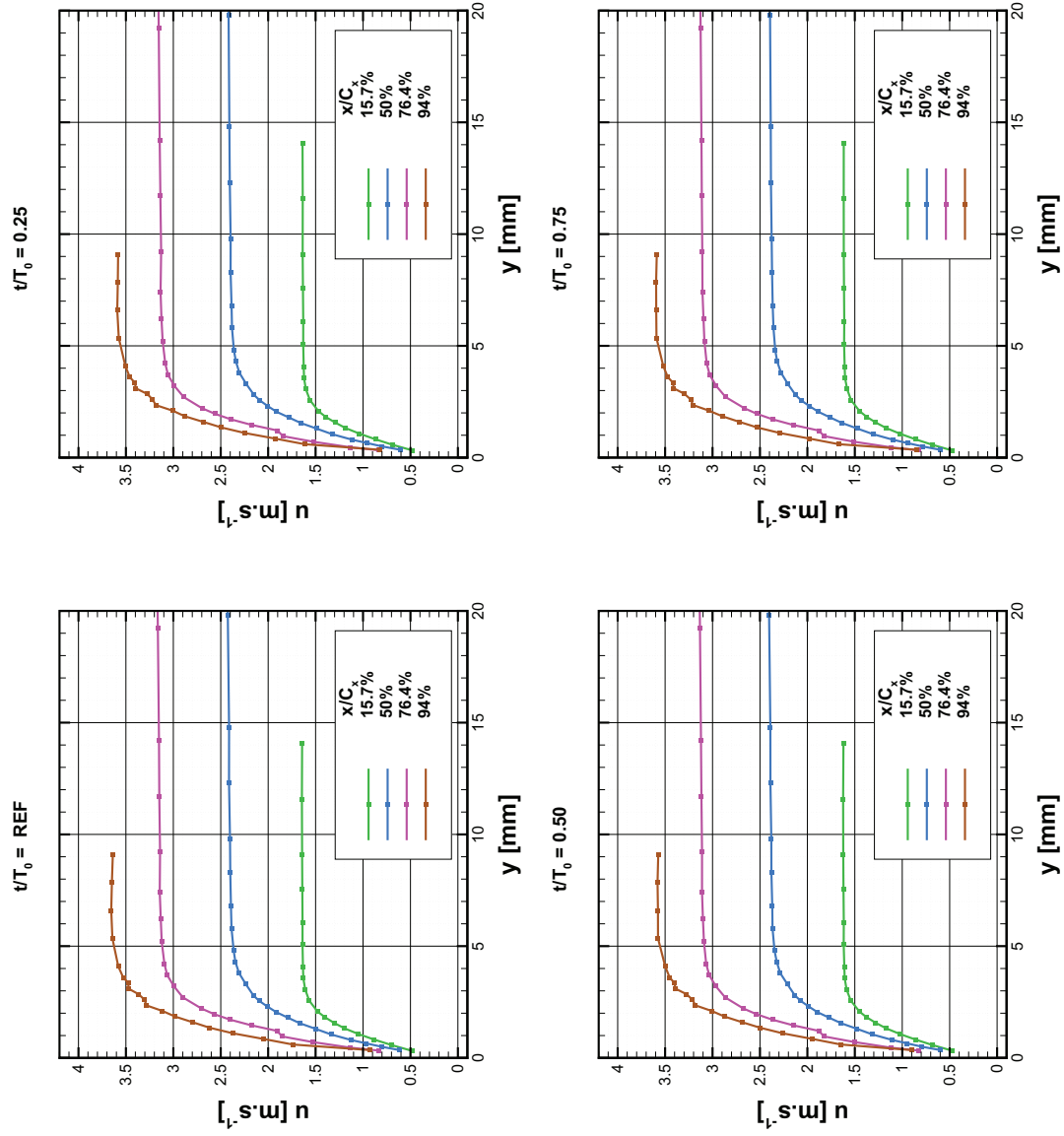


FIG. 6.8: Profils de vitesse de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8^\circ$)

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

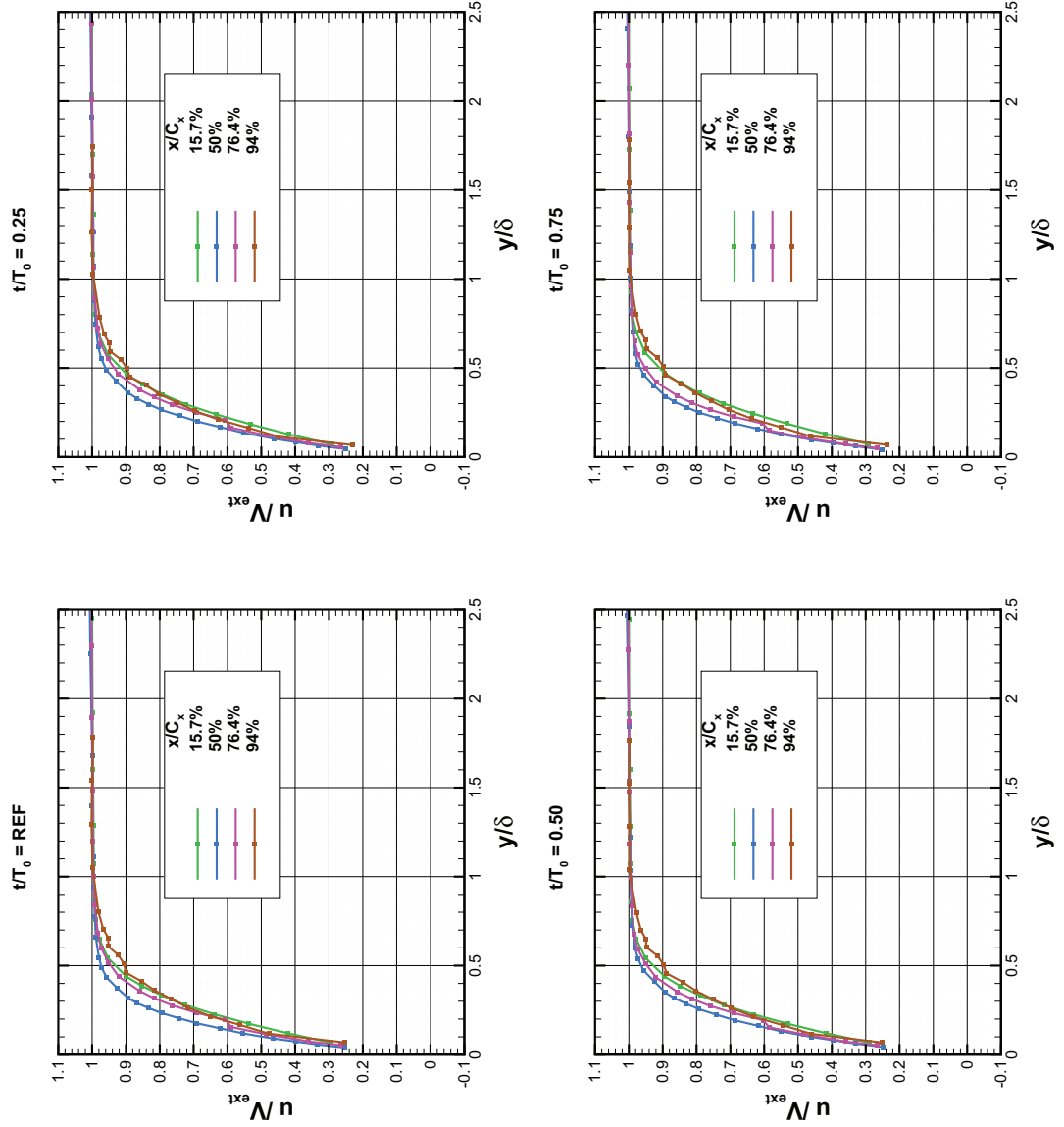


FIG. 6.9: Profils de vitesse adimensionnés de la couche limite à l'intrados
($T_{u-am} = 1.8\%$)

rieure V_{ext} à une position donnée. De plus, la forme de ces profils dans la couche limite est similaire. L'influence des barreaux aval est donc très faible, l'effet potentiel global n'est donc pas visible sur ces mesures.

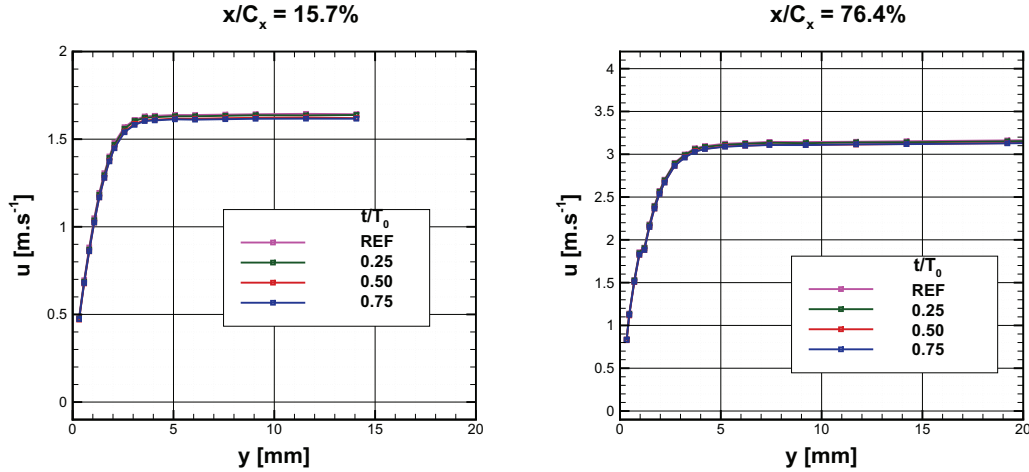


FIG. 6.10: Profils de la couche limite à $x/C_x = 15.7\%$ et $x/C_x = 76.4\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Les figures suivantes (Fig.6.11 et Fig.6.12) montrent l'évolution de la vitesse extérieure V_{ext} et des grandeurs intégrales sur l'intrados. Les pointillés blancs représentent les stations de mesures.

Le diagramme espace-temps de la vitesse extérieure V_{ext} illustre le peu de variations temporelles de la vitesse sur une période de défilement des barreaux à une station de mesures sur l'intrados donnée. On peut aussi observer l'accélération de l'écoulement le long de l'intrados.

Les épaisseurs de couche limite ($\delta, \delta_1, \delta_2, \delta_3$) sont les plus grandes en $x/C_x = 50\%$ et $x/C_x = 76.4\%$. Elles diminuent en effet en $x/C_x = 94\%$. Des résultats similaires ont été trouvés par Barrio [3]. A la dernière station de mesures à l'intrados, proche du bord de fuite, le canal se resserre (accélération de l'écoulement dans une turbine). Les épaisseurs de la couche limite dépendent de la largeur de ce canal. Une réduction de la surface de passage de l'écoulement entraîne donc une diminution de l'épaisseur de la couche limite δ , et par conséquent également celle des autres épaisseurs de couche limite.

Regardons également les facteurs de forme H_{12} et H_{32} . Notons que la gamme de l'échelle est petite. Le facteur de forme H_{12} est quasiment constant le long de l'intrados.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

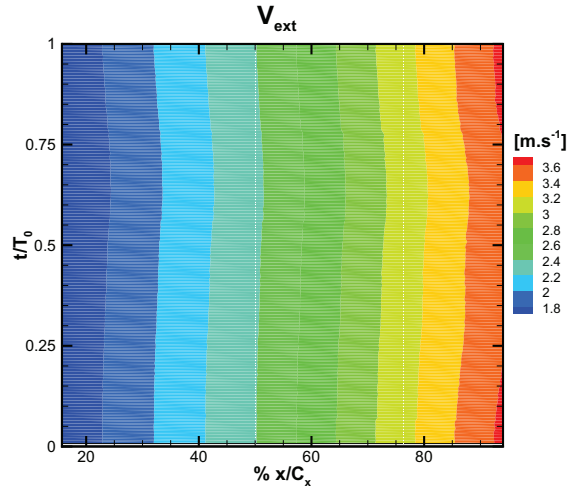


FIG. 6.11: Vitesse extérieure V_{ext} à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Mais sa valeur est trop grande pour considérer que la couche limite est turbulente. Le facteur de forme H_{32} augmente le long de l'intrados.

A priori, la couche limite à l'intrados n'est donc pas turbulente.

Taux de turbulence et coefficient de corrélation à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Le taux de turbulence et le coefficient de corrélation, T_u et R_{uv} , définies dans le chapitre 4, sont tracés sur des diagrammes espace-temps (Fig.6.13 et Fig.6.14). En abscisse la distance à la paroi est adimensionnée par l'épaisseur de la couche limite δ . Le temps sur une période est placé en ordonnées.

Pour les trois premières stations de mesures, le taux de turbulences T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} sont faibles à l'intérieur ($y/\delta \leq 1$), comme à l'extérieur de la couche limite. La couche limite ne semble pas être perturbée par le défilement des barreaux, puisque aucune variation temporelle nette n'apparaît.

Pour la dernière station de mesures, $x/C_x = 94\%$, le taux de turbulence T_u augmente en très proche paroi ($y/\delta \leq 0.1$), mais le coefficient de corrélation reste faible. Toutefois, l'augmentation très locale au voisinage de la paroi semble indiquer un début de transition.

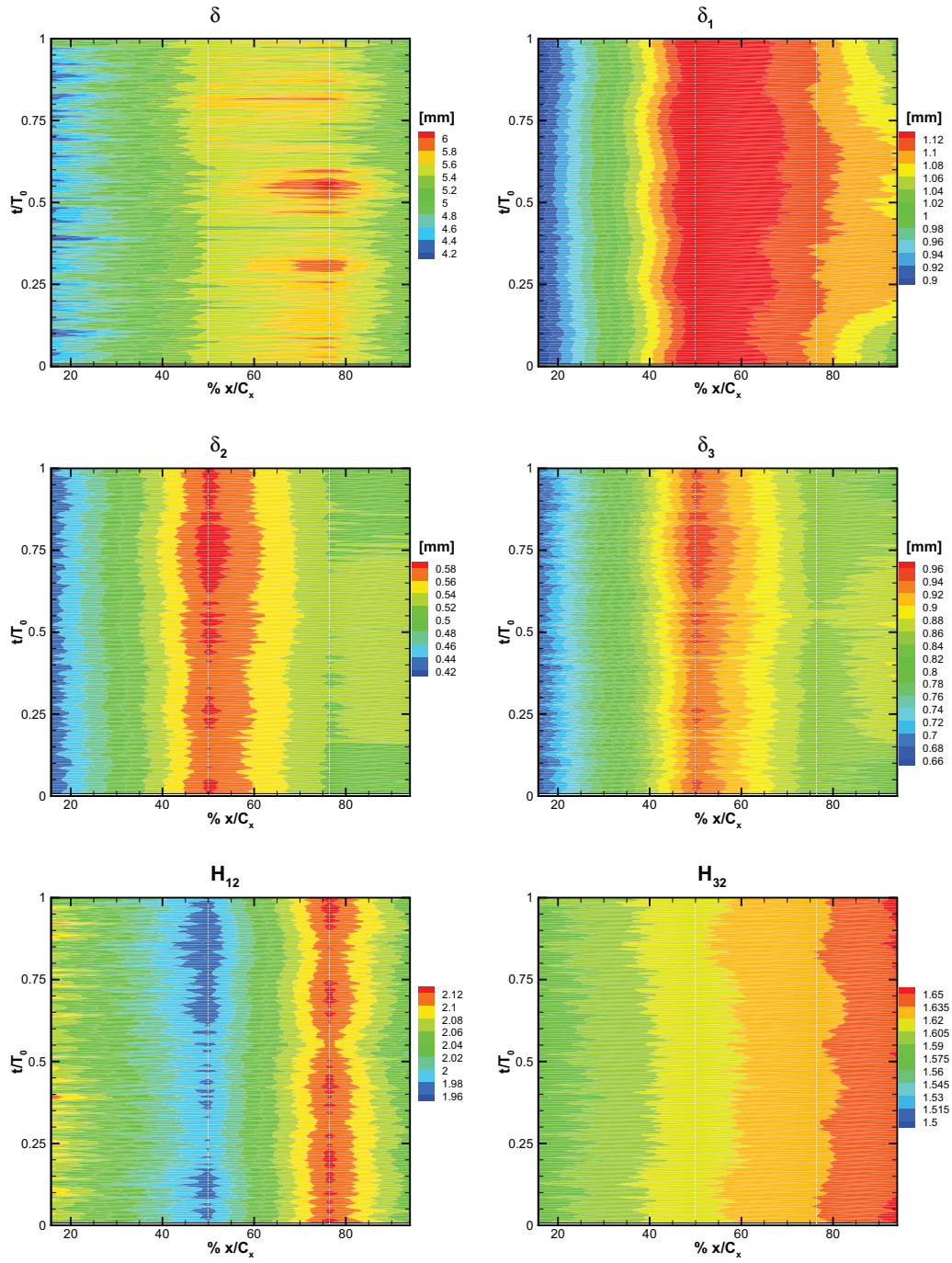


FIG. 6.12: Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

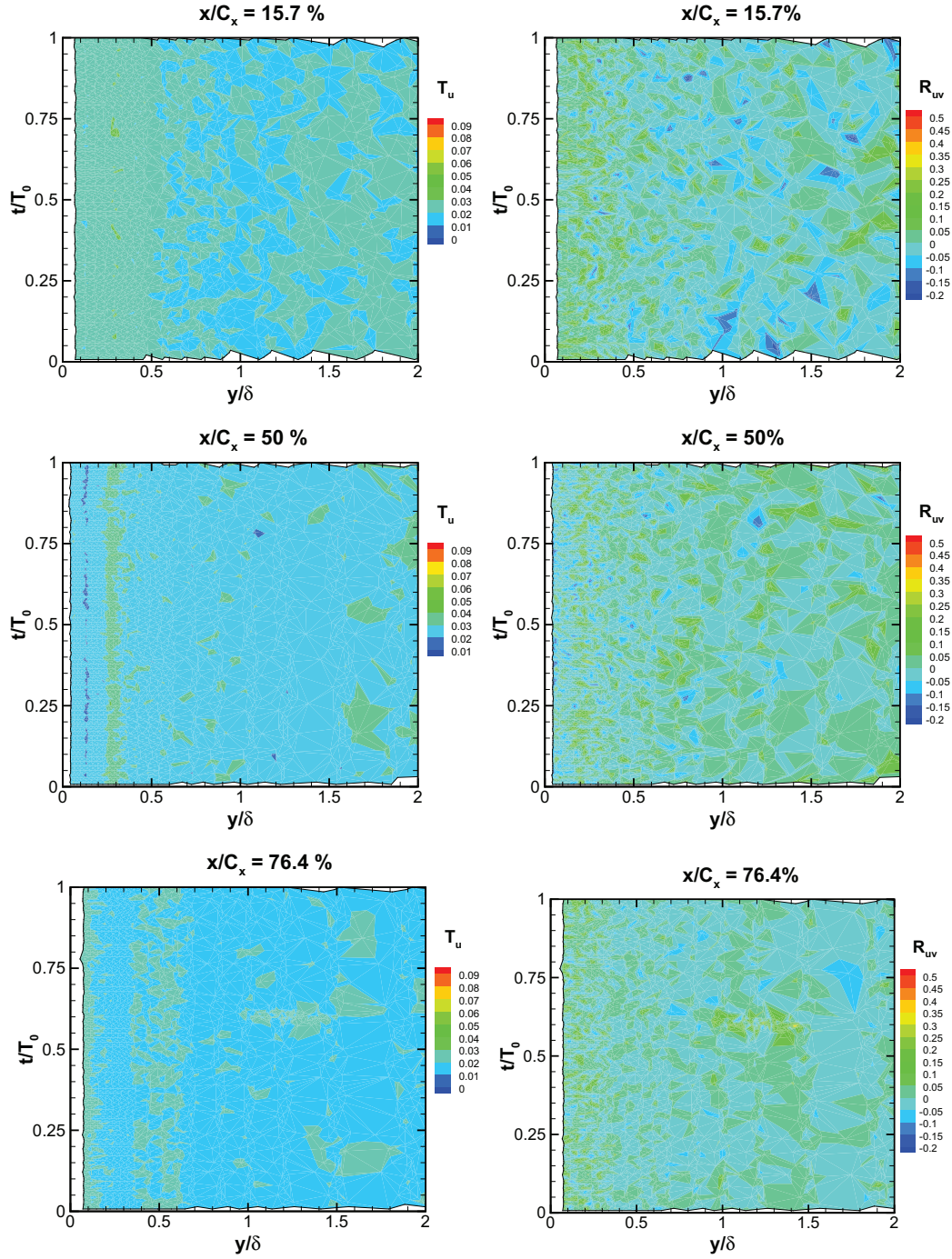


FIG. 6.13: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 15.7\%$ à $x/C_x = 76.4\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

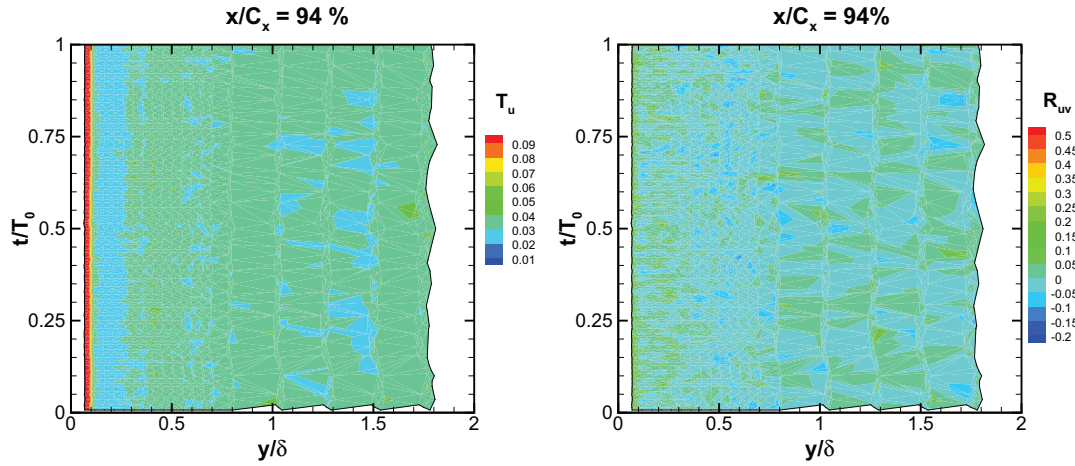


FIG. 6.14: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} à $x/C_x = 94\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Conclusion

Le comportement de la couche limite se développant à l'intrados de l'aube de turbine a été étudié par des mesures laser. Le taux de turbulence T_u ainsi que le coefficient de corrélation R_{uv} conservent des valeurs faibles en proche paroi, même pour la station de mesures la plus en aval.

Une légère augmentation à la paroi du taux de turbulence T_u indique toutefois que la transition débute au bord de fuite. De plus, aucune variation significative n'est observée au cours d'une période de passage des barreaux.

La couche limite est loin d'être turbulente au bord de fuite.

6.2.4 Extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Les mesures à l'extrados à bas taux de turbulence amont ont été les premières mesures laser réalisées dans ce projet. Les premiers résultats ont demandé un raffinement des mesures autour de $x/C_x = 88\%$. Les stations de mesures à l'extrados sont représentées sur la figure 6.15.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

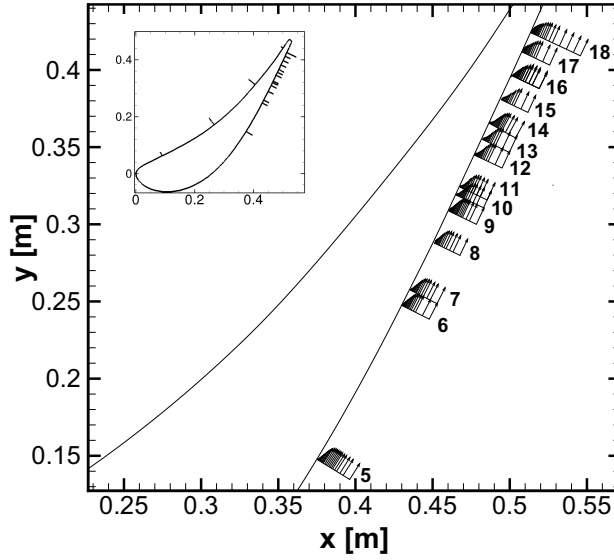


FIG. 6.15: Stations de mesures à l'extrados
($T_{u-am} = 1.8\%$)

numéro	x/C_x
5	70.5 %, extrados
6	81.3 %, extrados
7	82.2 %, extrados
8	85.2 %, extrados
9	87 %, extrados
10	87.7 %, extrados
11	88.1 %, extrados
12	90.1 %, extrados
13	90.9 %, extrados
14	92.1 %, extrados
15	93.2 %, extrados
16	94.5 %, extrados
17	95.8 %, extrados
18	97 %, extrados

TAB. 6.4:

Profils de vitesse de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Sur la figure 6.16 les profils de vitesse de la couche limite sont tracés pour les 13 stations de mesures à l'extrados, de $x/C_x = 70.5\%$ à $x/C_x = 97\%$.

La variation temporelle de la vitesse extérieure V_{ext} le long de l'extrados est visible pour chacune des quatre positions des barreaux. Cette variation est plus importante pour $t/T_0 = 0.25$ et $t/T_0 = 0.5$ qu'en $t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.75$. A la position de référence $t/T_0 = REF$, mises à part la première et la dernière station de mesures ($x/C_x = 70.5\%$ et $x/C_x = 97\%$), la variation de la vitesse extérieure est faible. La décélération présente en l'absence de barreau sur la partie la plus en aval de l'extrados n'a pas lieu pour cette position du barreau.

De plus, la plus forte variation de vitesse extérieure s'observe pour la dernière station de mesures $x/C_x = 97\%$ (Fig.6.22). Contrairement au comportement à l'intrados, la vitesse extérieure V_{ext} subit ici l'influence de la position des barreaux aval. Le tableau 6.5 résume les variations de la vitesse extérieure sur l'extrados. La *moyenne* est la moyenne de la vitesse extérieure V_{ext} en $x/C_x = 70.5\%$ et celle en $x/C_x = 97\%$. Ici est illustré l'effet potentiel local annoncé par la modélisation numérique de Deslot : l'influence des barreaux aval est localisée sur la partie la plus en aval de l'extrados.

CHAPITRE 6. ETUDE EXPÉRIMENTALE INSTATIONNAIRE

t/T_0	<i>REF</i>	0.25	0.5	0.75
$\frac{V_{ext}(70.5\%) - V_{ext}(97\%)}{moyenne} [\%]$	2.13	22.73	14.55	8.71

TAB. 6.5: Différence de la vitesse extérieure sur l'extrados $T_{u-am} = 1.8\%$

Cet effet local est dû aux resserrements et élargissements du canal inter-aubes de sortie en fonction de la position du barreau, ainsi qu'aux variations de courbures associées (Fig.6.1). En effet, un élargissement du canal entraîne une diminution de la vitesse, alors qu'un resserrement de canal accélère l'écoulement, en considérant que les variations de débit sur une période de défilement des barreaux sont faibles. Ainsi, les faibles variations de vitesse extérieure V_{ext} à $t/T_0 = REF$ signifient que le resserrement du canal compense la décélération de l'écoulement due à la géométrie du canal inter-aubes.

A $t/T_0 = 0.75$, le barreau se trouve aligné avec le sillage de l'aube et la planche. Le phénomène de minimisation de décélération par rapport au cas stationnaire est donc différent de celui à $t/T_0 = REF$. Le canal est rétréci par épaissement du sillage de l'aube qui doit contourner le barreau. Cela explique aussi que la vitesse extérieure V_{ext} à $t/T_0 = REF$ en $x/C_x = 97\%$ est plus élevée qu'aux autres stations de mesures, excepté en $x/C_x = 70.5\%$.

La décélération pour les quatre instants étudiés est représentée figure 6.17. L'abscisse est la distance axiale au bord d'attaque. La vitesse potentielle V_p , obtenue par les mesures de pression, est ajoutée. Les vitesses sont adimensionnées par la vitesse amont de chaque essai. Les vitesses de l'étude stationnaire sont indiquées en noir.

