

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

## **THESE**

Présentée

AU DEPARTEMENT DE MECANIQUE  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
UNIVERSITE DE BATNA

Pour obtenir le titre de

**DOCTEUR D'ETAT EN GENIE MECANIQUE**

**Option : Energétique**

**Par**

**Mme. DJOUIMAA Sihem**

---

***Simulation de l'écoulement transsonique turbulent autour  
d'une aube de turbine***

---

Soutenance publique en 2007 devant le jury

Dr. BOUGOUL Saadi	M..Conférences, Université de Batna	Président
Dr. NEMOUCHI Zoubir	Professeur, Université de Constantine	Rapporteur
Dr.BELLAOUAR Ahmed	M.Conférences, Université de Constantine	Examineur
Dr. RAHAL Samir	M.Conférences, Université de Batna	Examineur
Dr.TALBI Kamel	M.Conférences, Université de Constantine	Examineur
Dr. MESSAOUDI Laid	C.Cours. Université de Batna	Invité
Dr. SOUDANI Azeddine	M.Conférences, Université de Batna	Invité

## Résumé

L'objectif de cette étude est de simuler l'écoulement du fluide compressible transsonique entre deux aubes similaires à ceux d'une turbine à gaz. Nous sommes intéressés principalement à la détermination de la distribution de pression autour de l'aube et de l'étude de la couche limite, L'architecture particulière de l'aube rend les simulations plus complexes dues à la variété des phénomènes induits par cet écoulement. Notre étude est basée sur l'expérience faite par Giel et al. Des essais ont été effectués dans une cascade linéaire *au centre de recherches Glenn à la NASA*. L'article d'essai était un rotor de turbine avec un degré de rotation de  $136^\circ$  et une corde axiale de  $12.7\text{ cm}$ . Des simulations ont été effectuées sur un maillage quadratique irrégulier dans le cas bidimensionnel et hexaédrique irrégulier dans le cas tridimensionnel avec le Logiciel « *FLUENT* » qui résout les équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. Des simulations numériques stationnaires (2D & 3D) ont été faites dans des conditions de turbulence permettant de comparer les caractéristiques des effets de la réflexion (*R.B.C.*) et la non réflexion (*N.R.B.C.*) des frontières limites. Beaucoup de simulations ont été faites pour comparer différents modèles de turbulence : modèle à une équation (*Spalart-Allmaras*), plusieurs modèles à deux équations (*k-ε*, *RNG*, *realizable k-ε*, *k-ω*, *SST k-ω*), et le modèle (*R.S.M.*) de Reynolds, Aussi cette simulation nous a permis en outre d'examiner les effets des intensités de turbulence à l'admission ( $0.25\%$  et  $7\%$ ), les nombres de Mach isentropique à la sortie ( $1.0$  et  $1.3$ ) et les nombres de Reynolds à l'admission ( $0.5 \times 10^6$  et  $1 \times 10^6$ ). Concernant la 3D beaucoup d'efforts ont été investis afin de trouver la périodicité, Nous avons été très limités par la capacité de l'outil informatique. Les résultats préliminaires obtenus sont en bonne concordance avec l'expérience.

## Abstract

The objective of this study is to simulate the transonic gas turbine blade-to-blade compressible fluid flow. We are interested mainly in the determination of the pressure distribution around the blade. The particular blade architecture makes these simulations more complex due to the variety of phenomena induced by this flow. Our study is based on the experiment performed by Giel et al., Tests were conducted in a linear cascade at the *NASA Glenn Research Center*. The test article was a turbine rotor with design flow turning of  $136^\circ$  and an axial chord of  $12.7\text{ cm}$ . Simulations were performed on an irregular quadrilaterals grid in the 2D case and hexahedra in 3D one with the *FLUENT* software package which solves the Navier-Stokes equations by using finite volume methods. Two-dimensional stationary numerical simulations were made under turbulent conditions allowing us to compare the characteristic flow effects of Reflecting Boundary Conditions (*R.B.C.*) and Non-Reflecting Boundary Conditions (*N.R.B.C.*) Many simulations were made to compare different turbulence models: a one equation model (*Spalart-Allmaras*), several two-equation models (*k-ε*, *RNG*, *Realizable k-ε*, *k-ω*; *SSTk-ω*), and a Reynolds-stress model (*R.S.M.*). Also examined were the effects of the inlet turbulence intensities ( $0.25\%$  and  $7\%$ ), the exit Mach numbers ( $1.0$  and  $1.3$ ) and the inlet Reynolds numbers ( $0.5 \times 10^6$  and  $1 \times 10^6$ ). Concerning the 3D much efforts were invested in order to find the periodicity. We were very limited by the capacity of the data-processing tool in spite of the power of the tool available. The results obtained show good correlation with the experiment.

# Dédicaces

À la mémoire de mon très cher père.

À ma très chère mère,

Mon mari,

Mes enfants Mohamed el Fadi, Yassamine, et Abderrahmane, (Pardon)

Mes frères et sœurs,

Mes belles sœurs et mes beaux frères,

Mes petits neveux,

Mes beaux parents,

À toute ma famille.

Ce travail est aussi dédié à la mémoire de ma jeune tante Bariza récemment morte, grand symbole de force et de courage.

# Avant-propos

Al Hamdou lillah, qui m'a donné la force de réaliser beaucoup de choses au delà de mes capacités normales.

Je voudrai remercier ma famille, spécialement ma mère et mon mari. Leur soutien inconditionnel sans lequel ce manuscrit n'aurait jamais pu voir le jour. Mon mari monsieur Khomri Kamel qui a été si présent, si compréhensif et n'a jamais cessé de m'encourager. Ce travail est le fruit de grands sacrifices.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Particulièrement Monsieur le Docteur NEMOUCHI Zoubir professeur au département de génie mécanique Université Mentouri de Constantine pour m'avoir encadré, dirigé, avec patience me répétant toujours que c'est un axe de recherche très difficile. Ses connaissances pointues m'ont permis de comprendre plusieurs phénomènes et de surmonter un certain nombre d'obstacles. Sa méthodologie a permis de valoriser ce travail. Qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance et respect.

J'exprime également ma profonde gratitude à Monsieur Docteur MESSAOUDI Iaid, pour m'avoir proposé ce sujet et pour son encadrement. Je voudrais le remercier de m'avoir donné sa confiance pour mener à bien ce travail. J'ai particulièrement apprécié le soutien qu'il a pu m'apporter et les moyens scientifiques qu'il sait mettre à disposition. Qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance et respect.

Mes remerciements s'adressent aussi à monsieur Docteur BOUGUÉ Saadi pour son aide. Son acceptation pour participer et présider ce jury est une grande preuve de confiance sur la qualité du travail.

Je tiens également à remercier Monsieur Docteur BELAÏOÛAR Ahmed du département de mécanique de l'Université de Constantine pour son aide quant à la rédaction du rapport dans les délais, malgré les moments difficiles qu'il a vécus dans cette période. Je le remercie pour avoir accepté d'évaluer ce travail. Je lui exprime tout mon respect et ma gratitude.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur Docteur TALI Kamel du département de mécanique de l'Université de Constantine en acceptant d'évaluer ce travail. Je le remercie pour ces encouragements, les marques de sympathie qu'il m'a témoigné ont contribué à mettre en confiance la jeune chercheuse que je suis.

Mes remerciements vont également à monsieur Docteur RAHAL Samir. C'est un grand honneur qu'il me fait par son acceptation d'être un membre de jury d'évaluation. Je le remercie pour sa confiance quant à l'appréciation de ce travail.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à monsieur Docteur SOÛDANI Azzedine. Je le remercie pour son aide surtout pour ma charge pédagogique, son soutien moral et ses encouragements ont fait croître ma détermination. Je le remercie aussi pour l'honneur qu'il me fait par sa participation au jury.

Je remercie sincèrement Dr. Paul W. Giel et Dr. Raymond Gaugler, chef de la branche turbine -Turbomachinery de la Division systèmes de propulsion - NASA, pour m'avoir fourni leurs résultats numériques et expérimentaux aussi bien que la géométrie de l'aube. Sans ces données, je ne pourrais jamais atteindre et réaliser de tels résultats.

Je remercie spécialement, Docteur P.W. Giel pour m'avoir avoir fourni tous les articles que je demandais et particulièrement pour m'avoir guidé tout le long de ce travail. Je suis très rassurée pour les résultats du fait qu'ils ont été méticuleusement vérifiés par docteur Giel, qui a mené à bien l'expérience. Il avait toujours le temps et n'a jamais hésité à répondre aux questions que je pose quelque soit leur futilité.

Je suis très reconnaissante à Docteur Ali Amri chercheur à la NASA, pour son aide, sa confiance qu'il m'a témoigné en me mettant en contact avec se groupe. Je lui exprime ma profonde gratitude.

Je n'oublierais jamais Madame Anna Perosino responsable à l'organisation ATI Milan-Italie. Je la remercie pour m'avoir facilité mon départ en Italie pour la participation au séminaire ASME ATI qui e'est déroulé en Mai 2006 et à travers lequel mon article a été choisi pour publication dans la revue Elsevier.

Je remercie le personnel administratif du département de mécanique, spécialement Docteur Brioua Mourad, pour leur aide, leur soutien et leur patience.

# Table des matières

<b>Chapitre 1 Introduction</b> .....	1
1.1 Intérêt .....	1
1.2 Etude bibliographique.....	1
1.2.1 Phénomènes induits par l'écoulement.....	2
1.2.2 Travaux réalisés expérimentalement.....	2
1.2.3 Travaux numériques.....	3
1.3 Modèles de turbulence.....	4
1.4 Ecoulement proche paroi.....	5
1.4.1 Interaction choc / couche limite.....	9
1.5 Cas expérimental test pour validation.....	10
1.6 Objectif.....	10
1.7 Plan de l'étude .....	11
<b>Chapitre 2 Formulation du problème</b> .....	13
Introduction .....	13
2.1 Description du banc d'essai.....	13
2.2 Présentation du domaine d'étude.....	15
2.3 Equations de Navier-Stokes instantanées pour un fluide compressible .....	15
2.4 Modélisation de la turbulence.....	16
2.4.1 Modèle Standard $k-\varepsilon$ .....	17
2.4.2 Modèle R.N.G. $k-\varepsilon$ .....	18
2.4.3 Modèle Realizable. $k-\varepsilon$ .....	19
2.4.4 Modèle Standard. $k-\omega$ .....	20
2.4.5 Modèle (SST $k-\omega$ ).....	21
2.4.6 Modèle spalart-Allmaras.....	21
2.4.7 Modèle des contraintes différentes de Reynolds (R.S.M.).....	22
2.5 Conditions aux limites.....	23
2.5.1 Détermination des paramètres de la turbulence.....	25
2.5.1.1 Intensité de la turbulence.....	25
2.5.1.2 Echelle de longueur turbulente .....	25
2.5.2 Relation pour dériver les quantités turbulentes.....	25
2.6 Maillage.....	26
2.6.1 Mailles non orthogonales adaptées aux frontières limites.....	27
2.6.2 Maillage Bidimensionnel.....	27
2.6.2.1 Maillage non structuré par blocs.....	28
2.6.3 Maillage tridimensionnel.....	29
2.7 Résolution Numérique.....	31
2.7.1 Présentation du logiciel <i>Fluent</i> et sélection des modules .....	31
2.7.2 Choix de la formulation du solveur .....	32
2.7.3 Choix du schéma de discrétisation .....	33
2.7.4 Initialisation .....	33

2.7.5 Méthode de la Solution.....	33
2.8 Indépendance du maillage.....	35
2.9 Distance du premier nœud à la paroi.....	36
Conclusion.....	36
<b>Chapitre 3 Comparaison des différents modèles de turbulence (Résultats).....</b>	<b>37</b>
Introduction.....	37
3.1 Résultats préliminaires.....	37
3.1.1 Pression statique (contours et distributions).....	38
3.1.2 Nombre de Mach isentropique (contours et distributions).....	40
3.1.3 Influence du nombre de Reynolds à l'entrée et le Mach isentropique à la sortie .....	43
3.1.4 Influence de l'intensité de turbulence à l'entrée.....	45
3.2 Comparaison des différents modèles de turbulences .....	45
3.2.1 Pression statique absolue et nombre de Mach isentropique.....	45
3.2.2 Énergie cinétique turbulente .....	49
3.2.3 Viscosité cinétique turbulente.....	52
3.2.4 Production de l'énergie cinétique turbulente.....	54
3.2.5 Influence de la compressibilité sur la turbulence.....	55
Conclusion.....	56
<b>Chapitre 4 Écoulement proche paroi .....</b>	<b>57</b>
Introduction .....	57
4.1 Généralités sur les couches limites .....	57
4.1.1 Traitement proche paroi pour les écoulements turbulents.....	57
4.2 Analyse des paramètres de l'écoulement proche paroi .....	60
4.2.1 Effets du nombre de Reynolds.....	61
4.2.2 Effets de l'intensité de turbulence.....	62
4.2.3 Effets du nombre de Mach.....	62
4.3 Résultats.....	63
4.3.1 Zone de stagnation.....	63
4.3.2 Zone 1 ( $0,0346 \leq x/Cx \leq 0,048$ ) .....	66
4.3.3 Zone 2 ( $0,129 \leq x/Cx \leq 0,224$ ).....	67
4.3.4 Zone 3 ( $0,245 \leq x/Cx \leq 0,450$ ).....	68
4.3.5 Zone 4 ( $0,475 \leq x/Cx \leq 0,615$ ).....	69
4.4 Interaction de l'onde de choc avec la couche limite.....	71
Conclusion.....	79
<b>Chapitre 5 Réflexion et non Réflexion des conditions aux limites aux frontières</b>	<b>80</b>
Introduction.....	80
5.1 Objectif.....	80
5.2 Résultats.....	81
5.2.1 Maillage Grossier.....	81
5.2.2 Maillage moyennement raffiné.....	83
5.2.3 Maillage fin.....	85
5.2.3.1 Effets de la réflexion et la non réflexion sur la couche limite.....	85
Conclusion.....	87

<b>Chapitre 6 Etude tridimensionnelle</b> .....	89
Introduction.....	89
Problème.....	89
6.1 Contours du nombre de Mach (un passage) et de la pression statique .....	89
6.2 Solution du problème.....	92
6.2.1 Pression statique et nombre de Mach isentropique .....	92
6.2.2 Pression statique au carter.....	94
6.2.3 Champs des vitesses.....	95
6.2.3.1 Zone pour $x/Cx = 0,45$ .....	96
6.2.3.2 Zone pour $x/Cx = 0,48$ .....	96
6.2.3.3 Zone pour $x/Cx = 0,60$ .....	97
6.3 Energie cinétique turbulente .....	97
6.4 Production de L'énergie cinétique turbulente.....	98
6.5 Coefficient de frottement.....	100
6.6 Ecoulement à l'aval du bord de fuite.....	100
6.7 Contrôle de la solution : convergence.....	102
Conclusion.....	103
<b>Conclusion générale et perspectives</b> .....	104
<b>Bibliographie</b> .....	107

# Nomenclature

## Notations latines

		m/s
a	: Célérité du son	
$C_p$	: capacité calorifique à Pression constante	J/kg.K
$C_v$	: capacité calorifique à volume constant	J/kg.K
$D_H$	: diamètre hydraulique	m
h	: enthalpie	J/kg
k	: énergie cinétique turbulente	$m^2/s^2$
l	: échelle de longueur	m
Ma	: nombre de Mach	
$M_t$	: nombre de Mach turbulent	
P	: pression statique	$N/m^2$
Pr	: nombre de Prandtl	
R	: constante des gaz	J/kg.K
Re	: nombre de Reynolds	
$S_{ij}$	: tenseur de déformation	1/s
T	: température statique	K
t	: temps	s
u	: vitesse fluctuante	m/s
$u^+$	: vitesse longitudinale normalisée	
U	: vitesse	m/s
x,y,z	: composantes de l'espace	m
$y^+$	: distance en unité de paroi	

## Notations grecques

		$m^2/s^3$
$\varepsilon$	: dissipation de l'énergie cinétique turbulente	
$\lambda$	: conductivité thermique	W/m.K
$\mu$	: viscosité dynamique moléculaire	kg/m.s
$\mu_t$	: viscosité dynamique turbulente	kg/m.s
$\nu$	: viscosité cinématique	$m^2/s$
$\nu_t$	: viscosité cinématique turbulente	$m^2/s$
$\rho$	: masse volumique	$m^3/kg$
$\tau_{ij}$	: tenseur de contraintes	$N/m^2$

## Indices

i	: indice de direction suivant l'axe x
j	: indice de direction suivant l'axe y
in	: relatif à l'entrée du domaine

ex : relatif à la sortie du domaine  
t : total

#### Abréviations

C.A.L. : Conditions aux limites  
R.B.C. : Reflecting Boundary conditions  
N.R.B.C. : Non Reflecting Boundary Conditions

# Chapitre 1

## Introduction

---

*C'est vers la fin de l'année 1930 que la toute première turbine à gaz a été développée à l'université de Göttingen. Après quelques arrangements le moteur a été utilisé par la suite pour des avions remplaçant les moteurs à piston comparativement lourds dans cette époque. L'efficacité de ces premières turbines à gaz était relativement basse, environs 20%, et depuis que le premier prototype est conçu, il fut un étalon pour les ingénieurs pour améliorer leur performance.*

*Actuellement l'efficacité des turbines à gaz est dans les environs de 35 à 40%, c'est un progrès très significatif depuis les années 30 et qui évolue jusqu'à nos jours.*

---

### 1.1 Intérêt

L'intérêt de simuler les écoulements aube à aube d'une turbine à gaz porte sur la compréhension des phénomènes induits, la détermination et l'identification des caractéristiques des écoulements internes spécialement quand l'architecture de l'aube est très complexe. Les turbines transsoniques constituent particulièrement un cas d'étude très intéressant vue la complexité de modéliser l'écoulement interne qui passe, à travers les aubes, du régime subsonique au régime supersonique, d'où les effets de compressibilité non négligeables.

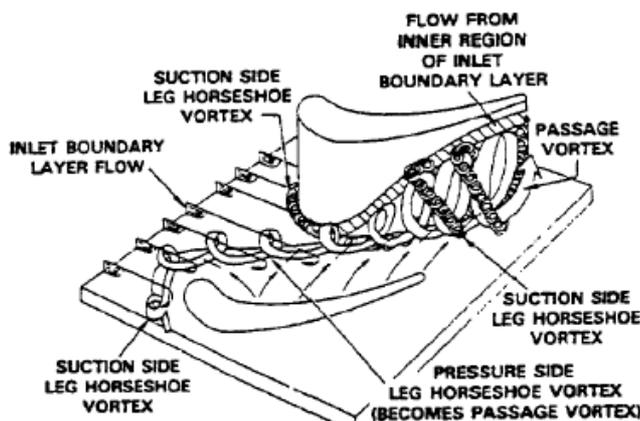
### 1.2 Etude Bibliographique

Trois méthodes ont été largement utilisées dans l'analyse ainsi que la conception des turbomachines modernes; la recherche expérimentale, l'analyse des données empiriques et les méthodes numériques.

Le développement de méthodes numériques précises et le matériel informatique performant ont fait que la simulation numérique soit plus efficace et sûre. Cependant, les questions de capacité et de fiabilité sont les facteurs clé dans le développement futur de l'analyse numérique pour l'étude et la conception des turbomachines.

### 1.2.1 Phénomènes induits par l'écoulement

Les écoulements inter-aubes sont très complexes. Ils sont fortement tridimensionnels, visqueux avec différents types d'écoulements secondaires et tourbillonnaires (horseshoe vortex, passage vortex, etc.) figure (1.1). Leur interaction avec l'aube, les couches limites, possibilité de présence d'onde de choc, interaction Onde de choc/couche limite et sillages causent des pertes dans l'ensemble. Les écoulements transitoires et l'intensité de turbulence élevée engendrent des complexités additionnelles. A cause de cette nature, les méthodes analytiques sont très rares et imprécises. Les résultats des investigations expérimentales sont limités à une gamme étroite des paramètres d'écoulement dans la modélisation des turbomachines.



*Fig. 1.1 Modèle des écoulements secondaires par Sharma & Butler, (1987).*

### 1.2.2 Travaux réalisés expérimentalement

Depuis plusieurs décennies, l'intérêt des écoulements transsoniques n'a pas été négligé. De ce fait, de nombreux chercheurs ont été particulièrement intéressés à l'étude expérimentale dans le but de fournir des données précises pour la validation des codes numériques (CFD). Ces derniers sont actuellement largement utilisés par les industriels. Graham et Kost, (1979) ont évalué l'interaction Onde de choc/couche limite dans une cascade de turbine transsonique. Kiock et *al*, (1986) étaient plutôt intéressés à l'étude expérimentale à travers une cascade plane de turbine. Mee et *al*, (1992) ont mesuré les pertes causées par l'écoulement transsonique dans une cascade d'aubes de turbine. Blair, (1994) a proposé une étude expérimentale du transfert de Chaleur dans un passage de rotor pour une turbine à large

échelle. Quant à Giel et *al*, (1996); et Vijay, (2001), ils se sont penchés sur l'étude du transfert de chaleur.

### 1.2.2 Travaux numériques

Avec l'augmentation du rendement et de la puissance des turbines à gaz modernes, les chercheurs ont continuellement essayé d'augmenter la température d'entrée au maximum. Ceci ne peut se faire qu'avec un refroidissement meilleur des aubes et une grande compréhension du transfert de chaleur et de la distribution tridimensionnelle de la température à l'intérieur de la turbine.

Pour donner une analyse détaillée du refroidissement ainsi qu'une bonne structure thermique des aubes, plusieurs chercheurs ont traités numériquement l'écoulement tridimensionnel dont les effets sont très importants, notamment les écoulements secondaires, pour le transfert de chaleur Larsson, (1996); Giel et *al*, (1999); Laumert et *al*, (2000); et Vijay, (2001). Par contre, beaucoup d'auteurs Davidson, (1995) Larsson et Eriksson, (1995), Larsson, (1996); Yumin et Amano, (2000); Vogt et Fransson, (2002); et Bredberg, (2002); ont investi leurs efforts dans la modélisation et la compréhension de l'écoulement bidimensionnel.

En effet, vu la forme complexe de l'aube, l'écoulement est caractérisé par des régions avec des gradients de pression importants causant de fortes accélérations et décélérations. De plus, la zone de transition reste un point culminant quant à sa prédiction. L'interaction entre l'onde de choc et la couche limite peut provoquer la transition ou la séparation dans un étage de turbine.

Maciejewski et Moffat, (1992) et Thole et Bogard, (1995) ont montré que l'écoulement fortement turbulent provenant de la chambre de combustion est à l'origine d'une transition précoce de la couche limite laminaire ainsi qu'une augmentation du transfert thermique. Bien que Larsson et Eriksson, (1995) aient développé des méthodes pour la prédiction du transfert de chaleur extérieur dans les turbines supersoniques, la majeure partie de leur article traite d'une manière assez détaillée des grilles d'aubes subsoniques et transsoniques. Il a montré que dans le cas transsonique, la transition n'est pas apparente sur l'intrados et qu'un choc est localisé sur l'extrados juste au niveau du bord de fuite.

Quant à la modélisation de l'écoulement, de très bons résultats, surtout pour la transition, ont été obtenus par Larsson et Eriksson, (1995) avec le modèle algébrique de Baldwin-Lomax pour des intensités de turbulence à l'entrée  $Tu < 0.2$  %. Mais pour modéliser l'influence des intensités élevées, seuls des modèles à deux équations ont été utilisés (*Low-Re*  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ ).

Il a montré que sur l'extrados, seul le modèle Launder-Sharma capte la zone laminaire. Tous les autres modèles prédisent une transition presque immédiate et une couche limite complètement turbulente sur toute la surface de l'extrados. Tous les modèles qu'ils ont utilisé donnent un taux de turbulence élevé autour du bord d'attaque. Selon Larsson, cette production excessive est due aux contraintes normales élevées existant dans la région de stagnation. Sur l'extrados, tous les modèles donnent des résultats tout à fait acceptables.

D'après Durbin, (1995), la majorité des modèles de turbulence basés sur la viscosité turbulente donnent des niveaux de valeurs irréelles de l'énergie cinétique turbulente au point de stagnation, les modèles modifiés par les termes additionnels à l'équation de  $\varepsilon$  ont été conçus pour empêcher la viscosité turbulente à prendre des valeurs non physiques.

Sveningsson et Davidson, (2003) ont validé la théorie de Durbin, (1995) par l'utilisation du modèle de turbulence  $\overline{v^2} - f$  initialement proposé par ce dernier afin de corriger les sauts des valeurs des paramètres de l'écoulement au bord d'attaque et proche paroi.

Concernant le bord de fuite, Larsson, (1996) a montré que tous les modèles donnent des oscillations au point de séparation, chose qui est très difficile à éviter. Ceci a été confirmé expérimentalement par Giel et *al*, (1996).

Plusieurs chercheurs ont utilisé les solveurs de type Navier Stokes et couche limite avec des modèles de turbulence algébriques qui ont donné de bons résultats, mais ces méthodes ne sont pas aptes à prédire correctement ce qui se passe au niveau du bord d'attaque et ont souvent des difficultés au bord de fuite à cause de la séparation.

Cependant, comme cité au paravant, il y'a de grands problèmes avec les régions de séparation, les interactions les chocs et les hauts degrés de turbulence. Ces problèmes peuvent être résolus ou réduits par l'utilisation des modèles de transport. Ces derniers sont souvent implantés dans des codes commerciaux dont *Fluent* qui représente sans aucun doute l'un des plus utilisés par les chercheurs dans ce domaine.

### **1.3 Modèles de turbulence**

Une bonne partie des pertes dans les composants des turbomachines est due à des effets visqueux qui relèvent souvent de la turbulence. De nos jours, pour modéliser les régions d'écoulement où ces phénomènes se manifestent, on utilise des modèles de turbulence algébriques à une équation, des modèles à deux équations de transport et le modèle des tensions de Reynolds. Chaque type de modèle comporte des avantages et se distingue par un domaine de validité bien précis. Le problème est alors d'adopter non seulement un modèle peu

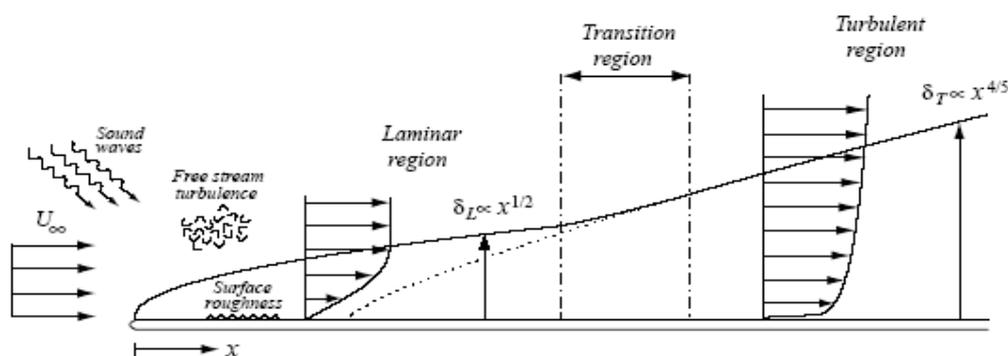
gourmand en calculs et peu compliqué pour des écoulements simples, mais aussi d'éviter de simuler des phénomènes complexes avec un modèle limité. De tels compromis se révèlent plus épineux encore quand on doit tenir compte du type de discrétisation spatiale qui a été adopté par le solveur pour modéliser les écoulements. Ainsi, alors que les modèles de turbulence sont couramment utilisés sur les maillages de type structuré, l'implémentation de certains modèles de turbulence très connus est loin d'être évidente quand il s'agit de les utiliser avec des maillages non structurés.

#### 1.4 Ecoulement proche paroi (passage d'un régime à l'autre)

La transition du régime laminaire au régime turbulent représente l'un des problèmes d'écoulements les plus défiants dans le domaine des turbomachines. La croissance des complexités est due essentiellement aux couches limites transitoires le long des surfaces de l'aube ce qui affecte les performances aérodynamiques et thermiques des turbomachines, Simon et Ashpis, (1996).

La capacité de prédire correctement le commencement et la longueur de la transition est très importante dans la conception de machines efficaces.

Trois types de transition se présentent, la première est appelée transition « naturelle » où la couche limite laminaire développe ce qu'on appelle les ondes de Tollmien-Schlichting suivies par une amplification d'instabilités et finalement l'écoulement complètement turbulent figure (1.2). La transition naturelle se produit habituellement avec de petites perturbations de l'écoulement libre.



*Fig. 1.2 Phénomènes induit par la Transition Naturelle sur une plaque plane avec zéro degré d'incidence*

Le second type de transition est causé par de larges perturbations de l'écoulement libre (en dehors de la couche limite). Ce type est appelé mode « bypass » car les instabilités de Tollmien-Schlichting sont inexistantes.

Le troisième type est appelé transition « separated-flow » qui se produit dans la séparation de la couche limite laminaire et qui peut ou ne peut engendrer les ondes de Tollmien-Schlichting. Chernobrovkin et Lakshminarayana, (1999).

Le niveau de turbulence étant très élevé dans l'écoulement moyen dans les turbines, de ce fait le mode de transition est de type « bypass ».

La transition naturelle est inexistante dans les cas pratiques et le troisième mode est spécifique aux turbines à basse pression.

La prédiction de l'écoulement stationnaire n'est pas satisfaisante avec des modèles de turbulence d'ordre supérieur ceci est dû à l'insuffisance des modèles physiques utilisés. Ces modèles ne sont pas en juste proportion avec les effets de rotation, courbures, transfert thermique, compressibilité, champ de contraintes tridimensionnel, séparation de l'écoulement et instabilité. Le code *Fluent* est parmi les plus sophistiqués et le plus complet pour les écoulements dans les turbomachines. Il y a un besoin d'évaluer ses techniques numériques et d'améliorer son efficacité.

Mayle, (1991) a revu les phénomènes de transition dans les turbines à gaz. D'une perspective théorique, la première transition est vue comme étant un saut brusque de l'écoulement laminaire au turbulent. L'écoulement laminaire est séparé de l'écoulement turbulent par une ligne ou une section simple. Par la modification des propriétés de la couche limite, les deux zones sont raccordées ensemble. C'est l'approche que la plupart des méthodes numériques adoptent Launder et Spalding, (1974); Schmidt et Patankar, (1991).

Les résultats expérimentaux ont montré que la transition est un processus non brusque. Emmons, (1951) était le premier qui a proposé que la transition est un processus tridimensionnel et instationnaire, qui à une région où les écoulements laminaires et turbulents co-existent. A un certain point de l'espace, l'écoulement peut être laminaire en un temps donné et turbulent à un autre temps. Ceci était décrit comme étant le phénomène d'intermittence dont il fut le facteur qui avait le plus d'intérêt pour beaucoup d'investigations théoriques. Plus tard, Mayle et Paxson, (1991) ont proposé une nouvelle théorie, dans leur article ils ont décrit le processus de transition sur l'aube comme étant l'effet total de deux processus indépendants l'un « mode normal » et l'autre instationnaire « wake-induced transition ». Pour chaque mode ils suggéraient des modèles pour le commencement de la transition et le facteur de distribution de l'intermittence en aval du lieu. Ameri et Arnone;

(1996) ont vérifié cette théorie en utilisant le code TRAF3D "*Transonic flow 3D*" Arnone, (1994) qui utilise l'approche des volumes finis à cellules centrées.

Durant ces sept dernières années, dans les écoulements aube à aube, beaucoup de chercheurs ont accentué leurs travaux pour la détermination de la région de transition.

Winoto et *al.* (2000) a traité la transition dans les couches limites sur des surfaces concaves. A travers son étude, il a comparé l'écoulement dans la couche limite pour une plaque plane avec un angle d'incidence égal à zéro avec celui d'une surface courbée, en utilisant la proposition de Goertler qui était le premier à prédire analytiquement que la couche limite laminaire développée le long d'une surface courbée va être le sujet d'instabilités centrifuges qui se manifestent comme étant un système de « streamwise counter-rotating vortices ».

Dans le même contexte Wang, (2005) a comparé les viscosités turbulentes entre deux modèles de turbulence, l'un à une équation [Spalart Allmaras], l'autre était le modèle  $k-\omega$ . Il a remarqué que l'échelle de longueur turbulente à l'entrée a un faible effet sur les propriétés de la modélisation de la turbulence. Aussi le modèle spalart allmaras est une approche effective pour modéliser les viscosités proches de la paroi avec un écoulement développé le long d'une surface concave.

Aussi Johnson, (2006) a utilisé la théorie de Goertler Taylor (T-G). Dans son article, il confirme que la prédiction de la transition traditionnelle par les modèles développés pour une plaque plane a échoué dans la prédiction de la transition dans la couche limite sur l'intrados des aubes des turbines à gaz. Ceci parce que les effets centrifuges des gradients de pression induits par la courbure de l'aube sont déstabilisés ce qui mène à la formation des vorticités de Taylor Goertler. Afin de déterminer la zone de transition, Mark W. Johnson a utilisé le critère de Transition de Mayle, (1991) tel que :

$$Re_{Tstart} = 400 T_u^{-0.625} \quad (1.1)$$

Koyabu et *al.*, (2005) ont fait une étude expérimentale basée sur les ondes induites par la transition « bypass » des couches limites sur une plaque plane sous des gradients de pression adverses favorables. Selon Koyabu dans la transition « bypass » on croit que les structures turbulentes sont créés dans la couche limite comme conséquence d'une élévation du degré de turbulence de l'écoulement libre par exemple. C'est à dire l'idée conventionnelle des

instabilités bidimensionnelles de Tollmien-Schlichting est bypassé par ce type de transitions. Puisque le champ d'écoulement dans les turbomachines est caractérisé par l'existence d'intenses perturbations externes comme la turbulence libre et des ondulations périodiques, il est facile de réaliser que le mode « bypass » domine le processus de transition dans les couches limites, l'auteur a aussi utilisé le critère de transition de Mayle, (1991) ainsi que la Corrélation de Abu-Ghannam et Shaw, (1980) pour déterminer la région de transition.

Dans leur article Fransson et *al*, (2005) ont proposé que la plus importante source qui induit la transition « bypass » dans la couche limite est peut être la turbulence de l'écoulement libre. Dans leur étude, il ont décrit l'augmentation de l'énergie initiale des perturbations des (streamwise-oriented) dans la couche limite origine de la présence de la F.S.T. (*free-stream turbulence*) pour des degrés de turbulence entre 1.4% et 6.7%.

Suzen et *al*, (2003) ont utilisé l'équation de transport pour le facteur d'intermittence pour prédire les écoulements transitoires dans les turbines à basse pression, l'intermittence est prise en compte au voisinage des écoulements transitoires et incorporée dans les calculs en modifiant la viscosité turbulente avec le facteur d'intermittence.

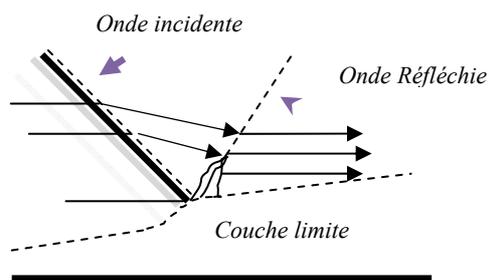
L'article présenté par Stieger et Hodson, (2003) a fait l'objet d'une révélation d'un nouveau mécanisme de transition résultant d'une interaction d'ondulations convectives et d'une bulle de séparation sur la partie arrière de l'extrados d'une aube de turbine basse pression à forte charge.

Aussi, Walsh et *al*, (2004) ont présenté dans leur article une nouvelle hypothèse disant que la force d'entraînement du début de la transition de la couche limite est la génération propre du taux d'entropie, Walsh révéla que cette hypothèse est spéculative.

Skoda et *al*, (2007) ont utilisé le modèle *realizable*  $k-\varepsilon$  et le modèle  $\overline{v^2} - f$ , pour capturer les effets de la transition sur l'extrados. La comparaison avec des données expérimentales a été faite sur la base d'un autre article où la distribution de la pression et les profils de vitesses de la couche limite sont considérés.

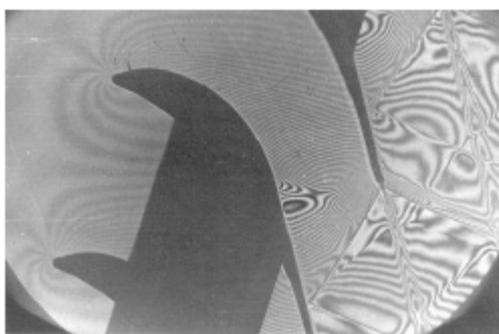
### 1.4.1 Interaction onde de choc/couche limite

Dans les écoulements transsoniques, les effets de la viscosité ont un rôle très important et leur influence sur le champ d'écoulement est très significative, en particulier, dans les conditions supercritiques. L'onde de choc peut se former dans la région non visqueuse avec de fortes interactions proches de la racine du choc où résulte un épaissement rapide de la couche limite, suivie d'une éventuelle séparation quand le choc est fort.



*Fig.1.3 Interaction de l'onde de choc/couche limite Chassaing, (2000)*

L'étude de l'interaction onde de choc/couche limite est aussi importante que celle de la transition. De ce fait, Kozel et al, (2003) ont fait une comparaison entre des résultats expérimentaux et numériques obtenus par une étude d'un écoulement transsonique à travers une cascade d'aubes, pour cela il a utilisé le modèle algébrique de Baldwin-Lomax, le modèle à une équation Spallart Allmaras, le modèle à deux équations SST et le RNG  $k-\varepsilon$  implémentés dans *Fluent*. Il a trouvé que la visualisation par interférogamme de l'interaction de l'onde de choc/couche limite correspond à celle déterminée numériquement. Aussi l'apparition d'une fine couche limite sans séparation à l'amont du bord de fuite qui devient plus épaisse juste après la réflexion de l'onde de choc.



*Fig.1.4 Interaction de l'onde de choc/couche limite. Visualisation par interférogamme Kozel et al, (2003).*

Dans le même contexte, pour la même géométrie et les mêmes conditions Mei et Guha, (2005) ont proposé en plus, une idée propre à eux et qui se traduit par un raffinement du maillage dans des zones à l'amont du bord de fuite afin de déterminer l'épaisseur de l'onde de choc. Ce raffinement leur a permis de montrer que l'onde de choc devient plus fine.

Quéré et *al*, (2003) avaient pour but d'améliorer la prédictibilité d'un modèle dans le cas des décollements massifs, ce modèle à deux équations de transport est basé sur la théorie de Boussinesq, la différence consiste à modifier l'expression de  $\mu_t$  par l'ajout d'une fonction des champs turbulents. tel que  $\mu_t = C_\mu f_\mu (\rho k^2) / \varepsilon$ . Ceci étant fait, afin d'étudier l'effet de cette correction sur les modèles  $k-\varepsilon$  pour comparer l'interaction de l'onde de choc/couche limite pour deux régimes transsonique et supersonique.

Pagella et *al*, (2002) a étudié la stabilité au voisinage d'une interaction onde de choc/couche limite laminaire et les petites amplitudes des perturbations par une théorie de stabilité linéaire et la simulation numérique directe (DNS). Ces résultats ont montré clairement l'infiltration de l'onde de choc dans la couche limite par la détermination des paramètres de l'écoulement tel que les gradients de densité.

### 1.5 Cas expérimental test pour notre validation

L'expérience avec laquelle nous avons validé nos simulations a été effectuée au centre de recherches Lewis Transonic Turbine Blade – NASA Cleveland Ohio U.S.A. par P.W.Giel qui a fournit une série de détails sur le champ d'écoulement et les mesures du transfert de chaleur.

P.W.Giel a mené une série d'expériences pour plusieurs valeurs du nombre de Reynolds et du degré de turbulence à l'entrée ainsi que du nombre de Mach à la sortie sur une cascade linéaire d'aubes.

### 1.6 Objectif

Avant d'entamer l'étude thermique, le présent travail a pour objectif principal de contribuer à la compréhension et à la maîtrise des écoulements internes par la détermination des caractéristiques de l'écoulement tels que la répartition de pression autour de l'aube, la cinématique qui est représentée par le nombre de Mach et le champ de vitesses.

Différents modèles de turbulence (Spalart-Allmaras,  $k-\varepsilon$ , RNG  $k-\varepsilon$ , Realizable  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$ , SST  $k-\omega$  et le RSM) ont été utilisés dans le but de ressortir le modèle le plus adapté à prédire d'une part, l'écoulement autour d'une géométrie aussi complexe notamment dans les régions des

bords d'attaque et de fuite, et d'autre part, la détermination des paramètres de l'écoulement proche de la paroi spécialement sur l'extrados de l'aube.

Les simulations numériques stationnaires bidimensionnelles, et tridimensionnelles ont été réalisées sur un maillage quadratique et hexaédrique irréguliers (généré par le pré processeur *Gambit*) avec le logiciel *Fluent* qui résout les équations de Navier Stokes par la méthode des volumes finis. Les modèles de turbulence ont été utilisés avec des intensités de (0,25% et 7%) à l'entrée, les nombres isentropiques de Mach à la sortie de (1.0 et 1.3) et les nombres de Reynolds à l'entrée ( $0.5 \times 10^6$  et  $1 \times 10^6$ ). Aussi nous montrons les effets de la réflexion et la non réflexion des conditions aux frontières limites sur les caractéristiques de l'écoulement. L'objectif de cette formulation est de prévoir des réflexions non physiques erronées à la sortie du domaine, pour que le champ d'écoulement calculé soit indépendant du lieu des limites éloignées. Giles, (1990) a montré que cette technique mène à une plus grande précision des résultats et à une plus grande efficacité numérique. De ce fait, le domaine de calcul devient plus compact.

