

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université des frères Mentouri Constantine 1

Faculté des sciences de la technologie

Département de génie mécanique



N° d'ordre : 16/DS/2018

N° de série : 02/GM/2018

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Génie Mécanique

Option : Énergétique

**CARACTERISATION DES PHENOMENES COMPLEXES DE
L'ÉCOULEMENT TURBULENT TRIDIMENSIONNEL AVEC
TRANSFERT DE CHALEUR A TRAVERS UNE SERIE D'AUBES**

PAR:

Mme: **HEGUEHOUG KARIMA** ép: **BENKARA-MOSTEFA**

Soutenue le : 12/02/2018

Devant le jury :

Président:

Mr. BOUCHOUCHA Ali

Prof. Université des Frères Mentouri, Constantine 1

Rapporteur:

Mr. NEMOUCHI Zoubir

Prof. Université des Frères Mentouri, Constantine 1

Examineurs:

Mr. TALBI Kamel

Prof. Université des Frères Mentouri, Constantine 1

Mr. BOUDEBOUS Saadoun

Prof. Université Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi

Mr. BOULAHIA Allaoua

MCA. Université Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi

*A la mémoire
de mon cher et regretté
Père*

Dédicaces

A

Ma très chère mère, qui m'a toujours soutenue.

Mon cher époux qui a aussi collaborer par ses conseils, son soutien et sa bonne compréhension en permanence.

Mes chers enfants Charaf, Wassim et Melissa qui m'ont porté bonheur.

Mon frère et belle sœur.

Mes sœurs et beaux frères.

Mes neveux et nièces (surtout Aridj et Sara)

Mes amies.

Qu'ils trouvent ici, le témoignage de mon amour et de ma tendresse.

Remerciements

Ce travail a représenté pour moi un long engagement personnel, mais il a aussi impliqué de nombreuses personnes sans qui le résultat aurait certainement été différent.

Je voudrais tout d'abord adresser mes remerciements les plus profonds et les plus sincères à mon directeur de thèse **Mr Zoubir Nemouchi** pour sa présence constante, qui m'a fait profiter de sa rigueur et de son expérience scientifique. Ses qualités pédagogiques, la rigueur de ses analyses, et Les discussions enrichissantes à chaque étape de ce travail m'ont toujours permis de remettre les choses dans leur perspective globale et m'ont fait énormément progresser. Je tiens à témoigner de la confiance qu'il m'a accordée dès le début de la thèse, et du soutien indéfectible qu'il m'a apporté durant tout son déroulement.

Je tiens aussi à remercier le président du jury ainsi que les membres du jury, d'avoir accepté de m'accorder de leur temps pour la lecture de mon travail.

Je tiens à remercier tous les enseignants du Département de Génie Mécanique.

Mes remerciements s'étendent à:

Ma mère pour tant de choses que je ne pourrais toutes les citer ici. Je voudrais que tout l'amour que j'ai pour elle puisse transparaître à travers ces quelques lignes, et combien le sien m'a permis d'arriver ici aujourd'hui. Ces dernières années n'auraient pu se faire sans elle.....

Mr Farid Gaci et mes amies **Rahima, Adra et Fatima** de m'avoir supporté et soutenu activement pendant cette période difficile et heureusement révolue.

Enfin, mon dernier mot que j'adresse pour finir à **mon époux** : « je te remercie pour la patience que tu as eue durant tout le temps qu'a duré cette thèse. Ton soutien m'a été plus que précieux. »

Résumé

Le présent travail est une étude numérique de l'écoulement tridimensionnel turbulent stationnaire ou instationnaire, sans ou avec transfert de chaleur d'un fluide incompressible à travers une série d'aubes similaires à celle d'une turbomachine.

Dans une première partie, l'étude porte sur l'écoulement turbulent stationnaire à travers une série de 60 aubes fixées à une structure annulaire (stator). La contribution dans le cadre de ce travail est l'exploration de la sensibilité du comportement dynamique de l'écoulement aux variations de l'intensité de turbulence à l'entrée. Les effets sur les champs de vitesse, de pression, d'énergie cinétique turbulente et de viscosité turbulente sont examinés. Le rôle joué par la turbulence dans l'écoulement a été pris en compte en utilisant le modèle k- ϵ standard en conjonction avec, comme traitement près de la paroi, une fonction de paroi standard.

La deuxième et plus importante partie est une étude de l'écoulement turbulent, tridimensionnel, incompressible, non permanent, avec et sans transfert de chaleur à travers une cascade plane composée d'une série de six aubes identiques. Cette configuration est similaire à celle étudiée expérimentalement par Adjlout et Dixon (Journal of Turbomachinery, **114**, pp.191-198, 1992). Deux cas de figures se présentent sans et avec transfert de chaleur respectivement : l'une avec un angle de décalage égal à 0° , l'autre avec un angle égal à 25° . Cet angle (stagger angle) est formé par une ligne normale à la direction du pas (pitch) et une ligne parallèle à la direction de la corde. L'effet de la turbulence sur l'écoulement a été pris en compte en utilisant l'approche dite simulation des grandes échelles ou LES. Dans cette étude, les champs 3D moyens et filtrés de vitesse, de pression, d'énergie cinétique turbulente, de viscosité turbulente sous-maille et de température sont explorés. Aussi des contours des coefficients de frottement et de pression ainsi que du nombre de Nusselt sur les parois des aubes et du carter sont examinés. Une attention particulière est accordée aux écoulements secondaires induits entre les aubes et au niveau de la jonction aube/carter.

Mots clés : aubes, cascade, angle de décalage, écoulement secondaire, simulation, turbulence, LES.

Abstract

The present work is a numerical study of the three dimensional turbulent steady or unsteady flow, with or without heat transfer, of an incompressible fluid through a series of blades similar to those used in turbomachines.

In the first part, the study addresses the steady turbulent flow through a series of 60 blades fixed on an annular structure (stator). The contribution within the framework of the present project is the exploration of the sensitivity of the dynamical behaviour of the flow to the variations of the turbulence intensity at the domain inlet. The effects on the fields of velocity, pressure, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity are examined. The turbulence effects on the flow are taken into account using the standard k- ϵ model in conjunction with, as a near-wall treatment, the standard wall function.

The second and more important part is a study of the three-dimensional turbulent incompressible and unsteady flow with and without heat transfer through a plane blade cascade comprised of six identical blades. This configuration is similar to that studied experimentally by Adjlout and Dixon (Journal of Turbomachinery, **114**, pp.191-198, 1992). Two cases are considered: the flow without heat transfer through the blade cascade with a stagger angle of 0° ; the flow with heat transfer through the blade cascade with a stagger angle of 25° . This is the angle between a line normal to the pitch direction and a line parallel to direction of the chord. The turbulence effect on the flow is taken into account using the large eddy simulation approach. 3D mean and filtered fields of velocity, pressure, turbulent kinetic energy, subgrid turbulent viscosity and temperature are analysed. Also contours of friction and pressure coefficients and Nusselt number on the surface of the blades and the casing are discussed. Particular attention is paid to the secondary flows induced between blades and at the blade/casing junction and their impact on the dynamical and thermal behaviours.

Key words: blade, cascade, stagger angle, secondary flow, simulation, turbulence, LES.

ملخص

العمل الحالي عبارة عن دراسة عددية لتدفق ثلاثي الأبعاد مضطرب ثابت أو غير ثابت في الزمن بدون أو بانتقال الحرارة لمائع غير قابل للانضغاط عبر سلسلة عنفات مشابهة لعنفات التوربين.

في الجزء الأول، نتناول دراسة التدفق المضطرب الثابت عبر سلسلة من 60 عنفة مثبتة على هيكل حلقي (الستاتور). المساهمة في إطار هذا العمل هو استكشاف حساسية السلوك الديناميكي للتدفق لتغيرات في شدة الاضطراب في المدخل. الآثار على مجالات السرعة، الضغط، الطاقة الحركية المضطربة واللزوجة المضطربة تم فحصها. الدور الذي يلعبه الاضطراب في التدفق قد تم أخذه بعين الاعتبار باستخدام نموذج k-ε القياسي مع معالجة بالقرب من الجدار باستعمال دالة الجدار القياسية.

الجزء الثاني والأهم هو دراسة التدفق المضطرب، ثلاثي الأبعاد، ابل للانضغاط، غير دائم، مع أو بدون انتقال الحرارة عبر سلسلة مستوية تتكون من ستة عنفات متماثلة. هذا الشكل مشابه لذلك الذي درس تجريبيا من قبل عجلوط و ديكسون (Journal of Turbomachinery ، 114 ، pp.191-198، 1992) تحدث حالتان دون و بانتقال الحرارة على التوالي: واحدة ذات زاوية إزاحة قدرها 0°، والأخرى بزاوية تساوي 25°. هذه الزاوية (stagger angle) محصورة بين خط عمودي على اتجاه الخطوة وخط مواز لاتجاه حبل العنفة. تأثير الاضطرابات في التدفق اخذ بعين الاعتبار باستخدام مقارنة مسماة المحاكاة ذات السلم الكبير أو LES . في هذه الدراسة، الحقل 3D المتوسطة والمصفاة للسرعة، الضغط، الطاقة الحركية المضطربة، اللزوجة المضطربة ودرجة الحرارة. تم استكشافهم. كما تم فحص بيانات معامل الاحتكاك والضغط وكذلك عدد نوسلت على جدران العنفات والهيكل. يولى اهتمام خاص للتدفقات الثانوية الناجمة بين العنفات وعند تقاطع عنفة / هيكل.

كلمات مفتاح: عنفات، سلسلة، زاوية الفرق، تدفق ثانوي، محاكاة، اضطراب، LES.

SOMMAIRE

Résumé en français	I
Résumé en anglais	II
Résumé en arabe	III
Sommaire	IV
Nomenclature	VIII
Liste des tableaux	X
Liste des figures	XI

CHAPITRE I : INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 Introduction	1
I-2 Etude bibliographique	3
I-3 Objectif du présent travail	13
I-4 Organisation de la thèse	14

CHAPITRE II : FORMULATION MATHÉMATIQUE

II-1 Equations régissant l'écoulement	16
a) -Equation de continuité	16
b) - Equation de quantité de mouvement	16
II-2 Modélisation de la turbulence	16
a) -Equation de continuité moyenne	17
b) - Equation de quantité de mouvement moyenne	17
c) -Equation de l'énergie moyenne	17
II-2-1 Modèle de turbulence k- ϵ standard	17
II-2-2 Modèle de turbulence RNG k- ϵ	18
II-2-3 Approche par la simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation)	20
II-2-3-1 Notions de base	20
II-2-3-2 Equations filtrées	21
a) -Equation de continuité filtrée	21
b) - Equation de quantité de mouvement filtrée	21
c) - Equation de l'énergie filtrée	21
II-2-3-3 Modélisation sous maille	22
a) -Modélisation du flux de quantité de mouvement	22

b) -Modélisation du flux de chaleur	23
---	----

CHAPITRE III : CONFIGURATIONS ET MAILLAGES

III-1 Introduction	24
III-2 Configurations étudiées	24
III-2-1- Roue à 60 aubes	24
a) - Conditions aux limites	25
- Entrée	25
- Sortie	25
- Parois	25
b) -Maillage	26
III-2-2- Cas de la cascade plane	27
a) - Conditions aux limites	28
- Entrée	29
- Parois	29
- Frontières périodiques	29
- Frontières libres	29
b) - Maillage	30
III-3-Incrément de temps d'intégration	34
IV- Autres détails numériques	35
- Discrétisation spatiale	36
- Discrétisation temporelle	37

CHAPITRE IV : DISCUSSION DES RESULTATS

IV.1 – Effet du maillage	38
IV.2 –Discussion des résultats	40
IV.2.1- Première partie/ Roue à 60aubes	40
a) –Introduction	40
b) – Champ de vitesse	40
c) - Champ de pression	40
d) - Coefficient de frottement	43

e) – Champ de l'énergie cinétique turbulente	43
f) - Champ de la viscosité cinématique turbulente	43

IV.2.2- Deuxième partie : Cascade plane 47

1^{er} cas : Angle de décalage =0°

A) champs moyens	47
a) - Champ de vitesse	47
b) - Champ de pression	52
c) -Variation de la pression totale : Comparaison numérique – expérimentale	56
d) - Champ de l'énergie cinétique turbulente	60
e) - Coefficient de frottement	60
f) - Champ du Y^+	60
B) champs filtrés	63
a) - Champ de vitesse	63
b) - Champ de pression	63
c) - Coefficient de pression	65
d) - Coefficient de frottement	66
e) -Champs du module de la vorticité	67
f) - Champs de la viscosité turbulente sous maille	67
g) - Critère Q	70

2^{er} cas : Angle de décalage =25°

A) Champs moyens	73
a) -Champ de vitesse	73
b) -Lignes de courant	78
c) -Champ de pression	82
d) – Perte de pression totale : Comparaison numérique – expérimentale	83
e) -Coefficient de frottement	88
f) -Champ du Y^+	89
g) –Energie cinétique turbulente	90
h) – Ecart type ou valeur RMS des composantes de vitesse	90

B) Champs filtrés	93
a) - Champ de vitesse et de pression	93
b) - Coefficients de pression et de frottement	95
c) – Phénomènes instables dans la région du bord de fuite des aubes	96
d) – Viscosité turbulente sous maille	100
e) - Critère Q : Comparaison numérique – expérimentale	101
C) Étude du transfert de chaleur	104
- Champs thermiques statistiques	104
CONCLUSION GENERALE	109
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	111

Nomenclature

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$	Constantes empiriques dans le modèle RNG k- ε
C_{ij}	Terme convectif dans les équations de transport
C_p	Coefficient de pression = $P_{s_\infty} - P_s / (0.5 * \rho * U_\infty^2)$
C_{pt}	Coefficient de pression total = $P_{t_\infty} - P_t / (0.5 * \rho * U_\infty^2)$
C_s	Constante de Smagorinsky dans le modèle LES
C_μ	Constante liée à la viscosité turbulente
D_H	Diamètre hydraulique (m)
f	Coefficient de frottement
G_k	production de l'énergie cinétique turbulente ($\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$)
I	Intensité de turbulence
k	Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
l	Taille des grands tourbillons (m)
P	Pression moyenne (Pa)
\tilde{P}	Pression instantanée (Pa)
P_{ij}	Terme de production des contraintes de Reynolds ($\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$)
Q	Critere $Q = 0.5 * [(\text{taux de rotation})^2 - (\text{taux de déformation})^2]$
Re_θ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement = $(U * \theta) / \nu$
S_{ij}	Tenseur du taux de déformation (1/s)
S_ϕ	Terme source
t	Temps (s)
U	Composante de vitesse moyenne suivant x (m/s)
\bar{U}_i	Composante de vitesse filtrée suivant la direction i (m/s)

x, y, z Coordonnées du système cartésien (m)
 y^+ Distance adimensionnelle suivant la normale à la paroi

Lettres grecques

Γ Diffusivité de la variable Φ (kg/ms)
 δ_{ij} Delta de Kronecker
 Δ Taille du filtre dans le modèle LES (m)
 δ Epaisseur de la couche limite (mm)
 θ Epaisseur de quantité de mouvement (mm)
 ν Viscosité cinématique (m^2/s)
 μ Viscosité dynamique (kg/ms)
 μ_t Viscosité dynamique turbulente (kg/ms)
 η Echelle de turbulence de Kolmogorov (m)
 ρ Masse volumique (kg/m^3)
 τ Tenseur des contraintes de Reynolds sous mailles
 τ_p Contrainte de cisaillement à la paroi (Pa)
 Φ Variable dépendante dans les équations de transport
 $\bar{\Phi}$ Variable filtrée (modèle-LES)

Indices

s Statique
t Total
 ∞ Infini amont

Liste des tableaux

Tableau III.1: Conditions aux limites : Cas de la roue.....	27
Tableau III.2: Conditions aux limites : Cas de la cascade plane.....	30

LISTE DES FIGURES

Figure (I.1) : Roue d'une turbine	2
Figure (I.2) : Cavitation sur les aubes	2
Figure. III.1 : Roue à 60 aubes.....	24
Figure. III.2 : Domaine d'étude autour d'une aube.....	25
Figure. III.3: Portions du maillage.....	26
Figure. III.4 : Cascade à 06 aubes.....	28
Figure. III.5 : Détails de la cascade plane.....	28
Figure. III.6 : Contours de la longueur des grands tourbillons	31
Figure. III.7 : Contours de l'échelle de kolmogorov.....	31
Figure. III.8 : Contours de la taille du filtre.....	31
Figure. III.9 : Portions du maillage.	32
Figure.III.10 : Maillage de toutes les frontières par le même espacement $s_p=0.5\text{mm}$	33
Figure.III.11 : Qualité et taille des cellules.....	34
Figure.VI.1: Maillages numériques testés.....	39
Figure.VI.2: Effet du maillage sur la solution.....	39

Cas de la Roue :

Figure. IV.3: Effet de l'intensité de turbulence sur la vitesse (m/s).....	41
Figure. IV.4: Effet de l'intensité de turbulence sur la pression (Pa).....	42
Figure. IV.5: Effet de l'intensité de turbulence sur le coefficient de frottement.....	44
Figure. IV.6: Effet de l'intensité de turbulence sur k (m^2/s^2).....	45
Figure. IV.7: Effet de l'intensité de turbulence sur v_t (m^2/s).....	46

Champs moyens : angle 0°

Figure IV.8 (a, b) : Contours de la grandeur de la vitesse moyenne (m/s).....	48
Figure IV.9 : Profils de la grandeur de vitesse moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée.....	50
Figure IV.10 : Vecteurs de vitesse projetés sur des plans parallèles à l'entrée	51
Figure IV.11 (a, b) : Contours de la pression statique moyenne (Pa).....	53

Figure IV.12 (a, b et c) : Contours et profil du coefficient pression moyen.....	54
Figure IV.13 : Profils de la pression moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée.....	55
Figure IV.14.a : Représentation du coefficient de pression totale C_{ptot} sur le plan $x/c=1.14$	57
Figure IV. 14.b : Représentation du coefficient de pression totale C_{ptot} sur le plan $x/c=1.36$	58
Figure IV.14.c : Représentation du coefficient de pression totale C_{ptot} sur le plan $x/c=1.58$	59
Figure IV.15 : Contours de l'énergie cinétique turbulente sur différents plans (m^2/s^2).....	61
Figure IV.16: Contours de la variation du coefficient de frottement moyen sur les parois	62
Figure IV.17: Contours du y^+ sur les parois.....	62

Champs filtrés : angle 0°

Figure IV.18: Contours du module de vitesse (m/s) filtrée sur le plan médian.....	64
Figure IV.19 : Contours du champ filtré de la pression (Pa) sur le plan milieu médian.....	64
Figure IV.20: Contours du coefficient de pression filtrée sur l'aube et sur le carter.....	65
Figure IV.21: Contours du coefficient de frottement sur l'aube et sur le carter.....	66
Figure IV.22 : Contours du module de la vorticité (1/s).....	68
Figure IV.23 : Contours de la viscosité turbulente sous maille (kg/m.s).....	69
Figure IV.24 : Iso surfaces du module de vorticité et du critère Q	71
Figure IV.24 : Iso surfaces du module de vorticité et du critère Q (suite)	72

Champs moyens : angle 25°

Figure IV.25 (a, b) : Contours de la grandeur de la vitesse moyenne (m/s).....	75
Figure IV.26 : Profils de la grandeur de vitesse moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée.....	76

Figure IV.27 : Vecteurs de vitesse projetés sur des plans	77
Figure IV.28 : Lignes de courant à une distance de 0.1 cm du carter et orientées d'aube à aube.....	80
Figure IV.29. Lignes de courant dans le sens de l'envergure moyeu – carter en différentes positions longitudinales.....	80
Figure IV.30 : « Pseudo lignes de courant » (streamtraces) sur différentes surfaces.....	81
Figure IV.31 (a, b) : Contours de la pression statique moyenne (Pa).....	84
Figure IV.32 : Profils de la pression moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée.....	85
Figure IV.33 (a, b et c) : Contours et profil du coefficient pression moyen.....	86
Figure IV.34 : Représentation du coefficient de pression totale C_{ptot} sur différents plans x/c	87
Figure IV.35 : Contours de la variation du coefficient de frottement moyen sur les parois....	88
Figure IV.36 : Contours du y^+ sur les parois.....	89
Figure IV.37 : Contours de l'énergie cinétique turbulente sur différents plans (m^2/s^2).....	91
Figure IV.38 : Profils des composantes de vitesses RMS (root mean square ou écart type) en différentes positions.....	92

Champs filtrés : angle 25°

Figure IV.39: Contours du champ filtré de la grandeur de vitesse sur le plan milieu (m/s)...	94
Figure IV.40: Contours du champ filtré de la pression sur le plan milieu (Pa).....	94
Figure IV.41 : Contours du coefficient de pression sur l'aube et sur le carter.....	95
Figure IV.42 : Contours du coefficient de frottement sur l'aube et sur le carter.....	95
Figure IV.43 (a et b): Profils des coefficients de pression, du coefficient de frottement, contours de la composante de la vortacité et projection du vecteur vitesse sur le plan milieu.	97
Figure IV.43 (c et d): Profils des coefficients de pression, du coefficient de frottement, contours de la composante de la vortacité et projection du vecteur vitesse sur le plan milieu.	98
Figure IV.44 : « Pseudo lignes de courant » (streamtraces) de la vortacité sur plan milieu....	99

Figure IV.45 : Contours de la viscosité turbulente sous maille (kg/m.s).....100

Figure IV.46: Iso surfaces du critère Q à un instant arbitraire101

Figure IV.47: Iso surfaces de la vorticité et du critère Q102

Figure IV.47: Iso surfaces de la vorticité et du critère Q (suite)103

Champ thermique statistiques: angle 25°

Figure IV.48: Contours de la température moyenne (K).....105

Figure IV.49: Profils de la Température moyenne en différentes stations107

Figure IV.50 : Contours du Nusselt moyen sur les parois108

Figure IV.51 : Profil du nombre de Nusselt moyen sur l'aube, plan médian 108

CHAPITRE I
INTRODUCTION ET
ETUDE
BIBLIOGRAPHIQUE

INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1-INTRODUCTION

L'aérodynamique dans les cascades d'aubes représentant des stators et/ou rotors de turbomachines figure (I.1) est un domaine de recherche qui a fait l'objet de plusieurs études. Les travaux rapportés ont, en général, été motivés par le besoin de comprendre le comportement dynamique du fluide à travers les aubes dans le but d'améliorer la performance de ce type de machine.

En effet, la méthodologie de conception des turbomachines dépend du domaine industriel d'application d'une part, et les causes internes des problèmes des turbomachines liées à la géométrie et au comportement de l'écoulement du fluide à travers les aubes de celles-ci d'autre part. Plus précisément, une démarche méthodologique générale peut être retenue concernant la conception des turbomachines, celle de la spécification des paramètres globaux comprenant : le débit, la variation de pression, le rendement souhaité, les dimensions globales de la machine, les géométries des profils d'aubes ainsi que les caractéristiques du fluide de travail et le type de machine en fonction de la tâche qui lui est destiné.

Les turbomachines sont largement utilisées dans le secteur industriel. Parmi leurs applications on peut citer : Les turbines à vapeur qui constituent les machines de base de production de l'électricité sont très employées dans les centrales thermiques de moyenne et forte puissance, y compris nucléaires elles sont également employées dans le domaine de la propulsion maritime, notamment pour les plus gros vaisseaux (pétroliers, porte-avions et sous-marins nucléaires). Les turbines sont aussi un élément fondamental de l'aviation: Associée à un ou plusieurs compresseurs et à une chambre de combustion interne, elle forme la base du turboréacteur, Associée à un compresseur, mais liée à une hélice par l'intermédiaire d'un réducteur, elle est l'élément moteur du turbopropulseur.

Les turbines à condensation sont aussi utilisées pour la fabrication simultanée de l'énergie électrique et de la chaleur, par exemple pour le chauffage urbain. Elles entraînent les bateaux, les turbocompresseurs et les turbosoufflantes.

On citera aussi les turbines à contre pression, dans lesquelles la pression à la sortie est bien supérieure à la pression atmosphérique, elles produisent de l'électricité, et la vapeur d'échappement est utilisée pour différentes lignes technologiques (fabrication du papier, fabrication de textiles etc.....).

Un grand avantage des turbomachines, est celui d'être utilisées dans plusieurs domaines très sophistiqués. Cela n'empêche pas, vu le contexte actuel de la libération du marché de l'énergie qui impose leur fonctionnement dans des régimes à charge partielle, (non prévue lors de la conception des machines), qu'elles aient en plus du problème de corrosion, celui des causes internes liées au comportement du fluide à travers les aubes.

Ces causes conduisent à des fluctuations de pression/vitesse, fonctionnement en régime de cavitation figure (I.2) et, par conséquent, à des fortes sollicitations mécaniques, et donc à la fatigue prématurée du matériel, à l'apparition de fissures et à une diminution conséquente du temps d'exploitation de la machine.



Figure (I.1) : Roue d'une turbine Figure (I.2) : Cavitation sur les aubes

<https://lamh.gmc.ulaval.ca/turbines-en-brefhttps://www.causes-and-effects-of-cavitation-in-hydraulic-power>

I-2-ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

De très importants progrès ont été accomplis dans le domaine de la recherche des turbomachines ces dernières années, et l'éventail des méthodes et des outils mis à la disposition des chercheurs a subi un important développement et c'est ce qui les a poussés à avancer dans des cas très compliqués et d'actualités, susceptibles d'être traités d'une part à l'aide des moyens expérimentaux les plus sophistiqués et les plus performants et d'autre part à l'aide d'un outil informatique très puissant, qui en prenant en compte le développement des phénomènes instationnaires essaye de répondre à un besoin réel des industriels de mieux comprendre les phénomènes complexes pouvant apparaître dans une turbomachine. Dans ce sens et au cours des dernières décennies, des progrès importants ont été réalisés dans le domaine de la dynamique des fluides et en particulier le développement des structures d'écoulements secondaires, à travers des géométries simplifiées, similaires aux aubes de turbomachines [1]. **Duden et al.** [2] ont proposé une étude expérimentale et numérique de l'écoulement à travers deux configurations de cascade d'aubes modifiées dans une soufflerie à grande vitesse afin de réduire les pertes causées par l'écoulement secondaire. La particularité frappante était une réduction significative des écarts d'angle d'écoulement de sortie liés au flux secondaire. Aussi les prédictions obtenues par le solveur tridimensionnel Navier-Stokes Trace-Sont montré un accord remarquable avec les résultats expérimentaux. **Wang et al.** [3] ont étudié expérimentalement, par des détecteurs de fumée multiples, l'écoulement secondaire près de la paroi d'une cascade d'aubes plane d'une turbine. Les traces de la fumée générée par les fils sont visualisées avec une lumière laser illuminant diverses sections transversales autour de la cascade. Au cours de l'expérience, un système de vortex en forme de fer à cheval fluctuant périodiquement et présentant un nombre variable de vortex est observé près du bord d'attaque de la cascade. Le développement et l'évolution du vortex en fer à cheval dans la jonction aube-moyeu et du vortex primaire de passage entre aubes sont clairement captés par une série de photographies. L'interaction entre le côté extradados du vortex en fer à cheval et le vortex de passage est également observée. Un vortex induit par le vortex de passage, commençant à environ un quart de la distance curviligne le long de l'aube sur l'extrados, est également trouvé. Ce vortex reste proche de l'extrados et au-dessus du

vortex de passage dans la région d'écoulement laminaire. A partir de cette visualisation de flux, un modèle décrivant les flux secondaires dans une cascade est proposé. **Hodson et Dominy [4]** se sont investis dans une étude expérimentale de l'écoulement tridimensionnel à travers une cascade d'aubes linéaire d'une turbine basse pression. Les résultats ont été obtenus en utilisant des sondes pneumatiques et une technique de visualisation de l'écoulement de surface. Ils ont trouvé qu'en général, l'écoulement peut être décrit comme celui dans le cas des turbines à haute pression, cependant, il y a des différences. Celles-ci comprennent l'existence d'un important vortex en niveau du bord de fuite du côté extradós. **Gregory-smith et al. [5]** se sont intéressés à l'accroissement des pertes, de l'énergie cinétique secondaire et de la vorticité longitudinale caractérisant l'écoulement à travers la cascade d'un rotor tournant à grande vitesse. Il a été déduit que : la vorticité négative associ e au tourbillon de passage concordait bien avec les prédiction de la théorie classique du courant secondaire dans la partie amont du passage entre aubes. Cependant, vers la sortie, la distorsion de l'écoulement par les vitesses secondaires rendait les prédiction inexactes. Aussi des régions de vorticité positive été associ e à des lignes de séparation observ es par visualisation de l'écoulement sur l'extrados de l'aube et la paroi d'extrémité. **Langston [6]** a exploré en détail les résultats expérimentaux d'un écoulement subsonique à travers une cascade plane de turbine, en particulier la couche limite sur la paroi d'extrémité. Des données sont pr sent es en termes de composantes de vitesses normales et longitudinales, d'angles de déviation de l'écoulement et de courbes polaires qui peuvent être utilis es pour établir des modèles analytiques de l'écoulement sur la paroi d'extrémité. Une expression relativement simple, bas e sur l'écart de l'angle de déviation d'écoulement a été trouv e corr l e avec le comportement qualitatif de l'écoulement transversal sur la paroi d'extrémité. **Kang et Thole [7]** ont réalisé un travail expérimental utilisant la LDV pour la mesure des trois composantes des vitesses moyennes et fluctuantes, au niveau de la jonction aube-carter, d'un écoulement ayant un nombre de Reynolds $Re=1,2.10^6$, traversant un stator d'une turbine. Les mesures indiquent qu'en aval de l'emplacement de pression statique minimale sur l'extrados, une branche du vortex en fer à cheval persiste bien qu'att nu e. A cet endroit, l'énergie cinétique turbulente maximale coïncide avec l'emplacement du centre du vortex de passage. Ces mesures d'écoulement étaient également analogues aux résultats concernant les coefficients de transfert de chaleur par convection précédemment rapportés au niveau de la jonction, montrant que des nombres

élevés de Stanton sont observés là où le tourbillon de passage amène le courant principal du fluide vers la surface de l'aube. **Gregory-Smith et Cleak [8]** ont exploré les résultats d'une étude expérimentale portant des mesures du champ moyen et turbulent de l'écoulement à travers une cascade d'aubes d'un rotor de turbine. L'intensité de la turbulence à l'entrée a été élevée à 5% par une grille placée en amont de la cascade. Deux sondes à fils chauds croisés ont été placées à divers endroits l'une en aval des aubes et l'autre très proche de la paroi. Les résultats ont montré que le champ d'écoulement moyen n'est pas fortement affecté par la forte turbulence à l'entrée, et que les contraintes de Reynolds se sont révélées très élevées, en particulier dans la zone de dissipation d'énergie au niveau de la jonction. L'évaluation des contributions à la production de turbulence par les contraintes de Reynolds montre que les contraintes normales ont des effets significatifs, tout comme les contraintes de cisaillement. Aussi il a été montré que la viscosité turbulente, calculée à partir de deux contraintes de cisaillement indépendantes, est assez isotrope dans cette région. Il a été aussi remarqué qu'au niveau du passage entre l'aube, l'écoulement à proximité de la paroi du carter subi des taux de déformation importants et est caractérisé généralement par une turbulence élevée.

D'autres travaux ont été consacrés à la modification des formes des aubes afin de réduire les pertes de charge dues aux écoulements secondaires induits. **Gazi et Acharya[9]** ont réalisé des mesures de vitesse et de pression pour un écoulement au passage d'aube avec et sans modification du bord d'attaque dans une cascade linéaire. La modification est réalisée par un chargement de matière au niveau de la jonction aube-carter pour éliminer l'angle vif à 90°. Deux formes ont été examinées, l'une avec une section linéaire et l'autre avec une section parabolique. Les mesures sont prises à un nombre de Reynolds constant de 233 000 basé sur la corde de l'aube et la vitesse à l'entrée. Les données présentées à différents plans axiaux comprennent le coefficient de perte de pression, la vorticité axiale, et les vecteurs de vitesse. Dans les premiers stades du développement des écoulements secondaires, ils ont remarqué que les modifications réduisent la taille et l'intensité de la branche coté extradados du vortex en fer à cheval avec des réductions associées des coefficients de perte de pression. Plus en aval, les coefficients de perte de pression totale et la vorticité ont montré que ces modifications soulèvent le vortex de passage plus haut au-dessus de la paroi du carter et le rapprochent du côté extradados. Par contre, près du bord de fuite, la taille et l'intensité du vortex de passage

sont plus petites dans le cas modifié, et les réductions correspondantes des coefficients de perte de pression s'étendent au-delà du milieu de l'envergure de l'aube. Alors que les deux modifications réduisent les coefficients de perte de pression et la vorticité, le profil à section linéaire semble présenter des réductions plus importantes. **Sauer et al. [10]** ont présenté des résultats expérimentaux qui montrent l'influence sur le flux secondaire et ses pertes par une modification de profil du bord d'attaque très proche de la paroi du carter. L'étude a été r ealis e avec un profil de turbine bien connu qui avait été développé à l'origine pour des turbines basse pression. Les essais ont été réalisés dans une soufflerie à cascade à basse vitesse. La modification géométrique a été obtenue par une augmentation de l'épaisseur du bord d'attaque. On s'attendait à ce que cela intensifie le vortex en fer à cheval, avec un effet d'affaiblissement souhaitable sur le vortex de passage. La configuration  tudi e montre une réduction des pertes secondaires de 2,1%, ce qui représente environ 50% des pertes par rapport à un profil de référence (sans modification). Des mesures d etaill es du champ de pression total en aval de la cascade sont pr esent es pour le profil de référence et le profil modifié. L'influence du vortex en fer à cheval dans le cas de ce dernier sur le vortex global du passage a été clairement observ e. Les résultats d'une analyse numérique ont été comparés aux résultats expérimentaux. Ils ont montré que les détails importants des résultats expérimentaux peuvent être reproduits. Les valeurs quantitatives sont localement différentes. Cependant l'analyse de l'interaction et les tendances qui en résultent sont consid er es comme valides. **Becz et al. [11]** ont présenté des résultats expérimentaux fournissant des mesures de coefficient de perte de pression totale moyenn es pour quatre configurations différentes de bord d'attaque d'une aube d'une turbine. Une configuration de référence, **Langston [12]**, et d'autres modifi es dont deux avec bulbes(chargement sous forme de bosse) un petit et un grand, et une autre avec un chargement concave au niveau de la jonction bord-d'attaque/carter ont été testés dans une cascade linéaire à grande échelle et à faible rapport d'aspect. Les résultats montrent que les géométries modifi es du petit bulbe et du chargement concave réduisent la perte totale moyenn e sur la surface de 8%, tandis que le grand bulbe présente une légère augmentation de cette perte. Les courbes pour toutes les géométries sont pr esent es et les différences majeures sont discut es. En examinant les profils de pertes moyenn es, on constate que la zone de plus grande réduction diffère entre le petit bulbe et le chargement concave, ce qui peut conduire à croire que les mécanismes par lesquels chacun affecte l'écoulement sont différents. Cela donne l'espoir que les meilleures caractéristiques de chaque

cas peuvent potentiellement être combinées pour déterminer une forme optimale pour la réduction des pertes. **Zess et Thole [13]** ont proposé une étude numérique et expérimentale basée sur l'emplacement d'un obstacle placé à la jonction bord-d'attaque/carter afin d'éliminer le tourbillon en fer à cheval. Cette conception a effectivement accéléré la couche limite entrante, atténuant ainsi l'effet du gradient de pression total. Pour vérifier les études numériques, les mesures du champ d'écoulement ont été effectuées avec un vélocimètre laser Doppler dans quatre plans orientés orthogonalement à l'aube. Un bon accord entre les prédictions CFD et les mesures expérimentales a permis de vérifier l'efficacité du chargement de bord d'attaque à éliminer le vortex en fer à cheval. Les résultats du champ d'écoulement ont montré aussi que les niveaux d'énergie cinétique turbulente étaient clairement réduits dans la région du carter à cause de l'absence du tourbillon instable en fer à cheval. **Shih et al. [14]** ont présenté une étude numérique pour étudier l'écoulement tridimensionnel et la répartition de la température autour de deux types de jonction aube/paroi, l'une plane et l'autre profilée avec et sans refroidissement par film injecté par deux fentes, une sur chaque paroi située juste en amont du profil aérodynamique. Pour la paroi d'extrémité profilée, deux emplacements du même profilage ont été étudiés, l'un avec le profilage en entier en amont de l'aube et l'autre commençant en amont de et continuant jusqu'au passage entre aubes. Les résultats obtenus montrent que lorsque le profilage est tout en amont du profil aérodynamique, les flux secondaires à la fois sur la paroi plane et la paroi profilée sont similaires en intensité. Lorsque le profilage commence en amont du profil aérodynamique et continu à travers ce profil, les flux secondaires sur la paroi profilée sont nettement plus faibles que ceux sur la paroi d'extrémité plane. Par conséquent, avec des flux secondaires plus faibles sur la paroi profilée, l'efficacité du refroidissement à film est nettement améliorée.

Avec la constante évolution des moyens de calcul disponibles, arrive la possibilité d'utiliser des technologies de plus en plus avancées et coûteuses en terme de puissance de calcul afin de décrire numériquement de façon plus précise des écoulements d'une grande complexité telles que les écoulements se développant au sein des turbomachines. En effet, il est clair que peu de travaux ont abordé le problème de la simulation de l'écoulement du fluide à travers les cascades d'aubes en utilisant l'approche RANS, la simulation à grande échelle (LES) ou la simulation numérique directe (DNS), bien que ces approches ont la capacité de permettre une compréhension approfondie des phénomènes physiques importants et donc de

répondre aux besoins industriels d'amélioration des performances de la turbomachine. **Yoo et Yun [15]** se sont intéressés à l'étude numérique de l'écoulement tridimensionnel permanent et incompressible à travers une cascade d'aubes plane d'une turbine. L'étude a été basée sur les équations de Navier-Stokes et l'effet de la turbulence sur l'écoulement a été pris en compte en utilisant le modèle k- ϵ standard. Une attention particulière a été attachée à la prédiction des écoulements secondaires causés par le développement de la couche limite et de la géométrie des aubes. Deux différents schémas ont été appliqués aux termes convectifs pour l'étude de la diffusion numérique. Les données expérimentales obtenues à travers la cascade de Langston ont été utilisées pour la validation du code. **Liu et Rodi [16]** ont exploré les résultats d'une étude expérimentale portant la mesure de la distribution de pression et du transfert de chaleur sur l'intrados d'une cascade d'aube linéaire d'une turbomachine exposée à un sillage instationnaire généré par le mouvement d'un cylindre. Le nombre de Reynolds et le nombre de Strouhal ont été pris correspondant aux valeurs réelles d'une turbomachine. La périodicité de la pression et du transfert de chaleur ont montré une instabilité claire du sillage, cependant la répartition des coefficients de pression et du transfert de chaleur le long de l'aube varie graduellement d'une phase à une autre. Les résultats du transfert de chaleur ont montré que la couche limite sur l'intrados demeure laminaire mais celle sur l'extrados devient transitoire en vertu de la perturbation du sillage. Enfin ils ont conclu que l'augmentation de la fréquence de passage du sillage, avance le début de la transition de la couche limite et entraîne une augmentation significative du transfert de chaleur le long de l'aube toute entière y compris les parties où la couche limite est nominale laminaire. **Adjlout [17] et Adjlout et Dixon [18]** ont rapporté une étude expérimentale du comportement de la dynamique du fluide en amont et en aval d'une cascade linéaire. Les visualisations ont permis une caractérisation assez détaillée du comportement de l'écoulement adjacent à la surface de l'aube, des tourbillons près du bord de fuite et de la division du vortex en fer à cheval en deux vortex. En aval de la cascade, le coefficient de perte de pression totale augmente essentiellement en raison des taux de cisaillement élevés dans les couches limites de l'aube et du sillage. **Lardeau et Leschziner [19]** ont étudié d'un point de vue numérique l'interaction entre des sillages mobiles et l'écoulement autour d'une aube de turbine en utilisant l'approche RANS. Une conclusion importante était qu'une résolution très élevée était nécessaire à la fois dans l'espace et dans le temps (pour s'assurer que les problèmes numériques ne masquent pas les phénomènes physiques) en raison des échelles de temps et de longueur relativement petites

caractérisant le détachement des tourbillons par les corps générateurs de sillage. **Liu et Rodi [20]** ont effectué des mesures expérimentales de la vitesse à travers une cascade d'aubes linéaires avec des sillages instationnaires venant en sens inverse en utilisant un anémomètre à fil chaud. Pour le nombre de Reynolds considéré de $1,1 \cdot 10^5$, les résultats du côté extrados ont montré que la couche limite restait laminaire pour le cas stationnaire. Pour les cas instationnaires, le début de la transition s'est déplacé vers l'amont lorsque la fréquence de passage des sillages a augmenté. **Michelassi et al. [21]** ont rapporté une analyse numérique de l'écoulement à travers une cascade d'aubes d'une turbine basse pression en présence de sillages périodiques entrants utilisant l'approche LES. Les prédictions ont été comparées avec les résultats DNS existants. Les simulations ont révélé la présence de structures tourbillonnaires allongées produites dans le sillage et perturbant la couche limite du côté intrados. Sur la moitié amont du côté extrados, ces structures tourbillonnaires sont étirées et alignées avec le flux principal. Ils ont conclu que la LES pouvaient reproduire de manière satisfaisante les résultats moyens et instantanés de la DNS avec une réduction considérable du temps de calcul. **Fernandez Oro et al. [22]** ont rapporté une analyse de l'écoulement turbulent instationnaire tridimensionnel à travers un stator et un rotor dans un ventilateur à écoulement axial à faible vitesse, utilisant des approches numériques et expérimentales. L'objectif principal était de caractériser les structures d'écoulement instationnaires à l'intérieur des passages d'une turbomachine à un étage. Comparativement à la modélisation RANS, l'approche LES s'est révélée plus précise en raison de sa bonne description des grandes structures tourbillonnaires dans l'écoulement. **Wissink et al. [23]** ont effectué un calcul par DNS d'un écoulement le long d'une section au milieu d'une cascade d'aubes d'un compresseur à basse pression avec des sillages entrants périodiquement. Ils ont examiné la force des sillages entrants sur le développement des couches limites à la fois sur les côtés intrados et extrados, et en particulier l'occurrence de la séparation et la transition de la couche limite. **Wissink et Rodi [24]** se sont intéressés à la simulation à grandes échelles (LES) de l'écoulement avec transfert de chaleur à travers une cascade d'aubes d'une turbine avec et sans sillage. La géométrie a été choisie en accord avec des expériences antérieures effectuées par Liu et Rodi [20] et ils ont conclu que le sillage agit sur le transfert de chaleur entre l'écoulement et les aubes. **Serre et al. [25]** se sont intéressés aux écoulements transitoires entre rotor et stator en utilisant la simulation numérique directe (DNS). Celle-ci est effectuée en intégrant les équations dépendantes du temps de Navier Stokes jusqu'à ce qu'un état

d'équilibre statistique soit atteint. En plus une méthode spectrale tridimensionnelle est employée dans le but de fournir tous les deux les champs instantanés. En outre les résultats ont été ramenés à une moyenne afin de fournir des données de turbulence pour comparaison avec toute tentative expérimentale possible. **Schobeiri et Pappu [26]** se sont intéressés aux résultats d'une étude expérimentale du comportement de la couche limite pour un écoulement instationnaire avec transfert de chaleur à travers une cascade d'aubes linéaire d'une turbine. Pour un nombre de Reynolds donné, deux différents sillages instationnaires sont employés. Les mesures de pression, de la vitesse, de la couche limite, et de l'intensité de la turbulence ont tous été effectuées le long des l'intrados des l'aube. Les résultats exposent la transition et le développement de la couche limite, et la moyenne d'ensemble de la vitesse et de l'intensité de turbulence. **Gete et Evans [27]** ont réalisé une étude expérimentale dans le but d'étudier le phénomène d'interaction instationnaire sillage/couche-limite semblable à celui observé dans les turbomachines en raison du mouvement relatif rotor/stator. Cette étude a été menée dans une soufflerie où ils ont observé des perturbations générées par une aube en mouvement installée en amont d'une plaque plane. La couche limite a été déclenchée près du bord d'attaque pour produire un écoulement turbulent avant interaction avec le sillage. Les mesures de vitesse tout au long de la couche limite ont été prises à l'aide d'une sonde à fil chaud. **Czarny et al. [28]** ont rapporté les résultats d'une étude expérimentale par visualisation de l'écoulement induit entre deux disques l'un tournant l'autre fixe représentant respectivement le rotor et le stator d'une turbine à gaz. Le disque a été tourné avec des vitesses variant entre 30 et 120 tr/min, deux différents rapports hauteur-rayon (H/R) et des nombres de Reynolds Re allant de $3.7 \cdot 10^4$ à $2.24 \cdot 10^5$. Les structures de l'écoulement ont été visualisées en injectant de l'encre et l'enregistrement des traces de teinture a été réalisé par une caméra vidéo montée au-dessus des disques. Les résultats montrent, qu'il ya formation de deux vortex en forme de S, ainsi qu'un flux structuré avec des grands tourbillons qui surviennent quand le nombre de vortex diminue au fur et à mesure que le nombre de Re augmente. **Canepa et al. [29]** ont travaillé sur une étude expérimentale de l'écoulement instationnaire à travers deux étages d'une turbine à basse pression. Les mesures de la vitesse et de la turbulence ont été effectuées à l'aide de deux sondes à fil chaud sur trois plans : en amont, en aval et au milieu de chaque rangée d'aube. Les résultats ont montré un écoulement complexe et instable avec un remarquable sillage généré par l'effet de l'interaction stator/rotor. **Poncet et Randriamampianina [30]** ont proposé une étude expérimentale et numérique de

l'écoulement turbulent dans une cavité annulaire fermée de type rotor/stator. Les résultats issus d'une simulation numérique directe ont été comparés à des mesures de vitesse par Anémométrie Laser Doppler. Un bon accord entre les deux approches a été obtenu pour les champs moyen et turbulent. **Govardhan et Lakshmana Sampat [31]** ont présenté une analyse tridimensionnelle par CFD de l'écoulement tangential à l'intérieur d'un ventilateur avec effet de la géométrie des aubes. Le code CFX a été utilisé pour le calcul et le modèle de turbulence RNG (k- ϵ) pour simulation. Trois différentes géométries avec des rapports d'angle d'incidence par rapport aux rayons ont été prises en compte dans la présente étude. Une évaluation précise a été faite en comparant les différents paramètres avec des données expérimentales disponibles et il a été conclu que : l'énergie maximale transférée à travers la roue a lieu dans la région où le fluide suit la courbure de l'aube, la vitesse radiale n'est pas uniforme autour de l'aube, certaines aubes travaillent en mode turbine à très faible coefficient de débit, et que la pression statique est toujours négative à l'intérieur et autour de la roue. **Hongwei et Haokang [32]** ont réalisé une étude expérimentale dans le but de comparer le sillage d'un rotor isolé d'un compresseur axial à celui d'un rotor d'un compresseur mono étage. Les mesures ont été faites à l'aide d'une sonde à fil chaud. Dans les deux cas, les variations des vitesses moyennes, de la pression totale et statique ainsi que les contraintes de turbulence dans les sillages ont été interprétées. **Pierret et al. [33]** ont contribué à l'étude de l'écoulement tridimensionnel à travers les aubes d'un rotor NASA 67 d'une turbomachine, par une simulation numérique utilisant un logiciel d'optimisation MAX, en utilisant un cluster Linux à calcul parallèle. L'objectif de cette méthode est de trouver la forme optimale pour différentes conditions de fonctionnement : près du point d'efficacité maximale, et près de la zone de décrochage et ce, à une même vitesse de rotation des aubes mais à des débits massiques différents. Un logiciel basé sur les éléments finis est utilisé pour calculer les caractéristiques mécanique, statique et dynamique ainsi que le rendement de l'aube. **Wu et al. [34]** se sont investis dans l'étude de l'écoulement à travers les aubes d'un stator. Les profils de vitesse moyenne ont été mesurés dans la zone de sillage par anémométrie à fil chaud. A partir des résultats obtenus, les caractéristiques importantes du sillage tels que le profil de vitesse, les spectres de fréquence de la vitesse et la largeur du sillage ont été acquises. De plus dans le but d'étudier l'interaction stator/rotor, une étude expérimentale par PIV (Particule Image Velocity) a été réalisée pour évaluer les effets du sillage. Les résultats révèlent que plus l'écoulement à l'entrée du stator est uniforme plus on améliore l'angle d'entrée du débit au

rotor. **Wang et al. [35]** se sont investis dans une analyse numérique afin d'obtenir une meilleure idée sur l'influence de l'angle d'incidence de l'aube sur l'écoulement dans le processus de conception d'une turbine à grand rapport diamètre/hauteur en utilisant l'outil AXTREAM basé sur l'optimisation de la conception et la performance des conditions de travail. Vingt et un angles d'incidence ont été pris en compte et simulés par DOE (Design Of Experiment). Les résultats de cinq angles d'incidence typiques ont été comparés à ceux d'une simulation réalisée par le logiciel FINE/TURBO. La distribution de pression statique pour les différents angles d'incidence a été présentée, ainsi que la discussion et l'analyse d'autres paramètres tels que : le rapport diamètre/hauteur et la vitesse de rotation pour en tirer le meilleur angle d'incidence. **Graening et al [36]** ont proposé une méthode qui permet l'extraction du maximum de données pour la conception aérodynamique. Les concepts théoriques ont été appliqués à une géométrie tridimensionnelle composée de 8 aubes d'un stator d'une turbine. Les résultats ont été vérifiés par modification des géométries des aubes par le moyen de la technique (DMFFD) « Direct Manipulation of Free Form Deformation ». La simulation a été exécutée par CFD et les résultats obtenus semblent être raisonnables et peuvent être utilisés pour guider le processus de conception. **Qing Jun et al. [37]** ont réalisé un travail expérimental pour l'étude instationnaire des fluctuations de pression d'un rotor d'une turbine à haute pression tournant à contre courant. Les résultats révèlent d'une part que les effets combinés du sillage du rotor, et du débit au bord de fuite, donnent des variations remarquables d'aube à aube, et d'autre part qu'un effet instationnaire est intensifié dans la direction de l'écoulement. **Tuliszka-Sznitko et al. [38]** ont développé un algorithme pour une simulation à grande échelle, avec modélisation sous maille basé sur l'approximation spectrale Chebychev-Fourier, dans le but d'étudier l'écoulement tridimensionnel, transitoire et non isotherme à l'intérieur d'une cavité rotor/stator. Pour la LES ils utilisent le modèle de la viscosité dynamique Smagorinsky où le coefficient Smagorinsky à une position x donnée, dépend de la trajectoire de la particule fluide. Pour démontrer l'efficacité de l'algorithme proposé, les calculs ont été effectués pour un rapport d'aspect égal à 5 et les résultats ont été comparés favorablement avec des données expérimentales tirées de la littérature. **Dunn et al. [39]** se sont intéressés à l'utilisation de profilage des parois afin de réduire l'effet des écoulements secondaires. L'étude numérique a été basée sur la géométrie expérimentale « cascade d'Ingram » et les mêmes conditions aux limites ont été appliquées mais dans un cas instationnaire. La comparaison numérique-expérimentale dans ce cas a été favorable pour le

module de vitesse mais défavorable pour les gradients de vitesse. Les résultats expérimentaux et numériques ont également été utilisés comme base pour la comparaison du rendement global isentropique, et il a été conclu que l'utilisation de ce dernier paramètre n'est pas appropriée dans le cas de faible nombre de Mach, en raison de sa sensibilité aux erreurs de température et de pression. **Michelassi et al. [40]** se sont investis dans une analyse numérique de l'écoulement à travers une cascade à 7 aubes d'une turbine à basse pression par DNS et LES. Celle-ci adapte un modèle dynamique sous maille (sub-grid). Les résultats des champs de pression et de la vitesse sont ensuite comparés dans le temps en moyenne et en instationnaire aux résultats expérimentaux réalisés à travers une cascade de la turbine. Les simulations révèlent la présence de structures tourbillonnaires de l'écoulement en forme allongée découlant du sillage et qui perturbent ainsi la couche limite sur l'intrados, alors que sur la moitié amont de l'extrados ces structures tourbillonnaires sont étirées et alignées avec le flux principal. Périodiquement, en l'absence de ces effets du sillage, la couche limite laminaire sur l'extrados sépare la région de gradient de pression adverse et l'écoulement dans cette région de séparation subit une transition par une instabilité de Kelvin Helmholtz par conséquent l'effet du sillage favorise le rattachement de la couche limite. Enfin ils ont conclu que la LES offre une reproduction fidèle des résultats de la DNS à la fois en instationnaire et en temps moyen des champs d'écoulement avec une réduction considérable de l'effort de calcul.

