



**HAL**  
open science

# Développement d'une approche ZDES à deux équations de transport et application turbomachines

Cédric Uribe

► **To cite this version:**

Cédric Uribe. Développement d'une approche ZDES à deux équations de transport et application turbomachines. Mécanique [physics]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS252 . tel-01969489

**HAL Id: tel-01969489**

**<https://hal.science/tel-01969489>**

Submitted on 4 Jan 2019

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT DE SORBONNE UNIVERSITÉ

**Spécialité : Mécanique**

**École doctorale : Sciences Mécaniques, Acoustique, Électronique et Robotique de Paris (SMAER)**

réalisée à

**l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales**

présentée par

**Cédric URIBE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

Sujet de la thèse :

**Développement d'une approche ZDES à deux équations de transport et application turbomachines**

**Présentée et soutenue publiquement le 24 septembre 2018**

devant un jury composé de :

M. Jérôme	BOUDET	MCF, LMFA, École Centrale de Lyon	Rapporteur
M. Philippe	DEVINANT	Prof., PRISME, Polytech Orléans, Université d'Orléans	Examineur
M. Georges	GEROLYMOS	Prof., Sorbonne Université, Paris	Directeur de thèse
M. Éric	GONCALVES	Prof., Institut Pprime, ISAE-ENSMA, Université de Poitiers	Examineur
M. Smaine	KOUIDRI	Prof., Sorbonne Université, Paris	Examineur
M. Rémi	MANCEAU	DR, LMAP, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Rapporteur
M. Julien	MARTY	Ing., ONERA, Meudon	Co-directeur de thèse



# Remerciements

Enfin fini ! Sacrebleu ! C'est une joie et une satisfaction immenses que je tiens à partager au travers de ces remerciements à l'ensemble des personnes qui ont pris part d'une manière ou d'une autre à l'advenue, la traversée et l'achèvement de cette petite aventure qu'est la thèse de doctorat, finalement illustrée fort incomplètement par ce manuscrit. En effet si l'on en ressort éclairé d'un savoir et d'un savoir-faire nouveaux tout en ayant apporté sa petite contribution, j'ai trouvé que c'est avant tout sur l'humain que l'on en sort grandi.

A ce titre je souhaite avant tout vivement remercier Julien Marty, co-directeur de thèse et encadrant ONERA, sans qui tout ceci n'aurait jamais abouti. Julien parmi moult échanges encadrant/doctorant je me rappelle notamment de ton dévouement à m'aider durant de (bien trop) nombreuses heures malgré ton emploi du temps chargé, de ton souci exemplaire (et succès !) de porter et d'organiser au mieux cette aventure jusqu'au bout malgré les retards et les mauvaises passes de ton entêté - et parfois terrible - premier doctorant rien qu'à toi, de ton efficacité et ton aisance à rendre les choses compliquées finalement évidentes (les plans de présentations emballés c'est pesé en deux minutes), ainsi que de ton inépuisable culture des turbomachines (et pas que, loin s'en faut). Ce fut je pense une expérience très enrichissante pour nous deux, j'espère transformer l'essai à la hauteur de ton investissement et te souhaite le meilleur quant à tes ambitions actuelles et futures. Merci !

Je souhaite également vivement remercier Georges Gerolymos, directeur de thèse à Sorbonne Université, pour son support et ses conseils notamment essentiels dans cette dure épreuve que fut la rédaction du manuscrit. Merci pour tes immenses connaissances, ta rigueur, ton recul et ta patience infinie à écouter, expliquer, exposer les faits, argumenter, jusqu'à convaincre, raisonner, faire relativiser et redonner foi en ses capacités. Bonne chance dans ces travaux passionnants que sont l'exploration des corrélations turbulentes et la suite du projet NumERICCS, mais surtout courage pour faire tenir tous ces futurs travaux de thèse en 36 mois tout compris !

J'en profite pour remercier Isabelle Vallet de nous avoir prêté une partie de son bureau et de son espace sonore pour nos entretiens hebdomadaires ainsi que pour l'encourager dans la construction de l'indomptable fermeture statistique de la turbulence  $r_{ij} - \varepsilon_{ij}$ .

Merci à nouveau aux membres du jury pour toutes leurs questions, et en particulier aux rapporteurs MM. Rémi Manceau et Jérôme Boudet pour avoir accepté d'évaluer ces travaux en plein mois de rentrée scolaire. Merci également à Mmes Charlotte Vallin de l'École Doctorale 391 SMAER et Hakima Si Bachir du Bureau d'Accueil des Doctorants ainsi qu'à l'ONERA pour avoir financé et accueilli ces travaux.

Je tiens à remercier Joël Reneaux, directeur du département DAAP/DAAA, ainsi que Philippe Beaumier et Arnaud Le Pape, tour à tour responsable d'unité durant l'ascension des strates Oneriennes, pour leur intérêt et leur accueil au sein du centre ONERA de Meudon et de cette formidable unité H2T. Car oui, c'est vraiment une chouette équipe que celle-ci ! J'en garderais d'agréables souvenirs tels que - de façon bien trop brève et non exhaustive - les géniaux et non moins marrants Raphaël (Barrier), François (Richez) et Michel (Costes), les discussions passionnantes avec Benjamin (François), Luis (Bernardos Barreda) et Alan (Burlot) au détour d'un calcul ou d'un café, l'écoute et la prévenance d'Itham (Salah el Din), les humours irremplaçables de Patrick (Gardarein) et Julien (Decours), la bonne humeur des formidables Maxime (de Pret), Christophe (Montsarrat) et Miguel (Torrente pardo), les discussions souvent concises et toujours éclairantes (voire accompagnées de légumes) de Ronan (Boisard), la culture

et les patientes explications de Fabrice (Falissard), la compétence (immense) et la gentillesse de Gilles (Billonnet), Lionel (Castillon), Biel (Ortun) et Robert (Gaveriaux), les discussions pré-déjeuner ou nocturne avec Joëlle (Bailly) et Jean-Christophe (Boniface), les enseignements d'Antoine (Fourmaux) et de Benoit (Rodriguez), les coups de mains de Thomas (Renaud) et Gregory (Delattre), ou encore le passage haut en couleurs d'Andreas (Krumbein). Un vœux de rétablissement tout particulier pour Caroline (Lié-nard), jeune à jamais (oui oui) et personnage incontournable des pauses cafés. Plein de réussite (avec un tour en Racer en prime? croisons les doigts) et de bonheur pour la suite !

Merci beaucoup à mes différents collègues de bureau pour la super ambiance qui y résidait ! Je pense notamment à Matthieu (Dubosc), paternel et tuteur dans l'âme, et à Gaëlle (Mouret) (Gaëlle nos débats post déjeuner me manque terriblement \*sniff\*) qui m'ont accueilli les premiers mois de thèse. Un autre duo de choc fut celui de Camille (Castells) et Rami (Salem) ! Merci pour ces discussions et surtout pour tous ces Scud échangés sans que l'on ne se prenne jamais au sérieux, on allait vraiment bien ensemble. Plein de réussite pour vos thèses !

Plein de bonnes choses pour nos nombreux stagiaires (Alexandre Nazarians, Carlos González Hernández, Erwan Jezequel, Hugo Antoine, Jean Cedric Chkair, Jan-Sören Fischer, Myriam Settati, Nathasha Samarakone, Régis Koch, Theodore Raby, Thibaut Kiffer) ! Je tiens à remercier en particulier Thomas (Berthelon), Marine (Kirat), Camille (Daudin) et Gabriel (Mondin). Votre compagnie (extra et intra ONERA) fut très agréable et j'ai beaucoup apprécié d'avoir pu vous tutorer (officieusement) ou simplement vous aider lors de votre passage !

Enfin, et surtout, un énorme merci aux deux personnes que j'ai sans doute le plus côtoyé : à Benjamin - bro - Godard et à Alexandre Minot. Benjamin ce fut un vrai plaisir de t'avoir comme pote de thèse et à l'occasion comme mari en capitaine de navire (Marion, je t'envie), ton enthousiasme et ton caractère *yes we can* font et feront merveille à H2T et au-delà. Alexandre ce fut tout aussi sympathique de te recroiser à nouveau depuis que l'on s'était rencontré à l'ONERA Toulouse. Tu ne m'a pas converti à la religion du cyclisme mais nos conversations ont toujours été passionnantes. J'espère que la vie Versaillaise te réussit !

Voilà pour H2T, que le furvent m'emporte si j'ai oublié quelqu'un ! Mais je tiens également à remercier toutes ces personnes hors H2T qui furent toutes aussi importantes dans cette aventure : les membres d'ACI et de feu MHL avec notamment Ilias Petropoulos (merci pour ton soutien jusqu'aux répétitions !), Antoine Dumont (à la joie contagieuse), Jonas Verrière (merci pour ces riches échanges), Edoardo Paladini (courage pour la fin de thèse !), Andrea Viti, Fulvio Sartor (c'était cool le kart même si on fut vraiment mauvais ahah), Julien Dandois, Fabien Gand (courage pour l'intégration Fabien !), David Hue (j'ai terriblement manqué d'assiduité mais c'était bien sympa le judo !), Maxime Vergez, M. Gérald Carrier, Anthony Arnault mais aussi Pierre Grenson (merci pour nos passionnantes discussions), Geoffrey Tanguy (bravo pour ton poste à Lille !), Guillaume Arnault, Pierre-Elie Weiss, Amaury Bannier, MM. Éric Garnier et Philippe Duveau, Guillaume Bégou et lors des derniers mois mon voisin Vincent Gleize. Des remerciements particuliers à MM. Sébastien Deck et Nicolas Renard, piliers de la ZDES et inépuisables sources de connaissances et de conseils, qui ont su se rendre disponibles ou répondre en direct à mes interrogations malgré leurs travaux. J'espère que le présent manuscrit est à la hauteur ! Merci également aux membres du feu DAFE avec qui j'ai interagi dont Colin Leclercq (félicitations pour ton embauche !), Ye-Bonne Koyama (trop forte, au plaisir de te revoir), Nicolas Bonne (aurais tu un billet pour un vol en Falcon s.t.p. Nicolas ?), Holly Johnson, Damien Jallas (Damien c'est pas grave d'être à si faible Reynolds, on t'apprécie malgré ça), Benjamin Deveaux et M. Laurent Jacquin. Merci à Bruno Chagnet pour les lettres 3AF et les sorties ONERA Alumni fort intéressantes (Bourget, séminaire Neuron, etc). Enfin, et non des moindres, un grand merci à Sophie (Okerman) pour nos discussions, ta bonne humeur et ton efficacité facilitant le quotidien, plein de réussite pour tes projets ! Merci également à Tanya Remy-Zephir pour avoir parfaitement géré au pied levé l'organisation de la soutenance avec Julien.