Tous nos calculs bidimensionnels sont effectués au rayon moyen. La validation des résultats est basée sur les données expérimentales fournies en juin 2001 par P.W Giel et Raymond Gaugler responsable de la division « Turbomachines et systèmes de propulsion » NASA.

## 1.7 Plan de l'étude

Ce travail entre dans le cadre d'une thèse de Doctorat, nous nous sommes attachés à ce qu'il en ressorte une méthodologie claire, relative aux types de simulations étudiées. Le présent manuscrit, dont le plan découle directement de cette motivation, s'organise autour de six chapitres et une conclusion.

Faisant suite à cette introduction, le second chapitre expose le domaine d'étude, suivie d'un rappel des équations régissant les écoulements compressibles. Pour une comparaison des différents modèles de turbulence, leur formulation mathématique est ensuite présentée. Comme les conditions aux limites sont d'un grand intérêt, leur implémentation dans *Fluent* a été très pointue surtout que l'écoulement passe du subsonique au supersonique avec des nombres de Reynolds assez élevés et une variété de degré de turbulence à l'entrée. Une analyse assez détaillée du maillage, le choix adéquat et la solution numérique pour un tel domaine sont donnés.

Le chapitre trois présente les résultats comparatifs entre la simulation et l'expérience par la détermination des caractéristiques cinématiques et dynamiques de l'écoulement. Aussi, le comportement de chaque modèle de turbulence vis à vis des régions à fortes déformations a été examiné.

Le quatrième chapitre traite la simulation de l'écoulement proche de la paroi. Une étude détaillée a été présentée par la détermination des profils de vitesses du degré de turbulence et de la viscosité turbulente normalisée. Elle nous a permis de voir le comportement des paramètres de l'écoulement dans différentes zones existantes sur l'extrados, tel que l'interaction onde de choc/couche limite dont les principales caractéristiques de ce type d'écoulements sont présentées.

Le Cinquième chapitre montre les effets de la réflexion et la non réflexion en utilisant les invariants de Riemann implémentées dans *Fluent* à travers la condition « pressure far field » les résultats obtenus avec la non réflexion (N.R.B.C.) sont plus proches de l'expérimental que ceux obtenus avec la réflexion (R.B.C.) « Outlet condition »

Dans le dernier chapitre, une étude tridimensionnelle est présentée. Dans ce cas il n'a pas été possible de raffiner le maillage pour pouvoir capturer en totalité les phénomènes de la tridimensionnalité pour ce genre d'études tels que les écoulements secondaires mais les résultats sont prometteurs et encourageants.

Finalement, la conclusion est présentée avec quelques perspectives à ce travail.

## Chapitre 2

# Formulation du problème.

---

*Dans ce chapitre, l'objectif est de présenter la formulation du problème. Après description du banc d'essai et une présentation du domaine d'étude, un bref rappel des équations générales régissant les écoulements compressibles est exposé. Plusieurs modèles de turbulence qui vont faire l'objet d'une comparaison, sont ensuite présentés. Les conditions aux limites imposées dans le logiciel « Fluent » sont indiquées. Une étude sélective du maillage nous permettra de ressortir le plus convenable pour ce type de géométries. Enfin, la solution numérique est abordée à travers des points spécifiques à la simulation des écoulements transsoniques.*

---

### 2.1 Description du banc d'essai

Une description du banc d'essai initial a été donnée par Verhoff et *al*, (1992), la section d'admission de la cascade a été analysée et reconçue par Giel et *al*, (1996) afin d'améliorer l'uniformité de l'écoulement dans la direction axiale à l'admission. La figure (2.1) montre une vue globale du banc d'essai reconçu, le premier passage est situé sur le coté gauche supérieur de la cascade et le passage onze (11) est en bas à droite.

De l'air à haute pression et à température ambiante est comprimé pour atteindre une pression totale près de un atmosphère à l'admission pour des essais à un nombre de Reynolds élevé. Pour de bas nombres de Reynolds, les essais ont eu lieu à une pression totale à l'admission près de un demi (1/2) atmosphère. L'air est dégagé dans une ouverture d'échappement, maintenu à une pression nominale de 15.9 kpa. Une valve est placée entre la section d'essai et l'en-tête d'échappement pour maintenir le nombre de Mach désiré à la sortie. La section d'essai est montée sur un large disque qui peut tourner pour varier l'angle d'incidence à l'admission. Des couches limites épaisses ont été développées tout le long de la section d'entrée. Les sondes aérodynamiques et les données de la distribution de la pression ont permis de vérifier l'existence d'un écoulement fortement tridimensionnel dans le passage Giel et *al*,(1996).

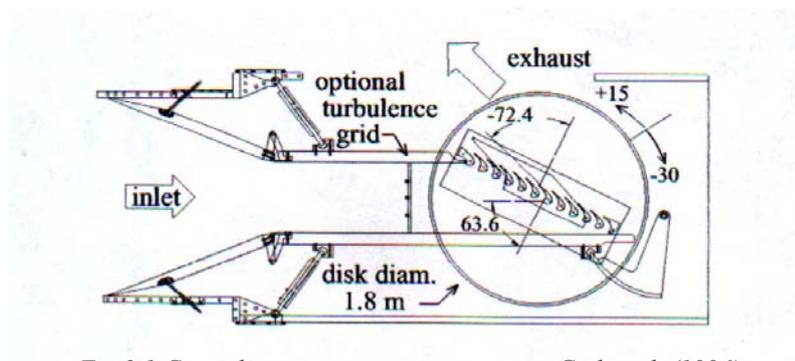


Fig. 2.1 Cascade transsonique reconçue par Giel et al, (1996)

Les détails de l'aube et de la cascade sont donnés dans le tableau 1. Les deux aubes formant le passage 5 ont fait l'objet de l'étude et de ce fait, l'emplacement des instruments de mesure est effectué sur l'intrados d'une aube et sur l'extrados de l'autre figure (2.2). Tous les détails sont présentés dans Giel et al, (1996,1999).

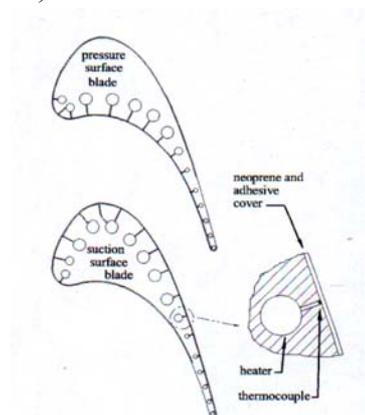


Fig. 2.2 Instrumentation placée sur les aubes formant le passage 5 Giel et al, (1999).

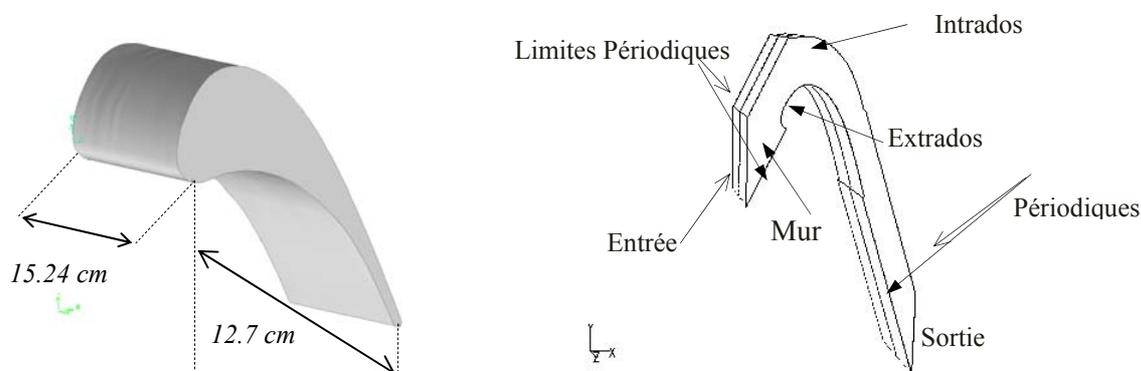
Paramètres Géométriques	Valeurs	Paramètres de l'écoulement	Valeurs
Corde axiale ( $C_x$ )	12.7 cm (5.000 in)	Reynolds entrée $Re_{Cx}$	$0.977 \cdot 10^6 \pm 0.028$
Pas (y) ou Pitch	13.00 cm (5.119 in)	Reynolds sortie $Re_{Cx}$	$1.843 \cdot 10^6 \pm 0.060$
Envergure (z)	15.24 cm (6.000 in)	Mach entrée $Ma_{IS}$	$0.383 \pm 0.0006$
Corde réelle	18.42 cm (7.250 in)	Mach sortie $Ma_{IS}$	$1.321 \pm 0.003$
Angle de calage	$41.54^\circ$	Angle d'incidence	$63.6^\circ$
Diamètre du col	3.358 cm (1.393 in)	Angle de rotation	$136^\circ$
Aire: 1 passage	$53.94 \text{ cm}^2$ ( $8.360 \text{ in}^2$ )		
Diamètre du bord d'attaque	2.657 cm (1.046 in)		
Diamètre du bord de fuite	0.518 cm (0.204 in)		

Tab. 2.1 Caractéristiques de l'aube et de la cascade Giel et al, (1996,1999).

## 2.2 Présentation du domaine d'étude

Le domaine d'étude est constitué d'un passage avec une zone d'entrée localisée à 12.7 cm du bord d'attaque. Il est limité par l'intrados en haut et l'extrados en bas.

Les profils de l'aube sont obtenus par la création des côtés réels utilisant les 143 points donnés par Giel, définissant la géométrie de l'aube. Le pré processeur *Gambit* façonne les côtés dans la forme d'une courbe générale de NURBS qui est une fonction polynomiale de degré  $n$ , où le numérateur et le dénominateur sont les *B-splines* non périodiques de degré  $n$ . Par défaut, *Gambit* utilise  $n=3$  figure (2.3). (NURBS est une notation spécifique à *Gambit* elle décrit comment créer une vraie courbe à partir de points existants).



*Fig. 2.3 Profil de l'aube-Géométrie et limites du domaine en trois dimensions.*

## 2.3 Equations de Navier-Stokes instantanées pour un fluide compressible

Il est admis que le comportement de tout écoulement vérifiant l'hypothèse des milieux continus, quelle que soit la nature du fluide (compressible ou non), et de l'écoulement (turbulent, laminaire ou en transition), peut être représenté par les équations de Navier-Stokes qui expriment la conservation de la quantité de mouvement, auxquelles viennent s'ajouter les équations de conservation de la masse et de l'énergie totale.

La simulation numérique d'un écoulement repose sur la discrétisation de ce système complet. Pour un fluide compressible, visqueux, conducteur de chaleur et pour lequel les forces volumiques de pesanteur sont négligeables devant les effets inertiels, les équations s'écrivent de la façon suivante :

**Conservation de la masse**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3.1)$$

**Conservation de la quantité de mouvement**

$$\frac{\partial (\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \left( \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right) \quad (2.3.2)$$

**Conservation de l'énergie totale**

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j E)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda_c \frac{\partial T}{\partial x_j} + U_i \tau_{ij} - \rho C_v \overline{U_j T'} \right) \quad (2.3.3)$$

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{U_i^2}{2} \quad (2.3.4)$$

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (2.3.5)$$

$\rho$  étant la masse volumique,  $x_j$  les coordonnées du système,  $\mu$  la viscosité dynamique,  $U_j$  et  $u_j$  sont respectivement les composantes de la vitesse moyenne et la vitesse fluctuante dans la direction  $j$ .  $P$  la pression statique et  $T$  la température statique.

$\lambda_c$  étant le coefficient de conductivité thermique relié à la viscosité dynamique par le nombre

de Prandtl :  $\lambda_c = \frac{\mu c_p}{\text{Pr}}$ ,

$R$  est reliée aux chaleurs spécifiques par la relation de Meyer  $R = c_p - c_v$

La série d'équations citée ci dessus contient les contraintes du tenseur de Reynolds  $-\overline{\rho u_i u_j}$  qui vont être approximées par des modèles dans le but de contourner le système.

Les contraintes de Reynolds vont être calculées selon chaque modèle que nous allons citer dans ce qui suit :

**2.4 Modélisation de la turbulence**

La principale cause du désaccord entre l'expérimental et la prédiction est habituellement citée pour être la modélisation de la turbulence. Ceci est dû à la variété de phénomènes d'écoulements et du transfert thermique produits dans les passages de turbine. La stagnation en présence du transfert thermique, le transfert de chaleur en présence de forts

gradients de pression défavorables, la turbulence de l'écoulement libre, le nombre de Mach élevé et les effets tridimensionnels sont seulement certains parmi les sous cités dans une longue liste de phénomènes présents dans ces passages.

Du faite que la série de données expérimentales existe, nous pouvons vérifier les capacités du code *Fluent* pour prédire la distribution de la pression et le transfert thermique autour de l'aube. Comme la simulation numérique directe (DNS) pour ce genre d'écoulements n'était pas utilisée pour plusieurs années passées Vijay et Ameri, (2001), la modélisation de la turbulence semble être la seule option appliquée actuellement.

La modélisation de la turbulence est un domaine très large. Dans cette partie nous nous concentrerons par conséquent à l'approche de la modélisation du tenseur de contraintes de Reynolds basé sur le concept de la viscosité turbulente.

Les modèles de turbulence les plus populaires utilisés aujourd'hui pour des calculs d'écoulement et de transfert thermique sont les modèles de viscosité à deux - équations pour un bas nombre de Reynolds. Les modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$  sont les plus utilisés. Ces modèles offrent souvent un bon équilibre entre la complexité et l'exactitude. La capacité d'imiter la transition à la turbulence qui est souvent présente sur les aubes de turbine ainsi que leur capacité de s'intégrer aux parois sont d'autres raisons de leur popularité Vijay & Ameri (2001). Ces modèles ont été appliqués à une variété de cas expérimentaux et leur précision a été évaluée, malgré qu'ils n'offrent pas une bonne comparaison pour certains cas.

*Fluent* fournit le choix entre différents modèles de turbulence :

### ***1-Modèle à une équation Spalart-Allmaras.***

### ***2- Modèles à deux équations :***

- Modèle  $k-\varepsilon$  standard,
- Renormalization-group (*RNG*)  $k-\varepsilon$ ,
- Realizable  $k-\varepsilon$ ,
- Modèle  $k-\omega$ ,
- Modèle *SST* $k-\omega$ .

### ***3- Modèles à cinq équations Reynolds stress model (RSM).***

#### **2.4.1 Modèle Standard $k-\varepsilon$**

Pour des nombres de Reynolds élevés, les termes des contraintes de Reynolds sont estimés par Launder & Spalding, (1974):

$$-\overline{\rho u_i u_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} - \frac{2}{3}\mu_t \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (2.4.1)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4.2)$$

$S_{ij}$  est le tenseur de déformation.

La viscosité turbulente est donnée par

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.4.3)$$

dans laquelle  $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$  et  $\varepsilon = \nu \left( \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right)$  sont respectivement l'énergie cinétique

turbulente et son taux de dissipation. Ceci satisfait les équations de transport citées ci-dessous en n'importe quel point du domaine d'écoulement.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon - Y_M \quad (2.4.4)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.4.5)$$

Les coefficients du modèle sont comme suit :

$$C_\mu = 0.09 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (2.4.6)$$

### 2.4.2 Modèle RNG $k$ - $\varepsilon$

Le modèle RNG  $k$ - $\varepsilon$  est de la même forme que le modèle Standard sauf que les coefficients sont différemment spécifiés Choudhury, (1993):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon - Y_M \quad (2.4.7)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (2.4.8)$$

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (2.4.9)$$

$$C_\mu = 0.085 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.42 - \frac{\eta \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \eta^3}, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.68 \quad \sigma_\varepsilon = 0.7179 \quad (2.4.10)$$

$\eta$  est donné par :  $\eta = Sk/\varepsilon$   $\eta_0 = 4.38$  et  $\beta = 0.015$

$\alpha_k$  et  $\alpha_\varepsilon$  sont les inverses des nombres effectifs de Prandtl pour  $k$  et  $\varepsilon$

Ce modèle a donné une nouvelle théorie améliorant l'équation  $\varepsilon$  et peut compter pour l'influence des taux de contraintes élevés ainsi que les pressions adverses.

### 2.4.3 Modèle *Realizable k-ε*

Le terme « *realizable* » veut dire que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes normales consistantes avec la physique des écoulements turbulents.

Ce modèle proposé par Shih et al, (1995) a été donné dans l'intention d'améliorer les déficits du modèle standard  $k-\varepsilon$  en adoptant ce qui suit :

-Une nouvelle formule de viscosité turbulente impliquant une variable  $C_\mu$  initialement proposée par Reynolds.

-Un nouveau modèle d'équations pour la dissipation basé sur l'équation dynamique du carré de la vorticité fluctuante.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho\varepsilon - Y_M \quad (2.4.11)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (2.4.12)$$

$$\text{Avec } C_1 = \max \left[ 0.43 \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \text{ et } \eta = Sk/\varepsilon \quad (2.4.13)$$

Les constantes du modèle sont :

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_2 = 1.9 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.2 \quad (2.4.14)$$

$$G_k \text{ étant la production de l'énergie cinétique turbulente} \quad G_k = \mu_t S^2 \quad (2.4.15)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

$S$  est le module du taux de tenseur de déformation moyen

Pour des nombres de Mach élevés la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle « dilatation dissipation ». Pour voir ces effets le terme  $Y_M$  modélisé selon Sarkar et Hussaini, (1993) est inclus dans l'équation  $k$ .

$$Y_M = \rho\varepsilon 2M_t^2 \text{ avec } M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad \text{et } a \equiv \sqrt{\gamma RT}$$

Cette modification de la compressibilité prend toujours effet quand la forme compressible de la loi des gaz est utilisée dans *Fluent*.

Il faut aussi rappeler que la contrainte normale de Reynolds est déterminée en considérant les relations de Boussinesq et de la viscosité turbulente telle que :

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \quad (2.4.16)$$

pour un cas incompressible

Cette expression qui est une quantité positive par définition, devient négative *Fluent*, (2001) c.à.d. « non realizable » quand la contrainte est large pour satisfaire:

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7 \quad (2.4.17)$$

Similairement, il se peut que l'inégalité de Schwarz pour les contraintes tangentielles  $\overline{u_i u_j^2} \leq \overline{u_i^2} \overline{u_j^2}$  puisse ne pas être satisfaite quand le taux de déformation moyen est large.

#### 2.4.4 Modèle Standard $k-\omega$

Ce modèle empirique, est basé sur le modèle des équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) et le taux de dissipation spécifique ( $\omega$ ) dont ils sont obtenus selon Wilcox, (1998):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (2.4.18)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (2.4.19)$$

Dans ces équations  $G_k$  représente la génération de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de la vitesse moyenne.  $G_\omega$  la génération de  $\omega$ ,  $Y_k, Y_\omega$  représentent la dissipation de  $k$

et  $\omega$  due à la turbulence avec  $\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$ . et  $\omega = \varepsilon / k$

$$G_k = \mu_t S^2 \quad G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad \alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left( \frac{\alpha_0 + R_{et}/R_\omega}{1 + R_{et}/R_\omega} \right) \quad R_\omega = 2.95, \alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + R_{et}/R_k}{1 + R_{et}/R_k} \right)$$

$$R_{et} = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad R_k = 6 \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad \beta_i = 0.072 \quad (2.4.20)$$

Pour des nombres de Reynolds élevés  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$  (2.4.21)

Les coefficients du modèle sont comme suit :

$$\alpha_\infty = 0.52 \quad \alpha_0 = \frac{1}{9} \quad \sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0 \quad (2.4.22)$$

Les détails du modèle sont donnés dans *Fluent*, (2001)

#### 2.4.5 Modèle de transport Shear-Stress (SST) $k-\omega$

Le modèle de SST regroupe les deux modèles standards ( $k-\omega$ ) et le ( $k-\varepsilon$ ), avec le modèle initial  $k-\omega$  de Wilcox, (1988) activé près de la paroi et le modèle de  $k-\varepsilon$  activé en dehors de la région des sillages et cisaillements. La définition de la viscosité turbulente a été modifiée au compte du transport pour la contrainte turbulente de cisaillement principale.

Les détails de ce modèle sont donnés d'une façon très explicative dans Menter (1994), Selon Menter, les équations pour ce modèle peuvent être écrites comme :

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.4.23)$$

$$\frac{D(\rho \omega)}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1)\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.4.24)$$

Les démonstrations des formules sont données dans Vijay & Ameri (2001)

#### 2.4.6 Modèle Spalart - Allmaras

Dans les modèles de turbulence qui utilisent l'approche de Boussinesq, la principale issue est comment calculer la viscosité turbulente. Le modèle proposé par Spalart et Allmaras résout l'équation de transport pour une quantité pour laquelle la forme de la viscosité cinématique turbulente a été modifiée.

La variable de transport dans le modèle de Spalart allmaras  $\tilde{\nu}$  est identique à la viscosité cinématique turbulente à l'exception de la région proche de la paroi. L'équation de transport pour  $\tilde{\nu}$  est :

$$\rho \frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho\tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu \quad (2.4.25)$$

$G_\nu$  est la production de la viscosité turbulente,  $Y_\nu$  est sa destruction qui se produit dans la région proche de la paroi et est due au contact avec cette dernière ainsi que l'atténuation de la viscosité.

$\sigma_{\bar{v}}$ ,  $C_{b2}$  sont des constantes et  $\nu$  est la viscosité cinématique moléculaire.

### 2.4.7 Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)

Dans ce modèle les contraintes de Reynolds sont calculées selon leurs propres équations de transport et le concept (isotropie) de la viscosité turbulente n'est plus exigé. Les propositions choisies et qui sont décrites en détail par *Fluent 6.1*, (2001) sont présentées brièvement ci dessous:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u_i u_j}) + \frac{\partial (\rho U_k \overline{u_i u_j})}{\partial x_k} = \rho (P_{ij} - \varepsilon_{ij} + \varphi_{ij} + d_{ij}) \quad (2.4.26)$$

$$\text{Avec } P_{ij} = - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.4.27)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (2.4.28)$$

$$\varphi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left( P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) + \varphi_{ijw} \quad (2.4.29)$$

$\varphi_{ijw}$  Amortissement de  $v^2$  normal à la paroi

$$d_{ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_l} \right) \quad (2.4.30)$$

Le taux de dissipation de l'énergie turbulente est calculé à partir de l'équation de transport modélisée :

$$\frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) + \frac{1}{2} C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_{kk} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.4.31)$$

, $k$  est donnée par l'équation  $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$  (Applicable en dehors de la région proche paroi)

Les valeurs des constantes utilisées dans ce modèle sont :

$$C_1 = 1.8, C_2 = 0.6, C_s = 0.22, C_\varepsilon = 0.16, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad (2.4.32)$$

Le modèle RSM est considéré comme étant le plus logique dans le cadre de l'approche des moyennes de Reynolds, parce qu'il fournit des quantités de flux en résolvant les équations de transport complètes, qui peuvent être dérivées des équations de Navier Stokes Xia et al, (1998).

Une fois les équations gouvernantes établies ainsi que la géométrie, les conditions aux limites doivent être implémentées soigneusement et précisément du fait de leur influence directe sur la solution.

Selon les équations gouvernantes, les inconnues à déterminer sont :

- la pression,
- la vitesse avec ses composantes (Nombre de Mach),
- la température,
- la masse volumique,

Et bien sûr les paramètres essentiels de la turbulence tel que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation mais cela dépendra de chaque modèle de turbulence.

### **2.5 Conditions aux limites :**

En plus d'un maillage adéquat, les conditions aux limites sont très importantes pour obtenir une solution précise avec une convergence rapide.

Les conditions aux limites spécifient l'écoulement et les variables thermiques des limites du modèle physique. Ce sont par conséquent des composantes très critiques pour les simulations par *Fluent* et il serait très important de les spécifier correctement.

Selon la théorie des caractéristiques, les conditions aux limites à l'entrée (*régime subsonique*) sont imposées pour l'écoulement transsonique comme suit :

- l'angle d'écoulement (Direction de l'écoulement),
- les pressions totale et statique,
- la température totale.

Les paramètres tel que la pression statique, la température statique sont déterminés en utilisant les relations isentropiques. En plus les informations sur la turbulence telle que l'énergie cinétique turbulente, l'échelle de longueur, sont nécessaires pour ce genre d'écoulements à l'entrée et à la sortie.

Les mêmes relations sont utilisées pour déterminer les *propriétés supersoniques* du fluide à la sortie telle que la pression la température statiques ainsi que le Mach isentropique.

-Les parois (Extrados et intrados) sont considérées adiabatiques avec les conditions de non glissement

-Puisque la périodicité est atteinte en deux et en trois dimensions au lieu de modéliser les onze passages de Giel et *al*, (1996), seulement un passage a été traité dans le but de réduire le temps et le cout de calcul.

-la pression statique à la sortie est imposée, En effet, dans *Fluent*, nous devons placer la pression statique à la sortie en tant qu'invariante donnée par les paramètres d'entrée.

*Fluent* nous donne la possibilité d'appliquer le traitement des conditions de la non réflexion sur la limite de sortie.

Ce traitement a été appliqué avec succès sur la condition du champ très loin (Far-field) dans le calcul de l'écoulement.

Les deux méthodes su citées sont utilisées dans cette étude.

Des pressions Far-field sont employées dans *Fluent* pour modéliser les conditions d'écoulement libre à l'infini, le nombre de Mach et les paramètres statiques (P et T) étant indiqués. L'état de pression Far-field qui est un N.R.B.C (non reflecting boundary conditions : condition de la non réflexion) s'appelle souvent un état caractéristique de frontière, puisqu'il emploie l'information caractéristique (invariantes de Riemann) pour déterminer les variables d'écoulement aux frontières *Fluent*, (2001).

Les invariantes de Riemann sont basées sur la vitesse absolue totale et sont calculées au premier point intérieur puis extrapolées.

Par exemple pour un écoulement subsonique, les deux invariantes de Riemann, correspondant aux ondes entrantes et sortantes sont :

$$R_{\infty} = U_{n\infty} - \frac{2a_{\infty}}{\gamma - 1} \quad (2.5.1)$$

$$R_i = U_{ni} - \frac{2a_i}{\gamma - 1} \quad (2.5.2)$$

$U_n$  est le module de la vitesse normale à la limite,  $a$  est la vitesse locale du son,  $\gamma$  étant est le rapport des chaleurs spécifiques (gaz idéal). L'indice  $\infty$  se rapporte à des conditions appliquées à l'infini (conditions de frontière), et l'indice  $i$  indique les conditions à l'intérieur du domaine (c.-à-d., la cellule adjacente à la face limite). Ces deux invariantes peuvent être additionnées et soustraites pour donner les deux équations suivantes :

$$U_n = \frac{1}{2}(R_i + R_{\infty}) \quad (2.5.3)$$

$$a = \frac{\gamma - 1}{4}(R_i - R_{\infty}) \quad (2.5.4)$$

### 2.5.1 Détermination des paramètres de la turbulence

Quand le fluide entre dans le domaine, *Fluent* exige à l'entrée et à la sortie des spécifications des quantités scalaires transportées.

### 2.5.1.1 Intensité de la turbulence $T_u$ :

Elle est définie comme étant le rapport entre la vitesse fluctuante et la vitesse moyenne :

$$T_u = \frac{\sqrt{u^2}}{U} \cong 0.16 (\text{Re}_{Dh})^{-\frac{1}{8}} \quad (2.5.5)$$

Pour les écoulements internes,  $T_u$  dépend entièrement de l'état de l'écoulement à l'amont. Pour notre cas, comme  $T_u$  est prise égale à 0.25 et 7%, ces deux degrés ne sont pas considérés élevés puisque selon plusieurs auteurs une forte intensité est évaluée à un degré supérieur à 10%.

### 2.5.1.2 L'échelle de longueur turbulente:

C'est une quantité physique liée à la taille des tourbillons larges qui contiennent de l'énergie dans les écoulements turbulents. Pour les écoulements complètement développés,  $l$  est restreinte par la taille du domaine, (puisque les tourbillons ne peuvent pas être plus larges que ce dernier). Une relation approximative entre  $l$  et la taille physique du domaine est donnée par :

$$l = 0.07 D_H; \quad (2.5.6)$$

$D_H$ : étant le diamètre hydraulique et  $l$  étant la longueur moyenne

Soit la longueur turbulente  $l_t = C_\mu^{-\frac{3}{4}} l$

### 2.5.2 Autres relations pour dériver les quantités turbulentes :

Pour obtenir les valeurs des quantités turbulentes transportées plusieurs méthodes empiriques vont être adoptées.

#### *Viscosité turbulente modifiée pour le modèle de Spalart Allmaras:*

Pour obtenir la viscosité  $\tilde{\nu}$  l'équation suivante est utilisée:

$$\tilde{\nu} = \sqrt{\frac{3}{2}} U T_u l_t \quad (2.5.7)$$

$U$  est la vitesse moyenne de l'écoulement.

Dans *Fluent*, l'intensité de turbulence et le diamètre hydraulique sont sélectionnés,  $l$  se calculera en utilisant la relation (2.5.6).

**Estimation de l'énergie cinétique turbulente :**

La relation entre l'énergie cinétique turbulente  $k$  et  $T_u$  est donnée par :

$$k = \frac{3}{2} (U T_u)^2 \quad (2.5.8)$$

**Estimation du taux de dissipation turbulent :**

Connaissant la longueur d'échelle turbulente  $l$ , nous pouvons déterminer  $\varepsilon$  à partir de la relation suivante :

$$\varepsilon = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (2.5.9)$$

Pour les modèles  $k-\omega$  et SST $k-\omega$ , la formule suivante nous permet d'écrire:

$$\omega = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k^{\frac{1}{2}}}{l} \quad (2.5.10)$$

$C_\mu$  étant la constante empirique spécifiée dans le modèle de turbulence.

Quand le modèle RSM est utilisé, les valeurs des contraintes de Reynolds à l'entrée ne sont pas implémentées, elles sont déterminées approximativement des valeurs spécifiques de  $k$ , la turbulence étant assumée isotrope nous pouvons donc écrire:

$$\overline{u_i u_j} = 0 \quad (2.5.11)$$

Quand  $i \neq j$  Condition d'isotropie à l'entrée

$$\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = \frac{2}{3} k \quad (2.5.12)$$

**2.6 Maillage**

Quand la géométrie est régulière (rectangulaire ou circulaire par exemple), le choix du maillage est simple. Les lignes du maillage suivent souvent les directions des coordonnées. Pour les géométries complexes, le choix n'est pas tout à fait simple. Le maillage est souvent sujet de contraintes imposées par la méthode de discrétisation. Si l'algorithme est désigné pour un maillage curviligne et orthogonal, le maillage non orthogonal ne peut pas être utilisé. Si les volumes de contrôle sont exigés pour être quadrilatères ou hexaèdres, les mailles constituées par des triangles ou tétraèdres ne peuvent pas être utilisés, etc. Quand la géométrie est complexe et les contraintes ne peuvent pas être accomplies nous rencontrerons bien sûr des compromis.

**2.6.1 Mailles non orthogonales adaptées aux frontières limites**

Les maillages non orthogonaux adaptés sont le plus souvent utilisés pour les calculs des écoulements à géométries complexes (la majorité des codes commerciaux utilisent ce

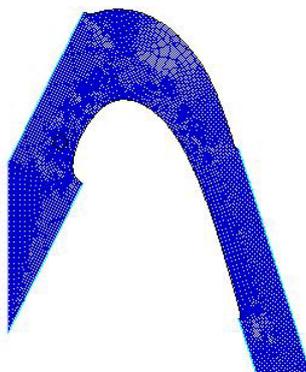
genre de maillages). Ils peuvent être structurés ou non structurés, leur avantage c'est qu'ils peuvent s'adapter à n'importe quelle géométrie, et que l'on peut mieux atteindre les propriétés optimales que les maillages curvilignes orthogonaux.

Puisque les lignes du maillage suivent les limites frontières l'implémentation des conditions aux limites serait plus facile Ferziger, et Peric, (2002). Le maillage peut s'adapter plus facilement à l'écoulement i.e. une série de lignes du maillage peut être choisie pour suivre les lignes de courant et ceci pourrait augmenter sa qualité. En plus l'espacement (taille de la maille) pourrait se réduire dans les régions à fortes variations, spécialement quand les maillages multi blocs structurés ou non structurés sont utilisés.

Les maillages non orthogonaux ont aussi de sérieux inconvénients, les équations transformées contiennent plus de termes, ce qui augmente d'une part la difficulté de programmer et d'autre part le coût de résolution des équations. La non orthogonalité du maillage peut engendrer des solutions non physiques et irréelles et l'arrangement des variables sur ce maillage affecte la fiabilité et l'efficacité de l'algorithme.

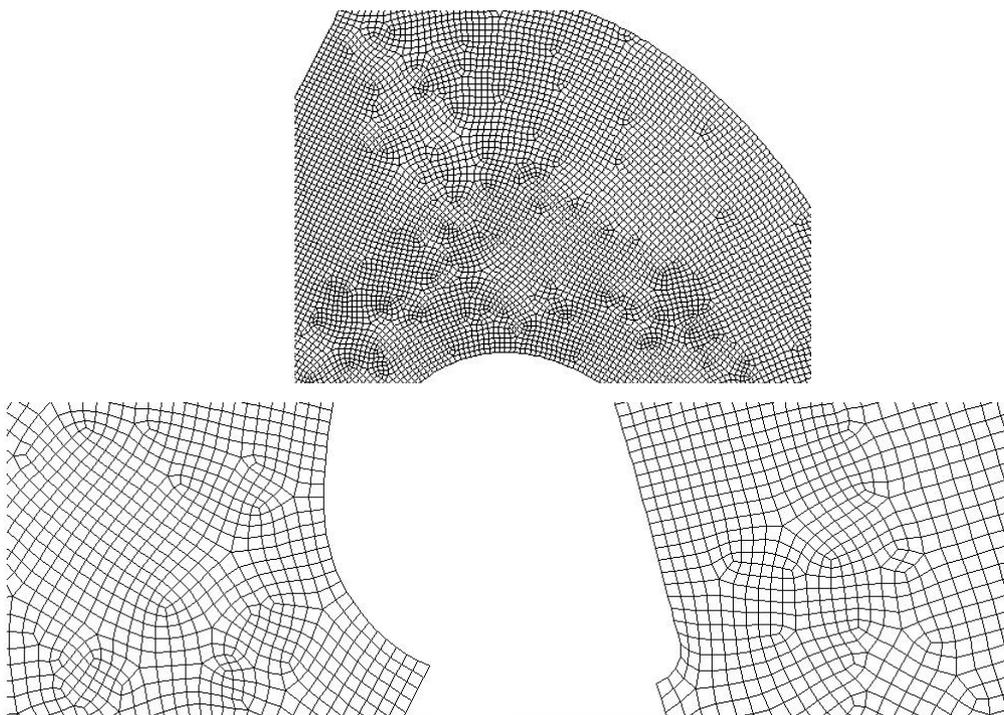
### 2.6.2 Maillage bidimensionnel

Un maillage non structuré (quadratique et irrégulier) a été obtenu par le pré processeur *Gambit*. Puisque la géométrie est complexe, le maillage est obtenu en utilisant le schéma *PAVE*, le nombre total des noeuds est de 24900 figure (2.4). Cette technique de maillage, qui nous a donné une entière satisfaction (convergence et qualité des résultats), a été obtenue après plusieurs tentatives d'améliorations spécialement dans les zones du bord d'attaque, de fuite, des zones ascendantes et descendantes. Ce maillage nous a permis de déterminer les résultats préliminaires, qui seront présentés au chapitre suivant.



*Fig. 2.4 Maillage quadratique non structuré - 24900 noeuds*

Pour plus de clarté nous présentons ci-dessous figure (2.5) les détails du maillage.



*Fig. 2.5 Détails du domaine maillé en haut le milieu, à gauche le bord d'attaque et à droite le bord de fuite.*

### 2.6.2.1 Maillage non structuré par blocs

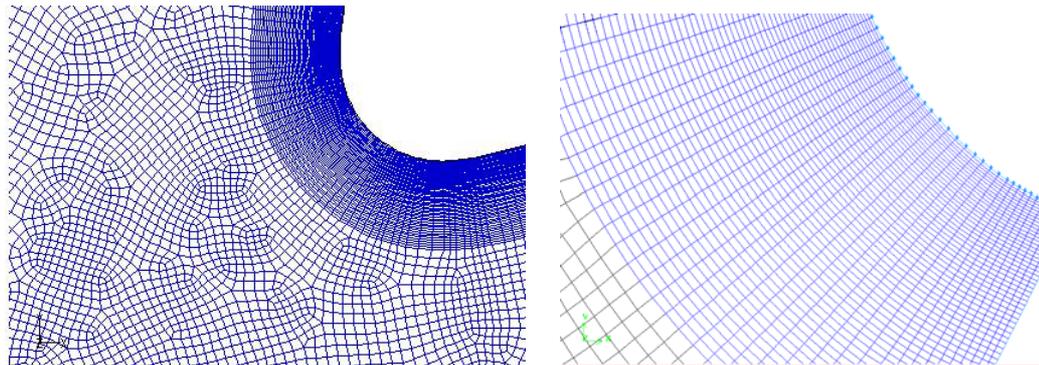
Il y'a deux niveaux de subdivision de la solution du domaine. Au niveau grossier, il y'a des mailles qui sont relativement larges; leur structure peut être irrégulière et parfois chevauchante. Au niveau raffiné le maillage quadratique structuré (régulier) est défini.

Les maillages structurés sont parfois difficiles parfois impossibles à construire pour des géométries complexes, les maillages structurés par blocs fournissent un compromis facile entre la simplicité et une large variété de solveurs valables pour ces derniers ainsi que la capacité de manipuler les géométries complexes permises par les maillages non structurées.

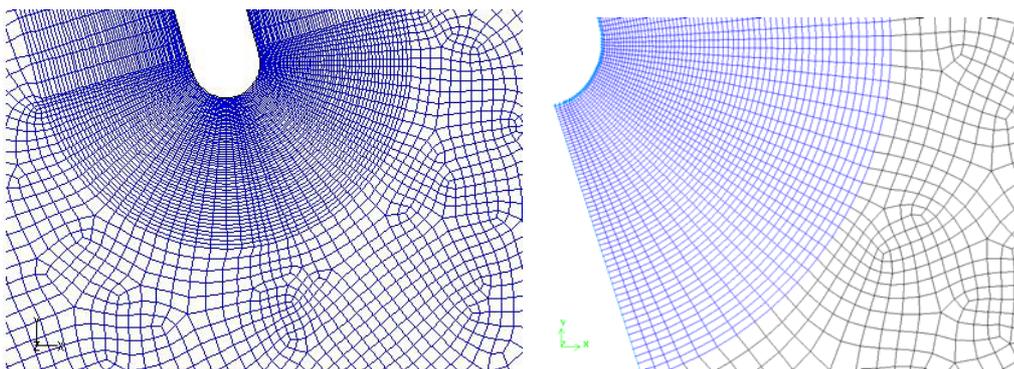


*Fig. 2.6 Maillage de type O – 85116 nœuds pour deux passages*

L'idée est donc d'utiliser une structure régulière (ordre lexicographique) autour de la géométrie. La forme -O- a été obtenue par le mailleur gambit en utilisant la technique par blocs Figures (2.6-2.8). Le maillage est régulier autour de l'aube, en dehors de cette région, il est non régulier. Le nombre total de nœuds est de 85116. L'utilisation de cette technique nous a permis de déterminer les caractéristiques de l'écoulement transsonique proche de la paroi (couche limite).



*Fig. 2.7 Maillage irrégulier par blocs- bord d'attaque*



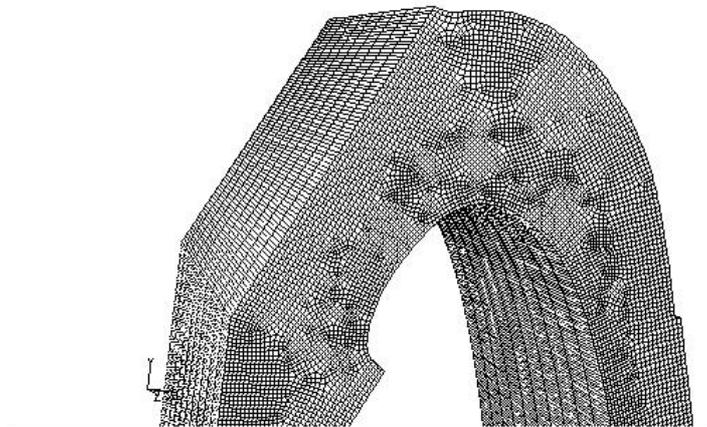
*Fig. 2.8 Maillage irrégulier par blocs - Bord de fuite*

Les figures (2.7 et 2.8) présentent les maillages non structurés par blocs aux bords d'attaque et de fuite. Ce maillage nous a permis d'obtenir de bons résultats en comparaison avec l'expérimental.