I.3 OBJECTIFS DU PRESENT TRAVAIL

Des études numériques d'écoulements tridimensionnels turbulents sont présentées, à travers des configurations géométriques complexes utilisant le modèle k- ϵ standard, le modèle RNG k- ϵ et l'approche LES, au moyen du code FLUENT.

Le présent travail contribue d'une part, à l'effet de l'intensité de turbulence à l'entrée sur différents paramètres de la turbulence dans le domaine d'un écoulement stationnaire à travers une série de 60 aubes composant une roue fixe similaire à celle d'une turbomachine, d'autre part, à l'étude de l'écoulement turbulent, tridimensionnel, incompressible, avec et sans transfert de chaleur à travers une cascade plane composée d'une série de six (6) aubes identiques.

Dans le cas de la roue, l'étude porte sur l'écoulement stationnaire autour d'une seule aube vu les conditions de périodicité imposées. L'effet de la turbulence sur l'écoulement a été pris en compte en utilisant le modèle k- ϵ standard en conjonction avec, comme traitement près de la paroi, une fonction de paroi standard. Cette partie est une continuation du travail de magister où les champs de vitesse, de pression et d'énergie cinétique turbulente dans le domaine ainsi que le coefficient de frottement le long des parois ont été étudiés [41]. Dans le cas de la cascade plane l'étude porte sur l'écoulement instationnaire. Cette configuration est similaire à celle étudiée expérimentalement par Adjout et Dixon [18]. Deux cas de figures se présentent sans et avec transfert de chaleur respectivement : l'une avec un angle de décalage égal à 0° , l'autre égal à 25° cet angle de décalage, représente l'angle entre la normale à la direction du pas et la direction de la corde (stagger angle).

L'effet de la turbulence sur l'écoulement a été pris en compte en utilisant le modèle RNG k- ϵ qui a pour but de fournir un point de départ à la simulation LES (Large Eddy Simulation) en un temps raisonnable.

Pour se mettre dans les mêmes conditions expérimentales de cette dernière référence, un calcul préliminaire a été réalisé pour une veine d'essai de section carrée (300x300mm), et d'une longueur de 1000 mm. L'étude porte ensuite sur l'écoulement autour de deux aubes vu des conditions de périodicité imposées.

Dans cette étude, le comportement dynamique de l'écoulement par la simulation des grandes échelles nous a permis d'explorer le développement des structures tourbillonnaires, les paramètres du champ d'écoulement moyen et filtrés sont explorés. Une attention particulière est accordée aux flux secondaires induits par les parois, et à la comparaison avec les résultats expérimentaux de la référence sus-citée.

I.4 ORGANISATION DE LA THÈSE

La thèse comprend : un premier chapitre comprenant une introduction générale suivie d'une étude bibliographique, et trois autres chapitres repartis comme suit :

Le second chapitre traite les équations mathématiques des différents modèles utilisés, le modèle k- ϵ standard, le modèle RNG k- ϵ , et le modèle de simulation des grandes échelles LES.

Le troisième chapitre est consacré aux différentes géométries, aux maillages et aux détails du calcul préliminaire fait pour la veine d'essai. Les configurations étudiées sont décrites et les conditions aux limites sont détaillées. Un traitement spécifique à la LES est aussi présenté concernant la taille des cellules comparée avec les échelles de Kolmogorov et des grands tourbillons.

Le quatrième chapitre expose et discute les résultats numériques obtenus dans le cas de la roue et ceux obtenus par la LES où des phénomènes instantanés et moyens sont comparés avec les données expérimentales de Adjlout et Dixon [18].

Enfin la thèse se termine par une conclusion générale.

CHAPITRE II
FORMULATION
MATHÉMATIQUE

FORMULATION MATHÉMATIQUE

La présente étude concerne des écoulements sans et avec transfert de chaleur en régime turbulent, qui sont par définition instationnaires et tridimensionnels. Dans ce qui suit seront décrites les équations traduisant le transport de masse de quantité de mouvement et d'énergie régissant de tels écoulements avec les simplifications nécessaires qui sont faites dans le code fluent selon les cas étudiés. Les effets de la turbulence ont été pris en compte en utilisant le modèle k-ε standard, RNG k-ε et l'approche LES.

II-1 Equations régissant l'écoulement

Les équations qui régissent l'écoulement turbulent d'un fluide incompressible newtonien, peuvent s'écrire comme suit.

a- Equation de continuité

L'équation instantanée de continuité traduisant le principe de conservation de masse est :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II. 1})$$

b- Equations de quantité de mouvement

Les équations des composantes de quantité de mouvement ou les équations de Navier-stokes instantanées suivant les directions x_i sont

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II. 2})$$

c- Equation d'énergie

L'équation instantanée de l'énergie en négligeant la dissipation visqueuse est :

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{U}_j \tilde{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II. 3})$$

II-2 Modélisation de la turbulence

Dans ce travail trois approches de modélisation de la turbulence ont été utilisées, le modèle k-ε standard, le modèle RNG k-ε, et l'approche par la simulation des grandes échelles ou LES (Large Eddy Simulation).

Pour résoudre le système d'équations (II.1), et (II.2) une approche statistique est utilisée dans le cas des modèles k-ε standard et le modèle RNG k-ε. Les grandeurs caractéristiques instantanées de l'écoulement turbulent sont décomposées comme suggéré par Reynolds en une grandeur moyenne et une fluctuation par rapport à cette moyenne.

En prenant la moyenne des deux membres des équations (II.1), (II.2) et (II.3) en tenant compte de la décomposition et des règles de Reynolds, on obtient les équations moyennées suivantes ci-dessous.

a- Equation de continuité moyenne

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II. 4})$$

b- Equations de quantité de mouvement moyenne

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right) \quad (\text{II. 5})$$

c- Équation de l'énergie moyenne

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\vartheta}{\sigma} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{u_j T'} \right) \quad (\text{II. 6})$$

II.2. 1. Modèle de turbulence k-ε:

Pour fermer le système d'équations du problème à résoudre, on a utilisé le modèle k-ε standard qui est un modèle semi empirique à 2 équations de transport basé sur le concept de Boussinesq reliant les contraintes de Reynolds aux taux de déformation moyens :

$$-\overline{u_i u_j} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II. 7})$$

Où $k = \frac{\overline{u_i^2}}{2}$: représente l'énergie cinétique turbulente.

Par analogie, le terme représentant le flux de chaleur par la turbulence est écrit :

$$-\overline{u_j T'} = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II. 8})$$

Par analogie avec la viscosité cinématique laminaire caractérisée par une vitesse (des molécules) et une distance (le libre parcours moyen), la viscosité turbulente, caractérisée par une vitesse \sqrt{k} et une distance ($l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$), est donnée par :

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.9})$$

Avec $C_\mu = 0.09$, et ε : le taux de dissipation.

k et ε sont obtenus à partir de leur équation de transport présentée ci-dessous.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.10})$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.11})$$

Le terme G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente. Il est défini par :

$$G_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (\text{II.12})$$

- $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes empiriques, où $C_{1\varepsilon} = 1.44$ et $C_{2\varepsilon} = 1.92$, Launder et Spalding [41].

- σ_k et σ_ε sont les nombres de Prandtl turbulents associés à k et ε respectivement, où $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\varepsilon = 1.3$

II-2-2 Modèle de turbulence RNG k- ε

Ce modèle est une version améliorée du modèle k- ε standard. Il a été développé sur la base d'une technique statistique dite « théorie du groupe de renormalisation » (Choudhury [42]). Il présente plusieurs avantages rendant possible son utilisation dans des cas généralement inappropriés au modèle k- ε standard comme les écoulements rotationnels et les écoulements confinés.

L'équation du taux de dissipation contient un terme supplémentaire qui améliore la précision de la solution pour des écoulements à déformation rapide. Le modèle RNG k-ε tient compte de l'effet de la rotation par le biais d'une viscosité turbulente modifiée.

Les nombres de Prandtl turbulents ne sont plus des constantes mais sont calculés par des formules analytiques.

Les régions à faibles Reynolds sont prises en considération à travers une équation différentielle de la viscosité effective.

Les deux équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.14})$$

La constante modifiée est de la forme

$$C_{2\varepsilon}^* \equiv C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_o)}{1 + \beta_\varepsilon \eta^3} \quad (\text{II.15})$$

Où $\beta_\varepsilon = 0.012$, $\eta_o = 4.38$, $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$, $C_\mu = 0.0845$ sont des constantes du modèle.

La viscosité effective est calculée par l'intermédiaire de l'équation différentielle suivante :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_v}} d\hat{\nu} \quad (\text{II.16})$$

$$\hat{\nu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \quad (\text{II.17})$$

$$C_v = 100$$

La viscosité turbulente est une fonction de la constante α_s qui caractérise l'intensité du mouvement rotationnel.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} f \left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon} \right) \quad (\text{II.18})$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{II.19})$$

S est le taux de déformation.

On remarque que le rapport $\frac{\eta}{\eta_o}$ joue un rôle primordial dans l'équation(II.15). Étant fonction du taux de déformation, il rend le modèle plus sensible aux déformations rapides ($\frac{\eta}{\eta_o} > 1$).

II-2-3 Approche par la simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation)

II-2-3-1 Notions de base

La LES est une simulation numérique des grandes structures turbulentes. C'est une approche basée sur une simulation partielle des grands tourbillons et une modélisation partielle des petits tourbillons. Les grandes échelles de turbulence étant fortement dépendantes de l'écoulement moyen sont simulées par la résolution des équations du mouvement instationnaire tridimensionnel. Les petites structures étant beaucoup moins dépendantes, leur modélisation n'est pas aussi complexe en principe que celle de tout le spectre de tourbillons dans l'approche RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes).

Les équations gouvernantes, utilisées avec l'approche LES, sont obtenues en filtrant les équations de transport de Navier-Stokes dans l'espace, en utilisant un filtre qui sépare les deux échelles de turbulence distinctes (les grandes échelles des grosses structure et les petites échelles des petites structures). Le filtrage en espace et en temps se fait par l'intermédiaire d'un noyau de convolution G. Une variable $\Phi(x, t)$ filtrée est définie par:

$$\bar{\Phi}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi, t') G(x - \xi, t - t') dt' d\xi^3 \quad (\text{II. 20})$$

Le champ complet de la variable $\Phi(x, t)$ est

$$\Phi(x, t) = \bar{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t) \quad (\text{II. 21})$$

où $\Phi'(x, t)$ représente la partie modélisée.

Dans le présent travail, la méthode des volumes finis, implémentée dans le code Fluent, représente explicitement un filtre boîte utilisant la taille des cellules pour séparer les deux échelles de turbulences. Les structures de tailles supérieures aux dimensions d'une cellule du maillage sont résolues et l'effet du reste des structures est pris en compte par un modèle dit "sous maille".

II-2-3-2 Equations filtrées

a-Equation de continuité filtrée

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_j) = 0 \quad (\text{II. 22})$$

b-Equations de quantité de mouvement filtrées

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II. 23})$$

τ_{ij} est le tenseur des contraintes de Reynolds sous maille:

$$\tau_{ij} = \rho \overline{U_i U_j} - \rho \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (\text{II. 24})$$

Il représente le flux de quantité de mouvement par l'effet des structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle de la taille du filtre.

c-Equation de l'énergie filtrée

L'équation de l'énergie filtrée s'écrit:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\gamma}{\sigma} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (\text{II. 25})$$

Où \bar{T} est la température filtrée, σ est le nombre de Prandtl et le flux de chaleur par la turbulence sous maille est :

$$q_j = \overline{u_j T} - \bar{u}_j \bar{T} \quad (\text{II. 26})$$

Il représente le flux de chaleur par l'effet des structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle de la taille du filtre.

II-2-3-3 Modélisation sous maille

a-Modélisation du flux de quantité de mouvement

Plusieurs modèles pour l'estimation de la contribution des petites structures existent dont la majorité est basée sur le concept de la viscosité turbulente μ_t , connu sous le nom de l'hypothèse de Boussinesq. (Sagaut, [43]).

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t S_{ij} \quad (\text{II. 27})$$

S_{ij} est le tenseur du taux de déformation des échelles résolues (grands tourbillons) donné par:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II. 28})$$

Le modèle des échelles sous maille de référence est celui de Smagorinski-Lilly (Smagorinsky, [44] et Lilly, [45]). Ce modèle propose que la viscosité turbulente soit proportionnelle à une distance caractéristique et une vitesse caractéristique des petites structures turbulentes:

$$= \rho(L_s) \left(L_s \sqrt{2S_{ij}} \bar{S}_{ij} \right) \quad (\text{II. 29})$$

L_s est la longueur de mélange représentant les tourbillons sous mailles. En général, elle est fonction de la taille moyenne du filtre et d'une constante empirique.

$$L_s = \min(\kappa d_p, C_s \sqrt{\Delta}) \quad (\text{II. 30})$$

κ est la constante de Von Karman, d_p est la distance par rapport à la paroi la plus proche et Δ est le volume filtre d'une cellule de calcul.

- Quand le modèle statique de Smagorinsky-Lilly est utilisé, C_s est une constante égale à 0.1.

- Quand le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly (Germano et al. [46] et Lilly [44]) est utilisé, C_s est fonction de l'espace et du temps. Son calcul est basé sur l'information contenue dans les grands tourbillons.

b- Modélisation du flux de chaleur

Le flux de chaleur est calculé à partir du modèle du type gradient basé sur le nombre de Prandtl turbulent sous maille suivant :

$$q_j = -\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (\text{II. 31})$$

où ν_t est la viscosité cinématique turbulente sous maille. Ainsi ce modèle suppose que le transport de chaleur par les échelles sous maille est étroitement lié à celui de la quantité de mouvement. Le nombre de Prandtl turbulent est estimé par application de la procédure dynamique au flux par les échelles sous maille, (Germano et al. [46] et Lilly [44]).

Chapitre III

Configurations et

Maillages

Configurations et maillages

III-1 Introduction

Dans ce qui suit, seront décrites les constructions des trois géométries étudiées et la génération de leurs maillages, telles qu'elles ont été élaborées dans le pré-processeur GAMBIT. Les conditions aux limites prescrites au niveau des différentes frontières du domaine numérique sont aussi présentées.

Pour les trois configurations considérées le fluide utilisé est de l'air avec une viscosité dynamique $\mu=1.789410^{-5}$ kg/ms et une masse volumique $\rho=1.225$ kg/m³.

III-2 Configurations étudiées

Les trois configurations géométriques traitées sont: une série de 60 aubes composant une roue fixe similaire à celle d'une turbomachine et une cascade plane comportant 06 aubes similaires l'une avec un angle d'inclinaison de 0° et l'autre de 25°.

III.2.1 Roue à 60 aubes :

Cette partie est une étude de l'écoulement tridimensionnel, turbulent et stationnaire à travers une roue fixe à 60 aubes similaire à celle d'une turbomachine. C'est une continuation du travail de magister où les champs de vitesse, de pression et d'énergie cinétique turbulente dans le domaine ainsi que le coefficient de frottement le long des parois ont été étudiés [43]. La nouvelle contribution dans cette partie du travail est l'exploration de l'effet de l'intensité de turbulence à l'entrée sur le comportement dynamique de l'écoulement. Le domaine d'étude de l'écoulement au passage des 60 aubes identiques de la roue est réduit à celui autour d'une seule aube, avec des conditions de périodicité imposées de part et d'autre de celle-ci dans la direction (tangentielle) du pas. (Figure III.1).

- Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse à l'entrée et la distance entre aubes (le pas) est de $2.4 \cdot 10^5$ et le nombre de Mach est égal à 0.1 à l'entrée. Ce dernier ne dépasse pas la valeur de 0.14 même dans les zones d'accélération du fluide ce qui confirme l'incompressibilité du fluide.

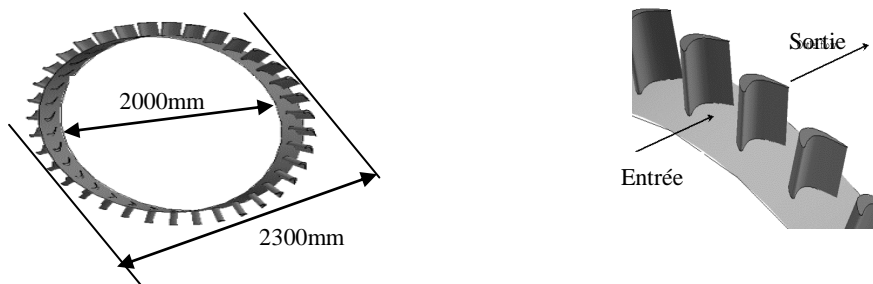


Figure. III.1 : Roue à 60 aubes.

a) Conditions aux limites

- Entrée:

Les conditions d'entrée sont : une vitesse uniforme égale à 35.327m/s, différentes intensités de turbulence à savoir : 0.1 ; 1 ; 5 et 20% ainsi qu'un diamètre hydraulique définie comme étant le pas entre aubes égal à 100mm.

- Sortie:

A la sortie on a imposé le rapport de débit entrant au débit sortant égal à 1. Le code considère par défaut une condition de régime établi : gradients nuls des variables dépendantes par rapport à la direction longitudinale.

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial W}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.1})$$

- Parois:

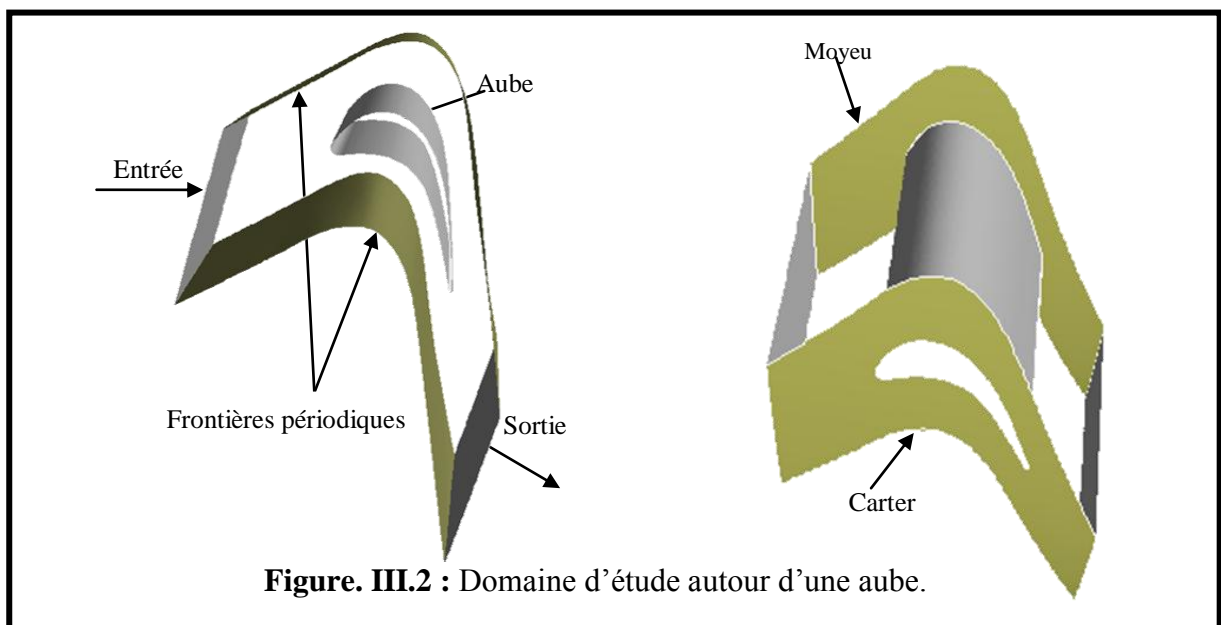


Figure. III.2 : Domaine d'étude autour d'une aube.

Au niveau des parois de l'aube, du moyeu et du carter, la loi de paroi standard a été adoptée pour la détermination des conditions de quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation :

- ❖ La condition de non-glissement est imposée à la paroi en conjonction avec la loi de paroi standard. Deux cas existent.

1-Si la distance adimensionnelle de la paroi jusqu'au centre p de la cellule adjacente à la paroi $y^+ < 11.2$, $U^+ = y^+$ (p se trouve dans la sous couche laminaire).

2-Si $y^+ \geq 11.2$, $U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+)$ (p se trouve dans la zone logarithmique)

$$\text{où } U^+ = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (\text{III. 2})$$

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{III. 3})$$

$\kappa = 0,42$ (constante de Von Karman)

$E = 9.81$ (pour les parois lisses)

y_p est la distance entre la paroi et le centre de la cellule adjacente à la paroi.

U_p et k_p sont la vitesse et l'énergie cinétique turbulente au centre de la cellule adjacente à la paroi.

τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi.

❖ La condition pour k est: $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$; n est la direction normale à la paroi.

❖ La condition pour ε : au centre de la cellule adjacente à la paroi, le taux de dissipation n'est pas calculé à partir de son équation de transport. Il est donné directement par une

formule algébrique: $\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (\text{III. 4})$

b) Maillage

Avoir une précision satisfaisante des résultats par le solveur FLUENT nécessite un maillage suffisamment raffiné de sorte que la solution soit indépendante du maillage.

Il a été opté pour un maillage hexaédrique non structuré avec un nombre de cellules 184853.

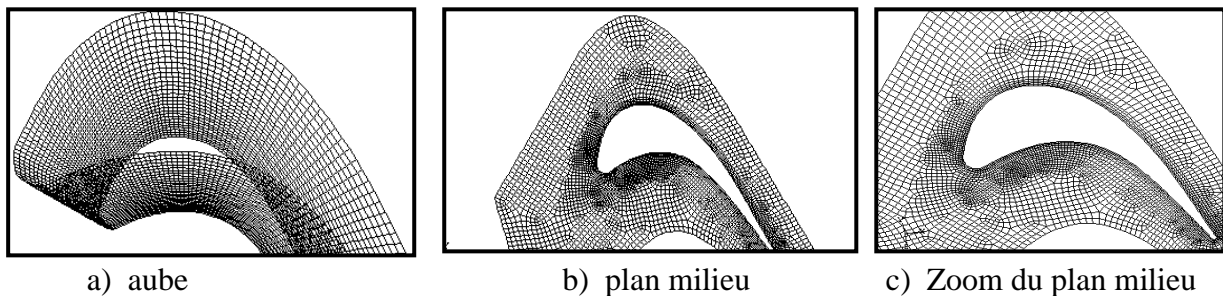


Figure.III.3: Portions du maillage.

Les conditions aux limites sont résumées dans le tableau suivant :

	U (m/s)	V (m/s)	W (m/s)	$P_{(atm)}$	I (%)	D_h (mm)
Entrée	35.327	0	0		0.1, 1, 5, et 20	100 (Pas entre aubes)
Sortie				P_{atm}		
Frontières périodiques	Pour chaque variable dépendante obtenue d'une équation de transport, continuité de la valeur et continuité de son gradient suivant la normale à la frontière.					
Parois : aubes, carter et moyeu	Condition de non glissement +Loi de paroi standard					

Tableau III.1: Cas de la roue

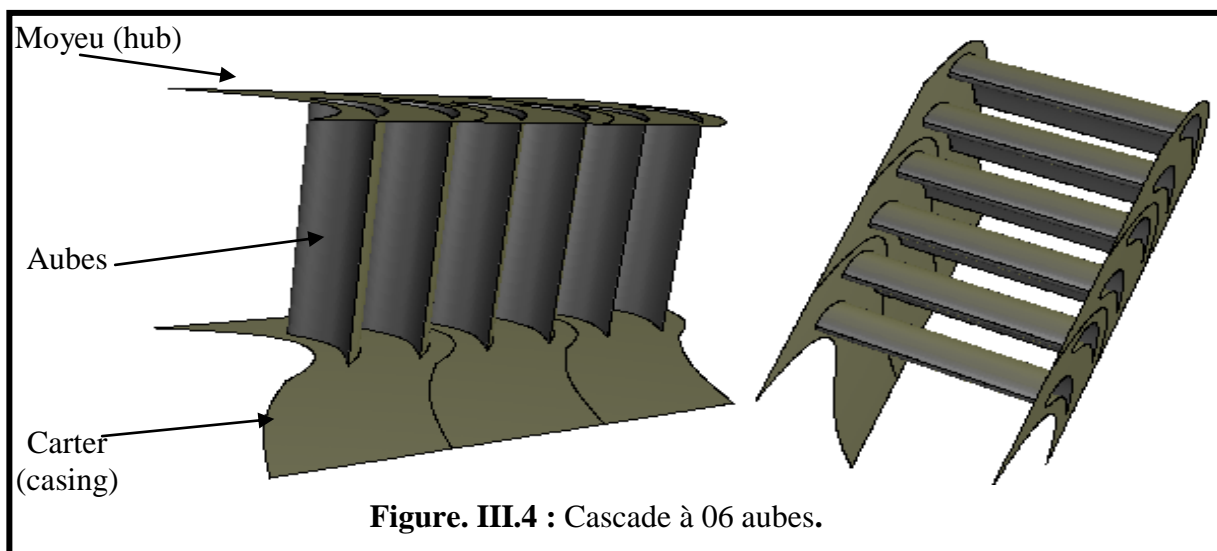
III.2.2 Cas de la cascade plane

Dans le présent travail la configuration géométrique traitée est similaire à celle étudiée expérimentalement par Adjlout et Dixon [18]. La cascade est composée de 06 aubes identiques comme illustrée sur la figure III.4. Le pas entre aubes est 17.46 cm. La corde est 27.50 cm. La distance entre les frontières avant (carter) et arrière (moyeu) est 64.90 cm. Le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement à l'entrée est $Re_\theta = 965$.

Notre étude s'est limitée à deux aubes avec des conditions de périodicité imposées de part et d'autre dans la direction du pas.

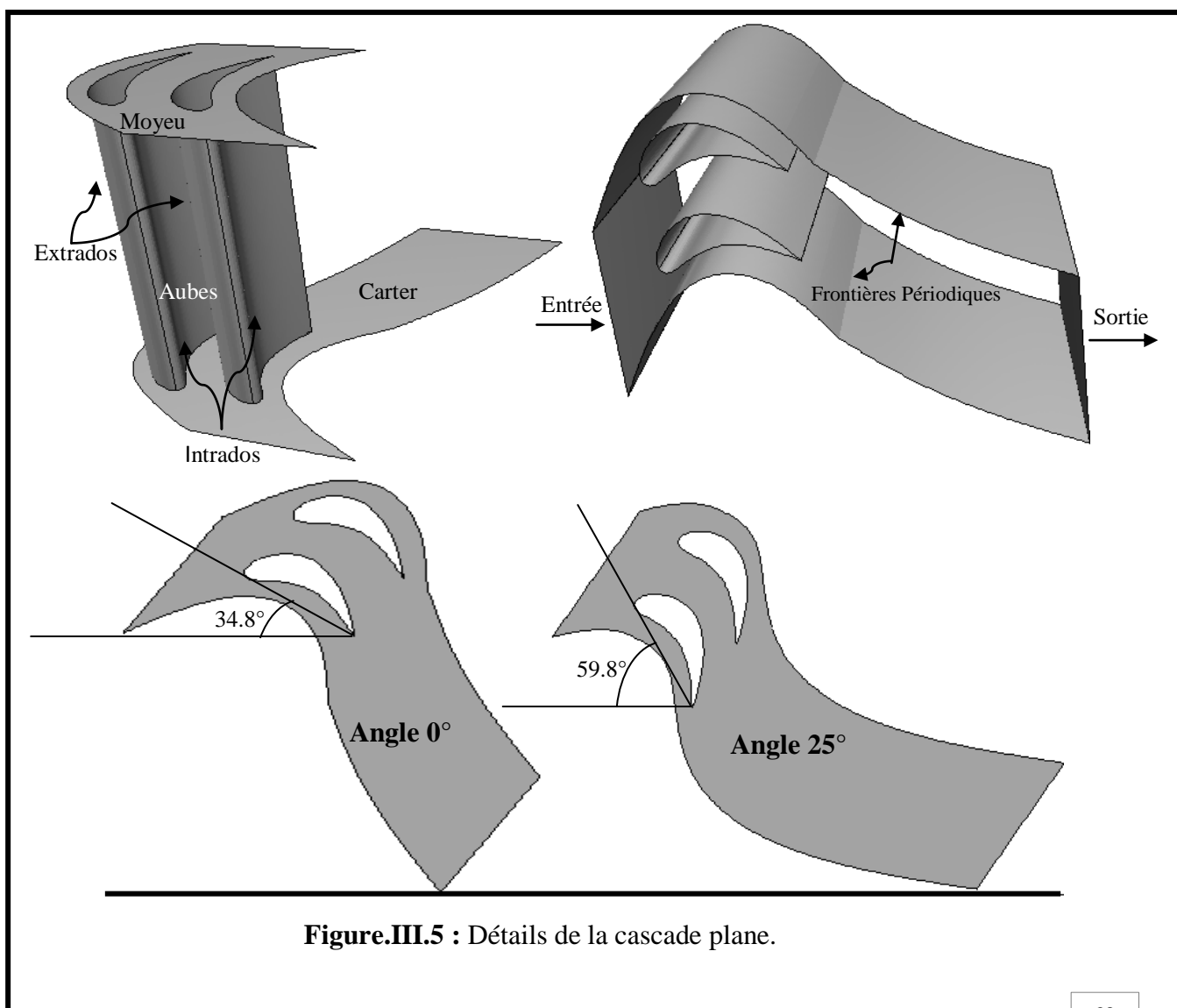
Dans ce cas de figure deux géométries ont été prises en compte: l'une avec un angle de décalage (stagger angle) de zéro degré et l'autre avec un angle de 25°, voir figure III.5

Un calcul préliminaire est réalisé pour une veine d'essai de section carrée (300x300mm), et d'une longueur de 1000 mm, afin de se mettre dans les mêmes conditions expérimentales de la dite référence [18].



a) Conditions aux limites

Les types de frontières entourant le domaine d'étude numérique sont présentés comme suit :



Entrée:

- Les conditions d'entrée ont été imposées à 13mm à l'amont du bord d'attaque des aubes : un profil de vitesse uniforme suivant x ($U_1=4\text{m/s}$). Des fluctuations de vitesse sont superposées aux valeurs moyennes U , V et W en utilisant la méthode 'spectral synthesizer', Dans cette approche les fluctuations de vitesse varient en fonction du temps et de la position à l'entrée de façon aléatoire. Cependant à chaque instant la divergence du vecteur fluctuation de vitesse est nulle c'est à dire que l'équation de continuité est satisfaite.
 - L'intensité de turbulence est $I=0.9\%$.
 - Une épaisseur δ de la couche limite sur les parois avant et arrière de 40mm.
 - Dans le cas de l'étude avec transfert de chaleur la température imposée est : $T= 303 \text{ K}$

Parois:

La condition de non-glissement est imposée aux parois des deux aubes, du moyeu et du carter en conjonction avec la loi de paroi standard (comme décrite dans le cas de la roue plus haut).

- Dans le cas de l'étude avec transfert de chaleur la paroi est maintenue à une température constante de 298 K.

Frontières Périodiques:

La dite cascade plane est une configuration composée d'une série de six (6) aubes identiques, similaire à celle étudiée expérimentalement par Adjlout et Dixon [18]. Cependant pour des raisons de matériels et dans le but d'économiser en espace mémoire une série de calculs préliminaires a été effectuée qui a permis la réduction de la géométrie et donc du nombre de nœuds sans pour autant affecter les résultats obtenus.

Frontière libre:

La partie avale du hub est une frontière d'entraînement libre de fluide où la pression est maintenue constante et égale à la pression atmosphérique. La pression étant connue à cette frontière, la vitesse y est calculée à partir de l'équation de continuité appliquée localement à la cellule adjacente à la frontière.

Les conditions aux limites sont résumées dans le tableau ci-contre:

	U(m/s)	V(m/s)	W(m/s)	P(atm)	I	T
Entrée	4	0	0		0.9%	303 k
Sortie				P _{atm}		
Frontières périodiques	Pour chaque variable dépendante obtenue d'une équation de transport, continuité de la valeur et continuité de son gradient suivant la normale à la frontière.					
Frontière libre				P _{atm}		
Parois : aubes, carter et moyeu	Condition de non glissement +Loi de paroi standard					298 k

Tableau III.2: Cas de la cascade plane

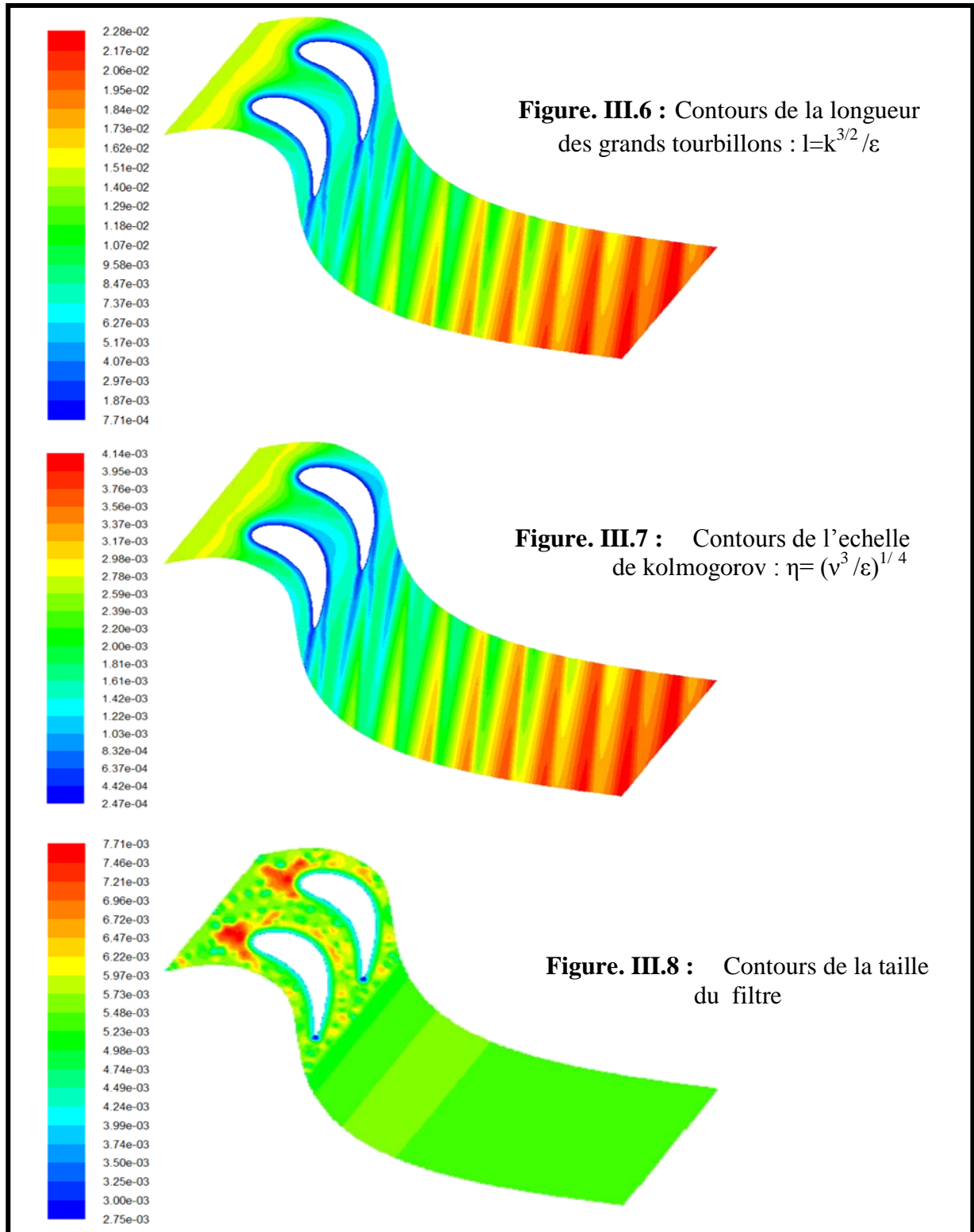
b) Maillage

Pour étudier l'écoulement tridimensionnel, instationnaire pour le cas de la cascade plane par la LES, le maillage doit satisfaire des conditions par rapport aux échelles des grands tourbillons et de Kolmogorov.

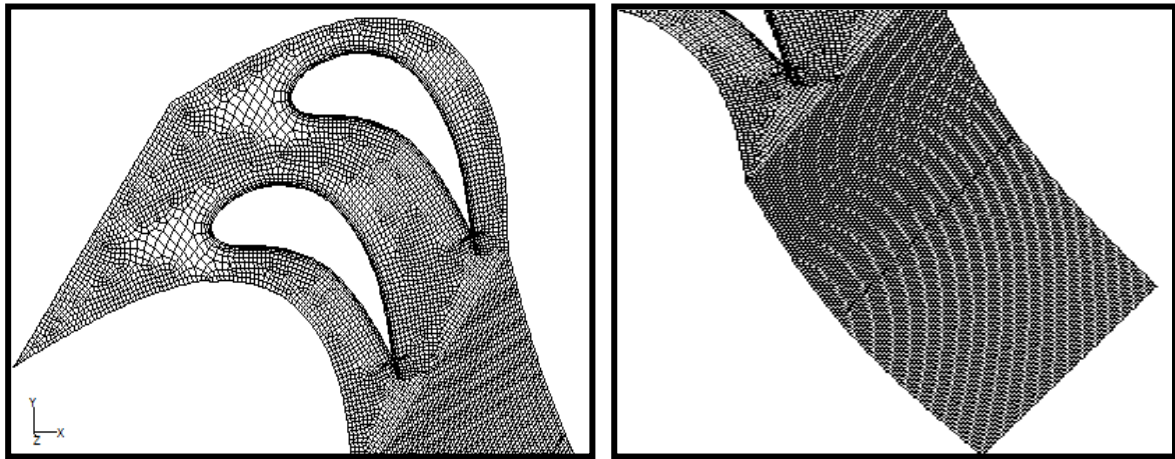
L'échelle des grands tourbillons donnée par l'expression $l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$, et l'échelle de Kolmogorov donnée par l'expression $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$ ont été estimées. Leurs contours dans le plan médian dans la direction de l'envergure (spanwise) sont illustrés par les figures III.6 et III.7 respectivement. Les résultats montrent que la taille des grands tourbillons varie de façon raisonnable dans le domaine. En effet, par exemple leur taille diminue graduellement dans la couche limite au fur et à mesure que l'on se rapproche tout près de la paroi des aubes. En plus, dans la zone du sillage se développant loin en aval du bord de fuite et comme prévu, ces échelles augmentent progressivement et atteignent des valeurs maximales de l'ordre de 20 mm. Le comportement de l'échelle de Kolmogorov est similaire à celui des grands tourbillons. La différence essentielle réside dans l'ordre de grandeur réduit. Des valeurs minimales de l'ordre de 0.5 mm sont observées près des parois et des échelles maximales atteignant 4mm à la sortie du domaine.

Pour ce qui est de la variation de la taille du filtre $\Delta(\equiv \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z})$, figure III-8 ses valeurs sont en général inférieures à celles des grands tourbillons et supérieures à celles de Kolmogorov. Des cellules ont été générées tout près de la paroi de l'aube de l'ordre de 3,8mm mais un espacement selon la perpendiculaire à la paroi égal à 0.2 mm. Dans pratiquement

tout le reste du domaine la taille du filtre fluctue aux alentours de 0.5 mm excepté dans la région en amont des bords d'attaques où quelques cellules ont atteint des valeurs de l'ordre de 7 mm (valeur toujours inférieure à l'échelle des grands tourbillons d'environ 15 mm).

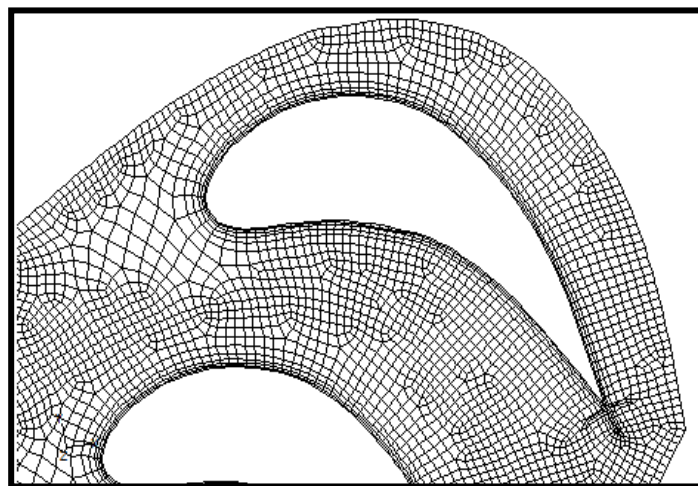


Dans notre cas il a été opté pour un maillage hexaédrique non structuré avec un nombre de cellules de 1731688. La disposition des cellules sur les frontières périodiques est identique de telle sorte que la périodicité d'aube à aube puisse être respectée.



a) Partie amont

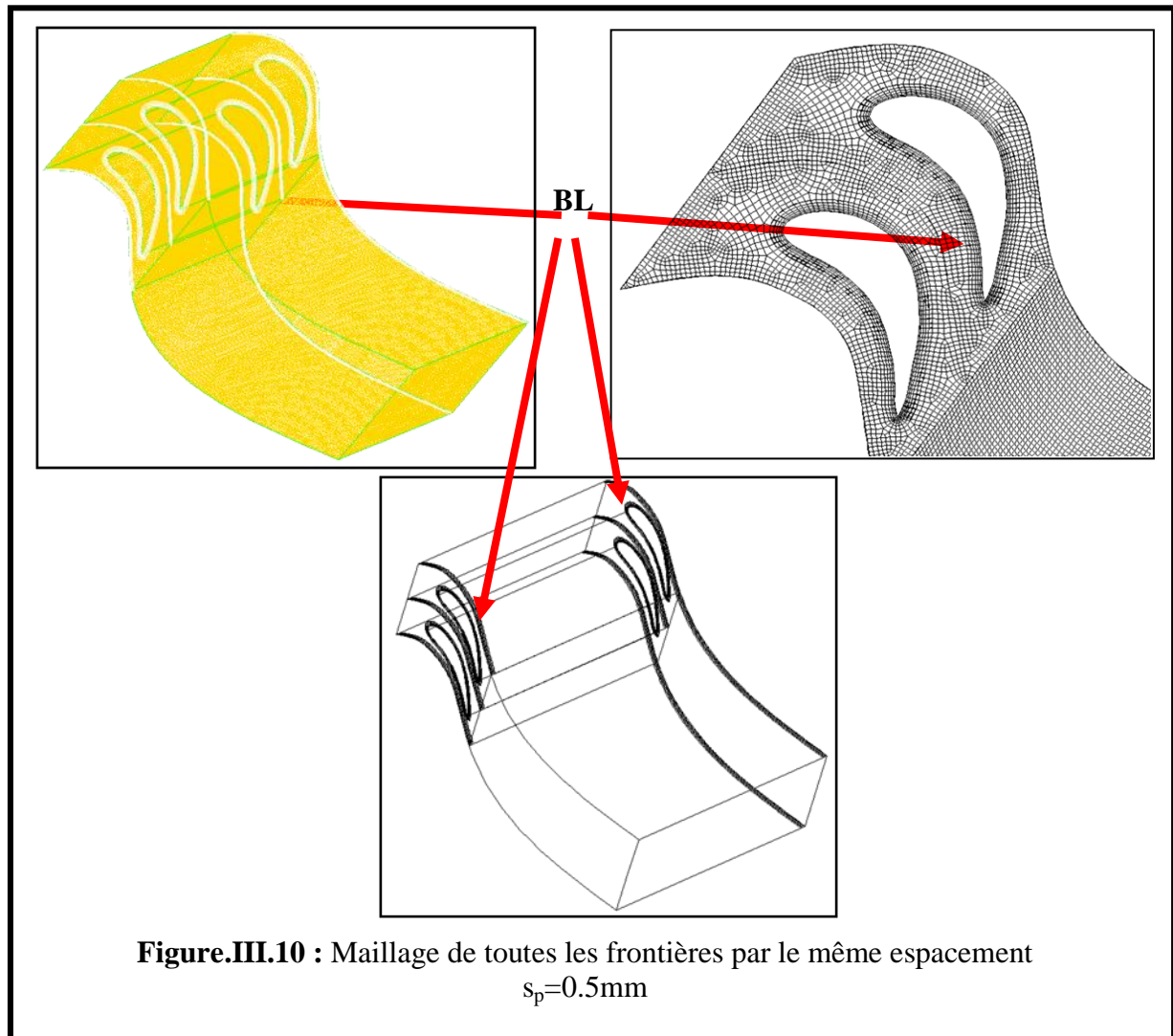
b) Partie aval



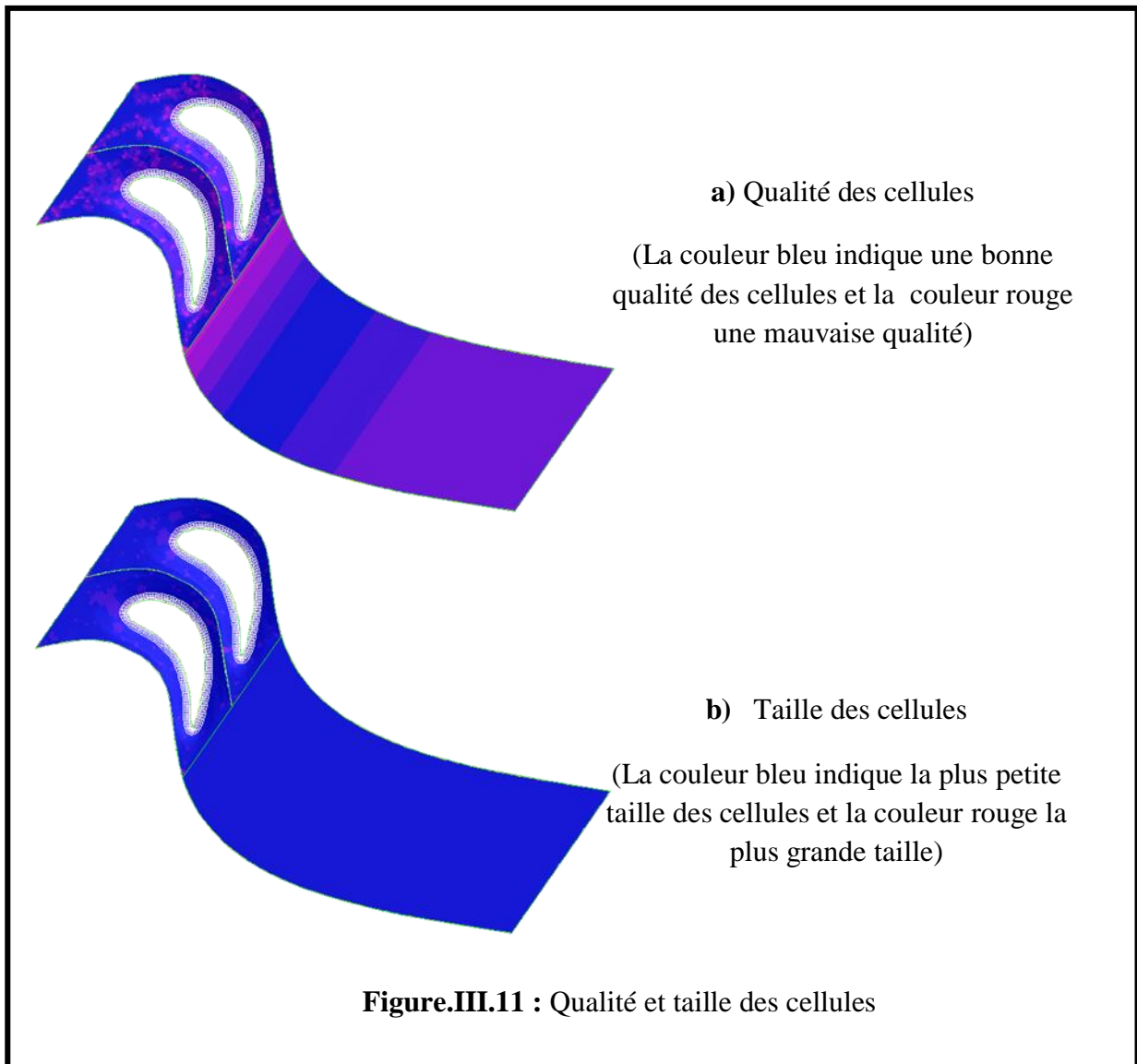
c) Autour de l'aube

Figure. III.9 : Portions du maillage.