Ces travaux doivent également énormément à l'investissement de nombreuses personnes du centre ONERA de Châtillon, avec avant tout l'équipe *eISA* et en particulier Bertrand Michel (merci de m'avoir accueilli et consacré autant de temps ! j'ai appris beaucoup à tes côtés) mais aussi Sébastien Heib (qui a répondu tout le temps présent à mon assaut de questions et de tickets), Bruno Maugars (merci beaucoup

Bruno pour ces longues discussions techniques et pas que, et ces quelques fois où tu m'a regonfler le moral, au plaisir de te recroiser), Julien Mayeur (adorable), ainsi que Thomas Paillette, Pierre-jacques Legay, Cédric Content et Sébastien, Matthieu Soismier et Sylvie Plot. Merci également à l'équipe Cas-siopée, et en particulier à Stéphanie Péron (merci Stéphanie pour ton aide sur le maillage de la bobosse, ce fut un plaisir) et à Christophe Benoit. Merci aussi à Adrien Chatelier pour ces échanges au sujet de la marche et lors des formations. Enfin, à Châtillon encore, de très bons souvenirs de l'organisation des JDD ONERA 2016 avec Paul Zehner, Valentin Dupif et Nicolas Bonne (merci à vous), comité chapeauté pour le meilleur et pour le pire par l'inimitable Thiên-Hiêp Lê.

Bons vols aux membres du club Asco Sports Aériens et en particulier aux stagiaires parapentistes ! Plein de reconnaissance et bonne continuation à Laurent, David, Jean-Francois, Johann & cie de l'Asco Judo !

Je voudrais aussi remercier de nombreuses personnes du centre ONERA de Toulouse que j'ai eu plaisir à recontacter en thèse après les avoir rencontré pour la majorité durant mon stage en 2013 : Hervé Bezarid pour les discussions passionnante sur la modélisation de la turbulence et sur le cas de la bosse (Hervé il y a des résultats avec le  $k - kL$  zonal EARSM cachés en annexes !), mais aussi Jean Perraud, Bertrand Aupoix, Hélène Glaible, Hugues Deniau, Michel Gazaix, Estelle Piot, François Chedevert et Francis Dupoirieux.

Pensées et remerciements à beaucoup d'extérieurs que j'ai eu la chance de rencontrer, croiser ou simplement d'avoir eu quelques nouvelles : Stéphane Morgand, Vincent Popie, Julien Deborde, Julissa Grondin (courage pour la fin de thèse !), Sheddia Didorally, David Vanpouille, William Riéra, Virginie Bonneau, Emma Croner et Grégoire Pont. Merci à MM. Jean-Philippe Laval et Antoine Dazin pour les visites de la soufflerie à couche limite et du département turbomachines du Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille. Merci à tous ceux qui m'ont donné envie de poursuivre en mécanique et en mécanique des fluides (en particulier M. Michel Roudet de l'IUT GMP de Toulouse, M. Thierry Viollet de l'UTBM et M. Sylvain Mouton de l'ONERA).

Bon ces remerciements prennent des allures d'annuaire et pourtant je suis sûr que j'ai oublié de citer beaucoup de personnes à l'instant où j'écris ces lignes ! Je terminerai donc par remercier les personnes à qui je tiens le plus : Plein d'amour pour Mathieu, Amélie, Fabrice et Guillaume dit doudou, ainsi qu'à toute ma famille - notamment à tatie Régine qui est venue me supporter jusqu'à Paris ! - et évidemment, d'abord et avant tout, à mon frère Kévin et à mes parents Dominique et Nadine pour m'avoir porté jusqu'ici toutes ces années !



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>ix</b>
Introduction	1
Chapitre 1 Formulations et développements des variantes de l’approche ZDES $k - \omega$	19
1.1 Formulations de base et problématiques . . . . .	20
1.1.1 Formulation originale de la ZDES sur la base du modèle de Spalart et Allmaras : la ZDES SA . . . . .	20
1.1.2 Formulation au sens de Strelets de la ZDES sur la base du modèle $k - \omega$ SST de Menter : la ZDES SST . . . . .	23
1.1.3 Problématiques et questions ouvertes pour les approches héritées de la DES . . . .	26
1.2 Étude critique de la littérature scientifique et présentation des formulations ZDES à évaluer	29
1.2.1 De l’accélération de la transition RANS vers LES . . . . .	29
1.2.1.1 Emplacement de la substitution . . . . .	29
1.2.1.2 Retour à un modèle de sous-maille . . . . .	30
1.2.1.3 Estimation de l’échelle de longueur de sous-maille $\Delta$ . . . . .	40
1.2.2 Traitement des fonctions d’amortissement pour le modèle de Spalart et Allmaras	42
1.2.3 Traitement de l’échelle de longueur caractéristique et des limiteurs du modèle $k - \omega$ de Menter . . . . .	42
1.2.4 De l’évolution de la fonction de protection . . . . .	45
1.3 Synthèse des approches ZDES implémentées et évaluées . . . . .	50
1.4 Cadre numérique . . . . .	52
Chapitre 2 Validation de l’approche ZDES $k - \omega$ sur des cas d’écoulement génériques.	61
2.1 Objectifs . . . . .	62
2.2 Cas génériques sélectionnés et définitions communes . . . . .	63
2.2.1 Présentation et discussion des cas génériques sélectionnés . . . . .	63
2.2.2 Cadre numérique . . . . .	66
2.2.3 Définitions communes . . . . .	66
2.3 Évaluation de l’apparition et du développement des fluctuations turbulentes par instabi- lité inertielle sur le cas d’une couche de mélange . . . . .	67
2.3.1 Configuration numérique . . . . .	68
2.3.2 Analyse de l’écoulement instantané . . . . .	73
2.3.3 Analyse de l’écoulement moyen . . . . .	75
2.3.4 Analyse spectrale . . . . .	85
2.4 Évaluation de la fonction de protection des couches limites sur le cas d’une marche des- cendante . . . . .	87
2.4.1 Configuration numérique . . . . .	87



2.4.2	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	92
2.4.3	Analyse de l'écoulement moyen . . . . .	94
2.4.4	Protection des couches limites . . . . .	108
2.4.5	Comparaison aux données de références . . . . .	115
2.5	Évaluation du positionnement automatique de l'interface RANS/LES et de ses conséquences pour un sillage de barreau cylindrique avec décollement de couche limite laminaire ( $Re_D = 3900$ ) . . . . .	118
2.5.1	Configuration numérique . . . . .	118
2.5.2	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	119
2.5.3	Analyse de l'écoulement moyen . . . . .	121
2.6	Conclusions . . . . .	124
Chapitre 3	Évaluation de l'approche ZDES $k - \omega$ sur un cas industriel de type turbomachine	129
3.1	Objectifs . . . . .	130
3.2	Compresseur de recherche CREATE . . . . .	131
3.3	Description du banc numérique . . . . .	133
3.3.1	Domaine de calcul . . . . .	133
3.3.2	Maillage . . . . .	133
3.3.3	Conditions aux limites . . . . .	134
3.3.4	Répartition des modes ZDES . . . . .	136
3.3.5	Paramètres numériques spécifiques . . . . .	136
3.3.6	Synthèse des simplifications . . . . .	138
3.4	Analyse de l'écoulement instationnaire . . . . .	140
3.4.1	Protection de la couche limite . . . . .	140
3.4.2	Spectre du frottement pariétal instantané . . . . .	145
3.4.3	Écoulement de jeu . . . . .	149
3.4.4	Écoulement dans le canal inter-aube . . . . .	154
3.4.5	Analyse spectrale des fluctuations de pression au carter en aval du rotor . . . . .	157
3.5	Analyse de l'écoulement moyenné en temps . . . . .	158
3.6	Performances globales . . . . .	167
3.7	Conclusions . . . . .	173
Chapitre 4	Évaluation de l'approche ZDES $k - \omega$ sur la prévision des décollements de couche limite turbulente dues à des gradients de pression adverses progressifs	177
4.1	Objectifs . . . . .	178
4.2	Présentation et sélection du cas FAITH Hill . . . . .	178
4.3	Description du banc numérique . . . . .	184
4.3.1	Domaine de calcul et conditions aux limites . . . . .	184
4.3.2	Maillage . . . . .	186
4.3.3	Paramètres numériques spécifiques . . . . .	188
4.4	Analyse de l'écoulement instationnaire et convergence statistique de la simulation ZDES SST HV . . . . .	190
4.5	Analyse de l'écoulement moyenné en temps . . . . .	194
4.5.1	Reproduction du spectre pariétal . . . . .	194
4.5.2	Comparaison aux données PIV . . . . .	199
4.6	Protection des couches limites en ZDES SST HV . . . . .	204
4.7	Conclusions . . . . .	209
	<b>Conclusions</b>	<b>211</b>
	<b>Perspectives</b>	<b>215</b>

Annexe A	Méthodes et outils numériques	219
A.1	Modèles physiques pour les écoulements compressibles	220
A.1.1	Lois de conservation	220
A.1.2	Lois d'état	221
A.1.3	Lois de comportement	222
A.1.4	Équations de Navier-Stokes moyennées	223
A.1.4.1	Résolution des équations de Navier-Stokes	223
A.1.4.2	Approche statistique	223
A.1.4.3	Équations du champ moyen	223
A.1.4.4	Équations de transport du tenseur de Reynolds	225
A.1.4.5	Expression du système des équations du champ moyen sous forme conservative	226
A.1.5	Modèles de fermeture au premier ordre	227
A.1.6	Méthodes pour la discrétisation et la résolution numérique des modèles physiques considérés	227
A.1.6.1	Discrétisation spatiale	227
A.2	Le logiciel <i>e/sA</i>	230
A.2.1	Capacités et diffusion	230
A.2.2	Approches pour la modélisation et la résolution de la turbulence	231
A.2.3	Modèles pour les scénarios de transition laminaire-turbulent	232
A.3	Références sur le cas FAITH Hill	235
<b>Bibliographie</b>		<b>I</b>