### **2.6.3 Maillage Tridimensionnel**

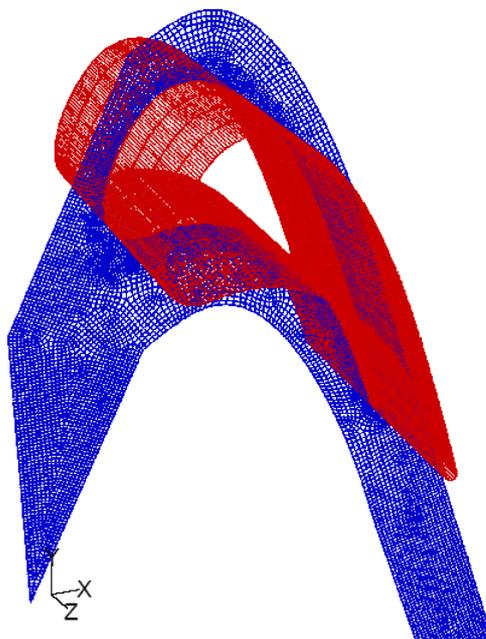
Pour une étude tridimensionnelle, les faces des cellules ne sont pas nécessairement planes, pour calculer les volumes des cellules et les vecteurs de surface de leurs faces des cellules, des approximations appropriées sont nécessaires. La méthode la plus simple est de représenter la face de la cellule par une série de triangles plans, Ferziger et Peric, (2002).

La figure suivante montre un maillage non structuré (irrégulier) de 10624 nœuds par face et 106.240 nœuds dans le volume total. De gros efforts ont été investis afin d'aboutir à ce maillage de qualité. Seulement les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants car la périodicité n'a pas été atteinte.



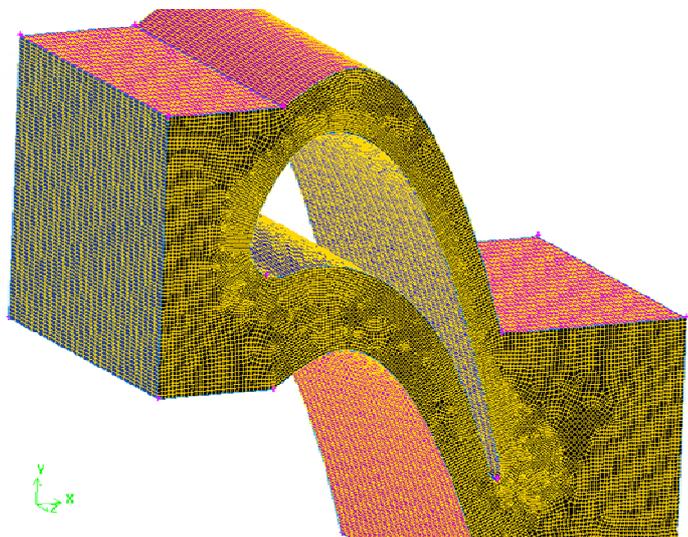
*Fig. 2.9 Maillage non structuré en 3 Dimensions :  
106.240 noeuds*

Le maillage de la figure (2.10) dans lequel nous avons considéré les parois supérieure et inférieure comme étant des plans périodiques a donné des quantités négatives pour la pression et la masse volumique ceci est dû à la forte inclinaison de l'angle à l'entrée ( $63.6^\circ$ ) et à la sortie ( $72.4^\circ$ )



*Fig.2.10 Maillage avec plans périodiques.  
97047 nœuds et une importante inclinaison.*

La figure (2.11) montre le maillage encore plus raffiné (352.000 nœuds) avec lequel la solution a été obtenue. Comme le montre la figure, l'inclinaison a été supprimée afin d'éviter la forte non orthogonalité et la solution non physique par la suite.



*Fig. 2.11. Maillage très fin - 352.000 nœuds*

## 2.7 Résolution numérique

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "*Fluent*" V.6.1, qui utilise la méthode des volumes finis. Nous présenterons brièvement la méthodologie de résolution du problème avec ce code dont l'utilisation nous a pris énormément de temps. En premier lieu, le problème a été traité en deux dimensions, puis, une tentative a été effectuée pour la résolution du cas tridimensionnel.

### 2.7.1 Présentation de "*Fluent*" et Sélection des modules (Formulations)

"*Fluent*" est un code de calcul qui permet de simuler les écoulements des fluides avec et sans les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles structurées et non structurées, produites grâce à des géométries complexes, avec une facilité relative. Les mailles supportées en 2D sont de types triangulaires ou quadrilatérales, elles sont tétraédriques/hexaédriques/pyramidales en 3D, ou des mailles (hybrides) mélangées. Le code "*Fluent*" est écrit en langage C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace.

"*Fluent*" s'utilise à travers une interface graphique très simple. L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures.

Ainsi, il a la capacité de modéliser:

- Les Ecoulements 2D ou 3D.
- Etats permanents ou transitoires.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles incluant toute vitesse de régimes (subsoniques, transsoniques, supersoniques et hypersoniques).
- Ecoulements non visqueux, visqueux, laminaires ou turbulents.
- Les écoulements dans les milieux poreux.

Ce code de calcul utilise la méthode des volumes finis. La discrétisation des équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, tels que l'équation de continuité, l'équation de la quantité de mouvement, et l'équation d'énergie associées à d'autres scalaires dépendants de la nature de l'écoulement est faite en se basant sur la technique du volume de contrôle, elle consiste en :

- La division du domaine en des volumes de contrôle discrets en utilisant un maillage de calcul.
- L'intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables dépendantes discrètes (les inconnues), telles que les vitesses, pressions, températures et les scalaires conservés.
- La linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour pouvoir adapter les valeurs des variables dépendantes.

### **2.7.2. Choix de la formulation du solveur**

Dans le module « *Define* » dans "*Fluent*" on peut choisir entre deux formulations

- La formulation "*Segregated*", ou isolée (implicite): Cette formulation résout les équations gouvernantes, séquentiellement, c'est-à-dire indépendantes les unes des autres. Cette formulation est employée pour les écoulements incompressibles et ceux dont la compressibilité est modérée.

- La formulation "*Coupled*", ou couplée (implicite ou explicite), permet la résolution simultanée des équations gouvernantes, sous un autre contexte couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que sont traités à part les quantités de la turbulence. Ce mode a été conçu principalement pour les écoulements compressibles à grandes vitesses (Mach et Reynolds élevés). Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements à forte interdépendance entre la densité, la pression et la température. Cette formulation est fortement recommandée pour les écoulements transsoniques à un nombre de Reynolds élevé c'est pour cela qu'elle a été choisie pour nos simulations malgré qu'elle exige double fois la mémoire que la formulation Segregated dans le cas des écoulements instationnaires, il est conseillé d'utiliser la forme couplée explicite.

### 2.7.3 Choix du schéma de discrétisation

Le code *Fluent* nous permet de choisir le schéma de discrétisation pour les termes convectifs de chaque équation gouvernante (Le second ordre est automatiquement le plus utilisé pour les termes visqueux). Quand le solveur *coupled* est utilisé, les équations sont résolues en utilisant par défaut le schéma du second ordre. Les autres équations utilisent le schéma du premier ordre par défaut. Pour nos simulations Le schéma second ordre upwind a été choisi. Pour ce schéma, les quantités aux faces des cellules sont calculées en utilisant une approche de reconstruction linéaire multidimensionnelle. Dans cette approche l'ordre élevé est atteint aux faces des cellules en utilisant l'expansion des séries de Taylor de la solution centrée autour du centroïde. Le schéma du premier ordre est facile à converger mais les résultats ne reflètent pas assez la réalité physique. Malgré sa difficulté pour atteindre la convergence le schéma du second ordre donne de très bons résultats.

### 2.7.4 Initialisation

Avant de commencer les simulations nous devons implémenter une estimation initiale de la solution du champ d'écoulement, le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une solution stable et une convergence accélérée.

### 2.7.5 Méthode de la solution

Les problèmes des écoulements permanents sont souvent résolus par un processus pseudo-temporel ou un schéma itératif équivalent, puisque les équations sont non linéaires, un schéma itératif est utilisé pour les résoudre Ferziger et Peric, (2002). Ces méthodes utilisent

une linéarisation successive des équations et les systèmes linéaires résultants sont généralement résolus par des techniques itératives.

La méthode suivie pour atteindre la solution doit avoir certaines propriétés qui sont brièvement résumées dans ce qui suit :

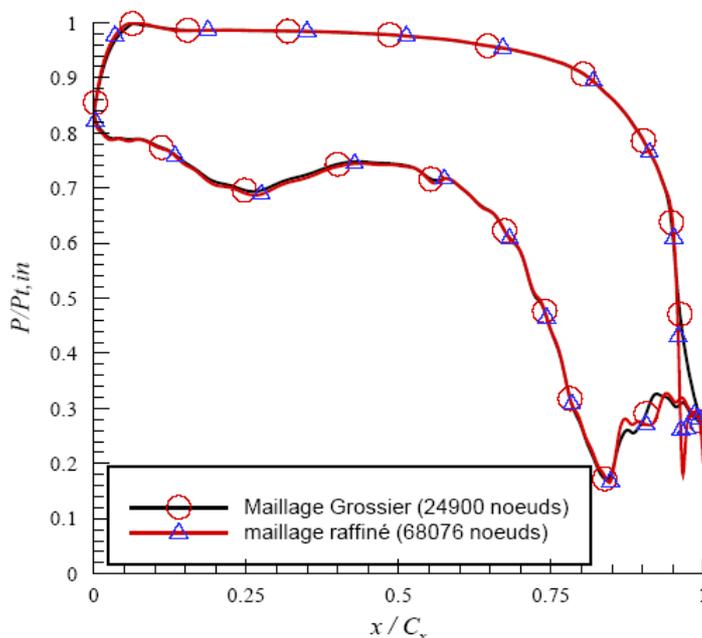
- **La consistance:** la discrétisation doit être exacte quand  $\Delta x_i$  (incrémentation dans l'espace) tend vers zéro, l'erreur de troncature est la différence entre l'équation discrétisée et la solution exacte. Pour qu'une méthode soit consistante, l'erreur de troncature doit tendre vers zéro quand le  $\Delta x_i$  tend vers zéro.
- **La stabilité:** la méthode ou le schéma de discrétisation est stable quand il n'amplifie pas les erreurs au cours du processus de la solution numérique.
- **La convergence:** Pour les problèmes non linéaires qui sont fortement influencés par les conditions aux limites la convergence et la stabilité sont généralement atteintes et contrôlées en utilisant de l'expérimentation numérique.
- **La conservation:** Puisque les équations à résoudre obéissent aux lois de conservation, le schéma numérique doit l'être aussi, ceci veut dire que les quantités conservées qui quittent un volume fermé doivent être égales aux quantités entrantes dans le cas stationnaire. Cette propriété est très importante puisqu'elle impose une contrainte sur l'erreur de la solution.
- **Bornes à ne pas dépasser:** la solution numérique doit être liée à ses propres limites (bornes), les quantités physiquement non négatives telles que la densité et l'énergie cinétique turbulente doivent toujours être positives. Cette propriété est difficile à garantir surtout quand les mailles sont grossières. Les schémas du premier ordre garantissent parfois cette propriété.
- **Réalisabilité :** Les modèles des phénomènes qui sont très difficiles à traiter directement (par exemple, la turbulence, la combustion, ou l'écoulement biphasique) doivent être désignés pour garantir la réalité physique des solutions. Ce n'est pas une issue numériquement intrinsèque mais les modèles qui ne sont réalisables peuvent avoir comme conséquence des solutions non physiques ou bien causer la divergence pour des méthodes numériques.
- **Exactitude:** Les solutions numériques des problèmes d'écoulement de fluide et du transfert de chaleur sont des solutions approximatives. En plus aux erreurs qui peuvent être introduites au cours du développement de la solution de l'algorithme,

en programmant ou en introduisant les conditions aux limites, il ya inclusion de trois types d'erreurs systématiques:

- 1- Erreurs dues à la modélisation qui sont définies comme étant la différence entre l'écoulement actuel et la solution exacte du modèle mathématique.
- 2- Erreurs dues à la discrétisation et définis comme étant la différence exacte entre la solution exacte des équations de conservation et la solution exacte du système d'équations algébriques obtenues par discrétisation de ces dernières.
- 3- Erreurs dues à l'itération définies comme étant la différence entre les solutions itératives et exactes du système d'équations algébriques.

## 2.8 Indépendance du maillage

Dans le but d'investir par exemple, la performance d'un modèle de turbulence pour certaines études d'écoulements de fluide, l'indépendance du maillage doit nous rassurer si les résultats obtenus ne sont pas affectés par l'augmentation progressive de ce dernier (maillage). Si les résultats calculés diffèrent de l'expérience nous ne pouvons pas savoir si cette différence est due à un modèle physique non adéquat ou bien à une résolution insuffisante du maillage.



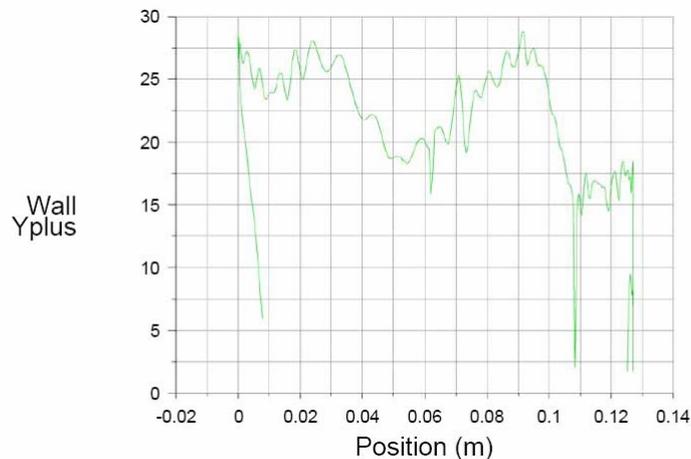
*Fig.2.12 Indépendance du maillage.*

Dans la figure (2.12), l'étude d'une indépendance de maillage est montrée. La comparaison est faite pour deux maillages complètement différents, un maillage quadrilatère non structuré (24900 nœuds) et l'autre de type couche limite quadrilatère régulier proche de la paroi et irrégulier en dehors de celle-ci.

Les résultats sont très rassurants vu que le maillage n'affecte pas la solution.

## 2.9 Distance du premier nœud à la paroi

L'évolution de  $y^+$  pour le maillage type C est présentée sur la figure (2.13). La distance du premier nœud à la paroi est de l'ordre de l'unité (Dans les coordonnées de  $y^+$ )



*Fig. 2.13 Distance du premier nœud à la paroi.*

## Conclusion

La géométrie du domaine d'études a été présentée. Ce dernier a été subdivisé en des volumes de contrôle discrets en utilisant un maillage de calcul par le mailleur « *Gambit* ».

Après un rappel des équations régissant les écoulements compressibles, les différents modèles de turbulence ont été présentés et les conditions aux limites imposées dans Fluent sont précisées.

Il est à noter que les méthodes de la solution numérique citées auparavant par exemple la stabilité, la convergence sont toutes contrôlées et vérifiées durant nos simulations faites.

## Chapitre 3

# Comparaison des différents modèles de turbulence (Résultats).

---

*L'objectif de ce chapitre est de présenter l'approche utilisée dans ce travail en termes de simulations par le logiciel Fluent. La simulation numérique comparée avec une étude expérimentale est exposée par la présentation de la distribution de la pression statique et du nombre de Mach isentropique. Les résultats comparés pour différents modèles de turbulence sont abordés.*

*Nous exposons aussi les différents effets des modèles de turbulence sur les paramètres spécifiques aux écoulements transsoniques. Cette comparaison concerne essentiellement le bord d'attaque par la détermination des paramètres de la turbulence tels que l'énergie cinétique, et la viscosité cinématique.*

---

### 3.1 Résultats Préliminaires

Les écoulements transsoniques à travers les passages d'une cascade ont une structure assez compliquée du champ d'écoulement, spécialement dans la région de sortie de la cascade. Les régimes transsoniques de l'écoulement sont très sensibles, cependant une prédiction avec succès des caractéristiques de l'écoulement n'est pas simple. Le champ d'écoulement dans ces passages au rayon moyen est souvent supposé bidimensionnel. La simplification de l'écoulement réel réduit sensiblement le nombre de points de calcul et elle est énormément utilisée dans le design des turbines à gaz.

Dans ce chapitre, les résultats des calculs bidimensionnels de l'écoulement comparés avec ceux obtenus expérimentalement par Giel et *al*, (1996) seront présentés.

Les comparaisons faites par nos simulations sont basées sur les données pour huit cas traités expérimentalement (Tab.3.1):

<i>Cas</i>	$Re_{Cx,in}$	$Ma_{ex}$	<i>Grille</i>	$T_u$ en %
1	$1.0 \times 10^6$	1.3	Absence	0.25
2	$1.0 \times 10^6$	1.0	Absence	0.25
3	$1.0 \times 10^6$	1.3	Présence	7
4	$1.0 \times 10^6$	1.0	Présence	7
5	$0.5 \times 10^6$	1.3	Absence	0.5
6	$0.5 \times 10^6$	1.0	Absence	0.5
7	$0.5 \times 10^6$	1.3	Présence	7
8	$0.5 \times 10^6$	1.0	Présence	7

*Tab. 3.1* Données des huit cas traités au service Lewis Center –NASA.

*Effets de l'augmentation du nombre de Reynolds  $Re_{Cx,in}$*

Cas 4—8

Cas 3—7

Cas 2—6

Cas 1—5

*Effets de la présence de la grille de turbulence :*

Cas 7—5

Cas 3—1

Cas 8—6

Cas 4—2

*Effets de la diminution du nombre de Mach  $Ma_{ex}$ :*

Cas 7—8

Cas 3—4

Cas 5—6

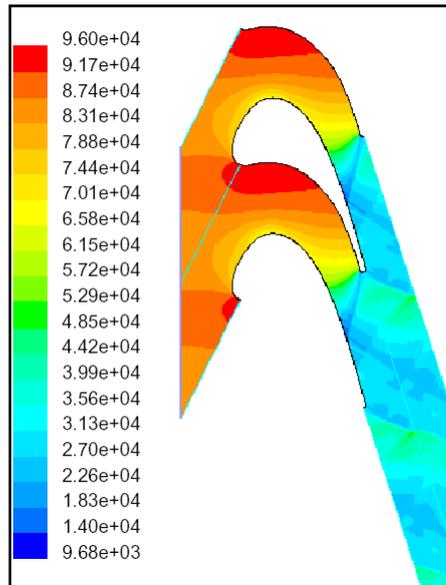
Cas 1—2

*Pour tous les cas, le rayon hydraulique est égal 0.13 m.*

### 3.1.1 Pression statique (contours & distribution)

La première indication de la qualité de l'analyse des calculs de la dynamique des fluides (CFD) est la distribution de la pression statique autour de l'aube. Pour la raison que la pression n'est pas aussi sensible au point de la bonne résolution des couches limites (L'effet de la viscosité devient faible comparé au changement de la pression requise pour faire tourner l'écoulement le long d'une ligne de courant courbée.)

La figure (3.1) indique les contours de la pression statique pour le cas 1 ( $Re_{Cx,in}=1.10^6$ ,  $T_u=0.25\%$  et  $Ma_{ex}=1.3$ ) obtenus avec un maillage irrégulier de 24900 nœuds pour un seul passage.



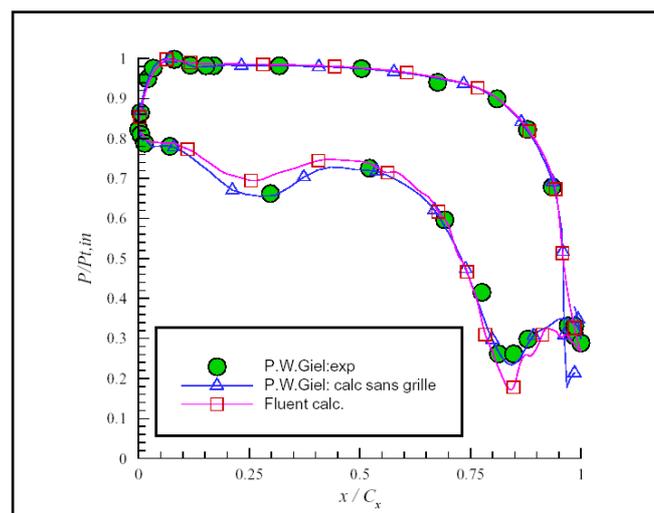
*Fig. 3.1 Contours de la pression statique*

En examinant cette figure, deux points sont à soulever :

1- Nous remarquons la bonne périodicité entre les deux passages ce qui nous a permis de réduire le domaine d'étude à un seul passage, pour une analyse très détaillée.

2- Les résultats montrent la diminution de la pression statique du bord d'attaque où la pression est maximale (point de stagnation), au bord de fuite où la pression statique est minimale.

Pour vérifier les résultats, la distribution de la pression autour de l'aube comparée aux résultats calculés et expérimentaux trouvés par P.W. Giel est présentée Figure (3.2).



*Fig. 3.2 Distribution de la pression statique autour de l'aube.*

D'une manière générale les résultats sont en très bonne concordance avec l'expérience. Sur l'intrados, nous pouvons voir que les résultats calculés coïncident d'une manière assez précise

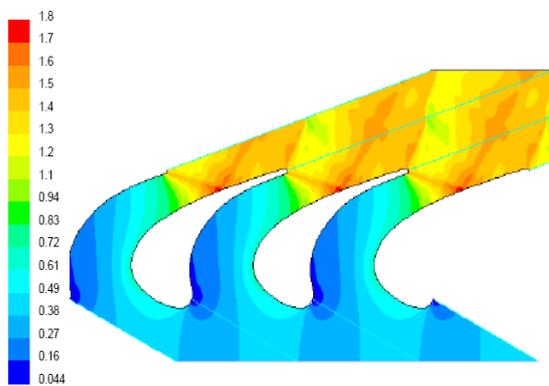
avec ceux de l'expérimental. Sur l'extrados quelques différences apparaissent dans certaines zones. Nous pouvons aussi remarquer dans la figure, les résultats numériques fournis par Giel et *al*, (2001) qui sont déterminés par le code CFD (Three dimensional Navier Stokes) de Chima et Yokota, (1990), utilisant le modèle algébrique de Baldwin-Lomax et le modèle de transition de Mayle, (1991).

Les résultats calculés sont montrés par des lignes (Rose avec symbole carré pour *Fluent*, et bleu symbole triangle pour Giel) quant aux symboles en verts (Cercles) ils schématisent l'expérimental.

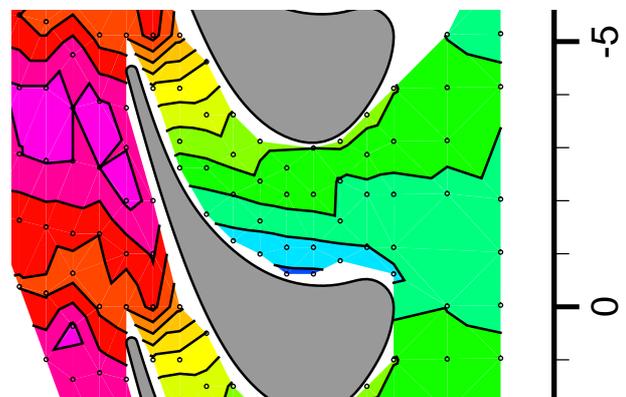
### 3.1.2 Nombre de Mach isentropique (contours et distribution)

Le tracé des contours du nombre de Mach isentropiques donné par la formule (3.1) est indiqué dans la figure (3.3). Nous pouvons bien remarquer la coïncidence des résultats calculés avec ceux déterminés expérimentalement Figure (3.4) par Giel et al (1996).

$$Ma_{isen} = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma - 1}\right) \left[ \left(\frac{P}{P_{t,in}}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (3.1)$$



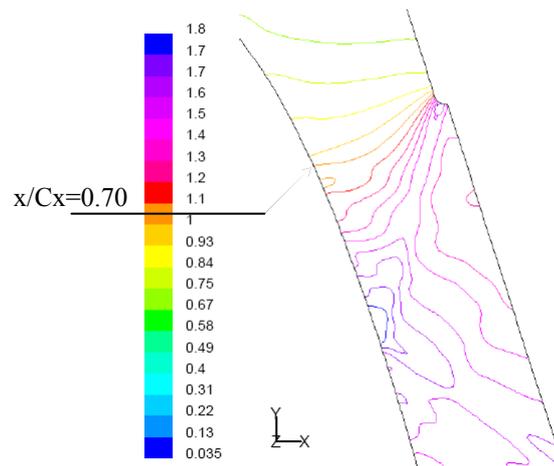
*Fig.3.3* Contours du nombre du mach isentropique calculé.



*Fig. 3.4* Contours du nombre de Mach isentropique. Etude expérimentale [P.W.Giel, Qss Group Inc, 14-may 2001].

L'intérêt que nous portons pour le tracé du nombre de Mach est lié à l'écoulement transsonique, beaucoup de phénomènes se produisent quant au passage du régime subsonique au régime supersonique.

Cet écoulement complexe va être analysé et les paramètres de l'écoulement vont être évalués. Nous traitons le premier cas pour un angle à l'entrée de  $63.6^\circ$  et un nombre de Mach  $Ma_{is} = 1.32$  à la sortie. Comme le montre la figure (3.3), l'écoulement subsonique est accéléré à l'entrée dans le passage inter-aubes. Près de la gorge du canal figure (3.5), l'égalité entre la vitesse du fluide et la célérité du son est atteinte. La ligne sonique peut être identifiée sur l'extrados pour  $x/Cx = 0.70$ .

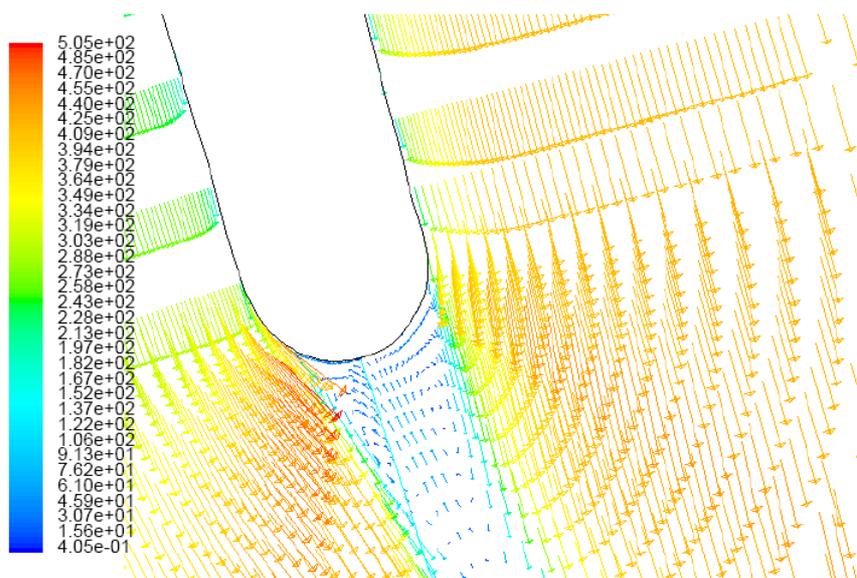


*Fig. 3.5 Contours du nombre de Mach isentropique dans la région de la ligne sonique.*

En plus, l'expansion dans les vitesses supersoniques mène à une diminution suivie d'une réaugmentation de la vitesse d'écoulement sur l'extrados. Ce phénomène est appelé *compression supersonique accompagnée par une expansion transsonique ou recompression* Kozel et al, (2003). Cet effet est directement lié à la courbure de la surface de l'extrados correspondant à  $x/Cx = 0.80$  où la vitesse diminue.

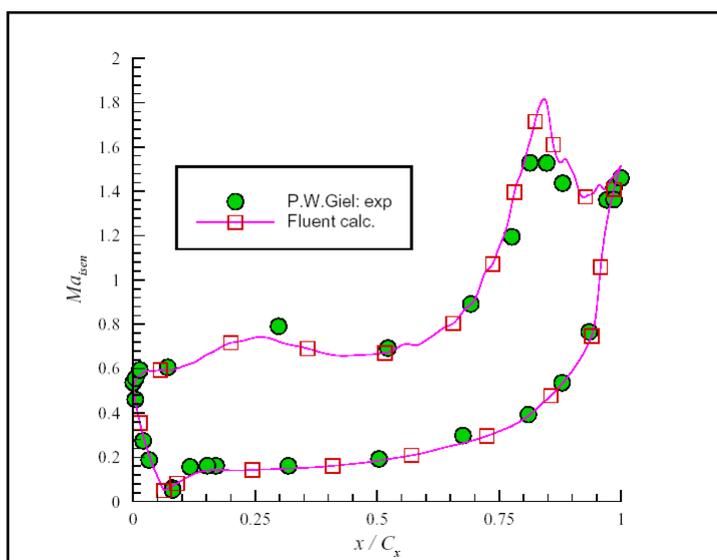
L'expansion supersonique intense dans la partie de la cascade à la sortie est terminée par l'apparition d'une onde de choc de sortie. L'onde de choc interagit avec la couche limite puis elle est réfléchiée de la surface de l'extrados. Après l'interaction, l'expansion supersonique est diminuée à l'aval pour devenir une deuxième fois plus intense juste avant le bord de fuite.

Les écoulements supersoniques sur les deux surfaces (extrados & intrados) au bord de fuite subissent une séparation comme l'indique la figure (3.6). En aval du bord de fuite le système des ondes de chocs à la sortie et les sillages se forment figure (3.3). Les sillages sont relativement minces et les deux branches des ondes de chocs à la sortie sont affaiblies par les expansions à l'amont des points de séparation sur le bord de fuite plus de détails seront présentés au chapitre 4.



*Fig.3.6 Champ des vecteurs vitesses au bord de fuite.  
Séparation sur l'extrados & l'intrados*

La figure (3.7) montre la distribution du nombre de Mach isentropique autour de l'aube. Nous remarquons la bonne coïncidence entre les calculs et l'expérience que ce soit sur l'intrados où bien sur l'extrados et ce malgré quelques très faibles différences dans certaines zones. Comme nous le savons d'après les conditions aux limites aux parois le nombre de Mach est nul puisque la vitesse est nulle pour  $y = 0$ , le Mach isentropique tracé est directement lié à la pression statique d'après la relation isentropique (3.1)



*Fig.3.7 Distribution du nombre de Mach Isentropique autour de l'aube*

### 3.1.3 Influence du nombre de Reynolds à l'entrée et le nombre de Mach isentropique à la sortie

Les figures ci-dessous montrent les contours de la pression statique à des nombres de Reynolds élevés et bas ainsi que des nombres de Mach différents.

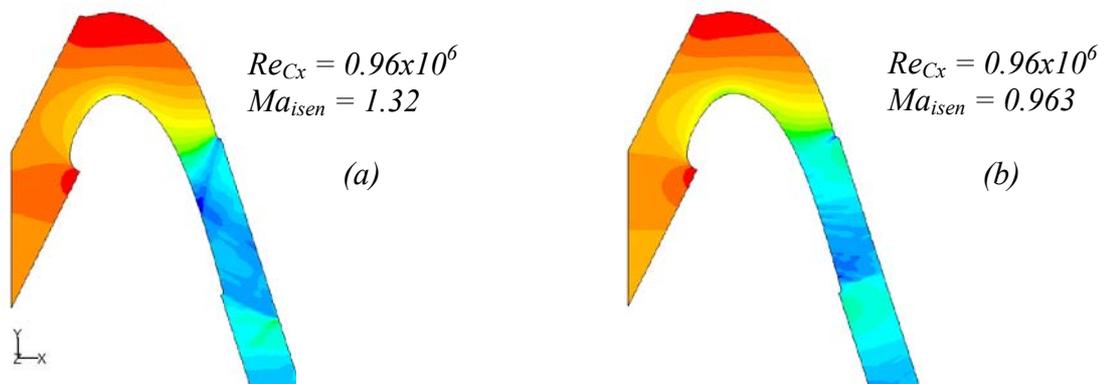


Fig. 3.8 Contours de la pression statique pour différents nombres de Mach à la sortie et pour  $Re_{Cx,in} = 0.96 \times 10^6$

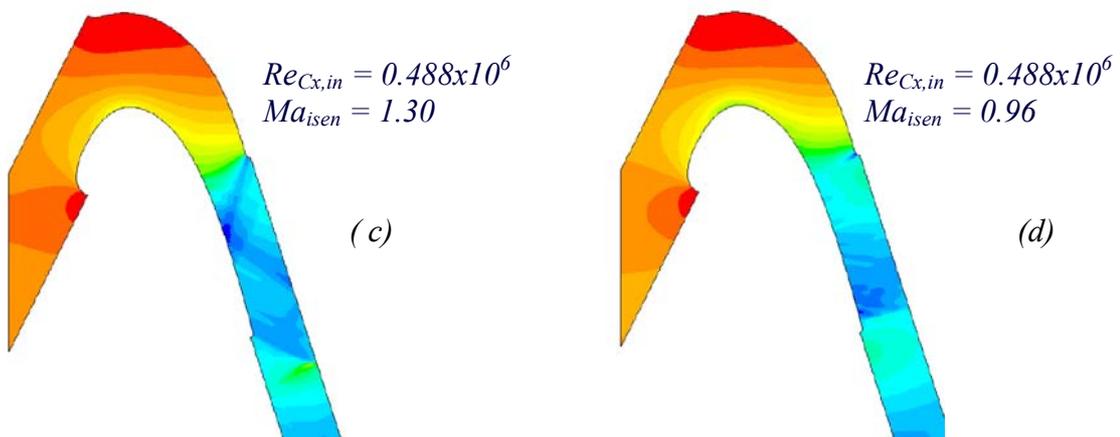
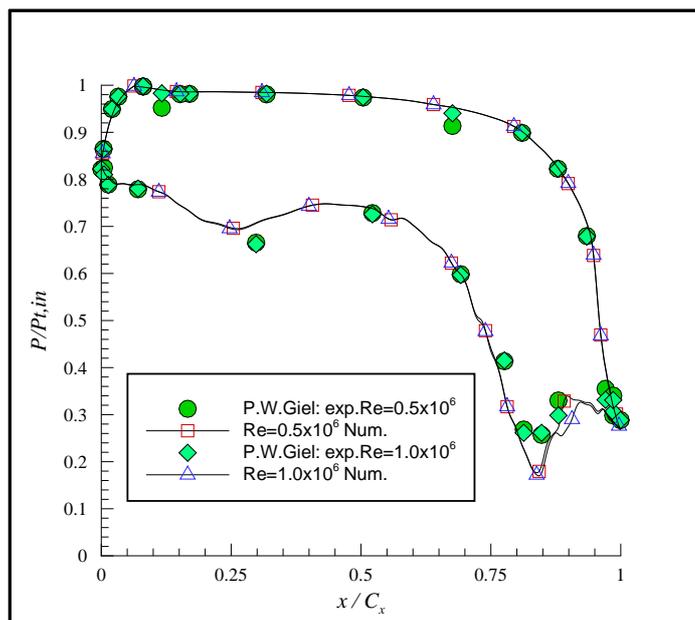


Fig. 3.9 Contours de la pression statique pour différents nombres de Mach à la sortie et pour  $Re_{Cx,in} = 0.488 \times 10^6$

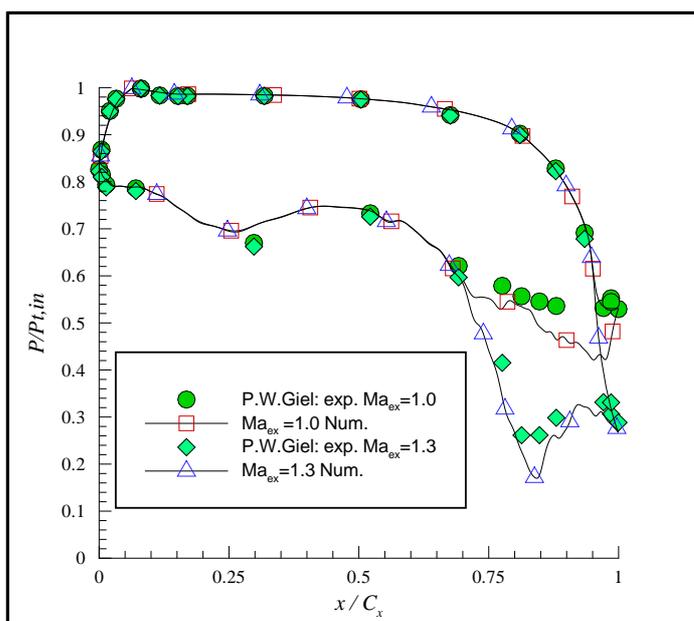
Nous pouvons remarquer que le nombre de Reynolds n'a aucun effet sur la distribution de la pression statique figures (3.8 & 3.9). Ceci peut aussi être constaté dans la figure (3.10) Cette constatation a été faite par Giel et al, (1999) et confirmée par nos simulations.



*Fig. 3.10 Distribution de Pression statique autour de l'aube - Effets du nombre de Reynolds à l'entrée.*

Le nombre de Mach à la sortie affecte seulement la portion du passage du fluide à l'aval. La figure (3.11) approuve nos simulations, la même différence trouvée expérimentalement, est trouvée numériquement.

Les résultats expérimentaux sont indiqués par les cercles et losanges verts.



*Fig. 3.11: Distribution de la pression statique autour de l'aube - Effets du nombre de Mach à la sortie.*

### 3.1.4 Influence de l'intensité de turbulence à l'entrée.

La figure (3.12) montre que l'intensité de turbulence à l'entrée n'a pratiquement aucun effet sur la distribution de la pression, la très faible différence observée avec les résultats expérimentaux en variant  $T_u$  (0,25% et 7%) est presque la même pour nos calculs, ce qui prouve la bonne précision de nos simulations.

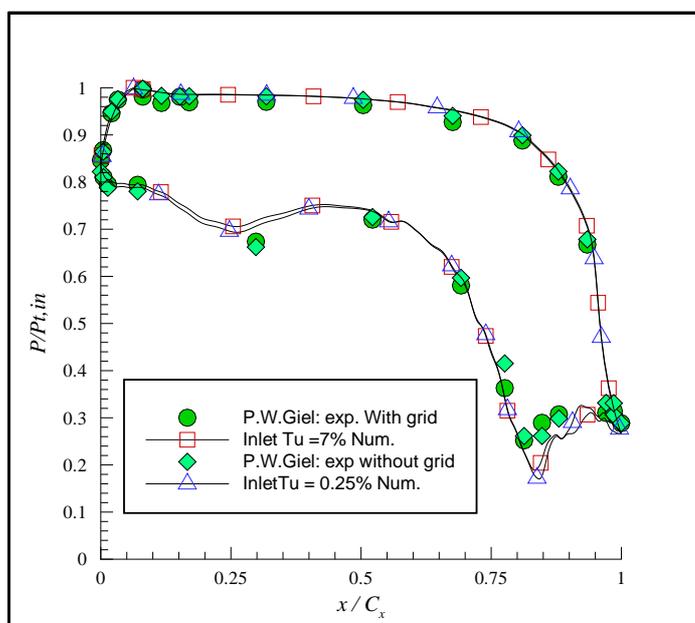


Fig. 3.12 Distribution de la pression statique autour de l'aube - Effets des intensités de turbulence à l'entrée.

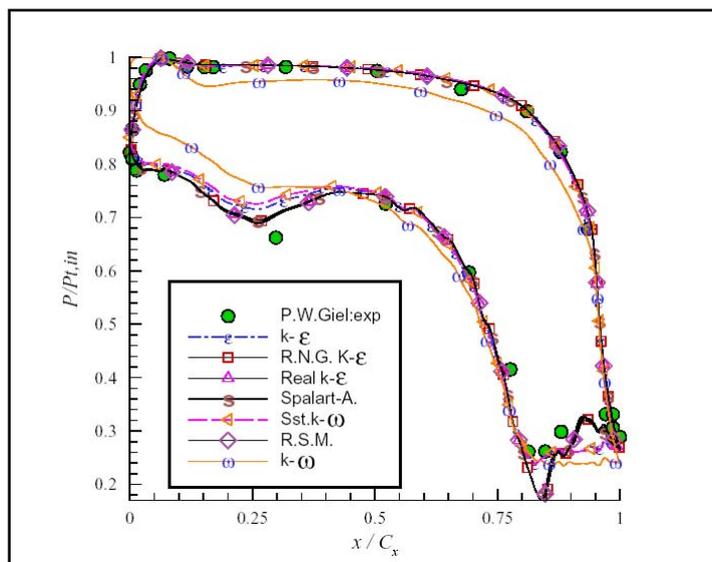
## 3.2 Comparaison des différents modèles de turbulence

La performance des différents modèles de turbulence dans la prédiction de l'écoulement turbulent inter aubes est arborée. Nous présenterons pour chaque modèle les paramètres nécessaires et ceci pour le cas 1 :

Tous les résultats sont obtenus pour le rayon moyen. ( $Re_{in}=1.10^6$ ,  $T_u=0.25\%$  et  $Ma_{ex}=1.3$ ), et tous les graphes représentant les contours du nombre de Mach seront comparés aux résultats expérimentaux de la figure (3.4).