A $t/T_0 = REF$, la décélération est constante jusqu'à de $x/C_x = 85\%$, puis l'écoulement accélère. Ce phénomène n'est observé qu'à cette position de barreau. On peut supposer, au vu des résultats numériques, que le bord de fuite voit passer l'accélération autour du barreau, alors qu'en amont, l'écoulement subit l'influence de la zone de surpression du point d'arrêt du barreau.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

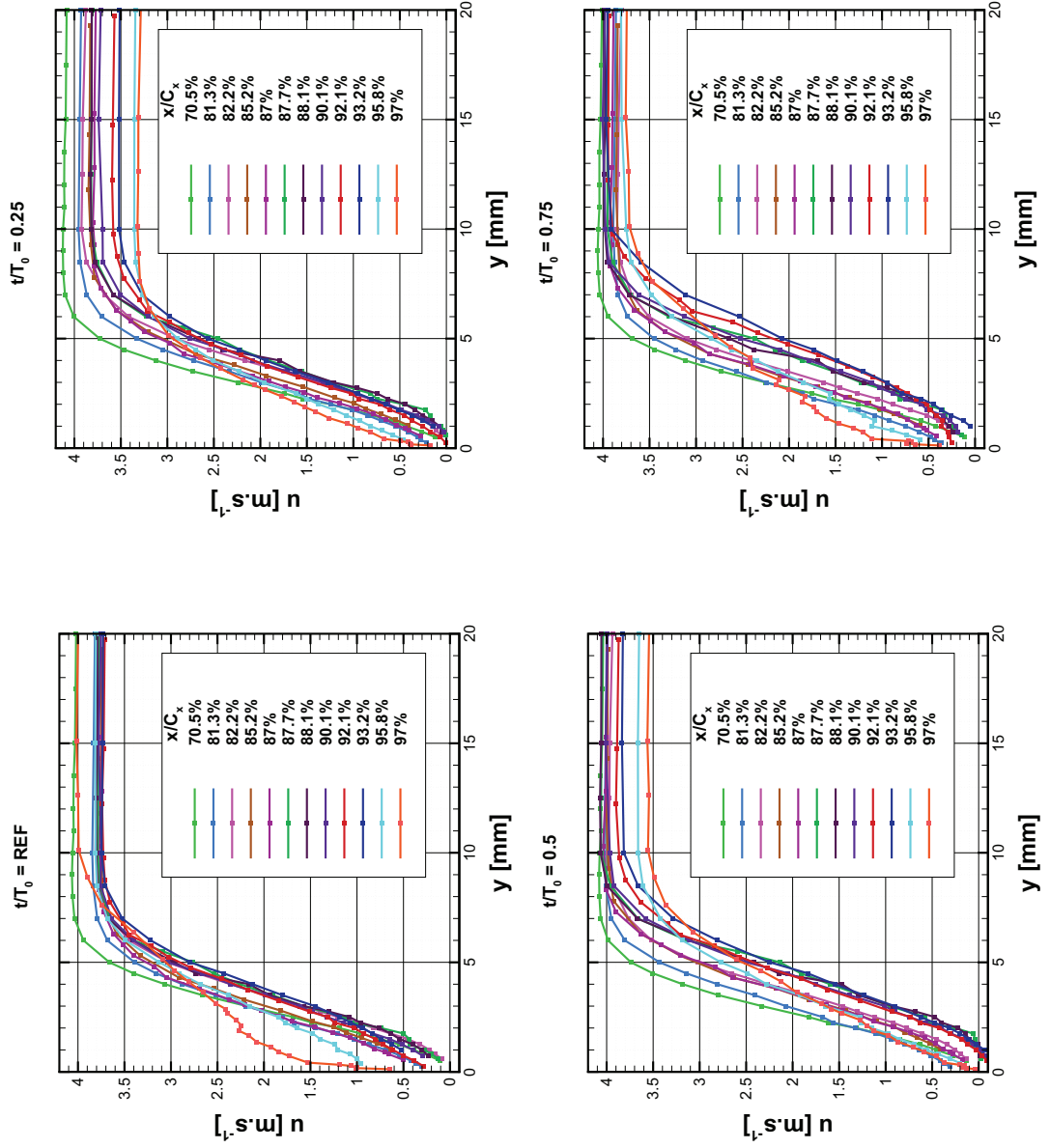


FIG. 6.16: Profils de vitesse de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

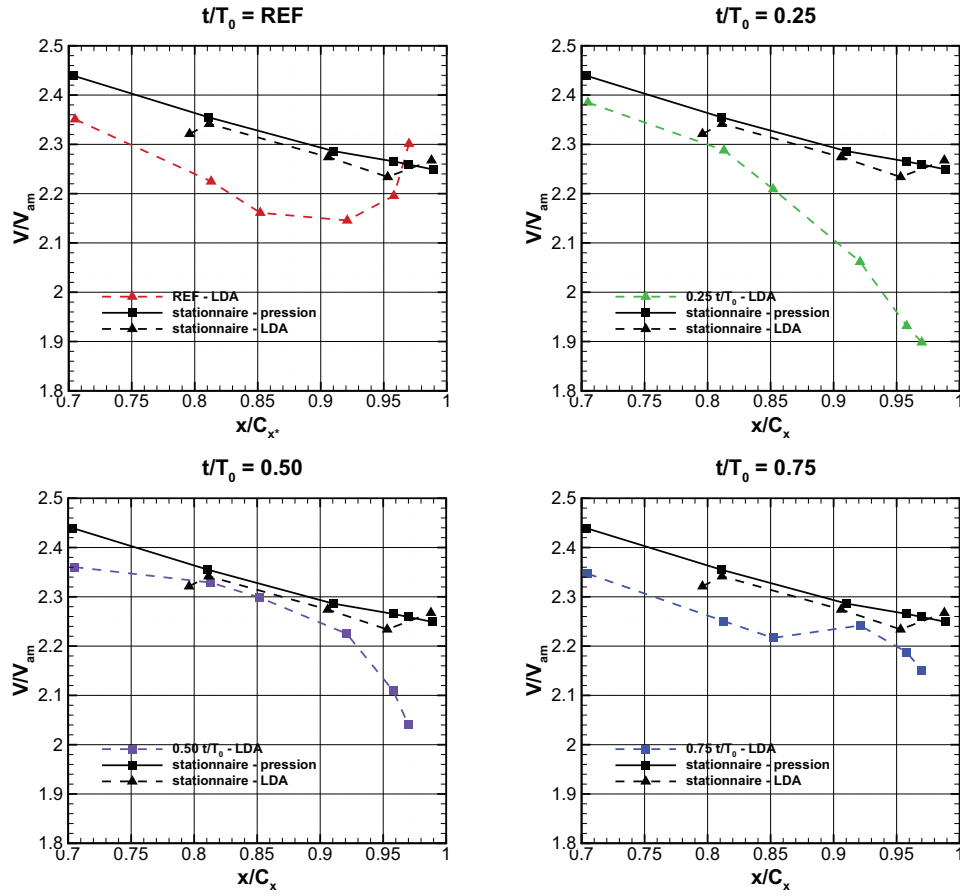


FIG. 6.17: Comparaison de la vitesse extérieure ou potentielle à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

A $t/T_0 = 0.25$, la décélération vers le bord de fuite est bien plus forte qu'en l'absence de barreaux en aval (cas stationnaire). Cet instant est celui où le barreau est en aval de l'extrados, si l'on considère la direction générale de l'écoulement. Cette zone ne ressent donc pas l'accélération autour du barreau mais au contraire la zone de surpression générée autour du point d'arrêt du barreau. C'est pourquoi la vitesse extérieure V_{ext} présente de fortes variations (Fig.6.16 à $t/T_0 = 0.25$). Par contre, plus en amont, l'écoulement subit la même décélération qu'en absence de barreaux aval. Cela signifie, que pour cette position du barreau, l'effet potentiel remontant du barreau n'interagit qu'à partir de $x/C_x \approx 81\%$.

A $t/T_0 = 0.5$, la décélération jusqu'à $x/C_x = 92\%$ est du même ordre que celle observée lors de l'étude stationnaire. Mais à partir de ce point, la décélération est bien plus forte, à cause de la zone de surpression en amont du barreau qui est à proximité.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

Finalement, l'étude des variations de la vitesse extérieure V_{ext} à la couche limite est essentielle. En effet, elle a mis en valeur l'influence des zones de surpression et d'accélération autour du barreau sur la partie la plus en aval de l'extrados de l'aube. En effet, selon leur localisation, ces zones vont renforcer ou diminuer la décélération de l'écoulement présente sur cette partie de l'aube en absence de perturbation aval.

Les profils de vitesse de la figure 6.16 présentent des formes différentes en se rapprochant de la paroi. Le profil à $t/T_0 = REF$ en $x/C_x = 97\%$ (en rouge) se distingue fortement des profils de vitesse des autres positions sur l'aube, et des autres instants. Pour illustrer les variations de profils de vitesse à une position proche du bord de fuite, la figure 6.18 regroupe les profils de vitesses à $x/C_x = 97\%$ aux quatre instants.

Outre les variations de vitesse extérieure V_{ext} déjà étudiées, on remarque la variation de l'épaisseur de la couche limite δ en fonction de la position du barreau aval. En effet, la vitesse diminue dès $y = 10$ mm à $t/T_0 = REF$ alors qu'elle ne commence à diminuer qu'en $y = 7.5$ mm en $t/T_0 = 0.25$. La forme des profils est aussi bien différente en proche paroi. Par exemple, la vitesse $u = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ est à $y = 0.5$ mm de la paroi à $t/T_0 = REF$ alors que cette valeur est atteinte à 4.5 mm de la paroi en $t/T_0 = 0.5$. L'influence de la position des barreaux aval se fait donc ressentir sur l'état de la couche limite.

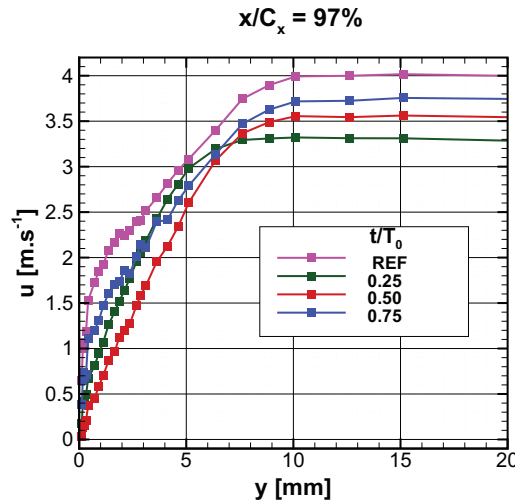


FIG. 6.18: Profils à $x/C_x = 97\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Comme précédemment, les profils de vitesse ont été adimensionnés par l'épaisseur de couche limite δ pour la distance à la paroi y , et la vitesse extérieure V_{ext} pour la vitesse u (Fig.6.19). Les profils de vitesse ne se superposent pas. La couche limite présente donc un comportement différent, tant spatialement que temporellement. Une fois encore, la

CHAPITRE 6. ETUDE EXPÉRIMENTALE INSTATIONNAIRE

position la plus en aval présente les profils les plus différents des autres aux instants $t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.75$. Les profils de vitesse en $x/C_x = 95.8\%$ se démarquent aussi aux mêmes instants. En effet, la vitesse en proche paroi est bien plus forte que pour les stations précédentes. L'écoulement est donc plus proche d'un état turbulent. Ces positions des barreaux correspondent aux instants où l'écoulement subit une accélération sur l'extrados.

Rappelons ici, que dans le cas stationnaire, l'écoulement ralentissait tout le long de l'extrados, et que la couche limite décollait sans la grille de turbulence amont. L'accélération de l'écoulement pour certaines positions de barreaux stabilisera donc la couche limite par diminution du gradient de pression adverse.

L'étude approfondie des 140 profils de vitesse moyennées en phase pour chacune des 13 stations de mesures montre un décollement instationnaire de la couche limite. Les instants de décollement sont résumés dans le tableau 6.6. La figure 6.20 indique les positions du décollement instationnaire, alors que la figure 6.21 présente dans un diagramme espace-temps la zone de décollement (en rouge), et la taille du bulbe de décollement.

x/C_x	t/T_0 où la CL décolle
87.7 %	de 26/140 à 32/140 et de 37/140 à 75/140
88.1 %	de 27/140 à 35/140 et de 40/140 à 79/140
90.1 %	de 35/140 à 43/140 et de 48/140 à 94/140 et 103/140
90.9 %	de 36/140 à 93/140
92.1 %	de 39/140 à 101/140
93.2 %	de 54/140 à 62/140 et de 65/140 à 103/140
94.5 %	de 43/140 à 49/140 et de 57/140 à 111/140
95.8 %	Aucun décollement observé

TAB. 6.6: Instants et positions du décollement de la couche limite à l'extrados
($T_{u-am} = 1.8\%$)

La couche limite commence à décoller à $x/C_x = 87.7\%$. En l'absence de barreau, elle décollait plus en aval. Mais la difficulté à obtenir des mesures en très proche paroi n'avait pas permis de déterminer avec exactitude la position du décollement. La distance minimale de mesures, y_{min} , est résumée dans le tableau 6.7, pour toutes les positions étudiées à l'extrados au faible taux de turbulence.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

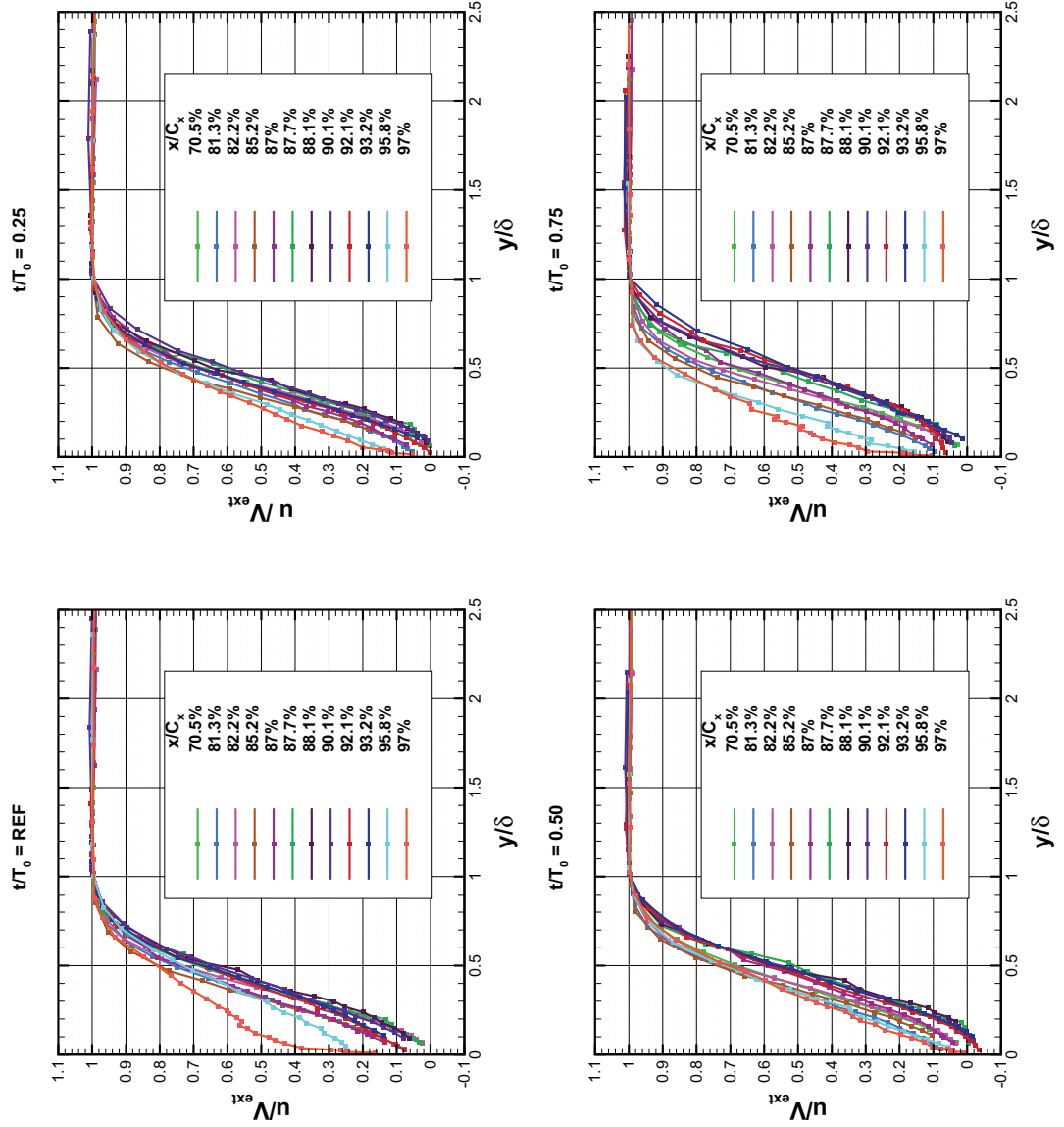


FIG. 6.19: Profils de vitesse adimensionnés de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

CHAPITRE 6. ETUDE EXPÉRIMENTALE INSTATIONNAIRE

x/C_x	70.5%	81.3%	82.2%	85.2%	87%	87.7%	88.1%
y_{min} [mm]	0.50	0.25	0.60	1.05	0.55	0.60	0.50
x/C_x	90.1%	90.9%	92.1%	93.2%	94.5%	95.8%	97%
y_{min} [mm]	0.37	0.75	0.25	0.80	0.35	0.20	0.12

TAB. 6.7: Distance minimale à la paroi pour les mesures laser à l'extrados

$$T_{u-am} = 1.8\%$$

Aucun décollement n'a été détecté avant $x/C_x = 85.2\%$ inclus, ni en $x/C_x = 95.8\%$ et $x/C_x = 97\%$. La couche limite recolle donc avant le bord de fuite quelle que soit la position du barreau aval. Le défilement des barreaux aval a donc un effet stabilisateur puisque la couche limite restait décollée dans le cas sans barreau.

La figure 6.21-a montre un décollement de la couche limite qui dépend de la position du barreau aval, et qui se développe progressivement le long de l'extrados. En effet, la zone rouge caractérise les stations de mesures et les instants où la vitesse moyennée en phase de l'écoulement a été trouvée négative. La zone bleue caractérise des couches limites non décollées avec une vitesse positive. La zone verte est une zone sans information, car située entre deux stations de mesures. La zone de décollement approximative est encadrée par un trait noir continu. Les pointillés blancs représentent les positions spatio-temporelles de mesures.

La taille du bulbe de décollement dépend elle aussi de la position spatio-temporelle comme le montre la figure 6.21-b. h est l'épaisseur du bulbe (la vitesse mesurée est négative). Elle a été adimensionnée par l'épaisseur de la couche limite δ . Cette figure montre le brusque recollement de la couche limite aux moments où le bulbe était le plus épais, lorsque t/T_0 augmente. Il faut préciser que les zones bleues à l'intérieur du bulbe de décollement ne signifient pas de manière certaine l'absence de décollement, puisqu'elles correspondent aux zones vertes de la figure de gauche, c'est-à-dire entre deux stations de mesures.

Conclusion

L'étude des profils de vitesse de la couche limite de l'extrados de l'aube a montré que la variation de la vitesse extérieure V_{ext} dépendait de la position des barreaux aval. En effet, l'écoulement subit le déplacement des zones de surpression (dus au point d'arrêt du barreau) et d'accélération autour du barreau.

En conséquence, la couche limite qui présente un décollement instationnaire recolle pour tous les instants avant le bord de fuite. La modification périodique de l'écoulement en sortie de canal inter-aube a donc stabilisé la couche limite de l'extrados.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

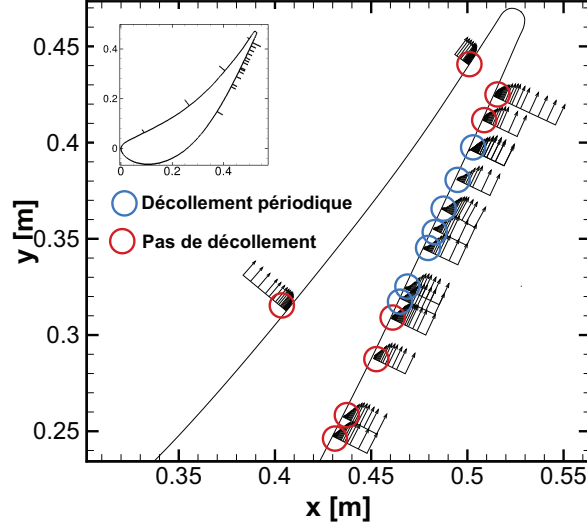


FIG. 6.20: Zone de décollement de la couche limite ($T_{u-am} = 1.8\%$)

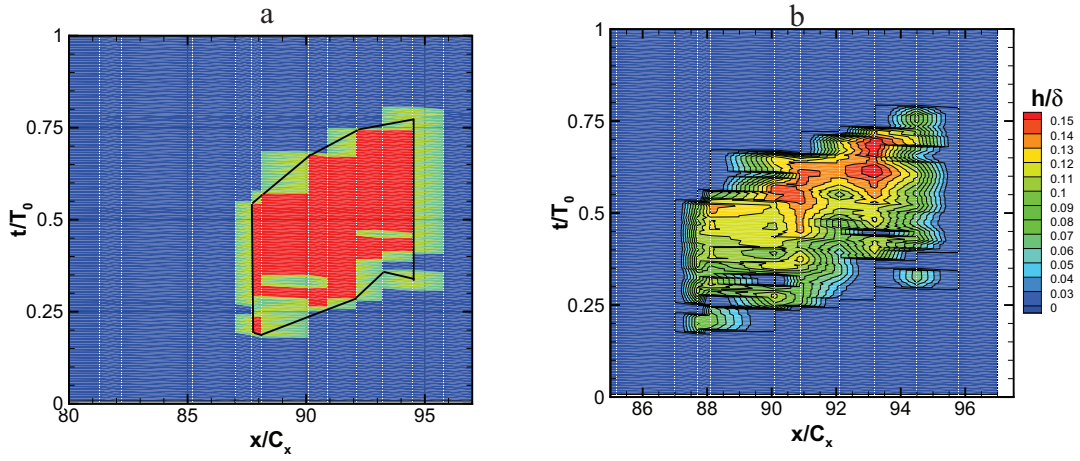


FIG. 6.21: Zone spatio-temporelle du décollement de la couche limite (a) et hauteur du bulbe à l'extrados (b) ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Les grandeurs intégrales permettront de compléter l'analyse des phénomènes mis en évidence dans cette section.

Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Dans cette section, les grandeurs intégrales de la couche limite sont calculées à l'aide des formules équations A.1 à A.6. La zone de décollement est repérée sur les figure 6.22 et figure 6.23 par le polygone tracé en noir. Les stations de mesures sont suggérées par les pointillés blancs. Les pointillés noirs représentent la trajectoire suivie par une particule ayant pour vitesses la vitesse extérieure V_{ext} .

La figure 6.22 présente dans un diagramme espace-temps l'évolution de la vitesse extérieure V_{ext} de la couche limite à l'extrados. On peut repérer la zone de survitesse qui s'étend suivant une courbe partant de $(x/C_x \approx 80\%, t/T_0 \approx 0.3)$ à $(x/C_x = 97\%, t/T_0 = 1)$, d'une largeur d'environ un quart de la période de défilement T_0 . Une zone de basse vitesse est présente à partir de $x/C_x \approx 93\%$ vers $t/T_0 = 0.25$. Ce diagramme illustre bien que l'influence du défilement périodique des barreaux aval est plus intense sur la partie la plus en aval de l'extrados. Les gradients de vitesse sont aussi mis en lumière par les dégradés de couleur plus ou moins larges.

De plus, les trajectoires de quatre particules partant de la station de mesures $x/C_x = 81.3\%$ à quatre instants différents sont représentées par les lignes pointillées noires. On se trouve ici dans un repère Lagrangien.

Le décollement de la couche limite commence dans une zone de basse vitesse extérieure, ie après la décélération de l'écoulement extérieur (on notera que l'écoulement décélère depuis le pic de vitesse sur l'aube, soit $x/C_x \approx 50\%$). La couche limite se rattache au contraire à la fin de la zone d'accélération. Les lignes de trajectoires des quatre particules indiquent également que le décollement apparaît lorsqu'une particule subit une décélération. Nous avons vu que la décélération de l'écoulement était certes due à notre configuration turbine, mais qu'elle pouvait être aussi renforcée par la position de la zone de surpression autour du bord d'attaque du barreau. Le décollement de la couche limite semble donc être intrinsèquement lié à la position du barreau aval, par l'intermédiaire des variations de vitesse extérieure.

A la première station de mesures, $x/C_x = 70.5\%$, la vitesse extérieure V_{ext} est indépendante de la position du barreau en aval. Peu de variations sont observées en amont de cette station (Fig.6.22).

Les épaisseurs de couche limite et les facteurs de forme sont représentés par des diagrammes espace-temps, figure 6.23. Le contour de la zone du décollement de la couche limite est toujours précisé par le polygone en noir.

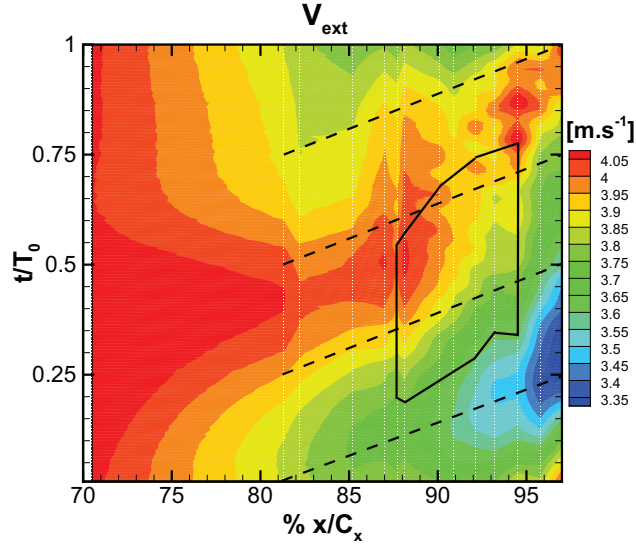


FIG. 6.22: Vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

L'épaisseur de la couche limite δ augmente le long de l'extrados jusqu'à $x/C_x = 82.2\%$. A partir de cette position sur l'aube, l'épaisseur de couche limite présente une variation temporelle plus importante durant une période de défilement des barreaux. Puis l'épaisseur de couche limite diminue juste avant la zone de décollement.

En aval du recollement, l'épaisseur de couche limite évolue fortement sur une période. Deux cas s'opposent : Après le décollement, ($t/T_0 \approx 0.75$) la couche limite épaissit brusquement ($\delta = 14mm$), alors que pour les instants pendant lesquels la couche limite a toujours été attachée en amont (vers $t/T_0 = 0.15$), l'épaisseur de couche limite δ diminue jusqu'à atteindre la valeur prise à la première station de mesures sur l'extrados ($x/C_x = 70.5\%$, $\delta \approx 7.5mm$). L'épaisseur de couche limite varie du simple au double sur une période à la dernière station de mesures. L'évolution de la nature de la couche limite dépend donc des variables spatio-temporelles.

L'épaisseur de déplacement δ_1 augmente jusqu'à $x/C_x = 82.2\%$ puis diminue en $x/C_x = 85.2\%$ pour augmenter à nouveau. Elle est maximale dans la zone où la couche limite est décollée. Les zones de forte épaisseur de déplacement correspondent aux zones de forte vitesse extérieure V_{ext} de la figure 6.22, tout comme les zones de grandes épaisseurs de couche limite. Les deux comportements de la couche limite observés pour l'épaisseur δ se retrouvent aussi au bord de fuite pour l'épaisseur de déplacement δ_1 .

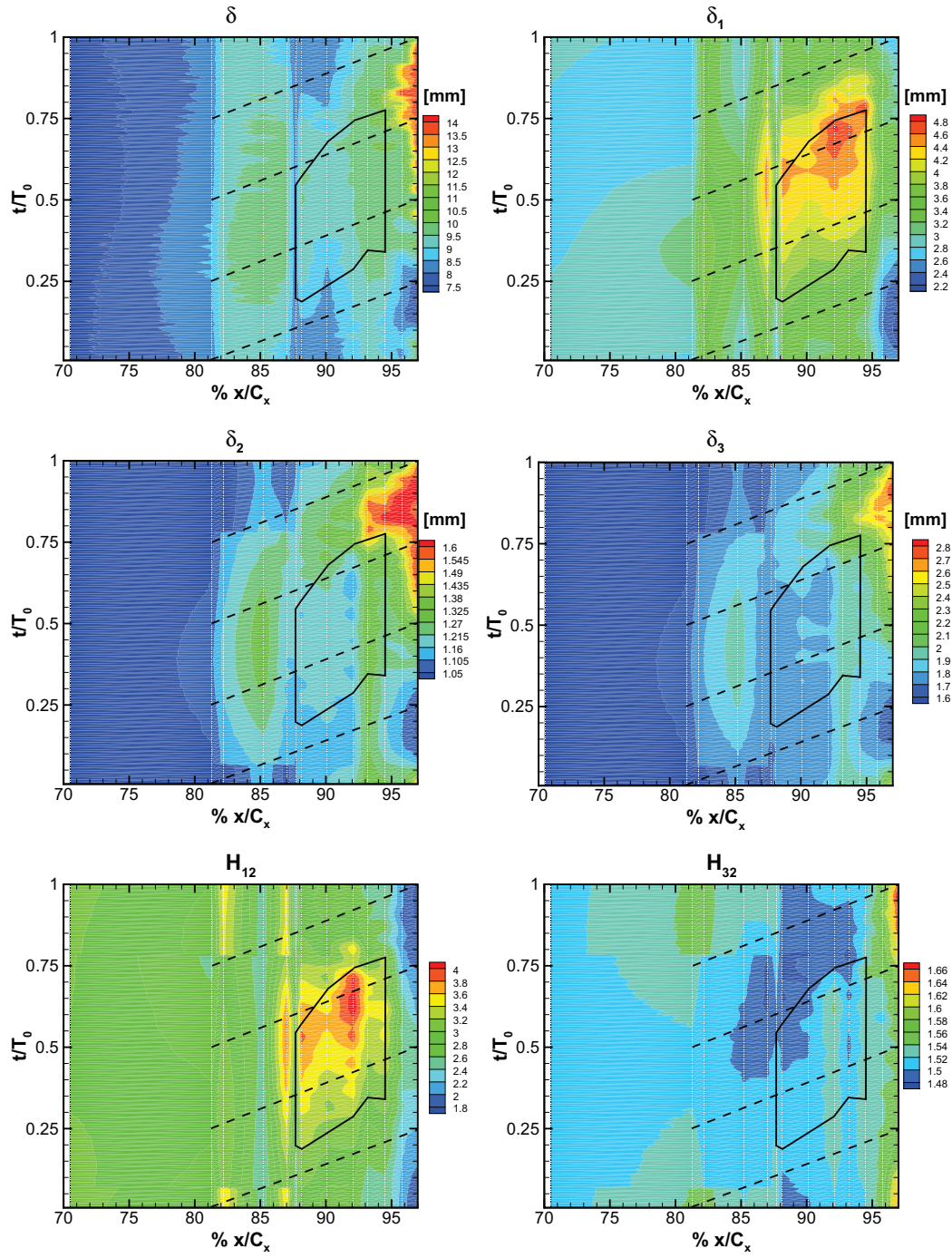


FIG. 6.23: Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 augmente progressivement jusqu'à la station de mesures la plus en aval. Elle est maximale temporellement après le décollement de la couche limite, à partir de $t/T_0 \approx 0.75$ en $x/C_x = 94.5\%$. Cette zone s'étend en $x/C_x = 97\%$ pendant la dernière moitié de la période T_0 . Lors de la première moitié de la période, l'épaisseur de quantité de mouvement prend des valeurs faibles.

L'épaisseur d'énergie de la couche limite δ_3 présente un comportement différent au début du décollement ($x/C_x = 87.7\%$). En effet, la faible valeur de δ_3 dans cette zone révèle un faible transfert d'énergie. Cela est cohérent avec une couche limite décollée. Puis δ_3 augmente. Le maximum de variation se situe là aussi à la dernière station de mesures (maximum vers $t/T_0 = 0.75$ et minimum en $t/T_0 \approx 0.25$).