# Nomenclature

## Acronymes des approches

ADDES	<i>Algebraic Delayed Detached-Eddy Simulation</i>
BLMLES	<i>Boundary Layer Modelled Large Eddy Simulation</i> (LES modélisant les couches limites)
DDES	<i>Delayed Detached-Eddy Simulation</i>
DES	<i>Detached-Eddy Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> (simulation numérique directe)
HTLES	<i>Hybrid Temporal LES</i>
IDDES	<i>Improved Delayed Detached-Eddy Simulation</i>
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i> (simulation des grandes échelles)
PANS	<i>Partially-Averaged Navier-Stokes</i>
PITM	<i>Partially Integrated Transport Model</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
SAS	<i>Scale Adaptive Simulation</i>
SBES	<i>Stress-Blended Eddy Simulation</i>
SDES	<i>entropy based Detached Eddy Simulation</i> ou <i>Shielded Detached Eddy Simulation</i>
TPITM	<i>Temporal Partially Integrated Transport Model</i>
VLES	<i>Very Large Eddy Simulation</i>
WMLES	<i>Wall-Modelled Large Eddy Simulation</i> (LES modélisant la région interne des couches limites)
WRLES	<i>Wall-Resolved Large Eddy Simulation</i> (LES résolue à la paroi)
X-LES	<i>eXtra-Large Eddy Simulation</i>
ZDES	<i>Zonal Detached Eddy Simulation</i>

## Autres acronymes

AMR	<i>Adaptive Mesh Refinement</i>
AR	<i>Aspect Ratio</i>
ATAAC	<i>Advanced Turbulence simulation for Aerodynamic Application Challenges</i>
AUSM	<i>Advection Upstream Splitting Method</i>
BPF	<i>Blade Passing Frequency</i>
BSL	référence à la version <i>BaSeLine</i> - i.e. sans correction SST - du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
BUSH	référence à la proposition de Bush et Mani
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancées en Calculs Scientifiques
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	<i>Courant–Friedrichs–Lewy condition</i>

## Nomenclature

CPU	<i>Central Processing Unit</i> (processeur)
CREATE	Compresseur de Recherche pour l'Étude des effets Aérodynamiques et TEchnologiques
DIT	<i>Decaying Isotropic Turbulence</i> (turbulence isotrope en décroissance libre)
DLR	<i>Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt</i> (centre allemand pour l'aéronautique et l'astronautique)
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EARSM	<i>Explicit Algebraic Reynolds Stress Model</i>
elsA	ensemble logiciel de simulation en Aérodynamique
ER	<i>Expansion ratio</i>
F1	référence à la fonction de protection $1 - F_1$
F2	référence à la fonction de protection $1 - F_2$
FAITH	<i>Fundamental Aero Investigates The Hill</i>
FDNUT	référence à la fonction de protection $f_d(\nu_t)$
FISF	<i>Fringe Imaging Skin Friction</i>
FIT	<i>Forced Isotropic Turbulence</i> (turbulence isotrope forcée)
FLOMANIA	<i>FLOW-physics Modelling - AN Integrated Approach</i>
GIS	<i>Grid Induced Separation</i>
GRIT	référence à la proposition de Gritskevich et al.
H.P.	Haute Pression
HPC	<i>High-Performance Computing</i>
HV	<i>Hardened Version</i>
JHh	<i>Jakirlić-Hanjalić homogeneous</i>
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i> (anémométrie laser Doppler)
LEAP	<i>Leading Edge Aviation Propulsion</i>
LL	Lien Leschziner
LLR	<i>Linear Local Realisable</i>
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
LRR	Launder Reece Rodi
MSD	<i>Modelled-Stress-Depletion</i>
MUSCL	<i>Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Law</i>
NACA	<i>National Advisory Committee for Aeronautics</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
OES	<i>Organised Eddy Simulation</i>
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> (vélocimétrie par image de particules)
PSP	<i>Pressure-Sensitive Paint</i>
QCR	<i>Quadratic Constitutive Relation</i>
RDE	Roue Directrice d'Entrée
REDDY	référence à la proposition de Reddy et al.
RLT	<i>RANS to LES transition</i>
rms	<i>root mean square</i>
RSM	<i>differential full Reynolds Stress Model</i>
SA	référence au modèle de Spalart et Allmaras
SGS	<i>SubGrid-Scale</i> (échelle de sous-maille)

SIGMA	référence au modèle de sous-maille $\sigma$
SSG	Speziale Sarkar Gatski
SST	référence à la version avec correction <i>Shear-Stress Transport</i> du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
TNT	<i>Turbulent/NonTurbulent</i>
WALE	<i>Wall Adapting Local Eddy viscosity</i>

### Symboles propres aux approches DES, DDES, ZDES et affiliées

$C_{d1}$	constante des fonctions de protection $f_d(\nu_t)$ et $f_d(\tilde{\nu})$
$C_{d2}$	constante des fonctions de protection $f_d(\nu_t)$ et $f_d(\tilde{\nu})$
$C_{DES}$	constante originelle de la DES
$C_{DES}^{k-\varepsilon}$	constante pour la branche $k - \varepsilon$ de la DES basée sur le modèle $k - \omega$ de Menter
$C_{DES}^{k-\omega}$	constante pour la branche $k - \omega$ de la DES basée sur le modèle $k - \omega$ de Menter
$\Delta$	échelle de longueur de sous-maille
$\Delta_{DES}^I$	échelle de longueur de sous-maille en ZDES mode 1
$\Delta_{DES}^{II}$	échelle de longueur de sous-maille en ZDES mode 2
$\Delta_{DES}^{III}$	échelle de longueur de sous-maille en ZDES mode 3
$\Delta_{max}$	échelle de longueur de sous-maille basée sur la longueur maximale des arêtes de la cellule considérée
$\Delta_{vol}$	échelle de longueur de sous-maille basée sur le volume de la cellule considérée
$\Delta_\omega$	échelle de longueur de sous-maille sensible à l'orientation du vecteur vorticité local
$f_d$	fonction de protection (désignant indistinctement $f_d(\tilde{\nu})$ ou $f_d(\nu_t)$ )
$f_{d0}$	seuil sur la valeur des fonctions de protection $f_d(\nu_t)$ et $f_d(\tilde{\nu})$
$f_d(\tilde{\nu})$	fonction de protection
$f_d(\nu_t)$	fonction de protection
$f_s$	fonction de protection
$f_w^*$	constante de la fonction $\Psi$
$1 - F_1$	fonction de protection
$1 - F_2$	fonction de protection
$1 - F_F$	fonction de protection
$F_F$	fonction de protection
$F_{F0}$	seuil sur la valeur de la fonction de protection $F_F$
$L_{DES}$	échelle de longueur hybride
$L_{DES}^I$	échelle de longueur hybride en mode 1
$L_{DES}^{II}$	échelle de longueur hybride en mode 2
$L_{DES}^{III}$	échelle de longueur hybride en mode 3
$L_{LES}$	échelle de longueur LES
$L_{RANS}$	échelle de longueur caractéristique du modèle de turbulence RANS sous-jacent
$L_{RANS_{SST}}$	échelle de longueur $L_{RANS}$ basée sur $\omega_{SST}$
$L_{RANS_{ZDES_{SST}}}$	échelle de longueur $L_{RANS}$ basée sur $\omega_{ZDES_{SST}}$
$\lambda$	seuil égal à 0 dans les régions RANS, à 1 dans les régions LES et variant continûment entre 0 et 1 au sein des zones grises ( $\equiv 1 - (L_{DES} - L_{LES}) / (L_{RANS} - L_{LES})$ )
$\Psi$	fonction de compensation des fonctions d'amortissement du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras en dehors des couches limites

## Nomenclature

	argument de la fonction $F_F$
$r_d$	argument des fonctions de protection $f_d(\nu_i)$ et $f_d(\tilde{\nu})$ , inspiré de $r_{sa}$
$\omega_{ZDES\ SST}$	variable turbulente $\omega$ à laquelle a été appliqué la correction SST dans les régions RANS ( $\equiv (1 - \lambda) \times \omega_{SST} + \lambda \times \omega$ )
$\xi$	argument de la fonction $F_F$
$y_{interface}$	position de l'interface RANS/LES suivant la direction $y$ , normale à la paroi, en ZDES mode 3
$y_{interface}^+$	position $y_{interface}$ adimensionnée par $l_\tau$

## Autres symboles Grecs

$\alpha$	incidence d'un profil ou angle de déviation absolue d'une aube
$\beta, \beta_1, \beta_2$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$\beta^*$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$\delta$	épaisseur de couche limite
$\delta_1$	épaisseur de déplacement de couche limite
$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker
$\delta_\nu$	échelle de longueur visqueuse
$\delta_\omega$	épaisseur de vortacité de couche de cisaillement
$\delta_{\omega_0}$	épaisseur de vortacité initiale de couche de cisaillement
$\Delta_g$	échelle de longueur caractéristique de la cellule considérée
$\Delta i, \Delta j, \Delta k$	taille de maille (ou pas d'espace) suivant les directions $i, j$ et $k$
$\Delta i^+, \Delta j^+, \Delta k^+$	taille de maille (ou pas d'espace) suivant les directions $i, j$ et $k$ adimensionnée par $l_\tau$
$\Delta p_{i_a}$	différence de $p_{i_a}$
$\Delta s$	variation (différence) d'entropie spécifique ( $\equiv s - s_{ref}$ )
$\Delta t$	pas de temps
$\Delta t_s$	pas de temps d'échantillonnage ( <i>sampling</i> ) pour la moyenne en temps
$\Delta t_s^*$	temps $\Delta t_s$ adimensionné par $t_c$
$\Delta t^*$	pas de temps numérique $\Delta t$ adimensionné par $t_c$
$\Delta U$	différence de vitesse de part et d'autre d'une couche de mélange, dénommée vitesse de cisaillement
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	taille de maille (ou pas d'espace) suivant les directions $x, y$ et $z$
$\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$	taille de maille (ou pas d'espace) suivant les directions $x, y$ et $z$ adimensionnée par $l_\tau$
$\Delta y_{min}^+$	taille de maille adimensionnée $\Delta y^+$ pour les cellules adossées à la paroi
$\Delta y_{median}$	taille de maille $\Delta y$ des cellules au milieu du canal considéré
$\Delta y_{min}$	taille de maille $\Delta y$ pour les cellules adossées à la paroi
$\varepsilon$	taux de dissipation de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes
$\mathcal{E}_{ijk}$	symbole de permutation (ou symbole de Levi-Civita)
$\eta$	paramètre de similitude de couche de mélange ( $\equiv (y - y_{1/2}(x))/(\delta_\omega(x))$ )
$\eta_{is}$	rendement isentropique
$\Upsilon, \Upsilon_1, \Upsilon_2$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$\gamma$	intermittence
$\gamma_{gaz}$	rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant ( $\equiv c_p/c_v$ )
$\lambda$	second coefficient de viscosité
$\lambda$	longueur d'onde du phénomène considéré