### 3.2.1 Pression statique absolue et nombre de Mach isentropique

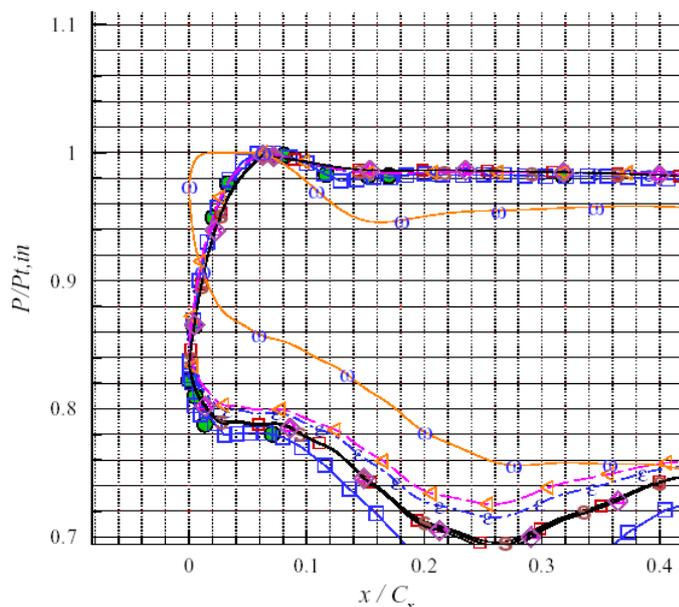
La distribution de la pression statique autour de l'aube est présentée sur la figure (3.13) avec la comparaison des différents modèles de turbulence. La première remarque à faire est que, à part le modèle  $k-\omega$  tous les modèles coïncident avec l'expérience spécialement sur l'intrados. Sur l'extrados les mêmes différences apparaissent surtout dans les zones à forts gradients.



*Fig.3.13 Distribution de la pression statique de l'aube. Comparaison des différents modèles de turbulence.*

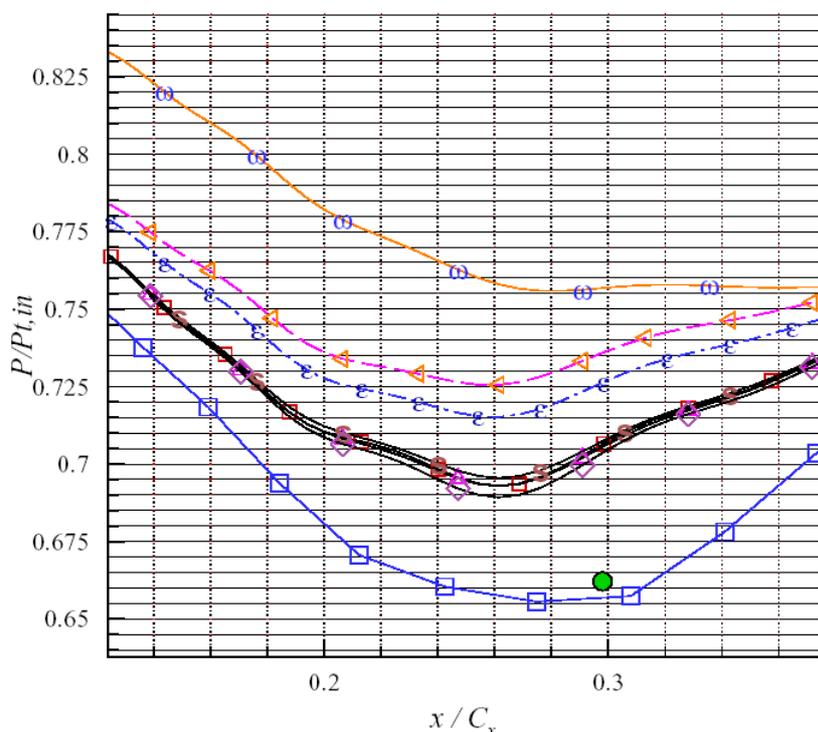
Pour plus de clarté il est préférable de donner un agrandissement sur les zones à discuter. La figure (3.14) montre que dans la zone du bord d'attaque où la pression et la température sont maximales (point de stagnation) tous les modèles coïncident avec les valeurs expérimentales (du point de stagnation à  $x/C_x \leq 0.00046$ ).

Les modèles  $k-\epsilon$  et SST  $k-\omega$  montrent plus de précision. Malgré leur robustesse ces deux modèles s'éloignent des valeurs expérimentales en dehors de cette distance jusqu'à  $x/C_x \approx 0.045$ , (zone à des taux de contraintes élevés). Selon Ekaterinaris, (1994), le modèle  $k-\epsilon$  ne prédit pas correctement la région des gradients des pressions adverses Vicente et al, (1999).



*Fig.3.14 Distribution de la pression statique autour de l'aube au bord d'attaque. Comparaison des différents modèles de turbulence.*

Les termes additionnels à l'équation de  $\epsilon$  ont fait que les modèles *RNG* et *Realizable* comptent d'une manière bien meilleure pour l'influence des taux de contraintes élevés figure (3.15).

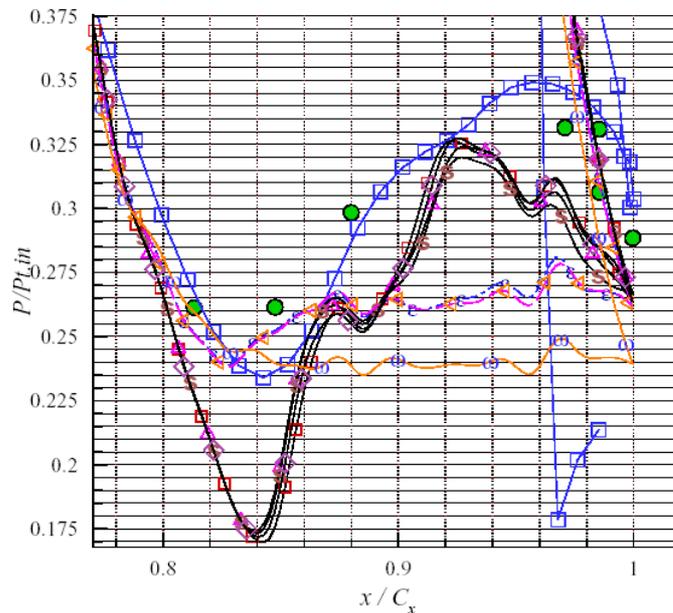


*Fig.3.15 Distribution de la pression statique autour de l'aube dans la zone  $0.25 \leq x/C_x \leq 0.45$ . Comparaison des différents modèles de turbulence.*

Selon Gerolymos et al, (2001) [*Certains auteurs prétendent que les modèles à deux équations de transport sont numériquement difficiles et que les modèles aux tensions de Reynolds sont encore plus instables. Ce mythe a conduit quelques auteurs à développer des modèles très éloignés de la physique comme celui de Spalart Almaras qui (sous prétexte de Robustesse) proposent une équation de transport pour une quantité qu'il n'est pas possible de définir physiquement : La viscosité tourbillonnaire*].

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de bons résultats pour les couches limites où coexistent des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines. Pour notre cas ce modèle a donné aussi de bons résultats en le comparant avec le *RNG* et le *Realizable* montrant ainsi sa capacité à prédire un tel écoulement (pour le paramètre pression).

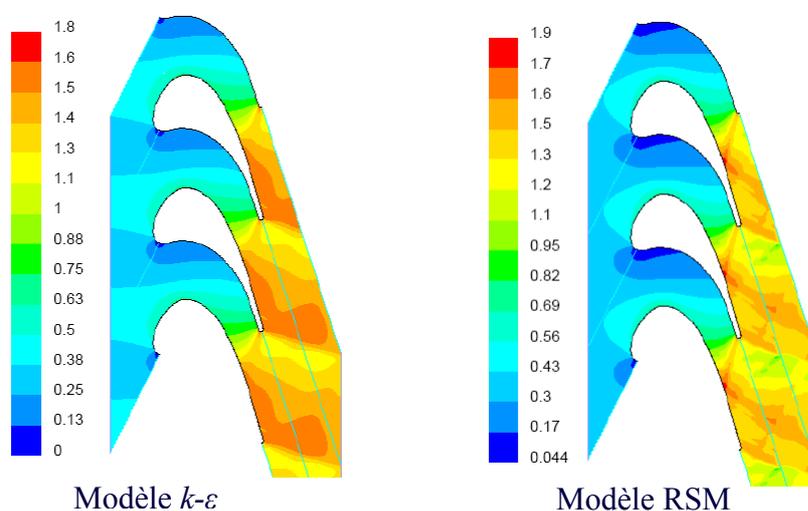
Le modèle *RSM* a montré qu'il est à un potentiel très élevé pour prédire d'une manière acceptable les écoulements complexes. En effet les résultats obtenus pour la distribution de la pression statique sont les plus proches des valeurs expérimentales figure (3.15).



*Fig.3.16* Distribution de la pression statique autour de l'aube au bord de fuite. Comparaison des différents modèles de turbulence.

Mêmes constatations sont faites pour la zone du bord de fuite pour  $0.8 \leq x/C_x \leq 1$ . La figure (3.16) montre que les modèles *Realizable*, *R.N.G.k-ε*, *R.S.M* et le modèle *Spalart Allmaras* capturent très bien l'onde de choc, ainsi que le phénomène de compression supersonique suivi de l'expansion transsonique. Il est à noter que les lignes avec les carrés bleus sont les résultats numériques de Giel, (1996)

Les autres modèles standards *k-ε*, *k-ω* et le modèle *SSTk-ω* prédisent moins bien le phénomène dans cette région. Sur la figure (3.17) les modèles *k-ε* et *SSTk-ω* ne capturent pas l'onde de choc à l'amont du bord de fuite ni les phénomènes qui s'ensuivent.



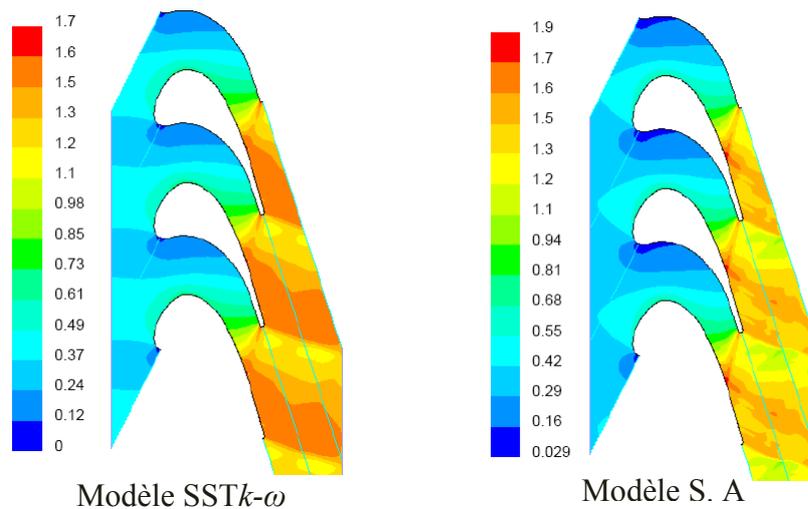


Fig. 3.17 Contours du nombre de Mach isentropique pour différents modèles de turbulence.

### 3.2.2 L'énergie cinétique turbulente

Selon Durbin, (1995), la majorité des modèles de turbulence standards basés sur la viscosité turbulente donnent des niveaux de valeurs irréelles de l'énergie cinétique turbulente au point de stagnation. Les modèles modifiés par les termes additionnels à l'équation de  $\varepsilon$  ont été conçus pour empêcher la viscosité turbulente à prendre des valeurs non physiques. Le potentiel que nous avons à l'aide du logiciel *Fluent* nous permet de vérifier et de valider les constatations de Durbin.

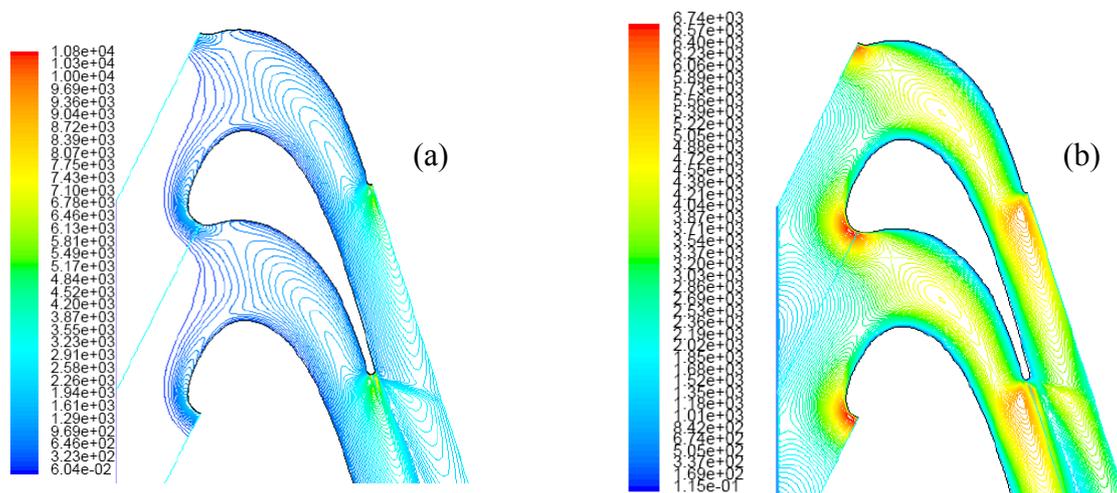
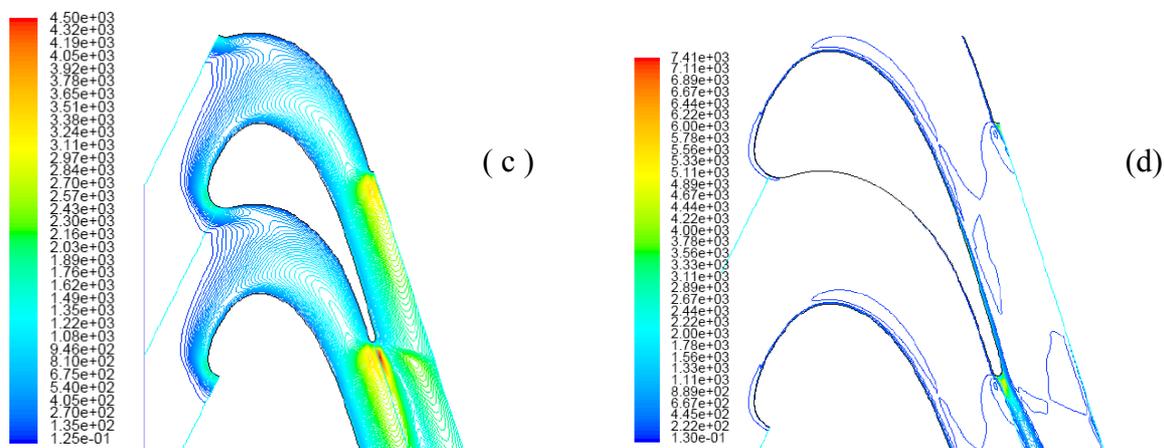


Fig. 3.18 contours de l'énergie cinétique turbulente. Modèles  $k-\varepsilon$  (a) et  $k-\omega$  (b)

Les figures (3.18 a) (3.18 b) et (3.19 c) indiquent les contours de l'énergie cinétique turbulente pour les modèles  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  et  $SSTk-\omega$  respectivement. Pour ces trois modèles, l'énergie cinétique au bord d'attaque et spécialement au point de stagnation prend des valeurs non logiques. Elles vont jusqu'à  $6740 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour le modèle (a),  $1770 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour le modèle (b)

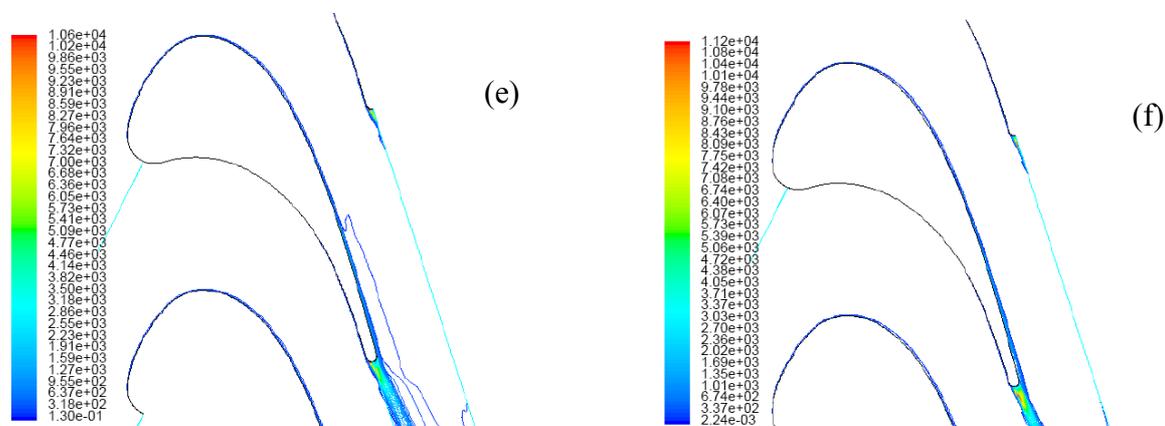
et  $1576 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour le modèle (c). Il est clair que le modèle  $SSTk-\omega$  qui regroupe les deux modèles standards ( $k-\epsilon$  et  $k-\omega$ ) l'emporte sur les deux autres du fait qu'il donne la plus faible valeur.



*Fig. 3.19* Contours de l'énergie cinétique turbulente : Modèles  $SSTk\omega$  (c) et le  $RNG k-\epsilon$  (d).

Dans le but d'illustrer l'importance des termes additionnels, les figures (3.19 d),(3.20 e) et (3.20 f) montrent la forte influence de ces termes. Ceci concerne les graphes (d) et (e) correspondants respectivement au modèle  $RNG$  dont l'énergie cinétique turbulente est de  $39.31 \text{ m}^2/\text{s}^2$  et le *Realizable*  $k-\epsilon$  dont l'énergie cinétique est presque nulle. Nous remarquons que la realizabilité l'emporte sur les termes du modèle  $RNG$ .

Pour ce qui est de la figure (3.20 f), correspondant au modèle  $RSM$ , il montre encore qu'il est le meilleur pour prédire ce phénomène.



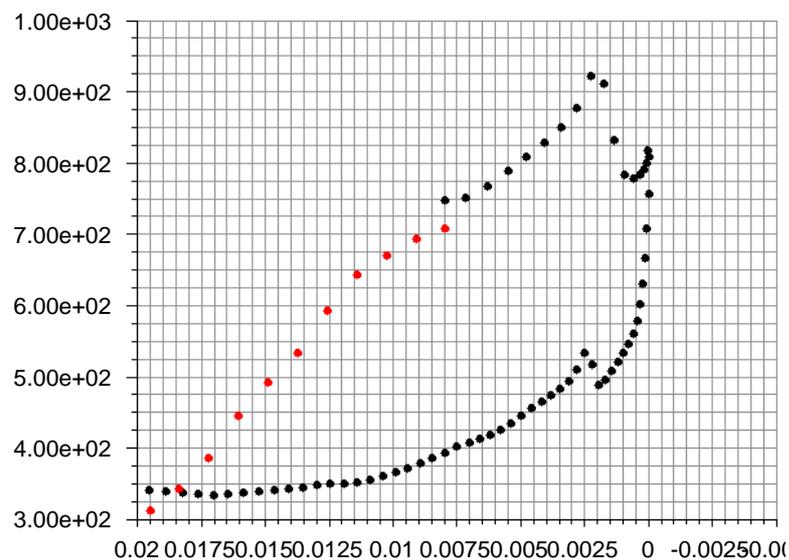
*Fig. 3.20* contours de l'énergie cinétique turbulente : Modèles *Realizable*  $k-\epsilon$  (e) et le  $RSM$  (f)

Durant ces dernières années le modèle de turbulence  $\overline{v^2} - f$ , initialement suggéré par Durbin, est devenu très populaire dû à sa capacité de corriger les sauts des valeurs des paramètres de l'écoulement proche de la paroi, surtout dans le domaine des turbomachines, Sveningsson et Davidson, (2003). Il serait bénéfique de l'ajouter pour notre comparaison mais il n'est pas implémenté dans la version (6.1) de *Fluent* actuellement en notre possession.

Les modèles tels que  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  et le  $SSTk-\omega$  ont tendance à surévaluer les épaisseurs des couches limites ainsi que les viscosités turbulentes et ne détectent pas assez les phénomènes ayant des tenseurs de déformations importants Quéré et *al.*, (2003).

Les figures (3.21) et (3.22) montrent le profil de l'énergie cinétique dans la zone de stagnation. La comparaison est seulement réduite pour deux modèles, du fait que l'interprétation sera assez semblable pour les autres. Les modèles choisis sont le  $k-\varepsilon$  standard et le *Realizable*. L'influence de l'effet de la realizabilité a réduit de 70 fois l'erreur dans les valeurs de l'énergie cinétique turbulente du modèle standard  $k-\varepsilon$ . Pour le modèle  $k-\omega$ , le saut des valeurs a atteint plus de 235 fois la valeur du modèle *Realizable* (le graphe n'est pas présenté ici.).

Cette comparaison est faite précisément au point de stagnation correspondant à  $x=0.008$  m. Dans le graphe (Les points en rouge indiquent l'intrados et en noir l'extrados).



*Fig. 3.21* Energie cinétique turbulente au point de stagnation :  
Modèle standard  $k-\varepsilon$

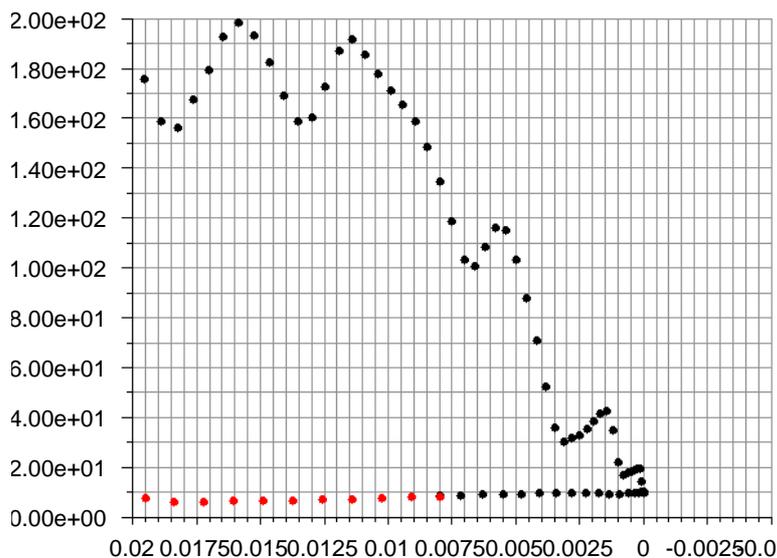


Fig. 3.22 Energie cinétique turbulente au point de stagnation:  
Modèle Realizable  $k-\epsilon$

### 3.2.3 Viscosité cinématique turbulente

La viscosité cinématique qui est une propriété physique de transport du fluide est généralement fonction de la température et de la pression. Cependant, la dépendance de la température est dominante. Quand la température augmente la viscosité augmente généralement (cas des gaz).

Selon les abaques pour une température de  $20^{\circ}\text{C}$  correspondant à  $293\text{k}$ ,  $\nu = 15,30 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ . Les figures (3.23 et 3.24) indiquent les contours de la température statique pour deux modèles de turbulence ( $k-\epsilon$  et Realizable  $k-\epsilon$ ). Ces figures sont présentées afin de comparer les contours de la viscosité cinématique turbulente. La valeur maximale de la température est de  $299.094\text{k}$  pour cela la viscosité cinématique doit être de l'ordre de  $1,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ . Sur le graphe nous remarquons que la valeur minimale est de l'ordre  $8.56 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ . Les contours indiquent des valeurs non physiques de la viscosité cinématique turbulente ce qui nous permet de constater que le modèle standard  $k-\epsilon$  ne donne pas de résultats convaincants pour ce genre d'écoulements.

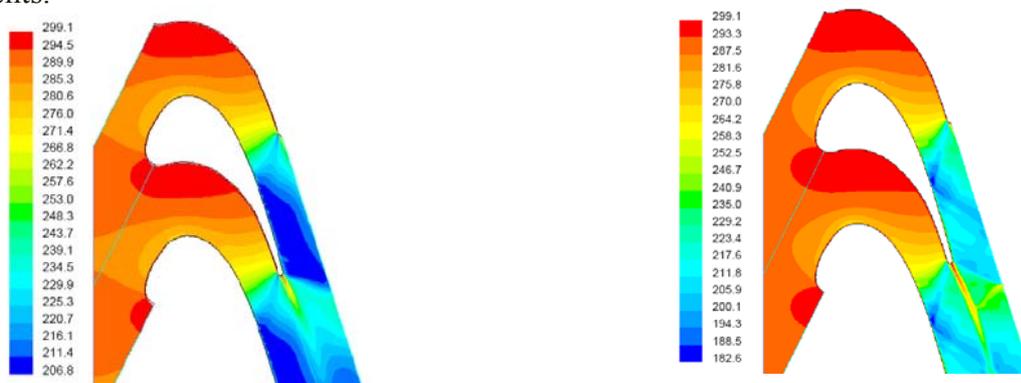
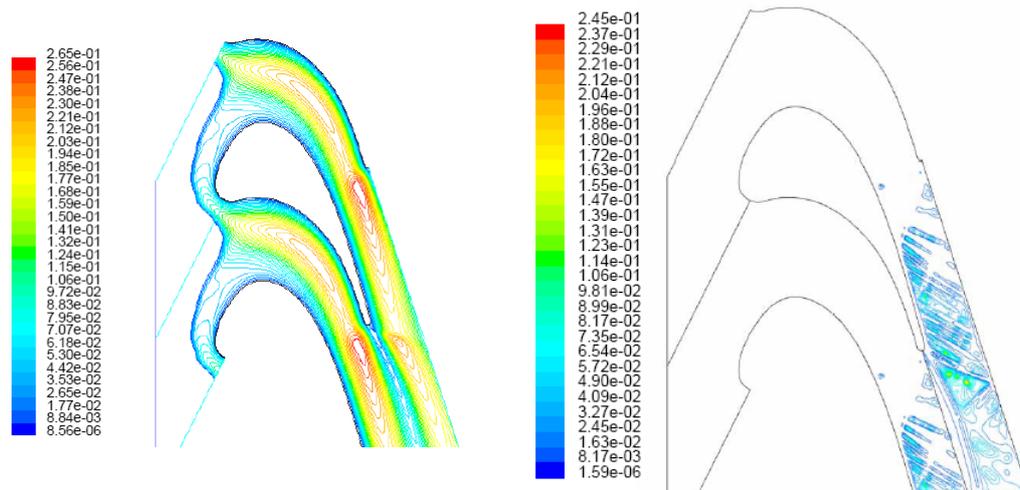


Fig. 3.23 Contours de la température statique : Modèles standard  $k-\epsilon$  à gauche Realizable  $k-\epsilon$  à droite.

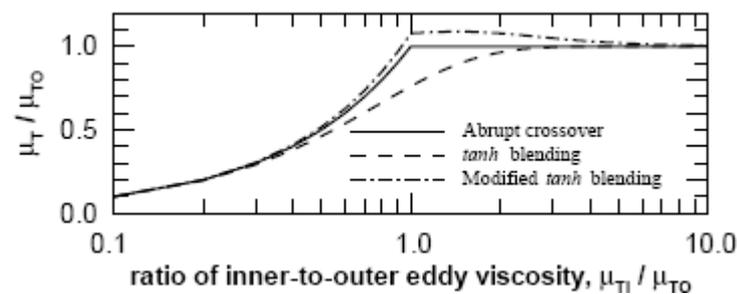


*Fig. 3.24 Contours de la viscosité cinématique turbulente modèles standard  $k-\varepsilon$  à gauche Realizable  $k-\varepsilon$  à droite.*

Cette interprétation n'est pas fondée sur une théorie généralisée. Donc, il faut surtout se concentrer sur la formulation mathématique de la viscosité turbulente, c'est-à-dire revoir l'équation (2.4.3).

D'après Sveningsson et Davidson (2003), comme la viscosité cinématique turbulente n'est pas gouvernée par une équation de transport c'est le tenseur de déformation qui est dominant. Ceci révèle immédiatement où ce paramètre est indiqué c'est-à-dire au bord de fuite.

Selon Giel, et *al*, (1999) l'écoulement est Eulérien dans la région en dehors de la couche limite d'après la figure (3.25).



*Fig. 3.25 Comparaison de différentes approches de la viscosité turbulente Giel et al, (1999)*

L'augmentation de la viscosité turbulente dans l'écoulement moyen n'est pas adaptable à ce genre d'écoulements figure (3.24).

D'après vicente et *al*, (1999), le modèle  $k-\varepsilon$  surestime la viscosité turbulente dans la région du bord d'attaque.

Le coefficient  $C_\mu$  dans le modèle realizable n'est plus constant, il est fonction du tenseur de déformation moyen, des taux de rotation, de la vitesse angulaire du système en rotation et des paramètres de la turbulence ( $k$  et  $\varepsilon$ ). Dans ce cas d'étude les taux de rotation, la vitesse

angulaire du système de rotation ne sont pris en compte. La dépendance est réduite au tenseur de déformation et les paramètres  $k$  et  $\varepsilon$ .

La figure (3.26) donne le rapport  $\nu_t/\nu$  (viscosité turbulente normalisée) pour les deux modèles.

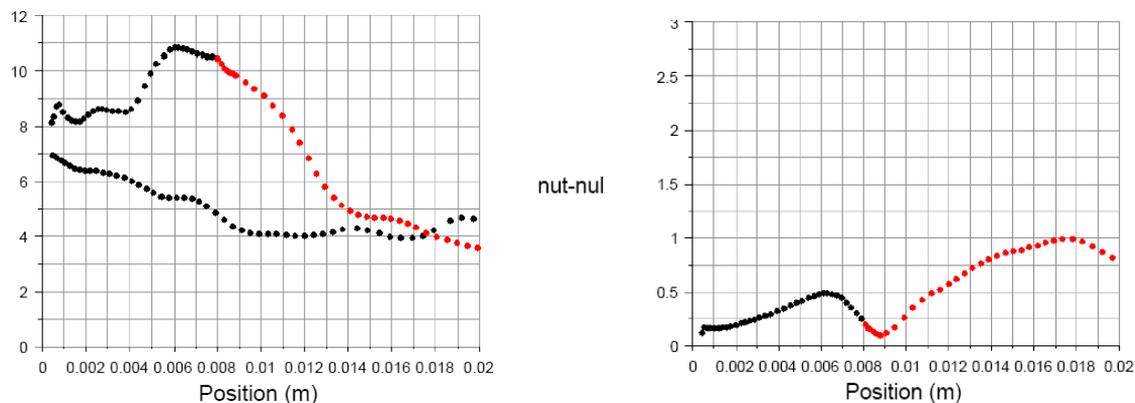


Fig. 3.26 Profils de  $\nu_t/\nu$ : modèles  $k-\varepsilon$  à gauche, Realizable  $k-\varepsilon$  à droite

La figure (3.26) montre que pour le modèle  $k-\varepsilon$ , la viscosité turbulente est de onze fois la viscosité laminaire au point de stagnation. L'effet de la realizabilité réduit le rapport jusqu'à 1. Comme pour le cas de l'énergie cinétique turbulente, la realizabilité a un effet remarquable sur la viscosité cinématique turbulente.

### 3.2.4 Production de l'énergie cinétique turbulente

D'après l'équation (2.4.12) la production de l'énergie cinétique turbulente est directement proportionnelle au produit de la viscosité cinématique turbulente et au carré du tenseur de déformation donné par l'équation (2.4.2). Cette production est due essentiellement aux gradients de la vitesse moyenne. Les figures (3.27) & (3.28) indiquent les contours de la production de l'énergie cinétique turbulente pour les modèles standard  $k-\varepsilon$  et le *realizable*. D'après ces résultats, elle est localisée au bord de fuite spécialement au point de séparation du côté de l'intrados où l'onde de choc prend naissance.

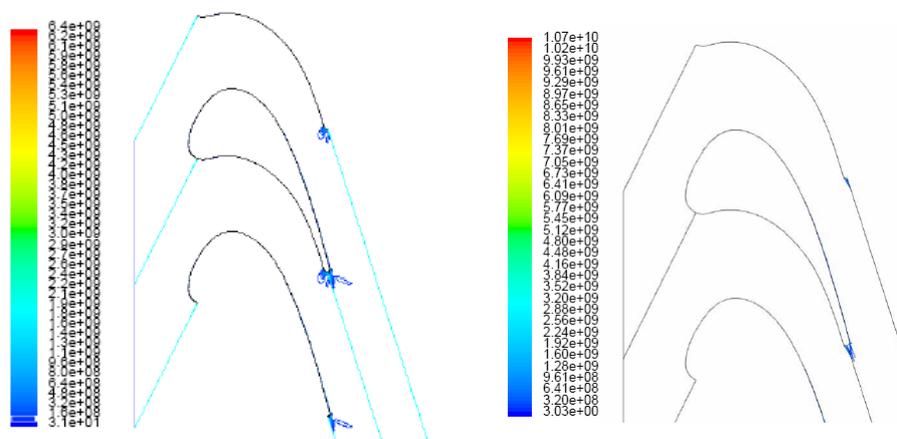
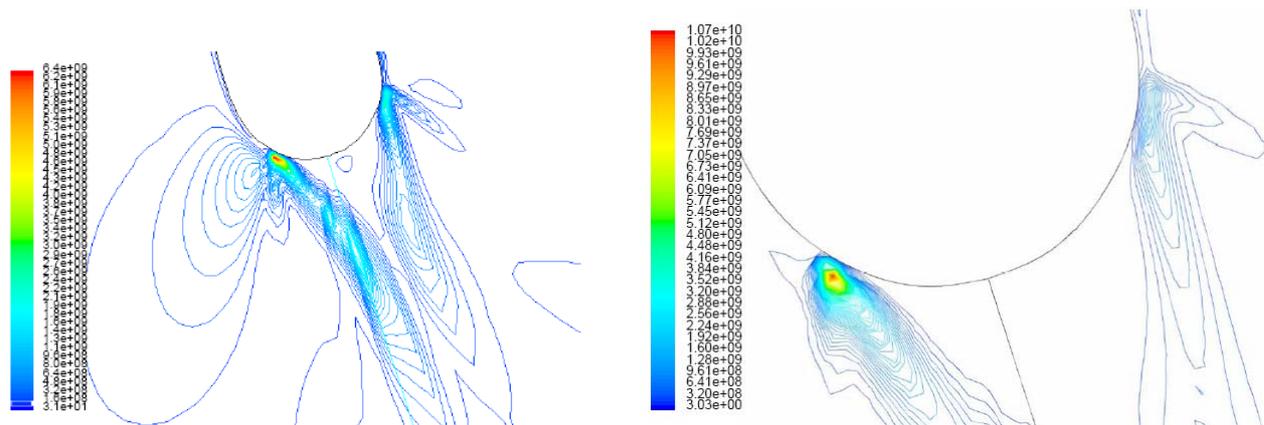


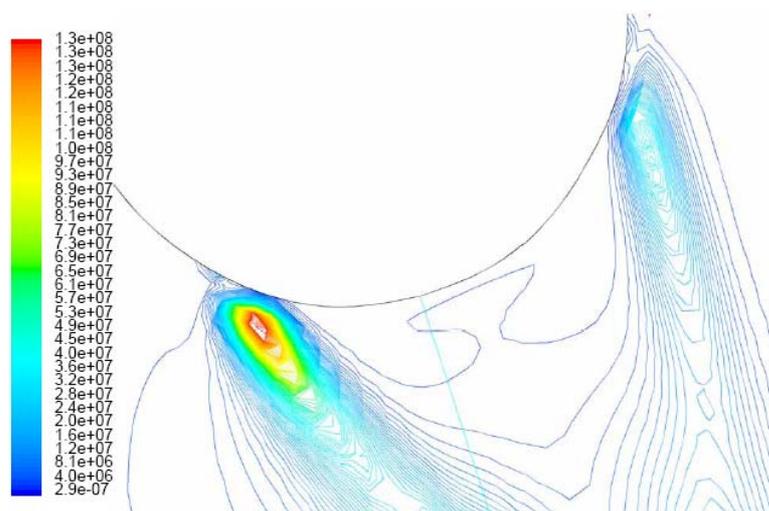
Fig. 3.27 Contours de la Production de l'énergie cinétique turbulente  $m^2/s^3$ .  
A gauche modèle  $k-\varepsilon$  et modèle Realizable  $k-\varepsilon$  à droite.



*Fig.3.28 Contours de la Production de l'énergie cinétique turbulente au bord de fuite. Modèle  $k-\epsilon$  à gauche et le Realizable  $k-\epsilon$  à droite (Détails des tracés de la figure (3.27)).*

### 3.2.5 Influence de la compressibilité sur la turbulence

Généralement pour les écoulements au nombre de Mach élevé, la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle « Dilatation dissipation ». Dans l'équation (2.4.4) nous remarquons qu'un terme  $Y_M$  est additionné dans l'équation de  $k$  afin de ne pas négliger ces effets. Ce terme est défini dans au § 4.3 chapitre 2.



*Fig. 3.29 Contours de la dilatation dissipation au bord de fuite.*

Vu les grandeurs numériques indiquées dans la figure (3.29) et qui sont de l'ordre de  $1 \times 10^8$ , elles sont nettement inférieures à celles déterminées par la production de l'énergie cinétique turbulente, qui sont de l'ordre de  $1 \times 10^{10}$  voir la figure (3.28). Dans l'équation (2.4.11) de transport pour  $k$  (énergie cinétique turbulente) le paramètre  $Y_M$  n'a aucune influence. Nous

pouvons donc conclure que la compressibilité n'affecte pas la turbulence pour notre cas d'étude.

**Conclusion:**

Une comparaison des différents modèles de turbulence, avec l'expérience a été exposée. Pour cette étude, nous nous sommes appuyés sur différents travaux dans le cadre de la modélisation et de la simulation des écoulements transsoniques dans les passages inter-aubes. Différents facteurs permettant de juger de la supériorité des modèles non linéaires sur les modèles standards ont été ensuite exposés justifiant ainsi le choix et la sélection du modèle adéquat avec lequel l'étude sera poursuivie.

Les modèles standards  $k-\varepsilon$  ou tout autre modèle  $k-\varepsilon$  traditionnel basé sur la modélisation de l'équation du taux de dissipation  $\varepsilon$  ont présenté une défaillance au point de stagnation.

L'anomalie est bien connue quand il s'agit d'un écoulement autour d'un obstacle (round-jet anomaly) *Fluent*, (2001)

Comme le modèle réalisable  $k-\varepsilon$  a été établi dans l'intention d'arranger ces défaillances, ses résultats étaient très satisfaisants pour notre cas d'étude.

Nous concluons que les modèles *Realizable*  $k-\varepsilon$  et le *RSM* sont les meilleurs pour prédire ce type d'écoulements.

## Chapitre 4

# Écoulement proche paroi

---

*Dans ce chapitre nous présentons les résultats de la simulation des caractéristiques de l'écoulement transsonique proche paroi, il est question de présenter l'évolution de la vitesse, de l'intensité de turbulence et la viscosité turbulente normalisée le long de l'extrados afin de localiser les zones laminaire et turbulente. En s'approchant au fur et à mesure de la région de l'onde de choc, les profils de vitesse indiquent une interaction de cette dernière avec la couche limite.*

---

### 4.1 Généralités sur les couches limites

Tout au long de ce chapitre, différents aspects phénoménologiques précis, relatifs aux écoulements de couche limites, seront abordés et illustrés par les résultats obtenus. Néanmoins, une partie de rappels des caractéristiques principales de ce type d'écoulement sera présentée.

#### 4.1.1 Traitements proche paroi pour les écoulements turbulents

Les écoulements turbulents sont très affectés par la présence des parois, aussi le champ des vitesses moyennes est affecté par les conditions de non glissement qui doivent être satisfaites aux parois. Très proche de la paroi, la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle quand l'encombrement de la cinématique réduit les fluctuations normales. En dehors de cette région la turbulence augmente rapidement par la production de l'énergie cinétique due aux larges gradients dans la vitesse moyenne. Une présentation précise de l'écoulement dans la région proche paroi détermine avec succès les prédictions des paroi-limites de l'écoulement turbulent.

Les modèles  $k-\varepsilon$  et le  $RSM$ , sont principalement valables au cœur turbulent (c.à.d., l'écoulement dans les régions légèrement loin des parois). La considération doit donc être donnée quant à la façon de rendre ces modèles appropriés aux écoulements paroi-limites. Les modèles Spalart-Allmaras et  $k-\omega$  ont été conçus pour être appliqués dans toute la couche limite, à condition que la résolution de maille de proche-paroi soit suffisante.

De nombreuses expériences ont prouvé que la région de proche-paroi peut être en grande partie subdivisée en trois couches figure (4.1). Dans la sous couche visqueuse, l'écoulement est presque laminaire et la viscosité (moléculaire) joue un rôle dominant dans le transfert de chaleur ou de masse. Dans la couche externe, appelée couche turbulente, la turbulence joue un rôle important. En conclusion, il y a une région intermédiaire appelée couche tampon où les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont également importants. La figure suivante illustre ces régions subdivisées de la proche-paroi.