Le facteur de forme H_{12} prend traditionnellement la valeur de 2.4 pour une couche laminaire se développant sur une plaque plane. La valeur du coefficient de forme H_{12} est égale à 2.8 sur une grande partie de l'extrados, jusqu'à $x/C_x \approx 85\%$. Cette valeur plus élevée est cohérente avec celle que prend une couche limite laminaire dont la vitesse extérieure diminue. La brusque augmentation du facteur de forme jusqu'à la valeur 4 traduit bien le décollement de la couche limite. Pour la dernière station de mesures, le facteur de forme est proche de 1.8, valeur d'une couche limite turbulente soumise à un gradient de vitesse. Le facteur de forme diminue, signe de l'évolution vers des profils de vitesse de couche limite turbulente. Le facteur de forme est le plus bas entre $t/T_0 = 0.75$ et $t/T_0 = 1$ et entre $t/T_0 = 0$ et $t/T_0 = 0.25$. Autour de $t/T_0 = 0.5$, H_{12} prend des valeurs de couche limite laminaire. La couche limite n'a donc pas le même comportement à l'approche du bord de fuite en fonction de la position des barreaux.

Taux de turbulence et le coefficient de corrélation à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

Le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} à l'intérieur de la couche limite sont représentés en diagrammes spatio-temporels, avec en abscisse la distance à la paroi adimensionnée par l'épaisseur de couche limite, y/δ , et en ordonnée le temps t/T_0 , pour chacune des stations de mesures étudiées (Fig.6.24 à Fig.6.28). Les instants pendant lesquels la couche limite est décollée sont encadrés par deux traits roses.

Pour les premières stations étudiées (Fig.6.24), le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation sont faibles à l'extérieur comme à l'intérieur de la couche limite, indiquant une couche limite laminaire. Puis à partir de $x/C_x = 85.2\%$, le taux de turbulence T_u augment en $y/\delta = 0.2$ et $y/\delta = 0.35$. Mais la corrélation R_{uv} reste faible. La zone de plus fort taux de turbulence s'étend vers l'extérieur de la couche limite en $x/C_x = 87\%$ entre les instants $t/T_0 \approx 0.3$ et $t/T_0 \approx 0.8$ en $y/\delta \approx 0.45$. Le coefficient de corrélation augmente aussi aux mêmes instants. Des perturbations se sont amplifiées dans

la couche limite sans toutefois augmenter le taux de turbulence de la couche limite de manière importante. La couche limite commence néanmoins à changer d'état. Elle n'est plus laminaire.

A partir de $x/C_x = 87.7\%$ la couche limite décolle à certains instants. La corrélation entre les composantes de la vitesse augmente en fin de décollement et après le décollement, à partir de $t/T_0 \approx 0.5$, en très proche paroi ($y/\delta \leq 0.1$) et la zone de fort coefficient de corrélation ($y/\delta \approx 0.45$) s'est réduite et déplacée vers $y/\delta \approx 0.1$. Le taux de turbulence T_u continue d'augmenter, mais est toujours faible avec une valeur maximale de 10%.

La station suivante, $x/C_x = 88.1\%$, est très proche spatialement de la station de mesures à partir de laquelle la couche décolle. Les diagrammes du taux de turbulence et du coefficient de corrélation sont donc similaires à ceux de la station précédente. Il faut toutefois noter que les spots de hauts coefficients de corrélation sont plus nombreux, en proche paroi et en $y/\delta \approx 0.5$.

Les diagrammes pour les stations suivantes (de $x/C_x = 90.1\%$ à $x/C_x = 93.4\%$) montrent une augmentation nette du taux de turbulence T_u et du coefficient de corrélation R_{uv} entre $t/T_0 \approx 0.5$ et $t/T_0 \approx 0.95$ (voire $t/T_0 \approx 0.1$ pour $x/C_x = 93.4\%$), à partir de $y/\delta \approx 0.2$ jusqu'à $y/\delta \approx 1$. Ces zones grossissent en allant vers le bord de fuite. Une zone importante à fort taux de turbulence apparaît vers $t/T_0 = 0.75$, à la fin temporelle du décollement.

Cela correspond spatio-temporellement aux décélérations les plus fortes illustrées par la figure 6.22. L'écoulement extérieur est accéléré par les zones de forte vitesse autour du barreau. La couche limite recolle donc brusquement en passant par l'état turbulent comme le montrait l'évolution de l'épaisseur du décollement (Fig.6.21).

A $x/C_x = 94.5\%$, la zone à fort taux de turbulence s'étend toujours principalement sur la demi-période $t/T_0 = 0.5$ à $t/T_0 = 1$.

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

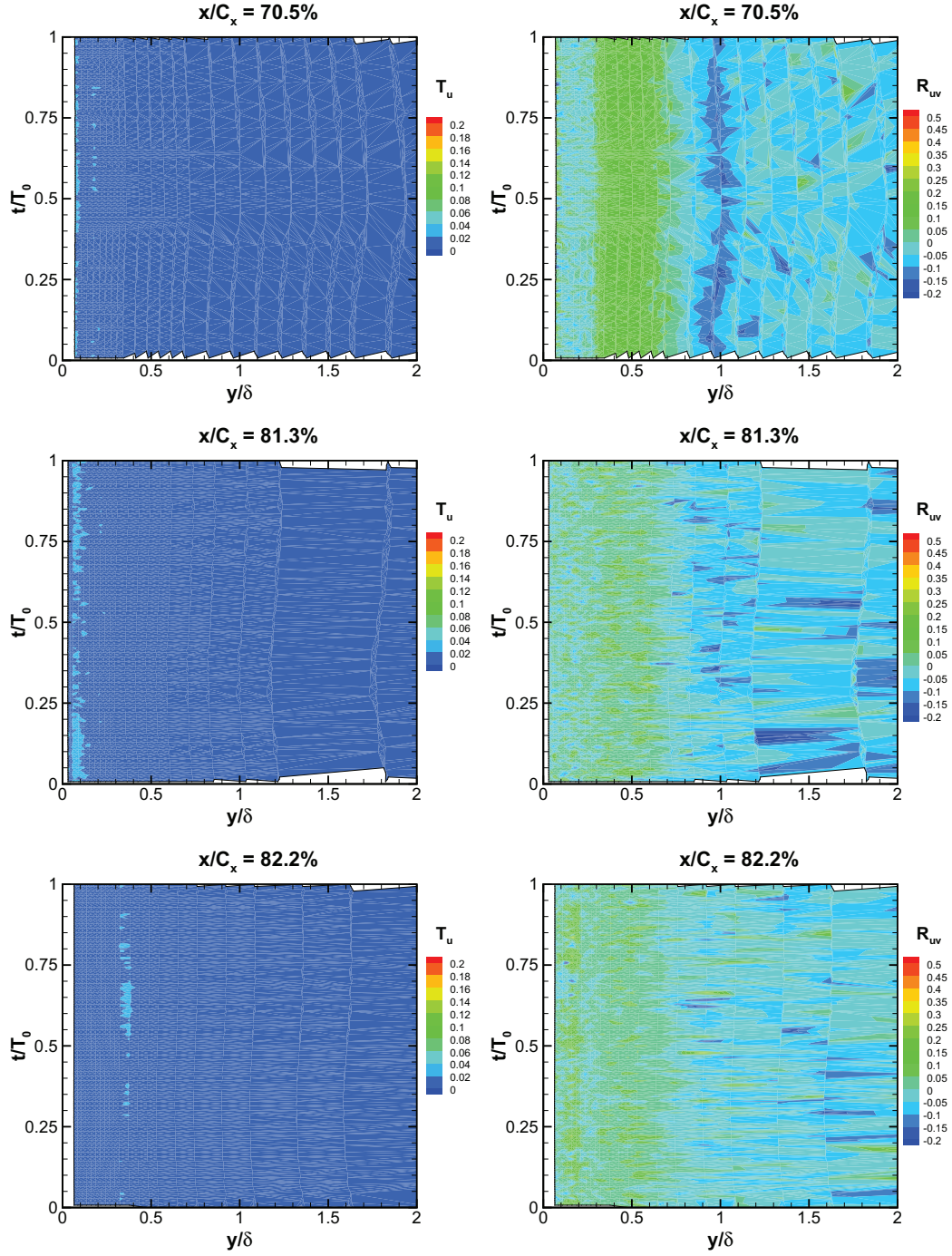


FIG. 6.24: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 70.5\%$ à $x/C_x = 82.2\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

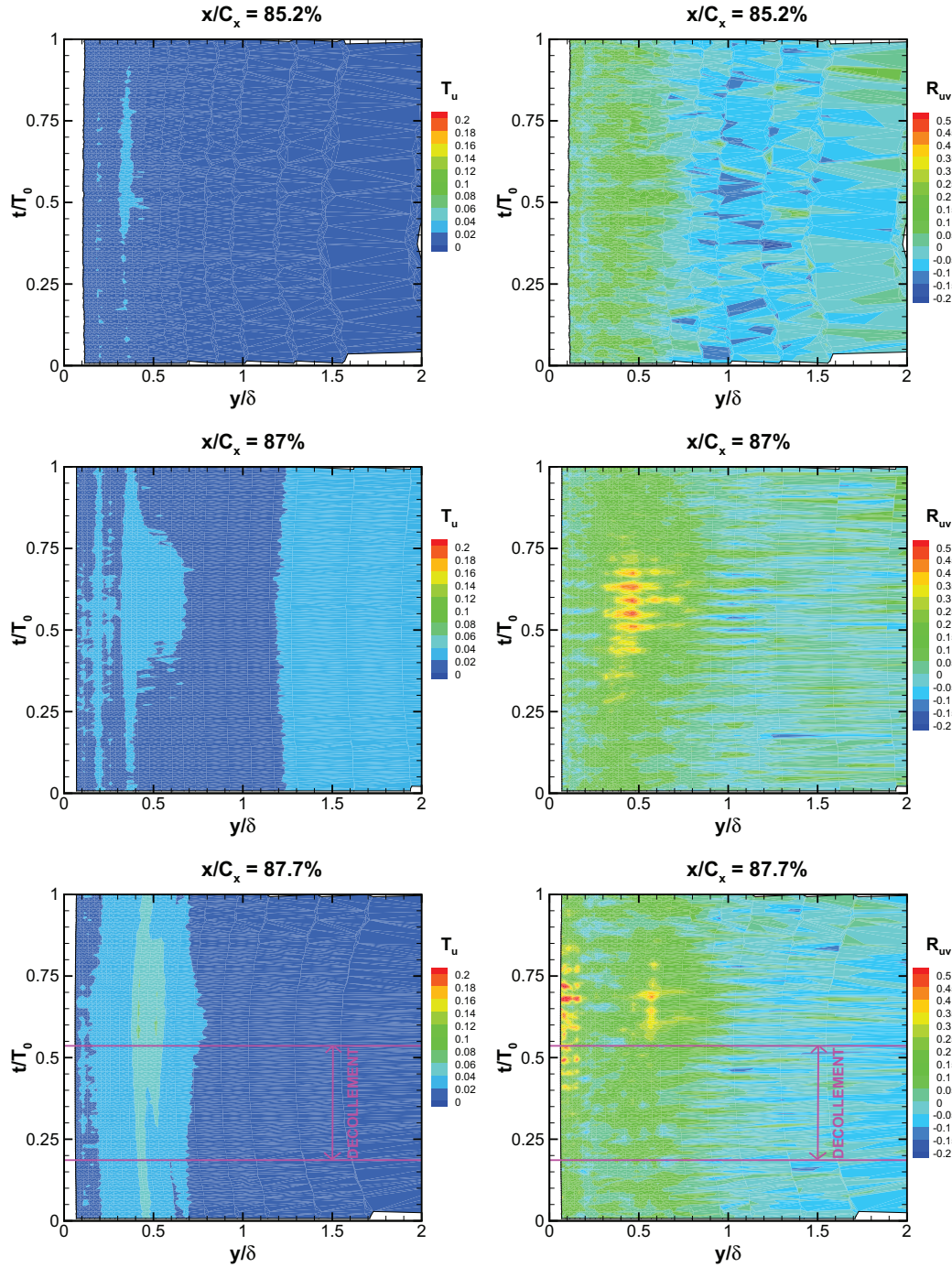


FIG. 6.25: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 85.2\%$ à $x/C_x = 87.7\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8‰

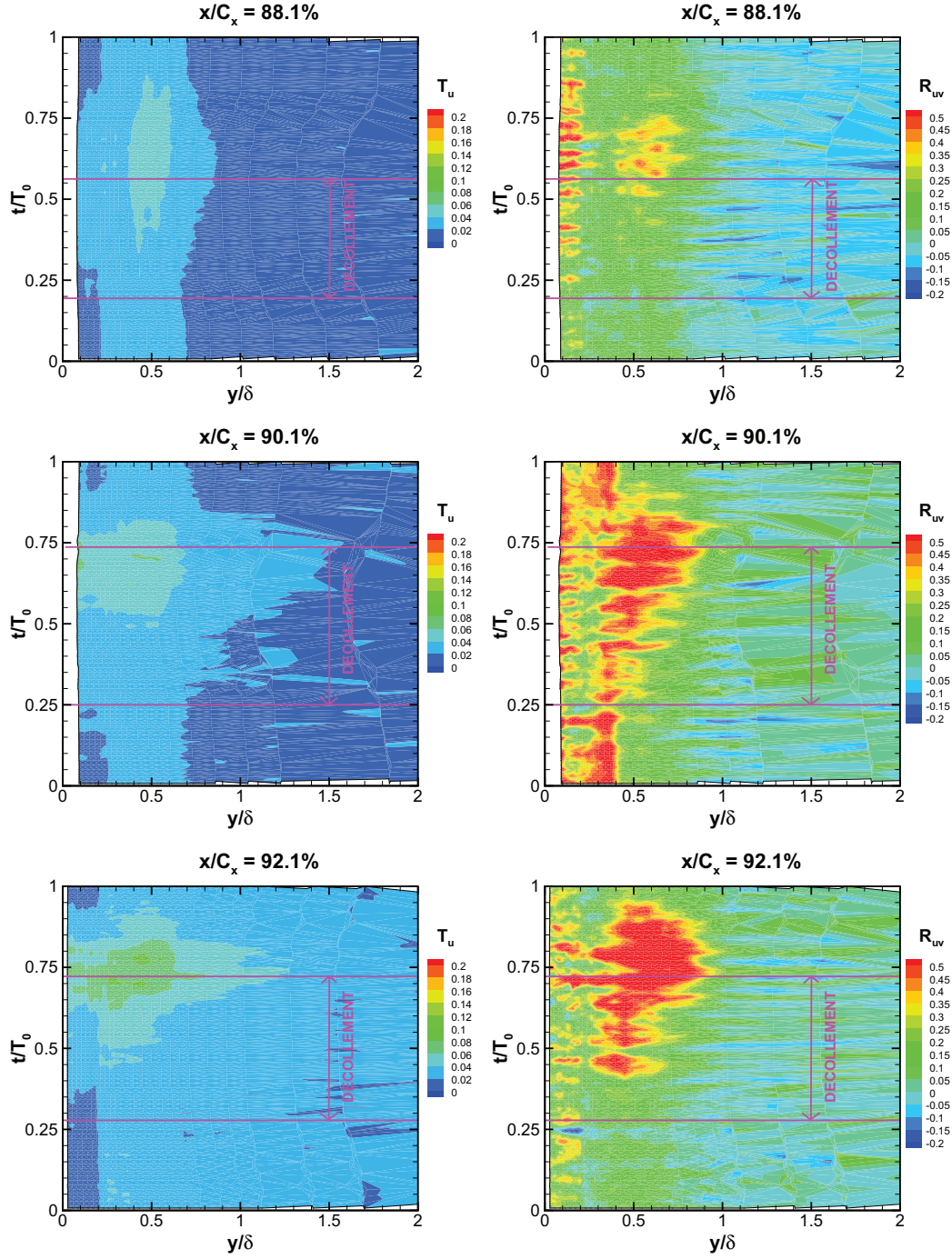


FIG. 6.26: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 88.1\%$ à $x/C_x = 92.1\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

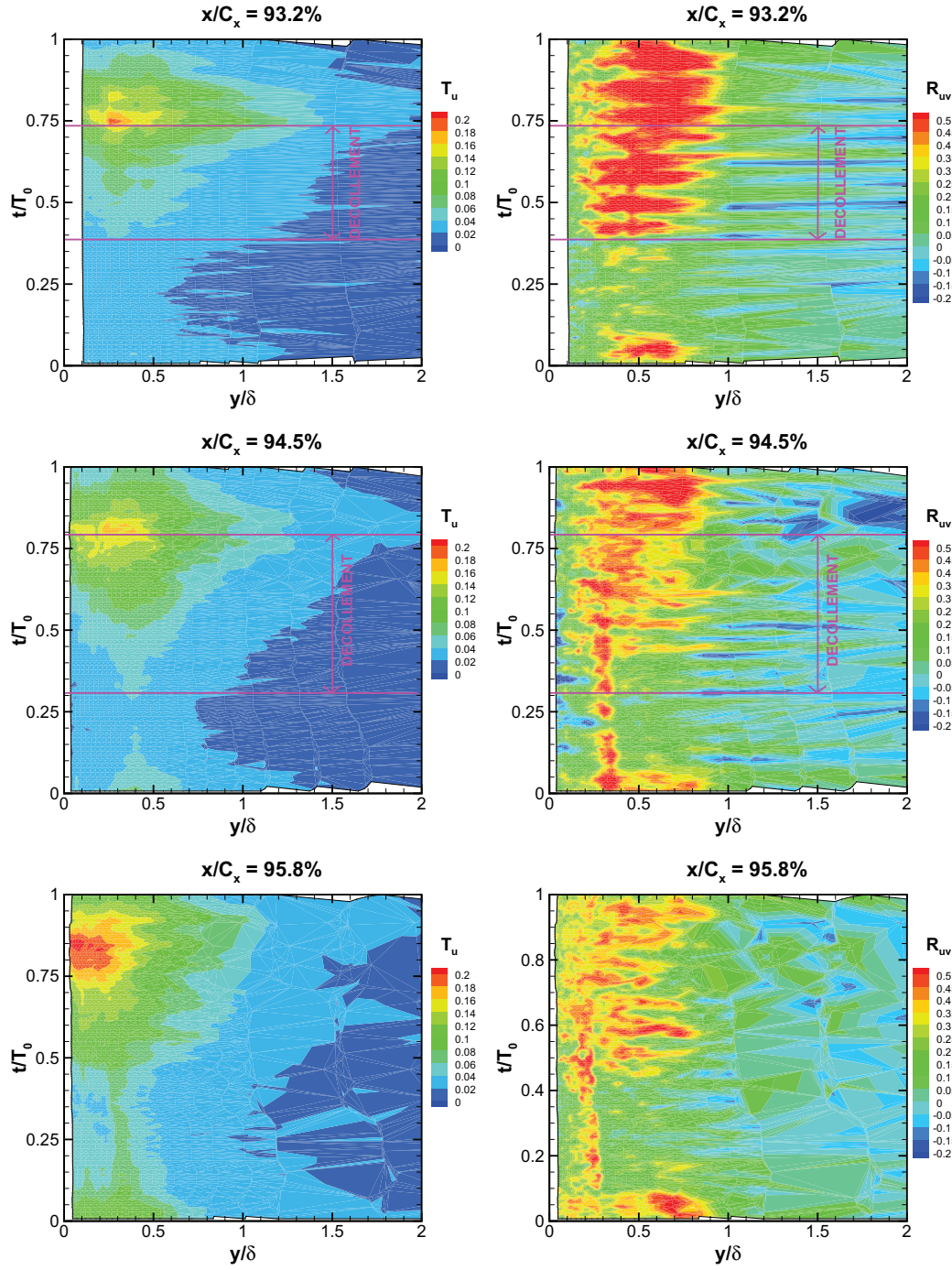


FIG. 6.27: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 93.2\%$ à $x/C_x = 95.8\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

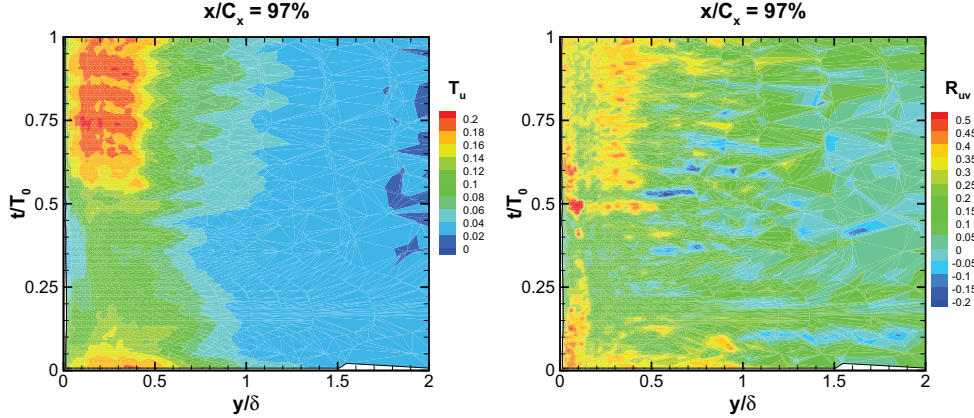


FIG. 6.28: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} à $x/C_x = 97\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 1.8\%$)

En $x/C_x = 95.8\%$, les profils de vitesse de la couche limite n'ont pas montré de décollement. La couche limite est donc attachée en tout instant. La zone à très fort taux de turbulence est encore présente sur la demi-période. Son intensité (20%) est voisine de celle trouvée en couche limite turbulente. Par contre, entre $t/T_0 \approx 0.05$ et $t/T_0 \approx 0.4$, le taux de turbulence T_u reste proche de sa valeur à l'extérieur de la couche limite pour $y/\delta \leq 0.3$. Ce faible niveau de turbulence apparaît aux instants de faible vitesse extérieure, de plus faible gradient de vitesse et de fort facteur de forme H_{12} (repérés sur les figures 6.22 et 6.23), où la couche limite n'est pas pleinement turbulente. La zone à fort coefficient de corrélation R_{uv} est toujours présente en $t/T_0 \geq 0.5$ et $t/T_0 \approx 0.1$ sur toute l'épaisseur de la couche limite.

Pour la dernière station de mesures, la figure 6.28 montre que le coefficient de corrélation R_{uv} reste faible, de même que le taux de turbulence T_u entre $t/T_0 \approx 0.25$ et $t/T_0 \approx 0.45$. La couche limite n'atteint donc pas un état complètement turbulent en ces instants.

Le taux de turbulence T_u en $x/C_x = 97\%$ n'est pas homogènement repart temporellement.

D'une part, on retrouve le fort taux de turbulence T_u entre $t/T_0 \approx 0.5$ et $t/T_0 = 1$ et entre $t/T_0 = 0$ et $t/T_0 \approx 0.1$, de la paroi à $y/\delta \leq 0.5$. Cette zone qui avait pris naissance en $t/T_0 \approx 0.75$ dès $x/C_x = 90.1\%$ couvre désormais plus de la moitié de la période. Cette zone correspond à la zone à forte vitesse extérieure et bas facteur de forme H_{12} , située temporellement après le décollement. La couche limite à ces instants est donc recollée, à faible facteur de forme H_{12} , et fort taux de turbulence T_u . Le mode de transition est donc *une transition par décollement*.

D'autre part, la zone à très faible taux de turbulence, entre $t/T_0 \approx 0.25$ et $t/T_0 \approx 0.45$ en $x/C_x = 95.8\%$, s'est réduite spatialement. En effet, la bande $T_u \approx 0.1$ large de $y/\delta \approx 0.1$ se développe désormais sur une bonne partie de l'épaisseur de la couche limite ($y/\delta \approx 0.7$). Le taux de turbulence a donc augmenté de l'extérieur vers l'intérieur de la couche limite. Pour ces instants-là, le mode de transition qui est en cours est une *transition by-pass*.

Conclusion

L'étude de la couche limite de l'extrados soumise aux perturbations générées par le défilement périodique des barreaux a consisté en l'analyse des profils de vitesse de la couche limite, de ses grandeurs intégrales et fluctuantes. Les profils de vitesse ont mis en évidence un décollement périodique de la couche limite entre $x/C_x = 87.7\%$ et $x/C_x = 94.5\%$. La variation temporelle de la vitesse extérieure de la couche limite est la plus importante à la dernière station de mesures, proche du bord de fuite. Les épaisseurs de couche limite et les facteurs de forme prennent des valeurs différentes en ce point. Les deux comportements de la couche limite ainsi observés ont été étudiés de manière plus détaillée grâce à des diagrammes espace-temps du taux de turbulence et du coefficient de corrélation. L'évolution du taux de turbulence T_u et du coefficient de corrélation R_{uv} le long de l'extrados durant une période de défilement des barreaux a montré que d'une part, le changement d'état de la couche limite recollée suivait un mode de transition par décollement, et que d'autre part, pour les instants sans décollement la couche limite présentait un mode de transition by-pass.

Conclusion de l'étude à bas taux de turbulence : $T_{u-am} = 1.8\%$

La première partie de cette section a été consacrée à l'étude des profils instantanés de vitesse isentropique sur l'aube centrale de la grille d'aubes par des mesures de pression. Très peu de variations temporelles ont été observées entre le bord d'attaque et le pic de vitesse à l'extrados sur une période de défilement des barreaux aval. La vitesse isentropique présente des changements légers à l'intrados. Par contre, les distributions ont montré que l'écoulement subissait successivement des accélérations et des décélérations entre le pic de vitesse et le bord de fuite côté extrados. La forme de ces distributions (présence d'un plateau) a fait penser à un décollement de la couche limite pour certaines positions du barreau aval.

La seconde partie a présenté les résultats de mesures laser réalisées à l'intrados de l'aube. Les quatre stations de mesures ont permis de mettre en évidence le peu de perturbations qu'apporte le défilement des barreaux sur la couche limite de l'intrados. La

6.2. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 1.8%

couche limite est laminaire, les épaisseurs de couche limite, les facteurs de forme et les grandeurs intégrales augmentent faiblement. L'évolution de la couche limite à l'intrados vers un état turbulent est donc très lente, et très peu sensible à l'effet potentiel remontant.

La dernière partie de cette section concernait le comportement de la couche limite à l'extrados de l'aube soumise aux perturbations remontantes des barreaux défilants.

L'analyse des profils instantanés de vitesse de la couche limite a confirmé la présence d'un décollement périodique. Contrairement au cas sans barreau aval, la couche limite est recollée pour tout instant avant le bord de fuite. De plus, ces profils adoptent des formes différentes selon la position spatiale de la station de mesures, mais aussi selon l'instant de la période de défilement des barreau.

L'étude approfondie de la vitesse extérieure de la couche limite a permis d'identifier les zones spatio-temporelles d'accélération et de décélération de l'écoulement sain le long de l'extrados. C'est la décélération de l'écoulement par sa proximité avec la zone du point d'arrêt du barreau qui fait décoller la couche limite. Au contraire, l'accélération de l'écoulement, due aux effets de blocage du barreau, entraîne le recollement de la couche limite. C'est donc un effet local.

Les épaisseurs de couche limite et les facteurs de forme montrent deux comportements différents de la couche limite le long de l'extrados. Le premier état final de la couche limite se rapproche d'un état turbulent, alors que le deuxième garde certaines caractéristique de couche limite laminaire. L'état de la couche limite dépend donc du temps et de l'espace.

Les diagrammes spatio-temporels de l'évolution du coefficient de corrélation et du taux de turbulence pour chacune des stations étudiées ont mis en valeur les deux modes de transition en présence lors d'une période de défilement des barreaux. D'une part, l'apport de turbulence extérieure aux trois quart de la période vient stabiliser la couche limite décollée. Elle recolle et présente alors des caractéristiques très proches de celles d'une couche limite turbulente. D'autre part, l'apport d'énergie dans la couche limite non décollée se fait spatialement bien plus tardivement. La couche limite évolue alors selon un mode de transition by-pass. Ce changement d'état est encore en cours à la dernière station de mesures de l'extrados.

Finalement, l'effet potentiel remontant du barreau agit de façon locale au niveau de l'extrados. La modification des gradients de vitesse proche de l'extrados vient inhiber ou renforcer le décollement de la couche limite présent sur l'aube en absence de perturbation aval. C'est également ces zones d'accélération ou de décélération de l'écoulement qui impliquent un mode de transition par décollement ou by-pass.

La prochaine section de ce chapitre sera consacrée à l'étude instationnaire de la couche limite de l'extrados, en présence d'un taux de turbulence amont plus important.

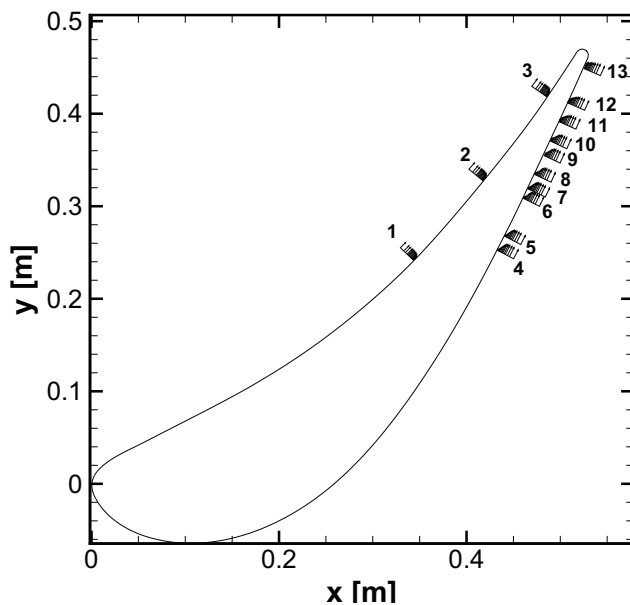
6.3 Taux de turbulence amont : 4.0%

Comme précisé dans le chapitre 1, l'augmentation du taux de turbulence amont vient en général stabiliser la couche limite. Dans le but de comprendre l'interaction entre l'effet potentiel remontant et la couche limite de l'aube, il nous a paru judicieux d'ajouter une grille de turbulence. Cet ajout permettra donc d'étudier si le comportement de la couche limite à haut taux de turbulence.