$\lambda_s$	paramètre vitesse-densité de couche de mélange ( $\equiv (1 - r_{cm}) (1 + \sqrt{s_{cm}}) / 2 (1 + r_{cm} \sqrt{s_{cm}})$ )
$\Lambda_2$	paramètre de Polhausen
$\mu$	viscosité (moléculaire) dynamique
$\mu_{suth}$	constante de la loi de Sutherland
$\mu_t$	viscosité (dynamique) turbulente
$\mu_t / \mu$	ratio de viscosité
$\nu$	viscosité (moléculaire) cinématique ( $\equiv \mu / \rho$ )
$\tilde{\nu}$	pseudo-viscosité, variable turbulente du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$\nu_t$	viscosité (cinématique) turbulente ( $\equiv \mu_t / \rho$ )
$\Pi$	taux de compression
$\phi$	angle méridien
$\rho$	densité
$\rho u, \rho v, \rho w$	quantités de mouvement suivant les directions $x, y$ et $z$
$\sigma$	modèle de sous-maille de Nicoud et al.
$\underline{\underline{\sigma}}$	tenseur des contraintes visqueuses
$\sigma$	fonction d'hybridation de flux numériques
$\sigma_0$	paramètre de diffusion de référence de couche de mélange
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	valeurs singulières du tenseur des gradients de vitesse $\underline{\underline{g}}$
$\sigma_k, \sigma_{k1}, \sigma_{k2}$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$\sigma_{\tilde{\nu}}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$\sigma_{\omega}, \sigma_{\omega1}, \sigma_{\omega2}$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$\tau$	période du phénomène considéré
$\tau_{turb}$	temps caractéristique de la turbulence
$\underline{\underline{\tau}}$	tenseur de Reynolds ( $\equiv \tau_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$\tau_{ij}$	composante du tenseur de Reynolds ( $\equiv -\overline{\rho u''_i u''_j}$ )
$\underline{\underline{\tau}}_m^d$	partie déviatorique (ici réduite de $\rho$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées
$\underline{\underline{\tau}}_r^d$	partie déviatorique (ici réduite de $\rho$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds dues aux fluctuations turbulentes résolues
$\underline{\underline{\tau}}_t$	vecteur frottement tangent à la paroi considérée ( $\equiv - \left[ \underline{\underline{\tau}}_w \cdot \underline{n} - \left( \underline{n} \cdot \underline{\underline{\tau}}_w \cdot \underline{n} \right) \underline{n} \right]$ )
$\tau_w$	intensité du cisaillement local à la paroi
$\underline{\underline{\tau}}_w$	tenseur de frottement local ( $\equiv 2\mu \left( \underline{\underline{S}}_w - (1/3) \underline{\underline{I}} \text{div}_w(\underline{u}) \right)$ )
$\mathcal{T}$	rapport des températures génératrices absolues
$\theta$	épaisseur de quantité de mouvement de couche limite
$\omega$	taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes ( $\equiv \varepsilon / (\beta^* k)$ )
$\underline{\underline{\omega}}$	vecteur vorticité ( $\equiv \text{rot}(\underline{u})$ )
$\omega_{log}$	approximation de $\omega$ dans la région logarithmique de l'épaisseur de couche limite
$\omega_{SST}$	variable turbulente $\omega$ à laquelle a été appliqué la correction SST
$\omega_{vis}$	approximation de $\omega$ dans la sous-couche visqueuse de l'épaisseur de couche limite
$\omega_{Zheng}$	variable turbulente $\omega$ à laquelle a été appliqué le limiteur de Zheng
$\Omega$	norme du tenseur des taux de rotation ( $\equiv \sqrt{2\Omega_{ij} \Omega_{ij}}$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$\Omega_{vol}$	domaine de calcul
$\partial\Omega_{vol}$	frontière du domaine de calcul
$\underline{\underline{\Omega}}$	tenseur des taux de rotation ( $\equiv \Omega_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )



## Nomenclature

$\underline{\Omega}$	vecteur vitesse de rotation
$\Omega_{ij}$	composante du tenseur des taux de rotation ( $\equiv \frac{1}{2} (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$\Omega_m$	composante du vecteur vitesse de rotation $\underline{\Omega}$
$\chi$	terme du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$\xi$	argument de la fonction $F_2$
$\zeta$	argument de la fonction $F_1$

### Autres symboles Latins

$a$	célérité du son
$a_1$	constante du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$c_{b1}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$c_{b2}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$c_p$	chaleur spécifique à pression constante
$c_v$	chaleur spécifique à volume constant
$c_{v1}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$c_{w1}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$c_{w2}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$c_{w3}$	constante du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$C$	corde
$C_\varepsilon$	constante du modèle de sous-maille de Yoshizawa
$C_f$	coefficient de frottement ( $\equiv \ \tau_t\  / (\frac{1}{2} \rho_e U_e^2)$ )
$C_{kk}$	constante du modèle de sous-maille de Yoshizawa
$C_\nu$	constante du modèle de sous-maille de Yoshizawa
$C_S$	constante du modèle de sous-maille de Smagorinsky
$C_\sigma$	constante du modèle de sous-maille $\sigma$
$C_W$	constante du modèle de sous-maille WALE
$CD_{k\omega}$	diffusion croisée du modèle de turbulence $k - \omega$ de Menter
$d_w$	distance à la paroi
$D$	diamètre
$D_k$	destruction de $k$
$D_k^*$	destruction de $k$ modifiée
$D_{\tilde{\nu}}$	destruction de $\tilde{\nu}$
$D_\omega$	destruction de $\omega$
$D_\omega^*$	destruction de $\omega$ modifiée
$e$	énergie interne spécifique
$e_i$	$i^{\text{ème}}$ vecteur unitaire du repère orthonormé considéré indiquant la direction de croissance de la coordonnée $x_i$
$E$	énergie totale spécifique ( $\equiv e + \ \underline{u}\ ^2/2$ )
$f_{\text{étg.}}$	fréquence de rotation de l'étage considéré dans un repère donné
$f_{\text{cut}}$	fréquence de coupure
$f_{KH}$	fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz
$f_m$	fréquence de modulation
$f_{vs}$	fréquence de lâcher tourbillonnaire ( <i>vortex shedding</i> )
$fr_{KH}$	fréquence réduite de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz

$fr_m$	fréquence réduite de modulation
$fr_{vs}$	fréquence réduite de lâcher tourbillonnaire ( <i>vortex shedding</i> )
$f_{cen}$	force centrifuge
$f_{Cor}$	force de Coriolis
$f_{t2}$	fonction d'amortissement du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$f_{v1}$	fonction d'amortissement du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$f_{v2}$	fonction d'amortissement du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$f_w$	fonction d'amortissement du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$F_1$	fonction de mélange du modèle $k - \omega$ de Menter
$F_2$	fonction de mélange du modèle $k - \omega$ de Menter
$F_{ctr}$	approximation centrée des flux convectifs
$F_{inv}$	approximation des flux convectifs
$F_{upw}$	approximation décentrée amont des flux convectifs
$F_{KH}$	facteur estimant la tri-dimensionnalité de la turbulence à partir de l'alignement de $\underline{\omega}$ avec les vecteurs propres de $\underline{S}$
$\underline{g}$	tenseur des gradients de vitesse ( $\equiv \underline{\text{grad}}(\underline{u})$ )
$g$	terme du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$g_{ij}$	composante du tenseur des gradients de vitesse ( $\equiv \partial u_i / \partial x_j$ )
$G$	nombre de sous-itérations de Gear
$h$	enthalpie spécifique ( $\equiv e + p/\rho$ )
$h_i$	enthalpie totale spécifique ( $\equiv h + \ \underline{u}\ ^2/2$ )
$h$	hauteur caractéristique d'une géométrie (bosse, marche descendante, ...) ou d'un décollement
$h/H$	hauteur de veine relative, position relative à $H$ ( $h/H = 0\%$ au moyeu, $h/H = 100\%$ au carter) suivant $r$ exprimée en pourcent
$H$	hauteur de veine
$H_i$	facteur de forme incompressible ( $\equiv \delta_1/\theta$ )
$(i, j, k)$	coordonnées suivant les directions d'empilement des cellules du maillage structuré considéré
$\underline{I}$	matrice identité ( $\equiv \delta_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$k$	énergie cinétique des fluctuations turbulentes ( $\equiv \overline{\rho u_i'' u_i''} / 2\rho$ )
$K$	constante de Von Karman
$K_T$	coefficient de conductivité thermique
$K_{Tt}$	coefficient de conductivité thermique turbulent
$l$	longueur turbulente (transportée par le modèle de turbulence $k - l$ de Smith)
$l_\lambda$	micro-échelle de Taylor
$l_r$	longueur de la recirculation principale en aval d'une marche descendante
$l_\tau$	longueur de frottement ( $\equiv \nu/u_\tau$ )
$l_{ts}$	longueur du tourbillon secondaire au pied d'une marche descendante
$L$	longueur de référence
$L_{vK}$	généralisation tridimensionnelle de la longueur de von Kármán
$\mathcal{M}$	masse molaire de l'air
$M$	nombre de Mach
$M_c$	nombre de Mach convectif de couche de mélange