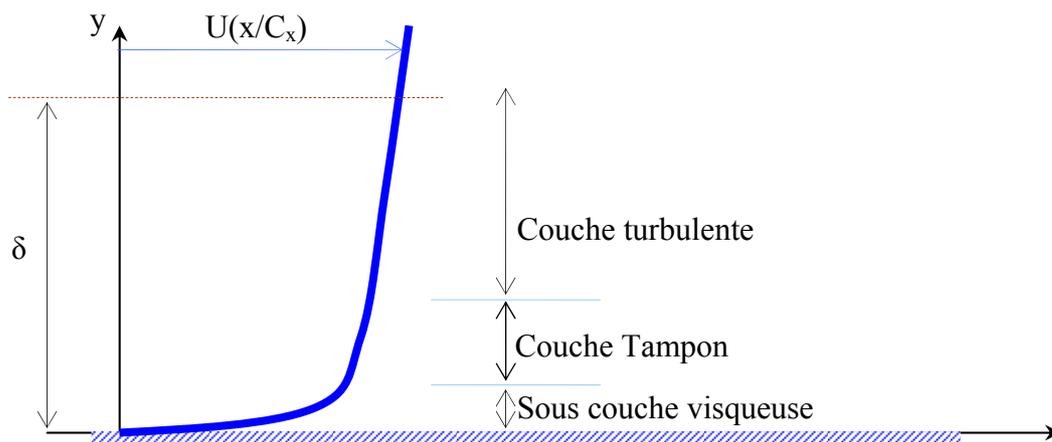


Fig. 4.1 Profil de la vitesse près de la paroi

#### Sous couche visqueuse

Puisque c'est la viscosité qui l'emporte sur la turbulence, la loi de paroi nous permet d'écrire :

$$u^+ = \frac{U}{U_\tau} = f\left(\frac{yU_\tau}{\nu}\right) = f(y^+) \quad (4.1)$$

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (4.2)$$

$\tau_p$  : Contrainte à la paroi définie par :

$$\tau_p = \mu \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (4.3)$$

La relation  $u^+ = f(y^+)$  est applicable jusqu'à une distance adimensionnelle de la paroi «  $y^+ = 30$  ». Pour une distance très proche de la paroi  $0 \leq y^+ \leq 5$ , nous aurons  $u^+ = y^+$

#### Couche Tampon

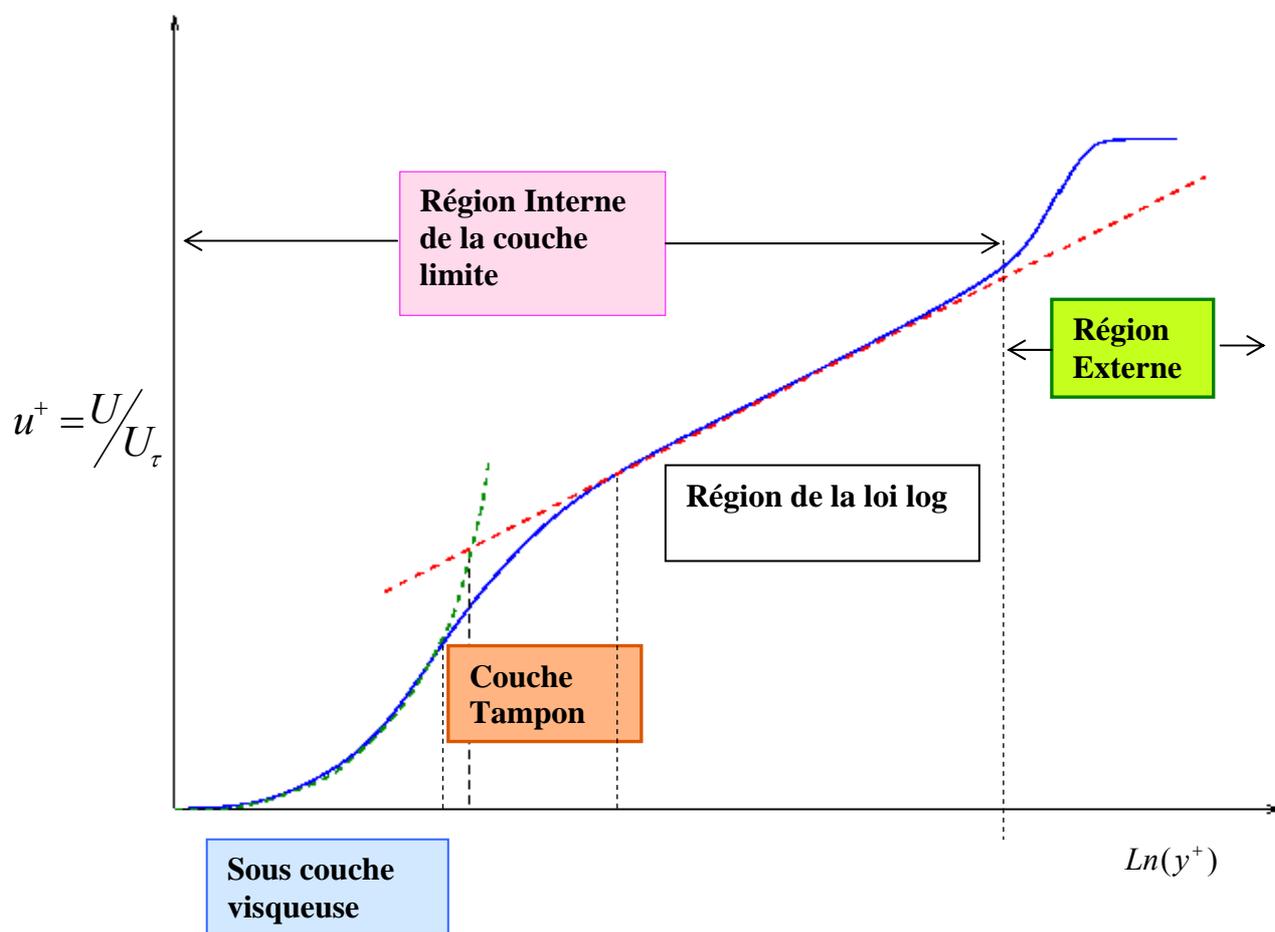
Dans cette région la couche entièrement turbulente et la sous couche visqueuse se mélangent et les contraintes visqueuses ont la même grandeur que les contraintes turbulentes.

### Couche de la loi Logarithmique

Dans cette région la couche limite obéit à une loi logarithmique d'où le nom de « couche logarithmique »

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (4.4)$$

Où  $k$  : constante de Von- Karman tel que  $k=0.41$ ,  $B = 5,5$  pour les écoulements turbulents limités par des parois lisses. Pour les parois rugueuses, cette constante diminue jusqu'à 5, cette loi est valable pour  $30 \leq y^+ \leq 500$



*Fig. 4.2 Subdivision expérimentale de la région proche-paroi.*

### Couche externe

Dans cette zone la viscosité moléculaire n'aura pas une influence sur l'écoulement et la vitesse est fonction de la distance à la paroi et de l'épaisseur de la couche limite turbulente :

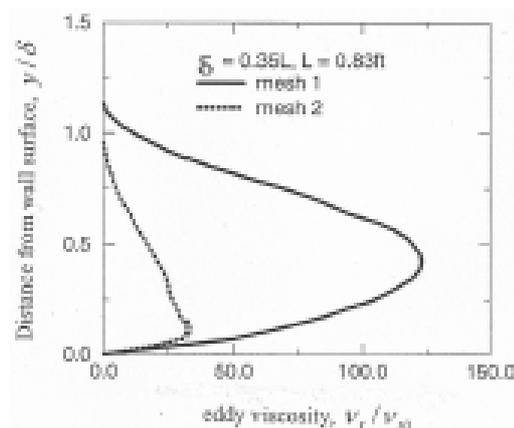
$$\frac{U_{\max} - U(y)}{U_{\tau}} = \frac{1}{k} \left( \frac{y}{\delta} \right) + A \quad (4.5)$$

A étant une constante,  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite. Elle obéit à la loi de sillage et elle est valable à partir de  $y^+ = 500$ .

#### 4.2 Analyse des paramètres de l'écoulement proche paroi

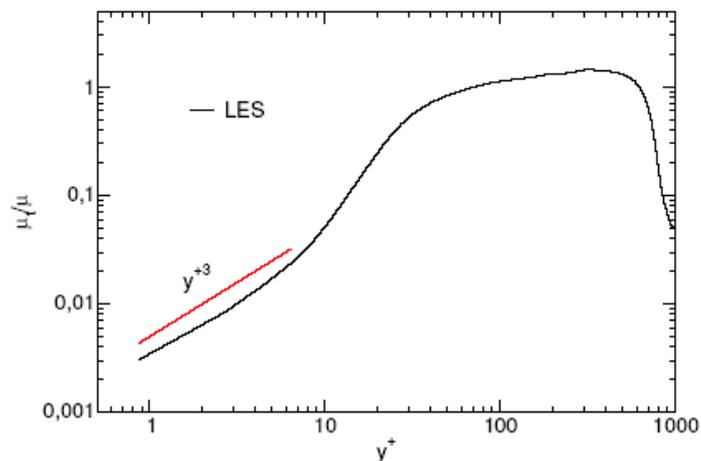
Les facteurs primaires affectant les paramètres de l'écoulement dans la zone proche paroi et par la même la distinction des différentes régions (laminaire, turbulente) sont :

- Effets du nombre de Reynolds,
- Effets de l'intensité de turbulence,
- Effets du nombre de Mach Walsh et al, (2004),
- Les critères de Mayle, (1991) et Abu Ghannam, (1980),
- Les pressions Adverses.
- Concernant le taux de viscosité turbulente  $\frac{\mu_t}{\mu}$  c'est seulement Wang, (2005) qui a présenté le tracé des résultats. Il a trouvé un max allant jusqu'à 125 pour un Reynolds de l'écoulement libre à une certaine position correspondant à  $5 \times 10^6$  et un coefficient de frottement égal à 0.003 indiquant un écoulement turbulent complètement développé.



*Fig.4.3 Profils de la viscosité turbulente normalisée dans la couche limite  $x/L = 21$   
Wang, (2005).*

Pour une simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents supersoniques Samuel Dubos, (2005), a montré l'évolution du rapport des viscosités dans la couche limite. Il a été observé que le maximum de ce rapport est de 1.5 ce qui est modéré d'après son interprétation. De plus il a noté que ce maximum est atteint dans la zone logarithmique, pour  $y^+=300$  et que près de la paroi une décroissance proche d'une loi en  $y^{+3}$ , similaire à celle observée pour une turbulence incompressible à viscosité constante est respectée.



*Fig.4.4 Evolution du rapport de la viscosité turbulente à la viscosité moléculaire, Samuel Dubos, (2005).*

#### 4.2.1 Effets du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds a été considéré pour un nombre d'années, comme étant le paramètre fondamental associé au commencement de la transition. Cependant, pour plusieurs cas le nombre de Reynolds critique est utilisé pour prédire si l'écoulement est laminaire ou turbulent. Quelques situations donnant les nombres de Reynolds critiques pour lesquels l'écoulement peut être considéré complètement développé sont:

$Re_D = 2000$	écoulements dans les conduites
$Re_L = 5 \times 10^5$	écoulements sur une plaque plane.
$Re_x = 3,5 \times 10^5$	écoulements dans les turbines à gaz

Il a été reconnu cependant, que les simples corrélations ne pourront jamais prédire d'une manière précise le point de distinction des différentes régions sur des formes assez courbées et que le nombre de Reynolds pour ce genre de formes n'a pas d'historique, Walsh et al, (2004). Cependant, plusieurs numériciens ont appliqués l'approche de corrélation du début de transition en utilisant le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la quantité de

mouvement. Puisque des désagréments existent quand à la valeur critique du nombre de Reynolds au point de transition, tous les auteurs convoient que l'augmentation du nombre de Reynolds résulte d'une transition précoce le long de la surface d'étude, Walsh et *al*, (2004).

#### **4.2.2 Effets de l'intensité de turbulence**

Plusieurs recherches se sont principalement intéressées à la détermination du processus physique par lequel l'écoulement libre affecte la couche limite laminaire. Plusieurs de ces recherches ont échouées sous le terme « Réceptivité » qui décrit le taux d'interaction de la couche limite laminaire avec l'écoulement libre turbulent.

Le fait que l'intensité de turbulence a un effet direct sur la transition du laminaire au turbulent, elle a été l'objet de plusieurs études expérimentales, Abu-Ghannam et Shaw, (1980) Roach et Brierley, (1990) et Mayle, (1991). Roach et Brierley ont clairement montré à partir des mesures effectuées que les fluctuations existent dans la couche laminaire dans la zone pré-transition en la présence de l'écoulement libre turbulent. A partir de ces mesures Mayle et Schulz, (1997) ont noté qu'une intensité de turbulence supérieure à 10% peut exister dans la couche limite laminaire avec un écoulement turbulent libre de 2-3% de  $T_u$ . Ce phénomène a été connu pour plusieurs années avec un nombre de modèles ayant été proposés pour résoudre les écoulements dans la couche limite laminaire avec un écoulement libre turbulent. Les données de Roach et Brierley ,(1990) ont indiqué que le profil de la vitesse moyenne est aussi affecté par l'écoulement turbulent libre. Volvino et Simon, (2000) ont aussi montré que ces fluctuations ont une influence sur les profils de la vitesse moyenne.

La compréhension des effets de  $T_u$  sur les couches limites laminaires ont fait l'objet de plusieurs investigations expérimentales et numériques, Toute fois, toutes les données expérimentales ont indiquées que l'augmentation de  $T_u$  déplace le point de transition vers l'amont Abu-Ghannam et Shaw, (1980), Roach et Brierley, (1990), Mayle, (1991) et Walsh, (2002).

#### **4.2.3 Effet du nombre de Mach**

Après une analyse des données, Narasimha, (1985) conclu que beaucoup de travaux sont à exiger avant que l'effet du nombre de Mach sur la transition soit totalement compris, il proposa la corrélation donnant l'effet du nombre de Mach sur le point de transition pour  $0.2 \leq Ma \leq 2.4$  et pour  $T_u$  de l'ordre de 0.1 - 3% dans l'écoulement libre.

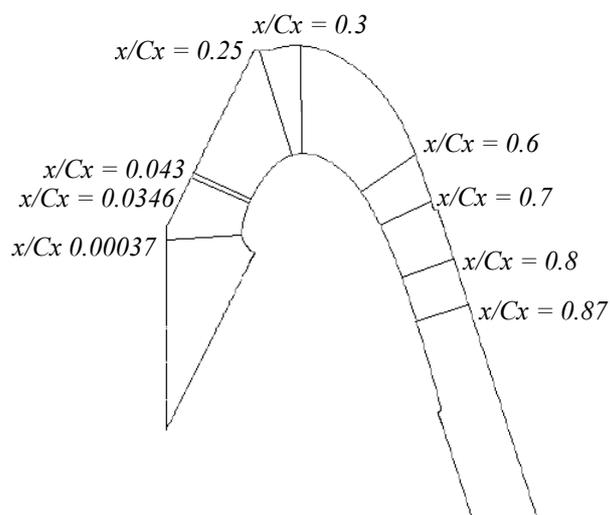
$$Re_{st} \propto \sqrt{1 + 0.38 Ma^{0.6}} \quad (4.6)$$

Narasimha a trouvé que l'effet du nombre de Mach retarde le point de transition. Schook et Steenhoven, (1998) a trouvé que le point de commencement de la transition  $Re_{st}$  est inférieur a celui trouvé par Mayle pour une categorie d'écoulements incompressibles. Walsh, (2002) a trouvé une concordance raisonnable avec les corrélations de Mayle pour un nombre de Mach de l'ordre de 1.

Il est à noter que la transition dans les écoulements compressibles est très compliquée par une possible interaction d'onde de choc avec la couche limite qui promet une transition précoce. Walsh et *al*, (2004).

### 4.3 Résultats

Afin de voir l'évolution des paramètres de l'écoulement des repérages de différentes positions sur l'extrados ont été effectués.



*Fig. 4.5 Repérage des différentes positions sur l'extrados.*

#### 4.3.1 Zone de Stagnation

La figure (4.6) montre les profils des vitesses entre le point de stagnation et  $x/C_x = 0.00037$ . A partir du point de stagnation, la couche limite se développe avec un accroissement de la vitesse. Le fluide s'accélère en commençant par une vitesse de  $10 \text{ m/s}$ . Le Reynolds est de l'ordre de  $10^5$ .

Le modèle utilisé est le *realizable k-ε* pour le cas  $l(Re_{Cx,in}=1.10^6, T_u=0.25 \%$  et  $Ma_{ex}=1.3)$

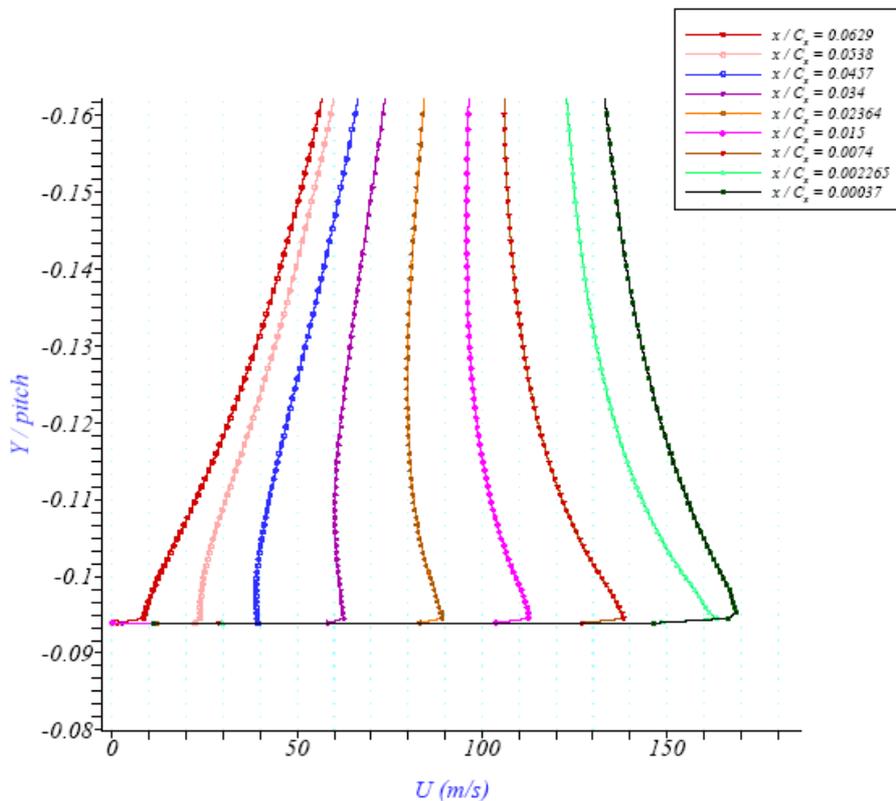


Fig. 4.6 Profils de vitesse. Zone de Stagnation.

La figure (4.7) présente l'intensité de turbulence en (%) pour  $x/C_x = 0,00037$ . Une comparaison a été faite entre les modèles *Realizable k-ε* et le *RSM*. Les résultats indiquent que le modèle *realizable k-ε* n'élimine pas tout à fait les anomalies au point de stagnation.

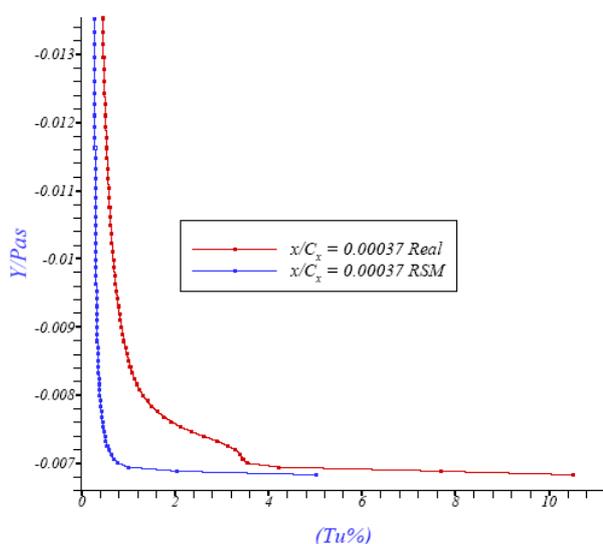
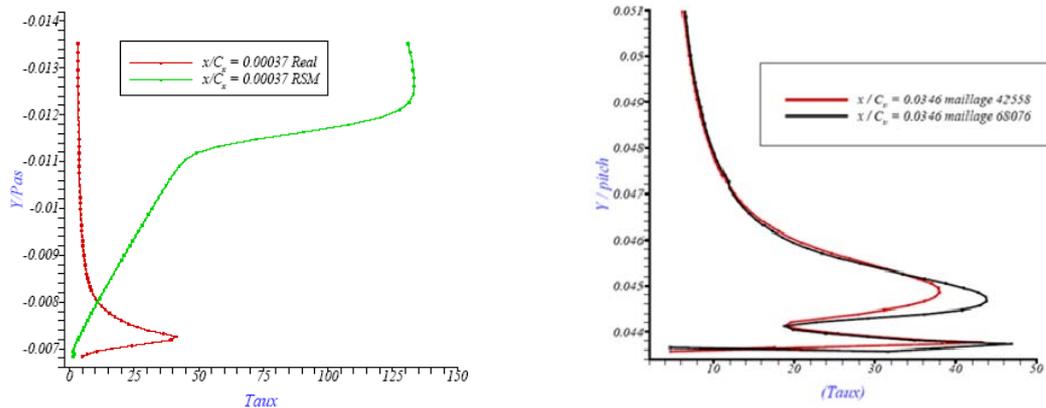


Fig. 4.7 Profils de l'intensité de turbulence pour les modèles de turbulence *Realizable k-ε* et *RSM*.

La figure (4.8) montre la comparaison des profils de la viscosité turbulente normalisée pour les modèles de turbulence *Realizable k-ε* et le RSM pour  $x/C_x = 0,00037$ . Nous remarquons que le modèle *Realizable* donne une valeur maximale dans la zone visqueuse et tend vers zéro en dehors de cette région ce qui donne un écoulement Eulérien en dehors de la couche limite. Le modèle *RSM* n'indique pas ce phénomène.



*Fig.4.8 Profils du rapport  $\mu_t/\mu$  : pour les modèles Realizable k-ε et RSM (à gauche). Maillage (à droite).*

Dans cette zone, le rapport des viscosités est important,  $\mu_t/\mu \approx 40$ , valeur qui paraît non physique. Les anomalies au point de stagnation, ont fait que la valeur de la viscosité turbulente soit surestimée, et ceci à cause de deux facteurs, Bassu et *al*, (2005).

1-Le modèle de turbulence figure (4.8 à gauche)

2- Le maillage figure (4.8 à droite)

Bassu et *al*, (2006) ont utilisé 4 modèles à fermeture pour réduire la viscosité turbulente. Les modèles DES, Hybrid RANS, LES et PANS.

Pour résoudre ce problème Giel, et *al*, (1999) ont utilisé le modèle de turbulence algébrique « two-layer algebraic turbulence model » décrit par Chima et *al*, (1993) il a modifié le terme  $F_{\mu to}$  dans la formule qui donnait la viscosité turbulente initialement proposée par Chima (voir figure (3.25) chapitre 3), la formule utilisée est :

$$\mu_t = F \mu_{T_o} \tanh\left(\frac{\mu_{T_i}}{\mu_{T_o}}\right) \quad (4.7)$$

Les souscrits  $T_o$  et  $T_i$  indiquent l'intérieur et l'extérieur de la couche limite

$$\text{Par : } F = \sqrt{1.0 + \min\left(\frac{\mu_{T_i}}{\mu_{T_o}}\right)^2, \left(\frac{\mu_{T_o}}{\mu_{T_i}}\right)^2} \quad (4.8)$$

### 4.3.2 Zone 1 ( $0,0346 \leq x/C_x \leq 0,048$ )

Pour notre interprétation nous nous sommes basés sur les travaux de Skoda et al, (2007).

Les figures (4.9 et 4.10) indiquent respectivement les profils des vitesses et de l'intensité de la turbulence. Dans cette zone la vitesse augmente plus ou moins.

Généralement, l'état de l'écoulement extérieur est caractérisé par le taux de turbulence. La figure (4.10) montre que  $T_u$  tend vers zéro en dehors de la zone proche paroi pour indiquer que la vitesse fluctuante est faible devant la vitesse moyenne.

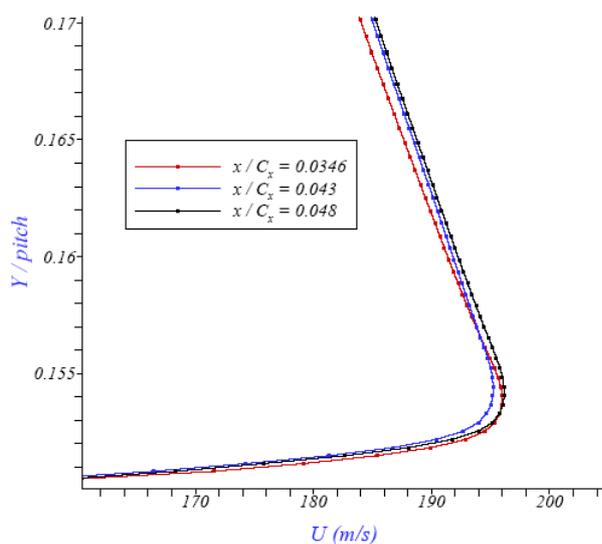


Fig. 4.9 Profils de vitesses.

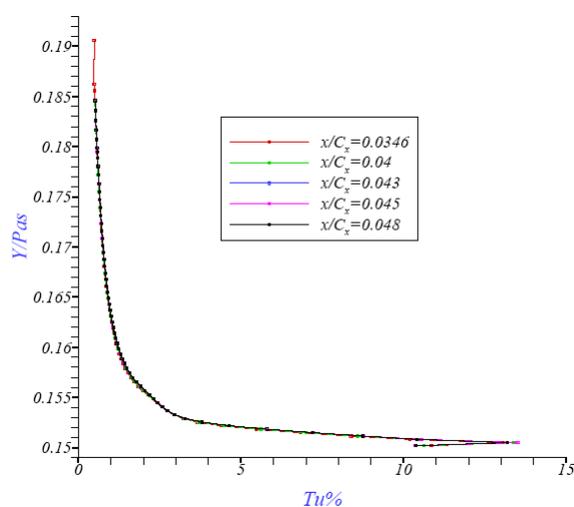


Fig. 4.10 Profils de l'intensité de turbulence. Modèle réalisable  $k-\epsilon$ .

Malgré l'utilisation de la condition du traitement proche paroi (near wall treatment), pour  $y^+ < 30$  figure (2.13) le saut des paramètres turbulents demeure toujours. La majorité des modèles  $k-\epsilon$  et  $RSM$  ont des difficultés à prédire l'écoulement proche paroi *Fluent*, (2001).

D'après Skoda et al, (2007), pour les modèles à bas nombre de Reynolds, une fonction empirique de réduction est introduite pour forcer le comportement approprié de la viscosité tourbillonnaire dans la zone proche-paroi. Ici, Skoda fait allusion à l'équation (4.7).

Une autre remarque à faire, est que l'intensité de turbulence  $T_u$  est constante dans cette région.

Le nombre de Reynolds calculé pour chaque position indique :

$$\begin{aligned} Re &= 3,1 \times 10^5 && \text{pour} && x/C_x = 0,0346. \\ Re &= 3,5 \times 10^5 && \text{pour} && x/C_x = 0,043. \\ Re &= 4,3 \times 10^5 && \text{pour} && x/C_x = 0,048. \end{aligned}$$

### 4.3.3. Zone 2 ( $0,129 \leq x/C_x \leq 0,224$ )

La vitesse augmente le long du sens de l'écoulement figure (4.11). Les anomalies du point de stagnation sont transmises à l'aval figure (4.12). De même pour les paramètres turbulents dans la région proche paroi figure (4.12), indiquant les profils de l'intensité de turbulence pour les deux modèles de turbulence *Realizable k-ε* et le *RSM*.

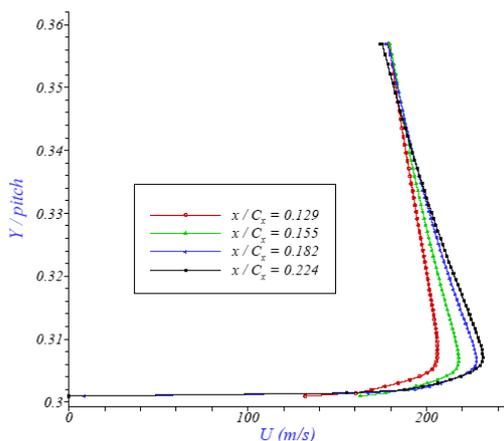


Fig. 4.11 Profils de vitesse.  
Accroissement de vitesse.

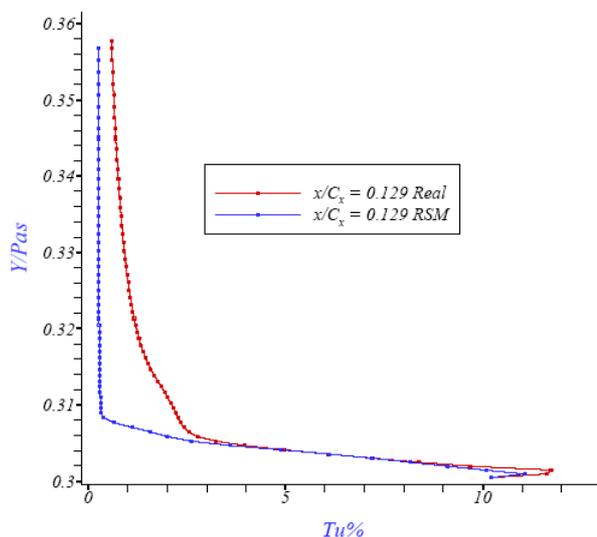


Fig. 4.12 Profils de  $T_u$ :  $x/C_x = 0,129$  pour les modèles *realizable k-ε* et *RSM*.

La figure (4.13) montre que l'intensité de turbulence augmente au fur et à mesure que la vitesse augmente figure (4.11).

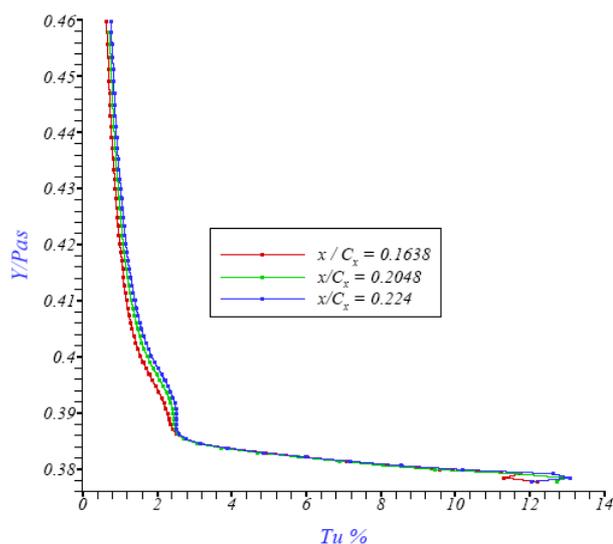


Fig. 4.13 Profils de  $T_u$  pour  $x/C_x = 0,164-0,224$ . Modèle *realizable k-ε*.

Le nombre de Reynolds calculé pour chaque position indique :

$$Re = 1,1 \times 10^6 \quad \text{pour} \quad x/C_x = 0,1077$$

$$Re = 1,3 \times 10^6 \quad \text{pour} \quad x/C_x = 0,129$$

$$Re = 2,6 \times 10^6 \quad \text{pour} \quad x/C_x = 0,235$$

#### 4.3.4 Zone 3 ( $0,245 \leq x/C_x \leq 0,45$ )

Dans cette zone, la pression augmente (figure 3.14, chap.3) et la vitesse est affectée par cet accroissement. La figure (4.15) montre la vitesse qui diminue suivant le sens de l'écoulement à partir de  $x/C_x = 0,245$ .

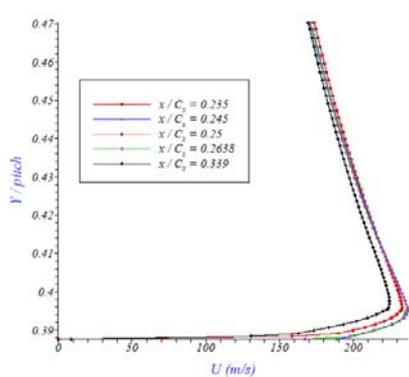


Fig. 4.14 Profils de vitesse.

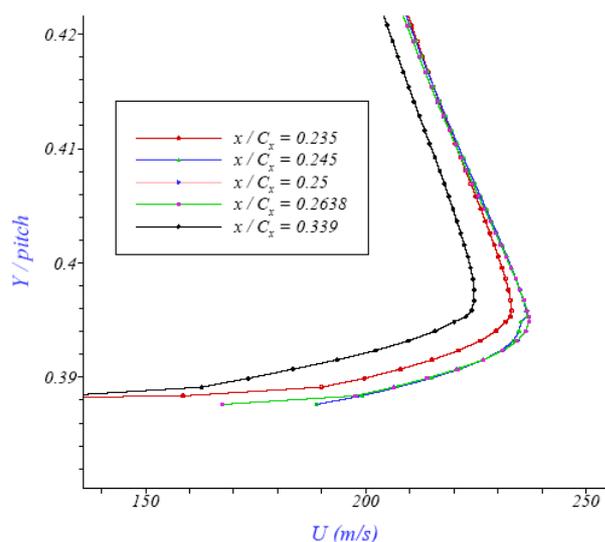


Fig. 4.15 Agrandissement de la figure (4.14).

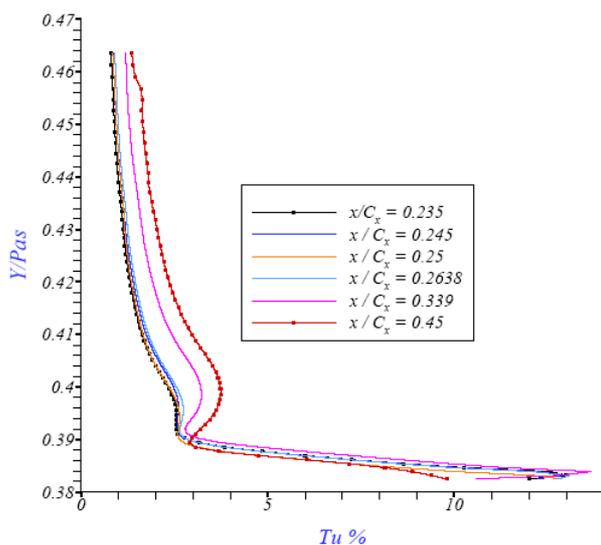


Fig. 4.16 Profils de l'intensité de turbulence:  $x/C_x = 0,235-0,45$ .  
Modèle réalisable  $k-\epsilon$ .

L'intensité de turbulence augmente dans la région de l'écoulement libre malgré la diminution de la vitesse dans cette région.

Le nombre de Reynolds calculé est de l'ordre de :  $3 \times 10^6$ , pour  $x/C_x = 0,25$ .

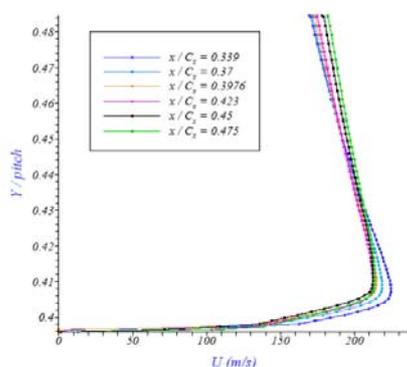


Fig. 4.17 Profils de vitesse.

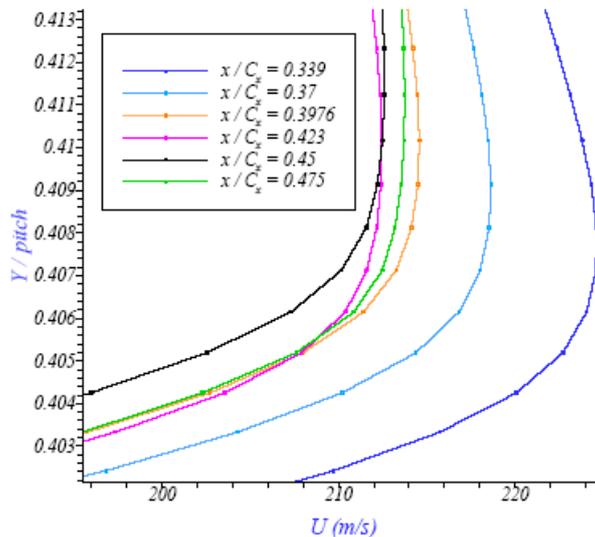


Fig. 4.18 Zoom de la figure (4.17).

La vitesse diminue jusqu'à  $x/C_x = 0,45$  où elle ré-augmente figure (4.17) et (4.18).  $T_u$  augmente au fur et à mesure.

#### 4.3.5 Zone 4 ( $0,475 \leq x/C_x \leq 0,615$ )

La figure (4.19) indique une augmentation de vitesse, l'allure des courbes montre que l'écoulement est complètement développé, la pente des courbes diminue au fur et à mesure. Le profil pour  $x/C_x = 0,7$  correspond au Mach égal à 1.

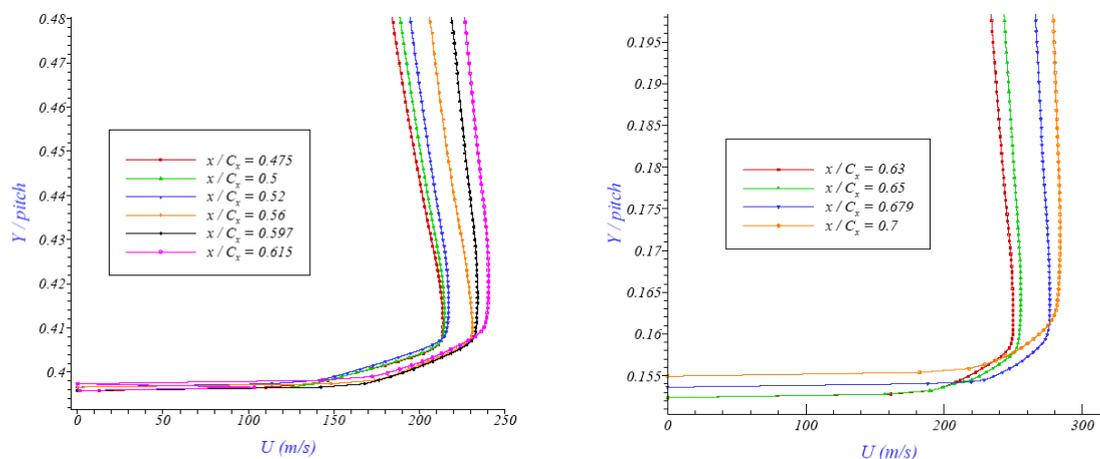
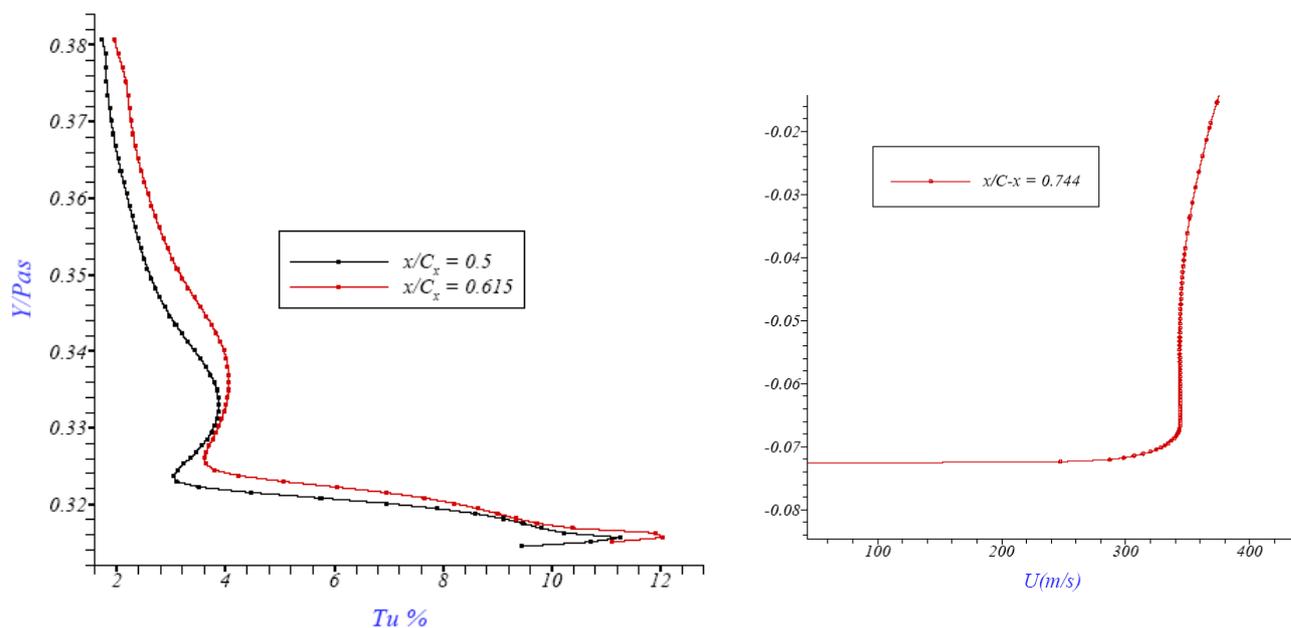


Fig. 4.19 Profils de vitesse : Zone (stable) d'augmentation de vitesse.

La figure (4.20) montre que l'intensité de turbulence augmente dans cette zone.



*Fig. 4.20 Profils de  $T_u$  pour  $x/C_x = 0,5-0,615$   
Modèle Realizable  $k-\varepsilon$  et Profil de vitesse dans la zone transsonique.*

Le modèle *realizable  $k-\varepsilon$*  ne permet pas de localiser précisément les régions laminaire, transitoire et turbulente du fait qu'il n'est pas conçu pour ce genre d'études.