Dans le but d'améliorer la qualité des mailles autour des aubes, sur le hub et sur le casing, l'option de "Boundary-Layer (BL)" dans Gambit a été activée pour générer des lignes de maillage parfaitement parallèles aux aubes et aux parois courbées, figure III.10.



La taille et la qualité des mailles sont visiblement améliorées, figures III.11 (a et b). Cependant il reste une petite région près du point de stagnation où les cellules sont de taille relativement grande et de qualité inférieure.



III.3. Incrément de temps d'intégration

L'incrément de temps utilisé est $2 \cdot 10^{-4}$ s. Il représente une fraction d'environ un millième le temps de séjour d'une particule traversant le domaine d'étude, avec une vitesse de référence de 4 m/s. Cette valeur est inférieure à 1/50 la période de passage des vortex par un point donné sur l'extrados au niveau du bord de fuite. Cette valeur est bien inférieure à 1/20 incrément de temps limite recommandé par Fluent.

IV. Autres détails numériques

Les équations qui gouvernent l'écoulement sont des équations aux dérivées partielles non linéaires qui n'ont pas de solution analytique d'où la nécessité de faire appel à une méthode de résolution numérique. Dans notre cas, Fluent a été utilisé, incorporant la méthode des volumes finis, basée sur :

- ❖ Une génération du maillage : division du domaine physique en volumes de contrôles.
- ❖ Une intégration des équations de transport sur chaque volume de contrôle.
- ❖ Une discrétisation des différentes équations intégrales par rapport aux volumes de contrôles obtenant ainsi un système d'équations algébriques pour chaque variable dépendante du problème à résoudre.

Pour la résolution d'un problème par cette technique il faut donc :

- ❖ Mettre à jour des propriétés du fluide.
- ❖ Mettre à jour le champ de vitesse c'est-à-dire la résolution des équations de transport de quantité de mouvement en utilisant les valeurs courantes de pression.
- ❖ Corriger la pression si les vitesses trouvées dans l'étape précédente ne satisfont pas l'équation de continuité.
- ❖ Résoudre les équations de transport de k et de ε en prenant compte des dernières valeurs trouvées dans ce qui précède.
- ❖ Tester la convergence, si celle-ci est atteinte, on arrête le processus de calcul, sinon le processus recommence à partir de la deuxième étape.

La discrétisation des équations régissant peut être illustrée simplement en considérant l'équation de transport d'une quantité scalaire ϕ , exprimée sous sa forme intégrale, en régime permanent par :

$$\iiint_V \text{div}(\rho\phi\vec{v})dV = \iiint_V \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi)dV + \iiint_V S_\phi dV \quad (\text{III-5})$$

Où $\rho = \text{masse volumique}$

$\vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$ est le vecteur vitesse

Γ_ϕ = Coefficient de diffusion de ϕ

S_ϕ = source de ϕ par unité de volume

En utilisant le théorème de Green Ostrogradski, les intégrales sur le volume peuvent être réécrites sous forme d'intégrale sur la surface enveloppant le volume, et l'équation (III-5) deviendra :

$$\iint_S (\rho \phi \vec{v}) \cdot \vec{ds} = \iint_S (\Gamma_\phi \overrightarrow{grad\phi}) \cdot \vec{ds} + \iiint_V S_\phi dV \quad (III-6)$$

Après intégration, l'équation (III.2) donne :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi (\nabla\phi)_n \vec{A}_f + S_\phi V \quad (III-7)$$

Où N_{faces} = nombre de faces de la cellule .

ϕ_f = valeur de ϕ évaluée à la face f .

$\rho_f v_f A_f$ = débit massique à travers la face f .

A_f = surface de la face f

$(\nabla\phi)_n$ = grandeur de $\nabla\phi$ normale à la face f .

V = volume de la cellule.

Les équations résolues par FLUENT prennent la même forme générale que celle donnée ci-dessus et s'appliquent aux différentes mailles du volume de contrôle.

Discrétisation spatiale

FLUENT stocke les valeurs discrètes de la grandeur scalaire ϕ aux centres des cellules. Les valeurs de ϕ_f sont exigées au niveau des faces pour les termes de convection de l'équation (III-6) et doivent être déterminées par interpolation à partir des valeurs du centre de la cellule. Ceci est accompli en utilisant le schéma décentré amont (upwind).

" Upwinding" signifie que la valeur de la face ϕ_f est dérivée des quantités dans la cellule en amont.

Dans le présent travail, la simulation par le modèle de turbulence k- ϵ (dans le cas de la roue) ainsi que celle par le modèle de turbulence RNG k- ϵ (dans le cas de la cascade plane), le schéma décentré amont du second ordre (second order upwind) a été utilisé pour la discrétisation du terme convectif des équations de quantité de mouvement, de l'énergie

cinétique turbulente et du taux de dissipation. Pour l'interpolation de la pression et le couplage vitesse-pression le choix s'est porté sur le schéma standard et l'algorithme simple respectivement.

Pour la simulation par l'approche LES, le schéma aux différences centrées bornées (Leonard 1991) est appliqué. Ce schéma est basé sur la combinaison du schéma aux différences centrées, des schémas décentrés amont du premier et du second ordre.

Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle a été faite par une formulation entièrement implicite du second ordre. Son avantage est la stabilité, indépendamment du pas de temps choisi.

Les calculs ont été entamés sur un PC pavillon dv6 avec un processeur Intel (R) Core (TM) 2 Duo 3Go de RAM, et 2 GHz, et complétés sur un I7-3770 CPU, 16 Go de RAM, et 3.40 GHz.

Chapitre IV

Discussion des

résultats

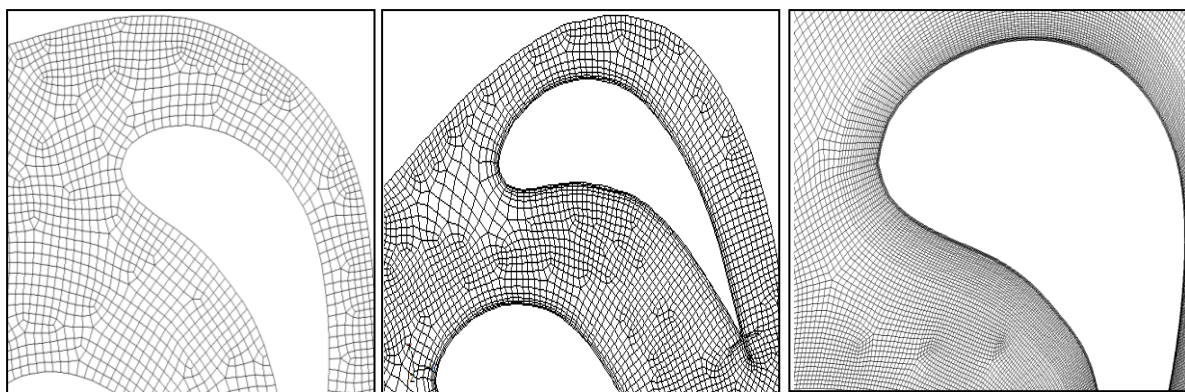
Résultats et discussion

IV.1 -Effet du maillage :

Afin de valider nos résultats, un calcul préliminaire a été réalisé pour une veine d'essai de section carrée (300x300mm), et d'une longueur de 1000 mm, pour se mettre dans les mêmes conditions expérimentales que l'étude traitée par Adjlout et Dixon [18] : une intensité de turbulence de 0.9% ; et une épaisseur δ de la couche limite sur les parois avant et arrière de 40mm.

Trois maillages numériques non structurés ont été utilisés pour effectuer les tests d'indépendance du maillage. Ils sont composés de $m_1=1233989$, $m_2=1731688$ et $m_3=2768792$ cellules hexaédriques, figures IV.1 (a, b et c) respectivement.

La figure IV.2 compare les profils de la grandeur de la vitesse moyenne et de l'énergie cinétique turbulente en deux positions illustrées dans la même figure. Les solutions obtenues avec les deux maillages m_2 et m_3 étaient semblables. Par conséquent les résultats discutés ci dessous ont été tous obtenus pour le maillage m_2 .



a)

b)

c)

Figure IV.1: Maillages numériques testés

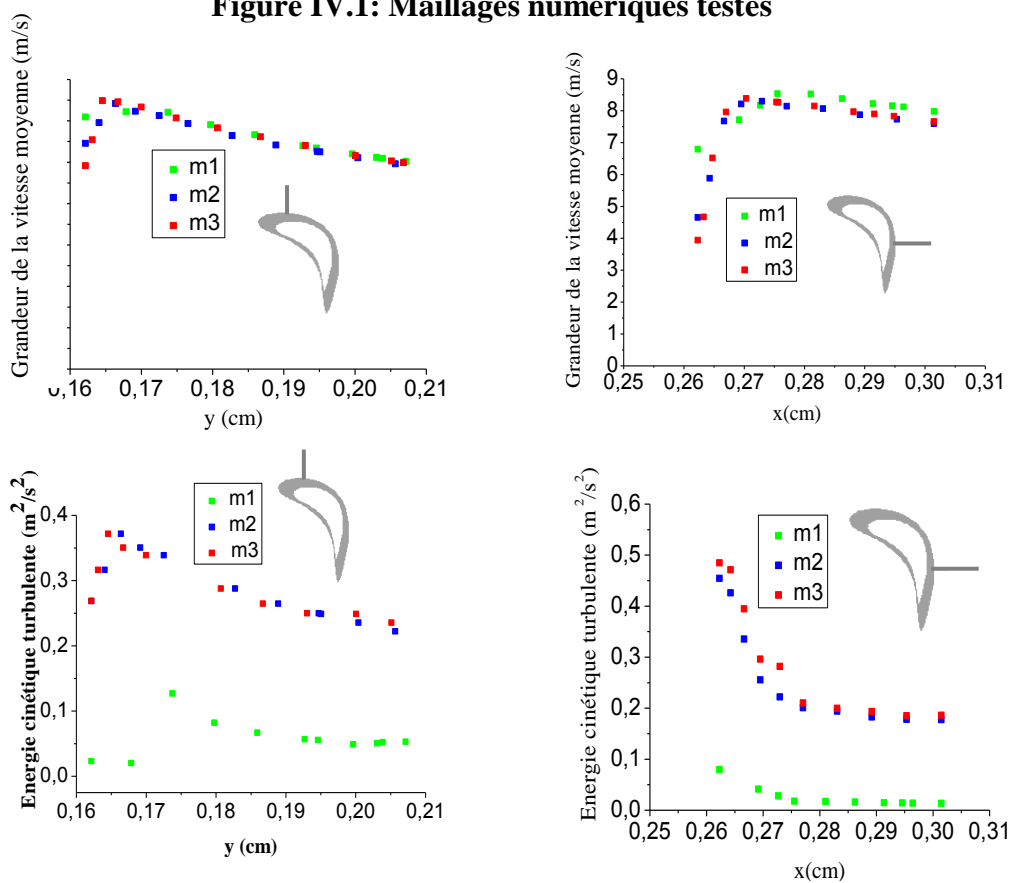


Figure IV.2: Effet du maillage sur la solution

IV.2. Discussion des résultats

IV.2.1. 1^{er} Partie / Roue à 60 aubes :

a) Introduction :

Cette première partie du travail explore l'effet de l'intensité de turbulence à l'entrée sur le comportement de l'écoulement autour d'une des 60 aubes composant la roue d'un stator. Les champs de vitesse moyenne, de pression, d'énergie cinétique turbulente k et de viscosité cinématique turbulente ν_t ainsi que les contours du coefficient de frottement sont explorés. Les valeurs imposées de l'intensité à l'entrée sont : $I = 0.1 \%$, 1% , 5% et 20% .

b) Champ de vitesse moyenne :

La figure IV.3 présente les contours du module de vitesse dans trois plans parallèles et à 2%, 50% et 98% du moyeu. Pour les intensités de turbulence de 0.1 %, 1 % et 5 %, les résultats obtenus des champs de vitesse sont similaires. Cependant, pour la relativement forte intensité de 20 %, le sillage en aval de l'aube dans le plan médian paraît plus épais. Cela est probablement dû à l'échange de quantité de mouvement augmenté par la turbulence induit un épaissement plus rapide du sillage.

c) Champ de pression :

La figure IV.4 décrit les contours de pression sur les mêmes plans définis plus haut. Les résultats montrent la variation de l'intensité de turbulence à l'entrée n'a pas d'effet sur la variation de pression dans la direction radiale par rapport à la roue. La pression est élevée du côté intrados et diminuée du côté extrados alors que sa valeur maximale est au niveau du bord d'attaque. Dans la zone de fluide accéléré, une relative dépression est observée (énergie cinétique augmentée aux dépens de l'énergie de pression). Ces résultats montrent que l'intensité de turbulence à l'entrée n'a pas d'effet important sur le champ de pression.

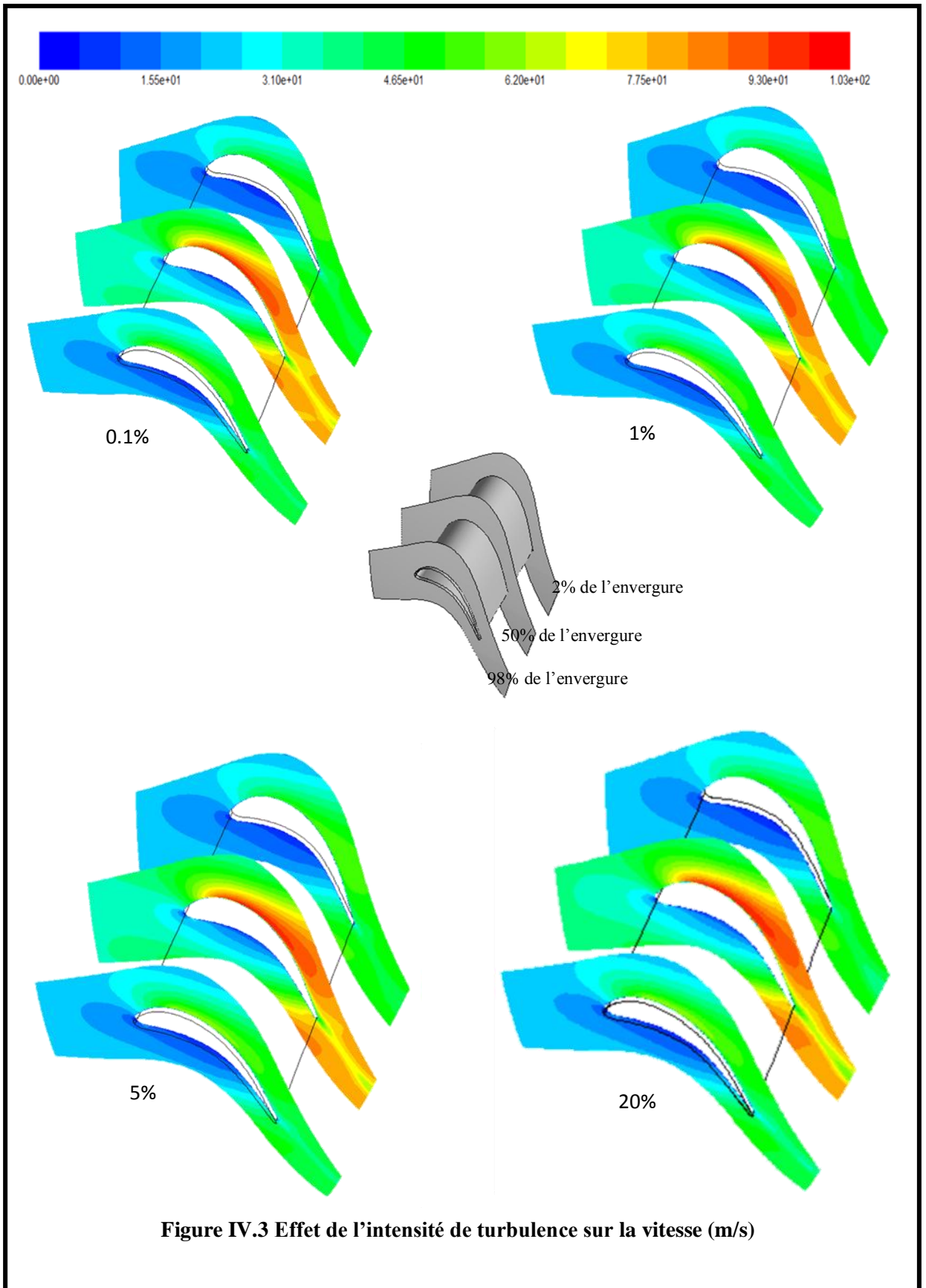


Figure IV.3 Effet de l'intensité de turbulence sur la vitesse (m/s)

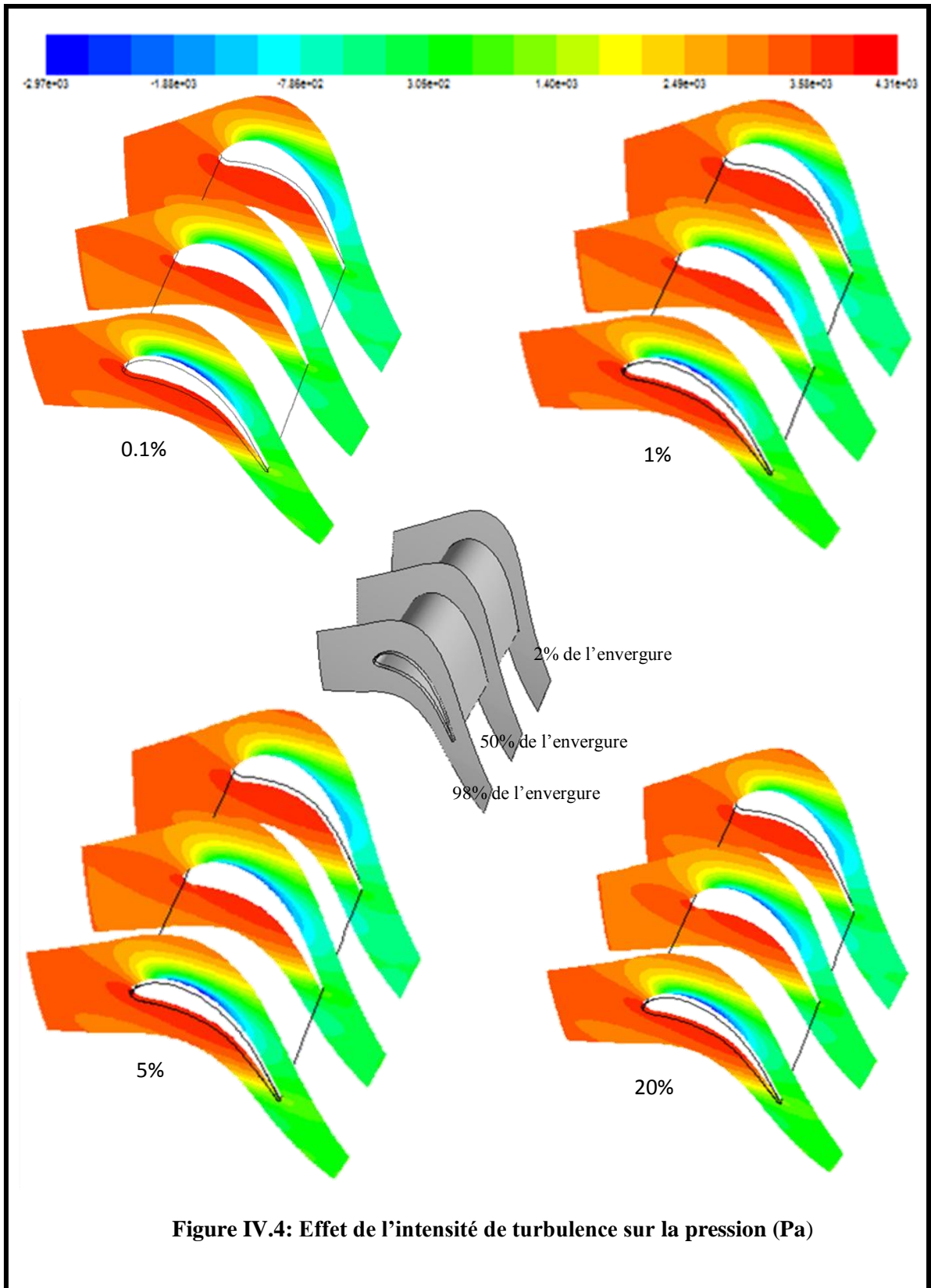


Figure IV.4: Effet de l'intensité de turbulence sur la pression (Pa)

d) Coefficient de frottement :

La figure IV.5 donnant les contours du coefficient de frottement sur les parois de l'aube du carter et du moyeu, montre que ce dernier est très important sur l'extrados par rapport à l'intrados, vu que le gradient de vitesse sur l'extrados est relativement élevé. Au niveau du carter et du moyeu la variation du coefficient de frottement est similaire. Encore une fois les intensités de turbulence de 0.1 %, 1 % et 5 % prescrites à l'entrée, semblent avoir un faible effet sur la distribution du coefficient de frottement sur les différentes parois. En augmentant ce paramètre de 5 à 20 %, on remarque un accroissement du frottement sur les parois du moyeu et du carter dans la couche limite à l'entrée du domaine ainsi que dans la région de l'intrados de l'aube, juste en aval du bord de fuite.

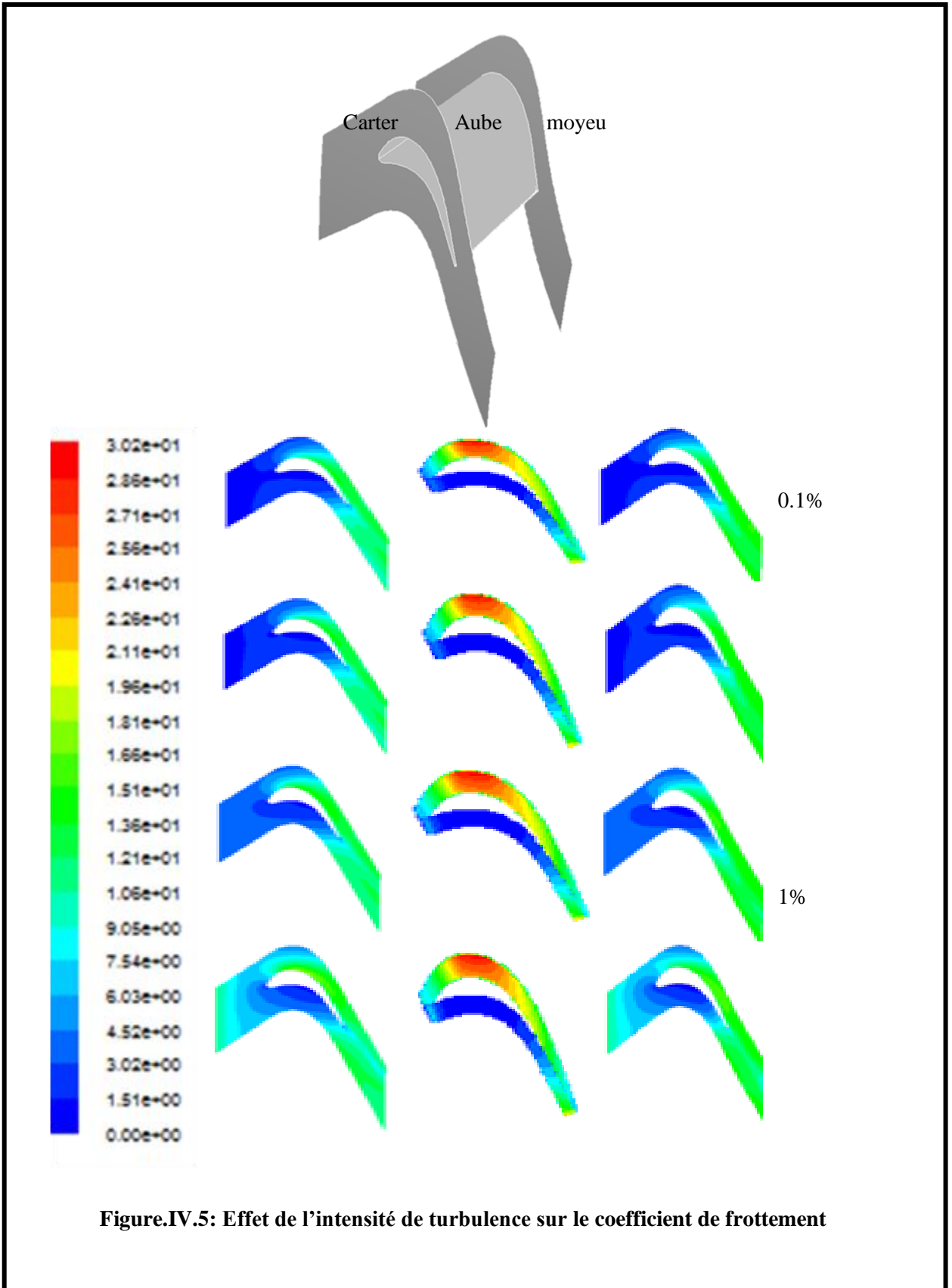
e) Champ de l'énergie cinétique turbulente :

Concernant les contours de l'énergie cinétique turbulente k dans le plan médian, figure IV.6, pour les faibles valeurs de I , des zones de fortes turbulences sont observées dans la couche limite sur l'extrados et dans le sillage caractérisées par une épaisseur relativement mince.

Pour $I = 20\%$, l'écoulement est fortement turbulent induisant un épaissement plus important de la couche limite sur l'extrados ainsi que du sillage. A noter que pour cette intensité, la décroissance de la turbulence à l'entrée du domaine dissipée sous forme de chaleur et aussi la disparition de l'écoulement non visqueux entre les aubes.

f) Champ de la viscosité cinématique turbulente :

Le champ de la viscosité turbulente figure IV.7 confirme la forte influence de l'intensité à l'entrée sur le comportement de la turbulence dans tout le domaine quand cette dernière est augmentée à 5 % et à 20 % et particulièrement, dans la couche limite sur l'extrados et dans le sillage dont le taux d'épaissement augmente rapidement.



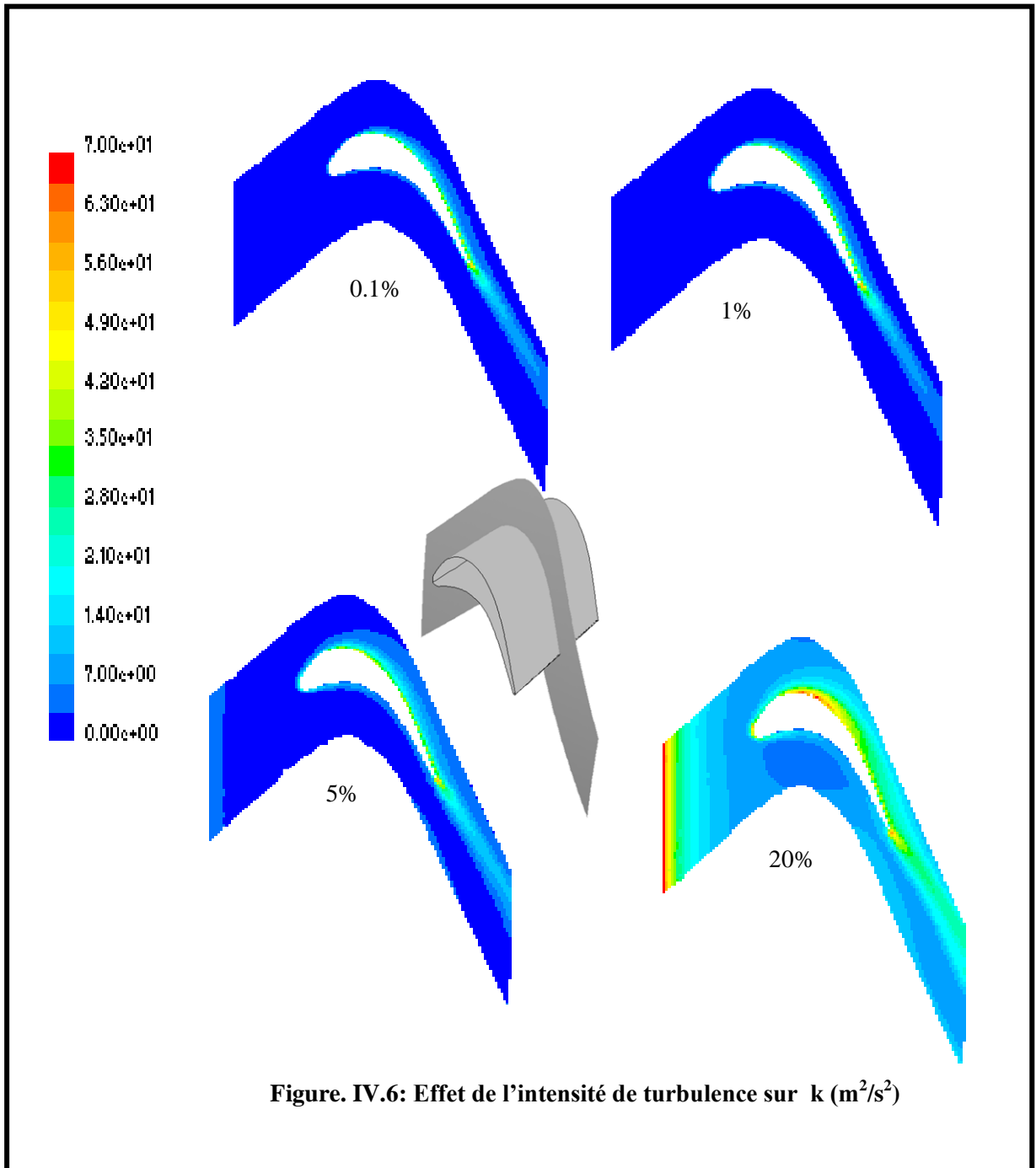


Figure. IV.6: Effet de l'intensité de turbulence sur k (m^2/s^2)

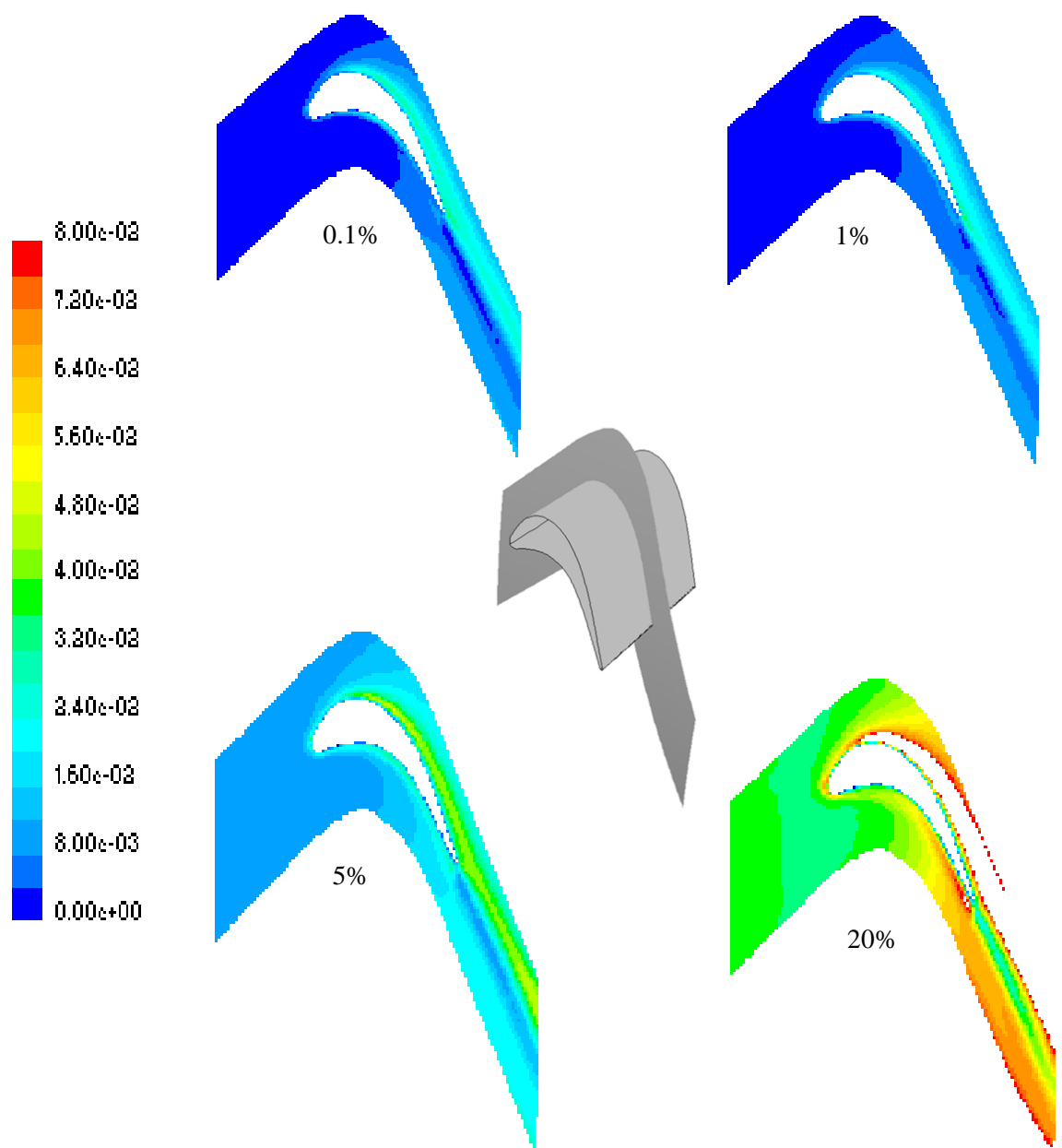


Figure. IV.7: Effet de l'intensité de turbulence sur v_t (m^2/s)

IV.2.2. 2^{ème} Partie/ Cascade plane

I. 1^{er} cas / Angle de décalage = 0°

Les résultats présentés dans cette partie concernent l'écoulement turbulent à travers la cascade d'aubes avec un angle d'entrée d'air de 34.327 m/s, angle entre la direction du courant d'air entrant et la normale à la direction du pas (pitch-wise). Dans ce cas, l'angle de décalage, angle entre la normale à la direction du pas et la direction de la corde (stagger angle), est égal à zéro.

A) Champs moyens

a) Champ de vitesse :

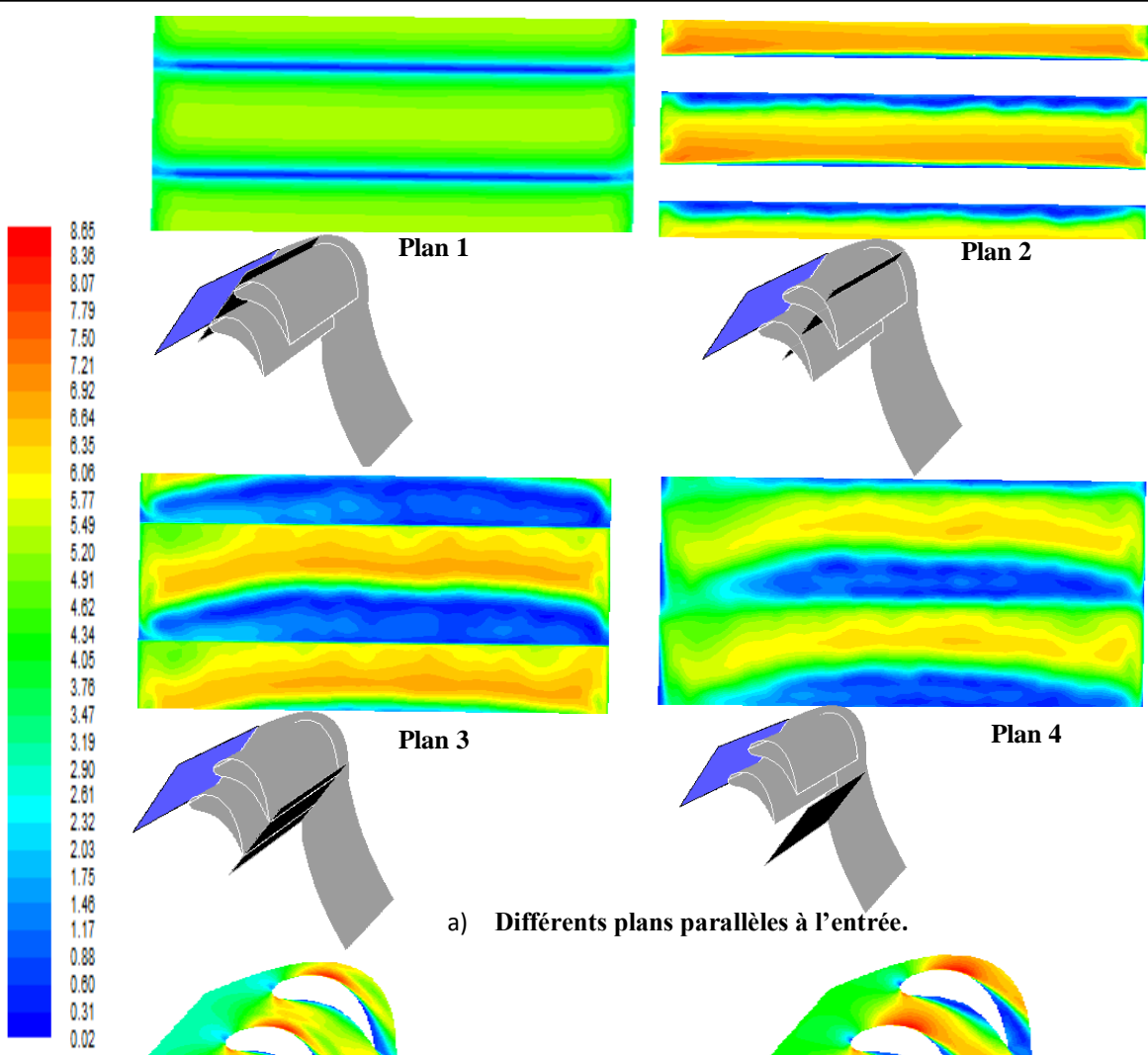
Les figures. IV.8 exposent les contours du module de la vitesse moyenne en différents plans dans le sens longitudinal, parallèles à l'entrée, et différents plans dans le sens de l'envergure, $z=\text{constante}$.

Il est clair que les contours autour de la première aube sont pratiquement identiques à ceux autour de la deuxième aube, confirmant ainsi le caractère périodique de l'écoulement autour des différentes pales de la cascade. D'autre part, depuis l'entrée du domaine jusqu'à une position de 50% de la corde à partir du bord d'attaque, l'écoulement peut être considéré quasi-bidimensionnel en moyenne vu que les variations dans la troisième direction z , ne sont pas importantes, figure IV.8a. Ceci est particulièrement vrai au centre du domaine loin des parois représentant le carter et le moyeu.

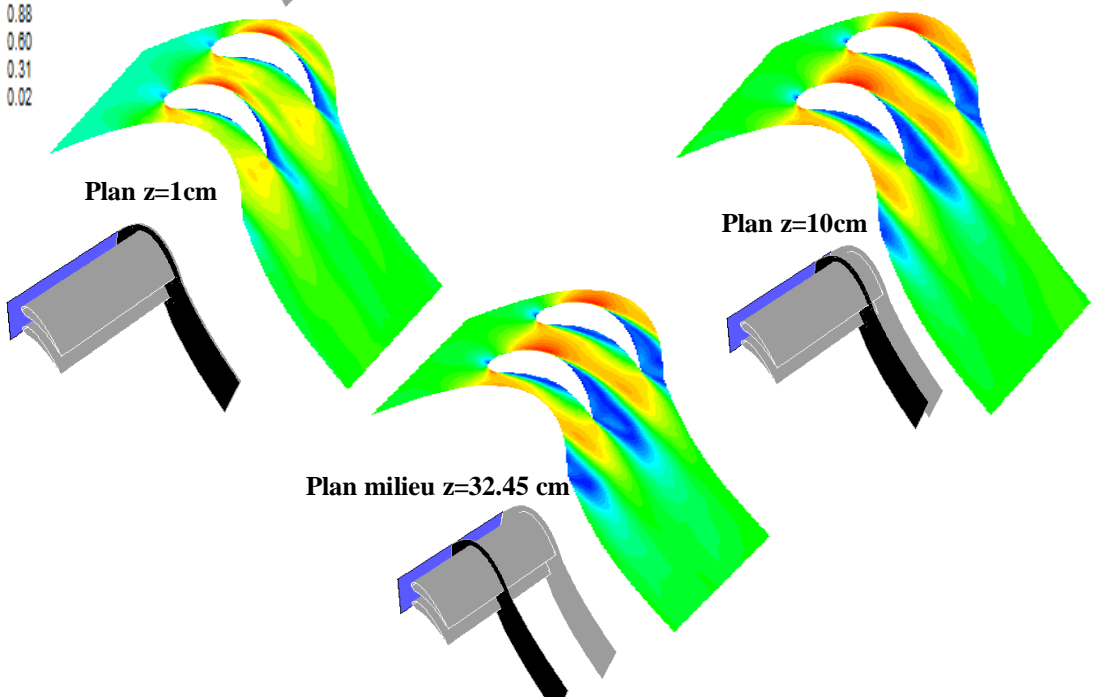
Les vitesses sont relativement faibles dans une région importante juste en aval de l'aube, coté extrados, et la région centrale de l'intrados indiquant l'existence de grandes zones de recirculation. Cela s'explique par le fait que l'angle de décalage soit nul et que la couche limite sur l'intrados et l'extrados ne peut rester attachée à la paroi.

Dans les plans parallèles à l'entrée, en aval de la paroi du moyeu, le fluide longeant la frontière d'entraînement libre située sur le prolongement de la surface du moyeu, on voit que la vitesse est faible. La raison est la condition à la limite imposée le long de la frontière libre, qui est une pression constante permettant au fluide d'entrer ou de sortir du domaine librement. Dans le cas où le fluide est aspiré de l'extérieur vers l'intérieur du domaine, il pénètre suivant la normale à la frontière. La composante de vitesse longitudinale étant nulle, le module de la résultante est forcément faible.

Les vitesses maximales sont observées sur l'extrados comme attendu mais aussi dans une petite zone juste en aval du bord d'attaque, coté intrados.



a) Différents plans parallèles à l'entrée.



b) Différents plans longitudinaux

Figure IV.8 (a, b). Contours de la grandeur de la vitesse moyenne (m/s).

La figure IV.9 présente des profils du module de vitesse moyenne en fonction de la distance le long de la direction de l'envergure sur des lignes parallèles à l'entrée dans le plan médian. Il est intéressant de noter que la présence des aubes a un effet sur l'écoulement même loin en amont du bord d'attaque des aubes, presque à partir de l'entrée, plan 1. Les valeurs de la vitesse varient de façon périodique en fonction de la position dans le sens du pas, direction d'aube à aube, (pitch-wise). En fait, l'intensité des fluctuations spatiales de la vitesse est d'environ 0.25% au plan 1 juste en aval de l'entrée et de 4.7% au plan 2. En amont du plan 3, les variations de vitesse caractérisent un écoulement qui n'est pas encore turbulent ni même visqueux. Ce point sera mis en évidence par référence à des paramètres de turbulence discutés plus loin.

Dans les trois premiers plans, les positions des vitesses maximales correspondent à celles des pressions minimales et vice-versa. Cela traduit le principe de conservation de la somme des énergies cinétique et sous forme de pression dans cette région où l'effet de viscosité est pratiquement nul, et aussi l'énergie potentielle de l'air étant négligeable. Le fluide atteint des vitesses maximales plus du double la valeur prescrite à l'entrée à la station 4, sur l'extrados de telles aubes à cambrure élevée. Les profils de vitesse au niveau des différentes stations donnent une idée claire sur l'évolution de la couche limite et en particulier son taux d'épaississement le long des parois de l'intrados et l'extrados. On observe des points de décollement entre les stations 4 et 5, coté intrados, et les stations 5 et 6, coté extrados.

Des champs de vecteurs de vitesse projetés sur des plans parallèles à l'entrée dans la région du bord de fuite de l'aube supérieure sont présentés sur la figure IV.10. Ces résultats statistiques montrent l'existence de structures tourbillonnaires longitudinales moyennes longeant la surface concave de l'intrados près du bord de fuite, qui pourraient être des instabilités de type Gortler.