## Nomenclature

$\underline{n}$	vecteur unitaire normal à la paroi considérée et sortant du domaine de calcul
$n$	nombre de périodes $\tau$ utiles simulées
$\mathcal{N}$	nombre de degrés de liberté nécessaire à la discrétisation d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression dans le cadre considéré
$N$	nombre de cellules sous $y^+ = 10$
$N_s$	nombre d'échantillons utilisés pour la moyenne en temps ( $\equiv t_{\text{obs}}^*/\Delta t_s^*$ )
$N_y$	nombre de cellules suivant la direction $y$ sur une distance donnée
$p$	pression statique
$p_i$	pression totale (ou génératrice) ( $\equiv p \left(1 + \frac{(\gamma_{\text{gaz}}-1)}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma_{\text{gaz}}}{(\gamma_{\text{gaz}}-1)}}$ )
$P_k$	production de $k$
$P_k^*$	production de $k$ modifiée
$P_{\tilde{\nu}}$	production de $\tilde{\nu}$
$Pr$	nombre de Prandtl
$Pr_t$	nombre de Prandtl turbulent
$P_\omega$	production de $\omega$
$P_\omega^*$	production de $\omega$ modifiée
$\underline{q}$	vecteur flux de chaleur
$\underline{q}_t$	vecteur flux de chaleur turbulent
$Q$	critère d'identification des tourbillons basé sur la balance entre les normes des tenseurs des taux de rotation et des taux de déformations
$r$	coordonnée radiale
$r_{cm}$	ratio de vitesse de part et d'autre d'une couche de mélange
$r_{sa}$	terme du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$r_{\text{gaz}}$	constante spécifique de l'air
$\mathcal{R}$	constante universelle des gaz parfaits
$R$	rayon de la base circulaire de la géométrie considérée
$Re$	nombre de Reynolds
$Re_D$	nombre de Reynolds basé sur le diamètre $D$
$Re_C$	nombre de Reynolds basé sur la corde $C$
$Re_h$	nombre de Reynolds basé sur la hauteur $h$
$Re_L$	nombre de Reynolds basé sur la longueur $L$
$Re_\delta$	nombre de Reynolds basé sur $U_e, \nu$ et $\delta$
$Re_{\delta_1}$	nombre de Reynolds basé sur $U_e, \nu$ et $\delta_1$
$Re_g$	nombre de Reynolds de maille ( $\equiv  a \Delta_g/(\nu + \nu_t)$ )
$Re_\lambda$	nombre de Reynolds basé sur $u_{rms}, \nu$ et $l_\lambda$
$Re_\tau$	nombre de Reynolds basé sur $u_\tau, \nu$ et sur une échelle de longueur
$Re_\theta$	nombre de Reynolds basé sur $U_e, \nu$ et $\theta$
$Re_x$	nombre de Reynolds basé sur une longueur de développement
$R_{sgs}$	ratio du cisaillement de sous-maille estimé par le modèle de sous-maille WALE ou $\sigma$ sur celui estimé par le modèle de sous-maille de Smagorinsky
$R_{\theta_t}$	nombre de Reynolds de transition
$\widetilde{R}_{\theta_t}$	nombre de Reynolds de transition transporté du modèle de transition de Menter et Langtry
$s$	entropie spécifique
$s_{cm}$	ratio de densité de part et d'autre d'une couche de mélange

$\underline{s}_E$	vitesse d'entraînement
$\xi$	abscisse curviligne
$\xi_{cr}$	abscisse curviligne critique
$\underline{S}$	tenseur des taux de déformation ( $\equiv S_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$\tilde{S}$	norme modifiée du tenseur des taux de rotation $S_\Omega$ , notation propre au modèle de turbulence de Spalart et Allmaras
$S$	norme du tenseur des taux de déformation ( $\equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$S_{ij}$	composante du tenseur des taux de déformation ( $\equiv \frac{1}{2}(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$S_{ij}^d$	composante de la partie symétrique et à trace nulle du carré du tenseur des gradients de vitesse
$S_S^*$	argument du modèle de sous-maille de Smagorinsky
$S_\sigma^*$	argument du modèle de sous-maille $\sigma$
$S_{suth}$	constante de la loi de Sutherland
$St$	nombre de Strouhal
$\underline{S}_w$	tenseur des taux de déformation extrapolé à la paroi
$\underline{S}_\Omega$	norme du tenseur des taux de rotation, notation propre au modèle de turbulence de Spalart et Allmaras ( $\equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ avec $i, j = 1, 2, 3$ )
$S_W^*$	argument du modèle de sous-maille WALE
$t$	coordonnée temporelle
$t_c$	temps caractéristique du cas considéré (e.g. temps convectif)
$t_{inst}$	temps physique écoulé à l'itération considérée depuis l'initialisation du calcul
$t_{inst}^*$	temps $t_{inst}$ adimensionné par $t_c$
$t_{obs}$	temps d'observation utilisé pour la moyenne en temps, aussi appelée <i>temps utile</i>
$t_{obs}^*$	temps $t_{obs}$ adimensionné par $t_c$
$t_{trans}$	temps - écoulé depuis l'initialisation du calcul - jugé comme <i>transitoire</i> qui est ignorée pour la moyenne en temps
$t_{trans}^*$	temps $t_{trans}$ adimensionné par $t_c$
$T$	température statique
$T_i$	température totale (ou génératrice) ( $\equiv T \left(1 + \frac{\gamma_{gaz}-1}{2} M^2\right)$ )
$T_{suth}$	constante de la loi de Sutherland
$Tu$	taux de turbulence extérieur à la couche limite ( $\equiv \sqrt{2k/3}/U_e$ )
$\underline{u}$	vecteur vitesse ( $\equiv u_i \underline{e}_i$ avec $i = 1, 2, 3$ )
$u$	composante du vecteur vitesse $\underline{u}$ suivant $x$
$u_i$	$i^{\text{ème}}$ composante du vecteur vitesse $\underline{u}$ ( $u_i \in \{u, v, w\}$ avec $i = 1, 2, 3$ )
$u_{i,j}$	$i^{\text{ème}}$ composante du vecteur vitesse $\underline{u}$ dérivée par rapport à la coordonnée spatiale $x_j$
$u_\tau$	vitesse de frottement ( $\equiv \sqrt{ \underline{\tau}_t /\rho}$ )
$\overline{u'v'}$	moment statistique d'ordre deux
$\langle u'v' \rangle_{modélisé}$	moyenne de la modélisation du moment statistique d'ordre deux $\overline{u'v'}$
$\langle u'v' \rangle_{résolu}$	moyenne du moment statistique d'ordre deux $\overline{u'v'}$ dû aux fluctuations turbulentes résolues
$U$	vitesse caractéristique (e.g. $U_e, U_0, U_b, \dots$ )
$v$	composante du vecteur vitesse $\underline{u}$ suivant $y$
$w$	composante du vecteur vitesse $\underline{u}$ suivant $z$
$(x, r, \theta)$	coordonnées axiale, radiale et azimutale utilisées en turbomachine
$(x, y, z)$	coordonnées cartésiennes du repère orthonormé considéré

## Nomenclature

$x_i$	$i^{\text{ème}}$ composante du vecteur position ( $x_i \in \{x, y, z\}$ avec $i = 1, 2, 3$ )
$X/C$	position relative à $C$ ( $X/C = 0\%$ au bord d'attaque moyen, $X/C = 100\%$ au bord de fuite moyen) suivant $x$ exprimée en pourcent
$y_{1/2}$	lieu géométrique où $u_{1/2}(x) = (\langle u(x, y) \rangle - U_{\text{low}}) / (U_{\text{high}} - U_{\text{low}}) = 0,5$
$Z$	constante liée au limiteur de <i>Zheng</i>
$Z$	fonction de la coordonnée $z$ de la courbe génératrice considérée en fonction de $r$
$Z_p$	pression statique normalisée
$Z_T$	température statique normalisée

## Indices et exposants

$(\cdot)^t$	transposé
$(\cdot)_0$	de référence
$(\cdot)_\infty$	à l'infinie amont
$(\cdot)_{\text{moyeu}}$	au moyeu
$(\cdot)_a$	absolu
$(\cdot)_e$	extérieur à la couche limite
$(\cdot)_i, (\cdot)_j, (\cdot)_k, (\cdot)_m, (\cdot)_n$	indices de la notation d'Einstein impliquant la convention de sommation
$(\cdot)_r$	relatif
$(\cdot)_{\text{ent}}$	dans le repère entraîné
$(\cdot)_{\text{high}}$	du canal supérieur de la couche de mélange considérée
$(\cdot)_{\text{low}}$	du canal inférieur de la couche de mélange considérée
$(\cdot)_{\text{ref}}$	de référence
$(\cdot)_b$	débitante à l'infinie amont

## Opérateurs

$(\cdot)$	vecteur
$\underline{(\cdot)}$	tenseur d'ordre deux
$\text{div}(\cdot)$	divergence d'un vecteur
$\text{div}(\underline{\cdot})$	divergence d'un tenseur d'ordre deux
$\text{grad}(\cdot)$	gradient d'un scalaire
$\text{grad}(\underline{\cdot})$	gradient d'un vecteur
$\text{rot}(\cdot)$	rotationnel
$\text{lap}(\cdot)$	laplacien vectoriel
$\text{tr}(\cdot)$	trace
$\ln(\cdot)$	logarithme
$\sum(\cdot)$	somme
$\ (\cdot)\ $	norme
$\overline{(\cdot)}$	moyen au sens de Reynolds (identique à $\langle(\cdot)\rangle$ )
$\langle(\cdot)\rangle$	moyen au sens de Reynolds (identique à $\overline{(\cdot)}$ )
$\widetilde{(\cdot)}$	moyen au sens de Favre
$(\cdot)'$	fluctuant au sens de Reynolds
$(\cdot)''$	fluctuant au sens de Favre
$\partial(\cdot)/\partial(\cdot)$	dérivée partielle

$d(\cdot)/d(\cdot)$	dérivée totale
$\cdot$	produit simplement contracté
$:$	produit doublement contracté
$\otimes$	produit tensoriel



# Introduction

## Contexte et enjeux industriels

La prévision des scénarios de transition laminaire-turbulent, des décollements de couche limite turbulente et de l'instationnarité des écoulements décollés à grand nombre de Reynolds est l'une des problématiques conditionnant l'amélioration des solutions actuelles pour la conversion d'énergie et le transport (Slotnick et al. 2014). Elle est particulièrement critique pour les machines tournantes telles que les turbines à gaz, les turbines à vapeur ou les compresseurs dont l'augmentation des performances, du rendement et de l'opérabilité sont des enjeux majeurs. Dans le cas des propulseurs aériens (voir figure 1) elle se révèle d'une difficulté accrue du fait du confinement, de la complexité géométrique et des mobilités relatives mouvements relatifs à haut régime de rotation alors qu'elle apporte des informations de premier ordre pour la compréhension, l'évolution et le dimensionnement de ces systèmes.