Comme c'est le mode de transition « Bypass » qui domine dans ce genre d'écoulements et puisque le point de commencement de cette région est influencé par l'écoulement libre, Les paramètres déterminés ne nous ont pas aidés à localiser à peu près ce point.

La première pensée, est que le point de transition se situe au début de la région où le gradient de pression est positif c.à.d.  $x/C_x = 0,245$ . Mais d'après Giel, « les valeurs élevés du nombre de Reynolds à l'entrée incitent une transition assez précoce à l'amont de la région des pressions adverses » Tab. (4.1). De faibles suppositions nous ont incitées à vérifier les constatations expérimentales de Giel.

- 1- Le calcul du nombre de Reynolds  $Re = 3.5 \times 10^5$  pour  $x/C_x = 0,043$ , cette valeur correspond au Reynolds critique pour les turbines à gaz.
- 2- Le voisinage du point à partir duquel les modèles standards s'éloignent de l'expérimental (voir figure 3.14 Chp. 3.)

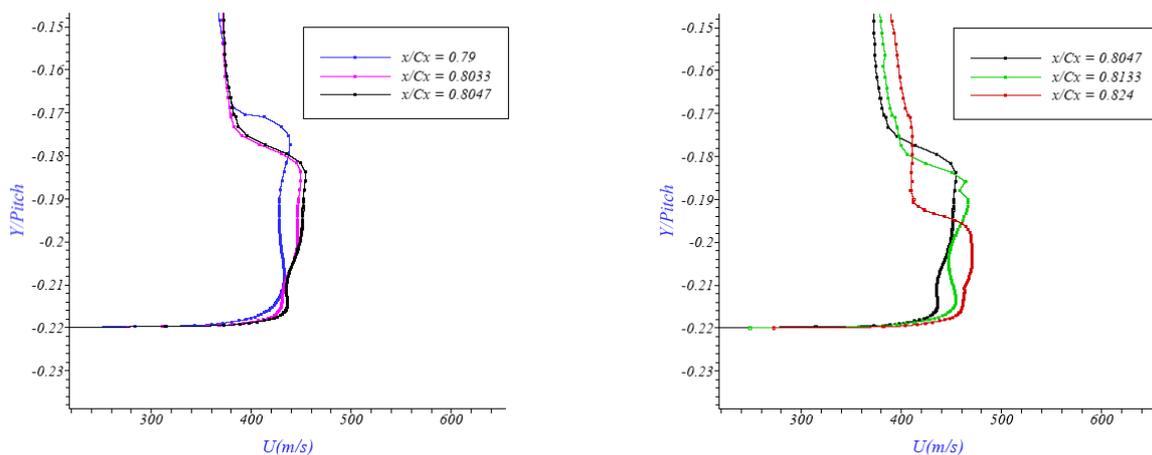
Reste à dire que ces suppositions sont très pauvres pour localiser le commencement de la transition. Le tableau (4.1) confirme les résultats expérimentaux et les constatations de plusieurs auteurs, qui disent que l'augmentation de  $T_u$  déplace le point de transition vers l'amont. Abu-Ghannam et Shaw, (1980), Roach et Brierley, (1990), Mayle, (1991) et Walsh, (2002).

<i>Reynolds à l'entrée</i>	<i>Degré de <math>T_u</math> à l'entrée</i>	<i>Commencement de la transition</i>
$Re = 0,5 \times 10^6$	$T_u = 7\%$	$x/C_x = 0,02$
	$T_u = 0,5\%$	$x/C_x = 0,355$
$Re = 1 \times 10^6$	$T_u = 7\%$	$x/C_x = 0,0$
	$T_u = 0,25\%$	$x/C_x = 0,043$

Tab. (4.1) Détermination expérimentale du point de transition Giel et al, (1999).

#### 4.4 Interaction de l'onde de choc avec la couche limite

Selon Schlichting, (2000), si la vitesse de l'écoulement libre est supersonique, une onde de choc peut se produire, il y'a cependant une forte interaction locale entre l'onde de choc et la couche limite. C'est un processus d'une grande importance pratique dans les écoulements transsoniques.



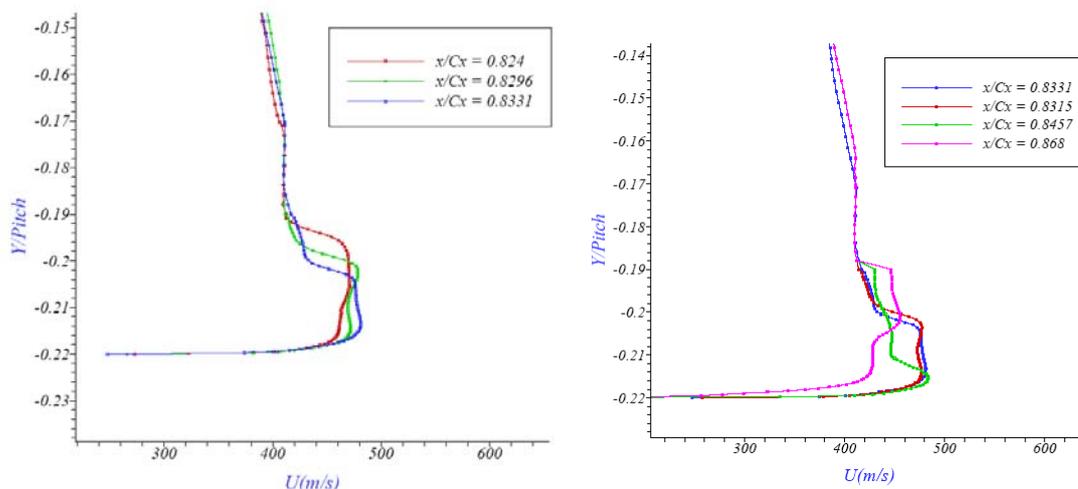


Fig. 4.21 Profils de la vitesse dans la zone transsonique.

Les figures (4.21) montrent les profils de la vitesse pour la région transsonique, nous remarquons que la forme change complètement. Les quatre premières figures montrent l'évolution de la vitesse le long de  $x$  dans la région de l'onde de choc.

La figure (4.22) rassemble les profils de vitesse dans la zone de l'onde de choc.

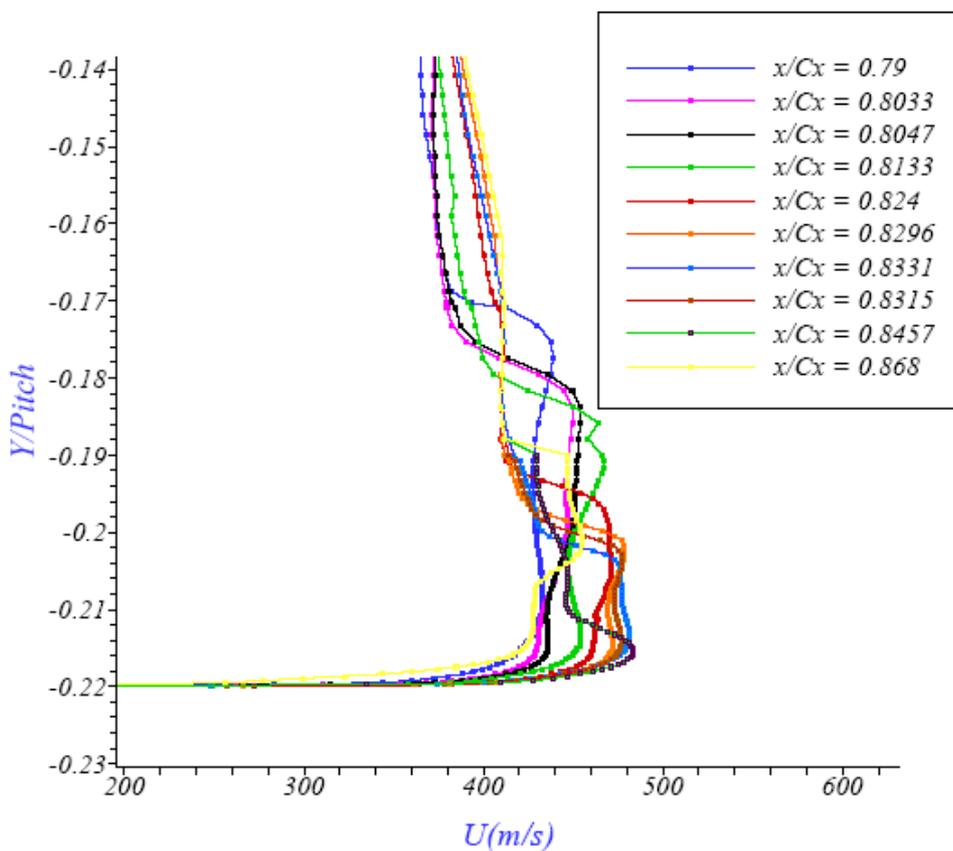


Fig. 4.22 Profils de vitesses dans la zone de l'onde de choc.

En pratique, on se trouve souvent confronté au problème de l'impact d'une onde de choc sur une paroi solide. En fluide parfait, la réponse est facile à deviner. En effet, il a été vu qu'au passage d'une onde de choc oblique, l'écoulement était dévié vers le plan de celle-ci. Puisque la paroi impose que la composante normale de la vitesse soit nulle, il a été déduit qu'au point d'impact, l'onde de choc est réfléchi de telle sorte que la nouvelle déviation de l'écoulement annule celle subie au passage de l'onde incidente, comme le schématise la partie gauche de la figure (4.23)

En fluide réel, le tableau précédent est modifié par la viscosité du fluide figure (4.23) partie droite. Cette dernière se manifeste à un grand nombre de Reynolds est dans la région proche paroi c.à.d. couche limite, c'est dans cette région que se fait l'arrêt du fluide Chassaing, (2000), figure (4.24). Quand l'onde incidente rencontre la couche limite, elle provoque une forte augmentation de pression. L'onde réfléchi ne prend plus naissance directement au point d'impact à la paroi, mais en un point décalé vers l'écoulement.

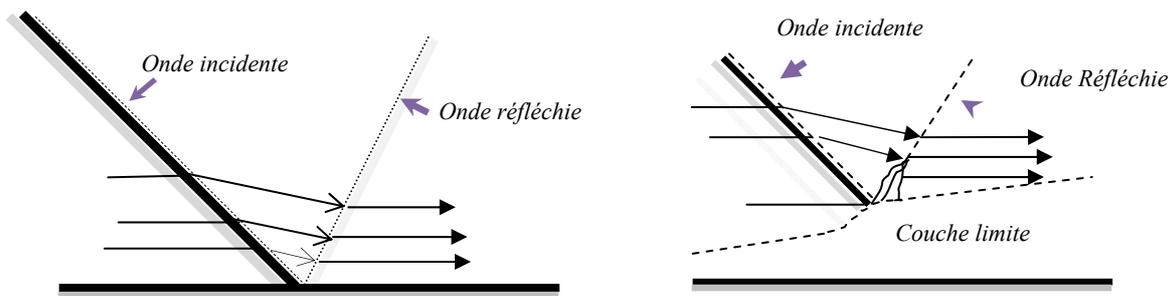


Fig. 4.23 Réflexion de l'onde de choc : Fluide parfait à gauche, Fluide réel à droite Chassaing (2000).

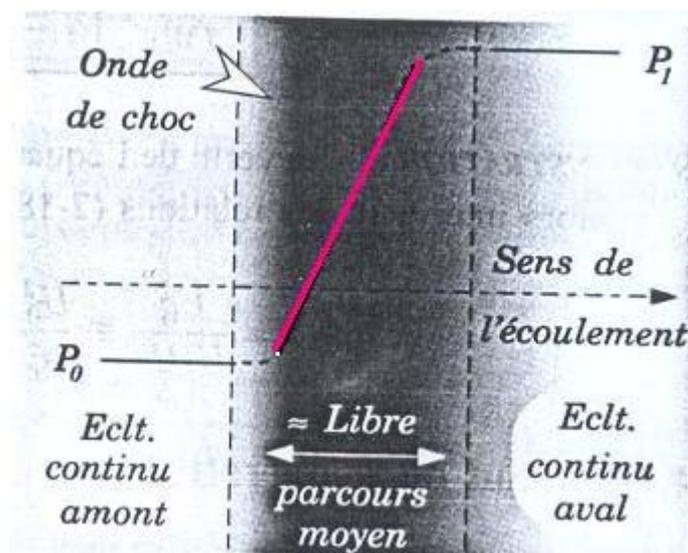
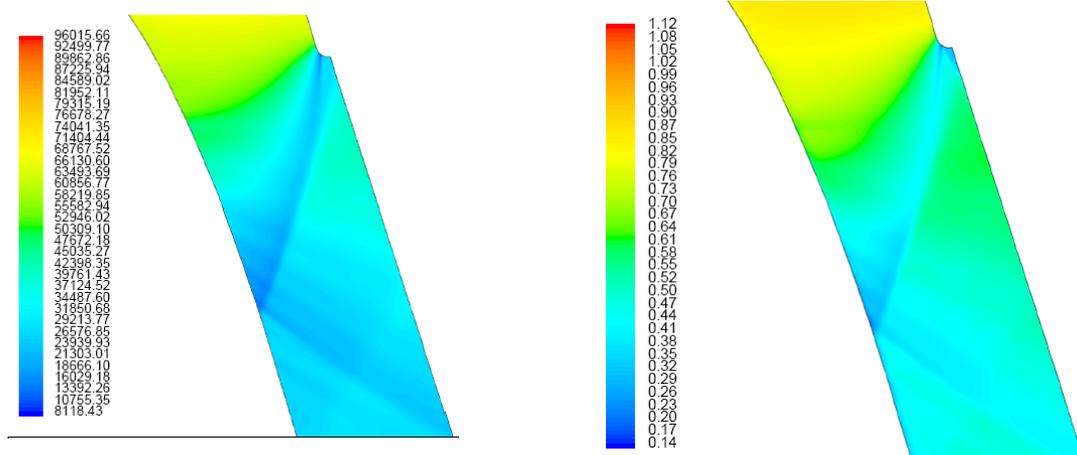


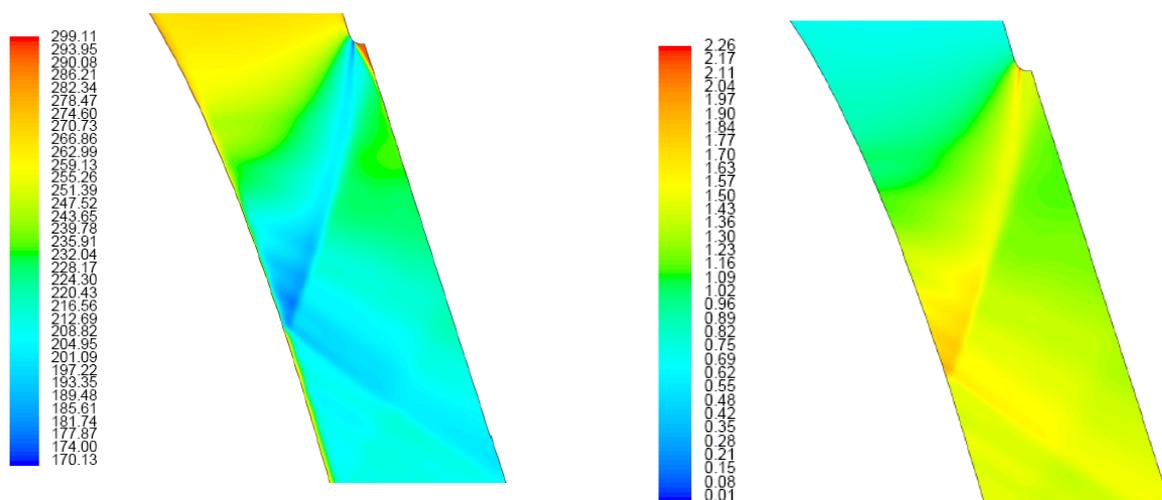
Fig. 4.24 Schématisation macroscopique du saut de pression à travers une onde de choc Chassaing, (2000)

Ce phénomène a été trouvé dans plusieurs applications pratiques comme les ailes des hélicoptères, les rotors dans l'industrie aérospatiale et les turbomachines. La Compréhension et la simulation de la physique de ces écoulements complexes associés avec ce type de configurations sont cruciales. Cependant, beaucoup d'efforts ont été investis dans l'expérimentation et dans les calculs. Dans les décennies passées, avec les avancements dans le domaine du C.F.D. des progrès substantiels ont été faits, en particulier avec la solution numérique des équations de Navier-Stokes à travers laquelle beaucoup de détails ont été obtenus. Toutefois, la simulation numérique des interactions couche limite/onde de choc ont mené à de faibles concordances avec l'expérience, spécialement quand les écoulements turbulents existent et une large zone de séparation se produit.

Cette partie de l'étude traite l'écoulement transsonique dans la zone en amont du bord de fuite (Accélération du fluide avec une diminution dans sa pression), les caractéristiques sont représentées dans le chapitre (3). Nous nous intéressons à une interaction onde de choc/couche limite turbulente en effectuant des simulations numériques et des comparaisons avec des résultats d'essais Giel et *al*, (1996). Pour comprendre le phénomène nous nous sommes basés sur la détermination des contours (iso) de la densité et du nombre de Mach isentropique.



*Fig.4.25 Isobares et isochores respectivement dans la zone de l'onde de choc*

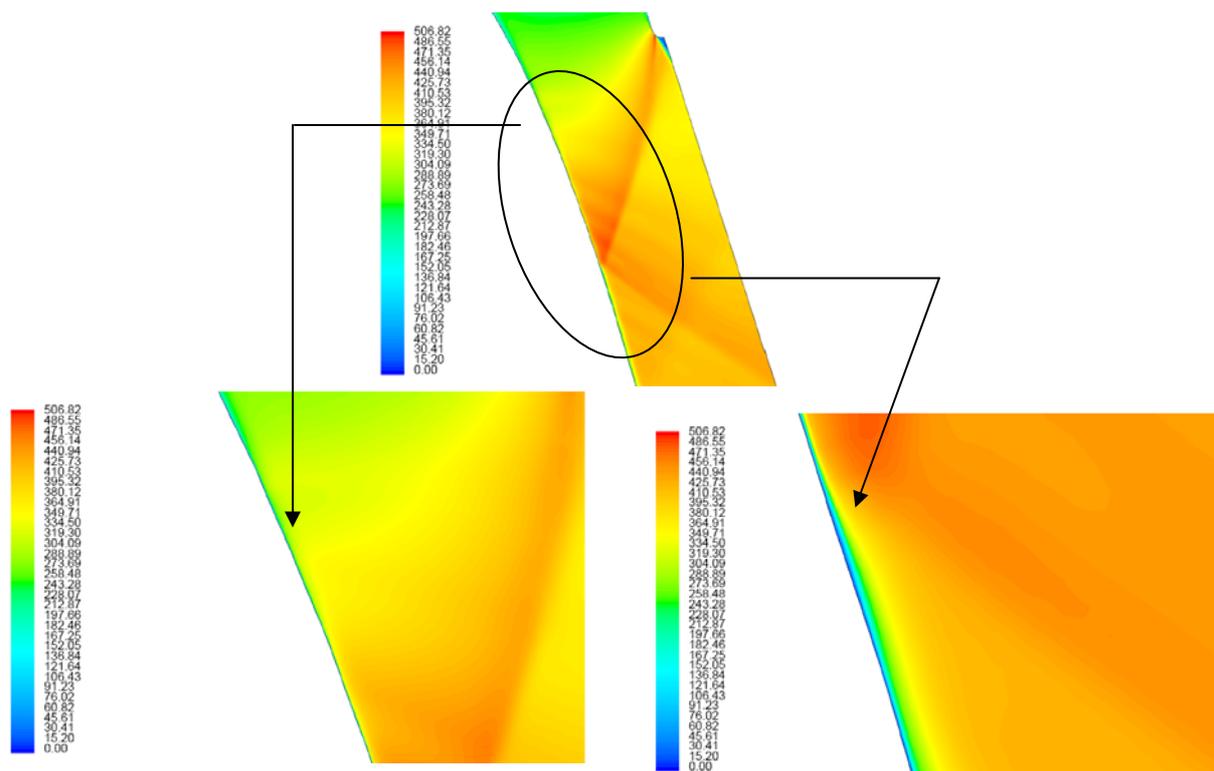


*Fig.4.26 Contours de la température statique et du nombre de Mach isentropique respectivement dans la zone de l'onde de choc.*

Les figures (4.25) et (4.26) montrent l'apparition d'une onde de choc oblique juste au point de séparation de l'écoulement au bord de fuite coté intrados. Cette onde incidente vient rencontrer la couche limite provoquant une augmentation de la pression (Gradient de pression adverse) associée avec une réflexion résultant un choc en « lamda » ( $\lambda$ ).

D'après Pagella et *al*, (2002), l'interaction onde de choc/couche limite cause des effets indésirables comme le pic local de la température statique, des charges aérodynamiques élevées plus une forte résistance. Quand il s'agit d'un choc fort, il y'aurait lieu d'une séparation de couche limite, ce qui n'est pas notre cas.

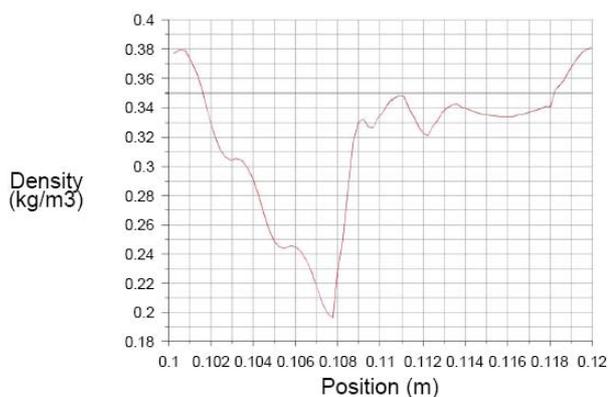
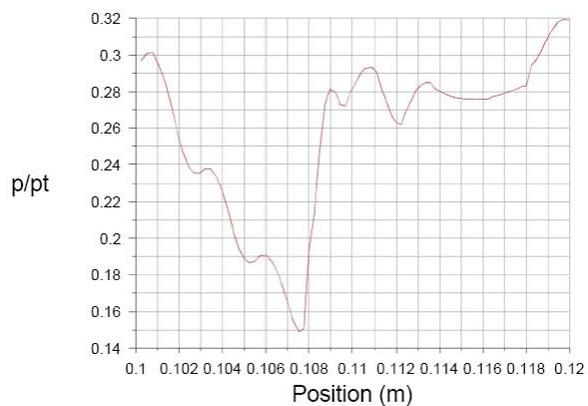
L'augmentation de la pression engendre des ondes de compression, l'onde incidente pénètre dans la couche limite provoquant un système d'ondes en expansion puis elle est réfléchi, cette pénétration provoque une augmentation de l'épaisseur de la couche limite figure (4.27).

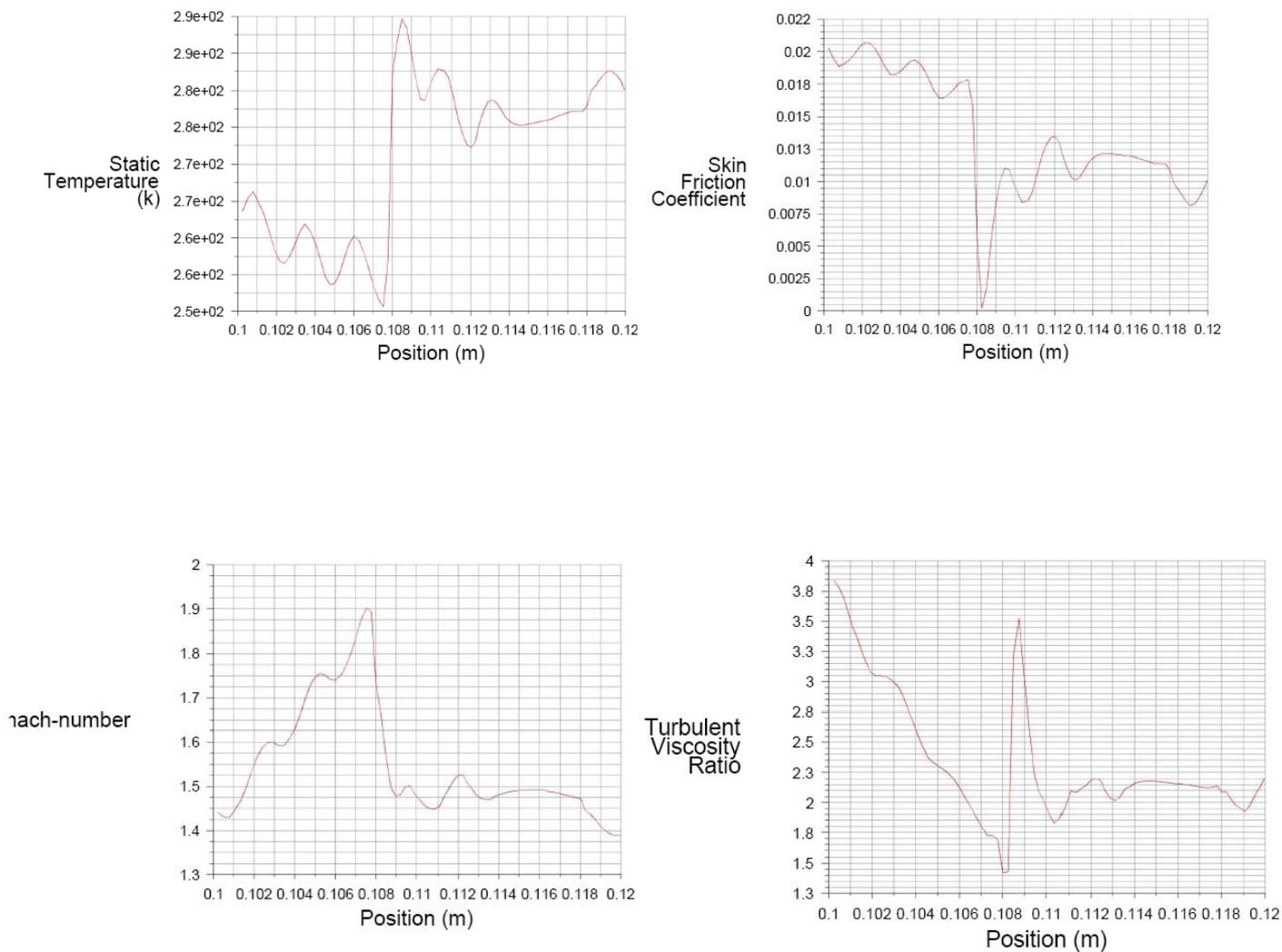


*Fig. 4.27 Iso vitesses dans la zone de l'onde de choc.*

Les figures (4.21) montrent aussi l'infiltration de l'onde de choc dans la couche limite.

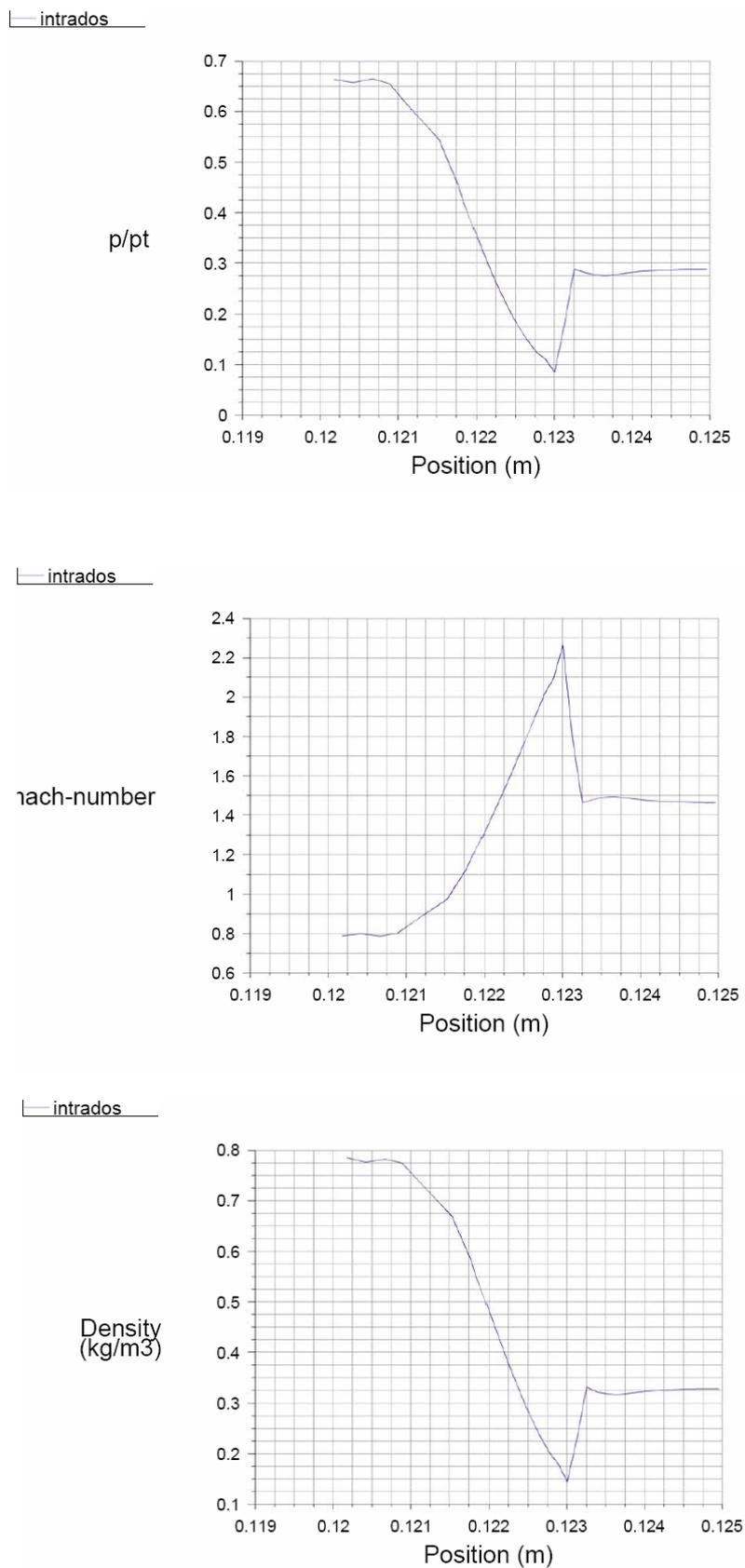
Le choc est caractérisé par un saut brusque de la pression, la densité et des autres variables de l'écoulement Mei et Guha, (2005), et Chassaing, (2000).





*Fig. 4.28 Saut des paramètres d'écoulement dans la zone de l'onde de choc, Coté extrados.*

Chaque paramètre subit un saut dans la région de l'onde de choc Figure (4.28). Ces tracés concernent la zone  $0,79 \leq x/C_x \leq 0,868$  coté extrados. La figure (4.29) indique le coté intrados.



*Fig. 4.29 Saut des paramètres d'écoulement dans la zone de l'onde de choc. Coté Intrados.*

**Conclusion :**

Une étude sur la région proche paroi a été faite, il a été question de déterminer les paramètres de l'écoulement dans cette région.

Tout d'abord la topologie moyenne de l'écoulement est retrouvée, l'accroissement de la vitesse le long de la paroi, sa diminution dans les régions des pressions adverses ...etc.

Les traçages des profils de  $T_u$  ont montré une forte intensité de turbulence dans la zone proche paroi, ceci est essentiellement du au modèle de turbulence qui surestime les paramètres de la turbulence dans cette région.

Une tentative a été faite dans le but de localiser les différentes régions régissant l'écoulement, mais la non disponibilité d'un modèle adéquat pour ce type d'étude a limité nos efforts.

Les caractéristiques d'un écoulement transsonique ont montré l'apparition d'une onde de choc faible qui interagit avec la couche limite puis se réfléchit sans décollement préalable.

## Chapitre 5

# Réflexion et non réflexion des C.A.L. aux frontières

---

*Une théorie unifiée pour la construction des conditions de frontières non réfléchies pour des états permanents et non permanents pour les équations d'Euler a été présentée par Michael B. Giles, (1989). Cette théorie permet d'effectuer des calculs sur des domaines sans la génération de réflexions non physiques des frontières limites. Cette théorie généralisée qui a été développée auparavant par des mathématiciens a été d'une grande efficacité pour la résolution des problèmes de turbomachines.*

---

### 5.1 Objectif

L'objectif par la formulation des conditions de la non réflexion est de prévoir de fausses et non physiques réflexions des frontières à l'entrée et à la sortie, de sorte que le champ d'écoulement calculé soit indépendant du lieu des frontières. Ceci mène à une plus grande exactitude et à une plus grande efficacité numérique.

Pour voir les effets de la réflexion et la non réflexion des frontières limites sur l'écoulement transsonique, une étude comparative entre les deux états va être présentée.

Les résultats des conditions de la non réflexion sont déterminés en se basant sur l'application des conditions aux limites « pressure far-field » à la sortie. C'est dernières consistent à imposer la pression statique, la température statique, l'angle de sortie et le nombre de Mach à la sortie.

Si les conditions aux limites imposées sont trop brutales, des ondes caractéristiques sont susceptibles de se réfléchir sur la sortie du domaine de calcul et venir dégrader la qualité de la simulation (Samuel Dubos), (2005). L'usage des conditions de non réflexion provoque encore des instabilités dans ces conditions. la solution c'est de procéder à une extrapolation des variables d'après le même auteur.

Les conditions far-field sont souvent appelées conditions aux limites caractéristiques, puisqu'elles utilisent les informations caractéristiques (invariantes de Riemann) pour déterminer les variables de l'écoulement aux frontières dont le développement est présenté pour des flux non visqueux dans Mei et Guha, (2005).

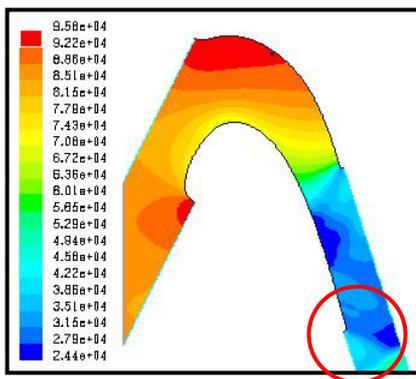
## 5.2 Résultats

Tous les résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus avec le modèle de turbulence *RNG k-ε* pour le rayon moyen et pour le cas 1.

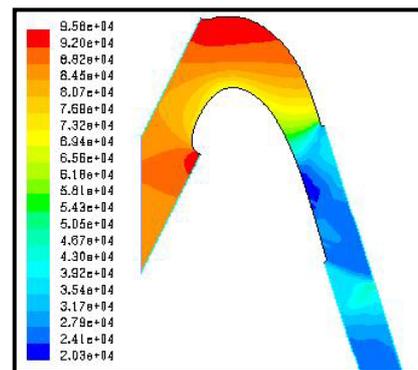
Comme il a été mentionné auparavant, l'objectif c'est de prévoir les réflexions non physiques causées par les calculs numériques venant des conditions aux limites à la sortie.

### 5.2.1 Maillage grossier 7500 nœuds

En premier lieu, la simulation est faite pour un maillage grossier quadratique (7500 nœuds) et irrégulier. Il fallait trouver la solution pour la réflexion de l'onde de choc qui est indiquée par la bande bleu pour les contours de pression et la rouge pour les contours du nombre de Mach isentropique qui commence juste au bord de fuite (coté extrados) puis se réfléchit vers le bas à droite.

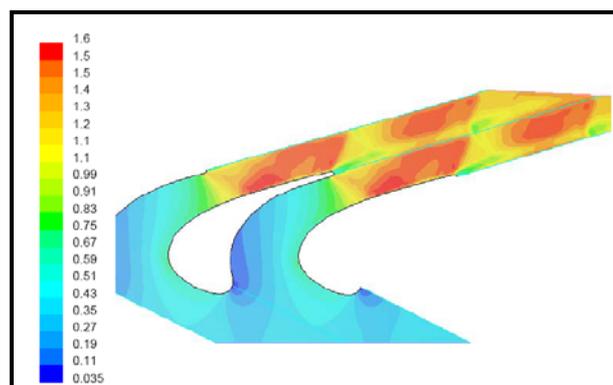


*Fig. 5.1* Contours de la pression statique. R.B.C.

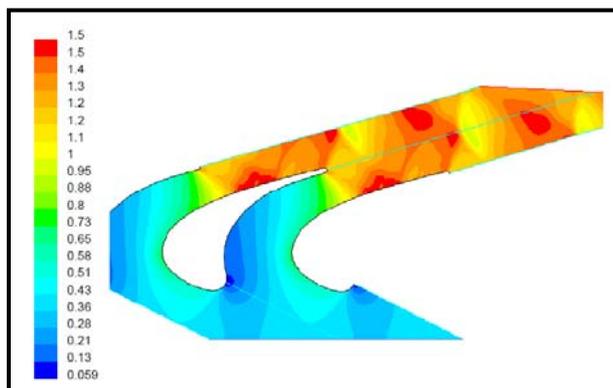


*Fig. 5.2* Contours de la pression statique. N. R. B. C.

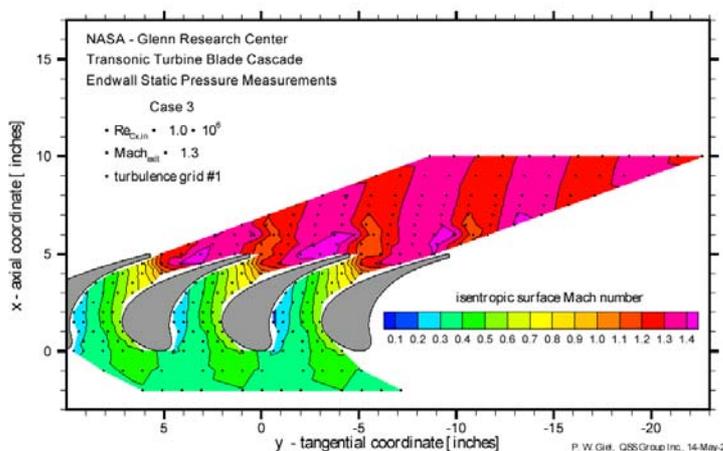
Les figures (5.1, 5.2) représentent les contours de la pression statique pour des conditions de réflexion à la sortie (R.B.C.) et de la non réflexion (N.R.B.C.) respectivement. La réflexion non physique est contournée par le cercle rouge. Même remarque faite pour les contours des nombres de Mach en les comparant avec les résultats expérimentaux. Nous pouvons dire que les résultats de la figure (5.3) sont à peu près conformes à ceux de la figure (5.5).



*Fig. 5.3* Contours du nombre de Mach isentropique. N.R. B. C.

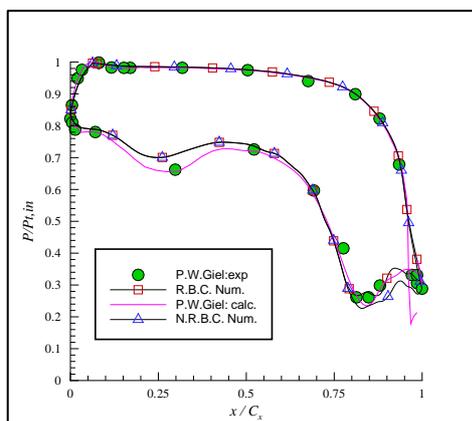


*Fig. 5.4 Contours du nombre de Mach isentropique. R. B. C.*



*Fig. 5.5 Contours du nombre de Mach Expérimental [Giel, 2001].*

La figure (5.6) montre la distribution de la pression autour de l'aube pour les deux conditions (R.B.C) et (N.R.B.C.). La seule différence entre les deux graphes réside dans la partie du bord de fuite comprise entre  $x/C_x = 0,75$  et  $x/C_x = 1$ . Nous pouvons remarquer que les résultats avec la réflexion sont meilleurs quand nous les comparons avec l'expérimental, mais ceux avec la non réflexion sont plus proches des résultats calculés de Giel (déterminés pour une étude tridimensionnelle) ( $x/C_x = 0,8 \sim 1$ ). Une oscillation erronée apparaît dans la courbe (R.B.C.) proche de la pression minimale pour  $x/C_x \sim 0,85$ , suivie, d'une élévation de la pression pour  $x/C_x \sim 0,9$ , qui n'est pas approuvée expérimentalement.



*Fig.5.6 Distribution de la pression statique. Comparaison R.B.C. et N.R.B.C. pour un maillage grossier.*

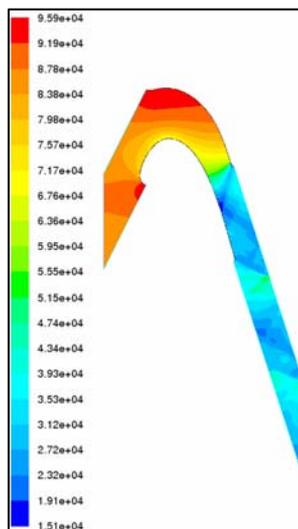
Tous les maillages de calcul que nous avons utilisé ont été générés par le mailleur Gambit. Le raffinement permet de capturer les détails nécessaires de l'écoulement que ce soit dans la couche limite ou en dehors de celle-ci.

Plusieurs tentatives sont appliquées dans la procédure du raffinement de maillage, pour une détection efficace de la position de l'onde de choc Mei et Guha, (2005). Le choc est caractérisé par un saut brusque dans la pression (voir chap. 4), la densité et d'autres variables de l'écoulement, cependant le gradient de densité est le mieux choisi pour indiquer la position de l'onde de choc.