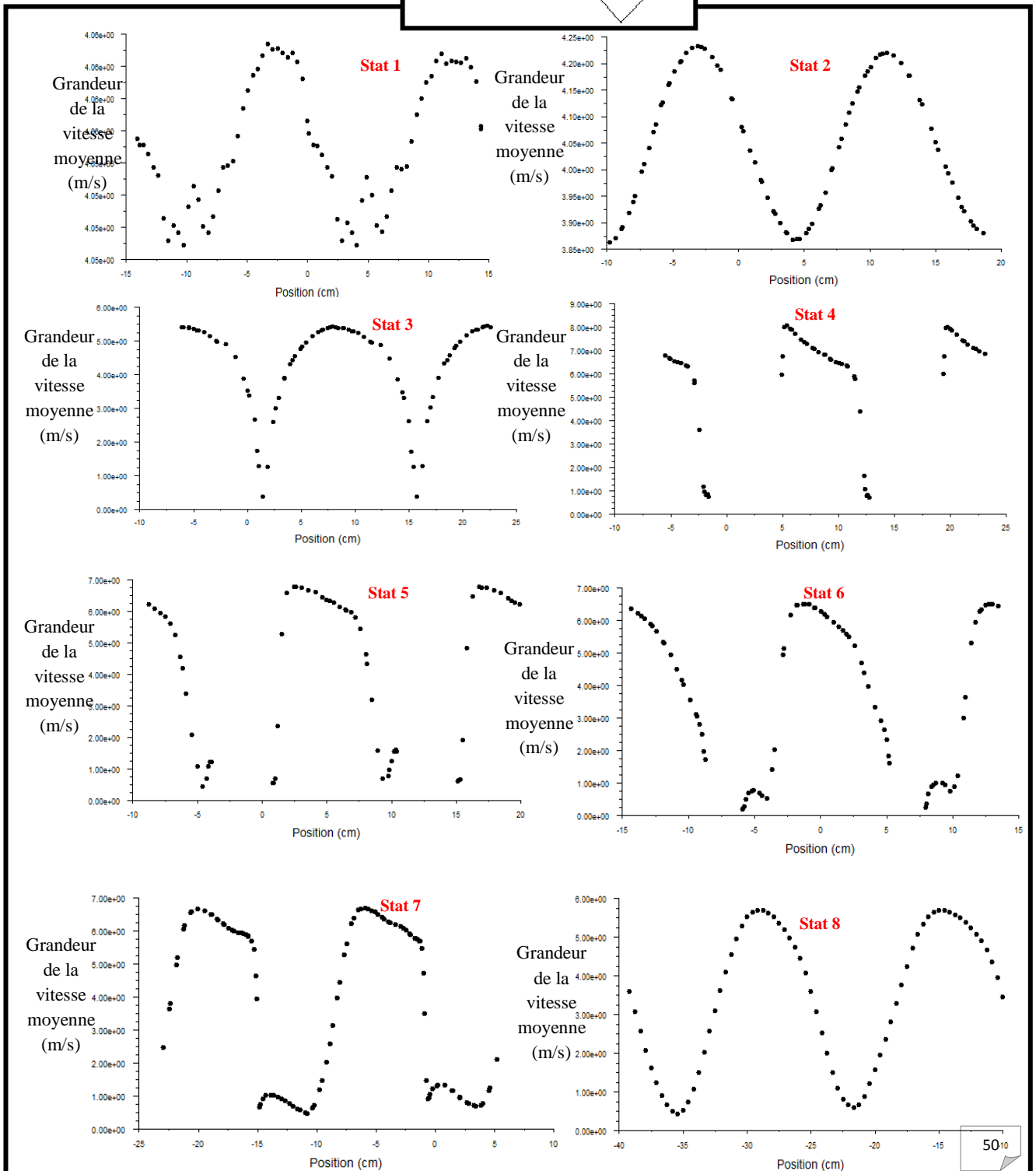
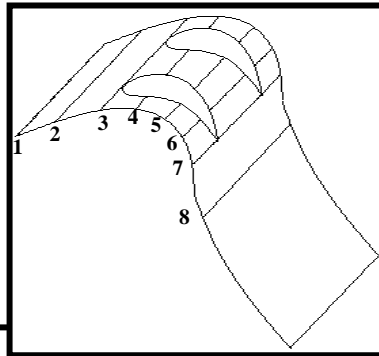
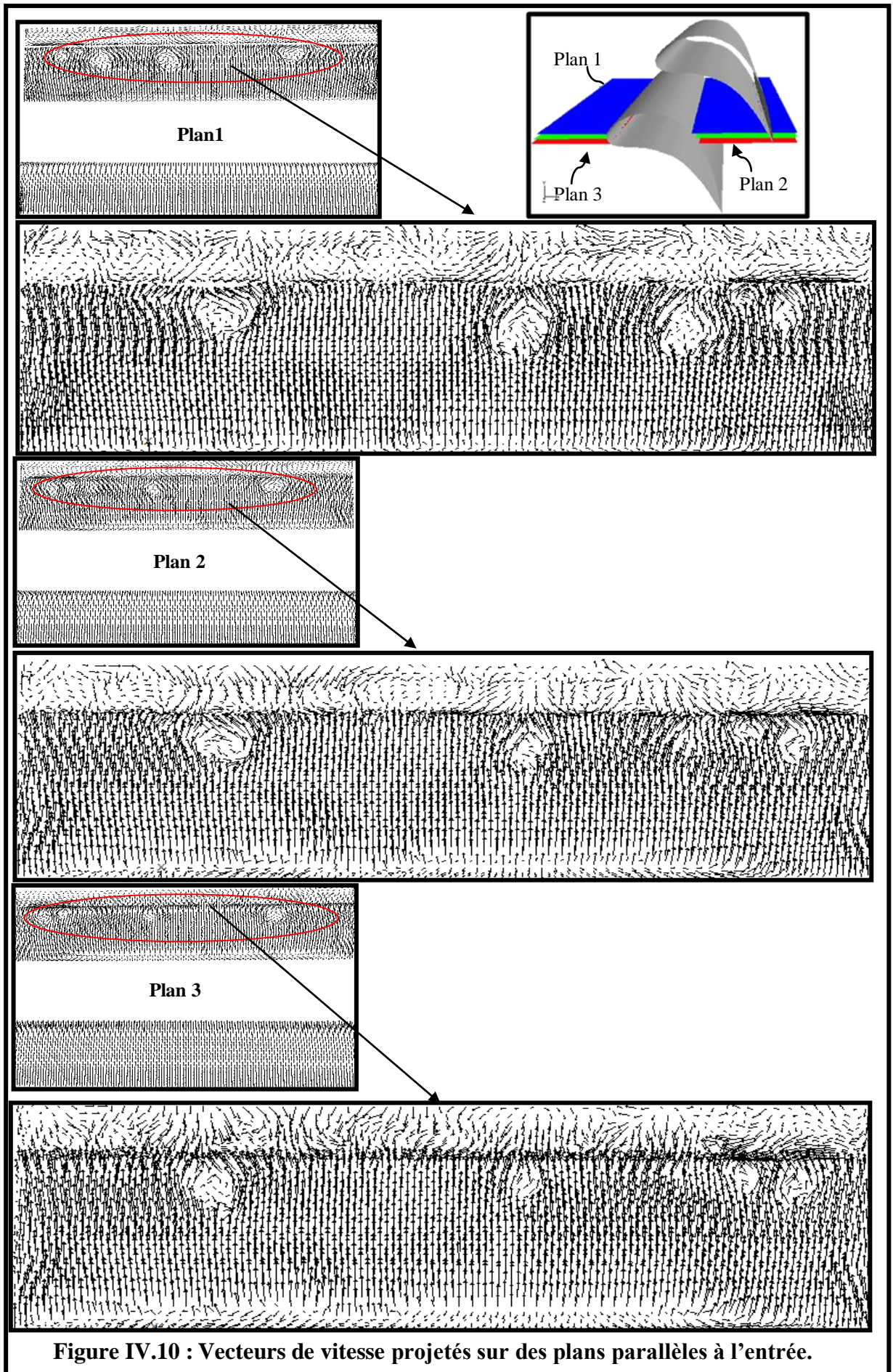


Figure IV.9: Profils de la grandeur de vitesse moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée



a) Champ de pression :

Les contours de pression statique (effective) moyenne, sur différents plans parallèles à l'entrée et des plans parallèles à la paroi du carter, sont exhibés dans la figure IV.11 Les pressions sont évidemment maximales au bord d'attaque et minimales au niveau de l'extrados. A noter que la pression est plus élevée à l'amont des aubes qu'à l'aval. C'est une perte de charge où l'énergie utile de pression s'est transformée dissipée sous forme de chaleur. Encore une fois la périodicité paraît être respectée dans le sens du pas, d'aube à aube, en comparant les champs de pression autour des deux aubes. La bidimensionnalité dans le sens de l'envergure est plus ou moins satisfaite excepté près du carter et du moyeu. La non homogénéité de la distribution de pression est observée de la position 50% de corde en amont du bord d'attaque à environ 100% de corde en aval du bord de fuite. La pression minimale sur l'extrados est atteinte à environ 35% de corde en aval du bord d'attaque. Sur l'intrados la pression maximale est atteinte à environ 70% de corde du bord d'attaque.

La figure IV.12 a et b, illustre les contours du coefficient de pression sur les parois des aubes et du carter. Comme prévu, une valeur maximale de l'ordre de l'unité est notée au bord d'attaque. Cela traduit le fait que pratiquement toute l'énergie cinétique en amont de l'aube s'est transformée en énergie de pression. Sur la surface du carter, le coefficient de pression diminue globalement dans la direction de l'écoulement étant donné la chute de pression discutée plus haut. La figure IV.12c compare la variation du coefficient de pression autour de l'aube dans le plan milieu avec celle expérimentale d'Adjout et Dixon [18]. On remarque que les valeurs minimales calculées observées sur l'extrados sont décalées par rapport aux données expérimentales. La raison est que dans la simulation, l'angle de décalage considéré est 0° . Il s'est avéré que dans l'étude expérimentale, cet angle est égal à 25° . Cela explique la forte dépression "prématurée" obtenue par le calcul. C'est d'ailleurs la raison qui nous a motivé à étudier la configuration avec un angle de décalage de 25° .

Les profils de la pression statique moyenne en fonction de la distance sur des lignes parallèles à l'entrée, suivant le pas, dans le plan médian et en différentes positions longitudinales sont montrés sur la figure IV.13 La distribution est presque uniforme à la station 1. Cependant de petites fluctuations sont déjà visibles. Les valeurs maximales de pression se trouvent dans des positions caractérisées par des vitesses minimales. Ce sont les positions des particules qui se dirigent vers le point de stagnation au bord d'attaque des aubes.

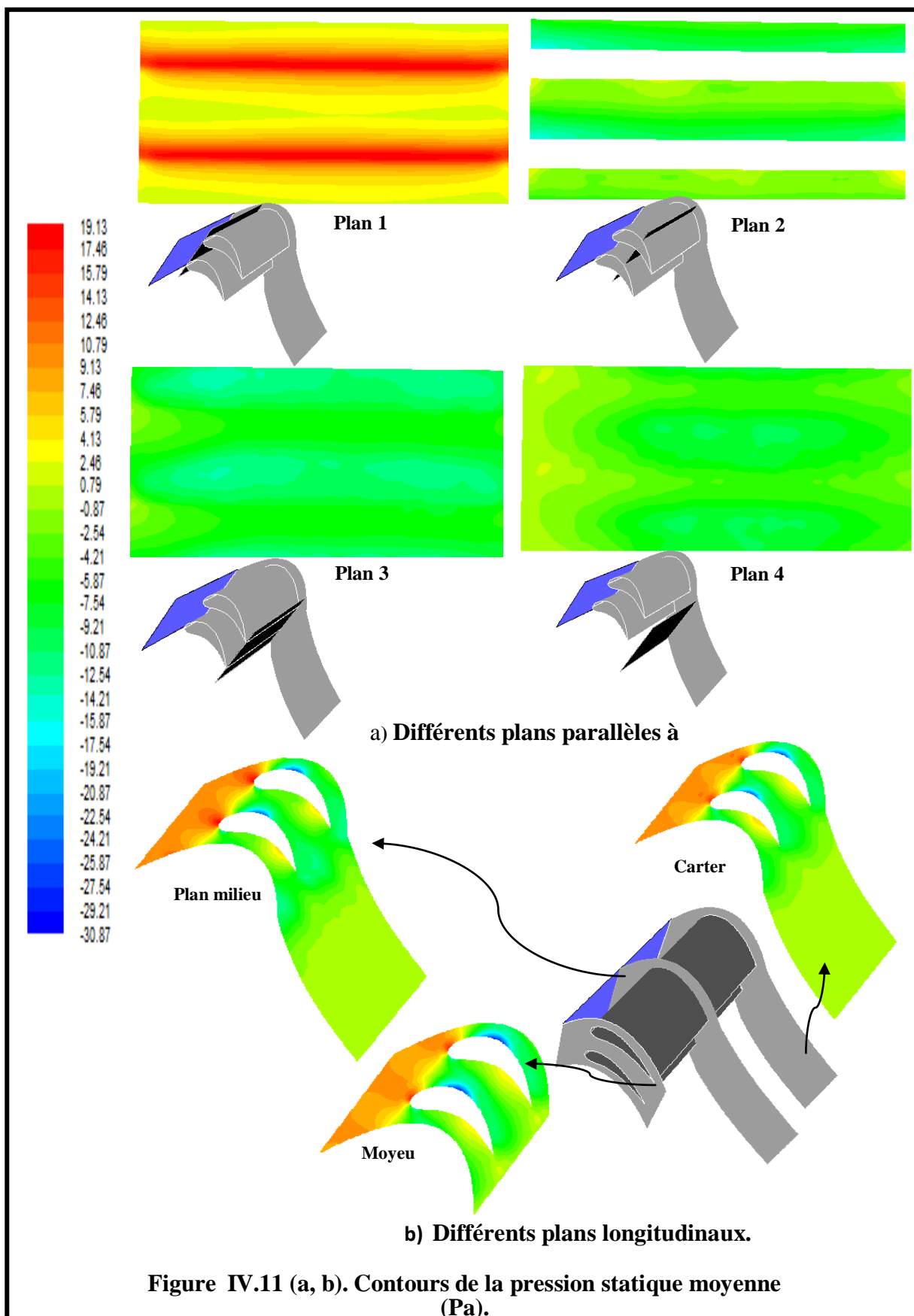


Figure IV.11 (a, b). Contours de la pression statique moyenne (Pa).

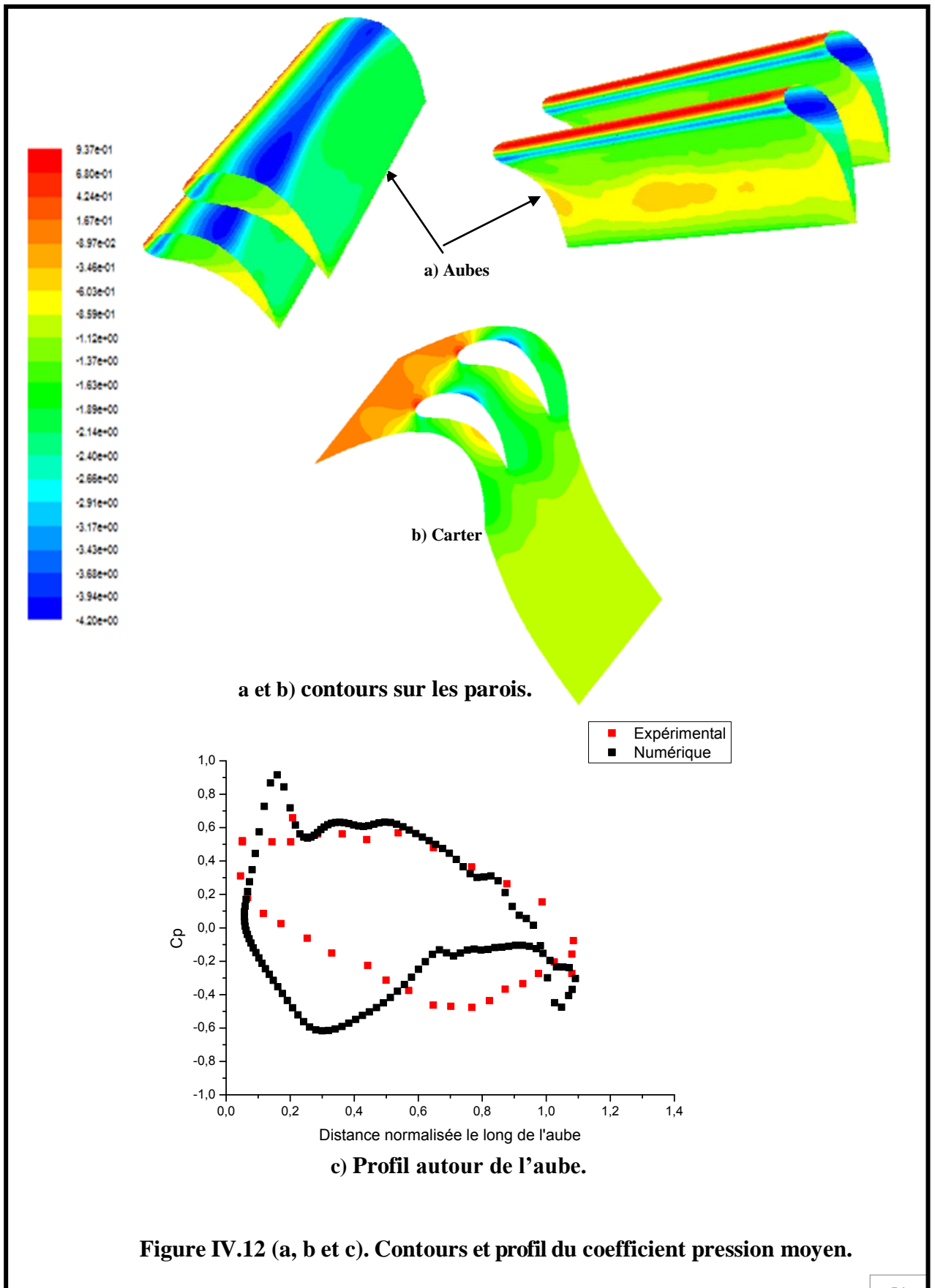


Figure IV.12 (a, b et c). Contours et profil du coefficient pression moyen.

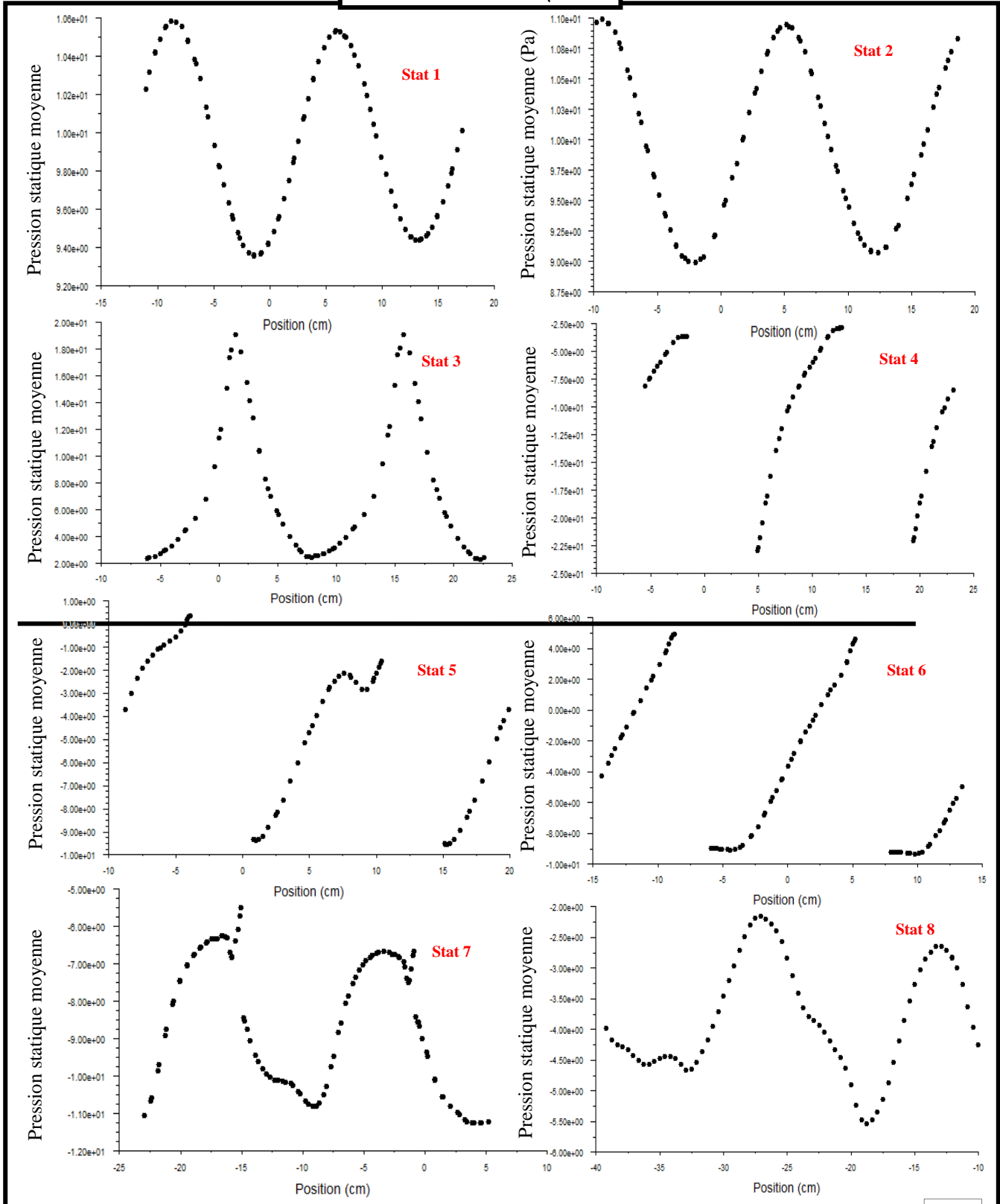
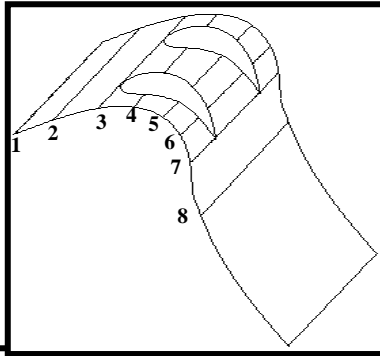


Figure IV.13 : Profils de la pression moyenne (Pa) sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée

Inversement, les particules caractérisées par des pressions minimales et des vitesses maximales commencent déjà à subir une accélération à partir de l'entrée et avancent vers le passage à section réduite entre aubes. A la station 3, les pics de pression de l'ordre de 20 Pa se situent aux points d'arrêt aux bords d'attaque des aubes. Les plus faibles pressions de l'ordre de - 25 Pa sont enregistrées à la station 4, coté extrados.

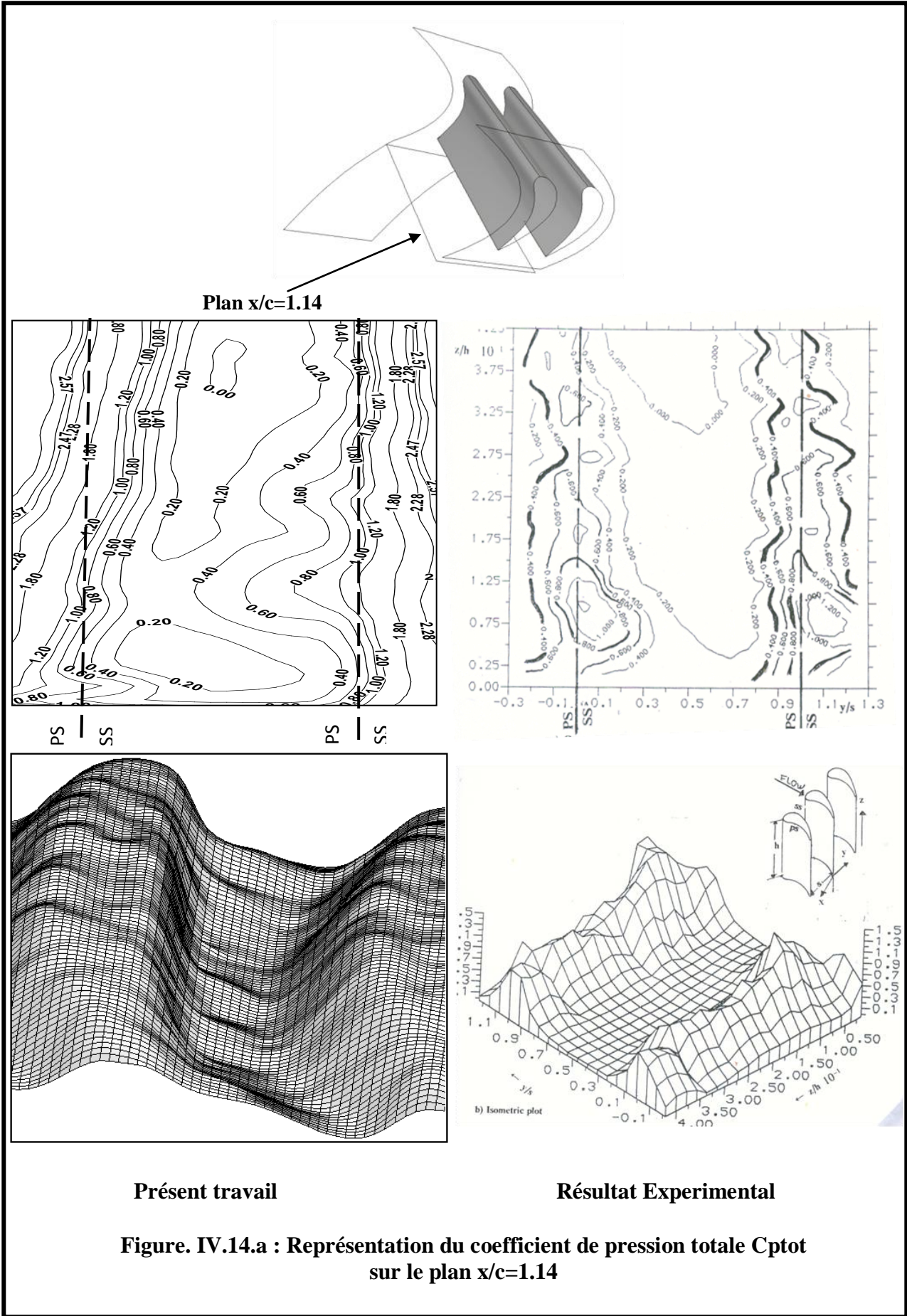
a) Variation de la pression totale

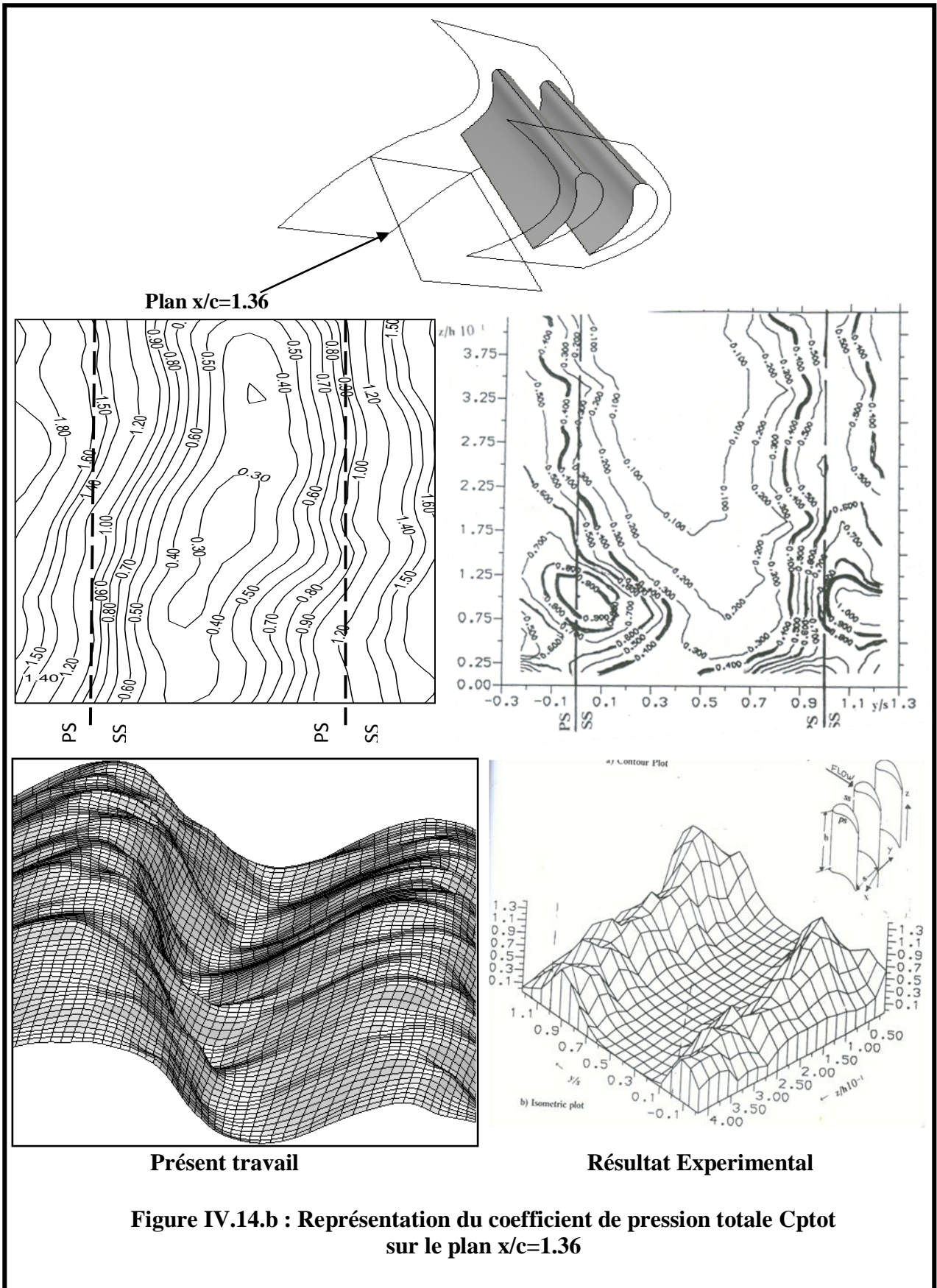
Les figures. IV.14 comparent la chute de pression totale depuis l'entrée jusqu'aux positions respectives $x/c = 1.14, 1.36$ et 1.58 , normalisée par la pression totale à l'entrée obtenue numériquement dans le présent travail et celle expérimentale rapportée par Adjlout et Dixon (18).

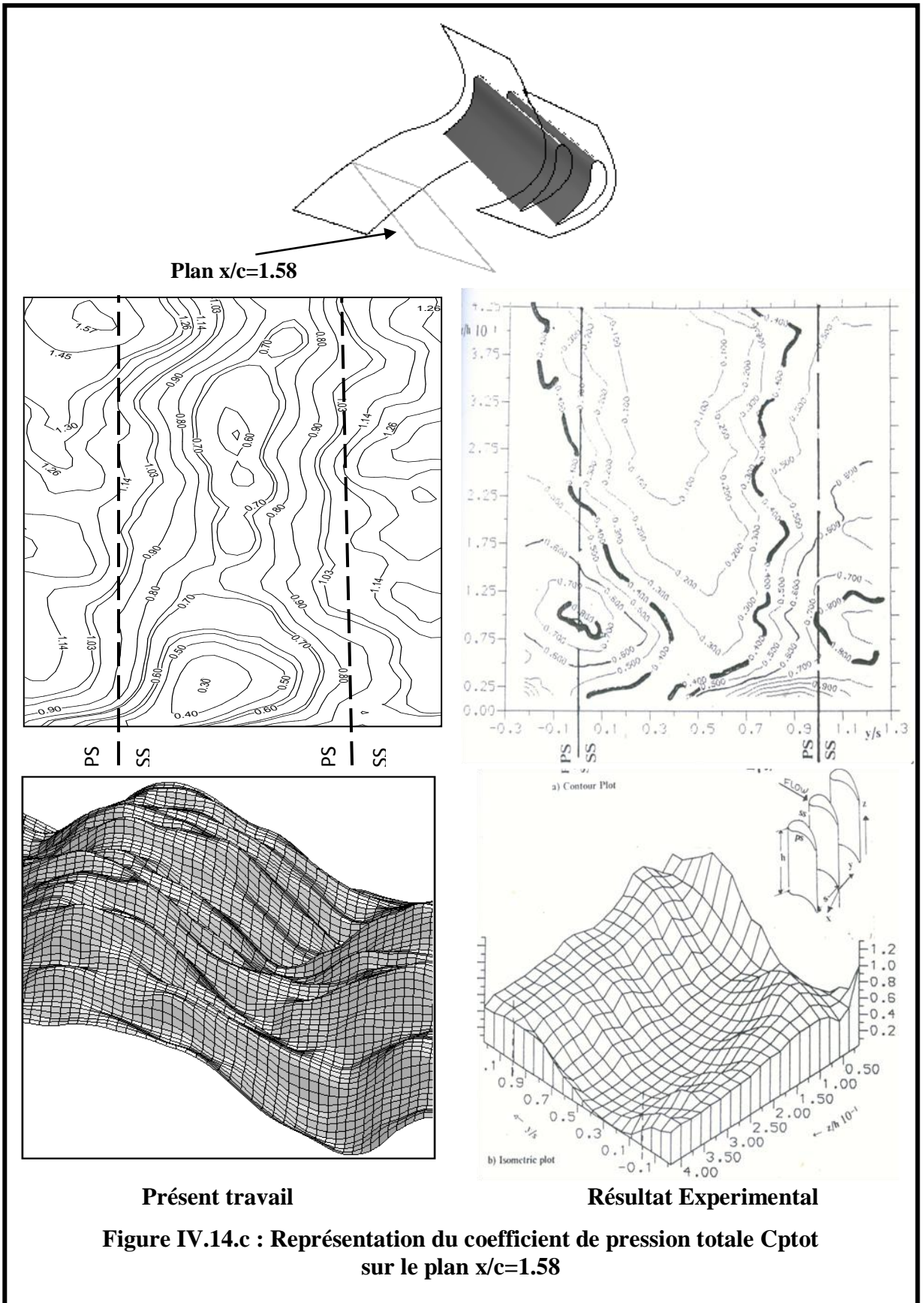
Les contours prédits et les données sont montrées seulement sur une partie de ces surfaces entre $z/h = 0$ (la paroi du carter) et $z/h = 0.4$. Les valeurs calculées maximales sont surestimées. Cependant les allures des distributions numérique et expérimentale sont similaires.

En effet les prédictions confirment le fait que dans le sillage des aubes les vitesses sont diminuées entraînant des pertes de pression totale élevées. Hors des sillages, c'est-à-dire dans les régions centrales entre aubes, les vitesses restent importantes et les valeurs presque égales à celles à l'amont de la cascade, d'où les chutes de pression totale faibles.

Dans la région entre aubes près de la paroi du carter, la chute de pression est plutôt appréciable. Cela peut s'expliquer par l'épaississement de la couche limite entre les positions en amont et en aval de la cascade d'une part et peut être l'apparition d'écoulements secondaire en aval résultant par exemple du vortex en forme de fer à cheval contournant les aubes et longeant les coins les aubes et la paroi du carter.







b) Energie cinétique turbulente

Le champ de l'énergie cinétique turbulente est présenté sous forme de contours en trois plans parallèles à l'entrée et deux plans parallèles à la surface du carter, figure IV.15. L'écoulement est pratiquement non turbulent depuis l'entrée jusqu'à environ 25% de corde du bord d'attaque, coté intrados, et jusqu'à environ 50% de corde, coté extrados. Dans le passage entre aubes, la turbulence est relativement intense près de l'intrados. En aval de chaque aube, deux régions de turbulence intense sont observées dans le sillage où les couches de fluide sont fortement cisailées.

c) Coefficient de frottement :

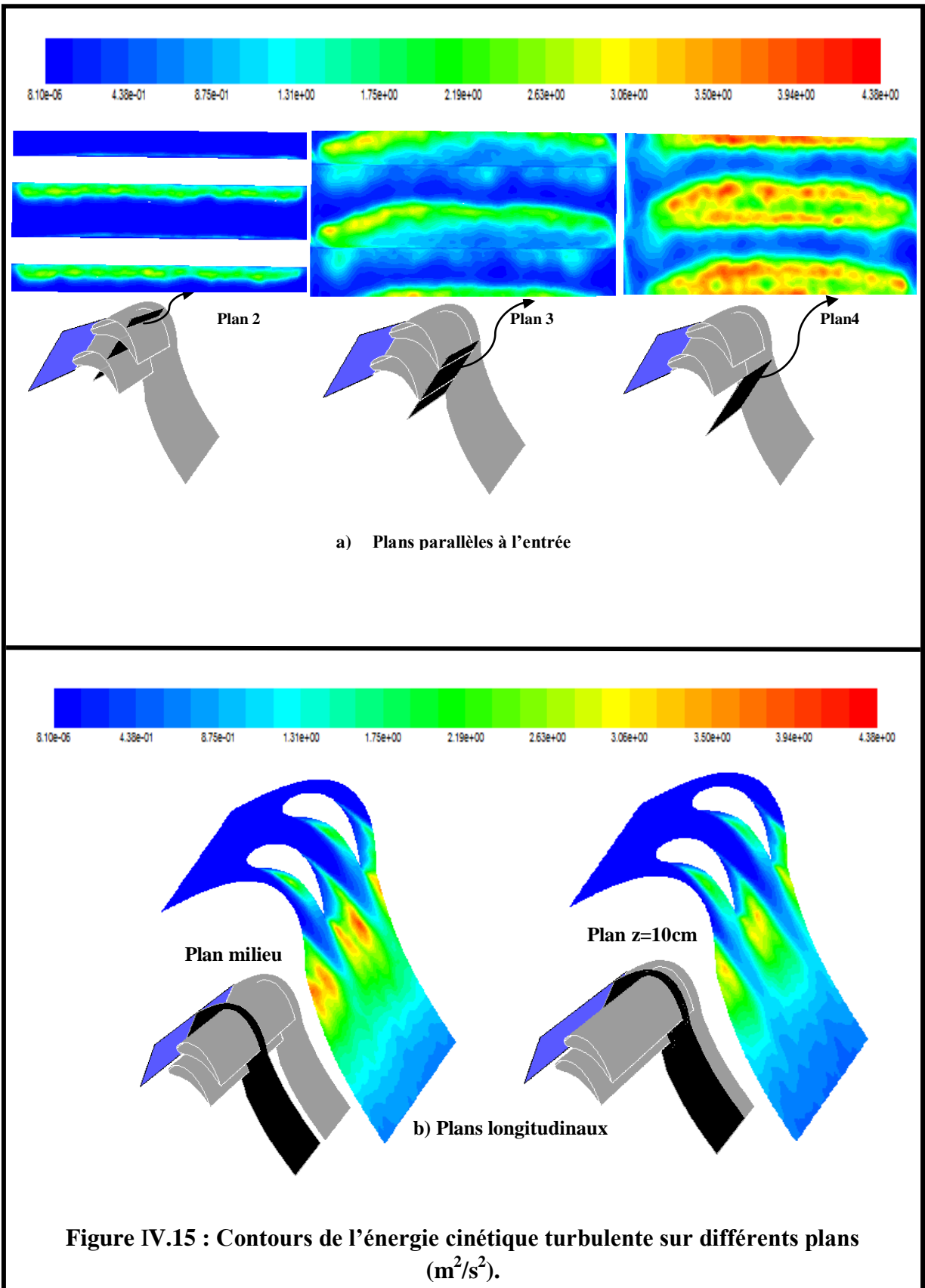
Le coefficient de frottement moyen, figure IV.16, dépendant des gradients de vitesse à la paroi, est élevé dans la région de forte accélération sur l'extrados et aussi juste en aval du bord d'attaque du coté de l'intrados.

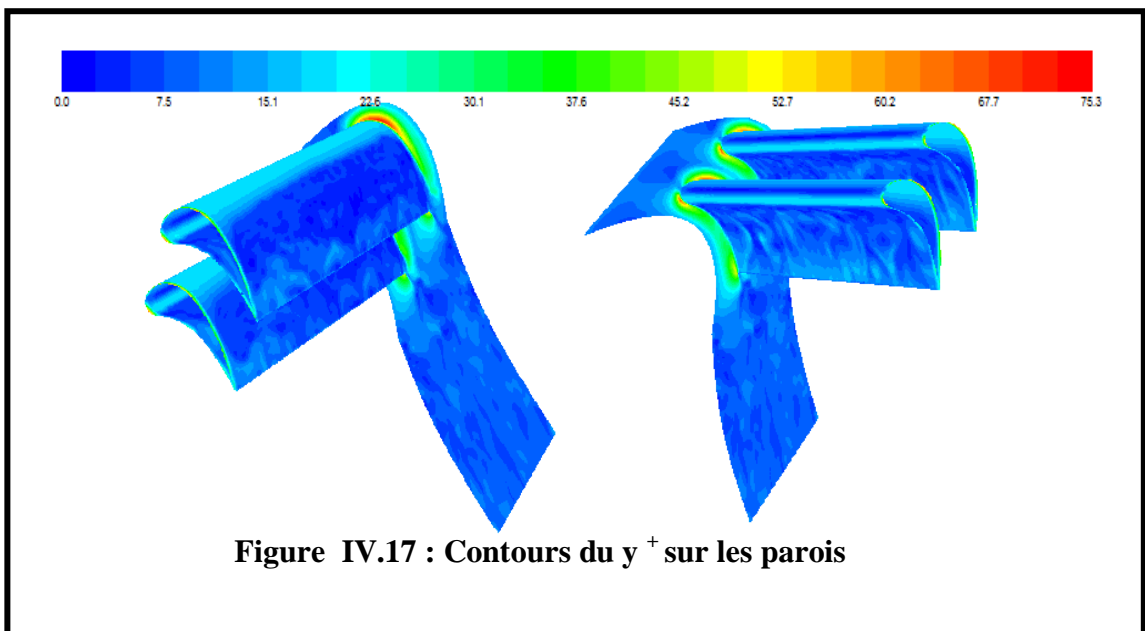
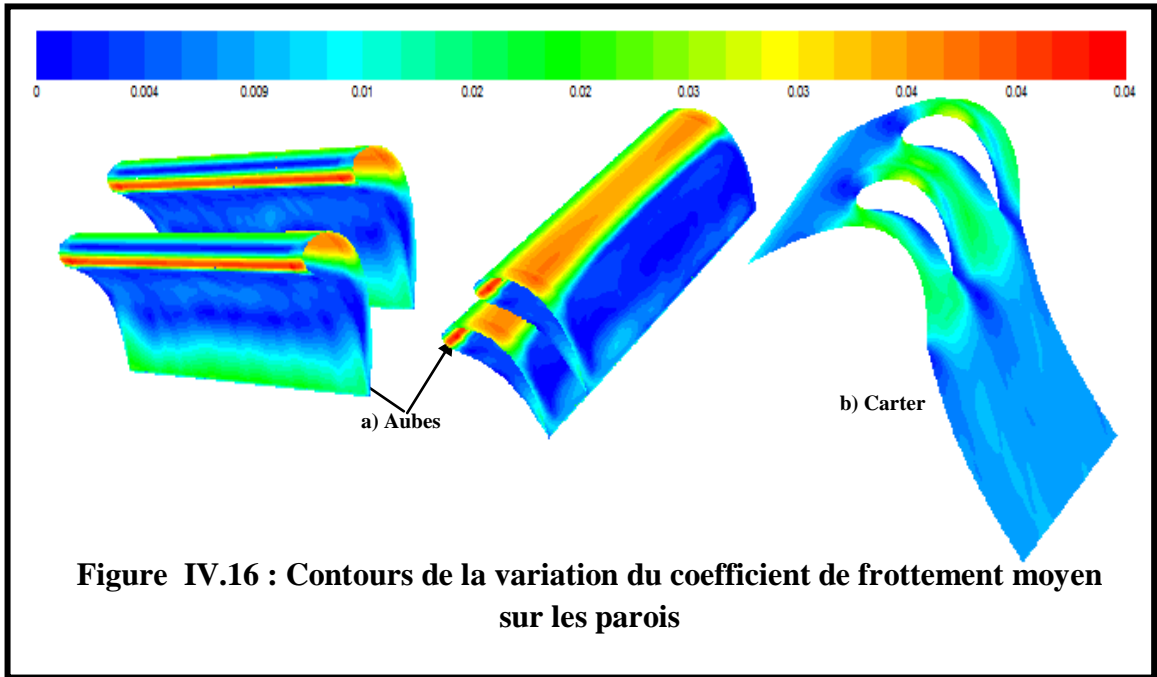
Les valeurs sont quasi-nulles au niveau du bord d'attaque. Evidemment au point d'impact, le frottement est nul.

Les valeurs élevées au bout des pales près du carter et du moyeu pourraient s'expliquer par la présence des vortex en forme de fer à cheval. L'étirement de ces derniers vers l'aval résulte en leur probable intensification et donc plus de frottement avec les parois aux coins.

f) Champ de Y^+

La figure IV.17 montre les contours de Y^+ sur la paroi des aubes et celle du carter. On remarque que sur la plus grande partie de la surface des aubes la valeur de cette distance adimensionnelle de la paroi est inférieure à 15. Les valeurs maximales se trouvent au niveau de la jonction aube/carter. Le comportement du Y^+ suit celui du coefficient de frottement puisque cette distance adimensionnelle est proportionnelle à la vitesse de frottement et donc à la racine carrée de la contrainte à la paroi.





B) Champs filtrés

Les résultats des champs filtrés permettent la description de phénomènes tridimensionnels instationnaires mais moyennés localement sur chacune des cellules (volumes finis) constituant le maillage du domaine d'étude. L'écoulement dans la région du bord de fuite est caractérisé par un comportement instationnaire de phénomènes qui se répètent mais pas vraiment de façon parfaitement périodique. Par exemple il n'a pas été possible d'estimer nettement une période du détachement tourbillonnaire, ce dernier se faisant de façon plutôt aléatoire que régulière. Quelques-uns des résultats seront présentés ci-après à des instants successifs sous forme d'instantanés ou snapshots couvrant une période grossièrement estimée, et d'autres à un seul instant quelconque.

a) Champ de vitesse :

La figure IV.18 montre les contours des valeurs filtrées du module de vitesse dans le plan médian (à mi-longueur de l'envergure), à des instants successifs. Le régime d'écoulement devient instable à environ 35% de corde en aval du bord d'attaque du côté de l'intrados. La stabilité de l'écoulement persiste sur une distance légèrement plus grande le long de l'extrados. Le comportement de l'écoulement instantané est très similaire à celui moyenné. La région près du bord d'attaque est évidemment caractérisée par de faibles valeurs de vitesse. Une nette accélération est observée sur une petite distance juste en aval de la zone de stagnation, coté intrados, suivie immédiatement après par une décélération. L'angle de décalage étant nul dans cette partie de l'étude, les points de décollement de la couche limite qui paraissent plus ou moins stables dans le temps, se situent à environ 15% de corde sur l'intrados et 50% sur extrados. L'écoulement sur la partie avale de l'extrados est caractérisé par une grande zone de recirculation instable dans la région du bord de fuite.

b) Champ de pression

Les contours de la pression statique filtrée dans le plan médian sont illustrés, aux mêmes instants successifs que pour la vitesse, sur la figure IV.19. L'évolution du champ de pression confirme la région de l'écoulement stable mise en évidence par le champ de vitesse discuté plus haut. Les taches bleues en aval des aubes suggèrent la présence de structures tourbillonnaires caractérisées par des pressions minimales au centre. Elles sont produites en aval des points de décollement et en amont du bord de fuite de l'aube et évoluent dans le sens longitudinal. L'émission des tourbillons est plus ou moins périodique.