Comme dans l'étude stationnaire (chapitre 4), la grille de turbulence est disposée en amont de la grille d'aubes. Le taux de turbulence obtenu est précisé, Fig.6.2. La valeur moyenne (spatiale et temporelle) est $T_{u-am} = 4\%$.

6.3.1 Position des stations de mesures ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les stations de mesures étudiées dans le cas à haut taux de turbulence amont sont présentées sur la figure 6.29 et résumées dans le tableau 6.8 . Les stations de mesures sont concentrées sur la partie la plus en aval de l'extrados. Trois stations à l'intrados ont été étudiées, afin de constater d'éventuels changements de comportement de la couche limite par augmentation du taux de turbulence amont.



numéro	x/C_x
1	67.9 %, intrados
2	78.3 %, intrados
3	91.3 %, intrados
4	81.5 %, extrados
5	83 %, extrados
6	86.6 %, extrados
7	87.9 %, extrados
8	89.2 %, extrados
9	91.1 %, extrados
10	92.2 %, extrados
11	94.1 %, extrados
12	95.8 %, extrados
13	99 %, extrados

FIG. 6.29: Stations de mesures pour l'étude instationnaire ($T_u = 4.0\%$)

TAB. 6.8:

Comme les résultats à bas taux de turbulence amont ont montré le manque de fiabilité

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

des mesures instantanées de pression, les coefficients de pression pariétale dans le cas à haut taux de turbulence amont n'ont pas été tracés. L'étude se basera donc uniquement sur les résultats issus des mesures LDA.

6.3.2 Intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Pour cette étude à haut taux de turbulence amont, seules trois stations ont été étudiées à l'intrados, sur la partie la plus en aval, comme le montre la figure 6.30.

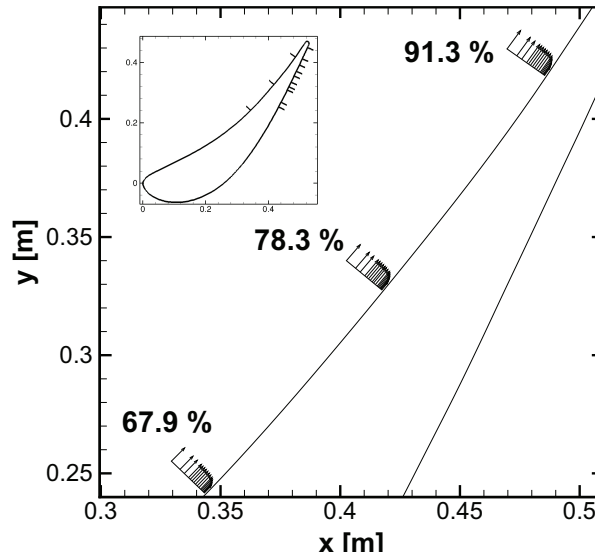


FIG. 6.30: Stations de mesures à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les distances minimales du point de mesures par rapport à la paroi dans la direction perpendiculaire à celle-ci sont résumées dans le tableau 6.9. Ces distances sont plus importantes que dans les autres cas étudiés auparavant.

x/C_x	67.9%	78.3%	91.3%
y_{min} [mm]	0.75	0.75	0.85

TAB. 6.9: Distance minimale à la paroi pour les mesures laser à l'intrados $T_{u-am} = 4.0\%$

Profils de vitesse de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

La figure 6.32 présente l'évolution des profils de vitesse de la couche limite, pour les trois stations sur l'intrados étudiées et les quatre positions de barreaux déjà présentées.

La vitesse extérieure V_{ext} le long de l'intrados (de $x/C_x = 67.9\%$ à $x/C_x = 91.3\%$) pour les quatre positions de barreaux accélère.

Le comportement à la paroi est difficile à déterminer, compte-tenu du manque de points à proximité de celle-ci. Aucun des quatre instants étudiés ne se démarque des autres. Les profils sont semblables. La couche limite a donc a priori le même comportement temporel le long de l'intrados, que celui observé dans la section précédente.

La figure 6.31 présente les variations des profils de vitesse pour deux des trois stations de mesures sur l'intrados. Comme pour le cas à faible taux de turbulence amont, les profils aux quatre instants étudiés présentent des formes très similaires. Il est en effet difficile de distinguer les quatre courbes. L'épaisseur de couche limite δ augmente en allant vers le bord de fuite.

L'adimensionnement des profils (Fig.6.33) permet d'observer les évolutions. Ces profils changent de forme entre $y/\delta \approx 0.2$ et $y/\delta \approx 0.8$. En effet, à $t/T_0 = REF$, le profil de vitesse adimensionné à $x/C_x = 78.3\%$ est plus proche de celui à $x/C_x = 67.9\%$, alors qu'en $t/T_0 = 0.25$ elle est plus proche de celle en $x/C_x = 91.3\%$.

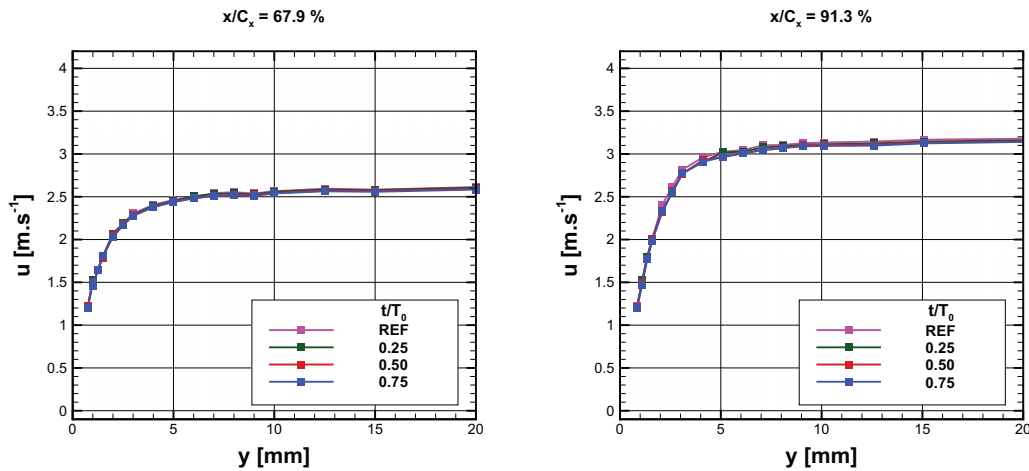


FIG. 6.31: Profils de la couche limite à $x/C_x = 67.9\%$ et $x/C_x = 91.3\%$ à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Conclusion Les profils de vitesse de la couche limite montrent l'accélération présente à l'intrados de l'aube. L'analyse temporelle ne présente que de faibles changements de

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

forme des profils adimensionnés.

Les grandeurs intégrales donneront davantage d'informations sur l'évolution de la couche limite à l'intrados.

Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Le diagramme spatio-temporel de la vitesse extérieure V_{ext} (Fig.6.34) montre que les variations temporelles restent du même ordre de grandeur que celles à faible taux de turbulence (Fig.6.11).

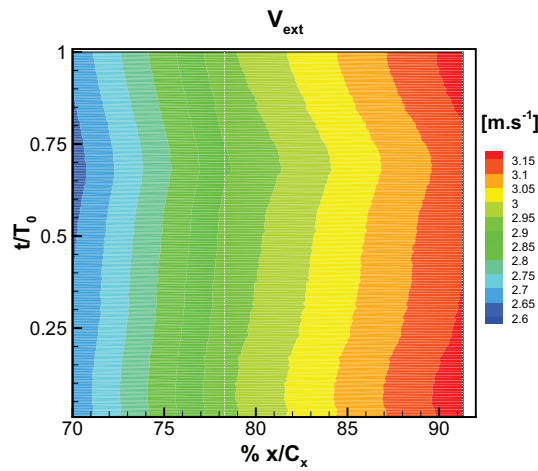


FIG. 6.34: Vitesse extérieure V_{ext} à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les épaisseurs de couche limite sont plus grandes dans ce cas à haut taux de turbulence que dans le cas précédent (Fig.6.35). L'ajout de turbulence extérieure a donc épaissi la couche limite. Les épaisseurs augmentent progressivement de la station de mesures la plus en amont, vers l'aval.

Le facteur de forme H_{12} garde une valeur de couche limite turbulente pour les trois stations de mesures. Mais, au lieu de décroître, il passe de 1.89 (minimum en $x/C_x = 67.9\%$) à 1.94 (maximum en $x/C_x = 91.3\%$). Cette évolution est aussi remarquable sur le facteur de forme H_{32} .

Conclusion La couche limite de l'intrados en présence de la grille de turbulence amont est peu sensible aux variations périodiques aval. En effet, les grandeurs intégrales de la couche limite ne fluctuent pas périodiquement. L'évolution des facteurs de forme indique une couche limite turbulente sur l'intrados.

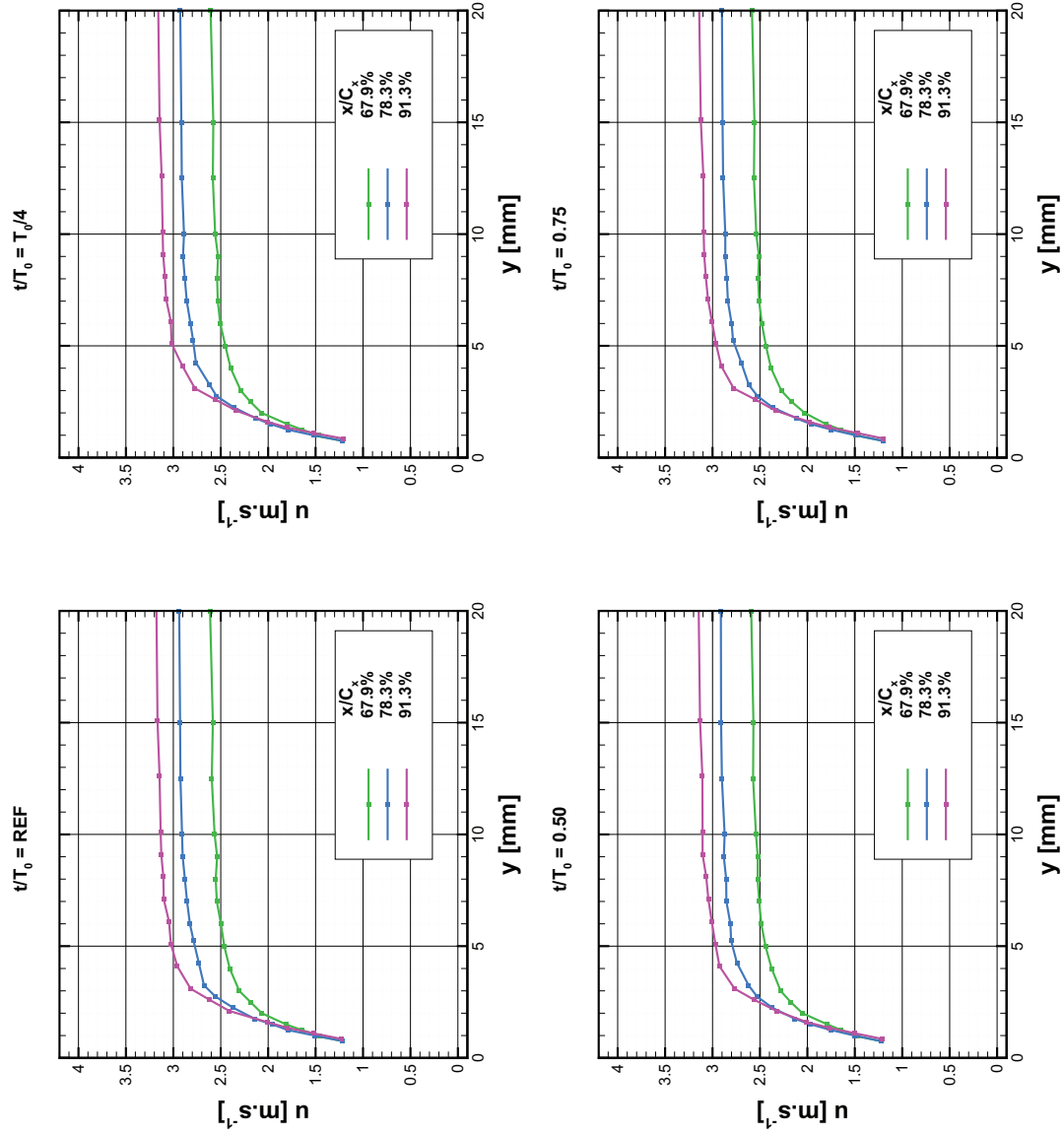


FIG. 6.32: Profils de vitesse de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

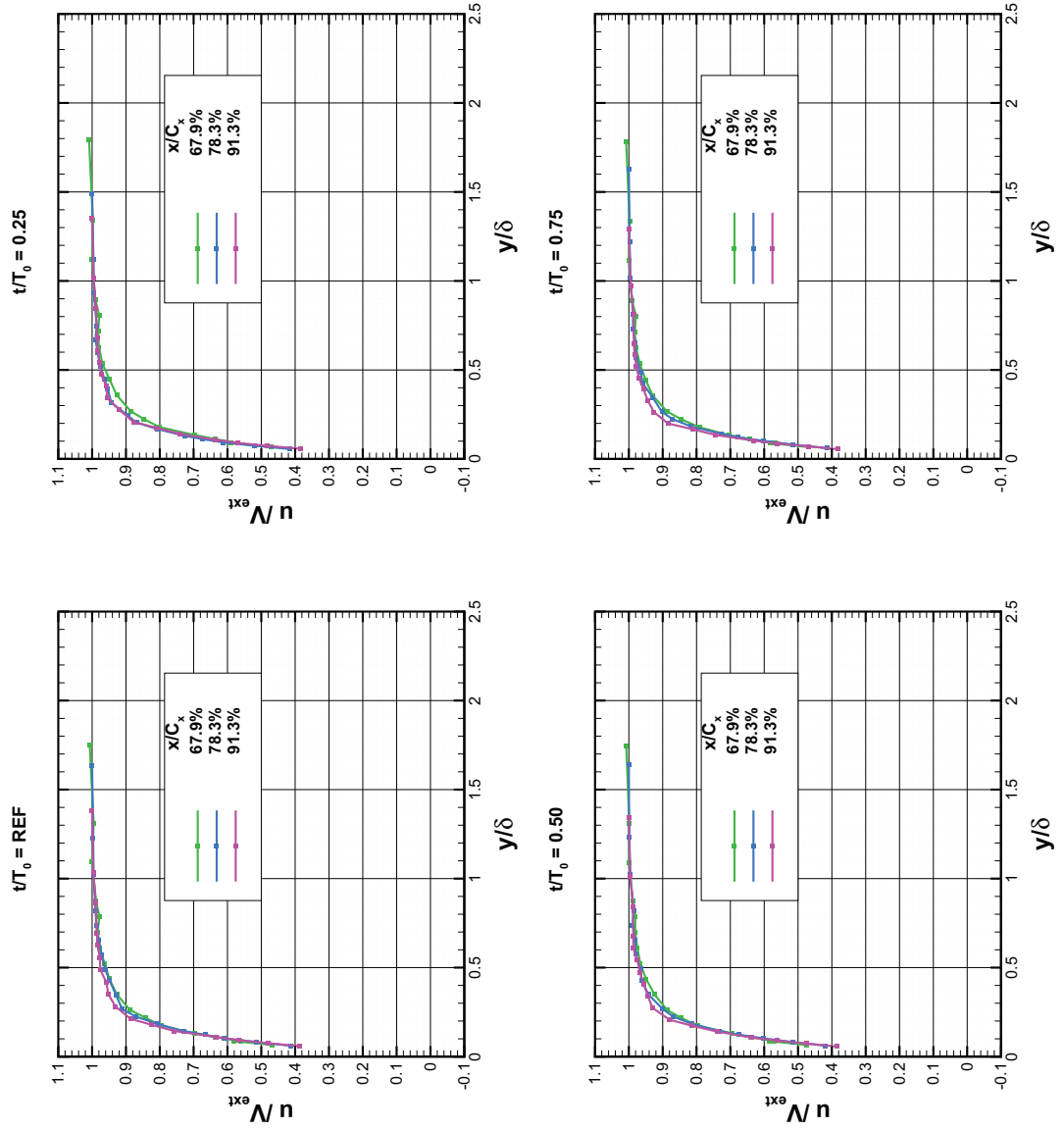


FIG. 6.33: Profils de vitesse adimensionnés de la couche limite à l'intrados
($T_{u-am} = 4.0\%$)

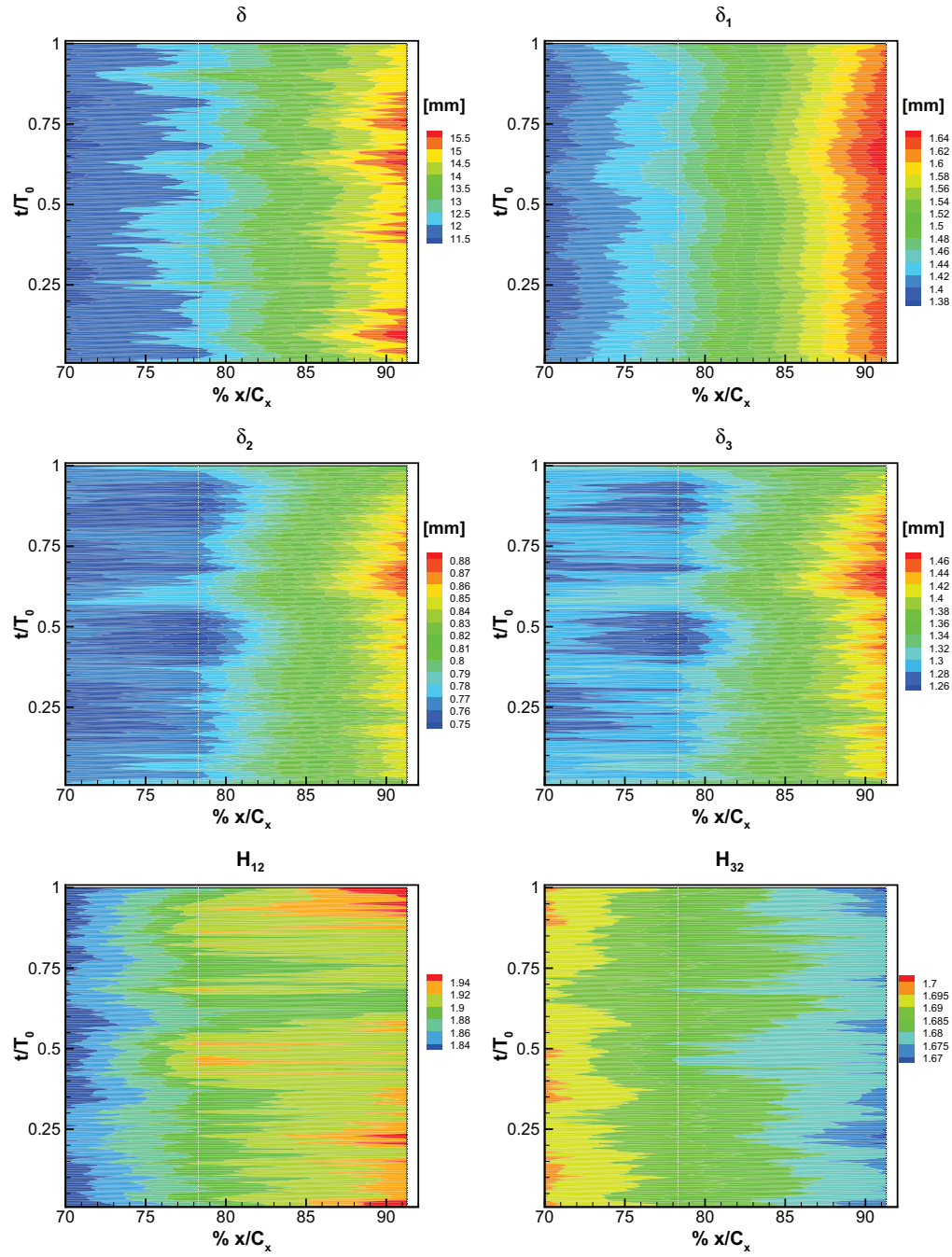


FIG. 6.35: Grandeurs intégrales de la couche limite à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

Taux de turbulence et coefficient de corrélation à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les taux de turbulence T_u et les coefficients de corrélation R_{uv} sont tracés dans des graphiques spatio-temporels (Fig.6.36).

Dès la première station de mesures, en $x/C_x = 67.9\%$, le taux de turbulence dans la couche limite est élevé. La cartographie de T_u pour les deux autres stations de mesures montre également cette augmentation du taux de turbulence en proche paroi ($y/\delta \approx 0.15$). La turbulence extérieure à la couche limite ($y/\delta \leq 1$) est proche de celle mesurée en amont ($T_{u-am} = 4.0\%$).

Les coefficients de corrélation R_{uv} sont très élevés dès la première station de mesures étudiée. La couche limite est donc turbulente à l'intrados.

Conclusion

La vitesse extérieure V_{ext} et les épaisseurs de couche limite présentent de faibles variations sur une période de défilement des barreaux pour une station de mesures donnée sur l'intrados. L'évolution du taux de turbulence montre que la couche limite n'est plus laminaire à la première station de mesures. Le coefficient de corrélation indique lui aussi que la couche limite est turbulente même à la première station de mesures. La couche limite est donc turbulente pour les trois stations de mesures étudiées à l'intrados.

6.3.3 Extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les dix stations étudiées pour le taux de turbulence amont $T_{u-am} = 4.0\%$ à l'extrados de l'aube sont rappelées sur la figure 6.37. Comme pour les investigations précédentes, les stations de mesures se concentrent sur la partie la plus en aval de l'aube.

Cette partie s'articulera autour de l'analyse des profils de vitesse de la couche limite (dimensionnels et adimensionnés), des grandeurs intégrales (épaisseurs de couche limite et facteurs de forme) et enfin du taux de turbulence et du coefficient de corrélation.

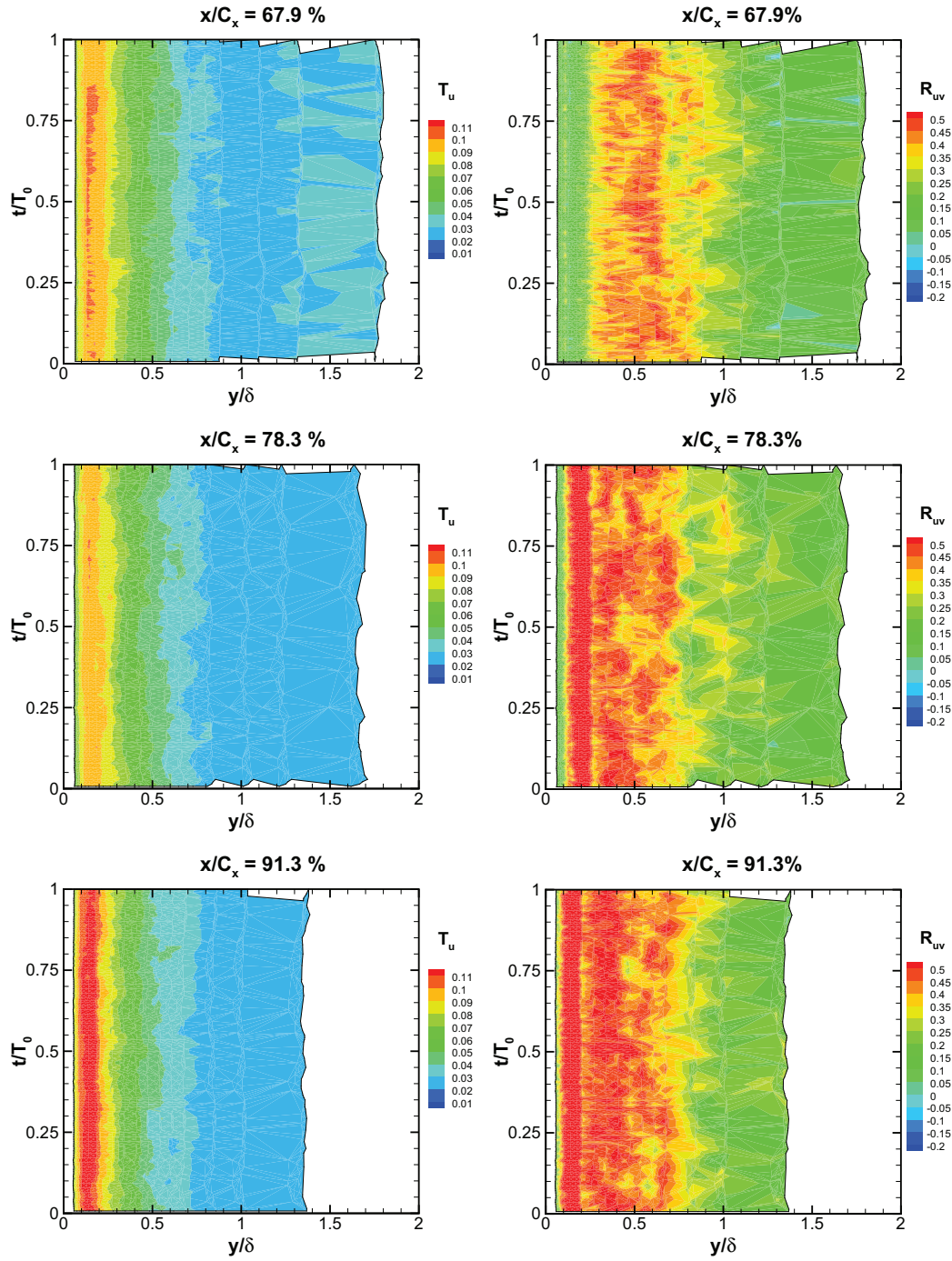


FIG. 6.36: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} à l'intrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

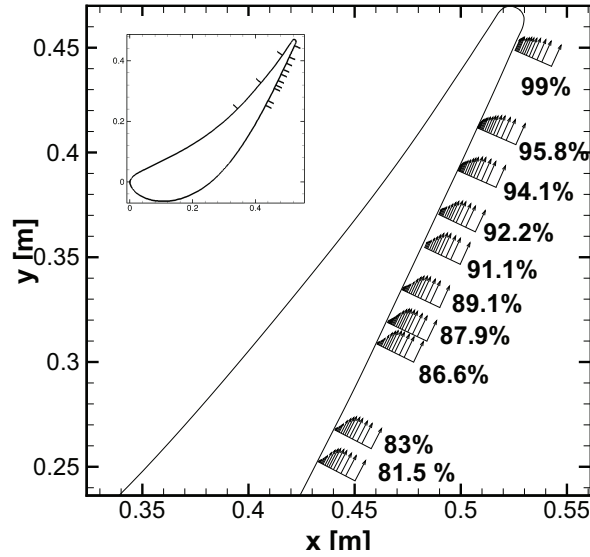


FIG. 6.37: Stations de mesures à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Profils de vitesse de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les distances minimales à la paroi atteintes pour les mesures laser sont résumées, Tab.6.10. Ces résultats sont satisfaisants pour certaines stations de mesures, par exemple $x/C_x = 95.8\%$, et d'autres sont mauvais ($x/C_x = 91.1\%$). La présence de feuille de Mylar[®] a sans doute favorisé certaines mesures. Des détails sur l'utilité des feuilles de Mylar[®] sont donnés en Annexe B.

x/C_x	81.5%	83%	86.6%	87.9%	89.2%
y_{min} [mm]	0.50	0.65	0.55	0.75	0.50
x/C_x	91.1%	92.2%	94.1%	95.8%	99%
y_{min} [mm]	1.5	0.9	0.30	0.15	1.25

TAB. 6.10: Distance minimale à la paroi pour les mesures laser à l'extrados

$$T_{u-am} = 4.0\%$$

La figure 6.39 présente les profils de vitesse dimensionnels pour les dix stations de mesures et les quatre instants étudiés. Une disparité de formes est présente. La figure 6.40 reprend les valeurs de vitesse extérieure de ces courbes pour mettre en évidence les variations de vitesse. La vitesse extérieure V_{ext} est présentée, Fig.6.38. Les lignes pointillées

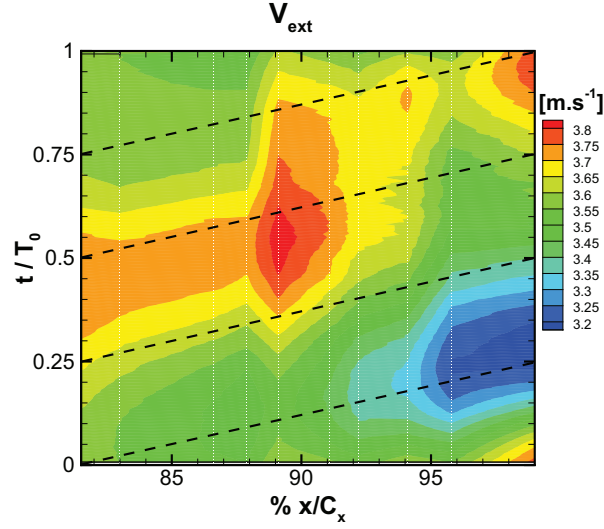


FIG. 6.38: Vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

noires représentent la trajectoire de quatre particules démarrant à quatre instants différents à la première station de mesures.

En $t/T_0 = REF$, seule la station très proche du bord de fuite ($x/C_x = 99\%$) prend une valeur de vitesse extérieure V_{ext} plus grande que les autres vitesses extérieures, qui sont autour de la valeur $3.5 m.s^{-1}$. A la position de barreau suivante, $t/T_0 = 0.25$, les vitesses extérieures V_{ext} prennent des valeurs entre $3.2 m.s^{-1}$ et $3.7 m.s^{-1}$. C'est en $x/C_x = 99\%$ que la vitesse extérieure V_{ext} est la plus petite. Aux deux autres instants, $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$, la vitesse extérieure V_{ext} présente aussi des variations le long de l'extrados.