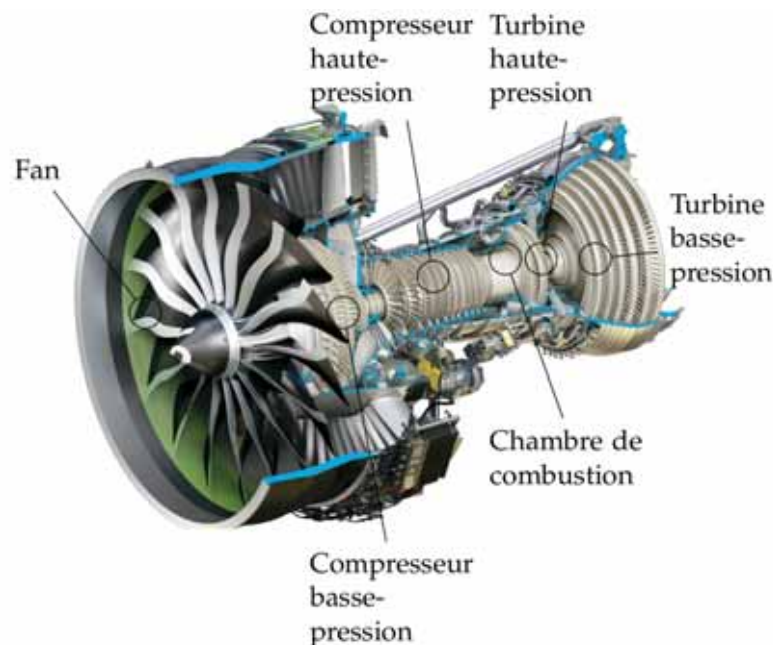


FIGURE 1: Turboréacteur double-flux LEAP (SAFRAN Aircraft Engines)

Par exemple dans un compresseur, le pompage qui est une instabilité axiale pouvant nuire à sa tenue mécanique, peut être initié par un décollement de coin massif bloquant l'écoulement sur de larges étendues radiales et azimutales (voir figure 7(a)) ou un tourbillon de jeu orienté perpendiculairement à l'axe machine (voir figure 6(a)). Ces écoulements secondaires limitent donc l'opérabilité et impactent la consommation spécifique du moteur, celle-ci étant liée à la valeur de la pression totale en entrée de chambre de combustion i.e. en sortie de compresseur haute pression. Leur apparition et leur évolution suivant le régime moteur dépendent essentiellement, outre les interactions de différentes natures avec les étages voisins, de l'historique de l'évolution des couches limites en amont ainsi que de la dynamique instationnaire des structures turbulentes locales et avoisinantes. La prévision de ces facteurs autorise, sui-



vant l'incertitude associée, la caractérisation aérodynamique du compresseur y compris dans les limites de son domaine de fonctionnement, de son comportement aéroélastique sur une large plage fréquentielle, de sa tenue en fatigue et par suite de son dimensionnement au plus juste.

S'agissant des turbines, les motoristes cherchent à réduire les incertitudes sur la prévision de l'environnement thermique de leurs aubages, qu'ils soient refroidis ou non, dans le but d'accroître dans la mesure du possible la température totale en sortie de chambre de combustion, synonyme d'une augmentation du rendement. La charge thermique étant directement liée à l'état des couches limites sur l'aube, via l'augmentation du transfert thermique effectif par la turbulence, il est primordial d'y prévoir finement les scénarios de transition laminaire-turbulent et leur perturbation par les sillages, et les hétérogénéités thermique incidentes. Une erreur de l'ordre de 10 K dans l'estimation de la charge thermique moyenne d'une aube de turbine haute pression représente une diminution de moitié de sa durée de vie.

Plus largement, et en se limitant aux écoulements non réactifs au sein des turbomachines, une prévision fidèle de l'écoulement proche paroi et de l'instationnarité des écoulements décollés est nécessaire pour la maîtrise des problématiques complexes telles que le bruit large bande de soufflante, le bruit d'interactions, le bruit de jet, la fatigue thermique issue de la convection et de l'impact des point chauds, le contrôle des écoulements en veines et leur perturbations intermittente par les écoulements hors veines ou encore l'occurrence et l'amplitude des chargements extrêmes des aubages due à l'ingestion de distortions instationnaires (Tucker 2011b).

## Contexte scientifique

En réponse à ces défis particuliers, de nouvelles stratégies ont émergé dans le domaine de la simulation numérique des écoulements de fluide (voir figure 2) afin de palier au coût prohibitif des approches dites DNS (*Direct Numerical Simulation*) et LES (*Large Eddy Simulation*) d'une part et à l'inadaptation de l'approche RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*) d'autre part.

En effet l'approche **DNS** consiste à résoudre l'ensemble du spectre des fluctuations turbulentes de l'écoulement considéré au moyen d'une discrétisation ( finesse des mailles et du pas de temps) tenant compte de la séparation spatio-temporelle entre ses plus grandes échelles, généralement contraintes par la géométrie du domaine de calcul, et ses plus petite échelles, dites de Kolmogorov, au sein desquelles toute fluctuation de quantité de mouvement est dissipée du fait de la viscosité du fluide. Cette séparation d'échelle est d'autant plus sévère que le nombre de Reynolds ( $Re$ ), représentant l'importance des forces d'inertie relativement aux forces visqueuses, est élevé. Ainsi le nombre de points pour un maillage tridimensionnel évolue en  $Re^{9/4}$  tandis que le nombre de pas de temps évolue en  $Re^{11/4}$  (Aupoix 2009). Aussi la simulation doit représenter un temps physique utile suffisant pour atteindre la convergence statistique souhaitée des quantités d'intérêt. Ces considérations expliquent pourquoi l'utilisation de la DNS est restreinte aux écoulements simples à des nombres de Reynolds modérés (Wissink et Rodi 2006), du fait d'un coût en stockage, en mémoire, et en puissance CPU trop élevé. Une application industrielle de la DNS pour des écoulements à haut nombre de Reynolds, tels que les défis précédemment exprimés, ne sera pas accessible avant la fin du XXI<sup>ème</sup> siècle, à condition que l'augmentation de la puissance des moyens de calcul continue à suivre le rythme actuel (Spalart 2000), ce qui semble être une hypothèse pessimiste (Spalart et Venkatakrishnan 2016).

L'approche **RANS** est quant à elle inadaptée pour la prévision de l'instationnarité des écoulements décollés car elle repose sur l'hypothèse de moyenne d'ensemble qui en pratique se traduit généralement par une hypothèse de moyenne temporelle. Elle ne fournit donc qu'une approximation du champ moyen de l'écoulement considéré grâce à une modélisation de l'action de la turbulence sur l'écoulement moyen, par opposition à la résolution de celle-ci via l'approche DNS. Cette modélisation concerne les termes exacts des tensions de Reynolds et des flux de chaleurs turbulents apparaissant dans les équations de Navier-Stokes moyennées. Des équations de transports exactes sont disponibles pour toutes ces quantités (Sarkar et al. 1991). La fermeture des termes non calculables dans ces équations conduit aux modèles RSM (*differential full Reynolds-Stress Models*, (Eisfeld 2015)) qui résolvent 6 équations de transport

pour les composantes du tenseur de Reynolds  $\tau_{ij}$  (Chou 1945) et une équation d'échelle (Wilcox 1988). Différents niveaux de simplification de ces équations sont disponibles conduisant aux modèles plus anciens et très répandus actuellement à deux équations de transport ( $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$ ,  $k - l$ ,  $k - kL$ ,  $k - k\theta$ ,  $k - \varphi$  ...) soit avec une fermeture Boussinesq linéaire (Boussinesq 1877; Schmitt 2007) ou avec une représentation non linéaire de  $\tau_{ij}$  en fonction des composantes du tenseur des taux de déformation moyen  $\overline{S_{ij}}$ , des composantes du tenseur des taux de rotation moyen  $\overline{\Omega_{ij}}$  et des autres variables turbulentes. Cette diversité illustre la difficulté de modéliser de manière à la fois précise et universelle les effets de la turbulence à partir de quantités moyennées, a fortiori en présence de gradients de pression significatifs, à proximité d'une paroi ou encore dans le cas d'un décollement de couche limite. Malgré des problèmes de précision rencontrés dans les écoulements où la turbulence est loin d'une turbulence cisailée en équilibre (Duraisamy et al. 2017; Hanjalić 2005), l'approche RANS est massivement utilisée dans les milieux industriels car sa prédictivité et son coût sont compatibles avec les cycles de conception et le nombre de Reynolds élevé des écoulements considérés. Sa maturité s'illustre par la tendance à une vérification et une validation systématique de son implémentation dans les codes de calculs (Rumsey 2015; Rumsey et al. 2010). De nombreux travaux ont également abouti à une diversité de modèles pour la représentation des différents scénarios de transition vers la turbulence du fait des ondes de Tollmien-Schlichting, des instabilités cross-flow, des tourbillons de Görtler, des décollements laminaires ou des interactions non linéaires associées à la transition *bypass* (Dick et Kubacki 2017; Arnal et al. 2011). Bien qu'elle ne fournisse aucune information sur le caractère instationnaire d'un écoulement, la validité de l'approche RANS s'étend à la résolution d'instationnarité introduite dans la définition du problème simulé et dont l'échelle temporelle est séparée du spectre turbulent, telle que le défilement relatif des roues d'un compresseur. L'approche RANS est en pratique également utilisée sous l'acronyme URANS (*Unsteady RANS*) pour la résolution partielle d'écoulements transitoires ou instables ne vérifiant pas cette séparation d'échelle (Gourdain et al. 2014). Bien qu'une telle approche puisse apporter dans certains cas une amélioration notable relativement au RANS, sa validité théorique y est mise en défaut et sa précision généralement incertaine (Spalart 2000; Tucker 2011b). L'approche RANS reste une solution incontournable pour la prévision des scénarios de transition laminaire-turbulent et des décollements de couche limite turbulente dans les écoulements d'intérêt industriel.