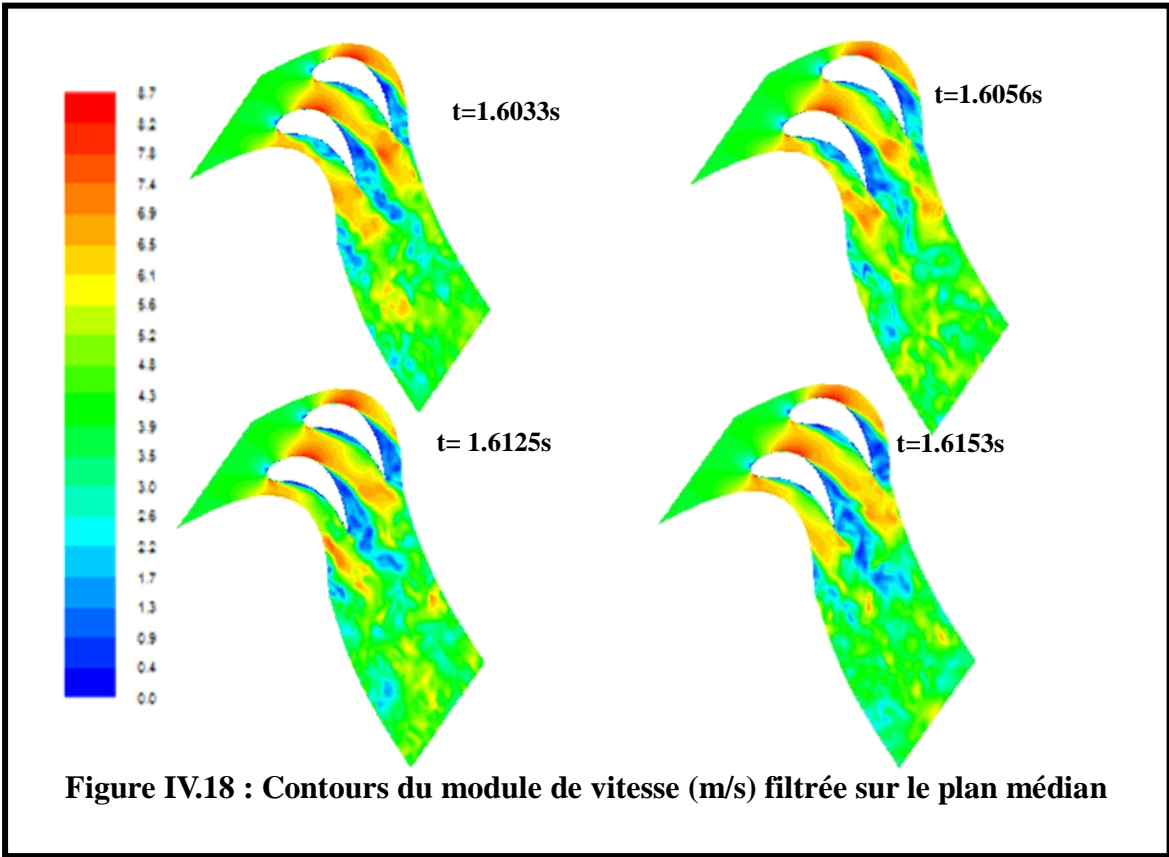


Figure IV.18 : Contours du module de vitesse (m/s) filtrée sur le plan médian

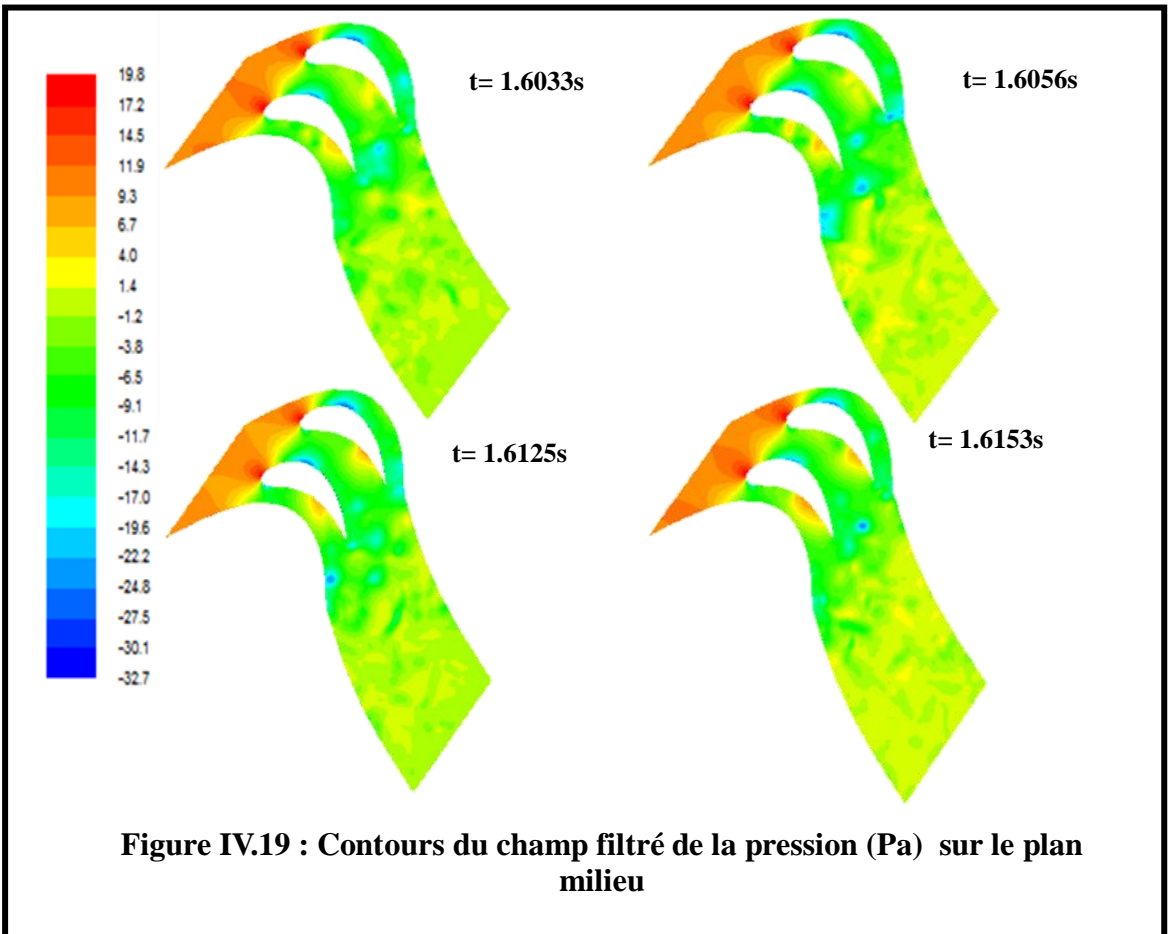
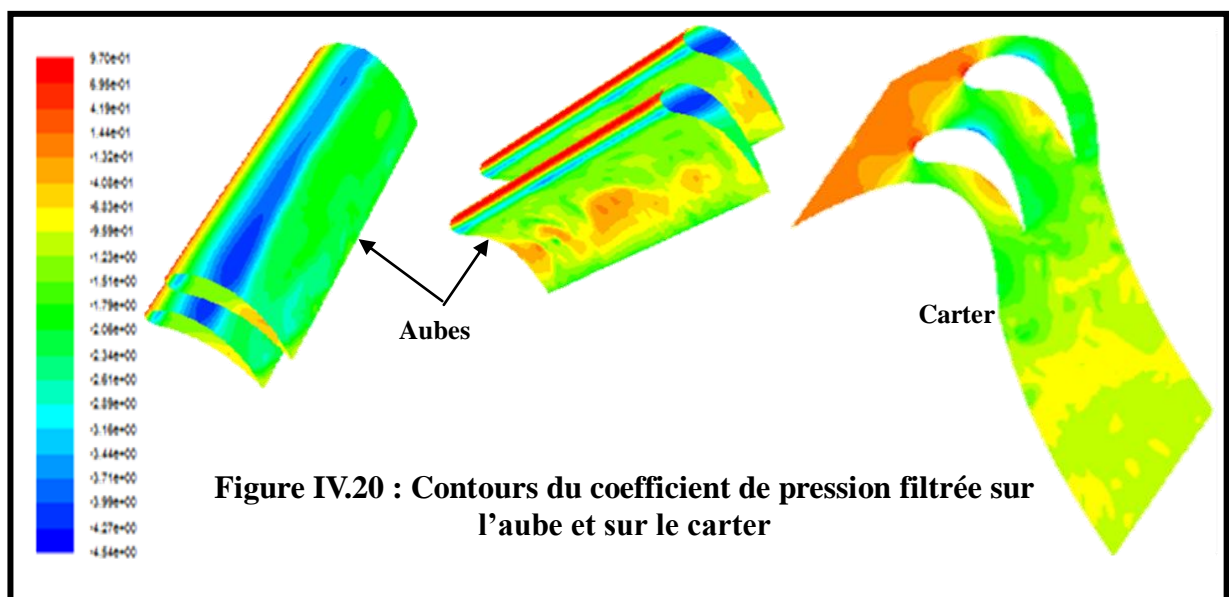


Figure IV.19 : Contours du champ filtré de la pression (Pa) sur le plan milieu

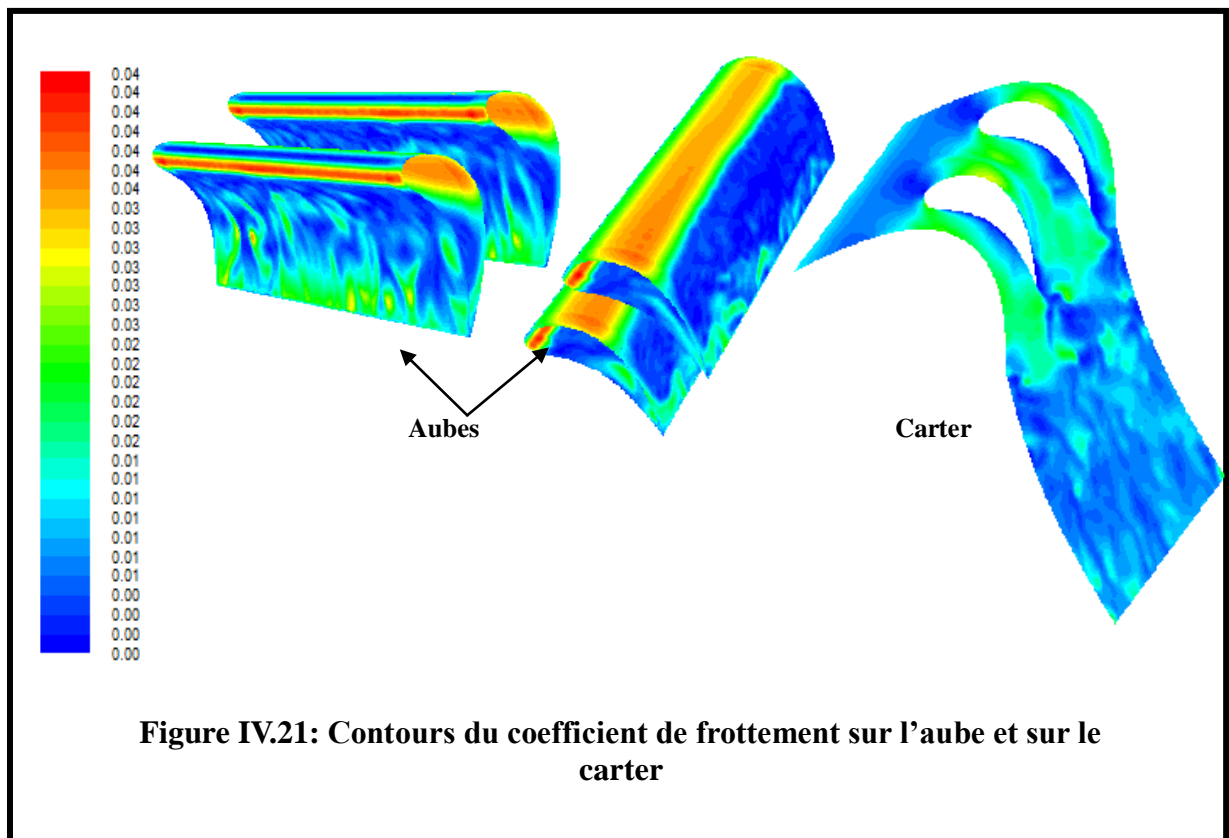
c) Coefficient de pression:

Les contours du coefficient de pression filtrée sur les parois de l'aube et du carter sont présentés sur la Figure IV.20. Alors que la distribution est quasiment bidimensionnelle dans la partie stable amont de la surface de l'aube, elle est à l'évidence tridimensionnelle sur la moitié avale.



d) Coefficient de frottement :

La figure IV.21 montre les contours du coefficient de frottement filtré sur les parois des aubes et du carter. Le frottement maximal est observé sur une courte distance juste en aval du bord d'attaque du côté de l'intrados. Des valeurs importantes sont aussi remarquées sur une distance plus importante sur l'extrados un peu plus en aval. Sur la moitié avale des aubes les valeurs fluctuantes du coefficient de frottement reflètent les fortes fluctuations de l'écoulement qui naissent plutôt du côté de l'intrados. Sur la paroi du carter, les valeurs maximales du frottement sont remarquées sur l'extrados et entre les aubes dans les zones de forte accélération. Les valeurs minimales sont observées dans les régions du point de stagnation et du sillage où les vitesses et donc le gradient de vitesse sont relativement faibles.



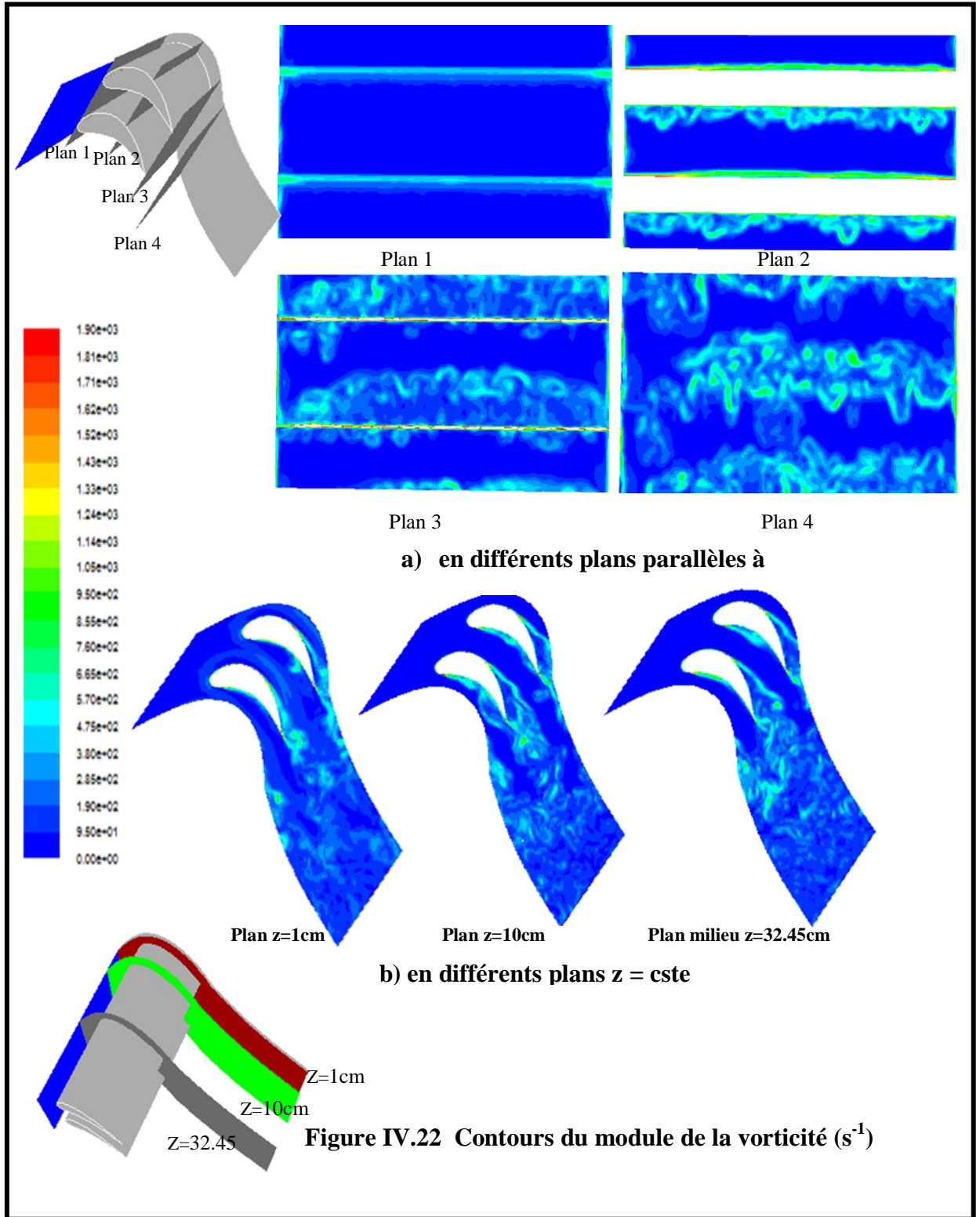
e) Champs du module de la vorticité:

Les contours du module de la vorticité ou rotationnel du vecteur vitesse sont illustrés sur la figure IV.22. Les valeurs maximales se situent sur l'intrados juste en aval du bord d'attaque, et sur l'extrados un peu plus en aval. C'est le résultat du cisaillement très important dans ces régions de forte accélération. Ces contours montrent clairement un comportement stable de l'écoulement en amont jusqu'au bord d'attaque des aubes, le démarrage de l'instabilité d'abord le long de l'intrados suivie de celle de l'extrados, l'enroulement des vortex en aval du bord de fuite et enfin la fragmentation des structures organis es. A noter que les grandes échelles des tourbillons évoluent de façon similaire dans les plans $z = 32.5$ cm et 10 cm.

f) Champs de la viscosité turbulente sous maille:

Le champ de la viscosité turbulente sous-maille est illustré sur la figure IV.23. Ce paramètre représente dans le spectre de la turbulence, les échelles des tourbillons en dessous de la taille de la maille et dont les effets non négligeables sont modélisés.

Les contours dans les plans 1 à 4 de la figure IV.23a montrent, en consistance avec ce qui a été discuté plus haut, la production de petits tourbillons, d'abord juste en aval du bord d'attaque du coté de l'intrados, suivie d'une production plus importante un peu plus en aval sur l'extrados. Cette turbulence caract ris e par de petites échelles de tourbillons, est produite par les forts gradients de vitesse dans ces régions. La figure IV.23b montre aussi une turbulence intense dans le sillage en aval des aubes produite là aussi par les gradients de vitesse locaux.



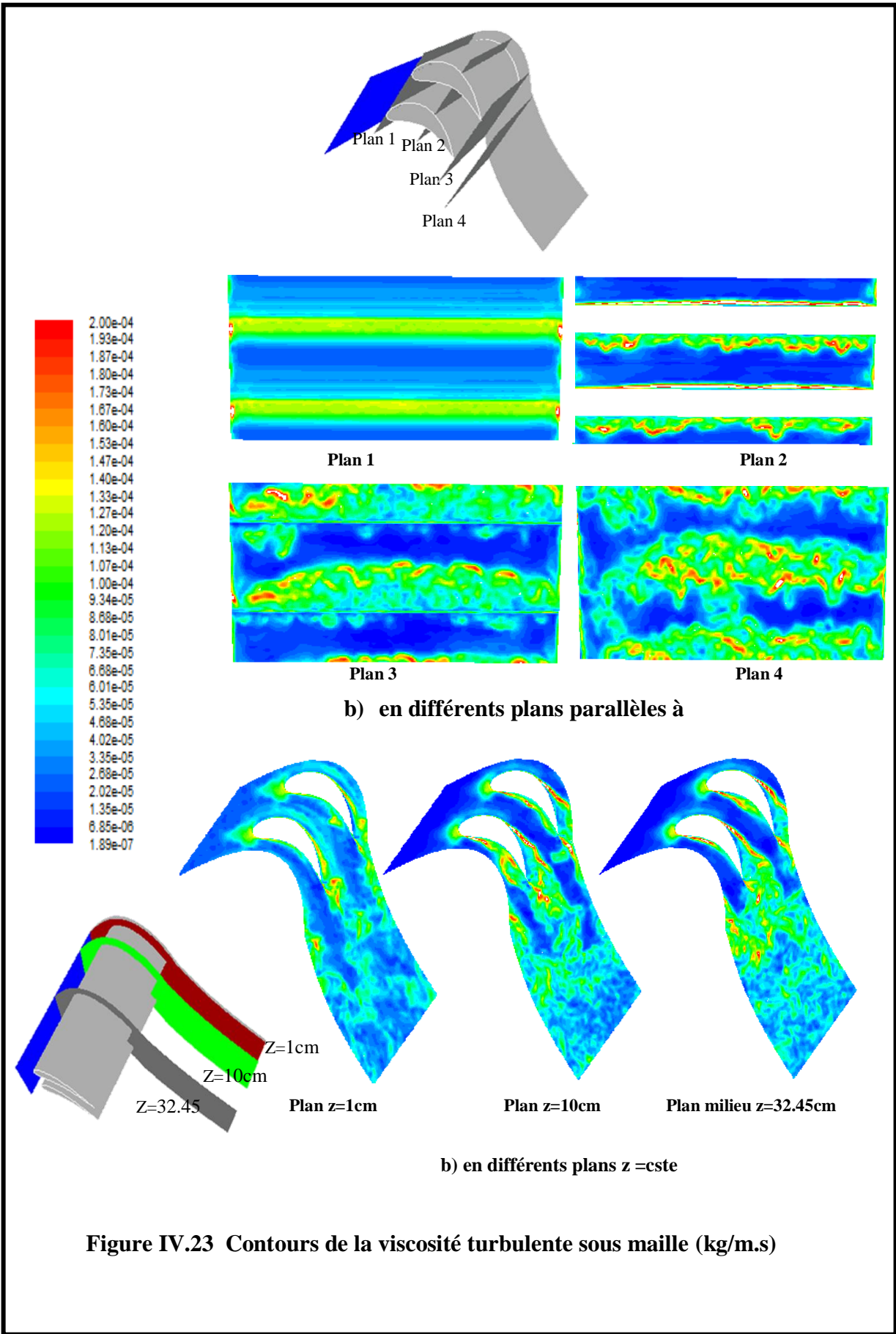


Figure IV.23 Contours de la viscosité turbulente sous maille (kg/m.s)

g) Critère Q

Les figures IV.24 illustrent les iso-surfaces d'une valeur donnée de la vorticité et du critère Q coloré par le module de la vitesse filtrée, aux instants successifs considérés plus haut. Des structures de vortex remarquables sont mises en évidence. Des vortex en forme de fer à cheval sont clairement visibles longeant les coins entre les extrémités des aubes et les parois planes où elles sont fixées. Il est très intéressant de noter que le vortex primaire est divisé en deux vortex secondaires en aval du bord d'attaque, qui restent cohérents jusqu'à une distance de 80% de la corde à partir du bord d'attaque. Ce comportement est quasi-stationnaire étant donné que les structures organisées restent pratiquement à la même position aux différents instants considérés. En aval de la cascade, on observe une dégénérescence totale des vortex donnant lieu à une turbulence caractérisée par tout un spectre de tourbillons grands et petits complètement désordonnés. Le long de l'intrados, les vortex cohérents qui viennent d'être générés dans la zone cisailée juste en aval du bord d'attaque commencent à se déformer. Les parties près de la paroi de l'aube sont retardées et celles loin de la paroi sont entraînées vers l'aval ce qui donne lieu à des structures en forme d'épingles à cheveux. La tête des épingles, éloignée de la paroi, avance relativement rapidement et peut dépasser, et même s'entremêler avec, les branches proches de la paroi d'une épingle qui était devant. Le long de l'extrados, une nappe de vorticité est discernable dans la couche limite juste en aval du bord d'attaque. Elle devient ondulée et rappelle l'instabilité de Tollmien-Schlichting. Plus loin en aval, c'est la dégénérescence des tourbillons et la transition vers la turbulence.

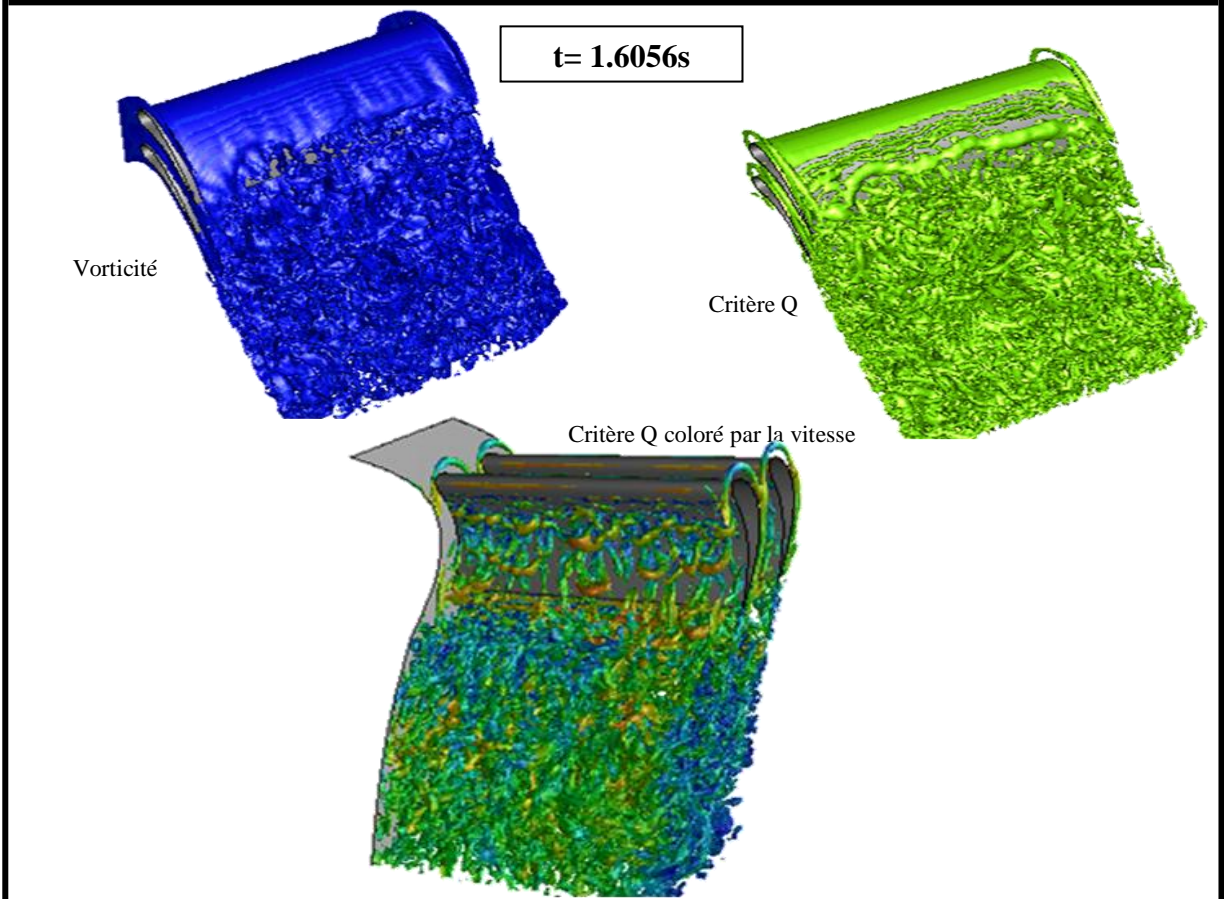
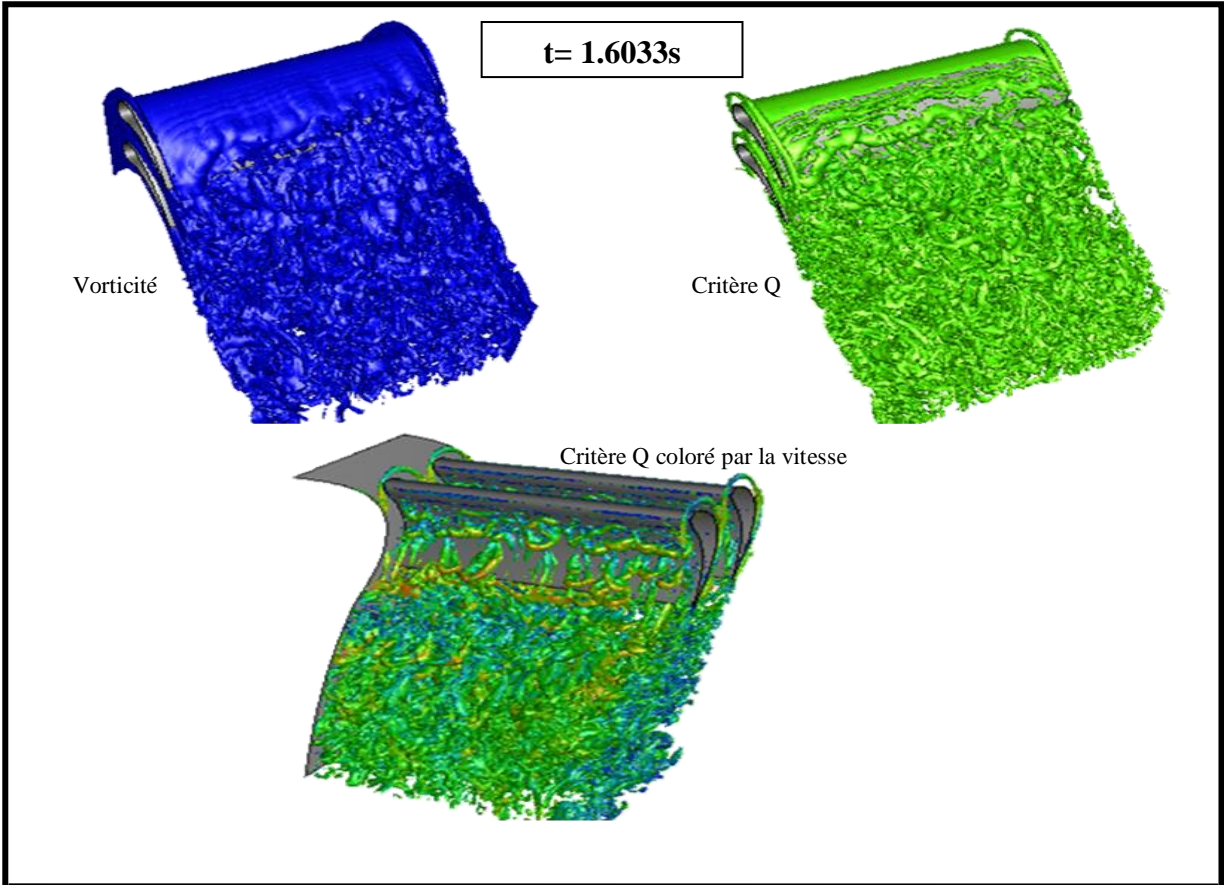
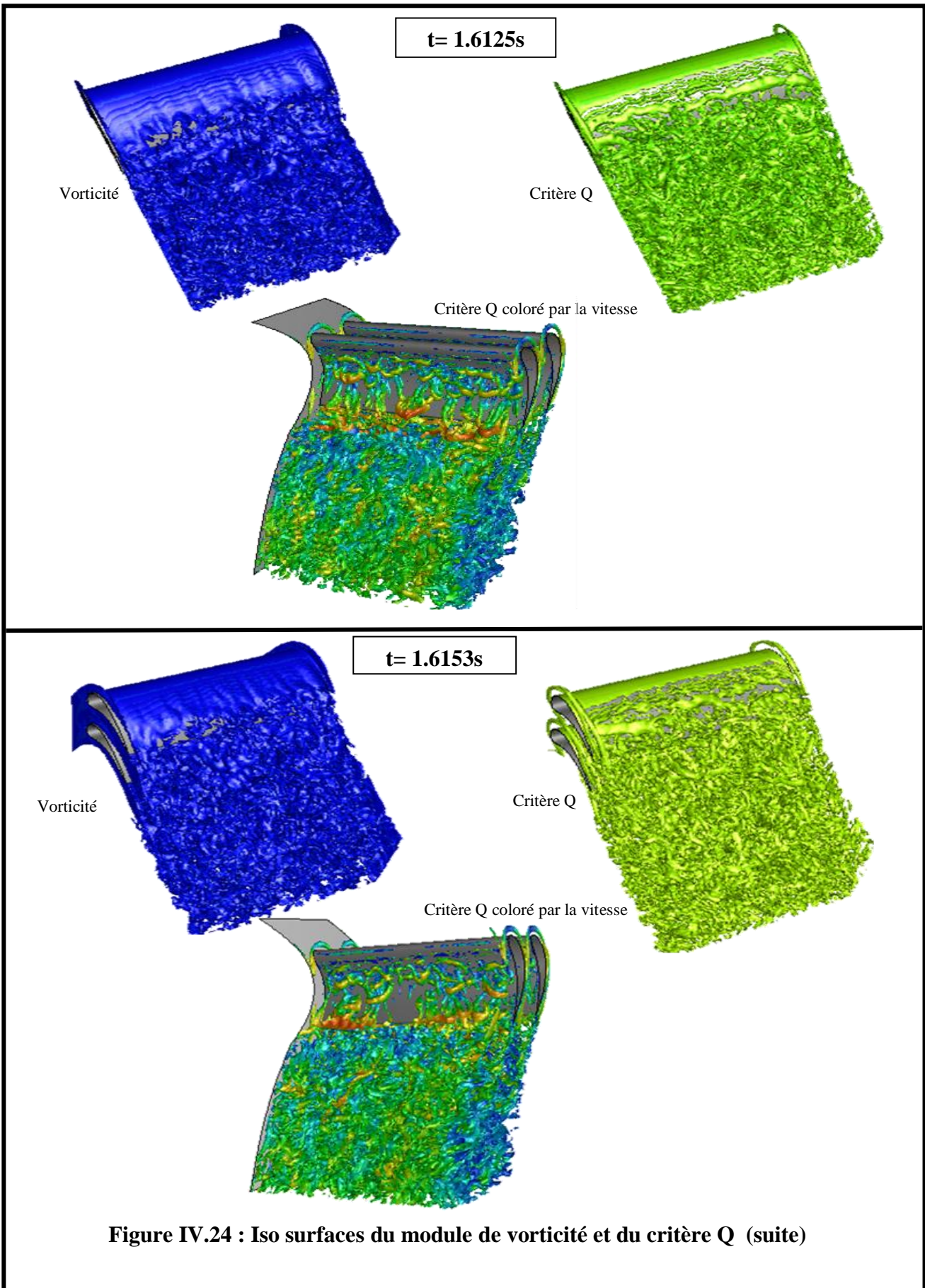


Figure IV.24 : Iso surfaces du module de vorticité et du critère Q



II. 2^{ème} cas / Angle de décalage = 25°

Dans ce cas, l'angle de décalage (stagger angle), c'est-à-dire l'angle entre la normale au plan contenant les directions de l'envergure (span) et du pas (pitch) et la direction de la corde, est égal à 25°.

A) Champs moyens

a) Champ de vitesse :

Les figures IV.25 illustrent des contours du module de vitesse moyenne sur différents plans parallèles à l'entrée [49] et [50] : plan 1 au bord d'attaque, plan 2 à 50 % de corde, plan 3 au bord de fuite et plan 4 à 1,5 fois la corde en aval du bord d'attaque. Aussi affichés sont des contours sur différents plans parallèles au carter à des distances $z = 1 \text{ cm}$, 10 cm et $32,45 \text{ cm}$ de ce dernier. Les résultats obtenus montrent une bonne périodicité d'aube à aube dans le sens du pas. En effet, l'écoulement dans la région du bord d'attaque de chaque aube est caractérisé par une zone de stagnation. Des vitesses importantes atteintes sur le côté extrados de chacune des aubes reflètent l'accélération relativement forte du fluide par rapport au côté intrados. Aussi et comme on peut le voir dans les plans 2 et 3, l'amincissement de la couche limite est observé sur le moyeu et le carter lorsque le fluide passe à travers les aubes résultant de l'accélération due à la réduction de section entre aubes et aussi en raison de l'écoulement secondaire induit, le vortex de passage, discuté plus loin. Un comportement presque identique est montré près du bord de fuite des deux aubes, avec des grandeurs de vitesse faibles du côté extrados et des valeurs relativement importantes du côté intrados. En aval des aubes, la rangée de sillages exposés confirme la pertinence des conditions aux limites périodiques prescrites dans le sens du pas.

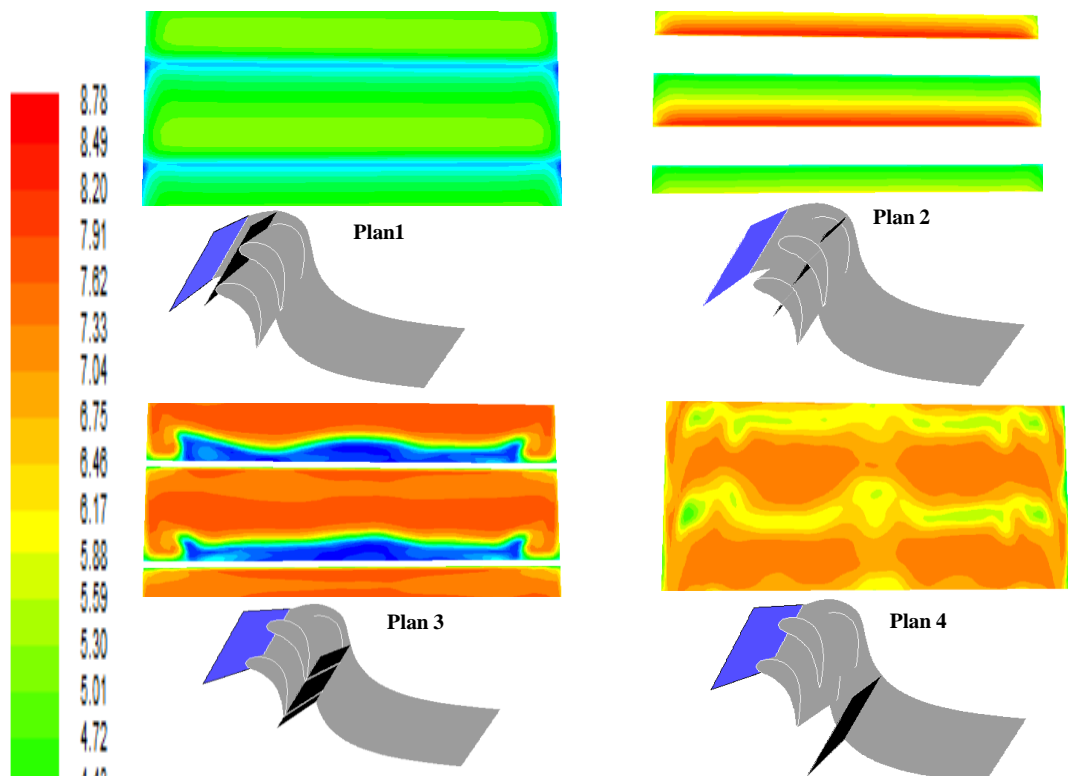
Le courant central circulant dans le passage entre aubes, le moyeu et le carter reste quasi bidimensionnel depuis l'entrée jusqu'à atteindre environ 50% de la corde de l'aube, sauf à proximité des parois d'extrémité. Les couches limites se développant sur celles-ci induisent des écoulements secondaires tridimensionnels qui ont tendance à prévaloir sur toute la distance dans le sens de l'envergure du moyeu au carter, une fois le bord de fuite atteint. Ceci est clairement montré par les vecteurs de vitesse projetés sur différents plans orientés approximativement perpendiculairement au courant du côté extrados de l'aube supérieure dans le domaine considérés plus loin, figure IV.27.

La figure IV.26 illustre des profils du module de vitesse moyenne en fonction de la distance dans le sens du pas, dans le plan médian. Il est intéressant de noter que la présence des aubes

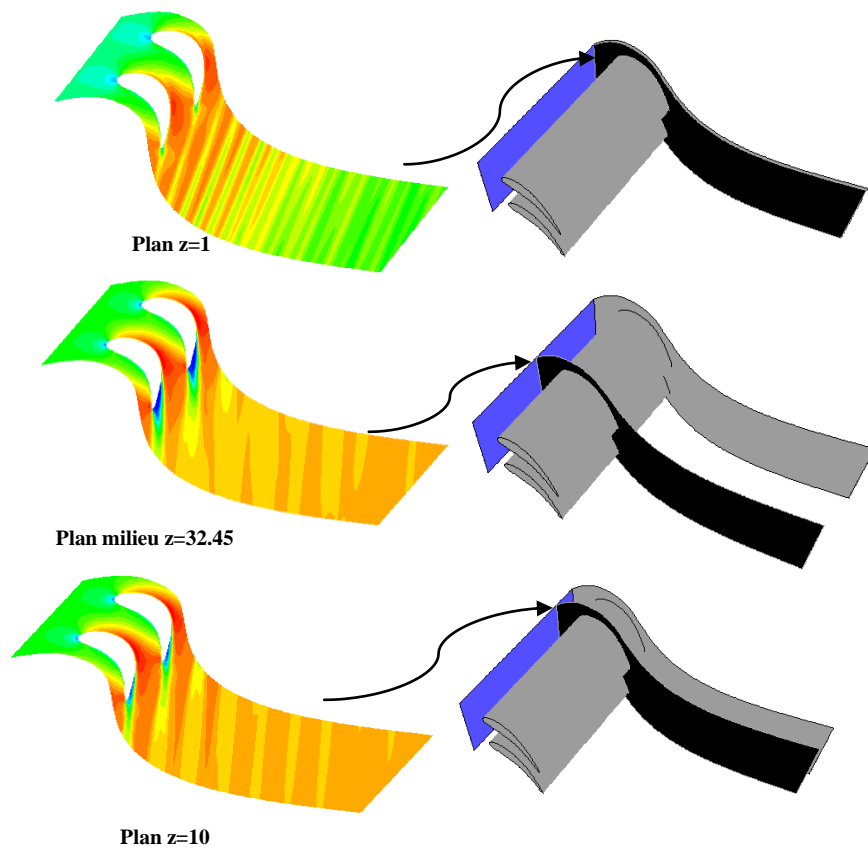
a un effet sur l'écoulement assez loin en amont des bords d'attaque. Les valeurs de la vitesse varient de manière

périodique avec la distance dans le sens du pas. En fait, l'intensité de la fluctuation spatiale et non visqueuse de la vitesse est d'environ 1%, 5% et 15% aux positions stat 1, stat 2 et stat 3 en amont du bord d'attaque de l'aube, respectivement. Les positions de vitesse maximale correspondent à des positions de pression minimale et vice-versa; voir les profils de pression statique de la figure IV.32 aux mêmes positions que celles de la vitesse et qui seront discutés plus tard.

La figure IV.27 présente des vecteurs de vitesse projetés sur des plans 1, 2 et 3. Les vecteurs de vitesse près du moyeu et du carter confirment l'existence du tourbillon de passage, dans le sens horaire près du carter, en regardant vers l'amont, et dans le sens anti-horaire près du moyeu. Une bonne indication est donnée de la position et de la taille du tourbillon en question dans les différents plans.



b) Différents plans parallèles à l'entrée.



b) Différents plans longitudinaux

Figure IV.25 (a, b). Contours de la grandeur de la vitesse moyenne (m/s)

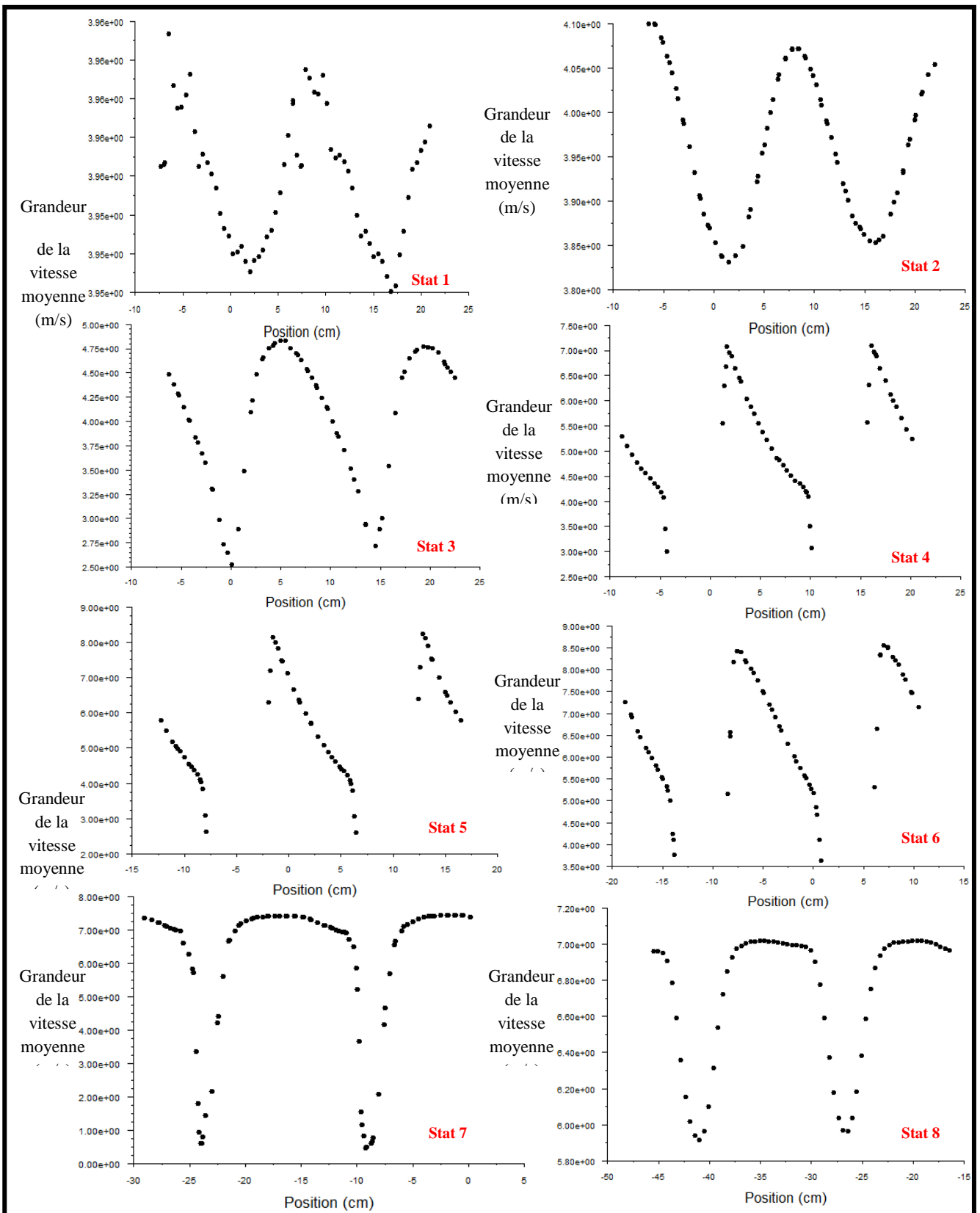
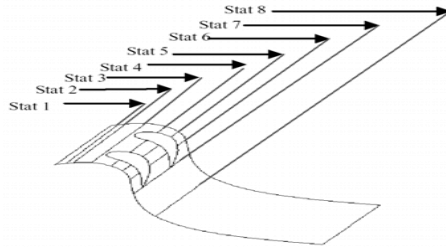


Figure IV.26 : Profils de la grandeur de vitesse moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée

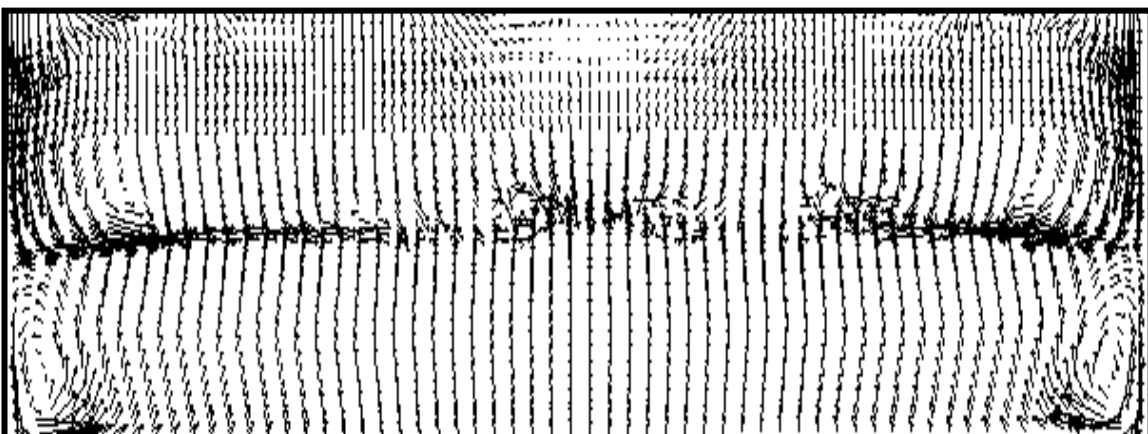
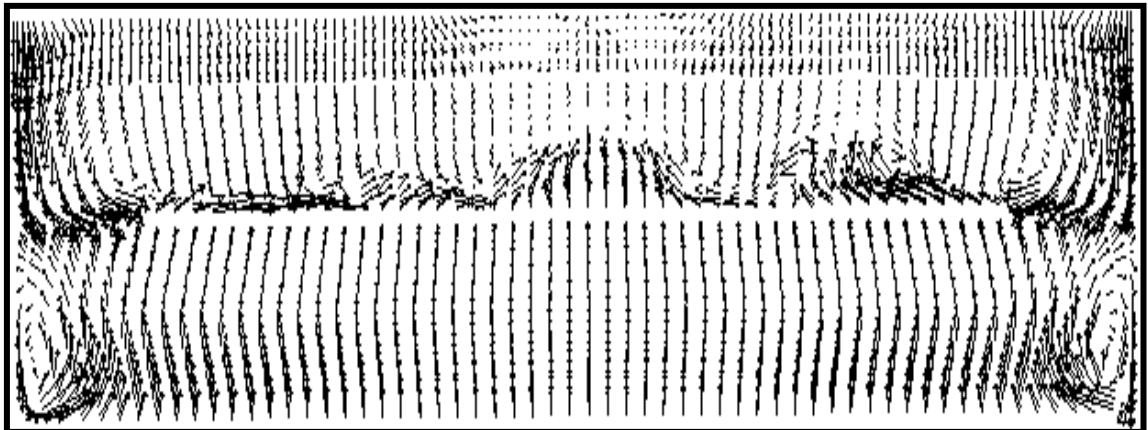
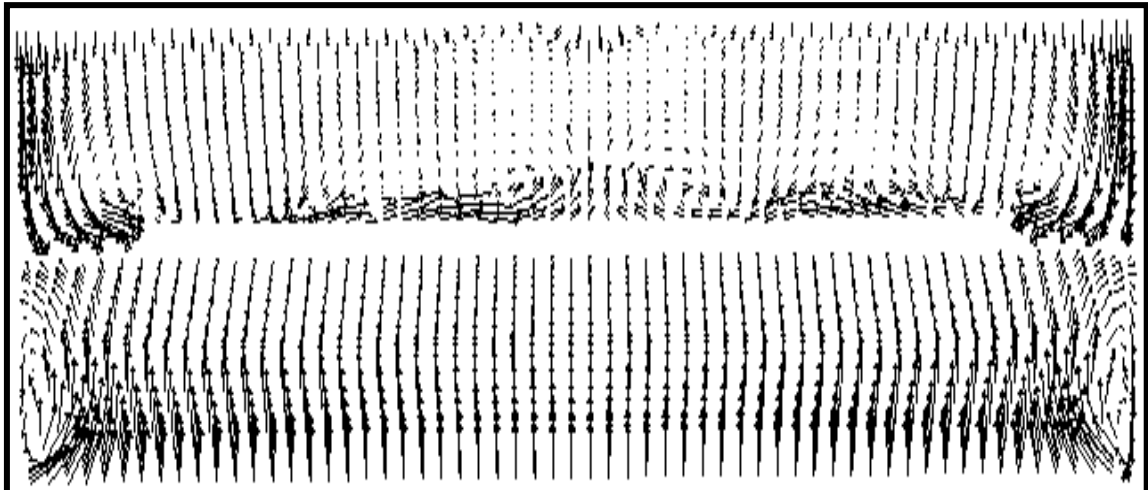
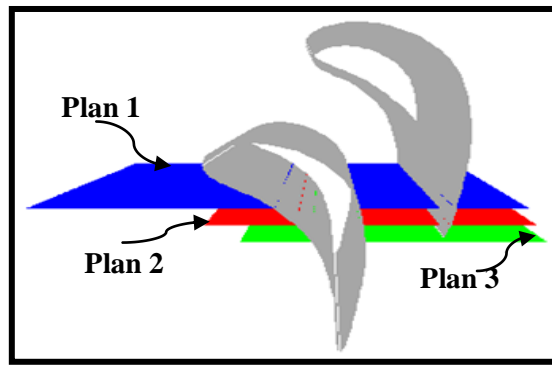


Figure IV.27 : Vecteurs de vitesse projetés sur différents plans

b)- Lignes de courant :

Les résultats discutés ci-après concernent les lignes de courant et des pseudo-lignes de courants déduites de vecteurs de vitesse projetés sur des surfaces bien définies.