Comme dans le cas à faible taux de turbulence amont, à l'instant de référence $t/T_0 = REF$, une augmentation nette de la vitesse extérieure V_{ext} à la dernière station de mesures existe (Fig.6.40). Cette accélération est due à la proximité de la zone d'accélération autour du barreau avec le bord de fuite de l'aube. La décélération de l'écoulement présente en $t/T_0 = 0.5$ et $t/T_0 = 0.75$, due à la géométrie de l'aube de turbine, est remplacée par une vitesse constante entre $x/C_x = 89\%$ et $x/C_x = 96\%$ (plateau) en $t/T_0 = REF$. L'effet potentiel remontant annule donc la décélération à l'extrados.

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

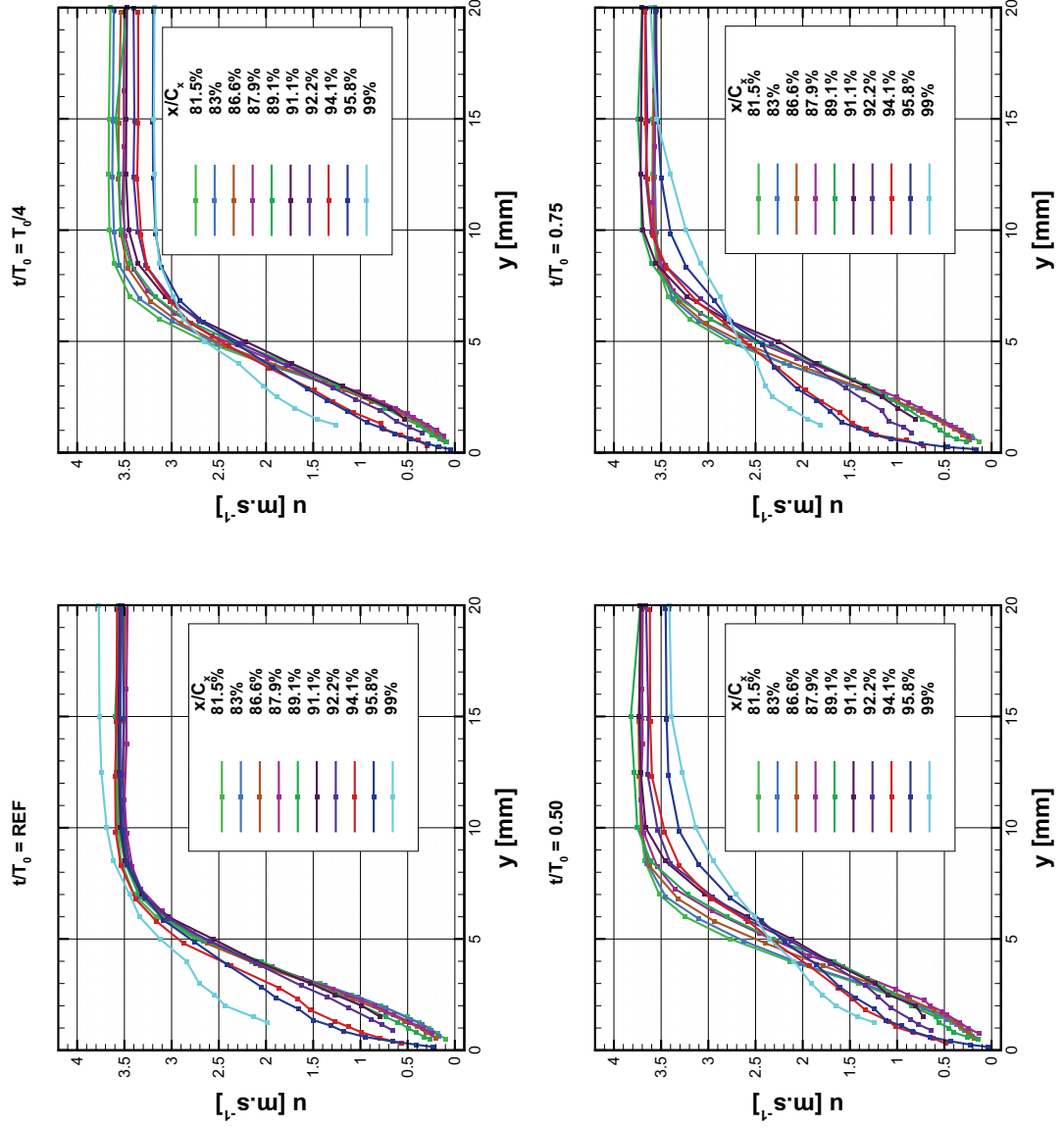


FIG. 6.39: Profils de vitesse de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

CHAPITRE 6. ETUDE EXPÉRIMENTALE INSTATIONNAIRE

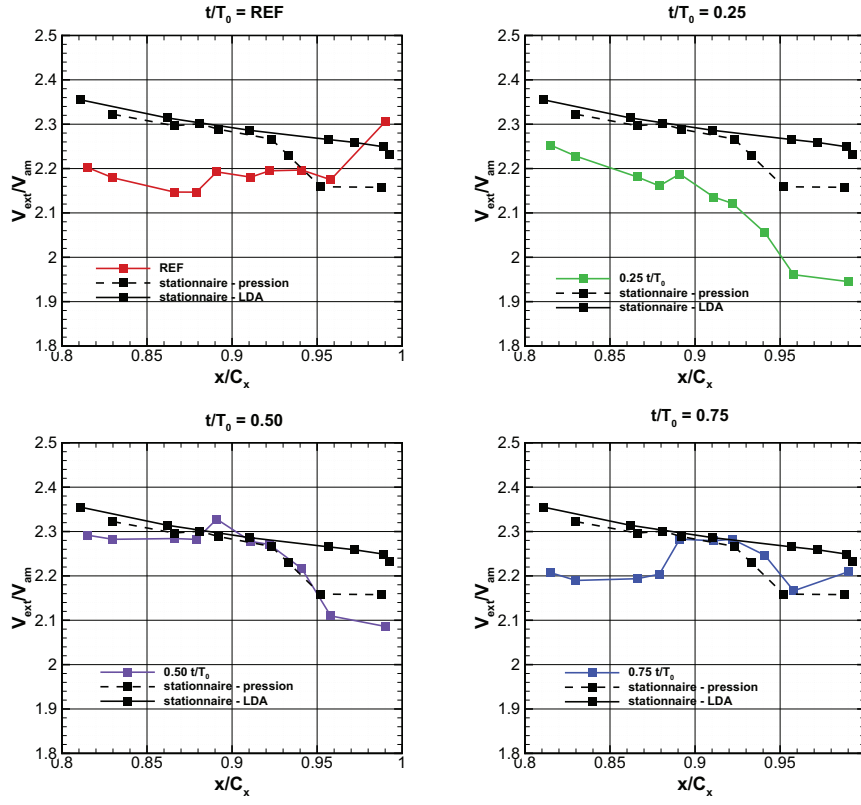


FIG. 6.40: Comparaison de la vitesse extérieure ou potentielle à l'extrados
($T_{u-am} = 4.0\%$)

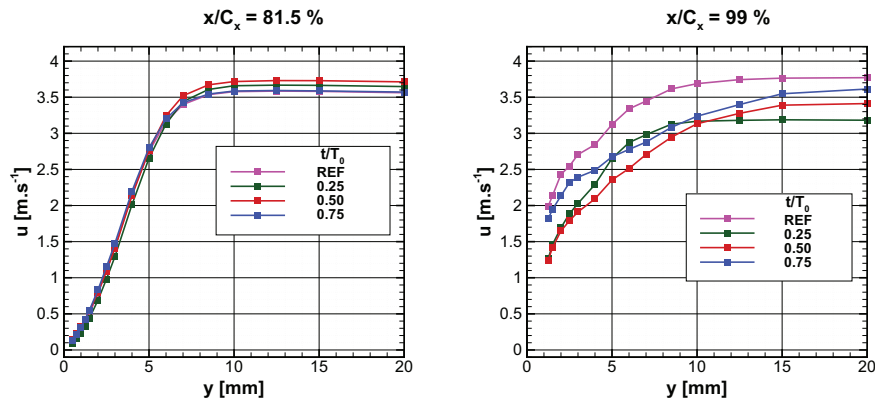


FIG. 6.41: Profils de la couche limite à $x/C_x = 81.5\%$ et $x/C_x = 99\%$ à l'extrados
($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

Par contre, à l'instant suivant $t/T_0 = 0.25$ (Fig.6.40), l'écoulement sain suit une décélération quasi constante, très proche de celle du cas stationnaire sans barreau jusqu'à $x/C_x \approx 89\%$. L'écoulement décélère jusqu'au bord de fuite. A cet instant, la zone de surpression due au point d'arrêt du barreau est au plus proche. Ces résultats sont identiques à ceux observés à bas taux de turbulence.

La décélération de l'écoulement est plus forte dans le cas instationnaire que dans le cas stationnaire à $t/T_0 = 0.5$.

Pour le dernier instant présenté, $t/T_0 = 0.75$, l'écoulement subit une accélération jusqu'à $x/C_x = 88\%$. Puis sa vitesse est quasiment constante avant de diminuer. Proche du bord de fuite, l'écoulement accélère de nouveau. A cette position, le barreau réduit la largeur de canal de sortie inter-aubes par l'intrados. L'écoulement côté extrados est donc accéléré. Par contre, le barreau n'est pas assez haut pour bloquer l'écoulement proche du bord de fuite, c'est pourquoi la vitesse extérieure diminue à nouveau à partir de $x/C_x = 91\%$. L'accélération finale provient quant à elle de l'écoulement accéléré autour du barreau.

Finalement, l'étude de la vitesse extérieure V_{ext} selon les quatre instants choisis et le long de l'extrados montre des résultats similaires à ceux observés à bas taux de turbulence. Il faut désormais regarder plus en détails les profils de vitesse pour remarquer les conséquences de l'augmentation du taux de turbulence.

Les profils de vitesse (Fig.6.39) ont des formes remarquablement différentes en proche paroi. Les différences seront davantage étudiées sur les profils adimensionnés.

La figure 6.41 montre les profils de vitesse au cours d'une période des deux stations de mesures extrêmes, $x/C_x = 81.5\%$ et $x/C_x = 99\%$. Les variations au cours d'une période sont plus faibles en $x/C_x = 81.5\%$ qu'au point proche du bord de fuite. Sur la figure de droite, $x/C_x = 99\%$, la variation de l'épaisseur de la couche limite est très visible. L'effet potentiel remontant issu des barreaux a donc une action moindre en allant vers le bord d'attaque, bien qu'encore visible en $x/C_x = 81.5\%$. A cette station de mesures, cet effet reste plus fort que celui observé proche du bord de fuite à l'intrados.

Les profils adimensionnés par l'épaisseur de couche limite δ et la vitesse extérieure V_{ext} permettent d'illustrer l'effet potentiel généré par le barreau sur la couche limite de l'extrados de l'aube (figure 6.42).

En $x/C_x = 99\%$, la vitesse pour les mesures les plus proches de la paroi est voisine de zéro, malgré le manque d'information en proche paroi. A deux autres stations de mesures, la vitesse en proche paroi est aussi très faible pour certaines instants : en $x/C_x = 95.8\%$ et $x/C_x = 94.1\%$ pour les instants $t/T_0 = REF$ et $t/T_0 = 0.75$. Ces profils de vitesse montrent que la couche limite tend vers un état turbulent dès $x/C_x = 94.1\%$. A haut taux de turbulence, le défilement des barreaux vient donc aussi modifier l'état de la couche

limite. Le point de transition est plus en amont sur l'aube (couche limite encore décollée en $x/C_x = 94.5\%$ à $T_{u-am} = 1.8\%$).

Par contre, les profils les plus en amont ne présentent que peu de variations, comme montré par la figure 6.41.

Conclusion Aucun décollement de la couche limite n'a été repéré sur les profils de vitesse de la couche limite. L'augmentation du taux de turbulence amont a donc stabilisé la couche limite qui se développe sur l'extrados de l'aube. L'étude des épaisseurs de couche limite et des facteurs de forme fournira davantage d'informations.

Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Les grandeurs montrées dans les figures 6.43 et 6.45 ont été définies auparavant. Les lignes blanches pointillées représentent les stations de mesures. L'échelle a été adaptée pour la figure 6.45, ce n'est plus la même gamme que celle dans le cas à bas taux de turbulence (Fig.6.22), alors qu'en Fig.6.43, la gamme de vitesse est certes différente mais l'amplitude de cette échelle est la même. L'intensité des gradients de vitesse est donc représentée par le même dégradé de couleur. L'évolution de la vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados est semblable pour les deux cas étudiés, sauf autour de $x/C_x = 94\%$ sur le dernier quart de la période T_0 , après le recollement de la couche limite dans le cas à $T_{u-am} = 1.8\%$.

Comme pour le cas précédent, le diagramme espace-temps de la vitesse extérieure V_{ext} à l'extrados présente une zone d'accélération et une zone de plus basse vitesse. La plus forte vitesse extérieure est observée à la station de mesures $x/C_x = 89.1\%$ à $t/T_0 \approx 0.5$, et à la dernière station de mesures, $x/C_x = 99\%$, à $t/T_0 = 0.95$. La zone de forte vitesse extérieure peut être considérée comme encadrant la ligne joignant ces deux points de vitesse maximale. La zone de basse vitesse se concentre vers le bord de fuite, aux environs de $t/T_0 \approx 0.25$. Ces zones sont situées aux mêmes positions spatio-temporelles dans le cas à bas taux de turbulence. Les gradients de vitesse sont donc localisés aux mêmes points spatio-temporels. L'évolution de la vitesse extérieure à l'extrados est semblable pour les deux cas étudiés.

La couche limite épaissit progressivement le long de l'extrados (Fig.6.45). Elle atteint une épaisseur maximale δ_{max} de 18 mm au bord de fuite, en $t/T_0 = 0.75$, alors que $\delta \approx 9mm$ en $t/T_0 \approx 0.2$. L'épaisseur de couche limite δ est donc maximale (*resp.* minimale) juste avant que la vitesse ne soit maximale (*resp.* minimale). Cependant les gradients de pression adverse rencontrés sont supérieurs pour le fluide qui arrive à ($t/T_0 = 0.75$, $x/C_x = 99\%$) que pour le fluide qui part de ($t/T_0 = REF$ et $x/C_x = 81.5\%$) à ($t/T_0 =$

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

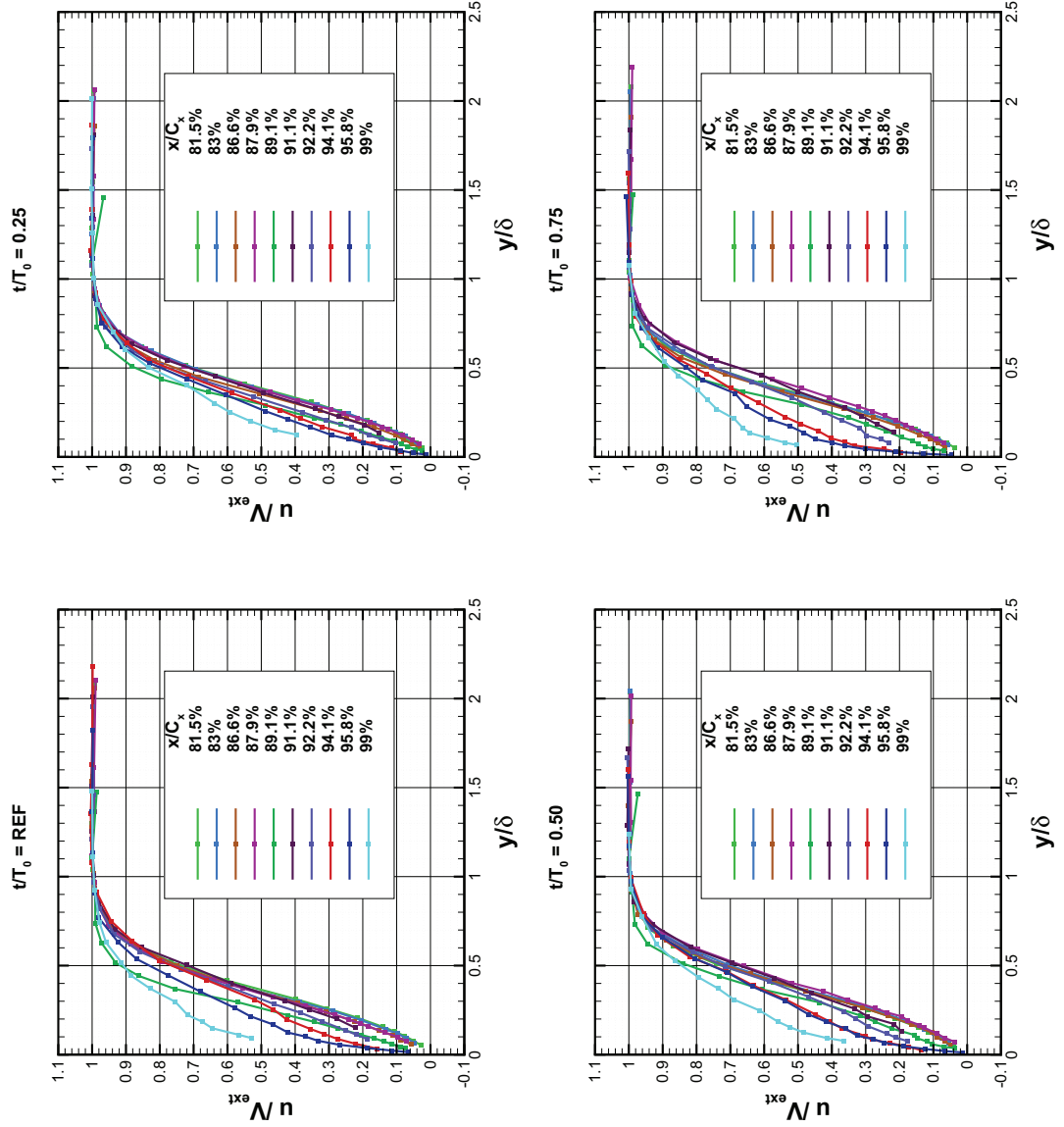
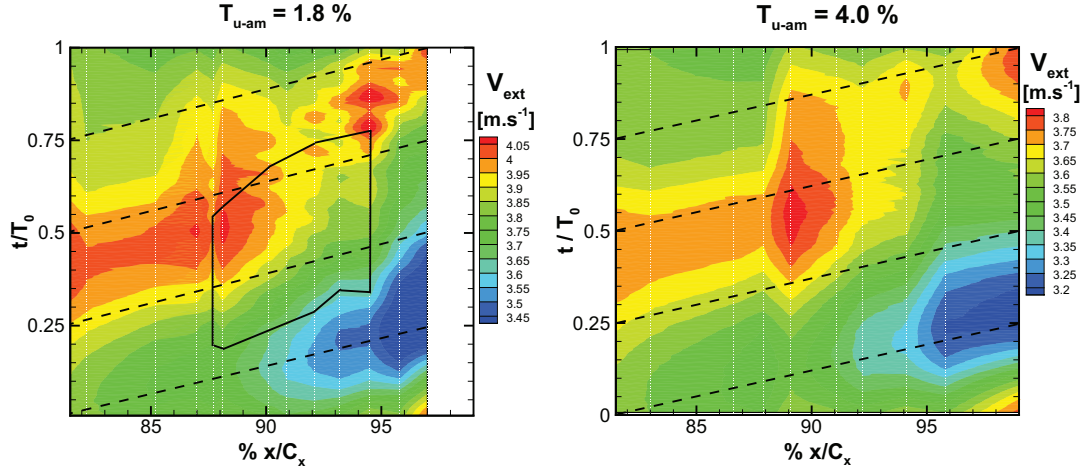


FIG. 6.42: Profils de vitesse adimensionnés de la couche limite à l'extrados
($T_{u-am} = 4.0\%$)


 FIG. 6.43: Comparaison des vitesses extérieures V_{ext}

0.2 et $x/C_x = 99\%$).

La distribution spatio-temporelle de l'épaisseur de déplacement laisse apparaître une zone de fort δ_1 en $x/C_x = 89.1\%$ sur une grande partie de la période, et vers $x/C_x = 95.8\%$ aux alentours de $t/T_0 = 0.5$. La zone à haute épaisseur de déplacement dans le cas à faible taux de turbulence se trouvait dans la zone décollée, mais à $t/T_0 = 0.75$ et plus en amont. Par contre, le minimum d'épaisseur de déplacement de la couche limite est au bord de fuite, entre $t/T_0 \approx 0.9$ et $t/T_0 = 0.25$, aux mêmes instants que dans le premier cas.

L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 et l'épaisseur d'énergie δ_3 augmentent progressivement le long de l'extrados. Les mesures les plus en aval montrent également une zone de grande épaisseur autour de $t/T_0 = 0.7$ et une zone de petite épaisseur à $t/T_0 \approx 0.25$. La zone à grande épaisseur signifie que le transfert de quantité de mouvement et d'énergie est très important. La couche limite au bord de fuite pour ces instants subit les perturbations de l'extérieur. Ceci est conforme aux variations des profils de vitesse observés à iso-abscisse, en fonction du temps et des stations de mesures.

Le facteur de forme H_{12} part d'une valeur assez élevée à la première station de mesure puis diminue vers la valeur de 1.4 au bord de fuite. Les valeurs minimales de H_{12} sont observées de $t/T_0 \approx 0.8$ jusqu'à $t/T_0 \approx 0.05$, ce qui correspond aux instants où la vitesse extérieure V_{ext} est la plus forte.

Malgré une diminution du facteur de forme H_{32} dans la zone à forte épaisseur de déplacement, il augmente progressivement et est maximal dans les zones à faible facteur

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

de forme H_{12} .

L'étude des grandeurs intégrales de la couche limite de l'extrados dans le cas d'une turbulence amont $T_{u-am} = 4.0\%$ a confirmé des changements de comportement de la couche limite plus importants aux instants où le barreau est aligné avec le sillage de l'aube. La vitesse extérieure est augmentée, les épaisseurs δ , δ_1 , δ_2 , δ_3 également, et le facteur de forme H_{12} est faible autour de 1.4. Cette valeur caractérise une couche limite turbulente. Pour s'en assurer, regardons la corrélation mise en place par Papailiou [49], entre le facteur de forme H_{32} et le facteur de forme H_{12} pour une couche limite turbulente.

La figure 6.44 montre en noir la corrélation entre H_{32} et H_{12} . Elle a été développée analytiquement pour des couches limites turbulentes et vérifiée expérimentalement. Les mesures des vitesses aux stations de mesures de l'extrados ont permis de tracer des courbes $H_{12} = f(H_{32})$ pour les quatre instants particuliers. Les résultats sont toujours très proches de la courbe obtenue par Papailiou. Les quatre points les plus à droite, qui correspondent aux valeurs obtenues en $x/C_x = 99\%$, se superposent avec cette courbe. La couche limite est donc a priori turbulente au bord de fuite. L'étude des fluctuations présentée dans la partie suivante nous permettra de conclure.

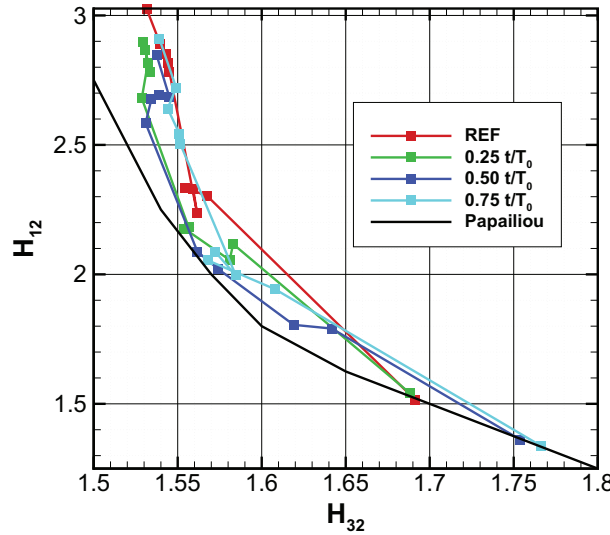


FIG. 6.44: Corrélation H_{12} - H_{32} ($T_{u-am} = 4.0\%$)

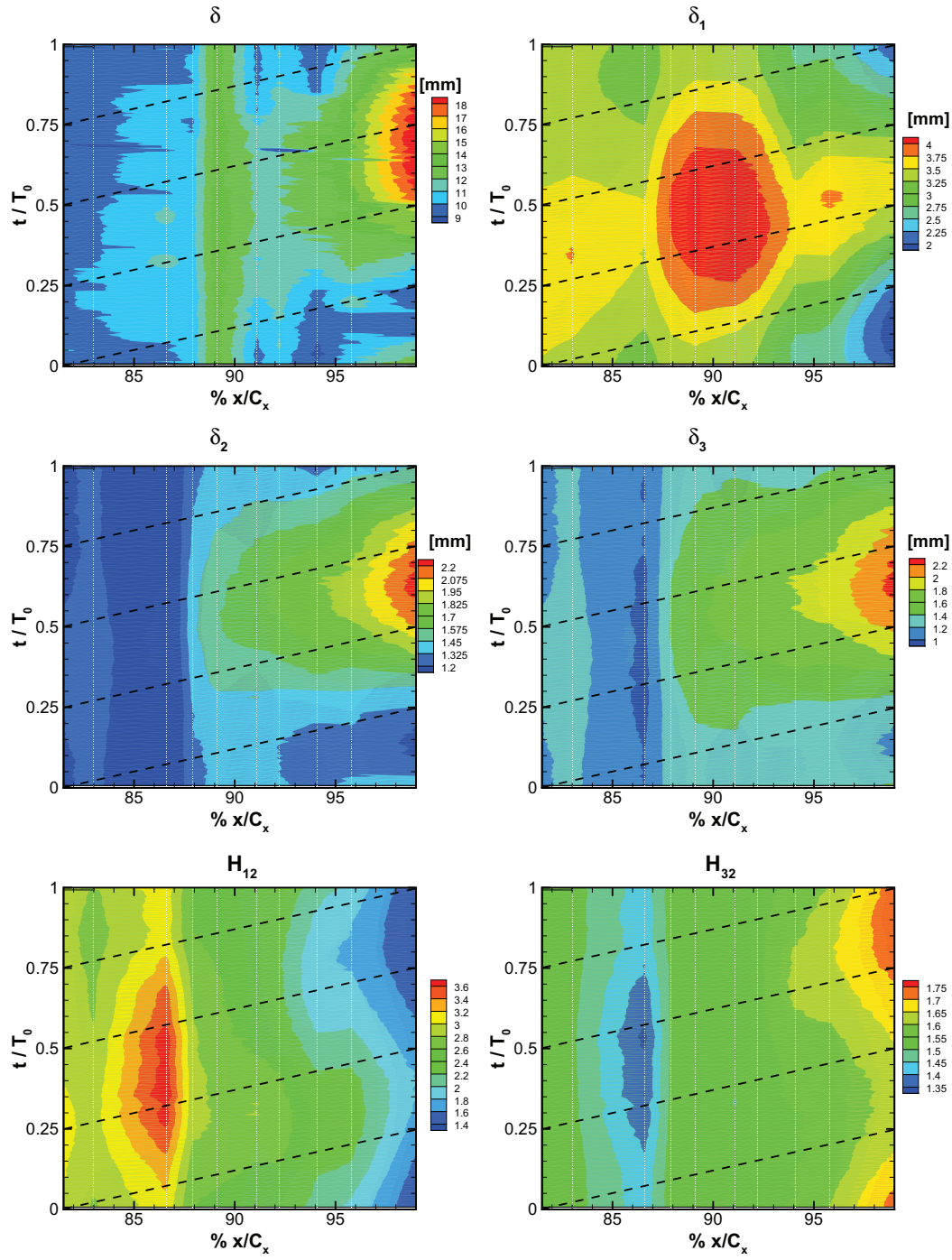


FIG. 6.45: Grandeurs intégrales de la couche limite à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

Taux de turbulence et coefficient de corrélation à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} sont représentés sur les figures 6.46 à 6.49, en fonction de la distance à la paroi y adimensionnée par l'épaisseur de couche limite δ , et du défilement des barreaux exprimé en t/T_0 .

Quelle que soit la station de mesures étudiée, le taux de turbulence T_u et le coefficient de corrélation R_{uv} ont toujours des valeurs plus importantes dans la couche limite qu'à l'extérieur, la couche limite n'est donc pas laminaire, même à la première station de mesures en $x/C_x = 81.5\%$. En effet, une bande de $T_u = 5\%$ est présente en $y/\delta \approx 0.5$ aux deux premières stations de mesures ($x/C_x = 81.5\%$ et $x/C_x = 83\%$). Egalement, le coefficient de corrélation prend des valeurs élevées (en rouge $R_{uv} \geq 0.45$) vers $y/\delta = 0.3$. Le comportement de la couche limite est différent par rapport au cas à bas taux de turbulence amont.

En $x/C_x = 86.6\%$, une zone à $T_u = 10\%$ est reconnaissable entre $t/T_0 \approx 0.3$ et $t/T_0 \approx 0.6$ à $y/\delta \approx 0.4$, à l'intérieur de la bande $T_u = 5\%$ des stations précédentes. De plus, le coefficient de corrélation est désormais élevé à tout instant en $y/\delta \approx 0.3$. Cette bande s'élargit aux instants pendant lesquels le taux de turbulence vaut $T_u = 10\%$.

Les diagrammes des stations de mesures jusqu'en $x/C_x = 94.1\%$ montrent la zone de grand coefficient de corrélation R_{uv} en $y/\delta \leq 0.5$. Cette zone s'élargit légèrement sur la deuxième partie de la période T_0 , lorsque la vitesse extérieure V_{ext} est la plus élevée (Fig.6.38). En $x/C_x = 95.8\%$, le coefficient de corrélation diminue autour de 0.35 sur la première partie de la période ($t/T_0 \leq 0.5$), quand la vitesse extérieure V_{ext} est au plus bas. A la dernière station, $x/C_x = 99\%$, R_{uv} augmente à nouveau autour de 0.45. Mais cette valeur est atteinte en $y/\delta \approx 0.5$ pour la première partie de la période, et en $y/\delta \approx 0.4$ pour la deuxième partie de la période.