L'approche **LES** vise à prévoir le comportement instationnaire des écoulements turbulents pour un coût inférieur à celui de l'approche DNS. Sa formulation théorique repose sur le filtrage spatial des équations de Navier-Stokes. Elle a pour principe de ne résoudre que les plus grandes échelles des fluctuations turbulentes tandis que l'influence du contenu filtré (échelles de sous-maille) sur celles-ci est modélisé, autorisant une discrétisation spatio-temporelle plus grossière que la DNS. Sa validité théorique repose sur le fait que cette coupure spectrale s'effectue à des longueurs d'onde suffisamment faibles où le comportement de la turbulence est supposé statistiquement isotrope et universel. Les méthodes numériques pour la résolution des équations correspondantes, le filtrage et la modélisation des échelles de sous-maille, ainsi que l'interdépendance de ces éléments font l'objet de multiples stratégies (Garnier et al. 2009). En pratique le coût de l'approche LES reste élevé et croît avec le nombre de Reynolds car la discrétisation utilisée doit idéalement permettre la résolution d'au moins 90% de l'énergie cinétique des fluctuations turbulente (Chapman 1979; Tucker et al. 2012). D'autre part, à l'instar de la DNS, ce coût peut devenir prohibitif lorsque des écoulements pariétaux sont considérés. Le cisaillement engendré par la proximité d'une paroi implique l'utilisation d'une résolution adéquate pour la capture des perturbations de très faible amplitude aboutissant à certains des scénarios de transition laminaire-turbulent (Ducros et al. 1996; Michelassi et al. 2003) d'une part, et pour la résolution des structures turbulentes anisotropes caractéristiques de la région interne des couches limites turbulentes d'autre part. Ces structures énergétiques, dénommées *streaks*, peuvent avoir une taille caractéristique de trois ordres de grandeur inférieure à l'épaisseur de la couche limite, celle-ci étant généralement d'au moins deux ordres de grandeur inférieure à la taille de la géométrie étudiée. Ainsi l'utilisation d'une approche LES jusqu'à la paroi, désignée approche **WRLES** (*Wall Resolved Large Eddy Simulation*), se révèle d'un coût d'à peine un ordre de grandeur inférieur à celui d'une approche DNS (Spalart 2000). Ceci explique pourquoi, malgré sa capacité de prévisions haute fidélité, son usage reste actuellement cantonné aux écoulements à nombres de

Reynolds modérés (Tyacke et Tucker 2014; Dufour et al. 2009) tels que les écoulements transitionnels autour des aubages de turbine basse pression (Ameri 2016; Marty 2014).

Les approches émergentes ayant pour but de concilier les capacités d'une approche LES avec un cout significativement inférieur à celle-ci, suivant un compromis favorable et les besoins visés, forment une famille très diverse. Cela s'illustre par la pluralité des projets européens dédiés à leur développement et évaluation tels que FLOMANIA<sup>1</sup> (Haase et al. 2007), DESider (Haase et al. 2009), ATAAC<sup>2</sup> (Schwamborn et Strelets 2012; Schwamborn 2016) et Go4Hybrid (Mockett et al. 2015b; Haase et al. 2017). La forte activité de recherche sur cette thématique se traduit par l'existence d'une série spécifique de symposium internationaux (Peng et Haase 2008; Peng et al. 2009; Fu et al. 2011; Girimaji et al. 2014; Hoarau et al. 2018), intitulés *Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, dont la 6<sup>ème</sup> édition a eu lieu en 2016. La classification même de ces approches fait régulièrement l'objet de publications (Schwamborn 2016; Argyropoulos et Markatos 2015; Mockett et al. 2015b; Deck et al. 2014a; Sagaut et al. 2013; Menter et al. 2012; Leschziner et al. 2009; Mockett 2009; Froehlich et Terzi 2008; Sagaut et al. 2006). La

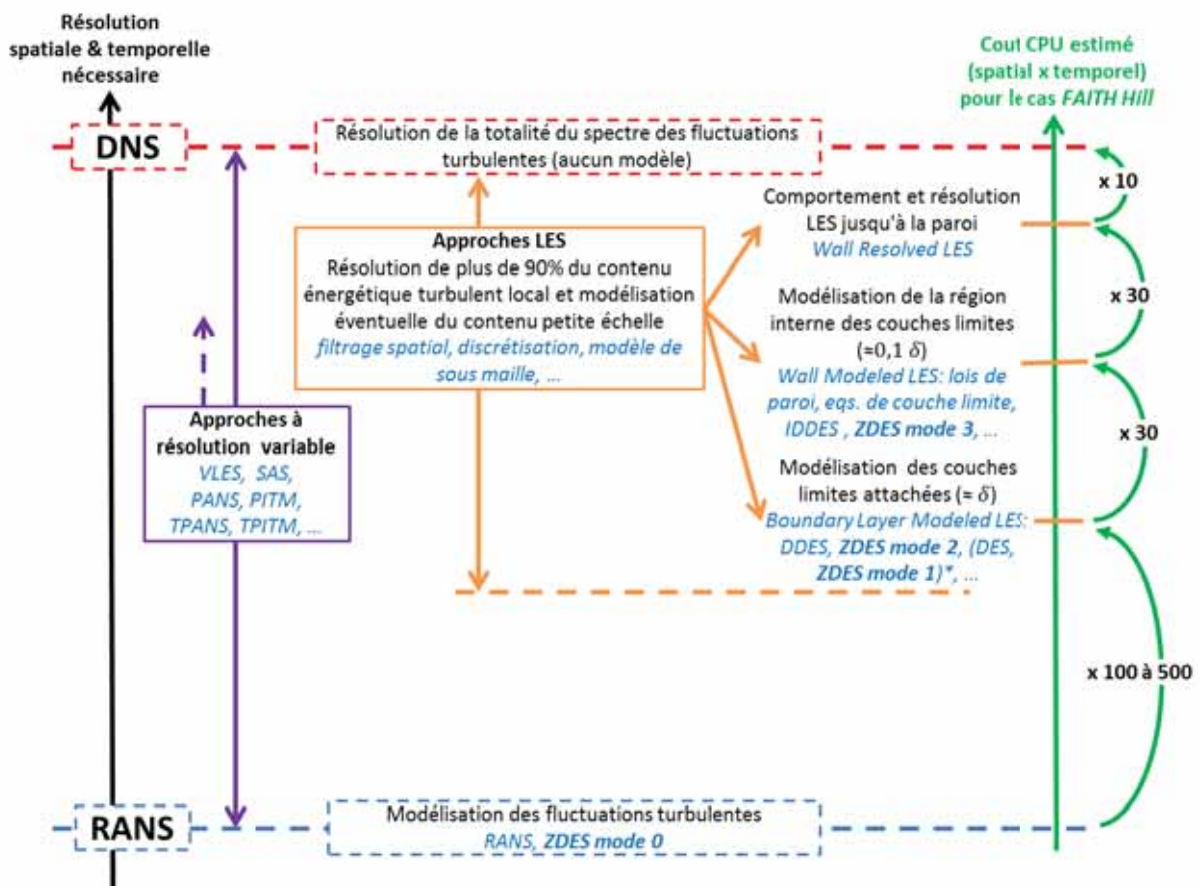


FIGURE 2: Classification des approches instationnaires entre les limites RANS et DNS, suivant le niveau de résolution spatiale et temporelle pour lesquelles elles ont été a priori conçues.

figure 2 en est une représentation schématique. Elles y sont placées en fonction de la plage de résolution spatio-temporelle pour laquelle elles ont été a priori conçues, entre les limites extrêmes RANS et DNS. Leur performance et usage pratique peuvent sensiblement différer de cet objectif initial suivant leur degré de maturité. À titre d'exemple les ratios de cout CPU entre différentes familles d'approche pour la simulation du cas FAITH Hill présentée en chapitre 4 sont indiqués à droite. Ces ratios sont estimés en prenant en compte les raffinements en discrétisation spatiale et temporelle nécessaires pour l'emploi

1. FLOW-physics Modelling - AN Integrated Approach
2. Advanced Turbulence simulation for Aerodynamic Application Challenges

de chaque famille, en considérant l'objectif peu ambitieux d'obtenir une convergence statistique pour les seuls moments d'ordre un au moyen de cent temps convectifs utiles, et en réutilisant la stratégie de maillage et les conditions aux limites (iso-Reynolds) de ladite simulation. Ils peuvent varier sensiblement suivant le nombre de Reynolds considéré et les quantités moyennes souhaitées.

Parmi ces approches, une première catégorie pourrait être constituée par celles formulées dans l'objectif d'être consistante quelle que soit la finesse de la discrétisation spatio-temporelle locale, i.e. agissant de manière à ce que l'effet des fluctuations turbulentes résolues et l'effet de la modélisation du contenu fluctuant non résolu soit cohérent entre eux et aboutisse à une prévision fidèle de l'écoulement instationnaire. Ces **approches à résolution variable**, telles que la VLES (*Very Large Eddy Simulation* (Speziale 1998)), la PANS (*Partially-Averaged Navier-Stokes* (Girimaji 2006)) ou la PITM (*Partially Integrated Transport Model* (Schiestel et Dejoan 2005)), visent généralement à se comporter comme une approche DNS si la discrétisation locale le permet, et à revenir de manière automatique, progressive et continue vers le fonctionnement d'une approche LES puis RANS lorsque le maillage ou le nombre de Reynolds croissent jusqu'à devenir respectivement trop grossier ou trop élevé. Certaines, telles que l'approche SAS (*Scale-Adaptive Simulation* (Menter et al. 2003b)), visent à se comporter comme une approche URANS *avancée* permettant de résoudre un contenu spectral significatif dans les écoulements *instables* (au sens de Menter et Egorov (2010)) tout en gardant une validité quant à la modélisation du contenu turbulent non résolu, au contraire de l'approche URANS classique effectuée avec un modèle RANS. La formulation de ces approches peut généralement s'effectuer à partir de n'importe quel modèle de turbulence RANS. Le niveau des tensions de Reynolds modélisées est généralement proportionnel à un senseur basé sur ces quantités turbulentes, aux gradients de vitesse, éventuellement sur la taille de maille locale ou sur des opérations de filtrage temporel comme dans le cadre de l'approche TPITM (*Temporal Partially Integrated Transport Model* (Fadai-Ghotbi et al. 2010)). Ces approches peuvent a priori se coupler avec les modèles de transition laminaire-turbulent développés dans le cadre de l'approche RANS mais le comportement de ceux-ci dans les régions partiellement résolue est une question ouverte, amenant de manière paradoxale à forcer le traitement des couches limites par un comportement RANS (You et Kwon 2013). La formulation d'une approche à *résolution variable* consistante et satisfaisante entre les limites RANS et DNS permettrait l'utilisation de maillages quelconques librement adaptés aux moyen de calculs et aux informations visées. Elles nécessitent cependant des développements spécifiques pour inclure l'effet de résolution dans les régions proches paroi (Bonnifet et al. 2017).