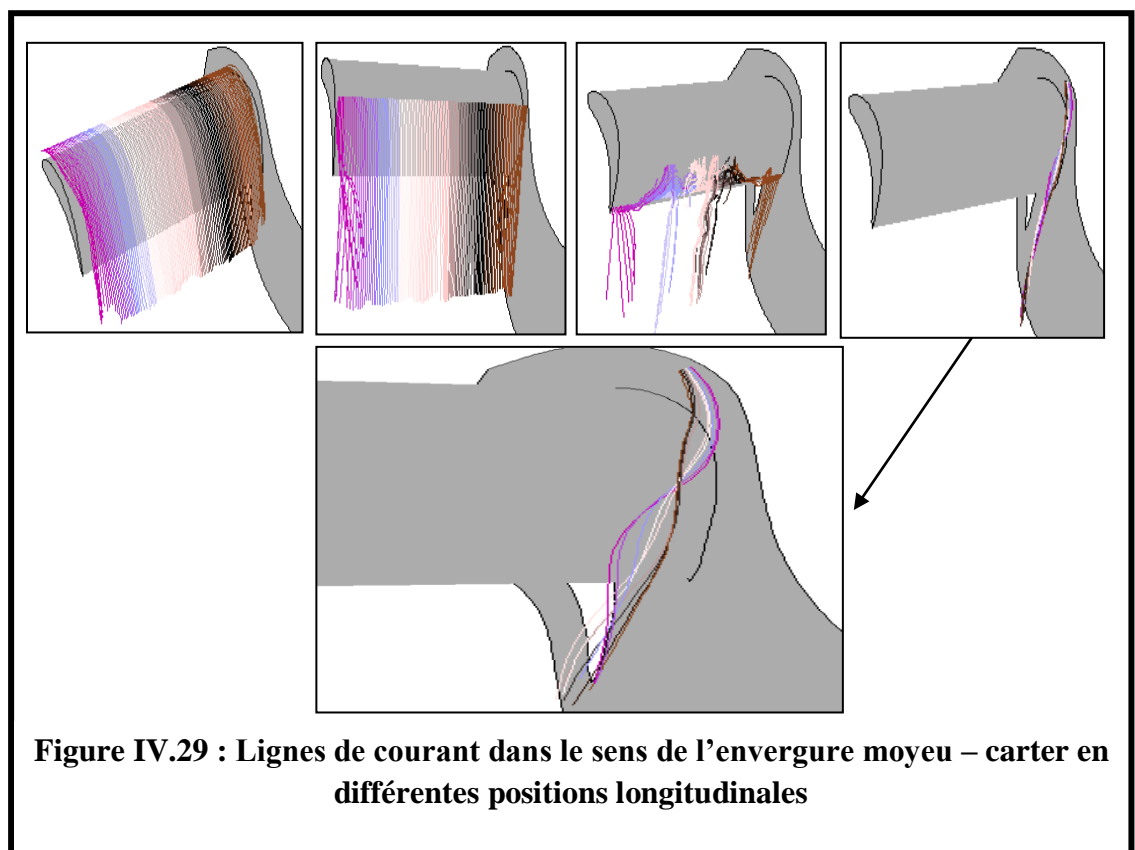
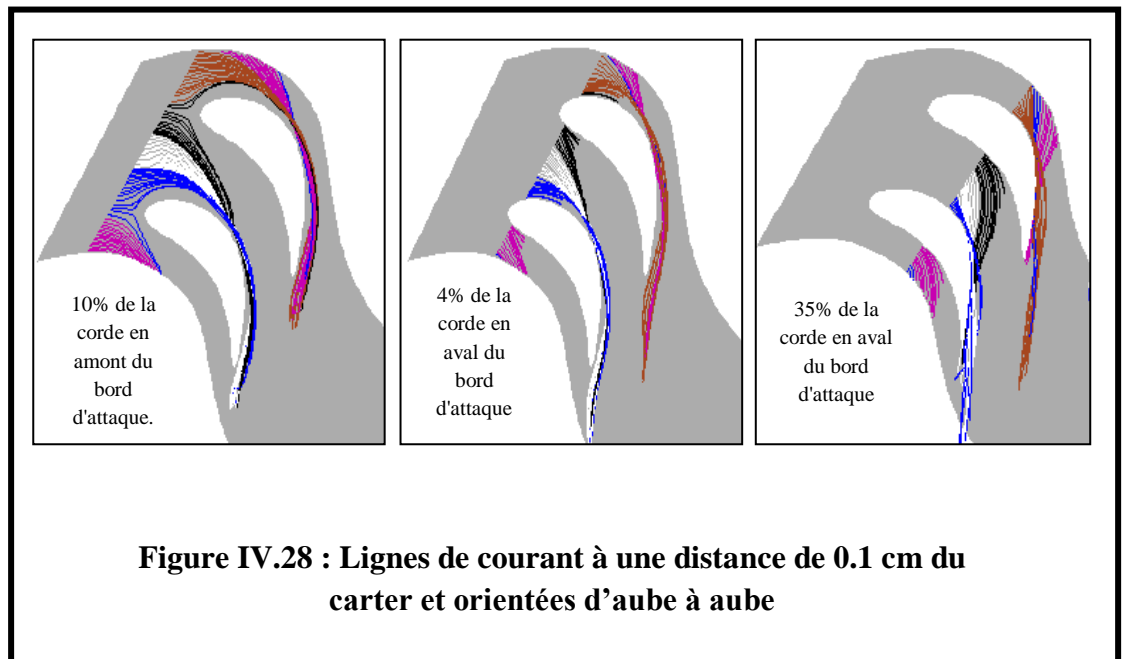
La figure IV.28 montre des lignes de courant qui démarrent à partir de groupes de points alignés suivant des segments de droites. Ces segments sont à une distance de 0.1 cm du carter et orientés d'aube à aube, parallèles à l'entrée, en différentes positions longitudinales (à environs 10 % de corde en amont du bord d'attaque, 4 % et 35 % de corde en aval du bord d'attaque). Les lignes de courant qui partent du premier segment en amont des aubes, en se rapprochant du passage entre deux aubes, ont tendance à dévier vers l'extrados de l'aube inférieure. Cela s'explique certainement de l'écoulement secondaire près du carter (passage vortex), engendré par le déséquilibre entre la force centripète dominante due au gradient de pression et la force centrifuge affaiblie dans la couche limite sur le carter où la vitesse du fluide est réduite. L'enroulement des particules de fluide entre elles est bien mis en évidence le long du coin extrados de l'aube / paroi-du-carter. Il est intéressant de noter que ces lignes ne pénètrent pas le vortex en forme de fer à cheval au niveau de la jonction aube / paroi-du-carter. Les lignes de courant qui partent du segment à 4 % en aval du bord d'attaque confirment l'existence du vortex principal entre aubes. Le vortex en forme de fer à cheval n'est malheureusement pas détecté, ce qui peut être dû à la position choisie des particules au départ. En allant vers le segment de départ situé à 35 % en aval du bord d'attaque, la déviation du fluide de l'intrados de l'aube supérieure vers l'extrados de l'aube inférieure est plus prononcée, certainement en raison de l'écart plus important entre la force de pression réelle centripète et celle fictive d'inertie.

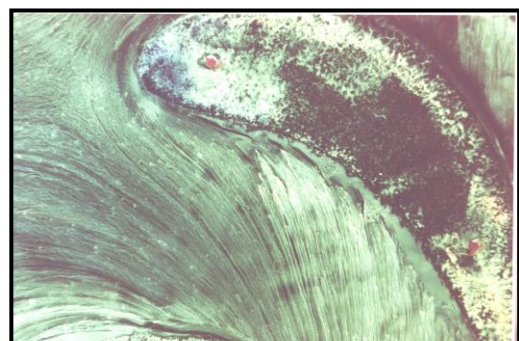
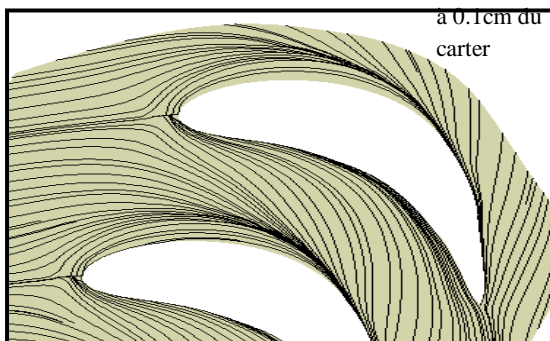
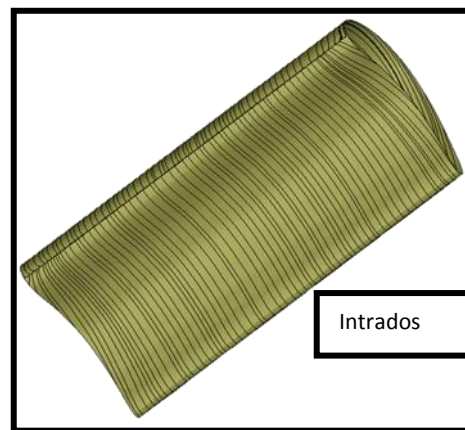
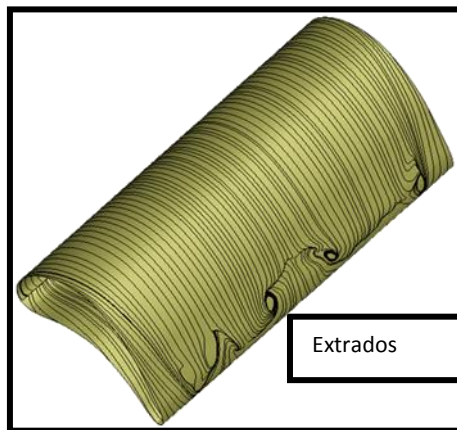
La figure IV.29 montre des lignes de courant partant de groupes de points alignés suivant des segments de droites orientés dans le sens de l'envergure moyeu - carter, en différentes positions longitudinales. Les lignes de courant qui démarrent du segment près du bord d'attaque ne font pas apparaître de déviation des particules par rapport à la direction longitudinale. Par contre les lignes de courant issues du segment à environ 40 % de corde par rapport au bord d'attaque exhibent une déviation des particules se trouvant près du carter et du moyeu mais pas des particules au centre du passage. Ce résultat est consistant avec ce qui a été trouvé plus haut, notamment l'écoulement secondaire caractérisé par le vortex principal entre aubes. Les lignes de courant partant du segment

près du bord de fuite mettent en évidence un retour de fluide dans la région de l'extrados près du bord de fuite et au centre par rapport au carter et au moyeu. Il est à noter aussi qu'un petit groupe de particules démarrant près du carter montre clairement l'enroulement entre elles des lignes de courant associées.

Des « pseudo lignes de courant » (streamtraces) obtenues à partir de vecteurs de vitesse projetés sur chacune des trois surfaces considérées (une surface légèrement décalée du carter (à 1 mm), et deux surfaces courbées légèrement décalée de l'extrados et de l'intrados (à 1 mm)) sont illustrées sur la figure IV.30. En se référant à la surface proche de la paroi du carter, le courant du fluide est uniforme depuis l'entrée jusqu'à une région près du bord d'attaque des aubes. Une déviation des particules est ensuite observée qui confirme le résultat discuté plus haut, i.e. la tendance du fluide à se rapprocher de l'extrados de l'aube inférieure. Sur la surface courbe juste au-dessus de l'extrados, le courant du fluide avance dans la direction essentiellement longitudinale. Un décollement de la paroi est mis en évidence à environ 65 % de corde du bord d'attaque. Juste en aval du décollement les vitesses longitudinales sont très faibles et le fluide presque stagnant dans cette zone de recirculation à tendance à se déplacer suivant la direction de l'envergure. Au niveau des jonctions aube/carter et aube/moyeu les pseudo-lignes de courant subissent une déviation par rapport à la direction longitudinale, longeant la paroi de l'aube et s'éloignant des parois d'extrémité induite par le vortex de passage. La surface près de la paroi de l'intrados montre au contraire des lignes qui dévient en se rapprochant des parois d'extrémité. Cela confirme le mouvement des particules dans le vortex de passage partant de la jonction intrados/paroi et se déplaçant vers la jonction paroi/extrados. La zone de stagnation est clairement indiquée dans la région du bord d'attaque.

Les prédictions actuelles des trajectoires dans un plan parallèle à, et situé à $z = 0.1$ cm du casing sont comparées à une visualisation de l'écoulement près de la paroi d'extrémité [18] en utilisant une technique d'huile fluorescente, figure IV.30. Le comportement numérique se compare très favorablement avec celui expérimental.





présent travail

visualisation de Adjlout[17]

Figure IV.30 : « Pseudo lignes de courant » (streamtraces) sur différentes surfaces

c)- Champs de pression :

Figure IV.31 montre les contours de la pression statique moyenne à différents plans dans le sens de l'écoulement, parallèles au plan d'entrée et à différents plans dans le sens de l'envergure, parallèles au casing. Le champ de pression est inhomogène et subit des variations complexes à partir d'une position d'environ 25% de la corde en amont du bord d'attaque jusqu'à une position d'environ 50% de la corde en aval du bord de fuite.

Concernant l'évolution des contours de pression le long des jonctions aube-moyeu et aube-carter, la différence de pression entre l'intrados et l'extrados sur le plan 2 n'est pas aussi importante près des parois du carter et du moyeu que dans le milieu. La raison en est que, bien que la surpression du côté intrados soit également élevée près des parois d'extrémité et de la région centrale, du côté extrados, la couche limite se développant près des parois d'extrémité empêche toute conversion de l'énergie de pression en énergie cinétique. Ainsi, la force de portance n'est pas aussi importante dans environ 2% de la longueur de l'aube dans le sens de l'envergure près des extrémités que dans la longueur restante. Plus loin en aval, sur le plan 3, les contours de pression ont un aspect complètement différent de celui du plan 2. La surpression du côté intrados et la dépression du côté extrados ont disparu. Deux zones de basse pression sont remarquées, l'une près de la jonction carter-aube et l'autre près de la jonction aube-moyeu. Ceux-ci correspondent en fait aux centres de vortex de passage le long des parois d'extrémité.

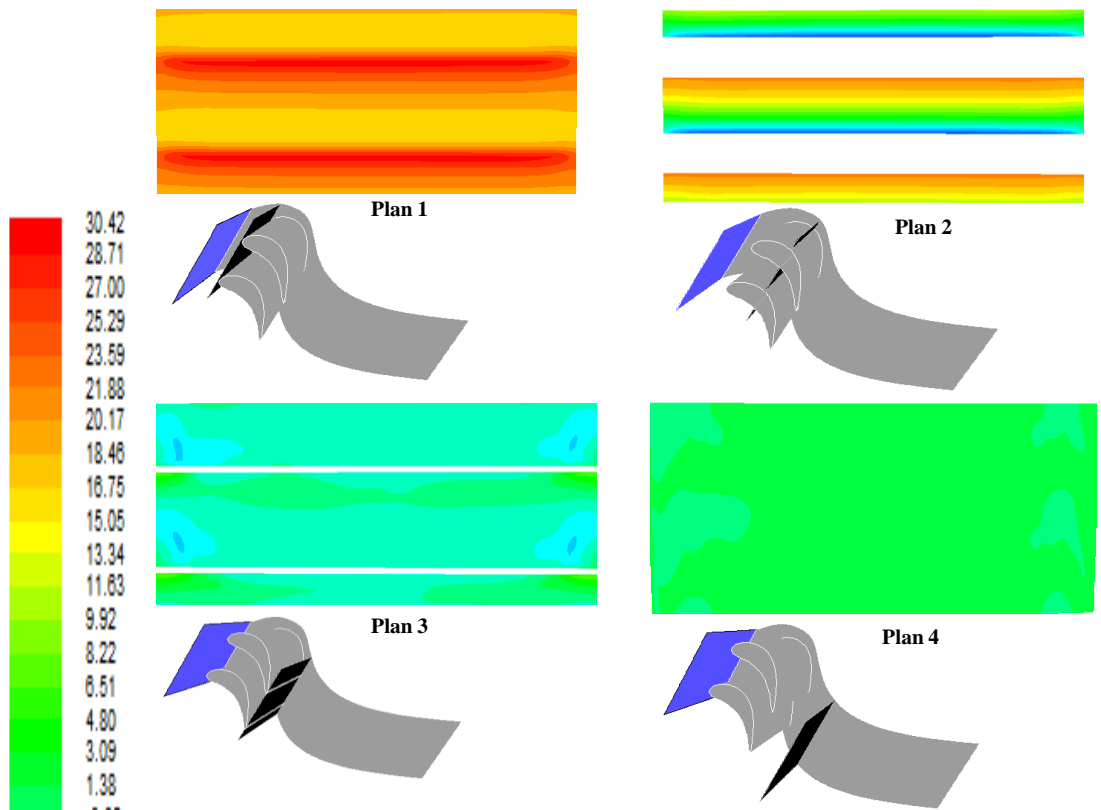
La différence entre les valeurs maximale et minimale de la pression statique dans un profil donné, figure IV.32, est pratiquement égale à la différence de pression dynamique déduite du profil de vitesse correspondant, figure IV.26, dans ce qui s'avère être une région d'écoulement non-visqueux. La plus grande fluctuation de pression statique dans la direction du pas est notée à la position stat 5. Là, le fluide atteint des vitesses deux fois plus importantes que la vitesse d'entrée, sur l'extrados de telles aubes de cambrure élevée. Il subit ensuite une forte décélération pour atteindre une zone quasi-stagnante près du bord de fuite, côté extrados. A la position stat 8 et au-delà, les profils montrent que le champ de pression statique peut être considéré comme uniforme.

Pour les contours du coefficient de pression figure IV.33(a,b) en général, la distribution sur le carter est similaire à celle des contours de pression dans le plan médian. Ceci est particulièrement vrai dans les régions où l'écoulement peut être considéré comme quasi-stable, c'est-à-dire loin du bord de fuite et du sillage en aval des aubes.

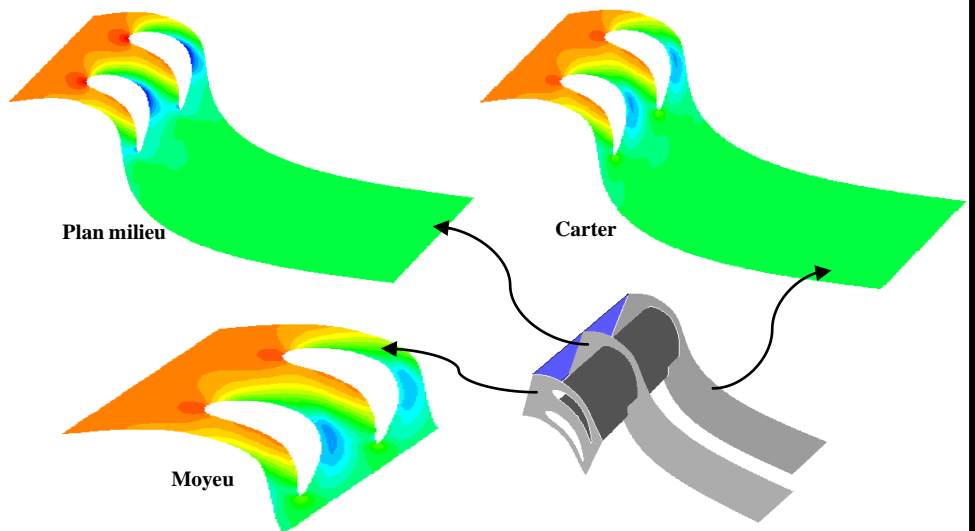
Les variations du coefficient de pression prédit en fonction de la distance (normalisée par la corde) le long de l'aube sont comparées aux données expérimentales d'Adjilout et Dixon (1992) sur la figure IV.33.c. Une similarité assez satisfaisante entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales du coefficient de pression est obtenue, bien que des écarts non négligeables soient observés, en particulier du côté intrados. En se référant aux prédictions, la pression minimale du côté extrados se situe à environ 42% de la corde en aval du bord d'attaque. Une pression minimale secondaire est observée du côté intrados de l'aube légèrement en amont du bord de fuite, ce qui correspond à la vitesse du fluide relativement élevée observée dans la même région. En plus du pic primaire de la pression au point de stagnation donnant pratiquement une valeur C_p égale à l'unité, deux pics secondaires se produisent à environ 25% et 43% de la corde, côté intrados, en aval du bord d'attaque.

d) Perte de pression totale

La figure. IV.34 compare la perte de pression totale depuis l'entrée jusqu'aux positions respectives $x/c = 1.14, 1.36$ et $1,58$, normalisée par la pression dynamique à l'entrée obtenue numériquement dans le présent travail et celle expérimentale rapportée par Adjilout et Dixon [18]. Comme dans le cas de l'angle 0° , les contours sont montrées entre $z/h = 0$ et $z/h = 0.4$. Encore une fois, le calcul prédit correctement le fait qu'une partie importante de l'énergie utile (cinétique et sous forme de pression) se dégrade dans le sillage en aval des aubes ainsi que dans la couche limite le long des parois d'extrémités. Cependant la simulation numérique donne des valeurs trop élevées de cette énergie dissipée sous forme de chaleur par l'effet de viscosité. La conservation de l'énergie utile dans le courant central traversant le passage entre aubes est bien captée par le calcul puisque les valeurs de la pression totale restent pratiquement inchangées. Les pics de perte de pression totale près des parois d'extrémité sont probablement dûs à la dissipation d'énergie au niveau des structures de vortex longeant les jonctions aube/paroi-d'extrémité.



a) Différents plans parallèles à l'entrée.



b) Différents plans longitudinaux.

Figure IV.31 (a, b) : Contours de la pression statique moyenne (Pa).

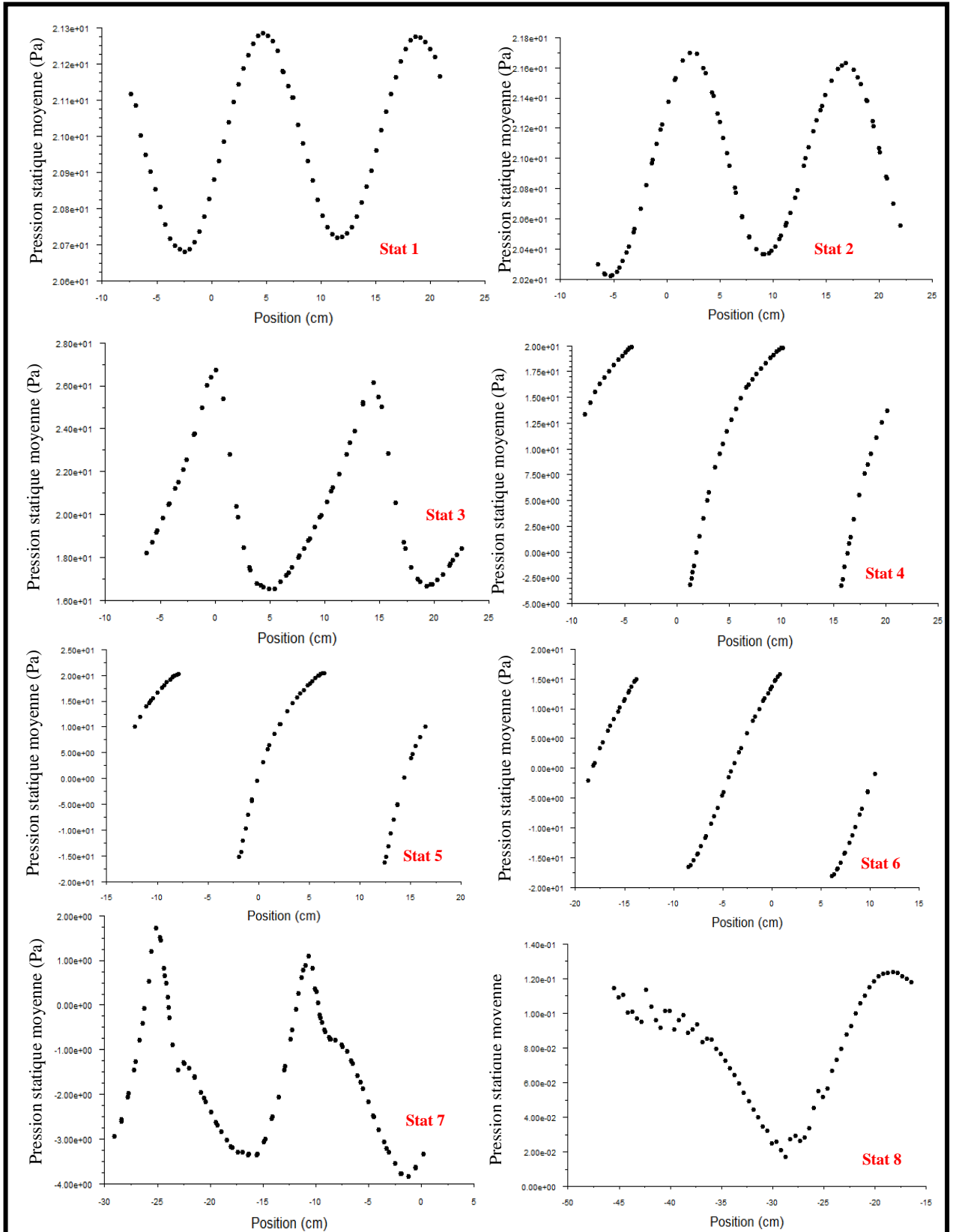
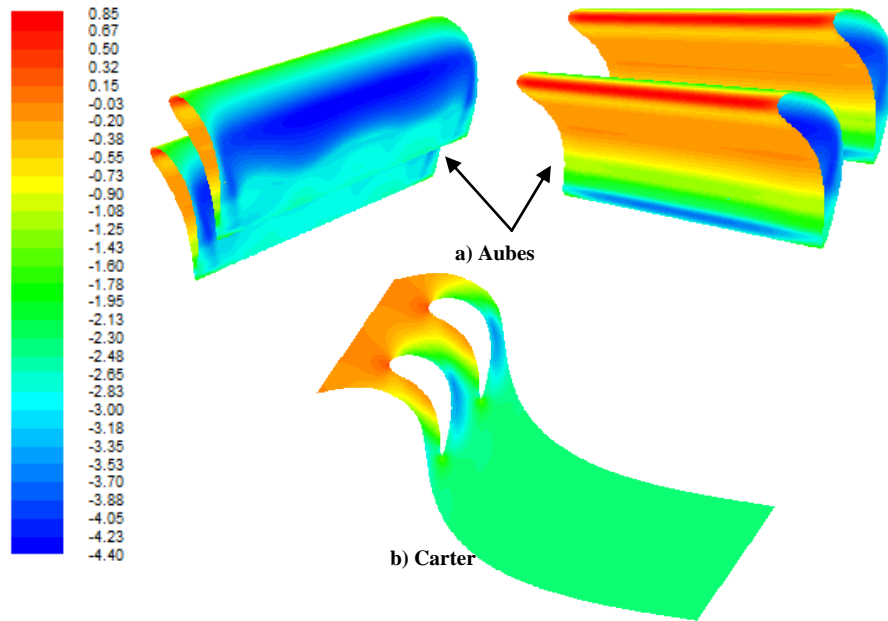
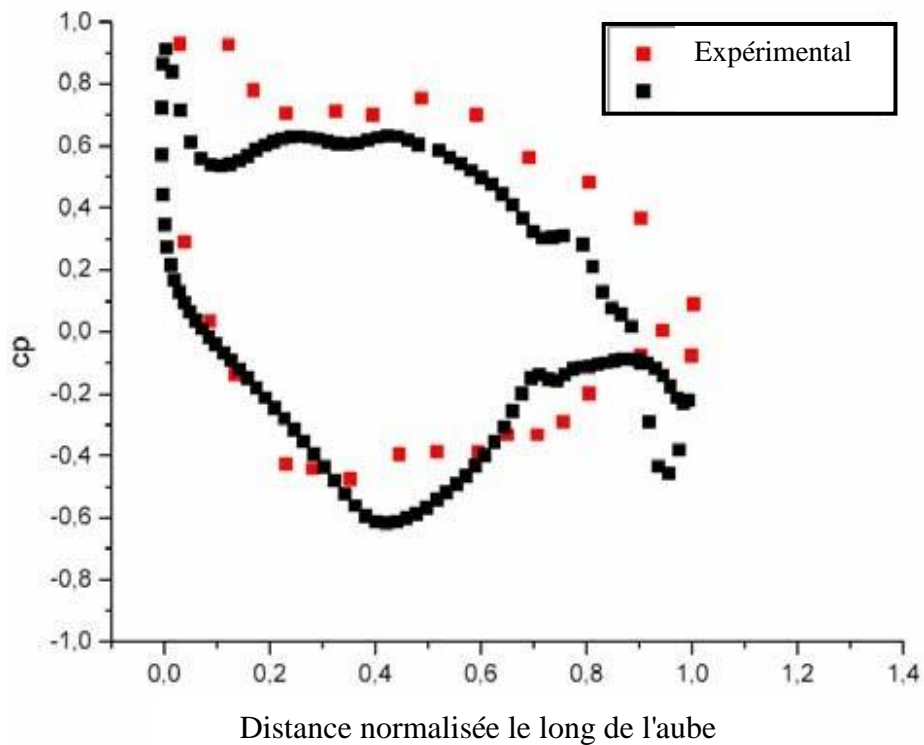


Figure IV.32: Profils de la pression moyenne sur le plan milieu à différentes positions parallèles à l'entrée



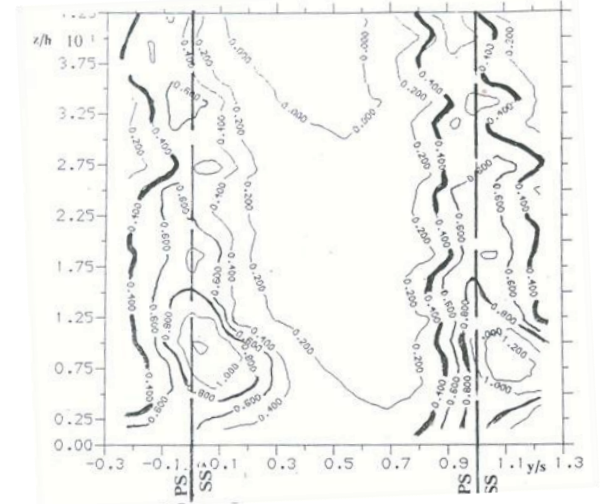
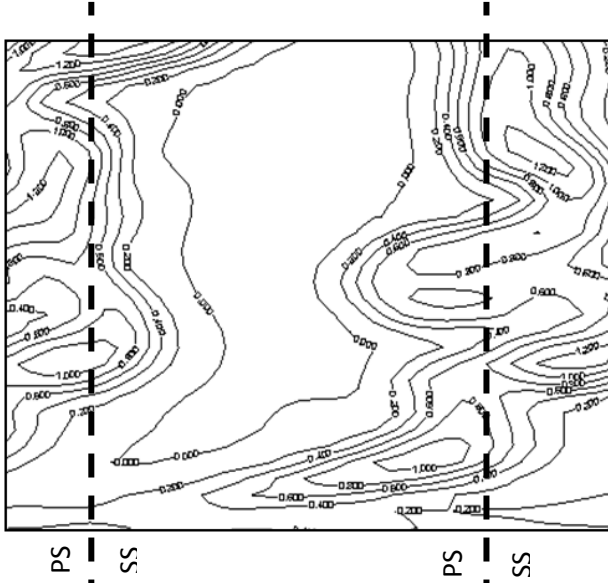
(a, b) : Contours sur les parois



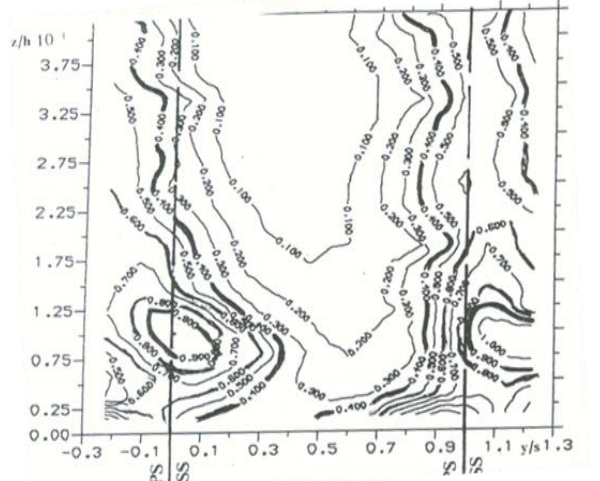
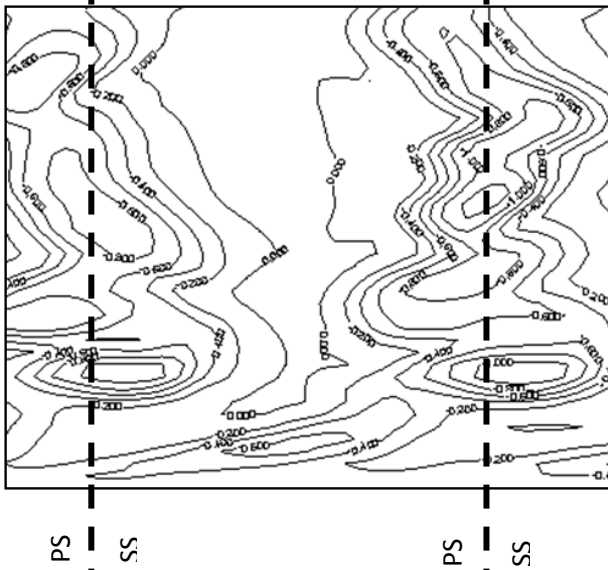
c) Profil autour de l'aube.

Figure IV.33 Contours et profil du coefficient de pression moyen

Plan $x/c=1.14$



Plan $x/c=1.36$



Plan $x/c=1.58$

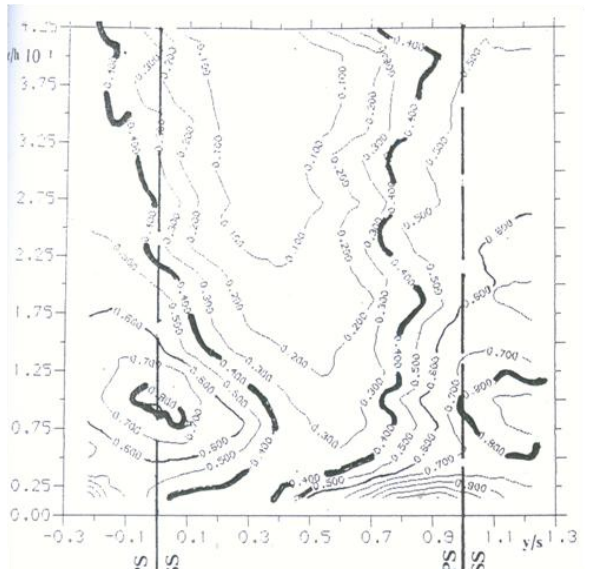
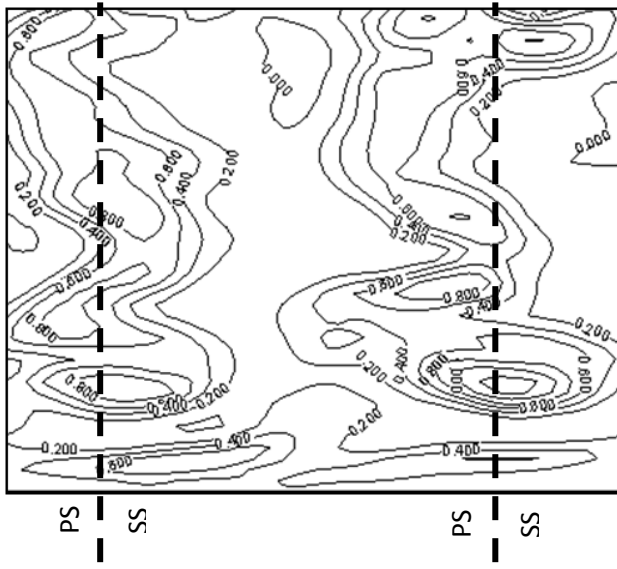
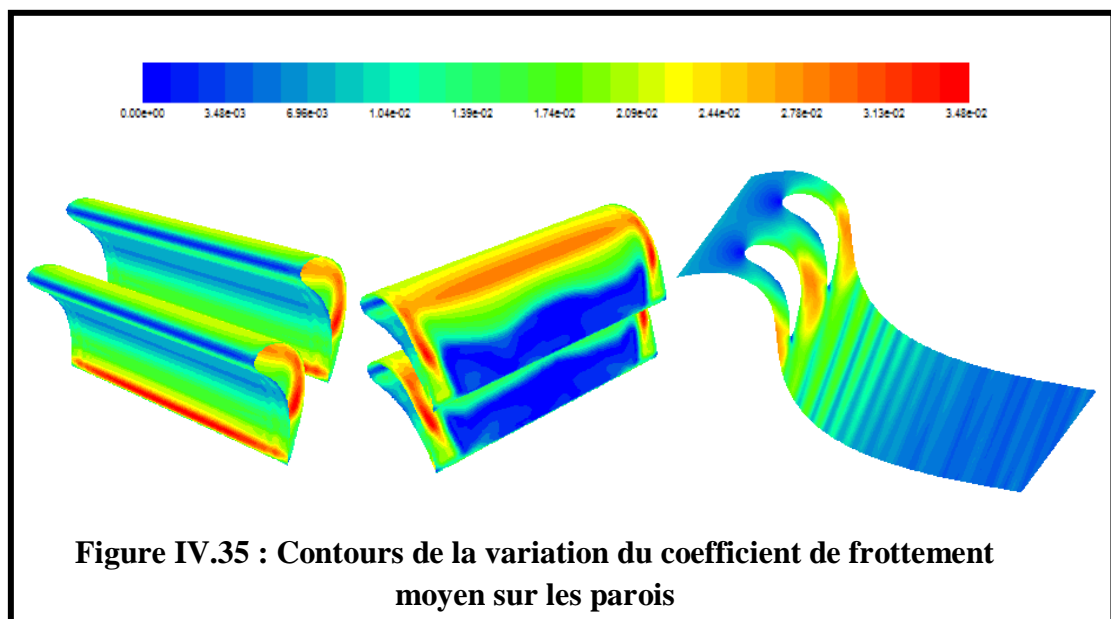


Figure IV. 34 : Représentation du coefficient de pression totale C_{ptot}

Sur différents plan x/c

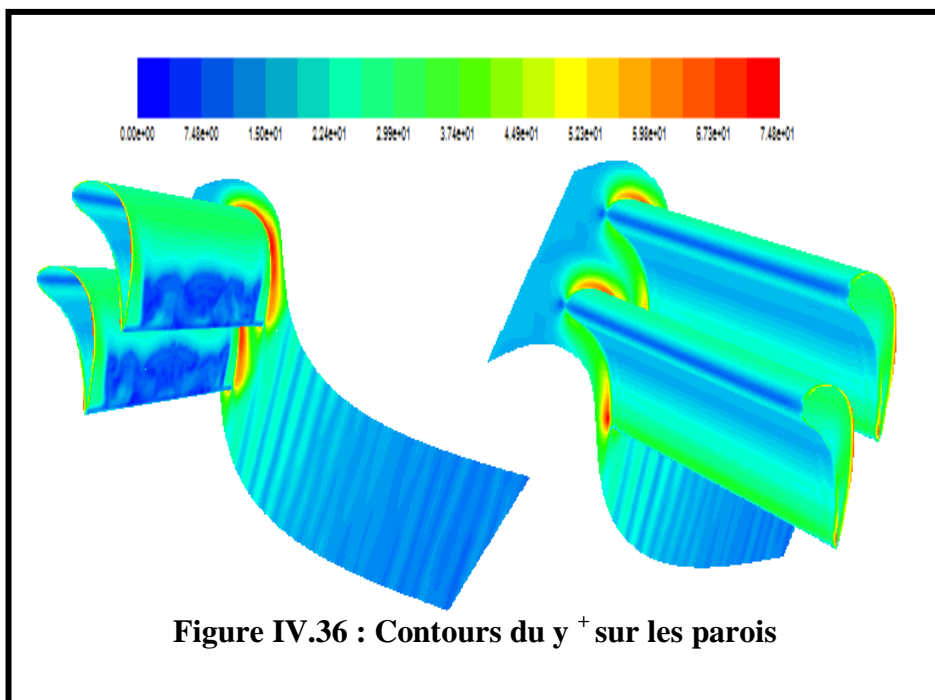
e) Coefficient de frottement:

La Figure IV.35 montre les contours du coefficient de frottement moyenné dans le temps sur les parois des aubes et sur le carter. Un fort frottement est observé du côté extradados sur une surface importante de l'aube, en particulier près du moyeu et du carter, où le tourbillon de passage induit des valeurs de gradient de vitesse relativement élevées. Sur le carter, la friction maximale est observée près du côté extradados et entre aubes. Les valeurs minimales sont notées dans les régions de fluide presque stagnant, près du bord d'attaque, ou se déplaçant très lentement, sur le bord de fuite, côté extradados.



f) Champ de Y^+

La Figure IV.36 montre les contours de Y^+ sur la paroi des aubes et celle du carter. On remarque que sur la plus grande partie de la surface des aubes la valeur de cette distance adimensionnelle de la paroi est inférieure à 30. Les valeurs maximales se trouvent au niveau de la jonction aube/carter. Le comportement du Y^+ suit celui du coefficient de frottement puisque cette distance adimensionnelle est proportionnelle à la vitesse de frottement et donc à la racine carrée de la contrainte à la paroi.



g) Energie cinétique turbulente

La Figure IV.37 montre les contours de l'énergie cinétique turbulente sur différents plans parallèles à l'entrée et au carter. Les fluctuations turbulentes les plus intenses sont observées sur le bord de fuite, du côté extradados, dans le plan médian. En effet, cette région est caractérisée par un fort cisaillement induisant de fortes instabilités, mises en évidence par des champs de vitesse instantanés, plutôt filtrés, considérés plus loin. D'autre part, la turbulence produite localement dans les couches limites sur le moyeu et le carter ainsi que dans la partie amont des parois de l'aube est relativement faible. De façon quelque peu inattendue, le vortex de passage près de la paroi du carter ne produit pas d'énergie turbulente importante.

h) Écart type ou valeur rms des composantes de vitesse

La figure IV.38 présente les profils des écarts-type rms des composantes de vitesse (la racine carrée de la moyenne du carré de la fluctuation de ces composantes de vitesse) en fonction de la position sur des lignes perpendiculaires à la paroi de l'aube, horiz 2 (ligne horizontale) et vert 1 (ligne verticale). En général, la turbulence est relativement intense dans les régions à fort cisaillement, dans les couches limites et dans le sillage. Sur la ligne horiz 2, la couche limite sur l'extrados est caractérisée par une fluctuation de vitesse suivant x amortie par la présence de la paroi qui lui est perpendiculaire. Comme on pouvait s'y attendre, c'est la composante suivant y , localement longitudinale, qui atteint des valeurs maximales près de la paroi de l'aube. Sur la ligne vert 1 c'est la fluctuation de vitesse suivant x qui est la plus importante quand on se rapproche de la paroi de l'aube, côté extradados. C'est en effet la composante parallèle à la direction localement longitudinale. Les deux autres composantes sont bien inférieures en intensité d'où le caractère anisotrope de la turbulence dans ces régions.