Le coefficient de corrélation augmente en proche paroi le long de l'extrados, toujours en premier vers $t/T_0 \approx 0.5$, avant d'augmenter sur une plus grande partie de la période T_0 . En $x/C_x = 92.2\%$, une zone de haut taux de turbulence ($T_u \approx 20\%$ apparaît dans de la couche limite en $t/T_0 \approx 0.60$). C'est autour de cet instant que la zone de fort taux de turbulence se développe en proche paroi. A cet instant, le barreau traverse le sillage de l'aube (Fig.6.1), et passe de l'intrados à l'extrados. Le resserrement des lignes de courant est alors inversé. Quand le barreau est côté extrados, il exerce un effet de blocage sur l'extrados, déviant l'écoulement vers l'intrados. Quand il passe côté intrados, son effet de blocage est ressenti côté intrados, les lignes de courant se resserrent vers l'extrados. Le gradient de vitesse y est alors plus fort, ce qui augmente brusquement la turbulence. Le coefficient de corrélation augmente dans toute l'épaisseur de la couche limite entre $t/T_0 \approx 0.35$ et $t/T_0 \approx 0.8$. C'est donc l'augmentation de la corrélation entre

les fluctuations des deux composantes de la vitesse qui pénétrant dans la couche limite entraîne l'augmentation du taux de turbulence. Le mode de transition est donc identifié : c'est une transition by-pass.

Pour les stations de mesures suivantes ($x/C_x \geq 92.2\%$), la zone de fort taux de turbulence T_u s'étend un peu plus sur la période de défilement des barreaux. A la dernière station de mesures ($x/C_x = 99\%$), cette zone recouvre un tiers de la période. Les perturbations entrées dans la couche limite sont amplifiées, sans être amorties. La couche limite est turbulente à la dernière station de mesures.

Conclusion

L'étude de la couche limite à l'extrados a mis en valeur l'effet potentiel remontant du barreau sur la transition de la couche limite. Lorsque le blocage généré par le barreau est à l'intrados, les gradients de vitesse augmentent à l'extrados, les courbures des lignes de courant se modifient. La corrélation entre les composantes de la vitesse augmente, et le taux de turbulence augmente dans la couche limite. L'effet potentiel remontant engendre donc une transition by-pass de la couche limite.

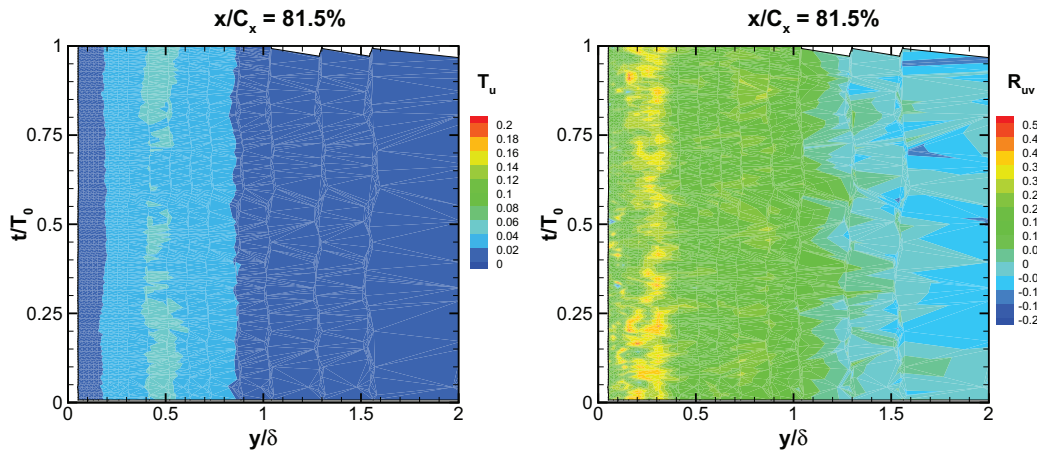


FIG. 6.46: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} à $x/C_x = 81.5\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

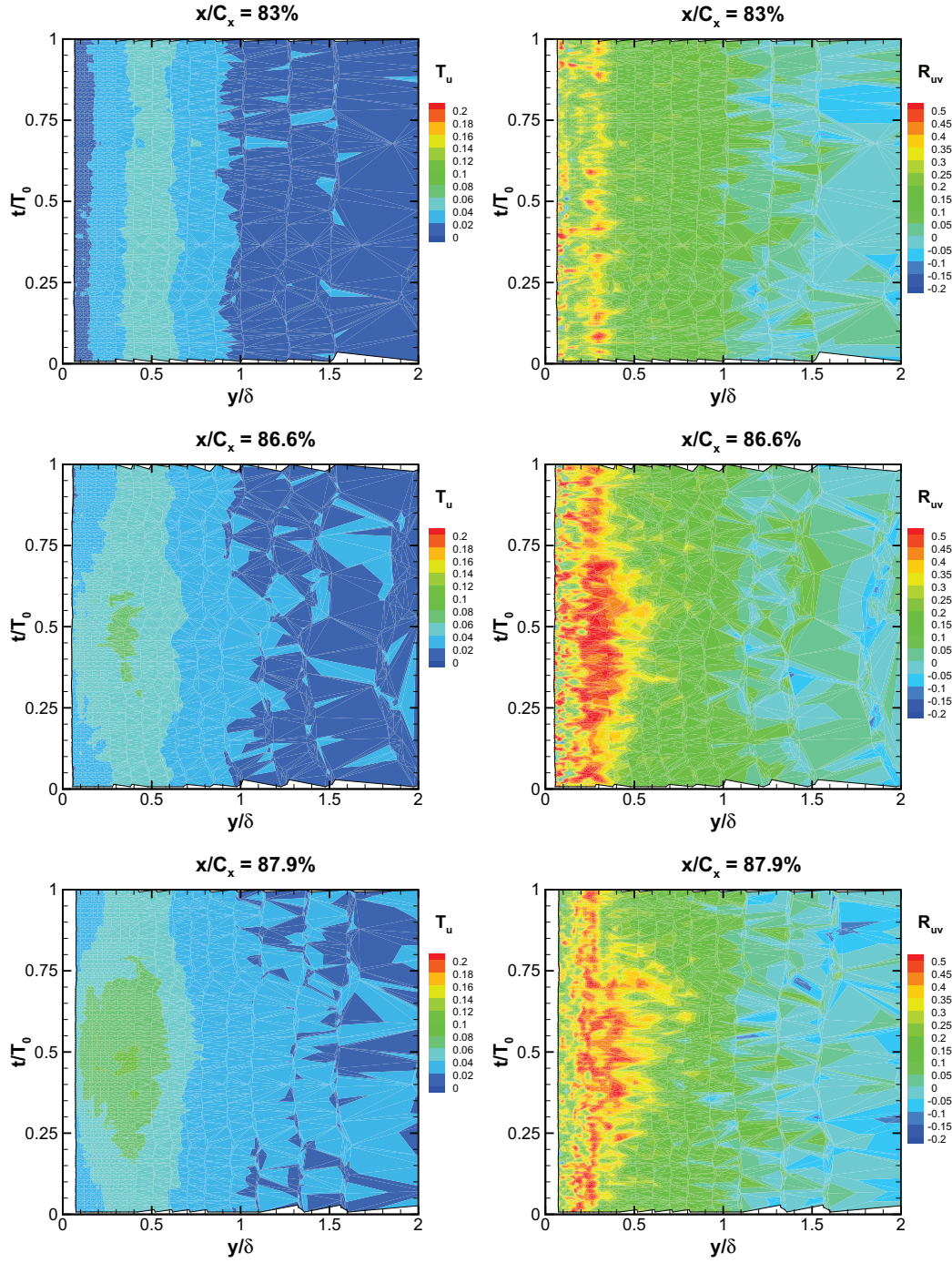


FIG. 6.47: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 83\%$ à $x/C_x = 87.9\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

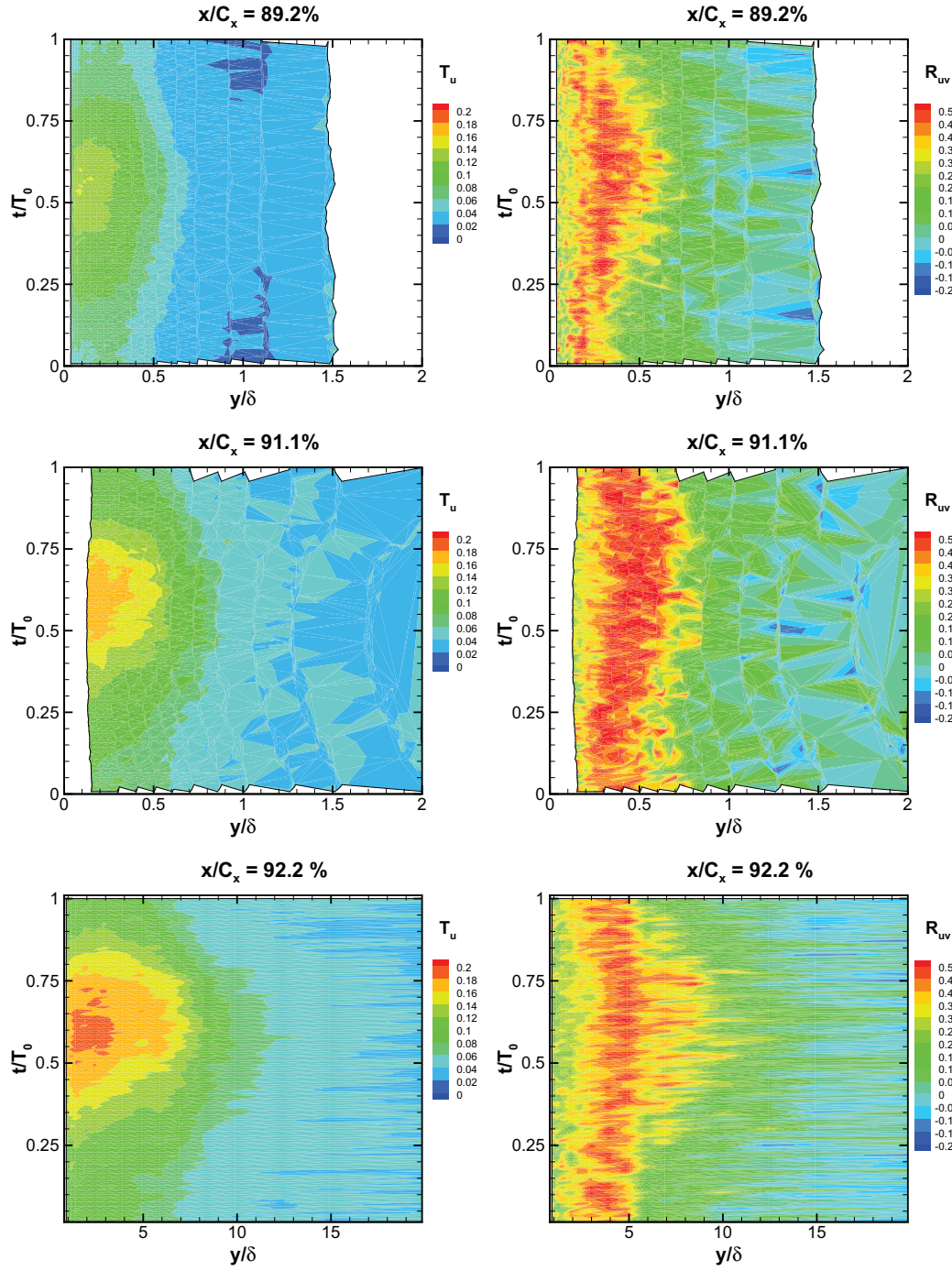


FIG. 6.48: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} de $x/C_x = 89.2\%$ à $x/C_x = 92.2\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

6.3. TAUX DE TURBULENCE AMONT : 4.0%

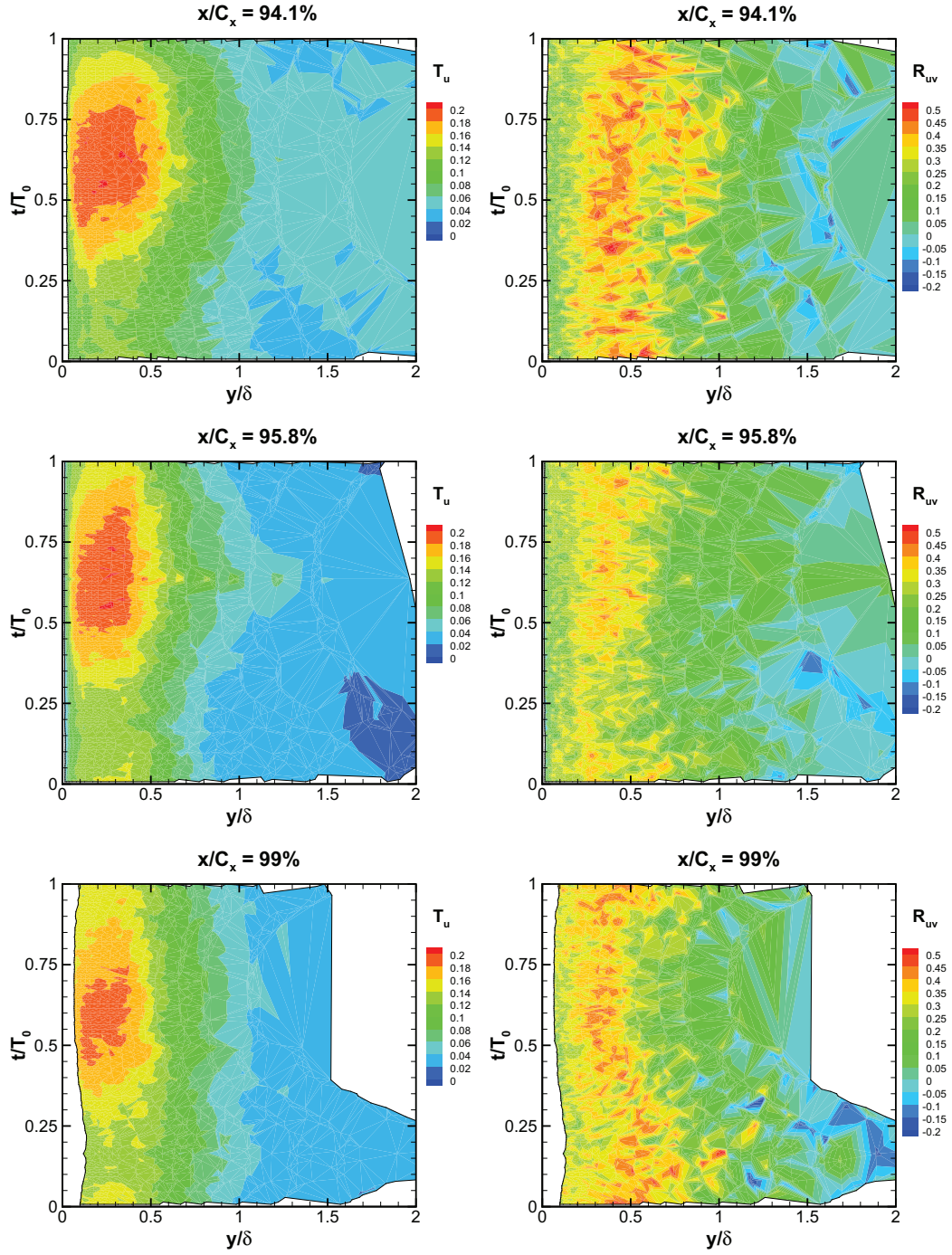


FIG. 6.49: Taux de turbulence T_u et coefficient de corrélation R_{uv} à $x/C_x = 94.1\%$ et à $x/C_x = 99\%$ à l'extrados ($T_{u-am} = 4.0\%$)

Conclusion

Dans cette partie, l'investigation de la couche limite à l'intrados et à l'extrados a été faite grâce à des mesures LDA pour un taux de turbulence amont $T_{u-am} = 4\%$

La couche limite à l'intrados n'est plus laminaire à la première station de mesures. En effet, le taux de turbulence et le coefficient de corrélation dans la couche limite sont supérieurs à ceux mesurés à l'extérieur. La couche limite tend vers un état turbulent. Par contre, elle est insensible à la position du barreau (peu d'évolution sur une période de défilement).

L'effet potentiel remontant du barreau est visible sur les épaisseurs de couches limites et les facteurs de forme, mais les conséquences sur l'état de la couche limite sont faibles.

L'étude de la vitesse extérieure à la couche limite de l'extrados montre de grandes variations sur une période de défilement des barreaux. L'écoulement est tantôt accéléré, tantôt ralenti par l'effet de blocage généré par le barreau. En effet, la vitesse extérieure augmente lorsque la zone d'accélération autour du barreau est proche. Au contraire, l'écoulement ralentit à proximité de la zone d'influence du point d'arrêt du barreau. La décélération de l'écoulement le long de l'extrados peut être renforcée ou inhibée.

L'effet potentiel du barreau est plus fort vers le bord de fuite, mais il est encore perceptible sur les profils de vitesse en $x/C_x = 81.6\%$. Les profils de vitesse se rapprochent de la forme de ceux de couche limite turbulente lorsque l'effet potentiel engendre l'accélération de l'écoulement (dans une description eulérienne).

La comparaison avec la corrélation des facteurs de forme de Papailiou a permis de confirmer que la couche limite était turbulente à la dernière station de mesures.

Les épaisseurs de la couche limite de l'extrados varient du simple au double au bord de fuite. C'est là que la présence du barreau a le plus d'effets.

Le taux de turbulence et le coefficient de corrélation de la couche limite fournissent les derniers éléments nécessaires à la compréhension du phénomène de transition de la couche limite. En effet, les diagrammes spatio-temporels montrent que le coefficient de corrélation puis le taux de turbulence augmentent dans la couche limite. Quand le barreau dépasse le bord de fuite, il n'impose plus son effet de blocage sur l'extrados mais sur l'intrados. Dans une description eulérienne, les gradients de vitesse à l'extrados s'en trouvent augmentés. La turbulence de l'écoulement est subitement augmentée, jusqu'à la paroi.

La couche limite suit donc un mode de transition by-pass pour le haut taux de turbulence, à tous les instants de la période.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude du comportement de la couche limite d'une aube de turbine subissant les effets potentiels remontant d'une roue aval, simulée par un barreau.

Quel que soit le taux de turbulence amont, la couche limite de l'intrados est peu sensible aux perturbations périodiques aval. Elle tend vers un état turbulent au bord de fuite, sans toutefois l'atteindre pour le cas à faible taux de turbulence amont. L'augmentation de la turbulence amont a avancé sur l'intrados la transition. En effet, en $x/C_x = 67.9\%$ pour $T_{u-am} = 4\%$, le taux de turbulence dans la couche limite est déjà supérieur à celui mesuré en $x/C_x = 76.4\%$ pour $T_{u-am} = 1.8\%$. Le changement d'état de la couche limite à l'intrados dans les deux cas étudiés a pour seule origine l'accélération de l'écoulement extérieur due à la configuration "turbine" et le taux de turbulence amont.

La couche limite de l'extrados de l'aube dans le cas à faible taux de turbulence amont décolle entre les stations $x/C_x = 87.7\%$ et $x/C_x = 94.5\%$. Ce bulbe de décollement est de petite taille (maximum 0.15δ). Le recollement est brutal, alors que la hauteur du bulbe est maximale. Ce recollement a lieu au moment où le barreau passe du côté extrados au côté intrados. Le resserrement des lignes de courant dû à l'effet de blocage du barreau se situe alors à l'extrados et non plus à l'intrados. Les courbures des lignes de courant se modifient. Les gradients de vitesse que subit l'écoulement à l'extrados, dans une description eulérienne, se renforcent. Le taux de turbulence augmente, ce qui stabilise la couche limite et la fait recoller. C'est donc bien l'effet potentiel remontant du barreau qui engendre la transition de la couche limite à cet instant. Le mode de transition est une transition par décollement.

Aux instants où la couche limite ne présente pas de décollement, sa transition est plus en aval. En effet, il faut attendre la dernière station de mesures, proche du bord de fuite, pour observer l'augmentation du taux de turbulence et du coefficient de corrélation en proche paroi. L'étude de la station juste en amont montre l'augmentation du taux de turbulence dans la couche limite par apport de turbulence extérieure. La couche limite commence donc son changement d'état par transition by-pass.

L'augmentation du taux de turbulence amont par ajout d'une grille de turbulence a supprimé le décollement de la couche limite. En effet, aucun profil de vitesse de la couche limite n'a montré de vitesse négative. L'évolution des épaisseurs de couche limite et la valeur des facteurs de forme indiquent une couche limite turbulente au bord de fuite. Les diagrammes spatio-temporels du taux de turbulence montrent l'apport de turbulence extérieure dans la couche limite, à l'instant où le barreau passe du côté extrados au côté intrados. C'est au même instant, et pour les mêmes raisons, que la couche limite recol-

CHAPITRE 6. ETUDE EXPÉRIMENTALE INSTATIONNAIRE

lait dans le cas à faible taux de turbulence amont. Cette-fois-ci encore, c'est bien l'effet potentiel remontant du barreau, par resserrement des lignes de courant, qui déclenche la transition by-pass de la couche limite. La couche limite est turbulente sur la totalité de la période de défilement des barreaux à la dernière station de mesures.

Conclusions et perspectives

Ce chapitre résume les conclusions partielles présentées précédemment.

Ce travail de thèse s'est concentré sur l'étude de l'effet potentiel remontant, issu d'une roue aval, sur la couche limite se développant sur une aube de turbine. La configuration simple de grille d'aubes suivie par des barreaux défilants a été choisie. Une étude numérique et une étude expérimentale, à la fois stationnaire et instationnaire, ont été menées.

L'étude expérimentale stationnaire a été réalisée en l'absence de barreau en aval de la grille d'aubes. Les mesures de pression pariétale ont mis en évidence dans un premier temps que l'augmentation du taux de turbulence amont influençait la partie la plus en aval de l'extrados de l'aube.

Le comportement de la couche limite qui se développe à l'extrados a été par la suite étudié par des mesures laser bi-dimensionnelles.

Pour le bas taux de turbulence ($T_{u-am} = 1.2\%$), les profils de vitesse illustrent la décélération de l'écoulement à l'extrados après le pic de vitesse sur l'aube. L'adimensionnement de ces profils montre le changement d'état de la couche limite à l'extrados. En effet, à partir de 93.4% de corde axiale C_x , la couche limite décolle, et ce jusqu'au bord de fuite de l'aube. L'augmentation des épaisseurs intégrales de couche limite, et des facteurs de forme est cohérente avec un décollement. En effet le facteur de forme H_{12} reste autour d'une valeur de 4 à la dernière station de mesures. Le taux de turbulence et le coefficient de corrélation, basés sur les fluctuations de vitesse et la corrélation $u'v'$, montrent que progressivement, la couche limite quitte un état laminaire vers un état turbulent. Mais elle est loin d'être pleinement turbulente à la dernière station de mesures.

L'ajout d'une grille de turbulence en amont de la grille d'aubes a augmenté le taux de turbulence de $T_{u-am} = 1.2\%$ à $T_{u-am} = 4.2\%$. Cette fois-ci, la couche limite ne présente aucun décollement. L'augmentation du taux de turbulence amont a donc stabilisé la couche limite. La diminution de l'épaisseur intégrale de couche limite et du facteur de forme H_{12} indiquent que la couche limite se rapproche d'un état pleinement turbulent. Elle n'est déjà plus laminaire à la première station de mesures, comme le montrent les

valeurs de fluctuations de vitesse et du coefficient de corrélation. Elle n'est pas non plus pleinement turbulente à 98.8% de corde axiale, ces grandeurs étant encore trop faibles en proche paroi.

La couche limite qui se développe sur l'extrados d'une aube de turbine basse pression sans perturbation aval présente donc deux évolutions différentes en fonction du taux de turbulence amont : le décollement présent à bas taux de turbulence amont est supprimé par l'augmentation du taux de turbulence amont.

L'étude numérique, basée sur un calcul laminaire, a permis de visualiser l'effet potentiel local et l'effet potentiel global définis par Deslot.

L'analyse de la distribution de vitesse isentropique et le champ du coefficient de pression autour de l'aube dans un cas stationnaire (barreau fixe en aval) ont montré que l'écoulement proche de la partie la plus en aval de l'extrados subissait l'effet de blocage du barreau. L'écoulement est alors accéléré. Il s'agit de l'effet local.

L'effet potentiel global a été mis en lumière dans l'étude instationnaire par les variations du champ de pression statique dans le bloc amont et dans le bloc aval en fonction de la position du barreau.

Le resserrement périodique des lignes de courant contre l'extrados de l'aube est visible sur le champ de vitesse pour quatre instants de la période de défilement des barreaux. De plus, la courbure des lignes de courant se modifie périodiquement. C'est un des effets de l'interaction potentielle locale.

Des mesures laser ont permis d'étudier minutieusement le comportement de la couche limite autour de l'aube pendant une période de défilement des barreaux aval, à deux taux de turbulence amont. Les mesures de pression pariétales ont révélé une mauvaise réponse instantanée sans que soit techniquement possible une correction par étalonnage de la fonction de transfert. Ces mesures n'ont servi que de manière qualitative.

Que ce soit à bas taux ou à haut taux de turbulence amont, la couche limite se développant à l'intrados est peu sensible aux perturbations périodiques générées par le barreau aval. En effet, les profils de vitesse, les grandeurs intégrales de la couche limite, le taux de turbulence et le coefficient de corrélation ont montré la lente évolution de l'état de la couche limite d'un état laminaire vers un état turbulent, sans pour autant l'atteindre pleinement dans le cas à bas taux de turbulence amont. Ce changement d'état est uniquement dû à l'accélération permanente de l'écoulement sain le long de l'intrados, car aucune variation temporelle significative n'est notée. L'effet global révélé numériquement n'est donc pas retrouvé expérimentalement.

Conclusions et perspectives

La couche limite de l'extrados à bas taux de turbulence amont présente un décollement périodique. En effet, lorsque le barreau exerce un effet de blocage à l'extrados, sur environ la moitié de la période, la couche limite décolle. Au contraire, quand le barreau est au plus loin de k' , les lignes de courant se resserrent contre l'extrados. Les gradients de vitesse favorables, dans une description eulérienne, sont donc renforcés. La turbulence augmente, stabilisant la couche limite qui se rattache. La couche limite entame donc à ces instants un mode de transition par décollement. Aux autres instants de la période, quand la couche limite ne décolle pas, les tracés spatio-temporels du taux de turbulence montrent que le taux de turbulence augmente de l'extérieur vers l'intérieur de la couche. La couche limite subit alors un changement d'état par un mode de transition by-pass. Bien qu'attachée à tout instant de la période dans la partie la plus en aval de l'extrados, la couche limite ne présente pas les caractéristiques d'une couche limite pleinement turbulente.

Comme dans le cas expérimental sans barreau à fort taux de turbulence amont, la couche limite à l'extrados de l'aube ne décolle pas. L'augmentation de la turbulence amont a donc stabilisé la couche limite. La représentation spatio-temporelle du taux de turbulence et du coefficient de corrélation pour les différentes stations de mesures sur l'aube indiquent le mode de transition de la couche limite dans ce cas. En effet, à l'instant où le barreau dépasse le bord de fuite, il exerce son effet de blocage sur l'intrados au lieu de l'extrados. La corrélation entre les fluctuations des composantes de la vitesse augmente sur toute l'épaisseur de la couche limite. Puis le taux de turbulence augmente fortement en proche paroi. C'est donc bien l'effet potentiel émanant du barreau, par modification des courbures et renforcement des gradients de vitesse à l'extrados qui entraîne la transition by-pass de la couche limite. D'après la corrélation entre les facteurs de forme H_{12} et H_{32} de Papailiou, la couche limite est turbulente à la dernière station de mesures sur environ un tiers de la période de défilement des barreaux.

L'effet potentiel remontant a modifié la couche limite sur l'aubage précédent. Le sillage de l'aubage amont est donc aussi modifié. En conséquence, le champ potentiel et visqueux de la roue suivante est perturbé. Si les calculs instationnaires prennent bien en considération cet effet de "boucle", les analyses doivent être réalisées en prenant en compte l'effet potentiel remontant.

Il a été mis en évidence que cet effet remontait sur 30% de l'aubage.

Que se passerait-il si l'on avait un aubage au lieu d'un cylindre ? Les phénomènes seraient-ils différents ? Il semble que l'on garderait toujours les variations de courbure liées au contournement du bord d'attaque. Par contre, les effets des tourbillons alternés issus du cylindre que l'on voit sur les distributions des quantités intégrales sur les couches limites de l'intrados ne devraient plus se faire sentir.

Ce travail de thèse a donc montré, grâce à une configuration simple de grille d'aubes, que l'effet potentiel généré par une roue aval proche influençait le comportement de la couche limite à l'extrados. Il permet de stabiliser la couche limite en cas de décollement, ou déclenche une transition by-pass par modification des courbures des lignes de courant.

Ce travail a donné une grande quantité de résultats expérimentaux. Malheureusement aucun calcul numérique avec un modèle de turbulence et un critère de transition n'a pu aboutir. Cette configuration instationnaire, à bas nombre de Mach, très basse vitesse est particulièrement difficile à calculer. Il est probable qu'il serait intéressant de tester ce cas avec un modèle de turbulence différent, par exemple le $k - \omega$ de Menter, afin de pouvoir tester le critère de transition développé dernièrement par l'ONERA dans le code elsA.

L'effet potentiel remontant dans notre configuration est stabilisateur de la couche limite puisqu'il supprime périodiquement le décollement présent à bas taux de turbulence amont. Il serait intéressant d'étudier expérimentalement l'effet de l'indexation de barreaux amont et aval sur le comportement de la couche limite, afin de supprimer à tout instant son décollement.