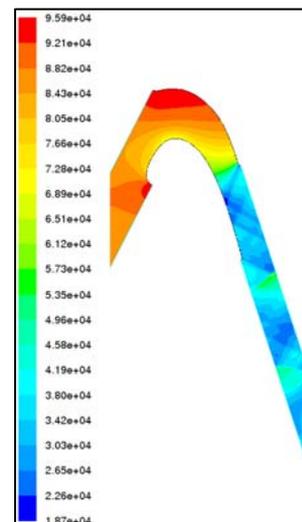
### 5.2.2 Maillage moyennement raffiné

Les effets de la réflexion et la non réflexion nous ont permis de voir avec ce maillage (24900 nœuds) d'autres phénomènes non physiques. La comparaison des figures (5.7 et 5.8) indique après raffinement du maillage, qu'en plus de la réflexion à l'aval du bord de fuite, une double réflexion de l'onde de choc apparaît à l'amont de ce dernier. Chose qui est aussi apparente dans la figure présentant les contours du nombre de Mach isentropique figure (5.10).

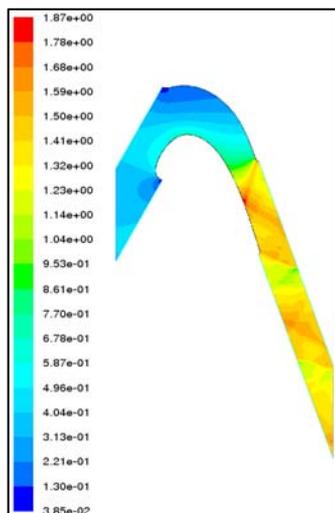
Nous remarquons qu'après raffinement, l'onde de choc est devenue plus fine comme le montre les figures. Au-delà de ce maillage l'indépendance est atteinte.



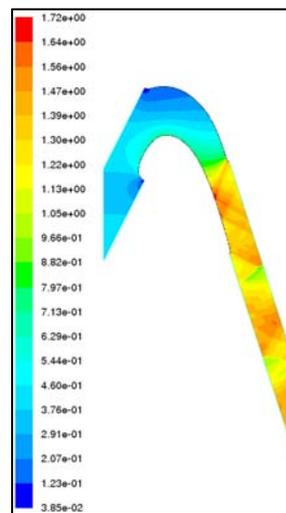
*Fig. 5.7 Contours de la pression statique. N.R.B.C.*



*Fig.5.8 Contours de la pression statique. R.B.C.*



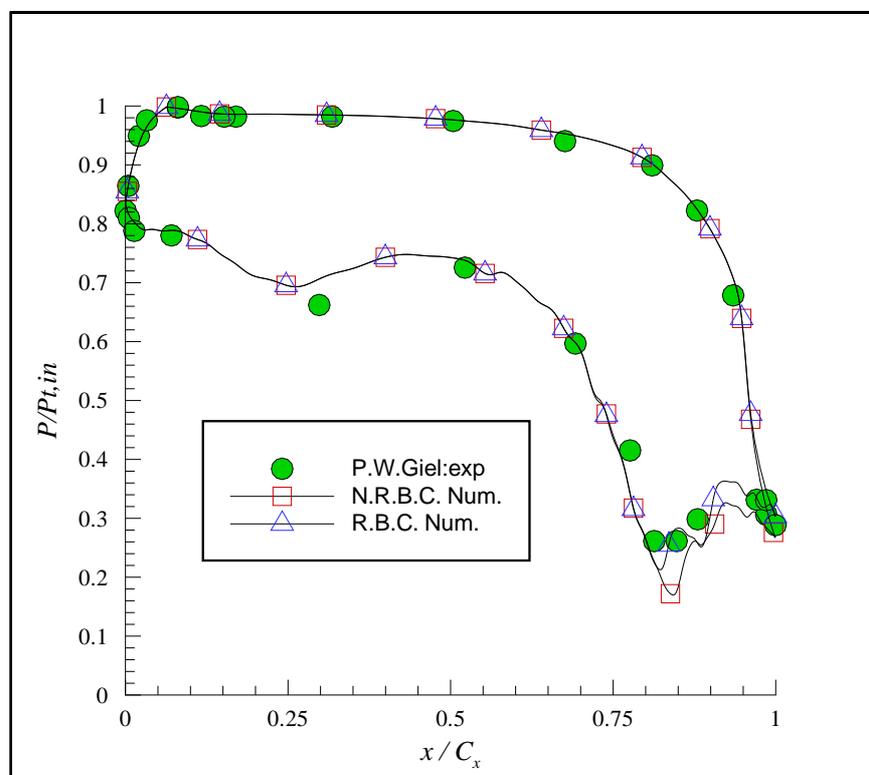
*Fig. 5.9 Contours du nombre de Mach isentropique. N.R.B.C.*



*Fig. 5.10 Contours du nombre de Mach isentropique. R.B.C.*

Dans la distribution de la pression autour de l'aube figure (5.11) nous pouvons voir la double onde de choc (détente) située à  $x/C_x \sim 0,95$ .

D'après Larsson, (1996), tous les modèles de turbulence donnent des oscillations au point de séparation au bord de fuite, chose qui est très difficile à éviter, cette oscillation apparaît dans la courbe de la non réflexion (N.R.B.C.)  $x/C_x \sim 0,95$ .



*Fig. 5.11. Distribution de la pression statique. : Comparaison entre R.B.C. & N.R.B.C. pour un maillage moyen.*

Ce maillage ne nous a pas permis de tirer toutes les informations nécessaires, par exemple le saut dans les variables de l'écoulement. Pour déterminer les informations concernant la zone proche paroi, un maillage plus raffiné est nécessaire.

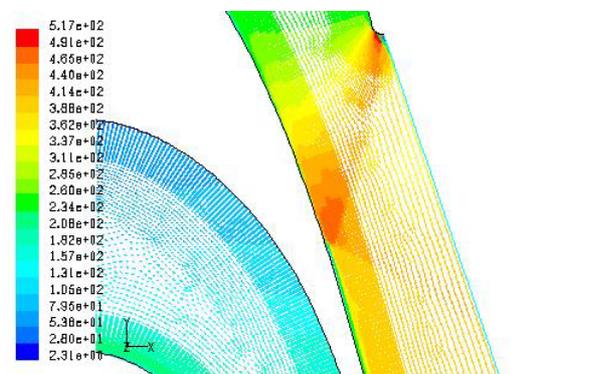
### 5.2.3 Maillage fin

Un maillage non structuré de type C de 42558 nœuds aussi appelé type couche limite qui consiste en un maillage régulier très proche de la paroi et irrégulier en dehors de celle-ci. Ce type de maillage nous permet d'avoir les informations nécessaires surtout dans la zone près de la paroi (Chap. 2).

#### 5.2.3.1 Effets de la Réflexion et la non réflexion sur la couche limite

Les figures suivantes montrent le champ des vecteurs vitesses juste après la réflexion de l'onde de choc faible. En suivant le sens des courbes figures (5.12-5.18), nous pouvons distinguer une séparation de l'écoulement juste après la réflexion.

Cette séparation est suivie d'un décollement. Ces figures sont présentées pour le cas de la réflexion des frontières (R.B.C.).



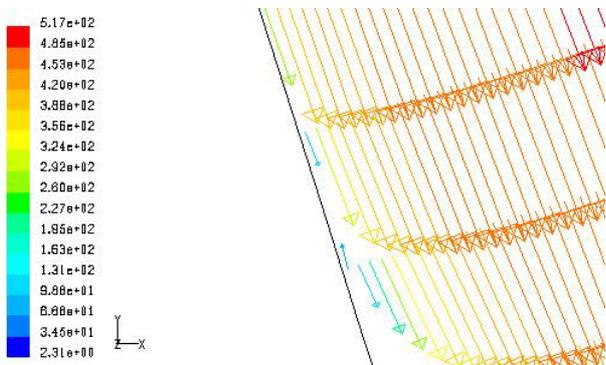
*Fig. 5.12 Champ des vitesses*

Nous avons pu localiser le point de décollement, il est situé à  $x/C_x = 0,84$  dans cette zone le

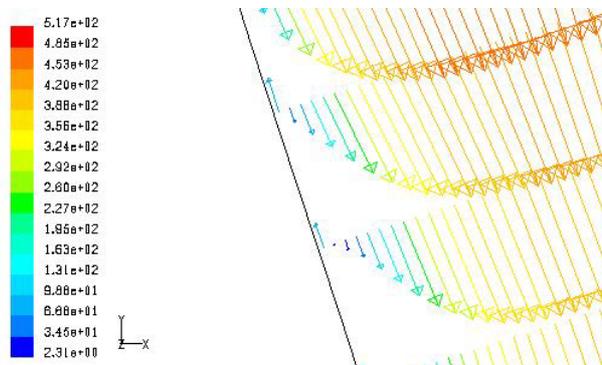
gradient de vitesse est nul  $\left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$ .

Selon la théorie, la couche limite turbulente est plus résistante à la séparation, cette dernière est due à une diminution de la vitesse dans l'écoulement libre qui est traduite par une augmentation de la pression statique en aval sur l'extrados  $dP/dx > 0$ , qui décélère

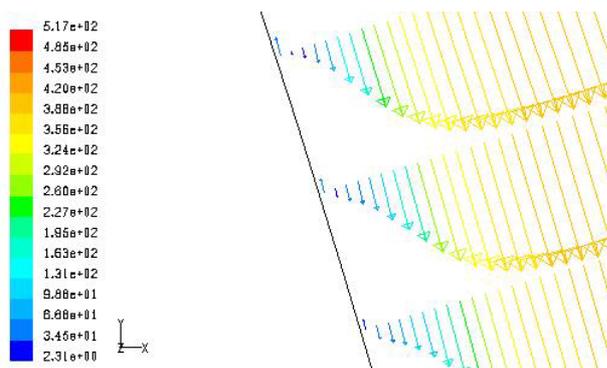
l'écoulement dans la couche limite. L'écoulement ici est retardé puis il commence à se déplacer dans la direction opposée de l'écoulement moyen, le ré-attachement est obtenu pour  $x/C_x = 0,90$  (courte distance).



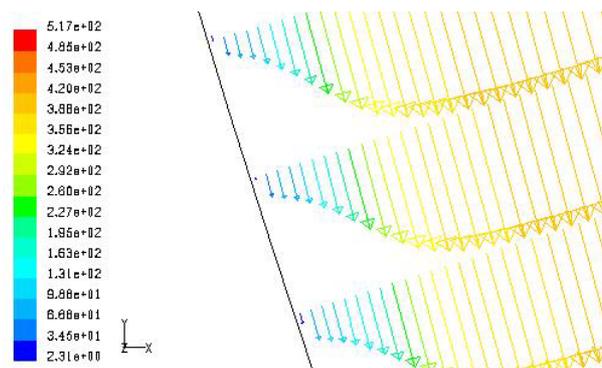
*Fig. 5.13. Profils de vitesse.*



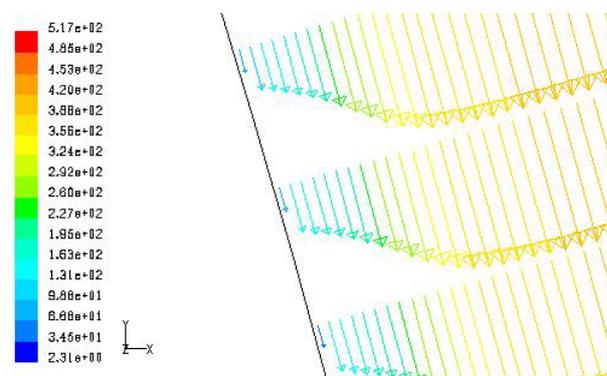
*Fig. 5.14. Profils de vitesse.*



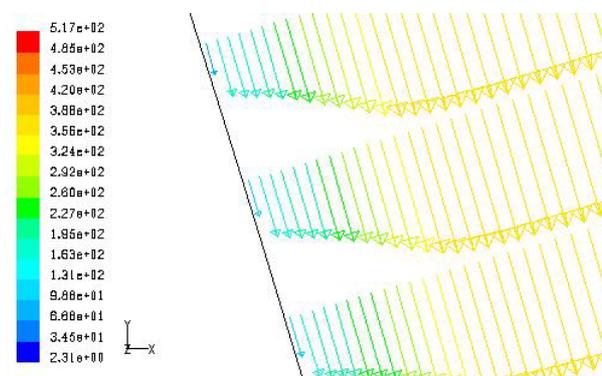
*Fig. 5.15. Profils de vitesse.*



*Fig. 5.16. Profils de vitesse.*

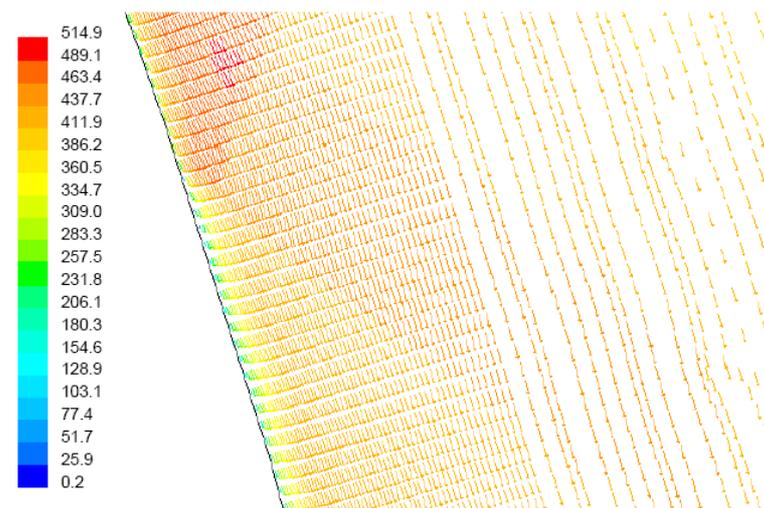


*Fig. 5.17. Profils de vitesse.*

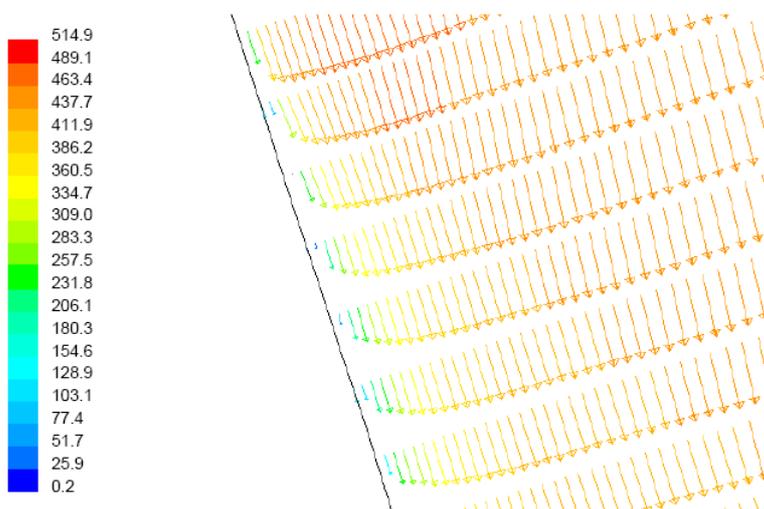


*Fig. 5.18. Profils de vitesse.*

Les figures (5.19-5.20) présentent les profils des champs de vitesse pour les conditions de la non réflexion juste après l'onde de choc. Les résultats sont nettement différents (comparaison des figures (5.13-5.18) et figure (5.19-5.20)). Les résultats sont nettement meilleurs que pour le cas (R.B.C.) du fait que c'est une faible onde de choc.



*Fig. 5.19. Profils de vitesse.*



*Fig. 5.20. Profils de vitesse.*

## Conclusion

Une étude comparative de génération des conditions aux limites à la sortie a été exposée, fondée sur la théorie de Michael B. Giles, (1989), par l'application des conditions de la non réflexion à la sortie, cette technique a fait l'objet d'une modification de résultats

erronés causés par la réflexion due à la manière d'imposer les conditions aux limites à la sortie.

Dans cet esprit, l'intérêt des conditions aux limites (pressure far field) pour les écoulements dans les turbomachines a mis en évidence les résultats obtenus avec cette dernière car ce sont les résultats les plus logiques, coté théorie et les plus justes coté comparaison avec l'expérimental.

## Chapitre 6

# Etude tridimensionnelle

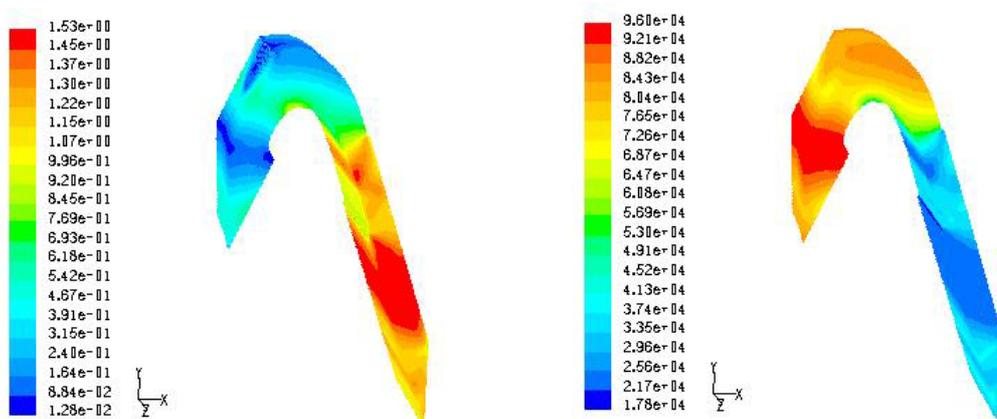
*Dans le but de faire une étude plus approfondie, ce chapitre traite l'écoulement tridimensionnel pour le cas d'un écoulement transsonique turbulent. Afin de déterminer les caractéristiques tridimensionnelles tels que les écoulements secondaires, les phénomènes du fer à cheval (horse shoe), les effets du moyeu et du Carter, une expérimentation numérique est faite.*

### Problème

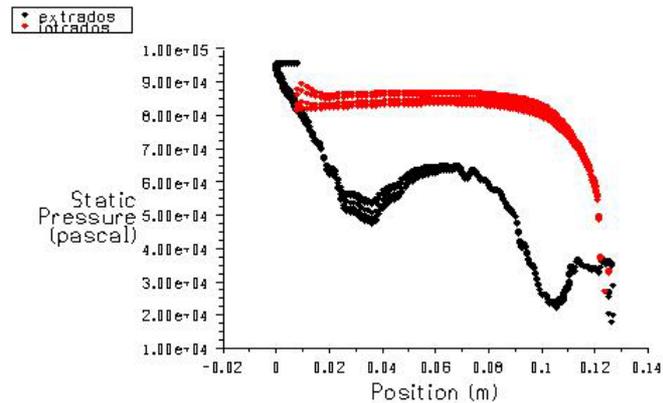
La même démarche que l'étude bidimensionnelle a été entamée, façonner le maillage de sorte à avoir le passage réel (paroi inférieure Extradados, paroi supérieure Intrados et les murs latéraux (moyeu et carter). Après un travail d'une longue haleine, le premier maillage 3 D pour un passage a été obtenu figures (2.3) et (2.9) du chapitre 2. Les premiers résultats indiquent la non périodicité.

### 6. 1 Contours du nombre de Mach (un passage) et de la pression statique

La figure 6.1 montre les contours du nombre de Mach et de la pression statique déterminés pour un maillage de 106240 nœuds. La topologie de l'écoulement est retrouvée mais la périodicité n'est pas atteinte figure (6.2).



*Fig. 6.1 Contours respectifs du nombre de Mach et de la pression statique.*



*Fig. 6.2 Distribution de la pression statique autour de l'aube*

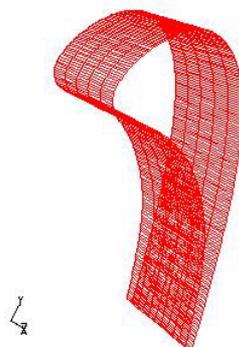
Les premiers signes de la tridimensionnalité apparaissent dans la distribution de la pression statique autour de l'aube, mais les résultats sont loin de la réalité physique au bord de d'attaque. Trois facteurs peuvent influencer les résultats :

- le maillage,
- les conditions aux limites,
- la manière de résoudre le problème,

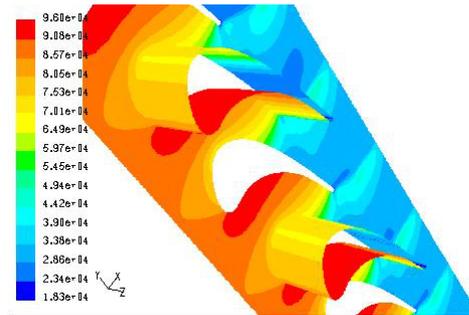
Selon Ferziger et Steenhoven, (2002), la non orthogonalité du maillage peut engendrer des solutions non physiques et l'arrangement des variables sur ce maillage affecte la fiabilité de l'algorithme de calcul.

Les conditions aux limites affectent énormément la solution, mais l'introduction précise de ces dernières a donné de très bons résultats pour l'étude bidimensionnelle.

La manière de résoudre le problème nous a fait penser à augmenter le nombre de passages. L'idée n'était pas tout à fait mauvaise, mais nous étions confrontés à la capacité de l'ordinateur, nous avons réduit au maximum le nombre de nœuds figure (6.3).

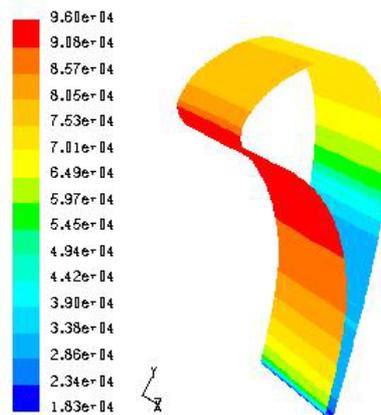


*Fig. 6.3 Maillage de la surface de l'aube en 3D (en total 106240 nœuds).*

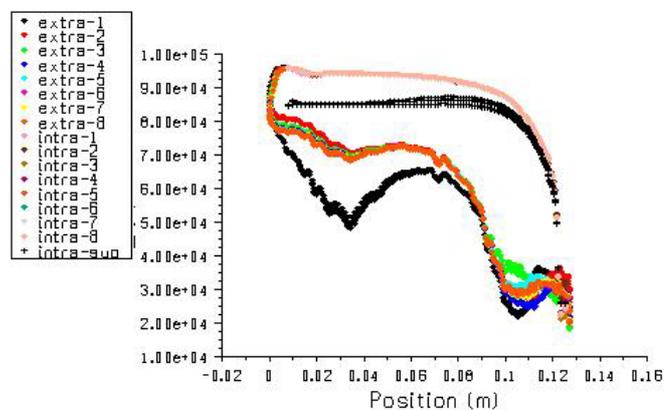


*Fig. 6.4 Contours de la pression statique pour neuf passages*

Les figures (6.4) et (6.5) montrent les contours de la pression statique dans le domaine (9 passages) et autour de l'aube pour un maillage de 513102 nœuds. Les résultats sont encourageants du fait que la topologie de l'écoulement est obtenue. Loin des frontières la périodicité est atteinte. L'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage n'a pas pu être vérifiée à cause de la capacité de l'outil informatique)



*Fig. 6.5 Contours de la pression statique autour de l'aube.*



*Fig. 6.6 Distribution de la pression statique autour des neuf aubes.*

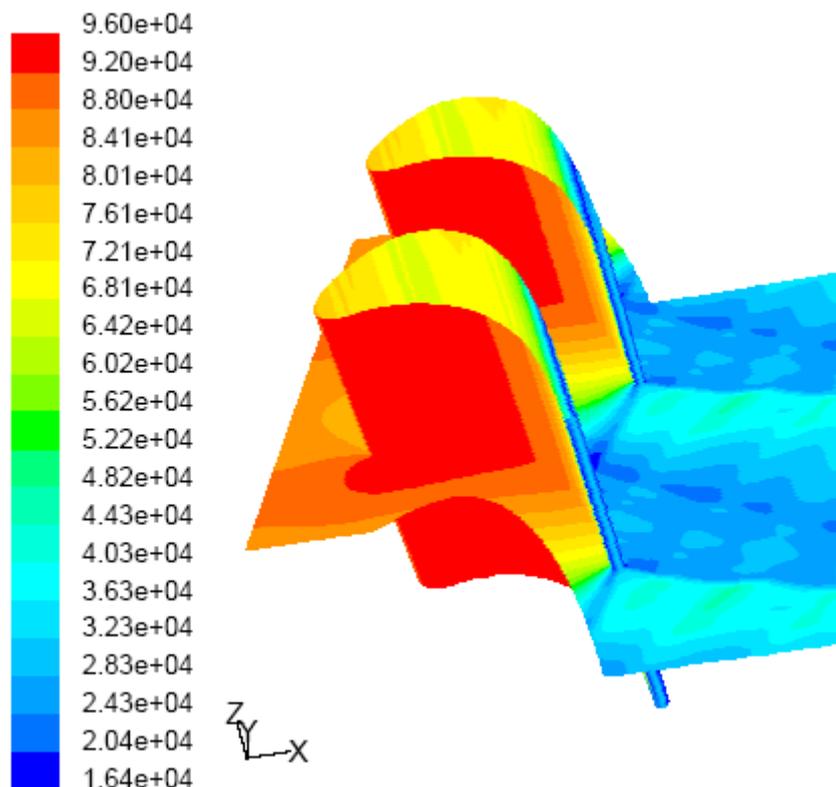
La figure (6.6) montre que la périodicité est atteinte pour les passages au milieu. En dehors de cette région, nous sommes toujours confrontés à la non périodicité.

## 6.2 Solution du problème

La solution du problème est de tracer des courbes parallèles à la ligne médiane de l'aube, puis considérer les plans supérieur et inférieur comme étant périodiques. Cette technique est très intéressante, elle nous a permis d'obtenir la périodicité.

### 6.2.1 Pression statique et nombre de Mach isentropique

Les figures (6.7) et (6.8) indiquent les contours de la pression statique absolue et le nombre de Mach isentropique autour de l'aube et au rayon moyen. L'onde de choc apparaît dans la gorge du canal suivie d'une réflexion, elle prend naissance sur les deux cotés du bord de fuite aux points de séparation. Ces résultats sont obtenus pour un maillage de 352.000 nœuds environs.



*Fig. 6.7 Contours de la pression statique autour de l'aube et au rayon moyen.*

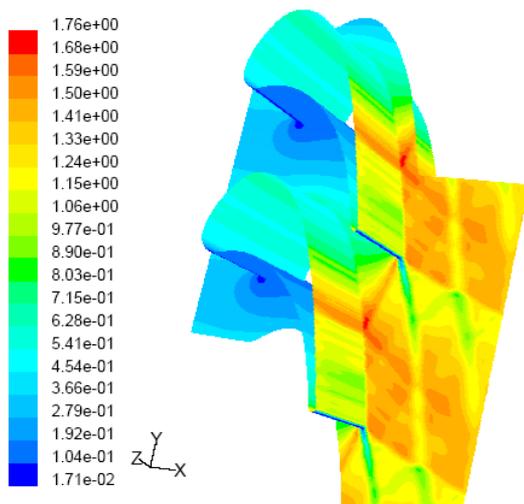


Fig. 6.8 Contours du nombre de Mach isentropique autour de l'aube et au rayon moyen

La comparaison entre les calculs par *Fluent* et l'expérience est présentée. Nous remarquons la bonne concordance entre les deux résultats figures. (6.9). et (6.10). Ces résultats sont donnés pour le Carter (Endwall).

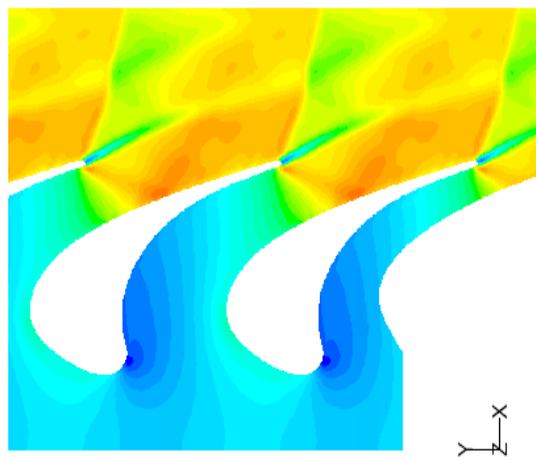
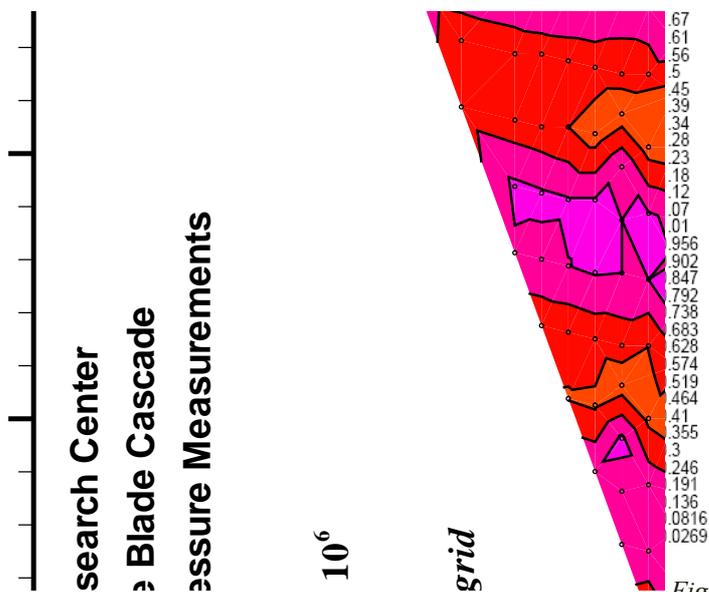
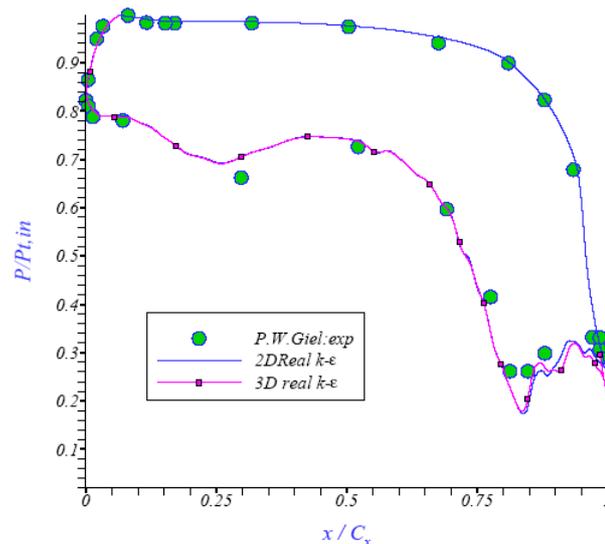


Fig. 6.10 Contours du nombre de Mach isentropique au niveau du moyeu.

Fig. 6.9 Contours du nombre de Mach isentropique.  
Etude expérimentale [P.W.Giel, Qss Group Inc, 14-may 2001].

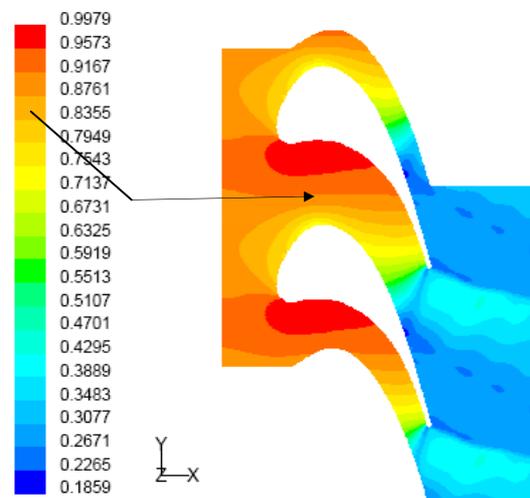
La distribution de la pression statique autour de l'aube est présentée. Nous remarquons que les résultats 3 D au rayon moyen correspondent d'une manière très précise à ceux déterminés par l'étude bidimensionnelle, ce qui nous permet de valider l'étude (2D) faite au paravant. Sur la figure (6.11) le traçage des valeurs de la pression sur l'intrados ne sont pas présentés pour distinguer les données 2D et 3D.



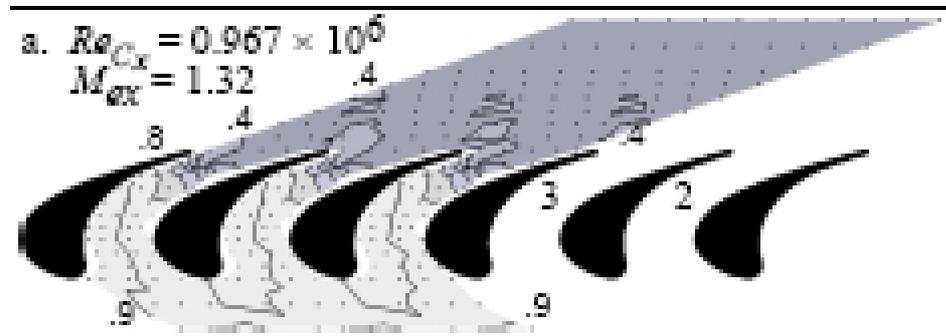
*Fig. 6.11 Distribution de la pression statique autour de l'Aube au rayon moyen. Comparaison 2D et 3D.*

## 6.2.2 Pression statique au carter

La figure (6.12) montre les contours de la pression statique au niveau du carter pour le cas du Reynolds élevé à l'entrée et la condition supersonique à la sortie. Pour une comparaison avec les résultats expérimentaux, cette figure présente les contours du rapport  $P/P_{t,in}$ .



*Fig. 6.12 Contours de la pression statique. Rapport de  $P/P_{t,in}$ .*

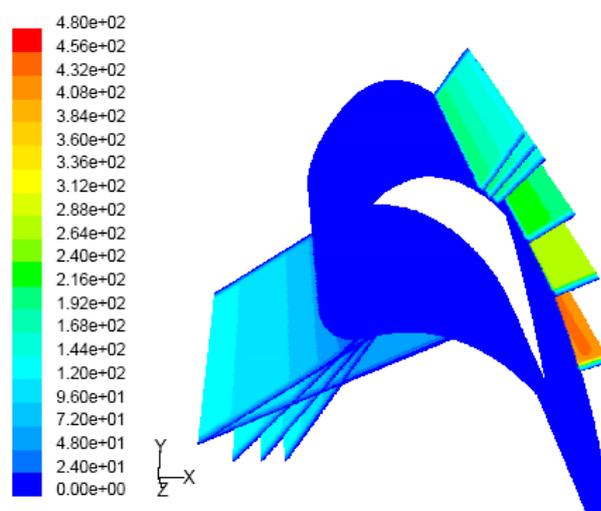


*Fig. 6.13 Contours de la pression statique  $P/P_{t,in}$ . Résultats expérimentaux Giel et al, (1996).*

La figure (6.13) montre les contours de la pression statique pour les résultats expérimentaux. Selon Giel et al, (1996), ce tracé montre une forte tridimensionnalité de l'écoulement, ceci est particulièrement évident par le fait que la ligne de contour  $P/P_{t,in} = 0,8$  montre un pic (point d'impact) au voisinage du milieu du domaine, causé par le passage du tourbillon/ fer à cheval.

### 6.2.3 Champ des vitesses

Pour illustrer ces effets, plusieurs plans perpendiculaires à l'écoulement sont tracés figure (6.14):



*Fig. 6.14: Plans de traçages perpendiculaires à l'écoulement.*

Trois plans de traçage ont été choisis  $x/C_x = 0,45$ ,  $x/C_x = 0,48$  et  $x/C_x = 0,6$ . Pour mettre en évidence les tourbillons les champs des vecteurs vitesses seront présentés.

### 6.2.3.1 Zone pour $x/C_x = 0,45$

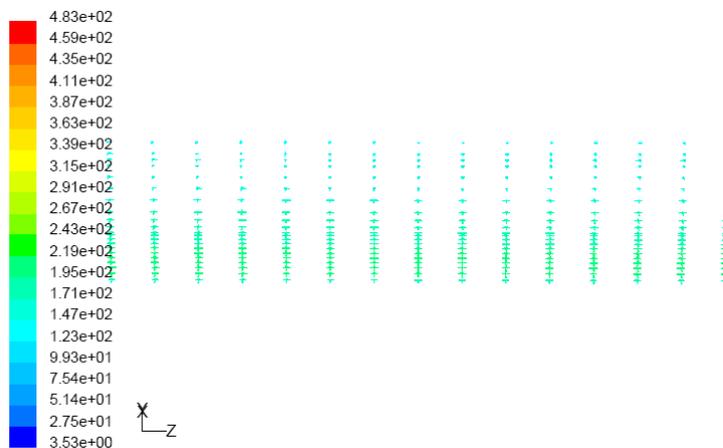


Fig. 6.15. Champ des vecteurs vitesses pour  $x/C_x = 0,45$

La figure (6.15) n'indique pas qu'il y'a présence de tourbillons dans cette région.

### 6.2.3.2 Zone pour $x/C_x = 0,48$

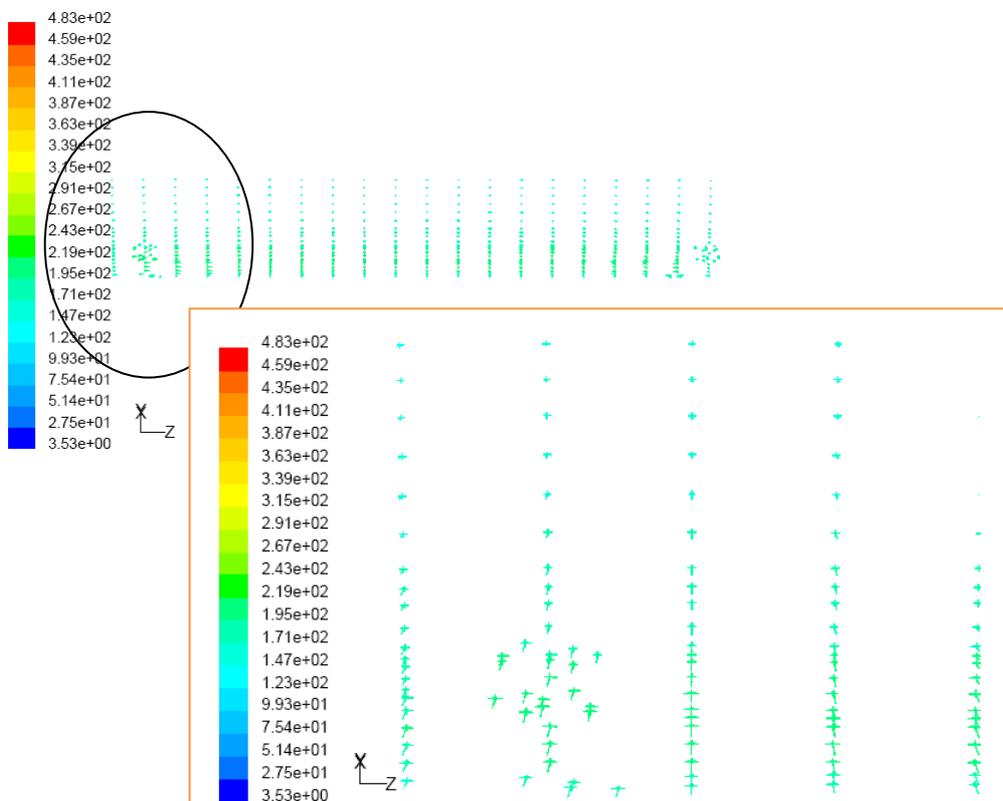
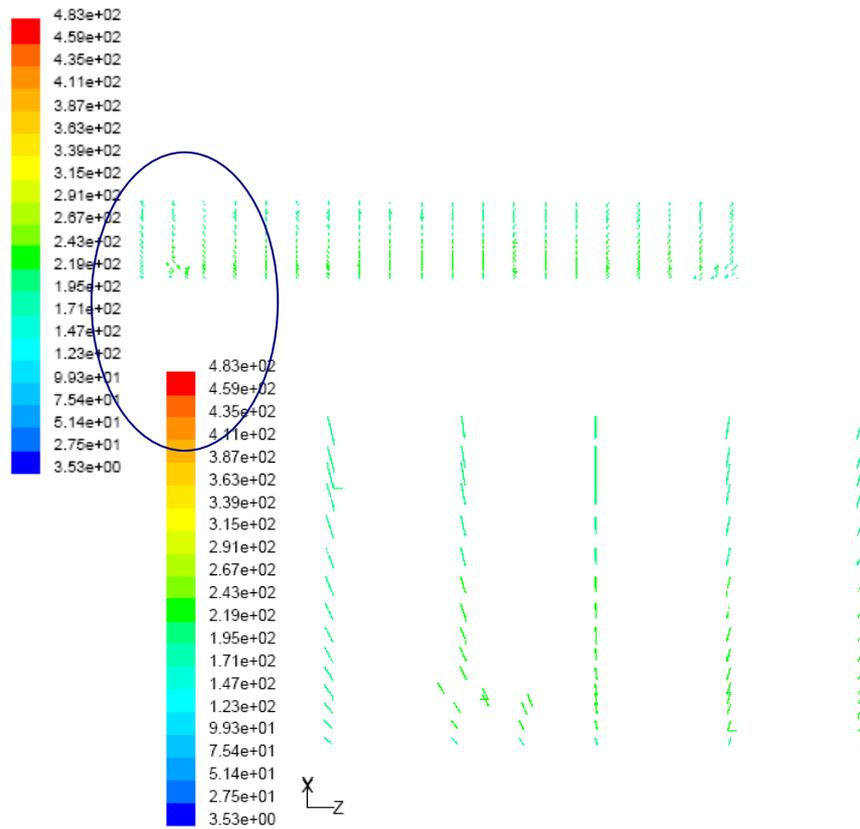


Fig. 6.16: Champ des vecteurs vitesses pour  $x/C_x = 0,48$

Pour  $x/C_x = 0,48$ , de faibles tourbillons apparaissent dans la région proche des parois latérales figure (6.16).