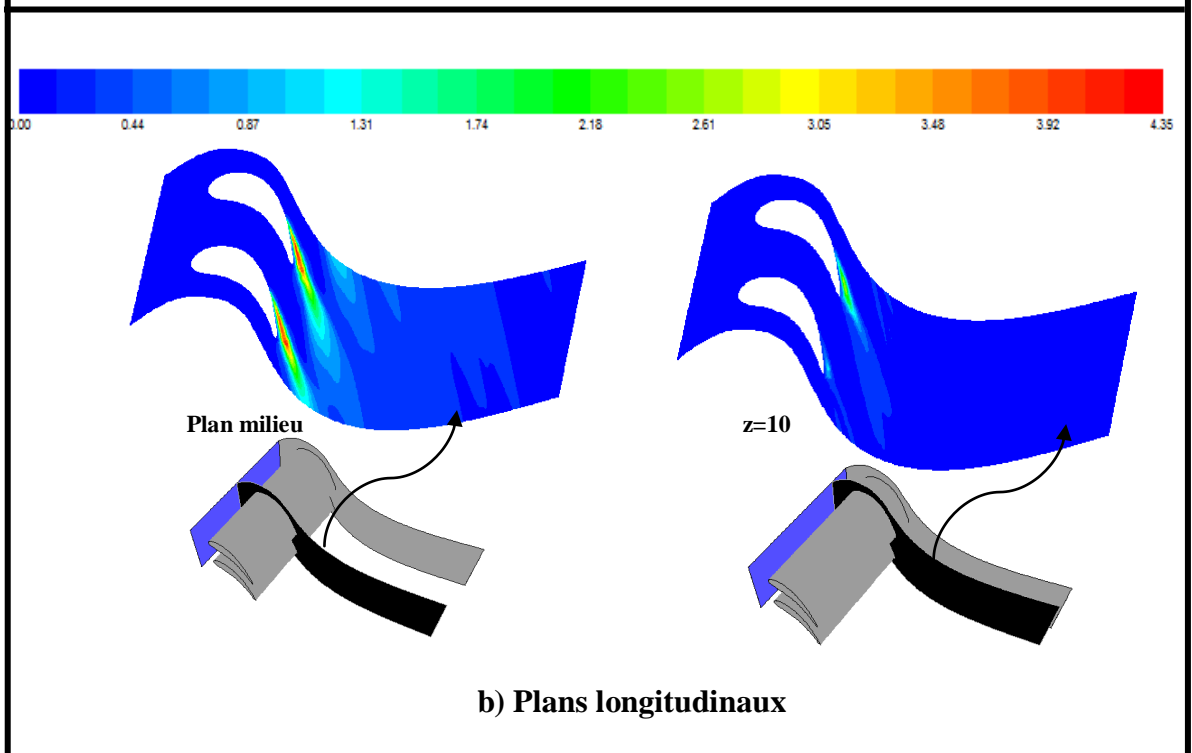
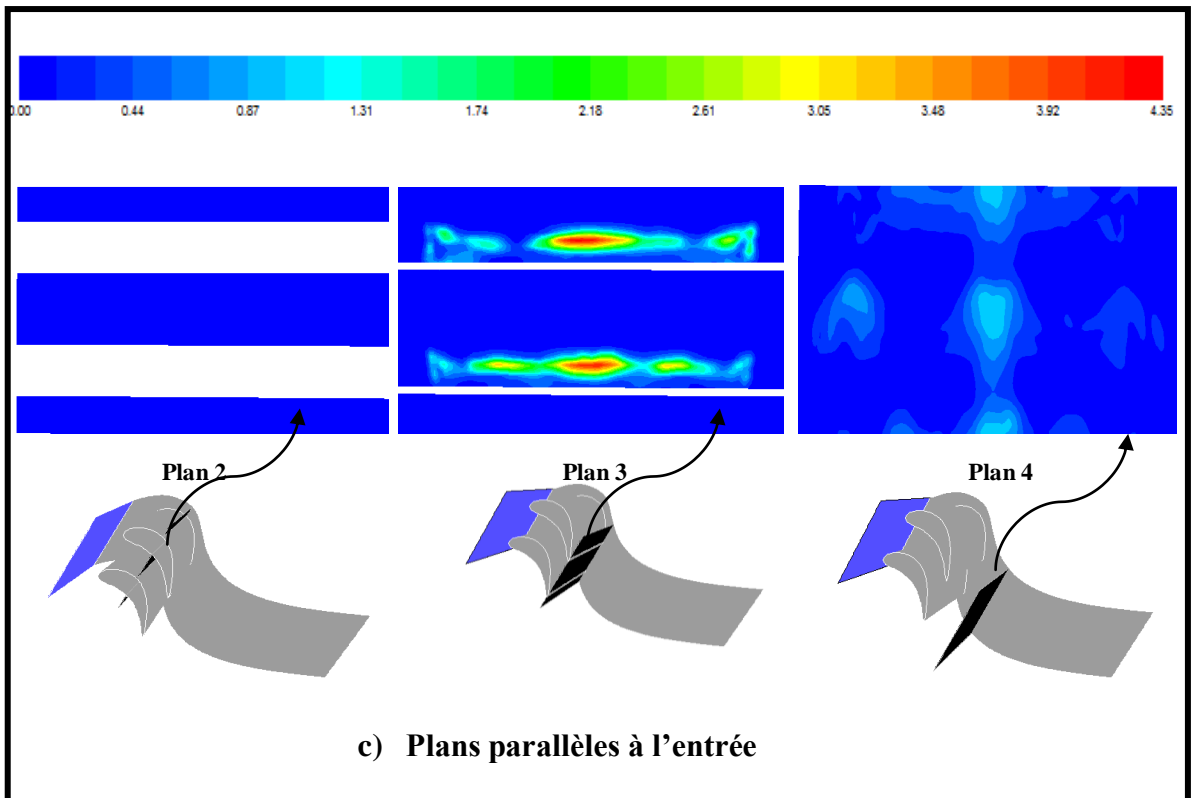


Figure IV.37 : Contours de l'énergie cinétique turbulente sur différents plans (m^2/s^2)

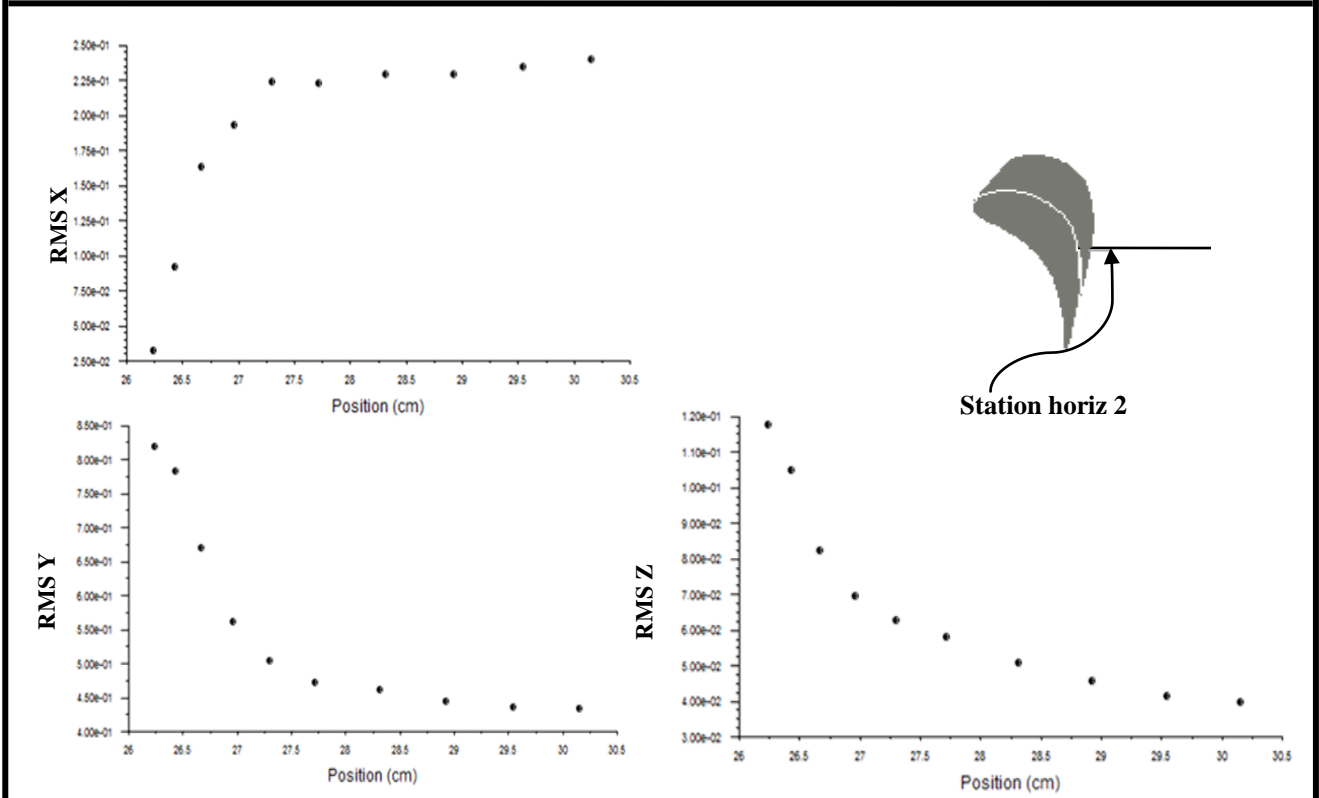
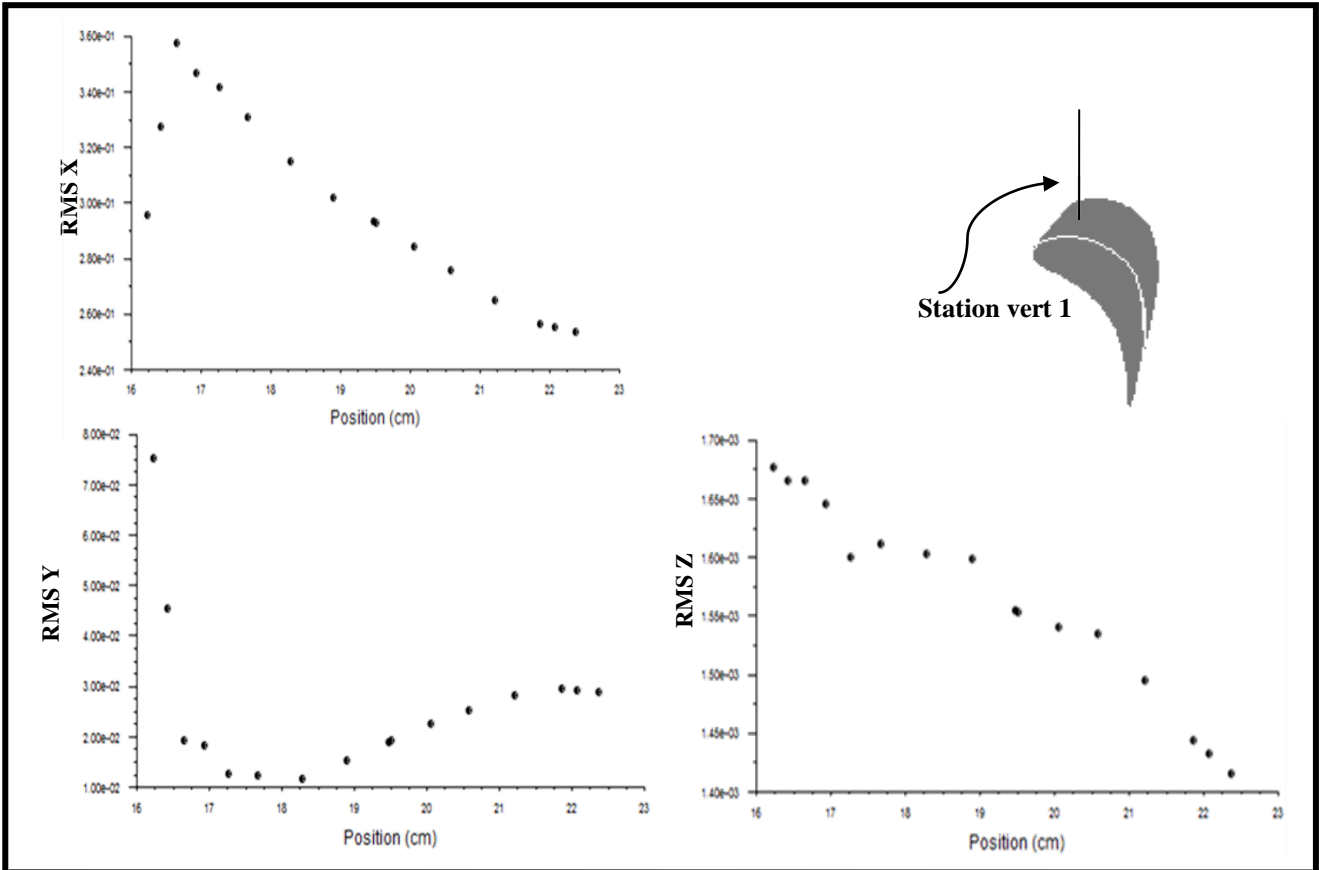


Figure IV.38 : Profils des composantes de vitesses RMS (root mean square ou écart type) en différentes positions.

B) Champs filtrés :

Dans cette partie de l'étude, nous nous intéressons aux paramètres filtrés caractérisant l'écoulement à travers la cascade d'aubes linéaire. C'est-à-dire des phénomènes tridimensionnels instationnaires mais moyennés sur chacun des volumes finis constituant le maillage du domaine d'étude. Les résultats à discuter sont obtenus à un instant correspondant à 20 temps de séjour (sur la base d'une vitesse égale à celle de l'entrée (4m/s) et d'une distance dans la direction x entre les plans d'entrée et de sortie). On trouve que la couche limite se développant sur l'intrados est quasi-stable sur toute la surface à l'exception des derniers 10% de la corde, c'est-à-dire très près du bord de fuite. Côté extrados, des instabilités instationnaires sont observées sur les derniers 30% (partie avale) de la corde. Une animation utilisant une série d'images instantanées, révèle un comportement d'écoulement plutôt aléatoire et désordonné que périodique et organisé au voisinage du bord de fuite. Les structures plus ou moins cohérentes en aval du bord de fuite se désintègrent rapidement donnant lieu à un régime totalement chaotique turbulent. Dans les résultats discutés ci-dessous, quelques-uns des paramètres seront présentés à des instants successifs sous forme d'instantanées ou snapshots et d'autres à un seul instant arbitraire étant donné qu'il a été difficile de capter un caractère clairement périodique du comportement dynamique dans la région du bord de fuite et du sillage.

a/ Champs de vitesse et de pression

Les figures IV.39 et IV.40 illustrent les contours des valeurs filtrées de la grandeur de la vitesse et de la pression respectivement dans le plan médian à des instants successifs, tous les trois incréments de temps. Malgré le fait que l'écoulement ne soit pas clairement périodique, une valeur très grossièrement estimée de la période moyenne d'émission de vortex au bord de fuite est d'environ 0,0045 seconde et l'incrément de temps considéré dans ce travail est de 0,0002 seconde. En se référant aux contours, il est clair que l'instabilité de l'écoulement est constatée au voisinage du bord de fuite et en aval de celui-ci. Un fluide presque stagnant est observé du côté extrados près du bord de fuite. En aval des aubes, les zones de pression minimale représentent des centres de structures tourbillonnaires plus ou moins cohérentes. Dans la partie amont des aubes, le flux est quasi-stable. Il est caractérisé par des contours invariants dans le temps: fluide stagnant près du bord d'attaque, pressions minimales du côté extrados et pressions relativement élevées du côté intrados.

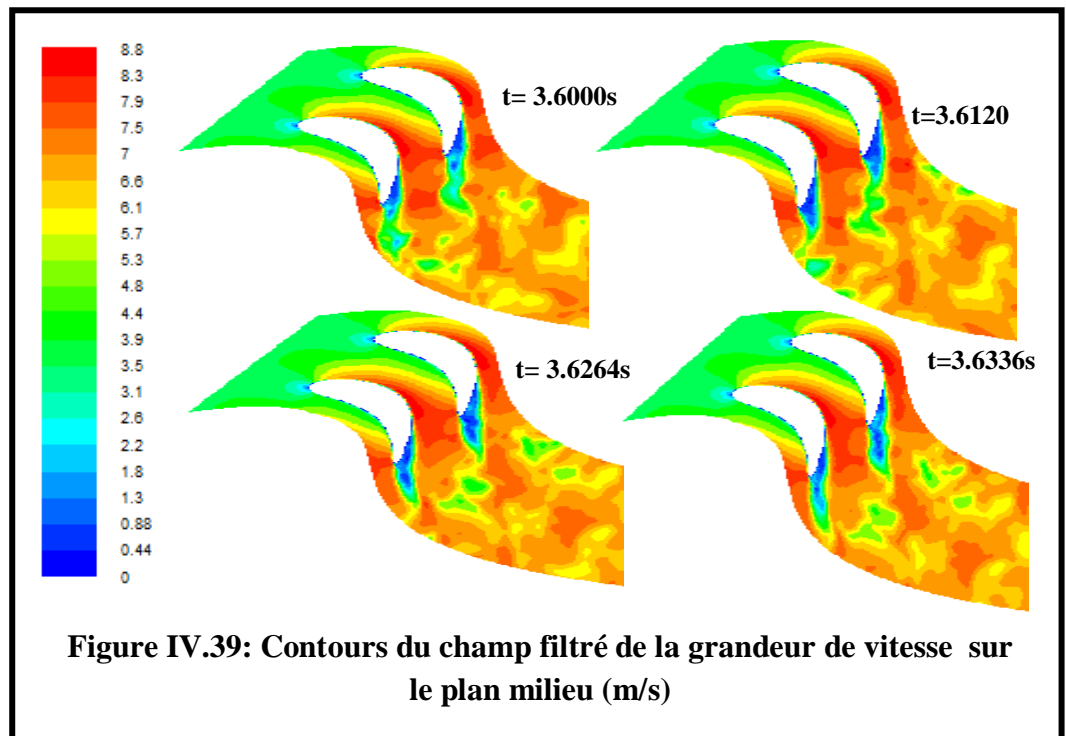


Figure IV.39: Contours du champ filtré de la grandeur de vitesse sur le plan milieu (m/s)

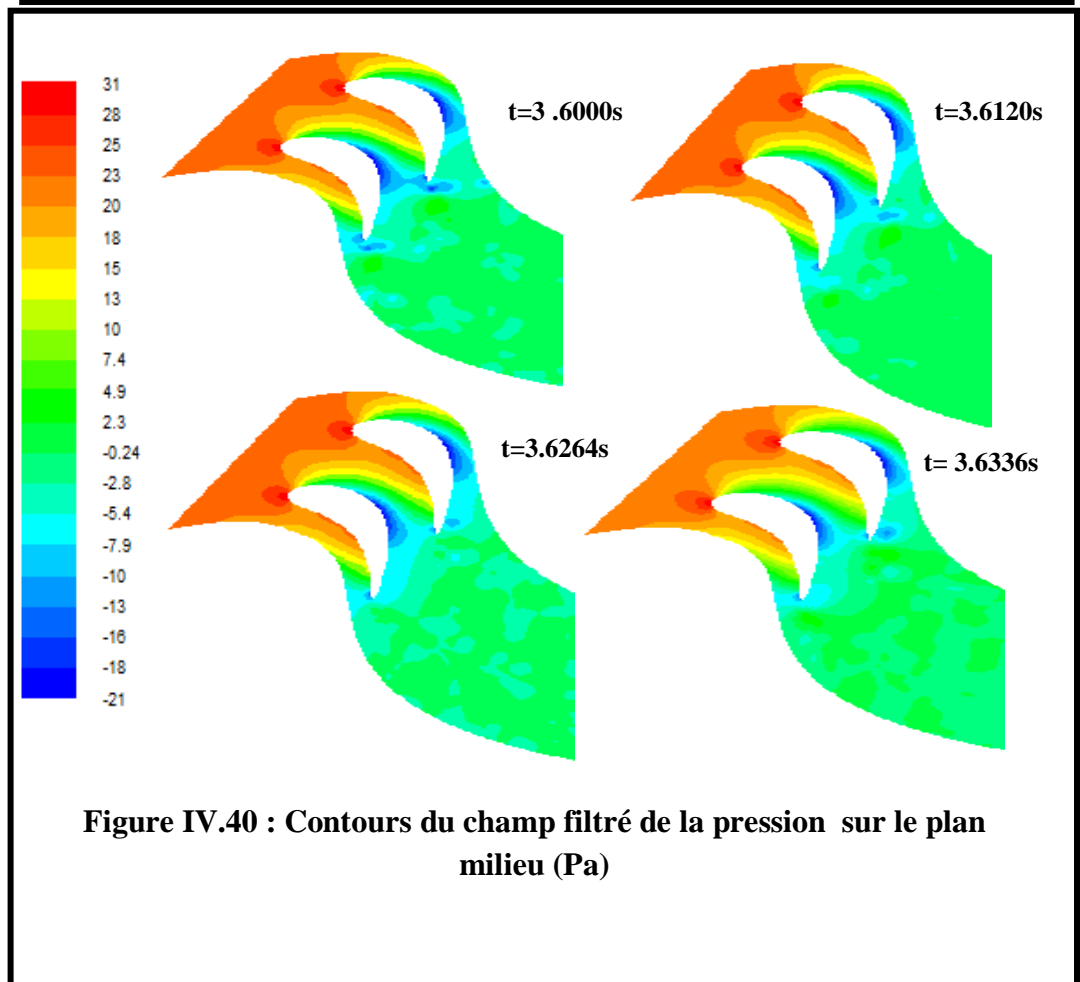
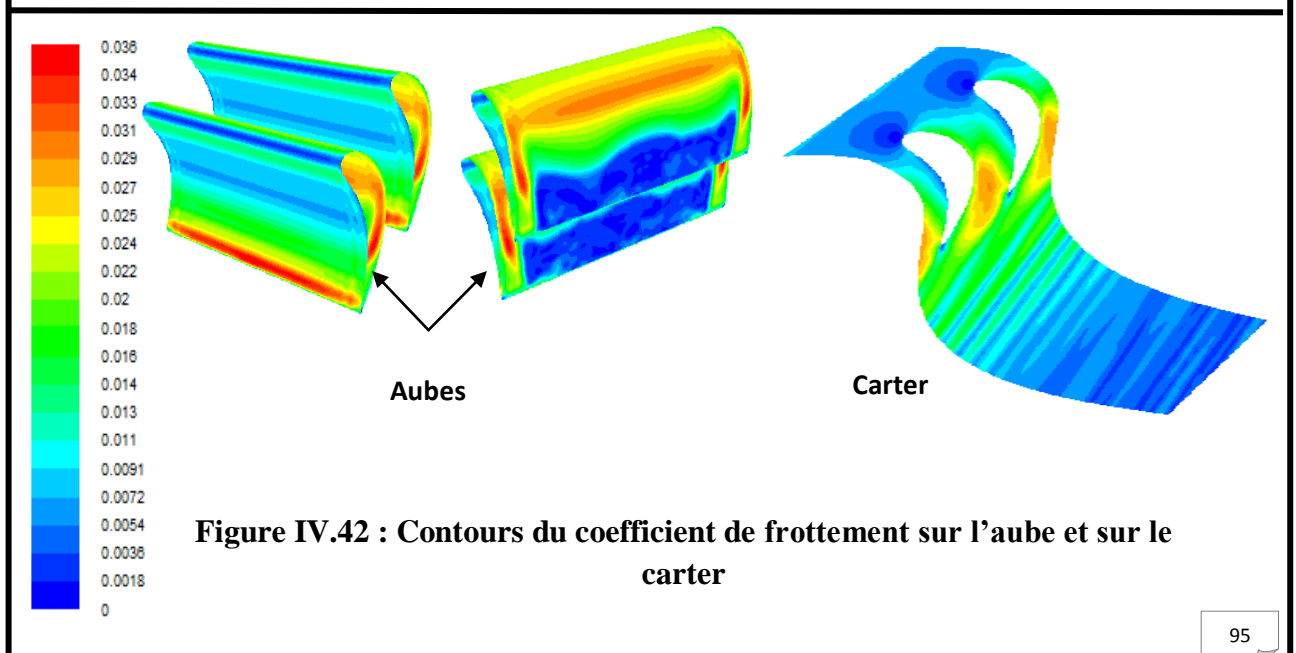
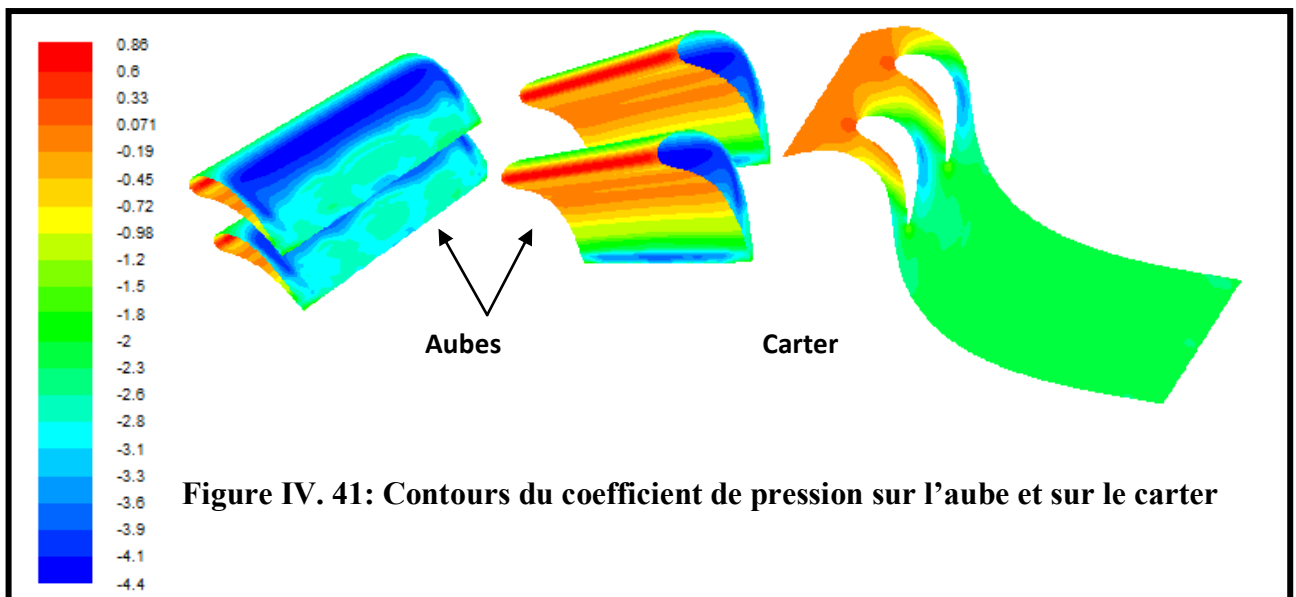


Figure IV.40 : Contours du champ filtré de la pression sur le plan milieu (Pa)

b) Coefficients de pression et de frottement

Figures IV.41 and IV.42 montrent les contours des coefficients de pression et de frottement respectivement sur les parois des aubes et sur le carter à un instant quelconque. En général, la forme des contours du coefficient de pression sur le carter est similaire à celle des contours de pression dans le plan médian. Cela est particulièrement vrai dans les régions où l'écoulement peut être considéré comme quasi-stable, c'est-à-dire loin du bord de fuite et du sillage en aval des aubes. Un frottement élevé est observé du côté de l'extrados sur une surface importante de l'aube, en particulier près du moyeu et du carter, où le tourbillon de passage induit des valeurs de gradient de vitesse relativement élevées. Sur les parois d'extrémité, le frottement maximal est observé près de l'extrados et entre les aubes. Les valeurs minimales sont notées dans les régions de fluide presque stagnant, près du bord d'attaque, ou se déplaçant lentement, dans le sillage.



c) Phénomènes instables dans la région du bord de fuite des aubes.

Des profils des coefficients de pression et de frottement autour de l'aube ainsi que des contours de la composante de vorticité suivant z (spanwise) et des vecteurs de vitesse projetés dans le plan médian sont présentés dans les figures IV.43 aux mêmes instants successifs que ceux des figures IV. 39 et IV.40.

Les profils restent pratiquement inchangés en fonction du temps dans la partie amont de la surface de l'aube. Des fluctuations appréciables sont constat es au voisinage du bord de fuite correspondant au détachement des tourbillons, un écoulement qui est évidemment de nature instable. Ce phénomène est mis en évidence par la série d'images montrant des contours de la composante de vorticité suivant z , prises aux différents instants. Les vortex s'échappent assez régulièrement du bord de fuite mais pas vraiment de façon périodique, dans le sens contraire des aiguilles d'une montre du côté intrados et dans le sens des aiguilles d'une montre du côté extrados.

Le fluide se détache de la surface de l'aube presque au niveau du bord de fuite du côté intrados, figure IV.44. Cependant, du côté extrados, le fluide se sépare de la paroi à une position d'environ 70% de la corde. Cela correspond en fait à la position où commence l'instabilité de l'écoulement. Les vecteurs de vitesse projetés sur le plan médian mettent en évidence l'existence d'une zone de recirculation immédiatement en aval du point de séparation côté extrados. Ce résultat est cohérent avec celui des contours de vitesse montrant des valeurs de vitesse faibles dans la même région. La taille de la zone de recirculation change légèrement avec le temps sur l'intervalle considéré. Ce comportement est encore mieux visualisé en se référant aux pseudos lignes de courant exhib es sur la figure IV.44. En effet ces « streamtraces » montrent clairement les zones d'instabilité, les points de décollement et particulièrement le déplacement de celui sur l'extrados dans le temps et aussi l'évolution et l'interaction des structures de vortex émises de l'extrados et de l'intrados.

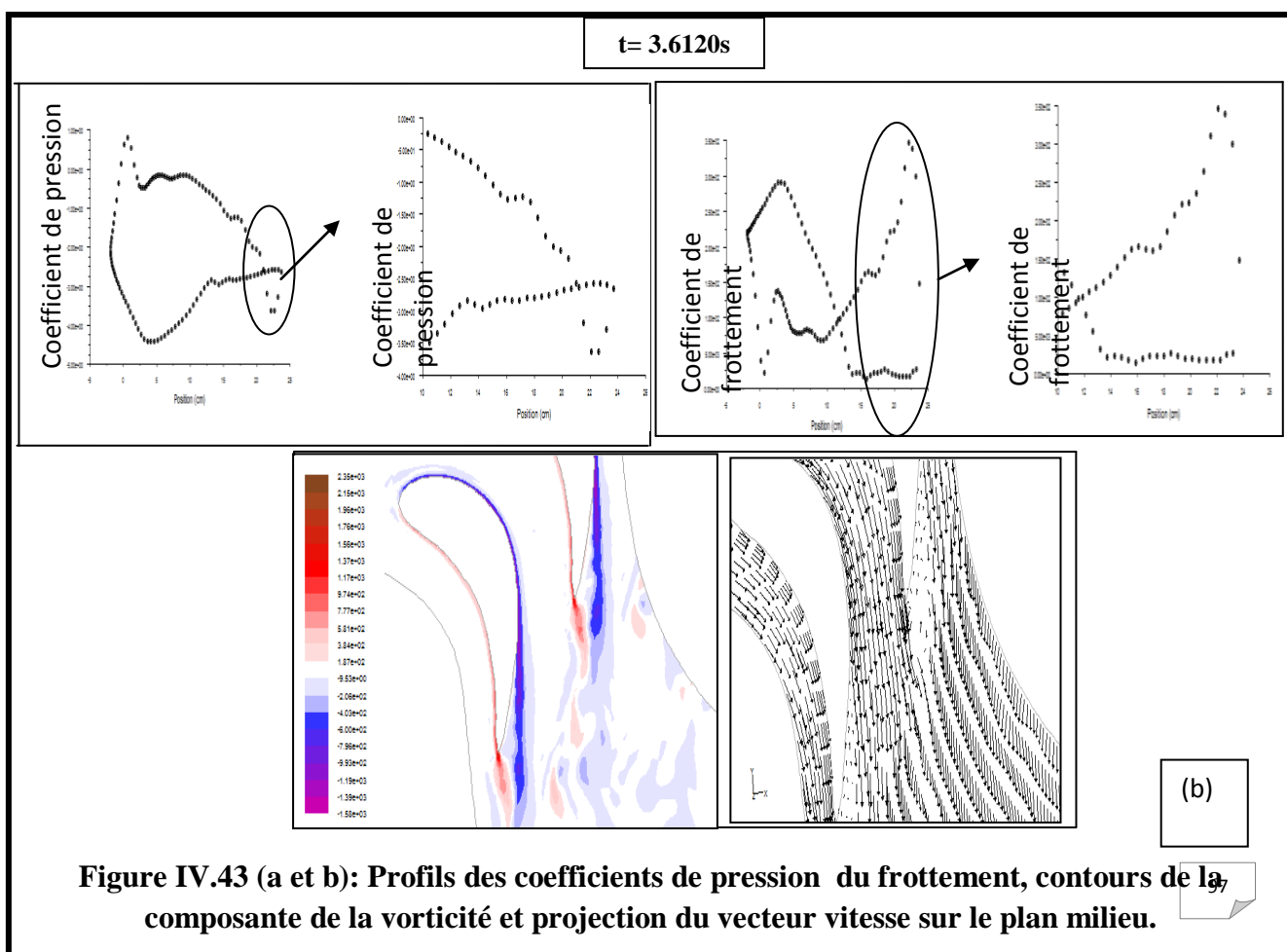
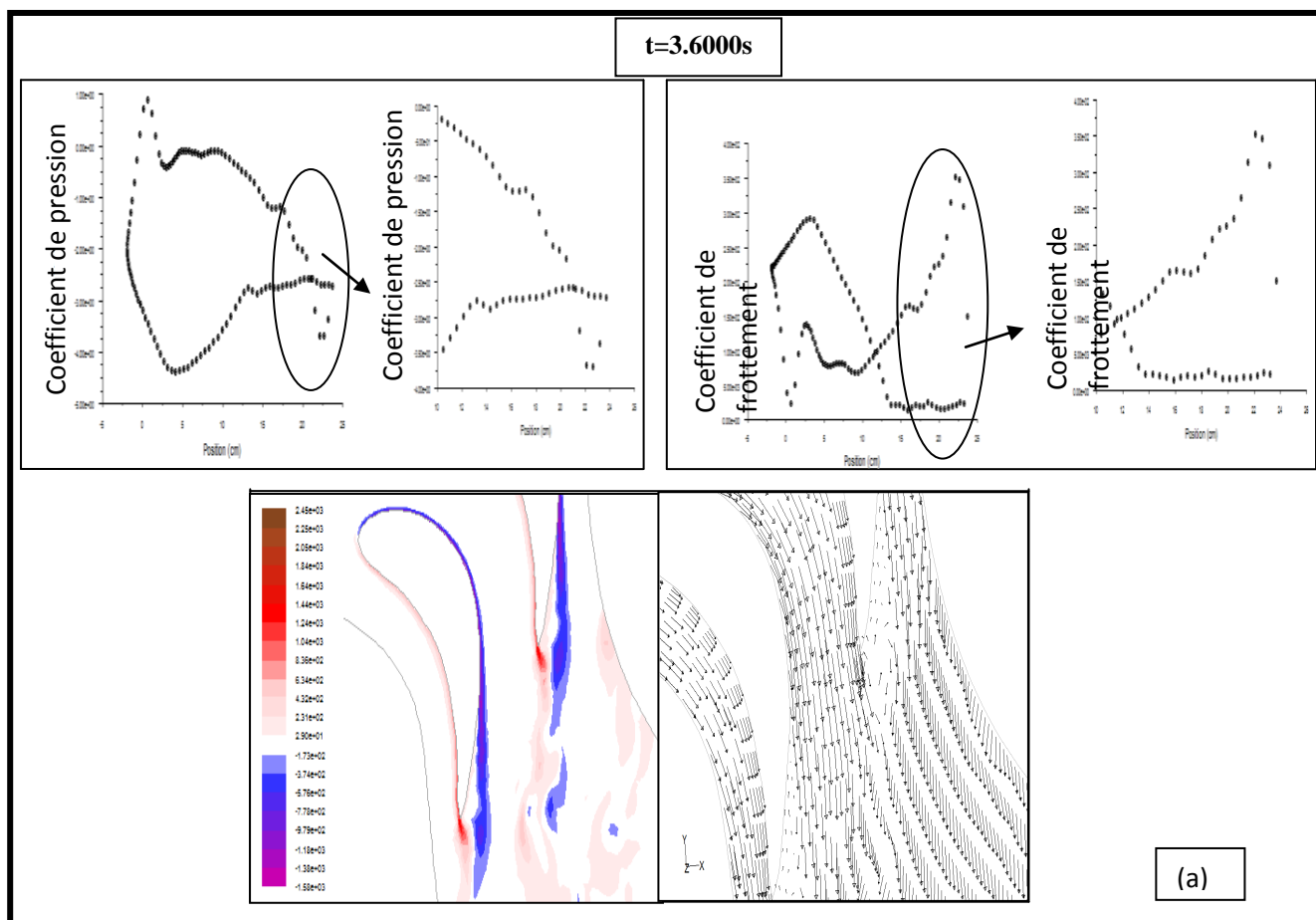


Figure IV.43 (a et b): Profils des coefficients de pression du frottement, contours de la ω_z composante de la vorticité et projection du vecteur vitesse sur le plan milieu.

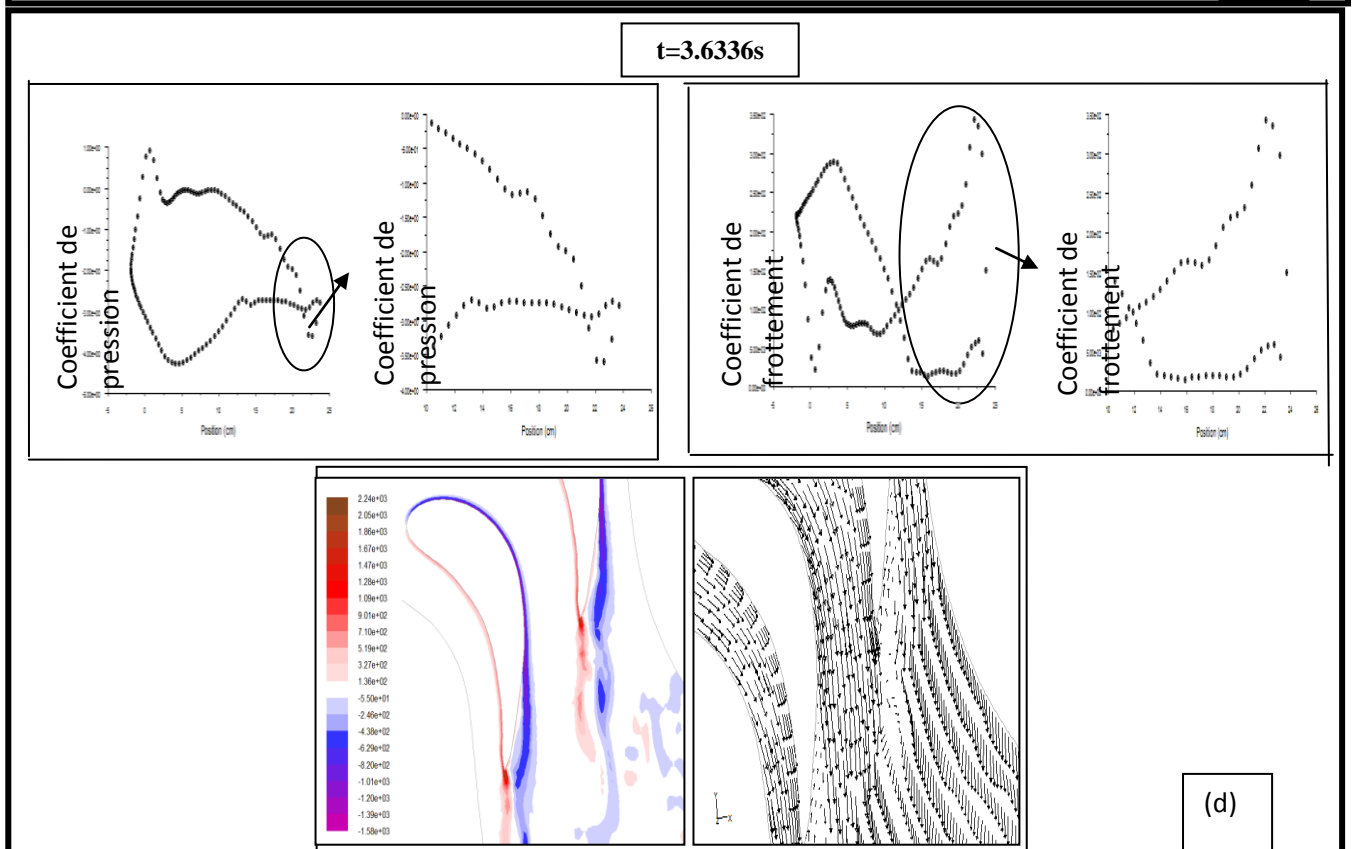
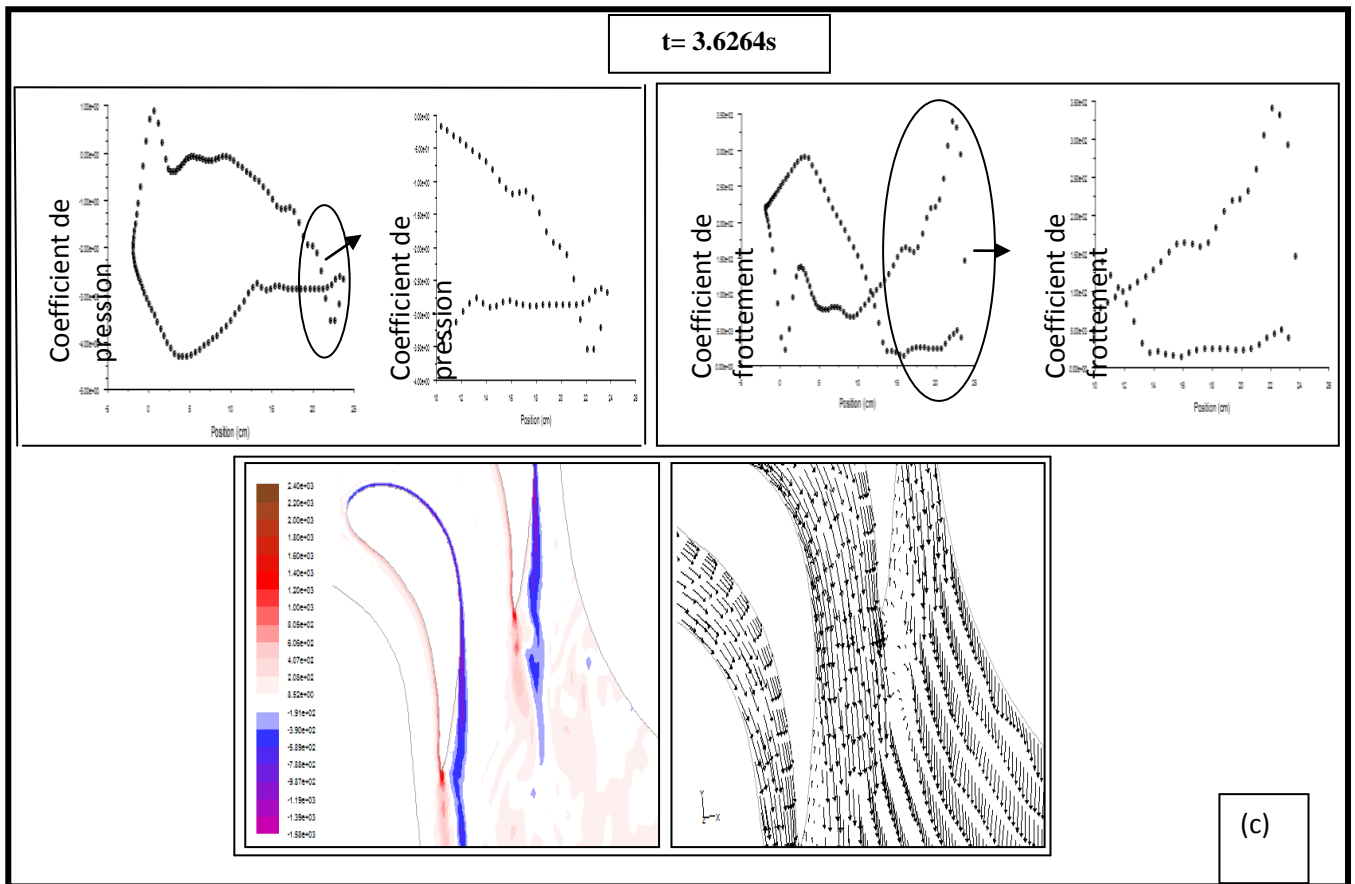


Figure IV.43 (c et d): Profils des coefficients de pression du frottement, contours de la composante de la vorticité et projection du vecteur vitesse sur le plan milieu.

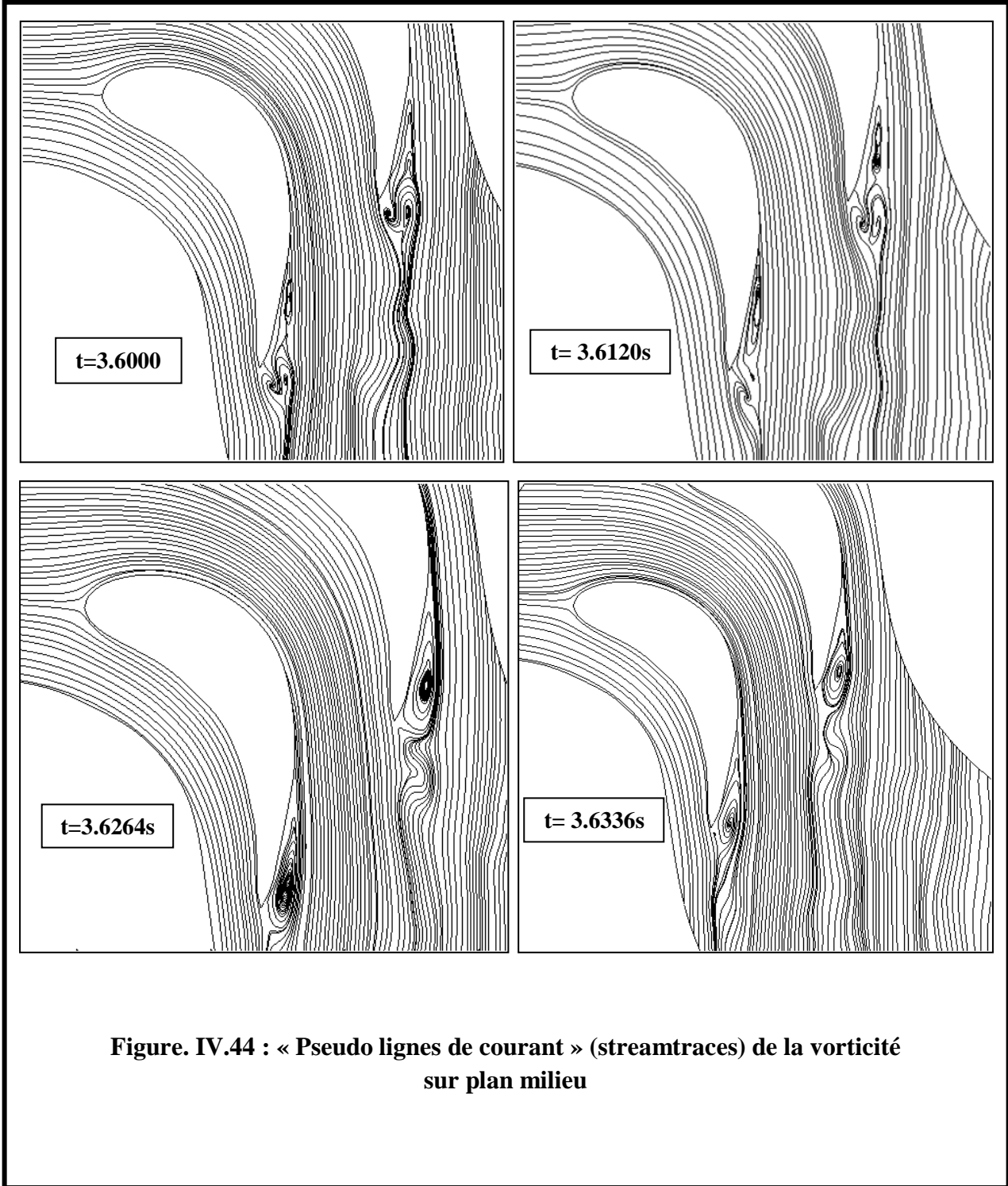
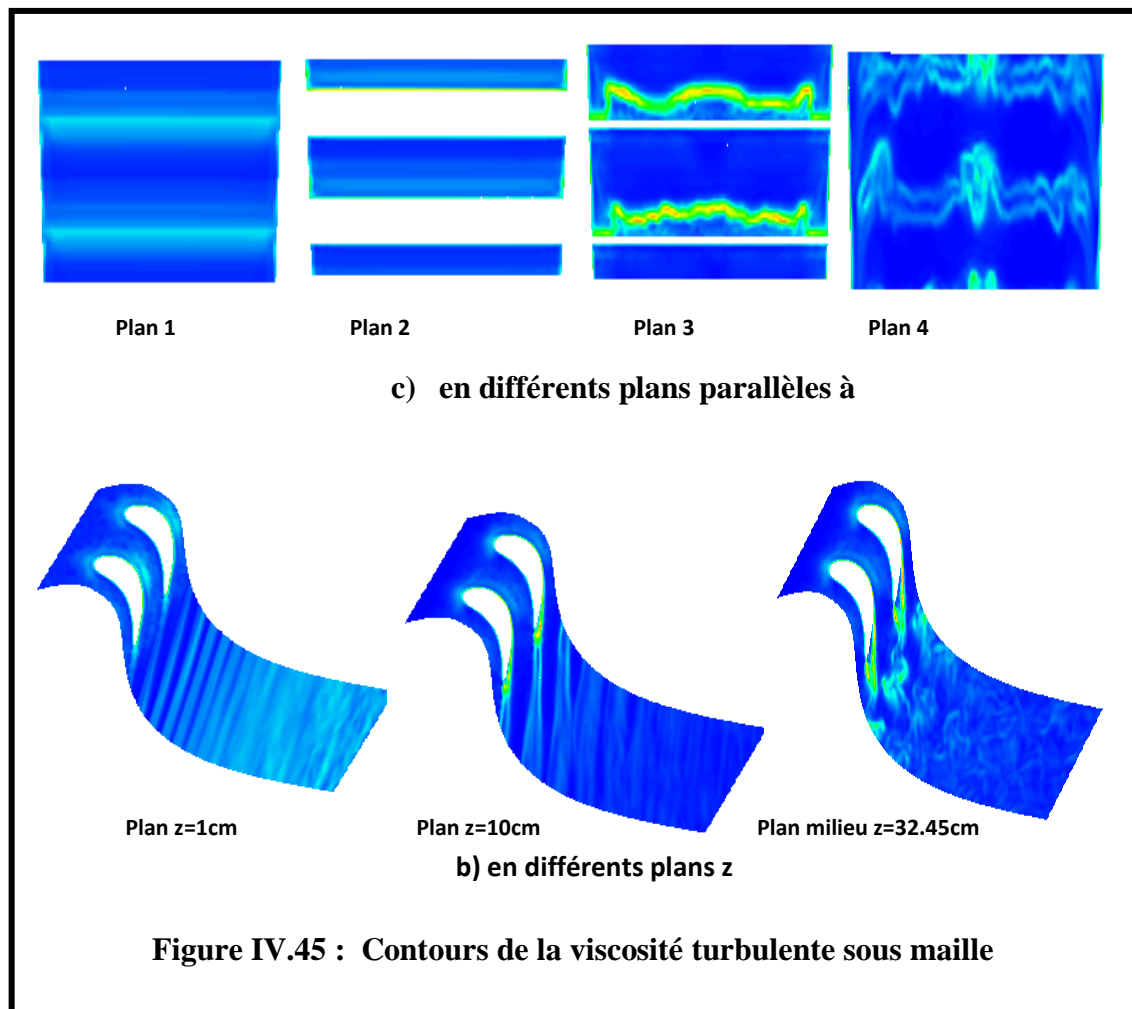


Figure. IV.44 : « Pseudo lignes de courant » (streamtraces) de la vorticité sur plan milieu

d) viscosité turbulente sous maille

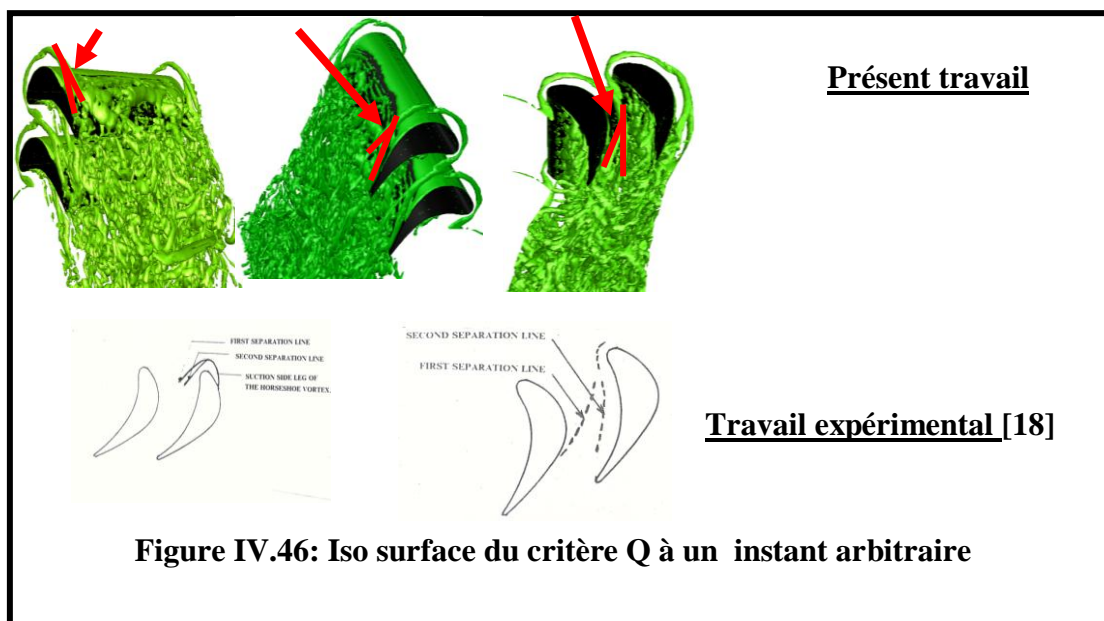
Des contours de la viscosité turbulente sous maille, à un instant quelconque, sont présentés en différentes surfaces parallèles à l'entrée et parallèles au carter dans la figure IV.45. Les échelles de turbulence sous maille sont pratiquement inexistantes dans la région d'entrée. Elles apparaissent près du bord d'attaque et le long des parois des aubes et les parois du carter et du moyeu. L'intensité de ces échelles turbulentes est maximale dans la région du bord de fuite des aubes, dans une zone légèrement détachée du bord de fuite, coté extrados, et une autre zone détachée, coté intrados. Dans le sillage des profils, des intensités appréciables de turbulence sous maille sont observées de part et d'autre du bord de fuite dans les régions de gradients de vitesse relativement importants. Il est clair que l'écoulement non visqueux entre les aubes persiste jusqu'à environ deux cordes en aval du bord de fuite. Plus loin, les différents sillages fusionnent ce qui résulte en la disparition de la zone de l'écoulement potentiel et la tendance à la turbulence à devenir homogène et isotrope, son énergie se dissipant graduellement sous forme de chaleur.



e) Critère Q

La figure IV.46 indique que des tourbillons en fer à cheval sont clairement visibles le long du bord d'attaque de l'aube au niveau de la jonction aube-carter. Il est intéressant de noter que le vortex primaire se divise en deux vortex secondaires en aval du bord d'attaque. Ce comportement est quasi-stationnaire car les structures organisées restent à la même position quand le temps varie. Ce phénomène semble être très cohérent avec les résultats expérimentaux d'Adjout et Dixon [18] qui rapportent la division d'une ligne de séparation sur la paroi d'extrémité en amont du bord d'attaque de l'aube en deux lignes de séparation en aval du bord d'attaque.