Annexe A

Les grandeurs intégrales de la couche limite

Les grandeurs caractéristiques de la couche limite sont présentées par la suite (eq.A.1 à eq.A.6)

L'épaisseur de la couche limite δ est définie dans l'équation A.1. Comme le montre la figure A.1, cette distance à la paroi représente la zone d'influence de la viscosité due à la paroi. Nous avons choisi de définir cette zone comme étant la distance à la paroi à laquelle la vitesse est égale à 99.5% de la vitesse de l'écoulement sain, appelée ici *vitesse extérieure* de la couche limite, ou V_{ext} (notée aussi U_{ext}).

$$\delta \text{ tel que } u(y = \delta) = 0.995 \times V_{ext} \quad (\text{A.1})$$

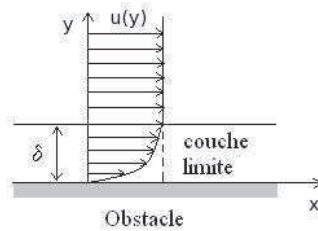


FIG. A.1: Epaisseur de couche limite

L'épaisseur intégrale de déplacement δ_1 (eq.A.2), ou notée parfois δ^* , correspond à la perte de débit-masse au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas du fluide parfait (Fig.A.2).

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u(y)}{V_{ext}}\right) dy \quad (A.2)$$

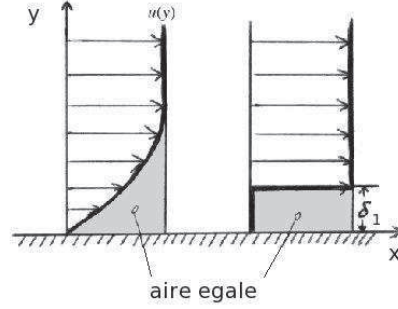


FIG. A.2: Epaisseur de déplacement de couche limite

L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 (eq.A.3), aussi appelée θ , traduit la perte de quantité de mouvement au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas du fluide parfait. L'épaisseur d'énergie δ_3 concerne la perte d'énergie cinétique de la couche limite (eq.A.4) par rapport au cas du fluide parfait.

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{u(y)}{V_{ext}} \left(1 - \frac{u(y)}{V_{ext}}\right) dy \quad (A.3)$$

$$\delta_3 = \int_0^\delta \frac{u(y)}{V_{ext}} \left(1 - \left(\frac{u(y)}{V_{ext}}\right)^2\right) dy \quad (A.4)$$

Les facteurs de forme H_{12} et H_{32} caractérisent la forme de la couche limite. De manière conventionnelle, pour une couche limite se développant sur une plaque plane, le facteur de forme H_{12} vaut 2.6 pour une couche limite laminaire, et vaut 1.3 pour une couche limite turbulente.

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (A.5)$$

$$H_{32} = \frac{\delta_3}{\delta_2} \quad (A.6)$$

Annexe B

Protocole expérimental

Afin d'étudier les effets potentiels remontants sur notre configuration, nous avons fait appel à plusieurs techniques expérimentales. Tout d'abord des mesures de pression (section B.2) nous ont permis d'obtenir la vitesse amont de notre écoulement, ainsi que la distribution de vitesse isentropique sur l'aubage. Ensuite l'exploration de la couche limite a été réalisée à l'aide de mesures laser (section B.3). L'écoulement amont a été également étudié par mesure laser.

B.1 Synchronisation

Dans l'étude instationnaire, un capteur photoélectrique (Osiris XUK-9AKS de marque *Telemecanique*[®]) permet de repérer la position du barreau. Le capteur se compose d'un émetteur de lumière associé à un récepteur. La détection se fait lorsque l'une des attaches du barreau vient couper le faisceau lumineux.

Ce capteur est alimenté par une alimentation AL92A de marque *ela*[®] en 24V. Par le montage électrique schématisé sur la figure B.1, on obtient un signal *Top-Tour* en créneaux (Fig.B.2) indiquant la position du barreau. En effet, le capteur photoélectrique renvoie un signal de tension faible lorsque le récepteur reçoit la lumière émise par l'émetteur. Par contre, lorsque le faisceau lumineux est coupé par le passage d'un barreau, le capteur renvoie une tension forte.

L'instant de référence t_{ref} est choisi comme l'instant où le faisceau est coupé par le barreau. La période de défilement des barreaux T_0 correspond alors au temps entre deux montées de créneaux.

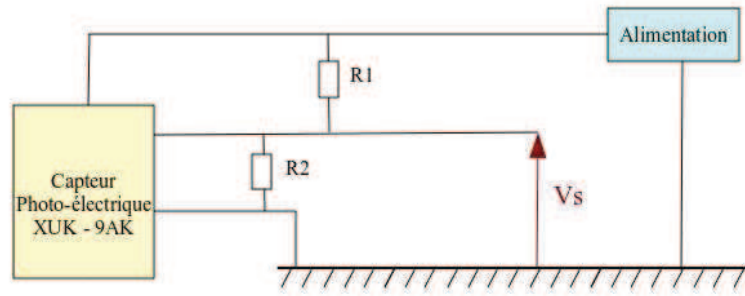


FIG. B.1: Schéma électrique de génération du signal en créneaux *Top-Tour*

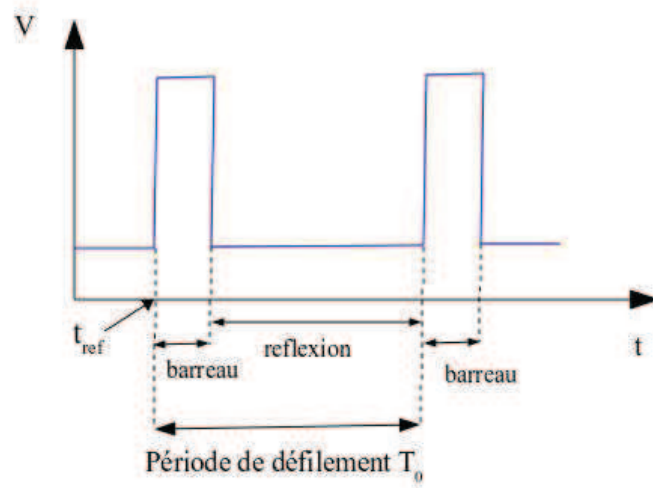


FIG. B.2: Signal en créneaux du Top-Tour

B.2 Mesure de pression

La vitesse amont est calculée à l'aide d'un tube de Pitot situé à un pas de la grille d'aubes (Fig.4.4). Ce tube de Pitot permet d'obtenir la pression totale P_t et la pression statique P_s en ce point. Ces deux pressions, par l'intermédiaire de tubes de 4 mm de diamètre, arrivent sur un capteur de pression différentielle de marque *Furness*[®]. La gamme de ce capteur FCO 44 est +/- 10 Pa.

Un autre tube de Pitot, situé à trois quart de pas en amont de la grille d'aubes, nous fournit une valeur de la pression totale avant la grille. Des petits orifices sur l'aube permettent d'obtenir la pression pariétale sur l'aube. La différence de ces deux pressions donnera la distribution de vitesse isentropique. La mesure s'effectue avec un capteur de pression différentielle, un FCO 44 de gamme +/- 20 Pa.

Chacun de ces deux capteurs FCO 44 est alimenté en +/- 15 V par un générateur de tension *Metrix*[®] 403D.

Le bloc de connexion BNC blindé NI BNC-2110 permet de récupérer les signaux des capteurs de pression et celui du signal Top Tour. Il est relié à la carte d'acquisition NI-PCI-M10-16E4 de la station de travail.

De plus, la température de l'écoulement est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type K, relié à la carte d'acquisition par un module d'entrée de thermocouples NI 9211 et un châssis NI-CD-DAQ-9172. La liaison entre le châssis et la station de travail est un câble USB. La température de l'écoulement est prise en début d'acquisition, sur cinq secondes, puis est moyennée (eq.B.10) .

Les mesures de pression ainsi que le signal Top-Tour du défilement des barreaux sont acquis à la même fréquence (3000 Hz), et en même temps (grâce au bloc de connexion BNC). Ainsi, les variations de pression amont et de pression pariétale sur l'aube sont connues à tout instant de la période de défilement des barreaux. L'acquisition et une partie du traitement des données brutes sont faites à l'aide du logiciel *Labview*[®].

Un schéma résumant la chaîne d'acquisition des mesures de pression est présenté sur la figure B.3.

La masse volumique de l'air, ρ , est calculée à partir de la mesure de température du thermocouple T , et de la pression atmosphérique P_a (eq.B.1).

$$\rho = \frac{P_a}{RT} \text{ avec } R = 287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (\text{B.1})$$

En considérant notre fluide incompressible et parfait, que les tubes de Pitot sont alignés avec les lignes de courant, on obtient la vitesse par l'équation B.2 suivante :

$$V = \sqrt{\frac{(P_t - P_s)}{\frac{1}{2}\rho}} \quad (\text{B.2})$$

D'où, pour nos deux mesures de différences de pression :

$$V_{am} = \left(\sqrt{\frac{(P_t - P_s)}{\frac{1}{2}\rho}} \right)_{amont} \quad et \quad V_p = \sqrt{\frac{(P_t - P_{parietale})}{\frac{1}{2}\rho}} \quad (\text{B.3})$$

Les mesures sont acquises directement en phase avec la période de défilement des barreaux. Il résulte une moyenne de phase (section B.4) grâce aux 3000 échantillons acquis à une fréquence de 1500 Hz, sur 250 périodes de défilements des barreaux. La fréquence de défilement des barreaux dans le cas instationnaire est $f_{bar} = 4.15Hz$.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est calculé à partir de la vitesse amont de l'écoulement (tube de Pitot), de la pression atmosphérique et de la température (thermocouple).

$$Re_{C_{am}} = \frac{V_{am} \cdot C}{\nu} \quad avec \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{B.4})$$

La masse volumique de l'air ρ est calculée par la formule B.1, et la viscosité dynamique par la loi de Sutherland (eq.B.5).

$$\mu(T) = 1.458 \cdot 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + 110.4} \quad T \text{ en kelvin} \quad (\text{B.5})$$

Au cours des campagnes expérimentales, suivant les conditions climatiques, la température de l'écoulement a varié de $10^\circ C$, et la pression atmosphérique de 3500 Pa. En se plaçant dans les cas les plus défavorables, on obtient, pour une vitesse amont de $V_{am} = 1.68m.s^{-1}$:

$$73000 \leq Re_{C_{am}} \leq 79000 \quad (\text{B.6})$$

soit pour le nombre de Reynolds en sortie Re_C :

$$146000 \leq Re_C \leq 158000 \quad (\text{B.7})$$

B.2. MESURE DE PRESSION

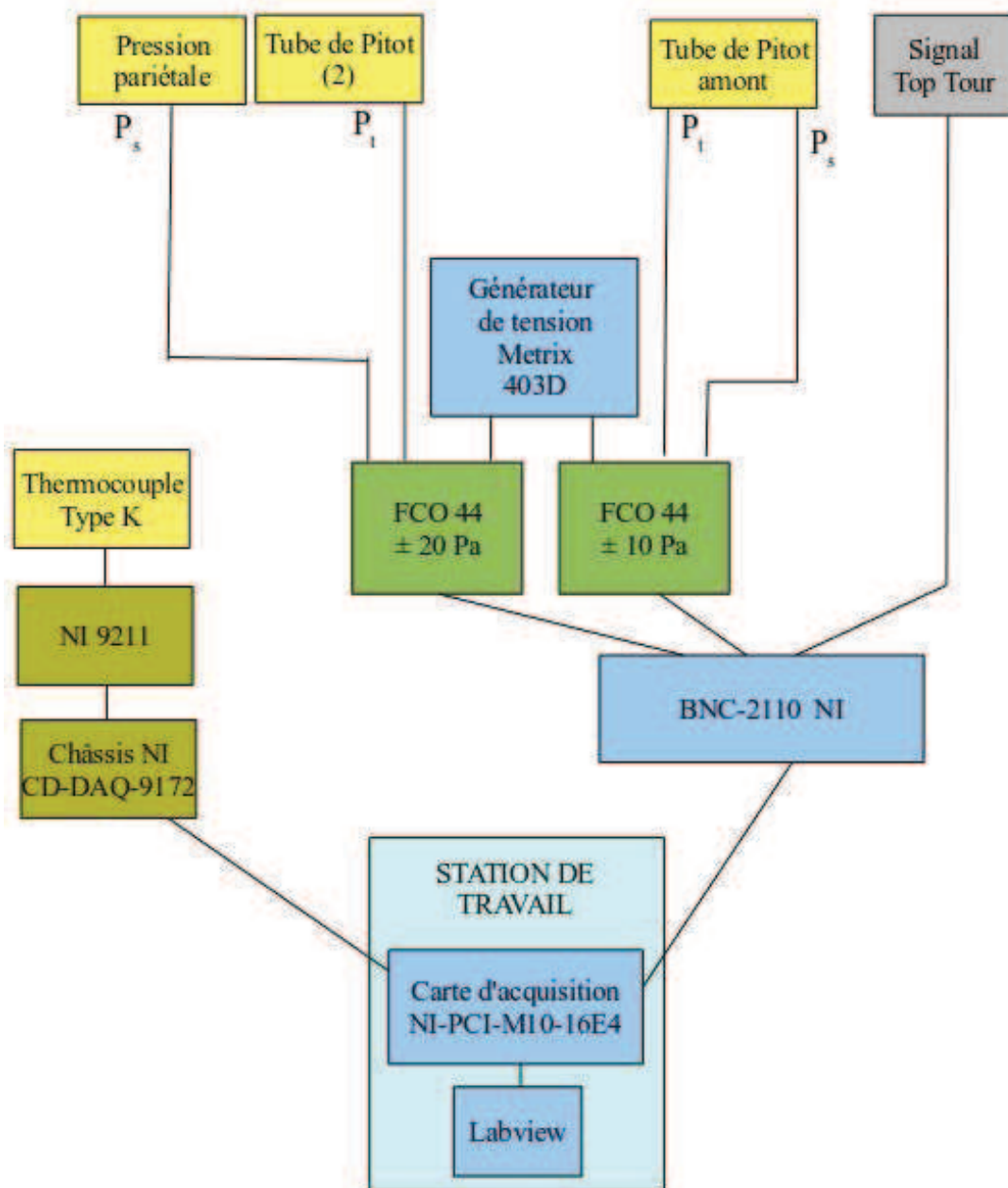


FIG. B.3: Chaîne d'acquisition des signaux de pression

Étalonnage des capteurs de pression FCO 44

Les capteur de pression FCO renvoient une valeur de tension proportionnelle à la différence de pression à leurs entrées. Il faut donc connaître la fonction linéaire reliant la pression mesurée à la tension acquise. La technique consiste d'une part à mesurer la tension renvoyée lorsque le capteur n'est soumis à aucune différence de pression (typiquement, ses deux entrées sont à la pression atmosphérique). Puis il s'agit d'imposer une différence de pression connue et de récupérer la tension correspondante. Nous avons choisi cette technique, en imposant trois différences de pression connues en plus de la différence de pression nulle. Ainsi, à chaque étalonnage journalier, la linéarité du capteur a pu être vérifiée.

L'étalonnage de capteurs de si petites gammes de pression (quelques Pa) s'est révélé être compliqué. Après les tentatives infructueuses d'utiliser un micro-manomètre à eau pour générer ces faibles pressions, le choix s'est finalement arrêté sur un générateur de micro-pression *Furness*[®] (FCO 502). Ce générateur de pression est capable de générer des pressions constantes, ajustables à l'aide d'une vanne, de 0.5% à 100% de sa gamme. Le modèle choisi est donc le modèle 1, délivrant une pression stable entre 10 Pa à 2 kPa.

La valeur de la pression ainsi générée est mesurée à l'aide du micro-manomètre FCO 510 de *Furness*[®], modèle 1. C'est cette valeur qui devient la valeur de référence. Elle sera choisie pour connaître les différentes pressions réglées par la vanne du générateur FCO 502 (un seul étalon de référence).

Cette pression est également envoyée aux bornes des capteurs de pression différentielle FCO 44. Pour plus de précision dans l'étalonnage, les deux capteurs FCO 44 sont étalonnés en même temps lors de l'étude de la distribution de la vitesse isentropique. Par contre, lors des essais laser, seule la connaissance de la vitesse amont a été nécessaire. Le capteur FCO 44 de gamme +/- 10 Pa est alors étalonné seul.

La tension renvoyée par les capteurs est enregistrée et visualisée grâce à un oscilloscope numérique issu d'un programme *Labview*[®]. Les courbes d'étalonnage obtenues serviront pour les mesures du jour.

Le schéma B.4 illustre le principe de l'étalonnage.

B.3. MESURES LASER

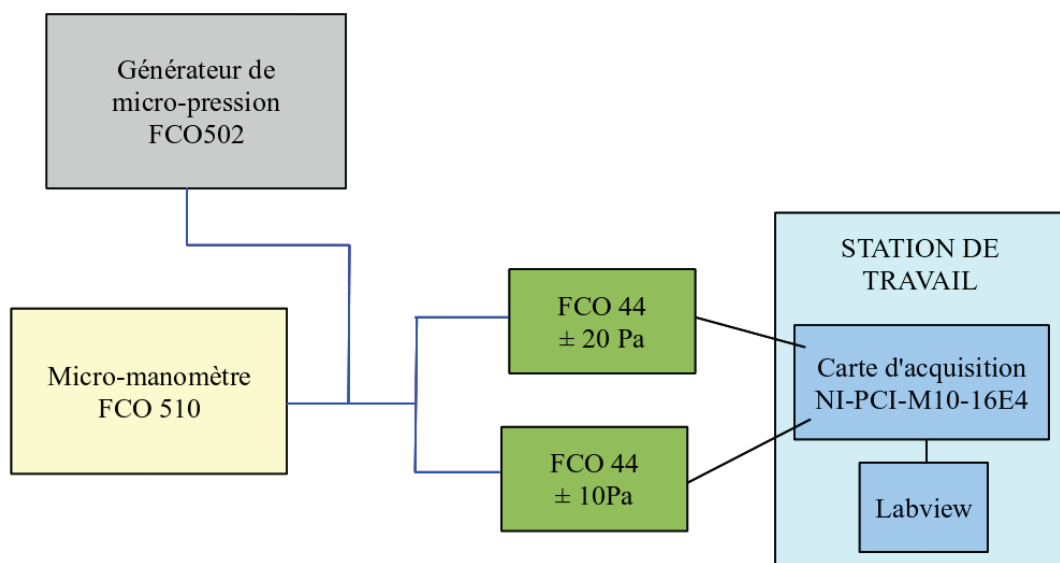


FIG. B.4: Chaîne d'étalonnage des capteurs de pression FCO 44

B.3 Mesures Laser

Cette partie s'est inspirée des travaux de Godard [13].

La technique de la vélocimétrie laser à effet Doppler (LDA en anglais) est une technique optique qui permet la mesure de la vitesse d'un fluide. L'avantage principal de cette méthode est qu'elle n'est pas intrusive. Elle convient particulièrement à notre étude qui se concentre sur un effet venant de l'aval sur un écoulement en amont.

Cette technique est basée sur la mesure du décalage en fréquence de faisceaux laser. En effet, en faisant traverser une lentille convergente par deux faisceaux cohérents et parallèles, ils se croiseront au point focal de la lentille. La zone de recouvrement des faisceaux laissera apparaître un réseau de franges d'interférence. C'est le volume de mesures. Une poussière, ou une gouttelette d'huile, qui traversera ce volume de mesures à une certaine vitesse, scintillera à une cadence proportionnelle à la vitesse de la particule. Dans notre cas, l'écoulement a étéensemencé avec de la fumée de spectacle *Safex*[®]. Un photo-multiplicateur, chargé de convertir l'intensité lumineuse en tension, permettra de récupérer l'image, modifiée temporellement, du réseau de franges d'interférences, et de la traiter pour récupérer la vitesse de la particule.

Un laser Argon Spectra-Physics 2060 émet un faisceau. Ce faisceau passe à travers une cellule de Bragg, un diviseur de faisceaux constitué par une lame dichroïdique et un

ANNEXE B. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

miroir semi-réfléchissant. Ainsi, on obtient nos deux faisceaux cohérents et parallèles.

Si λ_0 est la longueur d'onde des faisceaux, θ_0 l'angle d'intersection des faisceaux derrière la lentille convergente, on obtient d_F la distance séparant deux franges, appelée *interfrange* selon la formule suivante (eq.B.8).

$$d_F = \frac{\lambda_0}{2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \quad (\text{B.8})$$

Alors, la fréquence de décalage f_d entre le réseau d'interfranges non perturbé par une particule, et le réseau de franges perturbé par une particule allant à la vitesse V perpendiculaire aux franges sera :

$$f_d = \frac{V}{d_F} = \frac{2V \sin \frac{\theta_0}{2}}{\lambda_0} \quad (\text{B.9})$$

L'utilisation d'une cellule de Bragg permet de connaître le signe de la vitesse. Ce dispositif acousto-optique introduit une fréquence de décalage constante sur un des deux faisceaux, la fréquence de Bragg, f_{Bragg} . Les photo-multiplicateurs reçoivent donc un signal à la fréquence $(f_d + f_{Bragg})$. Il devient alors possible, f_{Bragg} étant connue avec une grande précision, d'une part de retrouver f_d , et donc la vitesse de la particule. D'autre part, la valeur de la somme $f_d + f_{Bragg}$ nous donnera le signe de la vitesse (si $f_d + f_{Bragg} < f_{Bragg}$ alors la vitesse est négative).

Afin d'obtenir les deux composantes de la vitesse de notre écoulement bi-dimensionnel, nous avons choisi d'utiliser un système LDA à deux composantes. Quatre faisceaux sont émis (deux verts, $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ et deux bleus, $\lambda = 488 \text{ nm}$). Après le passage par la lentille, l'intersection de ces quatre faisceaux laser définit le volume de mesure. Les mesures sont effectuées en mode coïncident, c'est-à-dire que seules les particules traversant les deux réseaux d'interfranges sont enregistrées.

Le schéma B.5 montre le principe de la LDA-2C ainsi qu'un traitement possible des données brutes. Dans le cas de l'étude instationnaire, le signal Top-Tour est également acquis en même temps que les mesures laser.

B.3. MESURES LASER

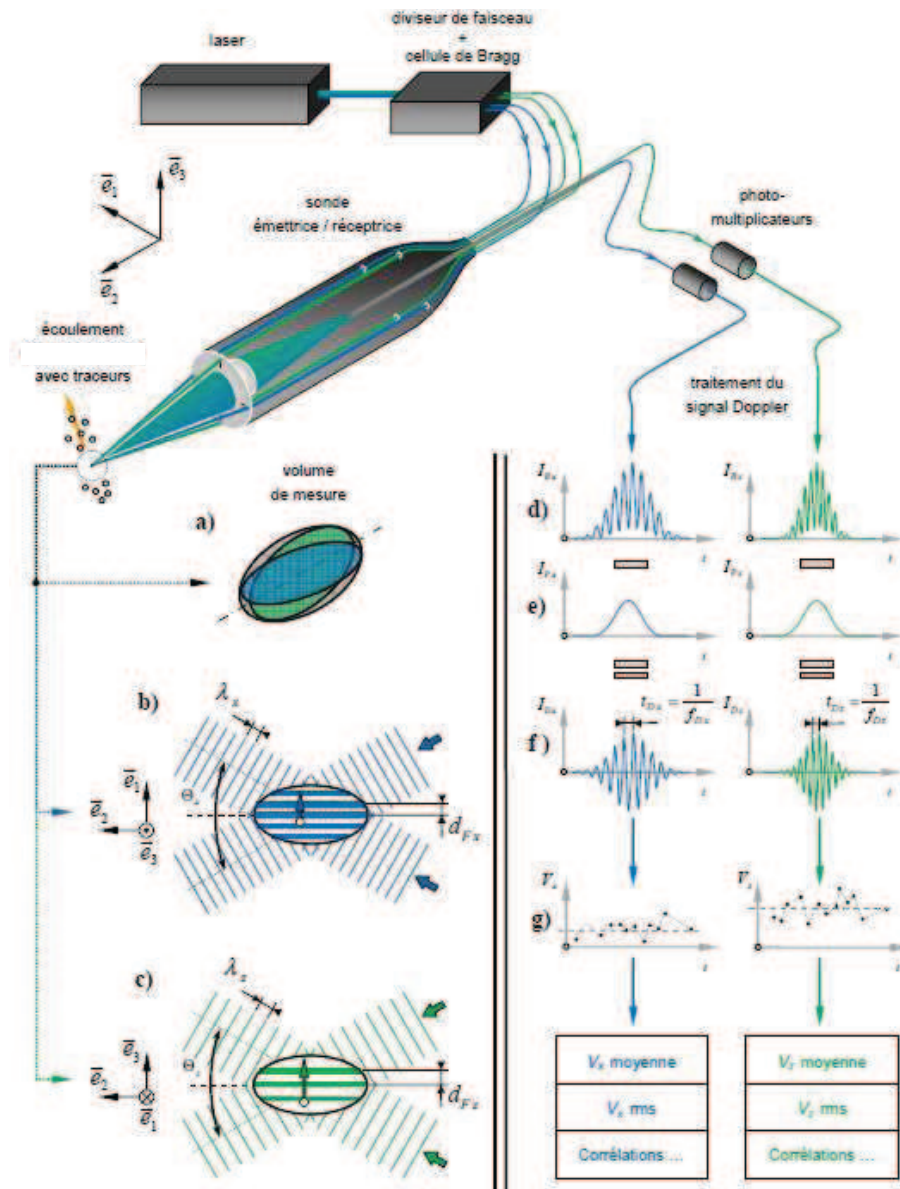


FIG. B.5: Principe des mesures d'anémométrie laser à effet Doppler[13]

Le tableau B.1 résume les principales caractéristiques du système LDA utilisé, pour chacune des deux composantes laser.

ANNEXE B. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Longueur d'onde λ [nm]	488	514.5
Interfrange d_F [μm]	2.722	2.870
Nombre de franges	22	22
Fréquence de Bragg f_{Bragg} [MHz]	40	40
Diamètre de faisceau [mm]	5	5
Grossissement de faisceau	1	1
Demi-angle d'intersection $\theta_0/2$ [deg]	5.143	5.143
Distance focale [mm]	500	500
Espacement des faisceaux [mm]	90	90
Volume de mesures dans la direction tangentielle [mm]	0.06577	0.06238
Volume de mesures dans la direction normale [mm]	0.06551	0.06213
Volume de mesures (longueur) [mm]	0.7308	0.6931

TAB. B.1: Caractéristiques de la sonde LDA *Aerometrics*[®]

L'acquisition des données se fait à l'aide du logiciel fourni par *Dantec*[®]. Que ce soit pour le cas stationnaire ou instationnaire, les mesures en amont ou dans la couche limite, au minimum 250 000 particules en mode coïncident sont acquises. La durée d'acquisition dépend de la fréquence d'acquisition c'est-à-dire du nombre de particules qui traversent le volume de mesures en une seconde. En dehors de la couche limite, et jusqu'à $y/\delta = 0.5$, la fréquence d'acquisition est de quelques kHz. En cas de fréquence d'acquisition trop élevée, le nombre de particules voulues est augmenté pour avoir au minimum 250 passages de barreaux. Le temps d'acquisition avoisine en générale une à deux minutes. En proche paroi, la fréquence d'acquisition peut descendre à une centaine de Hz. L'acquisition dure alors une quinzaine de minutes. L'exploration d'une couche limite instationnaire, de l'extérieur de la couche limite à la paroi dure en moyenne deux heures. La vitesse amont n'est pas réglée pendant une exploration, les variations des grandeurs atmosphériques étant négligeables, le réglage en début d'exploration est suffisant.

Les mesures laser sont faites à mi-envergure. Les faisceaux verts détectent la vitesse tangentielle à la paroi alors que les faisceaux bleus la vitesse normale à la paroi. Pour positionner correctement les faisceaux, l'angle que forme la paroi avec l'horizontal est mesuré. Cette inclinaison est ensuite donnée au laser. Le déplacement normal à la paroi est assuré par un chariot électronique de marque *Rhodanienne de Conception Mécanique*[®]. L'affichage digital assure une précision au centième de millimètre près.

Des feuilles de *Mylar*[®], ressemblant à des feuilles d'aluminium, d'épaisseur très faibles (4 μm), sont collées à la paroi à l'aide de lait. Ces feuilles réfléchissent la lumière en proche paroi. Elles jouent le rôle de miroir et augmentent le rapport signal sur bruit.

B.4. MOYENNE ET MOYENNE DE PHASE

La fréquence d'acquisition des mesures a été augmentée en proche paroi, et la distance minimale y_{min} de mesures à la paroi diminuée.

La paroi, et donc la référence du positionnement du laser, est repérée manuellement en déplaçant le laser $10\mu m$ par $10\mu m$, jusqu'à ce que les photo-multiplicateursaturent. La réponse maximale dans le signal des photo-multiplicateurs indique une réflexion maximale, qui apparaît lorsque le volume de mesures atteint la paroi.

B.4 Moyenne et moyenne de phase

Dans cette partie sont résumées les principales formules mathématiques utilisées pour le traitement des données.

Dans l'étude stationnaire, chacune des grandeurs mesurées x_i est moyennée par une moyenne arithmétique sur tous les N échantillons (mesures de pression ou mesures de vitesse par laser). La moyenne appliquée est définie dans l'équation B.10. On obtient alors une valeur moyenne $\bar{x}$.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (\text{B.10})$$

Pour l'étude instationnaire, les phénomènes étudiés dans ce projet sont périodiques, liés à la période de défilement des barreaux T_0 . Il a été choisi de découper la période de défilement des barreaux en sous-périodes qui permettront une étude temporelle plus fine. Sur chacune de ces sous-périodes est calculée la moyenne arithmétique de la grandeur $\bar{x}(t/T_0)$. L'équation B.10 devient donc B.11 puisque désormais la moyenne dépend de l'instant de la période T_0 . La reconstitution temporelle du signal initial est par chacune de ces moyennes $\bar{x}(t/T_0)$ pour $0 \leq t/T_0 < 1$, et constitue *la moyenne de phase*.

$$\bar{x}(t/T_0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t/T_0) \quad \text{pour } 0 \leq t/T_0 < 1 \quad (\text{B.11})$$

Le traitement des données des mesures de pression s'appuient sur 710 sous-périodes, alors que les mesures lasers se basent sur 140 sous-périodes. Pour les mesures laser, comme 250 000 échantillons sont attendus, il y a en moyenne 1800 particules par sous-période, avec un minimum d'environ un millier de particules dans les zones où la couche limite est décollée. Ainsi, une période de défilements des barreaux est suffisamment échantillonnée pour permettre une analyse temporelle du signal.