### 6.2.3.3 Zone pour $x/C_x = 0,6$

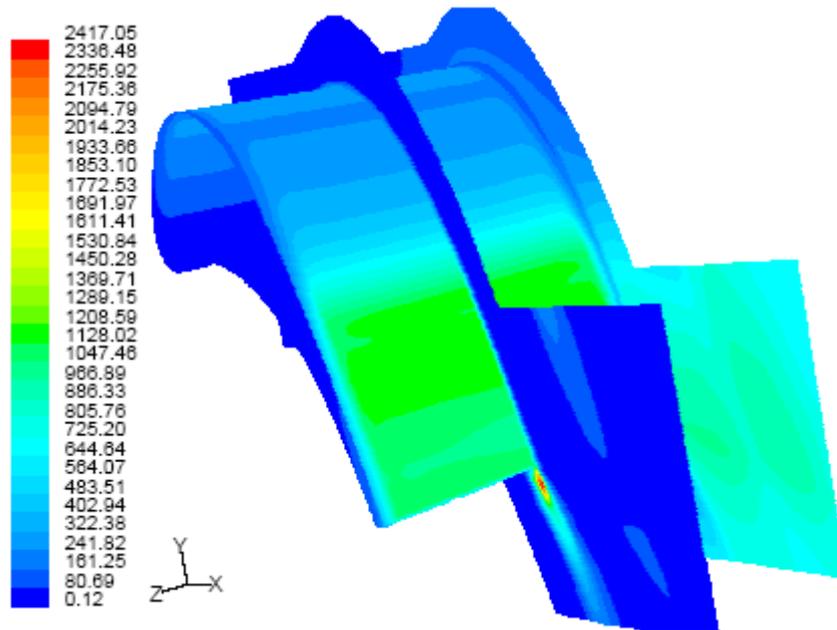


*Fig. 6.17: Champ des vecteurs vitesses pour  $x/C_x = 0,6$*

Comme le montre la figure (6.17), les faibles tourbillons se localisent toujours près des parois latérales, la turbulence est une caractéristique des écoulements visqueux.

## 6.3 Energie cinétique turbulente

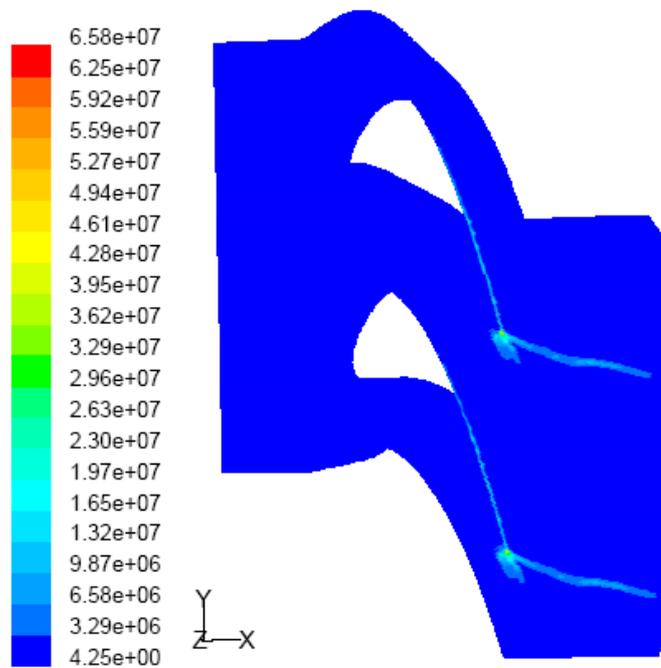
La figure (6.18) présente les contours de l'énergie cinétique turbulente à la surface de l'aube, au rayon moyen et au niveau du carter. D'après ce tracé, l'énergie cinétique turbulente est accentuée dans la sortie du passage. La plus faible valeur est indiquée sur la surface de l'intrados et au rayon moyen.



*Fig 6.18: Contours de l'énergie cinétique turbulente.*

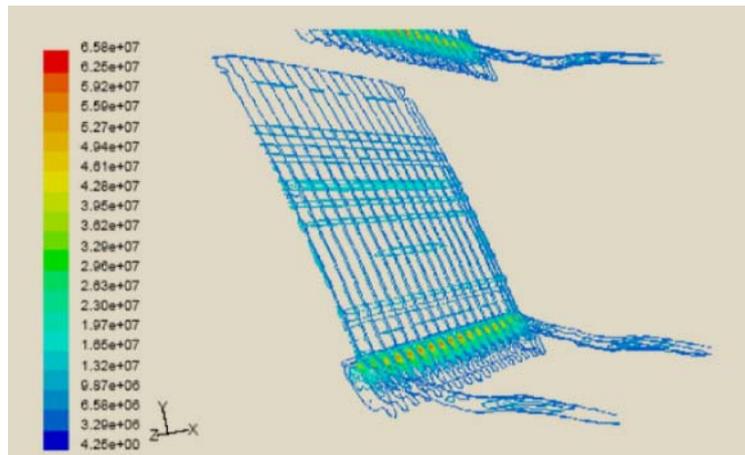
#### 6.4 Production de L'énergie cinétique turbulente

Les figures (6.19-6.21) montrent les contours de la production de l'énergie cinétique pour l'étude tridimensionnelle.



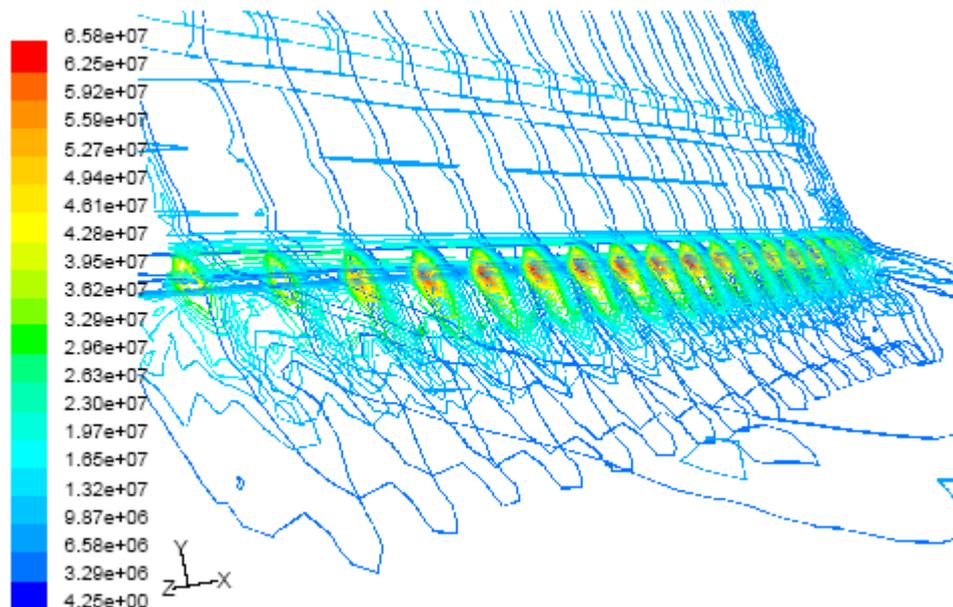
*Fig. 6.19: Production de l'énergie cinétique au bord de fuite.*

La production de l'énergie cinétique est localisée au bord de fuite figure (6.19). Pour plus de détail un agrandissement a été fait dans cette région. Les figures suivantes montrent les contours de la production de l'énergie cinétique turbulente sans l'option « filled » dans *Fluent*. Les contours sont présentés pour différents plans tracés parallèlement avec le rayon moyen figures (6.20. et 6.21).



*Fig. 6.20: Production de l'énergie cinétique au bord de fuite.*

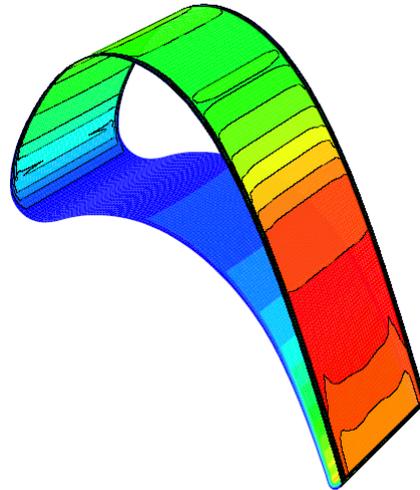
La figure (6.21) montre que la turbulence produite au bord de fuite est réduite aux parois limites carter et moyeu (Endwall : Hub et Casing). La déformation est réduite dans cette zone.



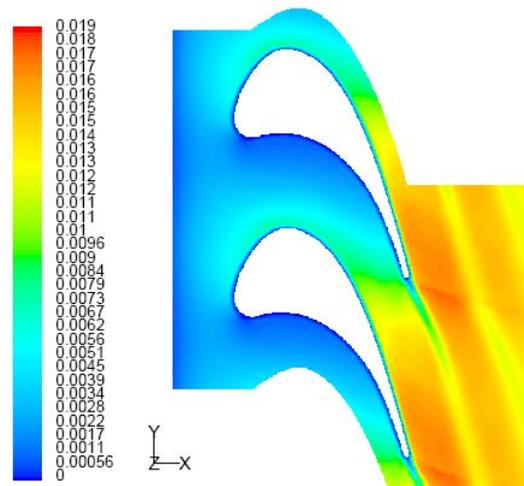
*Fig. 6.21: Production de l'énergie cinétique au bord de fuite. Effets des parois Carter et Moyeu.*

## 6.5 Coefficient de frottement

Les contours du coefficient de frottement figure (6.22), montrent que les cisaillements sont importants dans la partie avale de l'extrados. La même remarque est aussi faite pour le moyeu et le carter figure (6.23).



*Fig. 6.22 Contours du coefficient de frottement sur la surface de l'aube.*

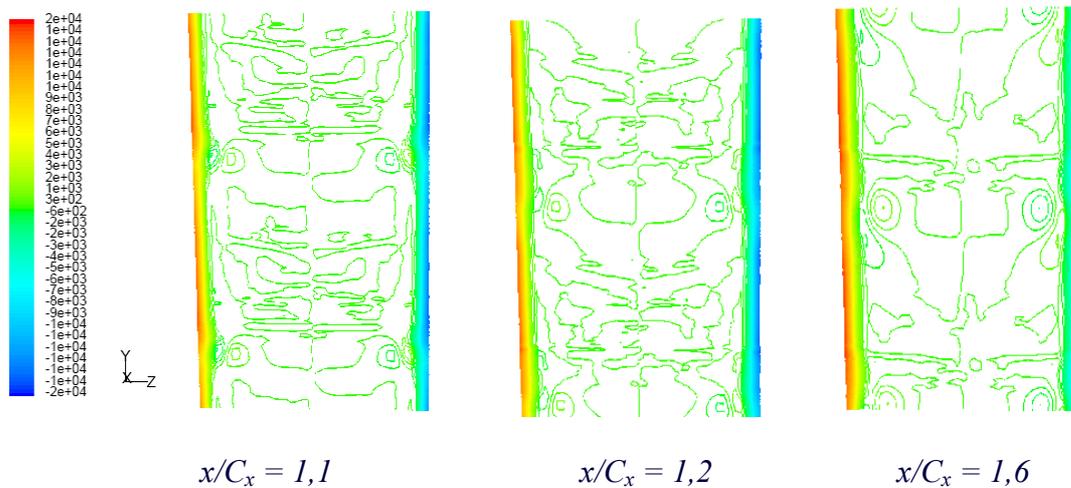


*Fig. 6.23. Contours du coefficient de frottement sur la surface du carter.*

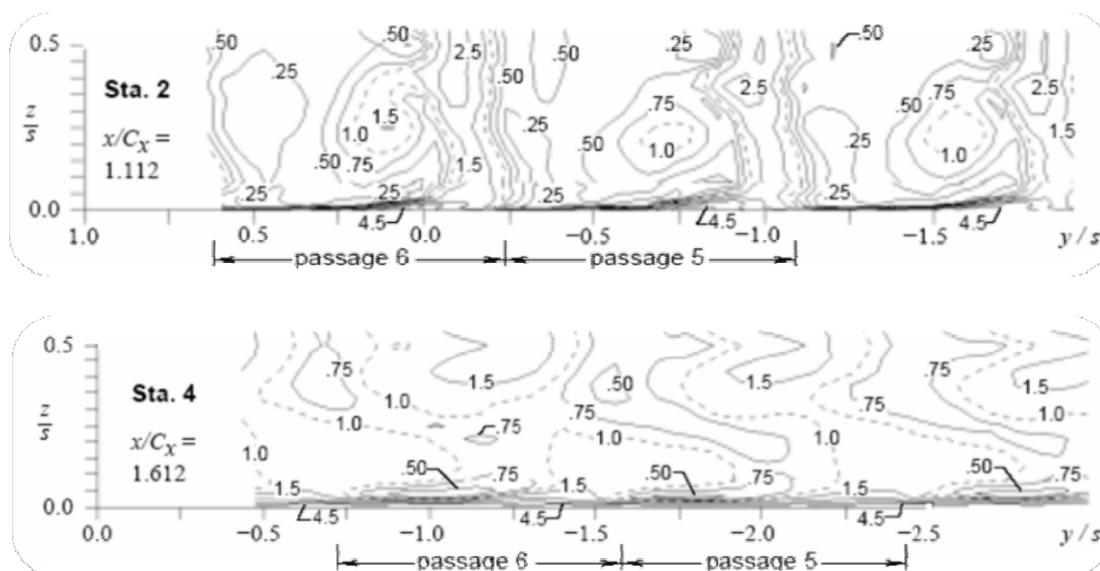
## 6.6 Ecoulement à l'aval du bord de fuite

Dans le but de voir les phénomènes observés à l'aval du bord de fuite les contours de la vorticité sont présentés sur la figure (6.24). Juste à l'aval du bord de fuite, et à  $x/C_x = 1,1$

les calculs montrent clairement les tourbillons près du moyeu et carter (Bleu et rouge) dû aux larges déformations au niveau de la couche limite et le passage des tourbillons/fer à cheval sortant de la cascade et situés au quart de l'écoulement. Selon Giel et *al*, (1996), au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord de fuite, les ondes sont déformées par les tourbillons. Nous remarquons que les structures des tourbillons deviennent de plus en plus grandes suivant la direction de l'écoulement, en se dissipant au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord de fuite. Cette interprétation est justifiée par les figures (6.25)



*Fig. 6.24 Contours de la vorticité à l'aval du bord de fuite.*



Le  $C_{p,t}$  est donné par l'expression :

$$C_{p,t} = \frac{P_{t,in} - P_t}{P_{t,in} - P_{in}} \quad (6.1)$$

$P_{t, in}$  étant la pression totale à l'entrée.

$P_t$  est la pression totale dans tout le domaine.

### 6.7 Contrôle de la solution : convergence

La convergence sous *Fluent* est contrôlée par la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement. Le logiciel déclare la convergence dès que les itérations de tous les résidus calculés atteignent la valeur du critère de convergence entré par l'utilisateur figure (6.26). Cette valeur est à fixer selon le degré de précision désiré de la solution approchée par le code de calcul.

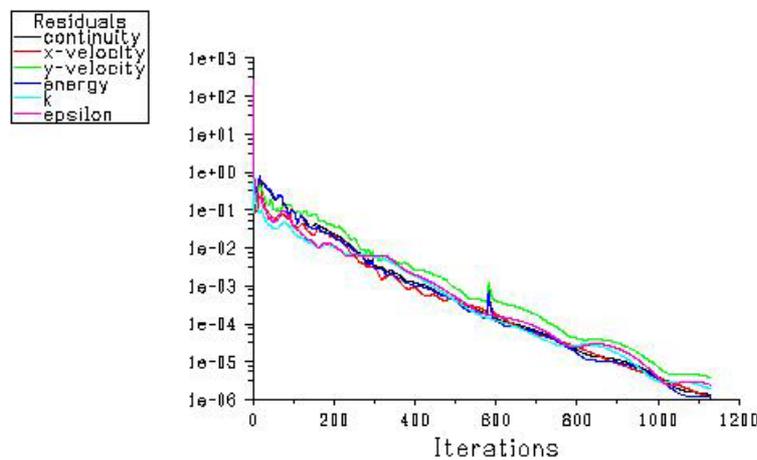


Fig. 6.26 Tracé des courbes. Exemple des résidus d'un cas 2D.

Le schéma numérique doit obéir aux lois de conservation, ceci veut dire que les quantités conservées qui quittent le domaine doivent être égales aux quantités entrantes. Cette propriété est très importante puisqu'elle impose une contrainte sur l'erreur de la solution. Dans *Fluent*, la conservation du débit doit être inférieure à 0.1% .

Le débit masse calculé à l'entrée = 1,1911931 kg/s

Le débit masse calculé à la sortie = -1.1911936 kg/s

La conservation est de l'ordre de  $(-4.86 \times 10^{-7} \text{ kg/s})$  figure (6.27).

La figure (6.27) présente la conservation du débit pour l'exemple d'un cas 3D.

```

FLUENT 13.0.4p, coupled imp, rke
File Grid Define Solve Adapt Surface Display Plot Report Parallel Help
1000 quadrilateral periodic faces, zone 4, binary.
2000 quadrilateral periodic faces, zone 6, binary.
1400 quadrilateral periodic faces, zone 8, binary.
14914 quadrilateral wall faces, zone 9, binary.
14914 quadrilateral wall faces, zone 10, binary.
3000 quadrilateral wall faces, zone 11, binary.
6000 quadrilateral wall faces, zone 12, binary.
1600 quadrilateral pressure-far-field faces, zone 13, binary.
1600 quadrilateral pressure-inlet faces, zone 14, binary.
869426 quadrilateral interior faces, zone 16, binary.
1000 quadrilateral shadow faces, zone 3, binary.
2000 quadrilateral shadow faces, zone 5, binary.
1400 quadrilateral shadow faces, zone 7, binary.
1000 shadow face pairs, binary.
2000 shadow face pairs, binary.
1400 shadow face pairs, binary.
324219 nodes, binary.
324219 node flags, binary.

Building...
  grid,
  materials,
  interface,
  domains,
  mixture
  zones,
  default-interior
  entrée
  extrados
  intrados
  casing
  hub
  periodic3
  periodic2
  periodic1
  sortie
  fluid
  shell conduction zones,
Done.
Reading "D:\Fluent.Inc\gambit2.2.30\Ameri 21.dat"...
Done.

zone 14 (entrée): 1.1911931
zone 13 (sortie): -1.1911936
net mass-flow: -4.8683536e-07

```

*Fig. 6.26 Contrôle de la solution par la loi de la conservation (exemple d'un cas 3D).*

## Conclusion

Une tentative pour déterminer les caractéristiques tridimensionnelles a été présentée. Le maillage obtenu (352.000 noeuds) et sur lequel nous avons fait nos calculs a limité nos efforts. Il ne nous permet pas d'avancer dans l'étude du faite que l'independance de ce dernier vis-à-vis de la solution n'est pas vérifiée.

Dans les graphes, des vecteurs vitesses de petites orientations apparaissent dans les zones proches du Carter et du moyeu.

Pour le coefficient de frottement, les courbes montrent une intensification au niveau de la zone avale de l'aube et le carter ou du moyeu. Il a été montré que la pression atteint une valeur assez proche de la pression totale au centre du domaine de l'écoulement sur le carter ce qui indique le passage d'un tourbillon appelé Fer à cheval.

Le tracé des vorticités montre clairement le passage du tourbillon fer à cheval sortant du domaine (surfaces extrados et intrados). Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord de fuite la structure des tourbillons est amplifiée déformant ainsi les ondes induites de l'écoulement amont.

Dans l'étude tridimensionnelle, ces résultats préliminaires sont très motivants pour une étude plus détaillée dans le futur dès que la capacité de l'outil informatique le permettra.

## Conclusion générale et Perspectives

Ce travail de thèse, initié par le groupe de recherche Lewis Center Cleveland Ohio NASA dans le cadre de travaux expérimentaux, a été dédié à l'étude des écoulements transsoniques et à leurs simulations. Il a été montré par Giel, Ameri, Sveningsson ....que les données sont d'une qualité de repère.

Le cadre de l'étude a tout d'abord été précisé. Il a été rappelé que la compréhension de certains problèmes technologiques liés aux écoulements détendus tellement compliqués à modéliser surtout par un travail individuel, justifie d'avoir recours au code *Fluent* préférentiellement utilisé pour ce type de problèmes.

Nous nous sommes aussi attachés à ce qu'il ressorte de ce mémoire, un aspect plus ou moins « pédagogique » permettant au lecteur intéressé de mettre en œuvre aisément la méthodologie proposée, dans l'optique d'un éventuel transfert technologique vers un code de calcul (industriel ou non).

Ce travail a nécessité que l'on s'intéresse en premier lieu à l'aspect comparatif entre une étude expérimentale et notre simulation numérique.

Cette simulation nous a permis de déterminer les caractéristiques de l'écoulement. Nous nous sommes principalement intéressés à la distribution de la pression autour de l'aube similaire à celle d'une turbine transsonique. Beaucoup d'efforts ont été investis dans le maillage afin de fournir des résultats de qualité.

Plusieurs modèles de turbulence ont été comparés pour déterminer le modèle le plus approprié à prédire ce type d'écoulements. Les simulations ont montré que mis à part le modèle  $k-\omega$  tous les autres modèles proposés par *Fluent* ont donné de bons résultats comparés avec l'expérience, il a été vérifié que l'ajout de termes additionnels au modèle standard a permis aux modèles *RNG*. et le *Realizable k-ε* d'améliorer les anomalies au bord d'attaque telle que la surestimation des paramètres de la turbulence. Le modèle *RSM*. par contre, s'est montré le plus apte à résoudre ce genre de problèmes au bord d'attaque.

Pour avoir plus d'informations sur les phénomènes proche paroi, une étude a été entamée par la détermination des profils de la vitesse et les paramètres spécifiques nous permettant de distinguer une région d'une autre.

Comme c'est le modèle *realizable k-ε* qui a été le plus qualifié pour cette étude, et malgré ceci, il nous a été très difficile même impossible de spécifier la région laminaire de la transitoire du fait que ce modèle n'a pas été conçu pour ce genre de phénomènes. Il a été remarqué que la surestimation des paramètres de la turbulence est transmise du bord d'attaque vers l'aval du domaine (un degré de turbulence de 10% environ dans une zone déterminée laminaire expérimentalement).

L'interaction de l'onde de choc avec la couche limite a été abordée, les méthodes utilisées se sont révélées aptes à prédire de façon correcte l'évolution longitudinale de la pression, la densité et les paramètres cinématiques. Cette étude a permis de déterminer les sauts des paramètres dans la région de l'onde de choc qui a pris naissance aux points de séparation au bord de fuite. Dans cette zone une compression supersonique accompagnée par une expansion transsonique a été observée. Les résultats obtenus, ont montré l'infiltration de l'onde de choc dans la couche limite causant l'épaississement de cette dernière.

Une implémentation correcte des conditions aux limites nous a permis de distinguer des phénomènes non physiques et irréels. La réflexion de l'onde de choc à l'aval du bord de fuite indiquant une présence de parois limites extérieures (inexistantes réellement). Une séparation avec décollement du fluide à l'amont du bord de fuite juste après la réflexion de l'onde de choc faible (le décollement se produit quand il y'a lieu d'une onde de choc forte).

Tous ces phénomènes n'ont pas été observés expérimentalement, ce qui nous a poussé à chercher la solution qui consiste à appliquer la condition (far-field) basée sur les invariants de Riemann c'est-à-dire appliquer les conditions de la non réflexion des frontières limites.

Cette condition nous a obligé à revoir tous nos calculs.

En gardant la même structure irrégulière, le raffinement de maillage a été appliqué pour détecter efficacement la position de l'onde choc. Selon cette idée, l'onde de choc est beaucoup plus mince; ceci a été trouvé en comparant un maillage grossier 7500 nœuds avec un autre plus raffiné (24900 nœuds). Au-delà de ce nombre, l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage est vérifié ce qui rassure quant à la qualité des résultats.

Une expérimentation numérique a été faite pour l'étude tridimensionnelle. Une forte tridimensionnalité a été observée expérimentalement par Giel. En premier lieu, l'étude a été faite sur un seul passage imitant la démarche faite pour le cas 2D, nous avons été confrontés à la non périodicité. Après maintes tentatives, nous sommes passé à plusieurs passages (neuf), ceci suivant la méthode utilisée par Chernobrovkin et Lakshminarayana, (1999) dans laquelle il a appliqué cinq passages. Malgré ceci la périodicité qu'il a trouvé et que nous avons trouvés n'était pas complète. L'idée de considérer les plans parallèles à la ligne médiane comme étant périodiques nous a été d'un grand secours. Les résultats préliminaires sont très satisfaisants. Malgré la disponibilité de l'outil informatique personnel (Pentium 4 processeur 3.4 Gega octets double corps mémoire cache 4 Mega , 4 GRAM carte mère Gigabyte 945 P), ces caractéristiques ne nous ont pas permis d'aller au delà du nombre de nœuds obtenu.

Plusieurs travaux futurs, concernant la simulation numériques des écoulements transsoniques tridimensionnels, sont envisagés en perspectives de cette thèse.

-Il serait très utile d'effectuer la simulation du transfert thermique qui paraît être d'une importance primordiale surtout pour l'augmentation du rendement.

-Le refroidissement des surfaces des aubes (Film cooling) afin d'éviter le problème de fluage

-La détermination du commencement du point de transition par la LES utilisant le modèle de Smagorinsky-Lilly (c'est le mode bypass qui domine dans les écoulements inter-aubes qui ont plutôt un caractère instationnaire). C'est un axe qui aboutira sûrement avec la disponibilité d'un outil informatique un peu plus puissant.

-Il serait très instructif d'effectuer la simulation d'une interaction sur paroi chauffée, afin de prendre en compte les effets de transferts thermiques pariétaux, qui se révèlent être d'une importance capitale pour la conception d'organes de propulsion.

En fin, il a été montré la capacité du logiciel "*Fluent*" de prédire les écoulements complexes dans des géométries courbées et avec des régimes variables. Malgré que son apprentissage nécessite beaucoup de temps pour l'apprendre, ce logiciel est équipé de modules très puissants de pré-processing et de post-processing.

# Bibliographie

Abu-Ghannam B. J., Shaw R., 1980 "Natural Transition of Boundary Layers-The Effect of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History", *IMEchE, Vol. 22, No. 5, pp. 213-288.*

Ameri A. A., Arnone A., April 1996 "Transition Modeling Effects on Turbine Rotor Blade Heat Transfer Predictions", *Journal of Turbomachinery, Vol. 118 No. 1, pp. 307-313.*

Arnone A., Pacciani R. et Sestini A., 1994 "Multigrid Computations of Unsteady Rotor-Stator Interaction Using the Navier-Stokes Equations", *AD-Vol.40, ASME Winter Annual Meeting, Chicago, pp. 87-95.*

Bassu D., Hamed A. et Das K., June 2005 "DES, HYBRID, RANS/LES and PANS Models for Unsteady Separated Turbulent Flow Simulations", *Proceedings of FEDSM'05, 2005 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition Houston, Texas, U.S.A., pp. n°6.*

Bassu D., Hamed A. et Das K., January 2006 "Comparative Analysis of Hybrid Turbulence Closure Models in Unsteady Transonic Separated Flow Simulations", *AIAA-2006-0117, 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit Reno, NV, pp.1-18.*

Blair M. F., 1994 "An Experimental Study of Heat Transfer in a Large-Scale Turbine Rotor Passage", *ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 116 (1) pp. 1-13.*

Bredberg J., 2002 "Turbulence Modeling for Internal Cooling of Gas-Turbine Blades", *Ph.D Thesis, Dep. Of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.*

Chassaing P., 2000 "Mécanique des fluides, Eléments d'un premier parcours", *Collection Polytech de l'I.N.P. de Toulouse, CEPADUES EDITIONS.*

Chernobrovkin A., A. et Lakshminarayana B., July 1999 "Numerical Simulation of Complex Turbomachinery Flow", *NASA / CR – 1999-209303 PSU CGTP 9901.*

Chima R. V. et Yokota J. W., 1990 "Numerical Analysis of three Dimensional Viscous Internal Flows", *AIAA Journal, Vol.28, No.5, pp.798-806.*

Chima R. V., Giel P. W. et Boyle R. J., 1993 "An Algebraic Turbulence Model for three Dimensional Viscous Flows", *AIAA Journal of propulsion and power, Vol.6, pp.598-611.*

Choudhury, D. 1993 "Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling." *Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107.*

Davidson L., 1995 "An Efficient and Stable Solution Procedure of Compressible Turbulent Flow on General Unstructured Meshes Using Transport Turbulence Models", *AIAA 95-0342, 33<sup>rd</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 9-12, /Reno, NV.*

Durbin P., 1995 "On the  $k-\epsilon$  stagnation point anomaly", *international journal of heat and fluid flow* 17, pp. 89-90.

Ekaterinaris J. A. et Menter F. R., 1994 "Computation of Separated and unsteady Flows with one and Two- Equation Turbulence models", *AIAA Paper 94-0190*.

Emmons H.,W., 1951 "The Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layer, Part 1", *J. of Aero. Sci., Vol. 18*, pp. 490-498.

Ferziger J.,H., et Peric. M., 2002 "Computational Methods for Fluid Dynamics ", 3<sup>rd</sup> Edition Springer.

Fluent 6 User's Guide, 2001, Fluent Inc.

Fransson J. H. M., Matsubara M. et Alfredsson P.H., 2005 "Transition induced by free-stream turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, 527 Cambridge university press, pp.1-25.

Gerolymos G. A. et Vallet I., October 2001 "Wall-Normal-Free Reynolds-Stress Closure for Three-Dimensional Compressible Separated Flows", *AIAA Journal*, Vol.39, N°. 10, pp. 1833-1842.

Giel P. W., Thurman D. R., Lopez I., Boyle R. J., Van Fossen G. J. Jett T. A., Camperchioli. P. W. et La H., 1996 "Three-Dimensional Flow Field Measurements in a Transonic Turbine Blade Cascade", *ASME paper 96-GT-113*, presented at the *ASME International Gas Turbine Conference*, June 10-13, Birmingham, England.

Giel P. W., Sirbaugh J. R., Lopez I. et VanFossen G. J., July 1996 "Three-Dimensional Navier-Stokes Analysis and Redesign of an Imbedded Bellmouth Nozzle in a Turbine Cascade Inlet Section", *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 118, pp. 529-535.

Giel P. W., Van Fossen G. J., Boyle R., J., Thurman.D., R. et Civinskas K. C., June 1999 "Blade Heat Transfer Measurements and Predictions in a Transonic Turbine Cascade", *ASME paper 99-GT-125*, presented at the *ASME International Gas Turbine Conference*, Indianapolis, IN, 7-10.

Giles M. B., 1990 "Non reflecting Boundary Conditions for Euler Equation Calculations", *AIAA Journal*, Vol. 28 No. 12, pp. 2050-2058.

Graham C. G. et Kost F. H., 1979 "Shock Boundary Layer Interaction on High Turning Transonic Turbine Cascades", *ASME paper 79-GT-37*.

Johnson Mark W., May 2006 "Predicting Transition On Concave Surfaces", *Proceedings of GT ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air Barcelona, Spain 8-11*, pp. 1-7

Kiock R., Lehthaus F., Baines N. C. et Sieverding C. H., 1986 "The Transonic Flow Through a Plane Turbine Cascade as Measured in Four European Wind Tunnels", *ASME J. of Engr. for Gas Turbines and Power*, Vol. 108, pp. 277-284.

- Koyabu Eitaro, Funazaki Ken-ichi et Kimura Manabu, 2005 “Experimental studies on wake induced bypass transition of flat plate Boundary layers under favorable and Adverse pressure gradients”, *JSME International Journal*. Vol. 48, No. 3, pp. 579-588.
- Kozel. K., Prihoda J., Fort J. et Safarik P, November 2003. “Transonic Flow Through Plane Turbine Cascade: Experimental and Numerical Results”, *QNET-CFD Newsletter*, Vol. 2, N° 3, pp. 27-30.
- Larsson, J., Eriksson L. E. et Hall Ufl., September 1995 “External Heat Transfer Predictions in a Supersonic Turbines Using The Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations”, *In Proc. 12th ISABE Conference, Melbourne, Vol. 2, (Copies distributed by AIAA), pp. 1102-1112.*
- Larsson J., 1996 “Turbine Blade Heat Transfer Calculations Using Two-Equation Models”, *Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology S-412 96 Gothenburg, Sweden, pp. 1-10.*
- Laumert Björn, Mårtensson Hans Fransson, Torsten H., May 2000 “Investigation of the Flow-Field in the Transonic VKI Brite EURAM Turbine Stage with 3D Steady and Ansteady NS Computations”, *Proceedings of ASME TURBOEXPO 2000, Munich, Germany, 8-11, pp. 1-11.*
- Launder B. E. et Spalding D. E., 1974 “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp.269-289.
- Maciejewski P. K. et Moffat R., J., 1992 “Heat Transfer with Very High Free-Stream Turbulence: Part i and ii”, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 114 pp. 227-239.
- Mayle R. E., 1991 “The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines”, *J. of Turbomachinery*, Vol. 113, pp. 509-537.
- Mayle R. E. et Paxson D. E., 1991 “A New Look at Transition”, *J. of Fluid Mechanics*.
- Mayle R. E. et Schulz A., 1997 “The Path to Predicting Bypass Transition”, *Journal of Turbomachinery*, 119(3), pp.405-411.
- Mee D. J., Baines N. C., Oldfield M. L. G. et Dickens T. E., 1992a “An Examination of the Contributions to Loss on a Transonic Turbine Blade in Cascade”, *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 114 No. 1 pp. 155-162.
- Mei Y. et Guha A., 2005 “Implicit Numerical Simulation of Transonic Flow Through Turbine Cascades on Unstructured Grids”, *Proc. IMechE., Vol. 219, Part A: J. Power and Energy A09404 © IMechE, pp. 35-47.*
- Menter F. R., 1994 “Two Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA J.*, Vol.32, pp.1598-1605.
- Narasimha R., 1957 “On the Distribution of Intermittency in the Transition Region of a Boundary Layer”, *J. Aero. Sci.*, Vol. 24, pp.711-712.

Pagella Alessandro, Ulich Rist et Siegfried Wagner, *July 2002* “Numerical investigations of small- amplitude disturbances in a boundary layer with impinging shock wave at  $Ma=4.8$ ”, *Journal of Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 7, pp.2088-2101.

Quéré Stéphane, Galli Arnaud, Benay Richard et Bur Reynald, *Septembre 2003* “Validation d’un modèle k-ε faiblement non-linéaire”, *16<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Nice, 1-5*, pp. 1-6.

Roach P. E. et Brierley D. H., *1990* “The Influence of a Turbulent Free Stream on Zero Pressure Gradient Transitional Boundary Layer Development. Part 1: Test Cases T3A and T3B”, (Numerical simulation of unsteady flows and transition to turbulence, Eds. Pironneau D., Rode W., Ryming I. L.), *Cambridge University Press*.

Samuel, Dubos, *2005* “Simulation des grandes échelles d’écoulements turbulents supersoniques” *Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France*.

Sarkar S. et Hussaini M. Y., *1993* “Computation of the sound generated by isotropic turbulence”, *NASA Contract Report 93-74, NASA Langley Research Center, Hampton, VA*.

Schlichting H., *2000* “Boundary Layer Theory”, *8<sup>th</sup> Revised and Enlarged Edition. Springer*.

Schmidt R. C. et Patankar S.V., *1991* “Simulating Boundary Layer Transition With Low-Reynolds-Number K-ε Turbulence Models: Part 1 - An Evaluation of Prediction Characteristics”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, January, pp. 1-26.

Schook R., De Lange H. C., Van Steenhoven A. A., *1998* “Effects of Compressibility and Turbulence Level on Bypass Transition”, *ASME Congress and Exhibition, Paper N°. 98-GT-286*.

Sharma O. et Butler T., *1987* “Predictions of endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascades”, *Journal of Turbomachinery* 109, pp. 229-236.

Shih Tom H., “Modeling and Simulation of Gas-Turbine Flow and Heat Transfer”, *Dep. Of Mech. Eng., Michigan State University, East Lansing, MI 48824-1226, U.S.A.*

Shih T. H., Liou W. W., Shabbir A., Yang Z. et Zhu J. A., *1995* “New k-ε Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation. Computers Fluids”, 24(3), pp. 227-238.

Simon F.F. et Ashpis D. E., *1996* “Progress in Modeling of Laminar to Turbulent Transition on Turbine Vanes and Blades”, *Int. J. of Heat Transfer and Fluid Flow aussi publié à la NASA TM 107180*.

Skoda Romuald, Schilling Rudolf et Schobeiri Meinhard T., *2007* “Numerical Simulation of the Transitional and Unsteady Flow Through a Low Pressure Turbine”, *International Journal of Rotating Machinery*, Vol. 2007, Article ID 10940, pp.1-11.

Stieger R. D. et Hodson H. P., 2003 “The Transition Mechanism Of Highly-Loaded LP Turbine Blades”, *Proceedings of ASME Turbo Expo power for land, Sea and Air Atlanta, Georgia, USA, pp.1-10*

Suzen Y. B., Huang P. G., Volino R. J., Corke T. C., Thomas F. O., Huang J., Lake J. P., King P. I., June 2003 “A comprehensive CFD Study of Transitional Flows in Low-Pressure Turbines under a wide Range of operating Conditions”, *33<sup>rd</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference Orlando, Florida 23-26, pp. 1-33*

Sveningsson A. et Davidson L., 2003 “Assessment of Realizability Constraints and Boundary Conditions in  $v^2-f$  Turbulence Models”, *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, Hanjalic, Y. Nagano and M. Tummers (Editors), Begell House, Inc, pp. 585-592.*

Thole K. A. et Bogard D. J., 1995 “Enhanced Heat Transfer Due to High Free-Stream Turbulence”, *ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 117 pp. 418-424.*

Verhoff V. G., Camperchioli W. P. et Lopez I., 1992 “Transonic Turbine Blade Cascade Testing Facility”, *AIAA Paper No. 92-4034, NASA TM-105646.*

Vicente P. G., Antonio Viedma, Ronald Horn, July 1999 “Turbulent Flows around a NACA 0012 Profile Including Static and Dynamic Stall”, *Proceeding of the 3<sup>rd</sup> ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, California FEDSM99-7021, pp. 1-8*

Vijay K. Garg, June 2001 “Heat Transfer in Gas Turbines”, *NASA/CR-2001-210942 AYT Research Corporation, Brook Park, Ohio.*

Vijay K. Garg et Ameri Ali A., June 2001 “Two-Equation Turbulence Models of Heat Transfer on a Transonic Turbine Blade”, *Prepared for the 2001 Turbo Expo Sponsored by the American Society of Mechanical Engineers New Orleans, Louisiana, pp.1-16.*

Volvino R. J. et Simon T. W., 2000 “Spectral Measurements in transitional boundary layers on a concave wall under high and low free-stream turbulence”, *Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp.450-457.*

Vogt D. M. et Fransson T. H., Sep. 2002 “A New Turbine Cascade for Aerodynamical Testing”, *The 16<sup>th</sup> Symposium on Measurement Techniques in Transonic and Supersonic Flow In Cascades and Turbomachines, Cambridge, UK.*

Walsh Ed J., Davies Mark R. D. et McEligot Donald M., August 2004 “On use of Entropy to Predict Boundary Layer Stability”, *Journal of Entropy, 6(4), pp. 375-387.*

Wang Chi R., 2005 “Navier-Stokes Computations with One-Equation Turbulence Model for Flows Along Concave wall Surfaces”, *NASA/TM—213830, pp. 1-16.*

Wilcox D. C., 1988 “Reassessment of the Scale - Determining Equation for Advanced Turbulence Models”, *AIAA J., Vol. 26, pp.1299-1310.*

Wilcox D.C., 1998 “Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries”, *Inc., La Canada, California.*

Winoto S. H., Zhang D. H. et Chew Y. T., *July-August.2000* “Transition in Boundary layers on a concave surface”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, N°. 4.

Xia J. L., Smith B. L., Schmidli J. et Ydigaroglu G., *June 1998* “Comparative Study of Three Turbulence Models in Predicting A 180°- Bend Annular Diffuser Flow”, *Proceedings of Fedsm '98. ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Washington, DC Fedsm98-4849*.

Xu C. et Amano R. S., *May 2000* “Aerodynamics and Heat Transfer in a Turbine Blade at Design and off-Design Angles of Incidence”, *Proceeding of ASME TURBOEXPO 2000, 2000-GT-210, Munich, Germany*.

Yao J., Jameson A., Alonso J. J. et Liu F., *2000* “Development and Validation of Massively Parallel Flow Solver for Turbomachinery Flows”, *AIAA Paper, 00-00-0882*.

Yumin Xiao et Amano R. S., *May 2000* “Analysis of Flow and Heat Transfer in the End-wall Region of a Turbine Blade Passage”, *Proceeding of ASME TURBOEXPO 2000, 2000-GT-211, Munich, Germany*.