Les figures IV.47 montrent une série d'images qui se succèdent dans le temps, des iso-surfaces d'une valeur du module de vorticité égale à 100 s^{-1} , et des iso-surfaces d'une valeur du critère Q égale à 900 s^{-2} . Sur les mêmes figures sont illustrées aussi les iso-surfaces du critère Q colorées par le module de vitesse. Alors que toute la partie amont du passage entre aubes est caractérisée par un écoulement stable, le comportement est franchement non permanent dans la partie aval surtout près et en aval du bord de fuite des aubes. Le long de l'extrados, une nappe de vorticité est discernable dans la couche limite. Elle devient ondulée, rappelant l'instabilité de Tollmien-Schlichting et puis subit un enroulement donnant naissance à des vortex plus ou moins organisés. Plus loin, un vortex en forme d'une épingle à cheveu apparaît, c'est le résultat probablement de l'interaction entre le vortex initial et le gradient de vitesse existant dans le sillage. En se rapprochant de la sortie, c'est la dégénérescence totale des tourbillons. Près de la surface du carter, des vortex longitudinaux très longs sont observés et qui proviennent certainement des tourbillons longeant la jonction extrados/carter.



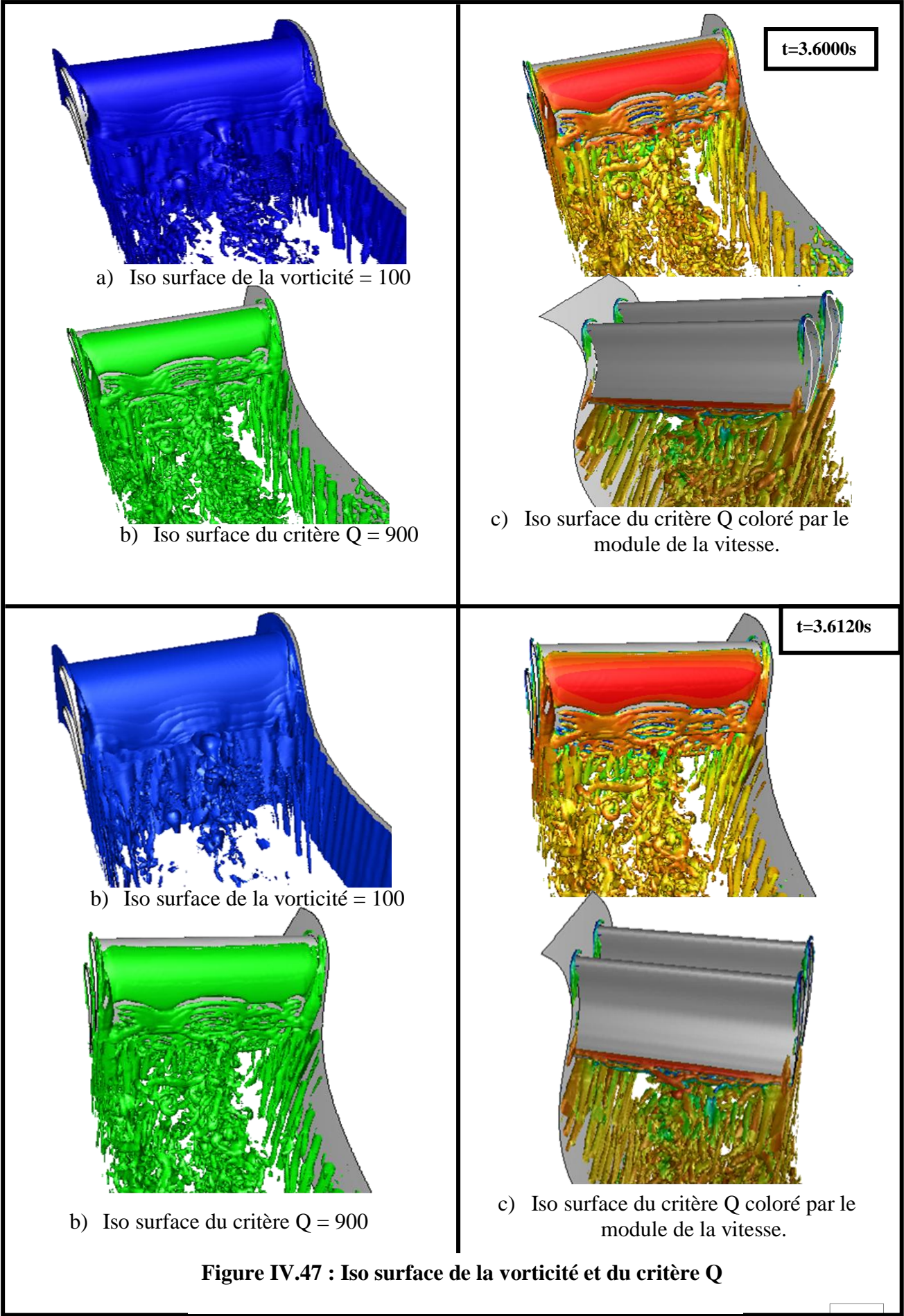
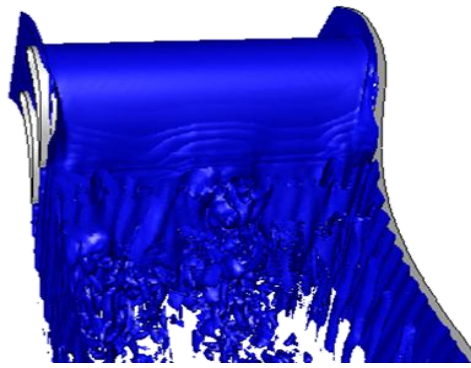
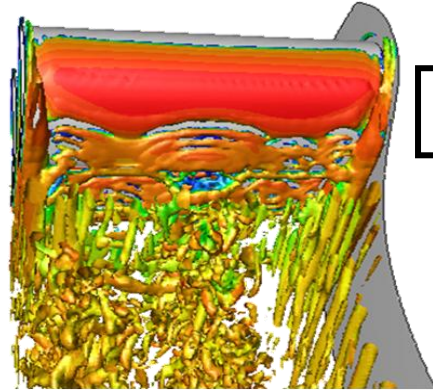


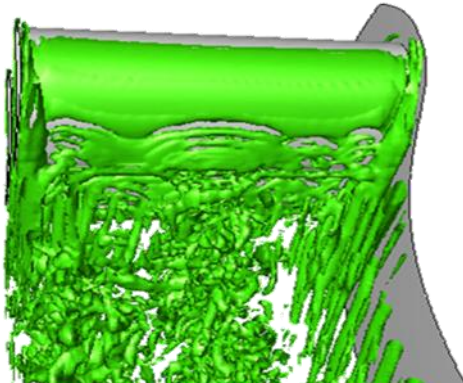
Figure IV.47 : Iso surface de la vorticité et du critère Q



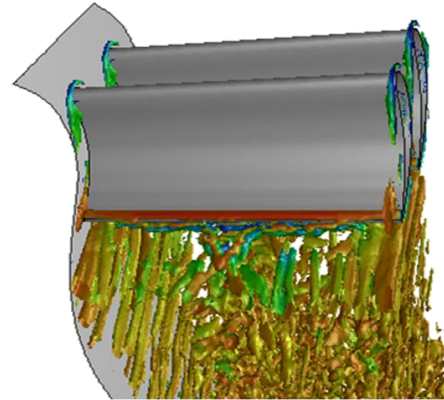
a) Iso surface de la vorticité = 100



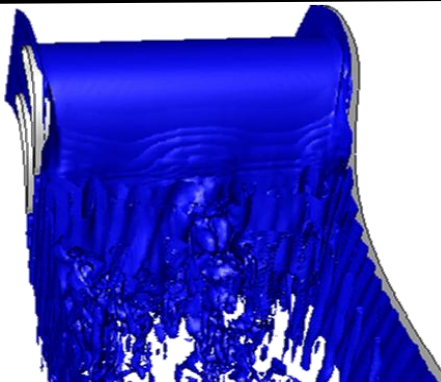
t=3.6264s



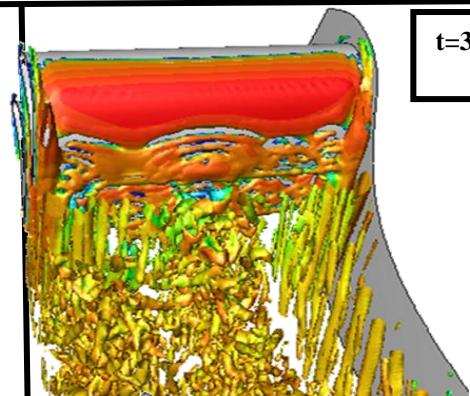
b) Iso surface du critère Q = 900



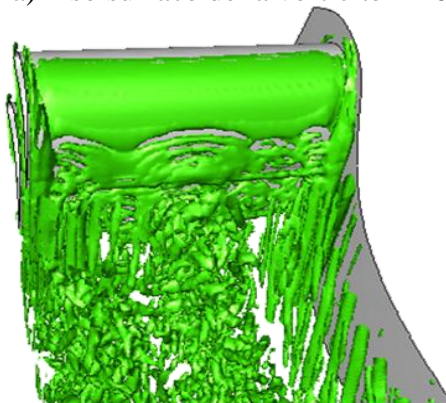
c) Iso surface du critère Q coloré par le module de la vitesse.



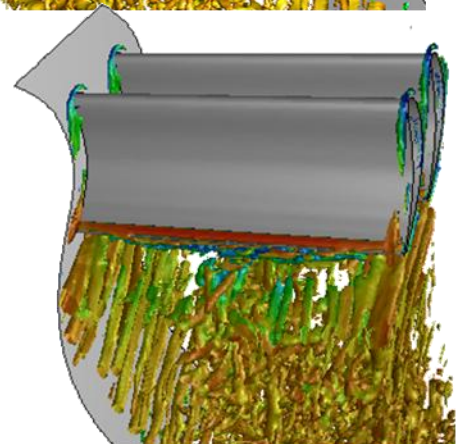
a) Iso surface de la vorticité = 100



t=3.6336s



b) Iso surface du critère Q = 900



c) Iso surface du critère Q coloré par le module de la vitesse.

Figure IV.47 : Iso surface de la vorticité et du critère Q (suite)

C) Etude du transfert de chaleur dans l'écoulement à travers une cascade d'aubes

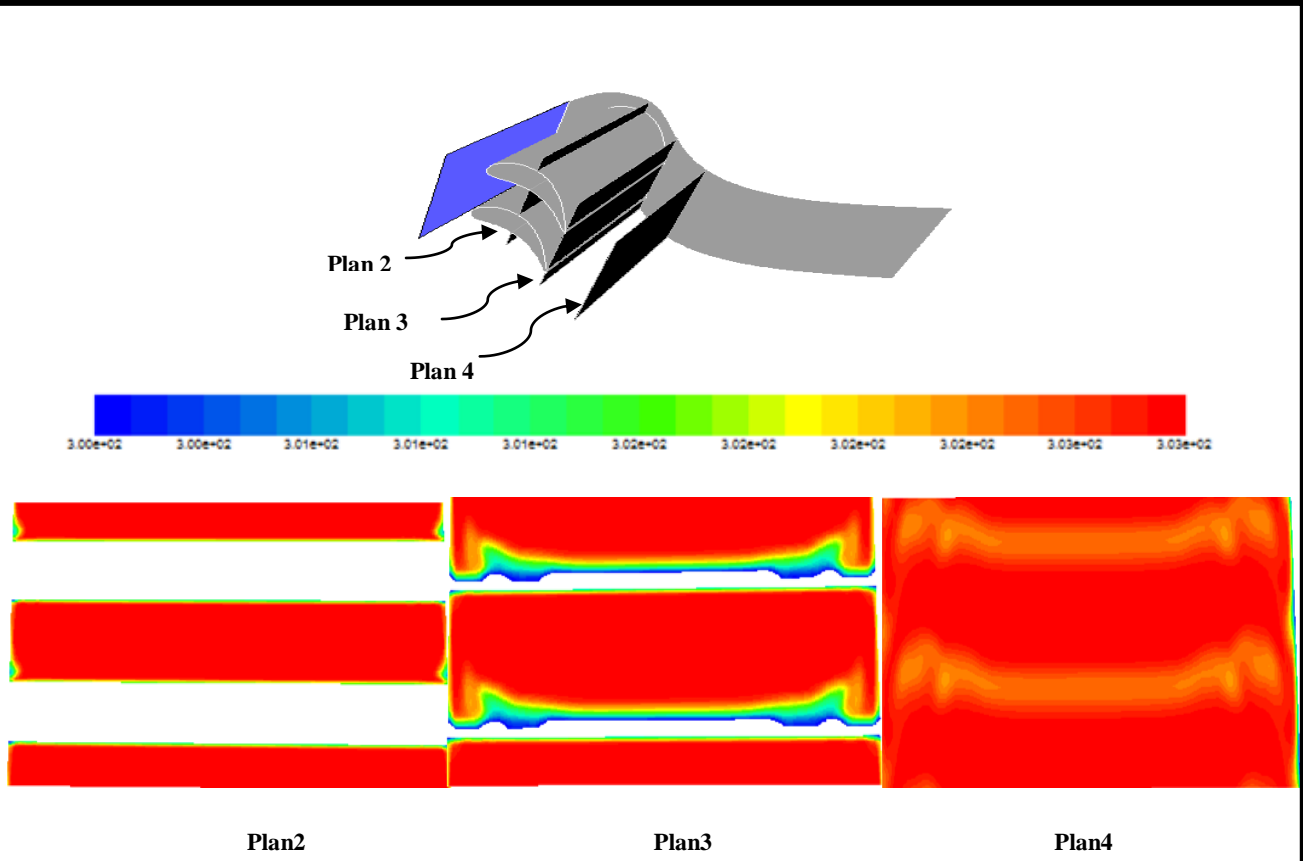
Cette partie des résultats est consacrée à l'analyse du champ thermique dans l'écoulement à travers les aubes et longeant le carter. Les variations de la température et du nombre de Nusselt sous forme de contours et de profils sont illustrées et commentées ci-dessous. Les paramètres moyennés sont explorés cependant, les valeurs filtrées ne sont pas présentées étant donné que les fluctuations sont très faibles et donc les résultats sont très similaires à ceux du champ moyen.

Champ thermique statistique

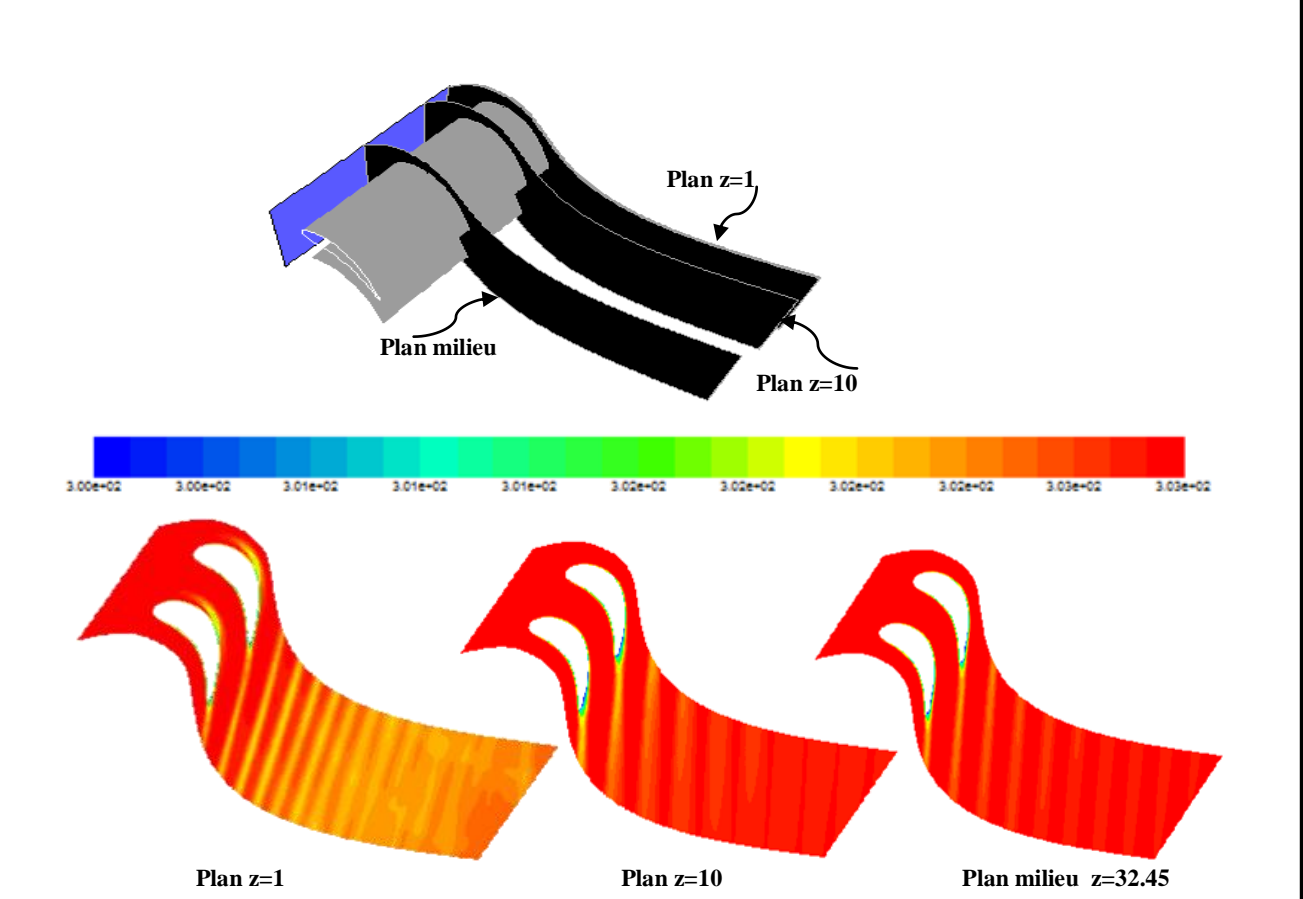
La figure IV.48 présente les contours de température moyenne en différents plans parallèles à l'entrée et au carter. Au plan 2, la température est uniforme sur toute la surface excepté tout près des parois des aubes et du carter où des couches limites thermiques très minces sont observées. Au niveau des jonctions aube/carter et aube/moyeu la distribution de température indique que l'écoulement est caractérisé par un tourbillonnement probablement associé au vortex en forme de fer à cheval se développant le long de la jonction. Au plan 3 la couche limite thermique est rapidement épaissie sur la partie avale de l'extrados où règne une grande zone de recirculation discutée plus haut. On voit aussi comment le comportement dynamique et en particulier les structures de vortex marquent de leur empreinte la distribution de température près des parois. Au fur et à mesure que le fluide avance vers l'aval et s'éloigne du bord de fuite des aubes, le champ des températures tend à devenir homogène suite au processus de conduction de chaleur entre les couches de fluide.

Les contours sur les plans parallèles au carter montrent que la température loin des parois reste égale à celle à l'entrée. Les résultats montrent clairement le taux d'épaississement des couches limites thermiques sur les aubes et aussi des sillages en aval.

On remarque une région à environ 50% de corde sur l'extrados et un peu proche de la paroi, où la température a diminué par rapport à celle de l'entrée. Dans cette zone la structure tourbillonnaire issue du vortex en forme de fer à cheval, longeant la surface du carter, impacte un deuxième courant de fluide provenant du vortex principal entre aubes (passage vortex) ce qui résulte en une déflexion du fluide de la surface du carter, c'est à dire un décollement. C'est dans cette région de décollement de fluide où le gradient de température et donc le flux de chaleur pariétal sont diminués.



a) Différents plans parallèles à l'entrée



b) Différents plans parallèles au

Figure IV.48 : Contours de la température moyenne

La figure IV.49 illustre des profils de température moyenne en fonction de la distance sur des lignes allant dans le sens du pas (pitchwise), dans le plan médian. Cette représentation quantitative du champ de température donne une bonne idée sur l'évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique le long de l'extrados et de l'intrados. En effet, cette épaisseur reste mince sur une partie importante amont de la surface de l'aube. Par contre en se rapprochant du bord de fuite, stat 7, la couche limite thermique s'épaissit brusquement, coté extrados. Cela est consistant avec le résultat discuté plus haut sur le décollement et la zone de recirculation caractérisant cette région.

Les contours du nombre de Nusselt sur les parois des aubes et du carter sont exposés sur la figure IV.50. Le comportement du flux de chaleur est analogue à celui du frottement dans presque toutes les régions des parois. La raison de cette analogie, ce sont bien sur les comportements très similaires du gradient de vitesse et du gradient de température, paramètres déterminants du frottement et du transfert de chaleur respectivement. Le flux de chaleur pariétal n'est pas seulement important dans les régions de fortes accélérations sur une grande partie de l'extrados et une petite partie de l'intrados juste en aval du bord d'attaque. Des flux appréciables sont aussi enregistrés là où les structures de vortex rasant la paroi comme par exemple le long de la jonction aube/carter et au niveau du passage entre aubes. La figure IV.51 illustre la variation du nombre de Nusselt en fonction de la distance étalée le long de l'aube dans le plan médian. Les valeurs maximales se trouvent sur l'extrados. Les deux minima sont notés au bord d'attaque et au bord de fuite. Le long de la région centrale de l'intrados, le nombre de Nusselt est relativement faible. Là c'est la recirculation du fluide qui est la cause de la dégradation du transfert de chaleur.

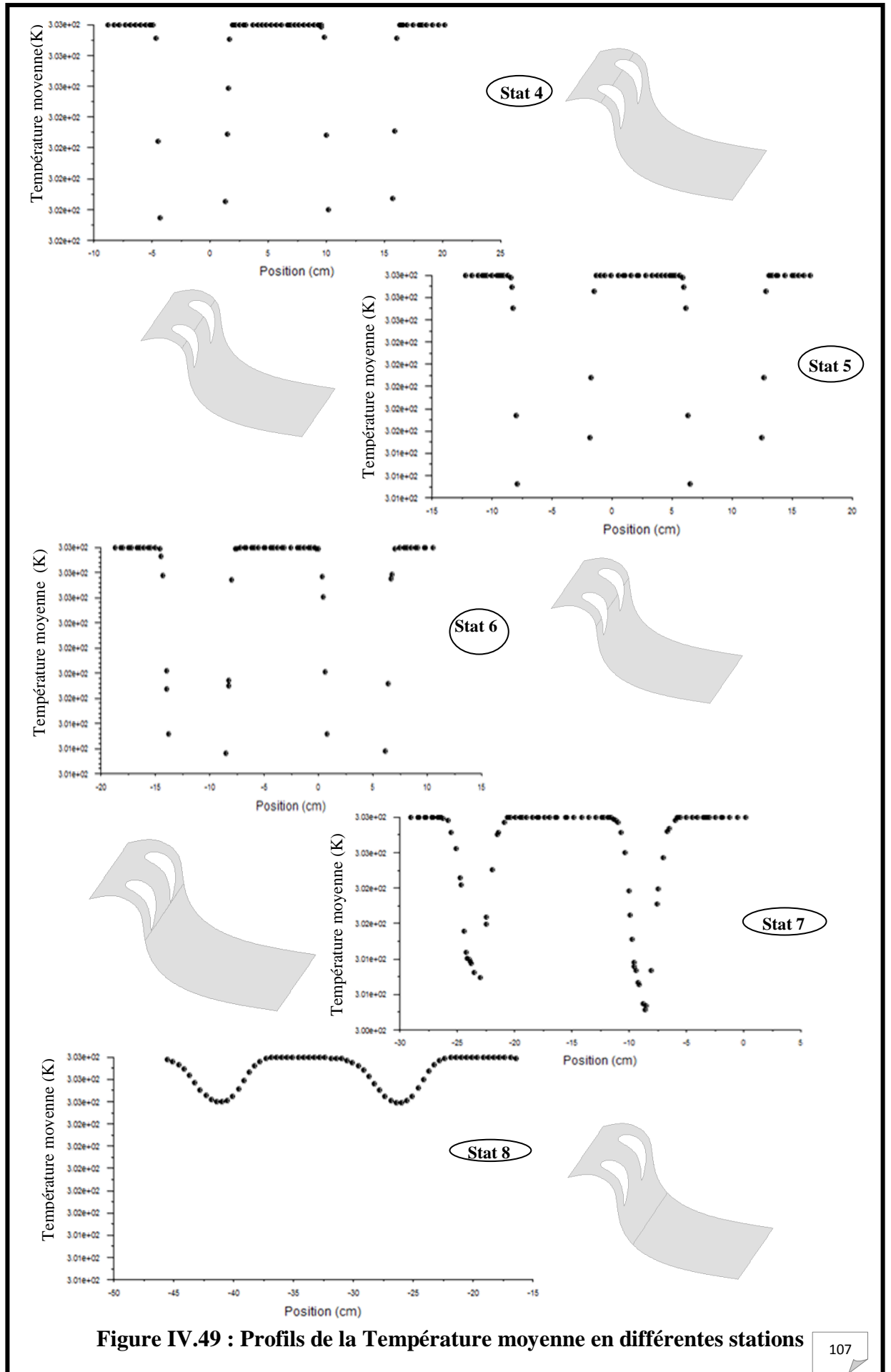


Figure IV.49 : Profils de la Température moyenne en différentes stations

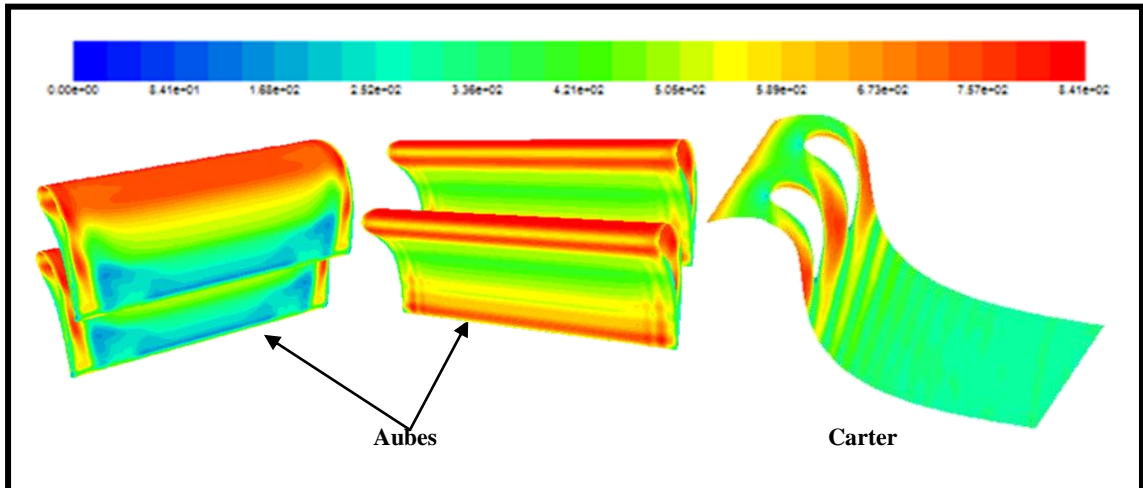


Figure IV.50 : Contours du Nusselt moyen sur les parois

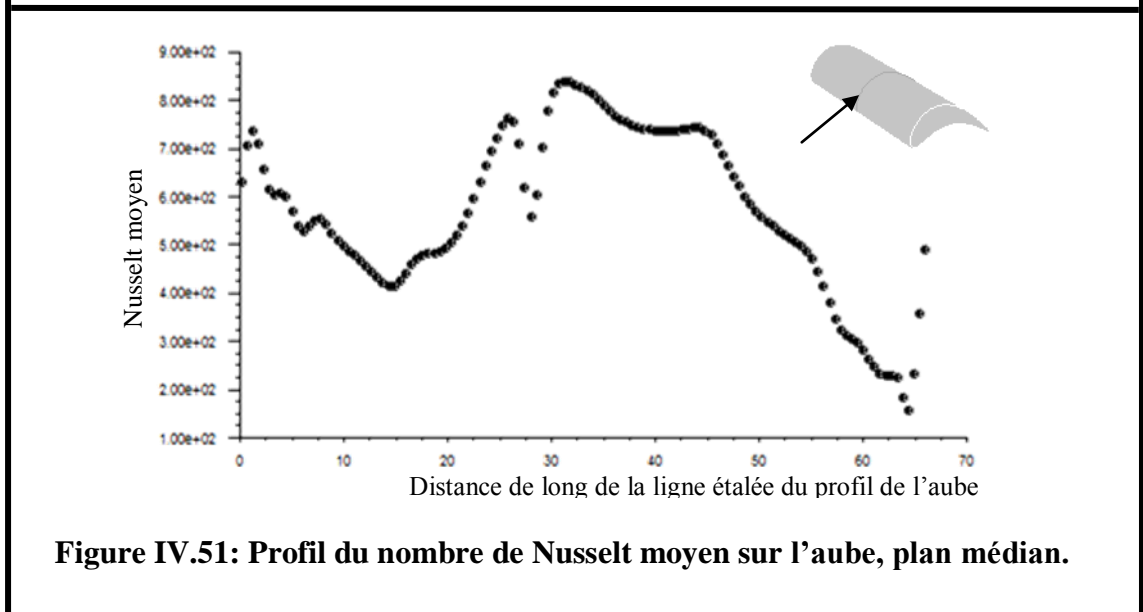


Figure IV.51: Profil du nombre de Nusselt moyen sur l'aube, plan médian.

Conclusion

Conclusion Générale

L'écoulement tridimensionnel turbulent à travers une série d'aubes similaire à celle d'une turbomachine a été étudié numériquement en utilisant le code de CFD commercial ANSYS Fluent.

Le premier objectif préliminaire de ce travail a été l'étude de la sensibilité de la solution de l'écoulement à travers une série d'aubes fixées sur une roue stationnaire (stator), aux variations de l'intensité de turbulence à l'entrée. Le deuxième, qui est l'objectif majeur, a été l'exploration des comportements dynamique et thermique instationnaires de l'écoulement turbulent à travers une cascade d'aubes plane, par la simulation des grandes échelles (LES). Une attention particulière a été prêtée au développement des structures tourbillonnaires près des parois des aubes et du carter et au niveau de la jonction aube/paroi ainsi que leur empreinte sur l'écoulement et notamment sur le frottement et le transfert de chaleur.

Les conclusions tirées de ce travail peuvent être formulées comme suit.

- Dans le cas de la roue, l'intensité de turbulence inférieure ou égale à 5% à l'entrée du domaine semble avoir un faible effet sur les champs de vitesse, de pression et d'énergie cinétique turbulente au passage à travers les aubes. Par contre pour des valeurs allant de 5 à 20 %, une forte influence est observée sur le comportement de l'écoulement, spécialement les taux d'épaississement de la couche limite sur l'aube et du sillage en aval. Cela est probablement dû à l'intensification de l'énergie turbulente.
- Dans le cas de la cascade, la LES a permis de mettre en évidence l'évolution des structures tourbillonnaires dans l'écoulement en question : le vortex en forme de fer à cheval le long de la jonction aube/carter ; le vortex principal entre aubes près du carter ; des structures moins cohérentes sur la surface concave de l'intrados près du bord de fuite qui peuvent être du type Gortler.
- L'écoulement est caractérisé par une bidimensionnalité dans le sens de l'envergure plus ou moins satisfaite excepté près du carter et du moyeu. Aussi une zone pratiquement non visqueuse est observée dans la région centrale entre les aubes loin des parois et qui persiste même en aval au-delà des bords de fuite.
- Des valeurs élevées du coefficient de frottement et aussi du nombre de Nusselt sont enregistrées dans les jonctions aubes/carter et sur le carter, qui résultent des vortex évoluant dans ces régions (vortex en forme de fer à cheval dans la jonction et le vortex principal sur le carter).

- Un phénomène de fragmentation de vortex en deux vortex secondaires en aval du bord d'attaque a été noté, qui restent cohérents jusqu'à une distance de 80% de la corde à partir du bord d'attaque.
- Le long de l'extrados, une nappe de vorticité est discernable dans la couche limite qui devient ondul e plus loin en aval. Cette instabilité, qui rappelle celle de Tollmien-Schlichting est suivie d'un enroulement des vortex et enfin une fragmentation et une dégénérescence des structures cohérentes.
- La comparaison des résultats numériques et expérimentaux des allures de distribution de pression ainsi que des structures de vortex mises en évidence a montré un accord plutôt acceptable.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] **S. L. Dixon.** *Fluid Mechanics, Thermodynamics of Turbomachinery.* 3rd ed. Oxford: Butterworth-Heinemann Ltd., 1995.
- [2] **A. Duden, I. Raab et L. Fottner.** *Controlling the secondary flow in a turbine cascade by three-dimensional airfoil design and endwall contouring.* ASME Tran. J. Turbomachiner 121 pp. 191-199, 1999.
- [3] **H. P. Wang, S. J. Olson, R. J. Goldstein et E. R. G. Eckert.** *Flow visualization in a linear turbine cascade of high performance turbine blades.* ASME Tran. J. Turbomachinery 119, pp. 1-8, 1997.
- [4] **H. P. Hodson et R. G. Dominy.** *Three-dimensional flow in low-pressure turbine cascade at its design condition.* ASME Tran. J. Turbomachinery 109 (1987), 177-185.
- [5] **D. G. Gregory-Smith, C. P. Graves et J. A. Walsh.** *Growth of secondary losses and vorticity in an axial turbine cascade.* ASME Tran. J. Turbomachinery 110, pp. 1-8, 1988
- [6] **L. S. Langston.** *Cross flows in a Turbine Cascade Passage.* ASME Tran. J. Engr. for Power 102, pp. 866-874, 1980.
- [7] **M. B. Kang et K. A. Thole.** *Flowfield Measurements in the Endwall region of a Stator Vane.* ASME Tran. J. Turbomachinery 122, pp. 458-466, 2000.
- [8] **D. G. Gregory-Smith et J. G. E. Cleak.** *Secondary Flow Measurements in a Turbine Cascade with High Inlet Turbulence.* ASME Tran. J. Turbomachinery 11, pp. 173-183. 1992.
- [9] **I. M. Gazi et S. Acharya.** *Experimental investigation of secondary flow structure in a blade passage with and without leading edge fillets.* J. Fluids Eng. 129(3), pp. 253-262, 2006.
- [10] **H. Sauer, R. Müller et K. Vogeler.** *Reduction of secondary flow losses in turbine cascades by leading edge modifications at the endwall.* ASME Tran. J. Turbomachinery 123, pp. 207-213, 2001.
- [11] **S. Becz, M. S. Majewski et L. S. Langston.** *An experimental investigation of contoured leading edges for secondary flow loss reduction.* ASME Proc. Turbo- Expo, GT-53964.2004.

- [12] **L. S. Langston.** *Leading Edge Modification Effects on Turbine Cascade Endwall Loss.* ASME Proc. Turbo Expo, GT-2003.
- [13] **G. A. Zess et K. A. Thole.** *Computational design and experimental evaluation of using a leading edge fillet on a gas turbine vane.* ASME Proc. Turbo Expo, - GT-0404, 2001.
- [14] **T. I-P Shih, Y.-L Lin et T. W. Simon.** *Control of secondary flows in a turbine nozzle guide vane by endwall contouring.* ASME Proc. Turbo Expo, GT-0556, 2000.
- [15] **J.Y.Yoo et J.W.Yun.** *Calculation of three-dimensional turbulent cascade flow, Computational Mechanics.* Springer-Verlag, vol 14, pp.101-115, 1994.
- [16] **X.Liu et W.Rodi.** *Surface pressure and heat transfert measurements in a cascade with unsteady oncoming wakes.* Experiments in fluids, Springer-Verlag, vol 17, pp 171-178, 1994.
- [17] **L. Adjlout.** *Secondary flow in a turbine blade cascade.* These, Ph.D, Department of Mechanical Engineering, Liverpool University, UK., 1990.
- [18] **L. Adjlout et S. L. Dixon.** *Endwall losses and flow unsteadiness in a turbine blade cascade.* Journal of Turbomachine, vol 114, pp.191-198, 1992.
- [19] **S. Lardeau et M.A.Leschziner.** *Unsteady RANS modelling of wake-blade interaction computational requirements and limitations.* Computers & Fluids, vol 34, pp. 3-21, 2004.
- [20] **X. Liu et W.Rodi.** *Velocity measurements of wake-induced unsteady flow in linear turbine cascade.* Experiments in fluids, Springer-Verlag, vol 17, pp.45-58, 1994.
- [21] **V. Michellassi, J. Wissink, J.Frohlich et W. Rodi.** *Large Eddy Simulation of Flow around a Turbine Blade with Incoming Wakes.* Journal of American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), vol 41, pp. 2143-2156,2003.
- [22] **J. M. Fernandez Oro, K. M. Arguelles-Diaz, C. Santolaria Morros et M. Galdo Vega.** *Numerical simulation of the unsteady stator-rotor interaction in a low speed axial fan including experimental validation.* International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, vol 21, N° 2, pp. 168-197, 2011.
- [23] **J. G. Wissink, T. A. Zaki, W. Rodi et P. A. Durbin.** *The Effect of wake Turbulence Intensity on Transition in a Compressor Cascade.* Flow Turbulence and Combustion 93, pp. 555-576, 2014.
- [24] **J.G.Wissink et W.Rodi.** *LES of passive heat transfer in turbine cascade.* High performance computing in science and engeneering, vol 4, pp. 201-212, 2005.

- [25] **E. Serre, P. Bontoux et B. E. Launder.** *Direct Numerical Simulation of Transitional Turbulent Flow in a Closed Rotor-Stator Cavity.* Flow, Turbulence and combustion. V 69, pp.35-50, 2002.
- [26] **M. T. Schobeiri et K. Pappu.** *Experimental study on the effect of unsteadiness on boundary layer development on a linear turbine cascade.* Experiments in fluids, Springer-Verlag, vol 23, pp.306-316, 1997.
- [27] **G. Gette et R. L. Evans.** *An experimental investigation of unsteady turbulent-wake/boundary-layer interaction.* Journal of Fluids and Structures, vol 17, pp. 43–55, 2002.
- [28] **O. Czarny, H. Iacovides et B. E. Launder.** *Precessing vortex structures in turbulent flow within rotor-stator disc cavities.* Flow turbulence and combustion vol 69,pp.51-61, 2002.
- [29] **E. Canepa, A. Cattanei, M. Ubaldi et P. Zunino.** *An Experimental Investigation of The Unsteady Flow in a Two-Stage Low-Pressure. Research Turbine.* Journal of Modelling Fluid Flow, pp. 335-346, 2004.
- [30] **S. Poncet et A. Randriamampiana.** *Ecoulement turbulent dans une cavité rotor-stator fermée de grand rapport d'aspect.* Comptes Rendus de Mécanique, vol 333, pp. 783-788, 2005.
- [31] **M. Govardhan et D. Lakshmana Sampat.** *Computational studies of flow through cross flow fans- effect of blade geometry.* journal of thermal science, vol 14, n°3,pp 220-229,2005.
- [32] **M.A.Hongwei et J. Haokang.** *An experimental study of three-dimensional characteristics of turbulent wakes of axial compressor rotors.* Journal of Thermal Science, vol 14 n°1,pp 15-21, 2005.
- [33] **S. Pierret, R. Filomino-Coelho et H. Kato.** *Multidisciplinary and multiple operating points shape optimization of three-dimensional compressor blades.* Struct Multidise Optim, vol 33, pp. 61-70, 2006.
- [34] **Y. D. Wu, X. C. Zhu et Z. H. Du.** *Experimantal investigation on momentumless wake and its application in reduction of unsteady stator/rotor interaction.* Proceedings of fifth international conference on fluid mechanics, Shangai, China, pp 467-470, 15-19 Aout, 2007,

- [35] **X. Wang, S. Kang et K. Yang.** *Investigation of a Steam Turbine with Leaned Blades by Through Flow Analysis and 3D CFD Simulation.* International Conference on Power Engineering, pp. 1423-1428, 23-27 Octobre 2007.
- [36] **L. Graening, S. Menzel, M. Hasenjager, T. Bihrer, M. Olhofer et B. Sendhoff.** *Knowledge extraction from aerodynamic design data and its application to 3D turbine blade geometries.* J Math Model Algor, vol 7, pp. 329-350, 2008.
- [37] **Z. Qing Jun, L. Xi Yang, W. Hui She, Z. Xiao Lu et X. Jian Zhong.** *Experimental investigation on unsteady pressure fluctuation of rotor tip region in high pressure stage of a vaneless counter-rotating turbine.* Science in China Series E: Technological Sciences, vol 52, N°6, pp. 1478-1483, 2009.
- [38] **E. Tuluszka-Sznitko, A. Zielinski et W. Majchrowski.** *Large Eddy Simulation of Transitional Flows in Rotor/Stator Cavity.* Arch.Mech, vol 61, N°2, pp.95-120, 2009.
- [39] **D. Dunn, G. Snedden et T.W. Vonbackstrom.** *Numerical Investigation into The Unsteady Effects of Non-Axisymmetric Turbine Endwall Contouring on Secondary Flows.* Journal of American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), series/report: Workflow request, 7554, 2011.
- [40] **V. Michellassi, J. Wissink et W. Rodi.** *Analysis of DNS and LES of Flow in a Low Pressure Turbine Cascade with Incoming Wakes and Comparison with Experiments,* Flow, Turbulence and Combustion, vol 69, pp. 295-330, 2003.
- [41] **B. E. Launder et D. B. Spalding.** *Lectures in mathematical models of turbulence.* Academic press, London, England. 1974.
- [42] **D. Choudhury.** *Introduction to the renormalization group method and turbulence modeling.* Technical Memorandum, Tm-107. Lebanon, NH , Fluent Inc, 1993
- [43] **P.Sagaut.** *Large-eddy simulation for incompressible flows.* An introduction. Springer-Verlag, scientific computation series edition, 2005.
- [44] **J. Smagorinsky.** *General circulation experiments with the primitive equations. the basic experiment.* Monthly Weather Review 91(3) pp. 99-164, 1963.
- [45] **D. K. Lilly.** *A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model.* Physics of Fluids A 4(2) pp. 633-635, 1992.

- [46] **M. Germano, U. Piomelli, P. Moin et W. H. Cabot.** *A dynamic subgrid-scale eddy-viscosity model.* Physics of Fluids, A 3, pp. 1760–1765, 1991.
- [47] **K. Heguehoug et Z. Nemouchi.** *simulation numérique de l'écoulement à travers une serie d'aubes d'une turbomachine: application au stator et/ou rotor.* Memoire de Magister, Département de Génie Mécanique, Université Mentouri, Constantine, 2007.
- [48] **K. Heguehoug ép Benkara-Mostefa, Z. Nemouchi et F. Gaci.** *Contribution à l'étude de l'écoulement tridimensionnel autour d'un profil et à travers une série d'aubes fixes.* Revisita Termotehnica, Vol. XIV, N° 1 pp 86- 93, 2010.
- [49] **K. Heguehoug ép. Benkara-Mostefa et Z. Nemouchi.** *Large eddy simulation of the phenomenology of the flow through a linear blade cascade.* International Conference On Advances In Mechanical Engineering Icame'15, Yildiz Technical University Istanbul, Turkey, 13-15 May 2015.
- [50] **K. Heguehoug ép. Benkara-Mostefa, Z. Nemouchi et L. Adjlout.** *Study of the flow through a linear blade cascade using les – the filtered characteristic parameters.* International Conference On Advances In Science ICAS, Istanbul, Turkey, 31 August - 2 September 2016.
- [51] **K. Heguehoug ép. Benkara-Mostefa, Z. Nemouchi et L. Adjlout.** *Large eddy simulation of the phenomenology of the flow through a linear blade cascade - the mean field* Advances and Applications in Fluid Mechanics, Pushpa Publishing House, Allahabad, India vol 20, N° 1, pp 1-20, 2017.
- [52] **K. Heguehoug ep Benkara-Mostefa, Z. Nemouchi et H. Adjlout.** *On the development of the flow and the turbulence through a linear blade cascade.* in Proc. International Conference On Energy And Thermal Engineering ICTE, , Istanbul, Turkey, pp. 188-192, 25-28 April. 2017.
- [53] **Fluent 6.3 26 Documentation.** *User's Guide.* Tutorial Guide. Fluent, inc.2001.
- [54] **Gambit 2.4.6 Documentation.** *User's Guide.* Modeling Guide. Tutorial Guide. Fluent, inc.2001.