B.5 Incertitudes de mesures

Dans cette partie sont présentés des éléments qui ont permis d'évaluer les incertitudes de mesures.

B.5.1 Mesures de pression

Le calcul des erreurs de mesures de cette partie s'appuient sur les données des constructeurs des appareils de mesures.

L'erreur de mesures dans notre cas est une erreur combinée $\sigma(P_t - P_s)$ entre l'erreur aléatoire $\sigma_A(P_t - P_s)$ et l'erreur systématique $\sigma_S(P_t - P_s)$. L'erreur systématique se décompose en une erreur d'étalonnage et d'échantillonnage $\sigma_E(P_t - P_s)$ et une erreur de position de la prise de pression $\sigma_P(P_t - P_s)$. La loi de propagation des incertitudes de mesures conduit à :

$$\sigma(P_t - P_s) = \sqrt{\sigma_S^2(P_t - P_s) + \sigma_A^2(P_t - P_s)} \quad (\text{B.12})$$

$$\sigma_S(P_t - P_s) = \sqrt{\sigma_E^2(P_t - P_s) + \sigma_P^2(P_t - P_s)} \quad (\text{B.13})$$

Erreur d'étalonnage $\sigma_E(P_t - P_s)$

L'étalonnage des capteurs de pression *Furness*[®] est réalisé à l'aide d'un micro-manomètre FCO 510 et d'un générateur de pression FCO 502 (Fig.B.4). D'après les données des constructeurs, les incertitudes de mesures sont présentées dans le Tab.B.2.

Appareil de mesures	Incertitudes
Générateur de pression FCO 502	0.15%
Micromanomètre FCO 510	0.25% +/- 1 digit de 10% à 100% de la gamme

TAB. B.2: Incertitudes des appareils de mesures de pression données par le constructeur

L'erreur d'étalonnage s'écrit aussi (eq.B.14) :

$$\sigma_E(P_t - P_s)^2 = ((G_{FCO502} \cdot \sigma_E(FCO510))^2 + ((G_{FCO510} \cdot \sigma_E(FCO - 02))^2 \quad (\text{B.14})$$

Où G est la gamme d'utilisation de l'appareil, ici $G = 10Pa$ pour les deux appareils. On obtient donc, d'après les données du constructeur, une erreur d'étalonnage de :

B.5. INCERTITUDES DE MESURES

$$\frac{\sigma_E(P_t - P_s)}{(P_t - P_s)} = 0.87\% \quad (\text{B.15})$$

Erreur de position des prises de pression $\sigma_P(P_t - P_s)$

C'est le gradient de pression statique qui influence principalement l'erreur commise sur la position des prises de pression. Les variations de pression statique sont négligeables dans la direction de l'envergure et normale à la paroi. Seuls les gradients longitudinaux à la paroi sont donc conservés pour ce calcul (eq.B.16).

$$\sigma_P(P_t - P_s)^2 = \left(\frac{\partial (P_t - P_s)}{\partial x} \cdot \sigma_P(x) \right)^2 \quad (\text{B.16})$$

Le fabricant de l'aube instrumentée annonce que la position des prises de pression est précise à l'ordre du dixième de millimètre. La position de ces prises étant repérée en corde axiale, l'incertitude sur le positionnement est donc de $\sigma_P(x) = 0.1mm$.

Les gradients de pression sont de faibles valeurs dans notre configuration à cause de la faible vitesse de l'écoulement. On arrive donc à une erreur de position de la prise de pression de l'ordre de 0.1% (eq.B.17).

$$\frac{\sigma_P(P_t - P_s)}{P_t - P_s} = 0.1\% \quad (\text{B.17})$$

Erreur aléatoire $\sigma_A(P_t - P_s)$

Les capteurs de pression différentielle utilisés sont des capteurs de pression stationnaire. En effet, bien que leur temps de réponse soit faible (20 ms), il n'est qu'un ordre de grandeur de moins que la période de défilement des barreaux ($T_0 = 0.25s$). Il n'a pas été possible de mettre en place un système d'étalonnage instationnaire, générant une pression de 10 Pa à une fréquence de 4 Hz. Nous n'avons donc pas obtenu la fonction de transfert liant la pression mesurée à la pression réelle sur l'aube. Les résultats instationnaires présents dans le chapitre 6 ne sont donnés qu'à titre indicatifs pour cette raison. L'erreur aléatoire ne sera donc estimée que pour le cas stationnaire.

D'après Moffat [43], les valeurs "RMS" (Root Mean Square) peuvent permettre de déterminer l'erreur aléatoire d'une mesure (eq.B.18).

$$\sigma_A(P_t - P_s) = \frac{2 \cdot (P_t - P_s)_{RMS}}{\sqrt{N}} \text{ avec } N : \text{ nombre total de realisations de la mesure} \quad (\text{B.18})$$

On arrive, en prenant la valeur $(P_t - P_s)_{RMS}$ maximale, à (eq.B.19) :

$$\frac{\sigma_A(P_t - P_s)}{(P_t - P_s)} = 0.2\% \quad (\text{B.19})$$

Erreur combinée $\sigma(P_t - P_s)$

Finalement, l'erreur combinée vaut :

$$\frac{\sigma(P_t - P_s)}{(P_t - P_s)} = 0.89\% \quad (\text{B.20})$$

C'est l'incertitude sur l'étalonnage qui influence le plus l'erreur combinée.

B.5.2 Mesures laser

L'étude des incertitudes s'appuie sur les annexes de la thèse de Godard [13], qui a utilisé la même sonde laser que nous.

L'erreur de mesures dans notre cas est une erreur combinée $\sigma(V_i)$ entre l'erreur aléatoire $\sigma_A(V_i)$ et l'erreur systématique $\sigma_S(V_i)$. L'erreur systématique se décompose en une erreur d'étalonnage et d'échantillonnage $\sigma_E(V_i)$ et une erreur de positionnement du volume de mesures $\sigma_P(V_i)$. La loi de propagation des incertitudes de mesures conduit à :

$$\sigma(V_i) = \sqrt{\sigma_S^2(V_i) + \sigma_A^2(V_i)} \quad (\text{B.21})$$

$$\sigma_S(V_i) = \sqrt{\sigma_E^2(V_i) + \sigma_P^2(V_i)} \quad (\text{B.22})$$

Erreur d'étalonnage $\sigma_E(V_i)$

D'après Godard, l'erreur d'étalonnage et d'échantillonnage suit l'équation B.23. Elle se porte sur la distance entre les interférences d_F et la fréquence Doppler f_D .

$$\sigma_E^2(V_i) = (f_D \sigma_E(d_F))^2 + (d_F \sigma_e(f_D))^2 \quad (\text{B.23})$$

Dans l'équation B.23, le terme $\sigma_E(d_F)$ correspond à l'erreur d'étalonnage de la sonde LDA. L'erreur relative obtenue par Godard est :

$$\frac{\sigma_E(d_F)}{d_F} = 1\% \quad (\text{B.24})$$

Le terme $\sigma_e(f_D)$ représente l'erreur d'échantillonnage de l'analyseur du système Doppler. Sa valeur relative peut s'écrire (eq.B.25) ([1]) :

B.5. INCERTITUDES DE MESURES

$$\frac{\sigma_E(f_D)}{f_D} = \left(\sqrt{\frac{12}{(2\pi)^2 \cdot SNR \cdot N \cdot (N^2 - 1)}} \right) \cdot \frac{f_e}{f_D} \quad (\text{B.25})$$

Le terme SNR représente le rapport *signal sur bruit*. On a alors :

$$\frac{\sigma_E(f_D)}{f_D} = 0.4\% \quad (\text{B.26})$$

L'incertitude d'étalonnage et d'échantillonnage est donc évaluée à

$$\frac{\sigma_E(V_i)}{V_i} = 1\% \quad (\text{B.27})$$

C'est l'erreur d'étalonnage de la sonde LDA qui est la plus importante.

Erreur de position du volume de mesures $\sigma_P(V_i)$

L'incertitude liée à la position du volume de mesures se décompose en l'incertitude sur la position initiale et l'incertitude sur le déplacement. Cela revient à écrire l'incertitude sur la position comme suit (eq.B.28).

$$\sigma_P^2(V_i) = \left(\frac{\partial V_i}{\partial x} \cdot \sigma_P(x) \right)^2 + \left(\frac{\partial V_i}{\partial y} \cdot \sigma_P(y) \right)^2 + \left(\frac{\partial V_i}{\partial z} \cdot \sigma_P(z) \right)^2 \quad (\text{B.28})$$

Dans notre cas, il reste :

$$\begin{aligned} \sigma_P^2(V_x) &= \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \cdot \sigma_P(x) \right)^2 + \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} \cdot \sigma_P(y) \right)^2 \\ \sigma_P^2(V_y) &= \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} \cdot \sigma_P(y) \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

La position initiale en $\vec{x}$ est mesurée par rapport à la distance axiale entre le point de mesures pointé par le laser et le bord de fuite. Cette mesure est faite avec un réglet dont les plus petites graduations sont 0.5 mm. En général, l'incertitude liée à l'utilisation d'un réglet est la plus petite graduation divisée par 2 ou par $2\sqrt{3}$. Nous garderons la valeur de 0.5 mm afin d'englober les autres sources d'incertitude comme l'horizontalité du réglet, la position du bord de fuite, etc ... Il n'y a pas de déplacement selon $\vec{x}$ pendant une série de mesures à une position sur l'aube donnée.

La position initiale en $\vec{y}$, ie la distance à la paroi, est déterminée grâce à la saturation des photo-multiplieurs. Le chariot de déplacement affichant comme plus petit digit

ANNEXE B. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

0.01 mm, nous garderons cette mesure comme incertitude. C'est aussi cette valeur qui sera l'incertitude sur le déplacement en $\vec{y}$.

Finalement, les erreurs de positionnement sont données par les équations B.30 et B.31

$$\sigma_P(x) = \sqrt{\sigma_{init}^2(x) + \sigma_{deplacement}^2(x)} = 0.5mm \quad (B.30)$$

$$\sigma_P(y) = \sqrt{\sigma_{init}^2(y) + \sigma_{deplacement}^2(y)} = 0.01mm \quad (B.31)$$

La valeur de l'erreur de positionnement de mesures en y étant plus petite que la taille du volume de mesures, nous considérerons que $\sigma_P(y) = 0.07mm$. L'erreur de positionnement initiale est l'erreur la plus importante dans les deux cas. Elle influencera beaucoup le calcul des incertitudes totales.

On a donc, pour les mesures les plus défavorables (grand gradient de vitesse dans la couche de cisaillement) :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_P(V_x)}{V_x} &= 5.6\% \\ \frac{\sigma_P(V_y)}{V_x} &= 1\% \end{aligned} \quad (B.32)$$

Erreur aléatoire $\sigma_A(V)$

La même démarche que pour le calcul de l'erreur aléatoire sur les mesures de pression est appliquée (eq.B.18).

L'erreur aléatoire, en considérant l'erreur systématique nulle, est présentée dans les tableaux suivants (Tab.B.3 et Tab.B.4). Dans le cas stationnaire, N est le nombre total de réalisations, alors que dans le cas instationnaire, N est le nombre de réalisations sur une sous-période t/T_0 . Ce sont les valeurs maximales obtenues. Elle correspondent aux stations de mesures proche paroi.

Mesures	sans grille	avec grille
Stationnaire	1%	0.7%
Instationnaire	2%	4%

TAB. B.3: Erreur aléatoire $\frac{\sigma_A(V_x)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence

B.5. INCERTITUDES DE MESURES

Mesures	sans grille	avec grille
Stationnaire	0.7%	0.3%
Instationnaire	2%	1.1%

TAB. B.4: Erreur aléatoire $\frac{\sigma_A(V_y)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence

Dans ces calculs, l'erreur aléatoire est plus importante en présence de la grille de turbulence. Cela est dû à la nature de la couche limite. Sans la grille, la couche limite est décollée, et dans cette zone le nombre de particules est plus petit.

Erreur combinée

En prenant en compte toutes les incertitudes développées précédemment, le tableau suivant (Tab.B.5) présente l'erreur combinée pour les mesures LDA, avec ou sans grille de turbulence amont, stationnaire et instationnaire.

Mesures	sans grille	avec grille
Stationnaire	5.8%	5.7%
Instationnaire	6%	7%

TAB. B.5: Erreur combinée $\frac{\sigma(V_x)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence

L'erreur la plus importante est celle commise sur la position initiale. C'est elle qui influence principalement cette valeur relativement forte valeur de l'erreur combinée.

Mesures	sans grille	avec grille
Stationnaire	1.5%	1.4%
Instationnaire	2.5%	1.8%

TAB. B.6: Erreur combinée $\frac{\sigma(V_y)}{V_x}$, avec et sans grille de turbulence

ANNEXE B. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Annexe C

Analyse dans le sillage de l'aube à

$$T_u = 1.8\%$$

Afin de mieux comprendre les interactions entre le sillage issu de l'aube amont et l'effet potentiel remontant généré par le barreau aval, des mesures complémentaires ont été réalisées en absence de la grille de turbulence amont.

C.1 Zone de mesures

Des mesures LDA synchronisées avec le défilement des barreaux aval ont été effectuées à mi-distance du bord de fuite de l'aube et du bord d'attaque du barreau, dans le sillage de l'aube (Fig. C.1 en violet).

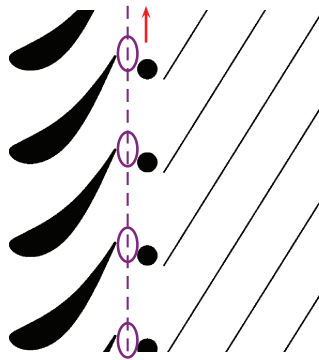


FIG. C.1: Zone de mesures dans le sillage

C.2 Résultats

Une fréquence d'acquisition élevée ($\approx 4000\text{Hz}$) a permis de calculer le spectre du signal LDA obtenu. La figure C.2 est caractéristique de ces spectres. Sur cette figure, la fréquence de défilement des barreaux f_{bar} apparaît à 4.25 Hz. On observe aussi les premières harmoniques de cette fréquence entre 8 et 50 Hz.

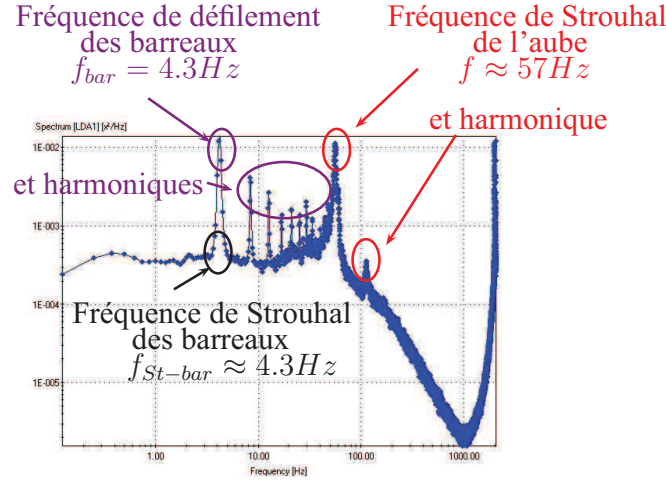


FIG. C.2: Spectre du signal LDA dans la zone du sillage de l'aube

Le nombre de Strouhal est un nombre sans dimension. Il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité. Il décrit les phénomènes oscillatoires se développant derrière un objet : les *allées tourbillonnaires* ou *tourbillons de Von Kármán*. Ce nombre dépend de la géométrie de cet objet, de la vitesse de l'écoulement v et de la fréquence f_{St} de détachement des tourbillons. De plus, ce nombre dépend du nombre de Reynolds, donc la fréquence d'émission des tourbillons, pour un corps et une vitesse d'écoulement donnés, sera fonction du nombre de Reynolds.

$$St = \frac{f_{St} \cdot d}{v} \quad (C.1)$$

En utilisant la vitesse relative du barreau, le nombre de Reynolds obtenu est $Re_{bar} = 14400$, le nombre de Strouhal du barreau est $St_{bar} = 0.2$. Ainsi, la fréquence de Strouhal obtenue est $f_{St-bar} = 4.3\text{Hz}$ (Fig.C.2). Cette fréquence est noyée dans le pic de la fréquence de défilement des barreaux ($f_{St-bar} \approx 4.3\text{Hz}$). Il est à noter que la largeur de ce pic est due à la variation de la vitesse autour du barreau.

C.2. RÉSULTATS

Enfin, deux dernières fréquences se distinguent dans le spectre du signal LDA. Tout d'abord, une fréquence à 57Hz environ de même énergie que celle de défilement des barreaux $f_{bar} = 4.3Hz$. Cette fréquence correspond à la fréquence de Strouhal de l'aube (pour un nombre de Strouhal de 0.22, une longueur caractéristique basée cette fois sur le diamètre du bord de fuite de l'aube, ici 11 mm). La fréquence à 114 Hz qui ressort de la figure C.2 correspond à la première harmonique de la fréquence de Strouhal de l'aube.

Finalement, l'analyse spectrale d'un signal LDA en un point de mesures situé à mi-distance entre le bord de fuite de l'aube et le bord d'attaque du barreau montre que l'écoulement subit les effets issus de l'amont (aube), et de l'aval (barreau). La fréquence de passage du barreau est identique à la fréquence de Strouhal du barreau, le lâcher tourbillonnaire est donc très certainement fixé en fréquence et en déclenchement par le passage des barreaux [54].

ANNEXE C. ANALYSE DANS LE SILLAGE DE L'AUBE

Références

- [1] *Evaluations of an Advanced Real-Time Signal Processing System Using the Fourier Transform*, 1994.
- [2] N. Arndt. Blade row interaction in a multistage low-pressure turbine. *Journal of Turbomachinery*, 115 :137, 1993.
- [3] F. Bario and C. Beral. Boundary layer measurements on the pressure and suction sides of a turbine inlet guide vane. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 17(1-2) :1–9, 1998.
- [4] E. Canepa, P. Formosa, D. Lengani, D. Simoni, M. Ubaldi, and P. Zunino. Influence of aerodynamic loading on rotor-stator aerodynamic interaction in a two-stage low pressure research turbine. *Journal of Turbomachinery*, 129 :765, 2007.
- [5] A.J. Chorin. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems. *Journal of Computational Physics*, 2(1) :12–26, 1967.
- [6] G. Comte-Bellot and S. Corrsin. The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(04) :657–682, 1966.
- [7] T. Coton, T. Arts, M. Lefebvre, and N. Liapis. Unsteady and calming effects investigation on a very high-lift lp turbine blade—part i : Experimental analysis. *Journal of Turbomachinery*, 125 :281, 2003.
- [8] E. M. Curtis, H. P. Hodson, M. R. Banieghbal, J. D. Denton, and R. J. Harvey Howell N.W.. Development of blade profiles for low-pressure turbine applications. *Journal of Turbomachinery*, 119 :531, 1997.
- [9] C. Deslot. Etude des phénomènes d’interactions rotor-stator en turbine. Master’s thesis, Ecole doctorale MEGA, 2005.
- [10] C. Deslot. *Les interactions rotor-stator en turbine : l’effet potentiel remontant*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2009.
- [11] C. Deslot, P. Kulisa, and F. Bario. Simulation of potential rotor-stator interaction in an axial turbine with downstream moving cylinders. *Proceeding of the 8th European Turbomachinery Conference*, 2009.

- [12] R. P. Dring, H. D. Joslyn, L. W. Hardin, and J. H. Wagner. Turbine rotor-stator interaction. *ASME Journal of Engineering for Power*, 104(3) :729–742, 1982.
- [13] A. Godard. *Etude numérique et expérimentale d'un compresseur aspiré*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- [14] D. E. Halstead, D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson, and H. W. Shin. Boundary layer development in axial compressors and turbines : Part 3 of 4—lp turbines. *Journal of Turbomachinery*, 119 :225, 1997.
- [15] L. Hilgenfeld, P. Stadtmüller, and L. Fottner. Experimental investigation of turbulence influence of wake passing on the boundary layer development of highly loaded turbine cascade blades. *Flow, Turbulence and Combustion*, 69(3) :229–247, 2002.
- [16] H. P. Hodson. Blade row interactions in low pressure turbines. *Lecture series- von Karman Institute for fluid dynamics*, 2 :1–124, 1998.
- [17] H. P. Hodson and R. J. Howell. The role of transition in high-lift low-pressure turbines for aeroengines. *Progress in Aerospace Sciences*, 41(6) :419–454, 2005.
- [18] H.P. Hodson and R.J. Howell. Bladerow interactions, transition, and high-lift aerofoils in low-pressure turbines. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37 :71–98, 2005.
- [19] S. T. Hsu and A. M. Wo. Reduction of unsteady blade loading by beneficial use of vortical and potential disturbances in an axial compressor with rotor clocking. *Journal of Turbomachinery*, 120 :705, 1998.
- [20] H. Huang, H. Yang, G. Feng, and Z. Wang. Clocking effect in a two-stage compressor with different inter-blade-row gaps. *Journal of Thermal Science*, 13(1) :8–15, 2004.
- [21] A. Jameson and TJ Baker. Improvements to the aircraft Euler method. In *AIAA, Aerospace Sciences Meeting, 25 th, Reno, NV*, page 1987, 1987.
- [22] H. Jia, K. Vogeler, L. Müller, and R. Mailach. Numerical investigation of rotor-stator interactions in a 1.5-stage low-speed axial compressor. *Journal of Computational and Applied Mechanics*, 8(1) :71–83, 2007.
- [23] S. C. Kacker and U. Okapuu. A mean line prediction method for axial flow turbine efficiency. *J.Engng Power*, 104 :111–119, 1982.
- [24] R. W. Kaszeta and T. W. Simon. Experimental investigation of transition to turbulence as affected by passing wakes. 2002.
- [25] T. Korakianitis. On the prediction of unsteady forces on gas-turbine blades. i- typical results and potential-flow-interaction effects. In *ASME, Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Amsterdam, Netherlands*, 1988.

RÉFÉRENCES

- [26] T. Korakianitis. On the prediction of unsteady forces on gas-turbine blades. ii- viscous wake interaction and axial gap effects. In *ASME, Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Amsterdam, Netherlands*, 1988.
- [27] T. Korakianitis. Blade-loading effects on the propagation of unsteady flow and on forcing functions in axial-turbine cascades. *J.Phys.III France*, 2 :507–525, 1992.
- [28] T. Korakianitis. On the prediction of unsteady forces on gas turbine blades. i : description of the approach. *Journal of turbomachinery*, 114(1) :114–122, 1992.
- [29] T. Korakianitis. On the prediction of unsteady forces on gas turbine blades. ii : analysis of the results. *Journal of turbomachinery*, 114(1) :123–131, 1992.
- [30] T. Korakianitis. Influence of stator-rotor gap on axial-turbine unsteady forcing functions. *AIAA Journal*, 31(7), 1993.
- [31] T. Korakianitis. On the propagation of viscous wakes and potential flow in axial-turbine cascades. *Journal of turbomachinery*, 115(1) :118–127, 1993.
- [32] J.D. Kozak. *Investigation of Inlet Guide Vane Wakes in a F109 Turbofan Engine with and without Flow Control*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2000.
- [33] S. König, B. Stoffel, and M. T. Schobeiri. Experimental investigation of the clocking effect in a 1.5-stage axial turbine—part i : Time-averaged results. *Journal of Turbomachinery*, 131 :021003, 2009.
- [34] S. König, B. Stoffel, and M. T. Schobeiri. Experimental investigation of the clocking effect in a 1.5-stage axial turbine—part ii : Unsteady results and boundary layer behavior. *Journal of Turbomachinery*, 131 :021004, 2009.
- [35] X. Liu and W. Rodi. Experiments on transitional boundary layers with wake-induced unsteadiness. *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 231 :229–256, 2006.
- [36] W. Lou and J. Hourmouziadis. Separation bubbles under steady and periodic-unsteady main flow conditions. *Journal of Turbomachinery*, 122 :634, 2000.
- [37] M. Ma, X. Ottavy, L. LU, F. Leboeuf, and F. Gao. Experimental investigations of corner stall in a linear compressor cascade. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, Vancouver, BC*, 2011.
- [38] R. Mailach, L. Müller, and K. Vogeler. Rotor-stator interactions in a four-stage low-speed axial compressor—part ii : Unsteady aerodynamic forces of rotor and stator blades. *Journal of Turbomachinery*, 126 :519, 2004.
- [39] R. Mailach and K. Vogeler. Aerodynamic blade row interactions in an axial compressor—part i : Unsteady boundary layer development. *Journal of Turbomachinery*, 126 :35, 2004.

- [40] R. Mailach and K. Vogeler. Aerodynamic blade row interactions in an axial compressor—part ii : Unsteady profile pressure distribution and blade forces. *Journal of Turbomachinery*, 126 :45, 2004.
- [41] R. E. Mayle. The 1991 igt scholar lecture : The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. *Journal of Turbomachinery*, 113 :509, 1991.
- [42] R. X. Meyer. The effect of wakes on the transient pressure and velocity distributions in turbomachines. *Trans.ASME*, 80 :1544–1552, 1958.
- [43] R.J. Moffat. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental thermal and fluid science*, 1(1) :3–17, 1988.
- [44] T.B. Nickels. Boundary layer theory. 3A1 Incompressible Flow.
- [45] M. M. Opoka and H. P. Hodson. Experimental investigation of unsteady transition processes on high-lift t106a turbine blades. *Journal of Propulsion and Power*, 24(3) :424, 2008.
- [46] M. M. Opoka and H. P. Hodson. Transition on the t106 lp turbine blade in the presence of moving upstream wakes and downstream potential fields. *Journal of Turbomachinery*, 130 :041017, 2008.
- [47] M. M. Opoka, R. L. Thomas, and H. P. Hodson. Boundary layer transition on the high lift t106a low-pressure turbine blade with an oscillating downstream pressure field. *Journal of Turbomachinery*, 130 :021009, 2008.
- [48] U. Orth. Unsteady boundary-layer transition in flow periodically disturbed by wakes. *Journal of Turbomachinery*, 115 :707, 1993.
- [49] K. Papailiou. *Optimisation des dispositifs décélérateurs à forte charge, fondée sur une théorie intégrale de la couche limite*. PhD thesis, Université Claude Bernard de Lyon, 1974.
- [50] R. Parker. Relation between blade row spacing and potential flow interaction effects in turbomachines. In *Proceedings*, page 1.
- [51] R. Parker. calculation of flow through cascades of blades having relative motion and the generation of alternating pressures and forces due to interaction effects. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 182 :229–242, 1967.
- [52] R. Parker and J. F. Watson. Interaction effects between blade rows in turbomachines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 186, 1972.
- [53] V. Penin. Etude de l’interaction potentielle rotor-stator en turbine. Master’s thesis, Ecole doctorale MEGA, 2008.

RÉFÉRENCES

- [54] V. Penin, P. Kulisa, and F. Bario. Boundary layer transition on a low pressure turbine blade due to downstream potential disturbance. In *ASME Turbo Expo 2012, Denmark, Copenhagen*. ASME, 2012.
- [55] H. Pfeil, R. Herbst, and T. Schröder. Investigation of the laminar-turbulent transition of boundary layers disturbed by wakes. *ASME Journal of Engineering for Power*, 105 :130–137, 1983.
- [56] H. Schlichting. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, New York, 1979.
- [57] M. T. Schobeiri and B. Öztürk. Experimental study of the effect of periodic unsteady wake flow on boundary layer development, separation, and reattachment along the surface of a low pressure turbine blade. *Journal of Turbomachinery*, 126 :663, 2004.
- [58] M. T. Schobeiri, B. Öztürk, and D. E. Ashpis. On the physics of flow separation along a low pressure turbine blade under unsteady flow conditions. *Journal of Fluids Engineering*, 127 :503, 2005.
- [59] V. Schulte and H. P. Hodson. Unsteady wake-induced boundary layer transition in high lift lp turbines. *Journal of Turbomachinery*, 120 :28, 1998.
- [60] F. Soranna, Y. C. Chow, O. Uzol, and J. Katz. The effect of inlet guide vanes wake impingement on the flow structure and turbulence around a rotor blade. *Journal of Turbomachinery*, 128 :82, 2006.
- [61] R. D. Stieger and H. P. Hodson. The unsteady development of a turbulent wake through a downstream low-pressure turbine blade passage. *Journal of Turbomachinery*, 127 :388, 2005.
- [62] RD Stieger and HP Hodson. The transition mechanism of highly loaded low-pressure turbine blades. *Journal of turbomachinery*, 126 :536, 2004.
- [63] KMM Swamy, S. Kumaran, et al. Estimation of turbomachinery flow losses through cascade testing. 2009.
- [64] M. Talan and J. Hourmouziadis. Characteristic regimes of transitional separation bubbles in unsteady flow. *Flow, turbulence and combustion*, 69(3) :207–227, 2002.
- [65] R.J. Volino. Separated flow measurements on a highly loaded low-pressure turbine airfoil. *Journal of Turbomachinery*, 132 :011007, 2010.
- [66] GJ Walker and JP Gostelow. Effects of adverse pressure gradients on the nature and length of boundary layer transition. *Journal of Turbomachinery*, 112 :196, 1990.
- [67] JH Watmuff. Mean flow and turbulence nonuniformity downstream of a turbulence grid. In *16th Australasian Fluid Mechanics Conference (AFMC)*, pages 899–902. School of Engineering, The University of Queensland, 2011.

- [68] D. C. Wisler. The technical and economic relevance of understanding blade row interaction effects in turbomachinery. *Lecture series- van Karemán Institute for fluid dynamics*, 2 :1–17, 1998.
- [69] S. Wolff, S. Brunner, and L. Fottner. The use of hot-wire anemometry to investigate unsteady wake-induced boundary-layer development on a high-lift lp turbine cascade. *Journal of Turbomachinery*, 122 :644, 2000.
- [70] X. F. Zhang, M. Vera, H. Hodson, and N. Harvey. Separation and transition control on an aft-loaded ultra-high-lift lp turbine blade at low reynolds numbers : Low-speed investigation. *Journal of Turbomachinery*, 128 :517, 2006.