Une seconde catégorie pourrait justement être constituée par les approches visant à fonctionner suivant un comportement RANS ou LES en fonction de la discrétisation locale tout en minimisant les régions, appelées *zones grises*, où l'approche passe d'un comportement à l'autre. Ces **approches hybrides RANS/LES** ont généralement pour objectif de se comporter comme une approche RANS au sein des couches limites turbulentes, dans une proportion variable de leurs épaisseur suivant l'approche considérée, afin de s'émanciper du cout prohibitif de la résolution des structures turbulentes proche paroi. Il convient de préciser qu'une sous-catégorie des approches hybrides RANS/LES regroupe celles où régions RANS et régions LES sont traitées de manière séparée (e.g. Quéméré et Sagaut (2002); Terracol et al. (2005); Shur et al. (2014)). Dans ce cas chaque type de région a son propre système d'équations, et des conditions aux limites sont nécessaires pour les interfacer. On parlera alors de la sous-catégorie des **approches hybrides RANS/LES zonales** (appelées *segregated LES/RANS methods* par Froehlich et Terzi (2008) et *zonal RANS/LES methods* par Sagaut et al. (2013)). Cette stratégie a pour avantage qu'il est possible de spécifier aisément des opérateurs explicites complexes traduisant le contenu turbulent modélisé issu d'une région RANS en fluctuations turbulentes au sein d'une région LES voisine, et inversement. Elle a cependant pour inconvénient une mise en œuvre complexe, difficilement applicable aux configurations industrielles et nécessitant une connaissance des phénomènes physiques mis en jeu dans l'écoulement considéré. Dans le cas contraire, i.e. où régions RANS et régions LES sont traitées de manière unifiée, on parlera de la sous-catégorie des **approches hybrides RANS/LES globales** (appelées *unified LES/RANS method* par Froehlich et Terzi (2008) et *global RANS/LES methods* par Sagaut et al. (2013)). Ces approches sont généralement applicables à des géométries complexes d'intérêt indus-

triel sans une mise en œuvre laborieuse. Cependant des difficultés liées à la présence des zones grises en sont souvent symptomatiques : des fluctuations turbulentes pénètrent régulièrement au sein de zones RANS, empêchant le modèle de turbulence RANS utilisé d'y fonctionner dans un cadre théorique valide. Réciproquement, les fluctuations turbulentes au sein des zones LES au voisinage de ces interfaces sont forcément amorties par la viscosité effective des zones RANS voisines. L'absence d'opérateur assurant la cohérence entre tensions de Reynolds moyennes modélisées et tensions de Reynolds résolues peut amener à une évolution incohérente de la somme de celles-ci aux travers des interfaces RANS/LES (Nikitin et al. 2000). Des travaux ont d'ailleurs pour objet la construction d'un cadre théorique valide pour la formulation exacte des termes additionnels émergeant de l'interaction des opérateurs RANS et LES au sein des zones grises (Germano 2004 ; Sánchez-Rocha et Menon 2009 ; Hamba 2011 ; Rajamani et Kim 2010 ; Nini 2016). Cette problématique est sensiblement similaire à celle de la formulation des approches à résolution variable.

Qu'elles soient zonales ou globales, les approches hybrides RANS/LES peuvent être classées dans aux moins trois groupes distincts suivant la portion de l'épaisseur des couches limites turbulentes  $\delta$  qu'elles visent à traiter via un comportement RANS.

Le premier regroupe celles se comportant comme une approche LES jusqu'à la paroi, et s'apparente donc à une approche WRLES dont les besoins élevés en terme de discrétisation ainsi que les capacités de résolution des processus transitionnels et de prévision de haute fidélité ont été précisés précédemment.

Le second regroupe les approches **WMLES** (*Wall Modelled LES*) (Sagaut 2006 ; Piomelli 2008 ; Larsson et al. 2015 ; Bose et Park 2018) visant à modéliser la région interne des couches limites turbulentes via un comportement RANS. La région interne représente la couche comprise entre la paroi et, grossièrement, les dix premiers pour cent de l'épaisseur des couches limites  $\delta$ . La proximité de la paroi fait que les effets visqueux y sont non négligeables et que les grandes échelles énergétiques locales, que l'on cherche à résoudre dans le cadre d'une approche WRLES, y sont d'une taille significativement inférieure à leur distance à la paroi. Le cout de la discrétisation permettant leur résolution évolue très défavorablement avec le nombre de Reynolds car leur taille est proportionnelle à l'échelle de longueur visqueuse  $\delta_\nu = \nu/u_\tau$  et non à l'épaisseur locale de la couche limite  $\delta$  (Bose et Park 2018), avec  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  la vitesse de frottement définie à partir de l'intensité du cisaillement local à la paroi  $\tau_w$  et de la densité du fluide  $\rho$ . Piomelli et Balaras (2002) estiment que pour un nombre de Reynolds basé sur la longueur de plaque adhérente  $L$  tel que  $Re_L = 10^6$ , 99% des points nécessaires à la résolution WRLES de la couche limite correspondante sont dédiés à la région interne. La résolution des structures turbulentes de la région externe est en revanche faiblement dépendante du nombre de Reynolds et dépend plutôt de  $\delta$ . Ainsi Deck et al. (2014) estiment que le nombre de point  $\mathcal{N}$  pour la discrétisation d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression suit une loi en  $\mathcal{N} \propto Re_\theta^{1,17}$  pour la WMLES, alors qu'il suit une lois en  $\mathcal{N} \propto Re_\theta^{2,17}$  pour la WRLES et en  $\mathcal{N} \propto Re_\theta^{2,40}$  pour la DNS. L'un des principaux intérêts de la WMLES est donc de briser cette dépendance très forte du cout de calcul au nombre de Reynolds. Concernant la modélisation de la région interne, une portion significative des approches WMLES, désignée *wall-stress-modelled LES methods* par Larsson et al. (2015), se compose conjointement d'une formulation LES jusqu'à la paroi - a priori largement sous résolue pour la région interne - et d'un modèle de loi de paroi d'une complexité variable, allant des modèles algébriques jusqu'à l'intégration des équations de couche limite fermées par un modèle de turbulence RANS sur un maillage proche paroi auxiliaire (Moin et al. 2016). L'idée est d'estimer, au moyen du modèle proche paroi, la contrainte de cisaillement pariétale locale et le flux de chaleur pariétal local à partir de certaines quantités résolues extraites en haut de la couche interne, telles que la vitesse, puis de les imposer comme conditions de Neumann à la paroi (Piomelli et Balaras 2002). Si il ne s'agit donc pas rigoureusement de l'application d'une approche RANS dans la région interne de la couche limite, le comportement final et le besoin en terme de point de maillage en sont proche. D'autres approches WMLES s'accordent mieux avec l'appellation d'approche hybride RANS/LES puisqu'elles consistent à revenir, de manière zonale ou globale, à une formulation RANS dans la couche interne. C'est le cas des approches WMLES globales dénommée IDDES (Shur et al. 2008 ; Travin et al. 2006) et ZDES mode 3 (Renard et Deck 2015 ; Deck 2012 ; Laraufie et al. 2012), pouvant être formulées sur la base de

n'importe quel modèle de turbulence RANS à équations de transport. Il n'est pas raisonnable d'attendre des approches WMLES une précision similaire aux approches WRLES du fait de la modélisation des processus anisotropes de production de la turbulence ayant lieu au sein de la région interne (Piomelli 2008), de l'autonomie questionable des structures résolues dans la région externe et, suivant l'approche considérée, de la présence plus ou moins intense de fluctuations turbulentes au sein de la région interne malgré le comportement RANS qui y est visé (Renard 2016). Néanmoins, la résolution LES de la région externe constituant au moins 80% de l'épaisseur des couches limites turbulentes aide indiscutablement à la capture de l'évolution hors équilibre de celles-ci dans le cas de fort gradient de pression, de décollement, de confluence avec une couche de cisaillement ou encore d'écoulement de coin (Larsson et al. 2015). La prévision des scénarios de transition vers la turbulence en WMLES nécessite l'utilisation d'une modélisation pouvant s'adapter à l'absence de fluctuations turbulente dans la région externe. Elle peut impliquer un raffinement significatif suivant la direction normale à la paroi afin de résoudre les perturbations de faible amplitude menant à la transition par ondes de Tollmien–Schlichting. La résolution des fortes perturbations externes menant aux scénarios de transition *bypass* paraît moins problématique et en fait une stratégie intéressante pour les écoulements de turbine (Larsson et al. 2015). Aussi, même à l'état turbulent, la simulation WMLES des fines couches limites sur la partie amont des aubes ou profils à haut nombre de Reynolds de corde ( $Re_C$ ) constitue un défi majeur du fait de la demande de point par unité de surface et de la restriction sévère qu'elle impose en terme de pas de temps global (Slotnick et al. 2014 ; Spalart et Venkatakrishnan 2016). L'une des solutions à ces problèmes consiste à modéliser ces zones en RANS et à n'utiliser l'approche WMLES que lorsque la couche limite est suffisamment épaisse et à l'état turbulent. Ceci implique généralement l'utilisation de conditions d'injection de fluctuations turbulentes dont la mise en œuvre fait l'objet de stratégies très diverses (Wu 2017). Il convient enfin de préciser que les approches WMLES nécessitent généralement la définition a priori de la hauteur supposée de la région interne ou de la position de l'interface RANS/LES, ce qui peut s'avérer compliqué dans le cas de géométrie ou d'écoulement complexes et implique souvent une correction itérative du maillage via plusieurs simulations d'essais.

Enfin le troisième groupe est constitué des approches **BLMLES** (*Boundary Layer Modelled LES*, désignation ici proposée), traitant la totalité de l'épaisseur des couches limites via un comportement RANS, et se comportant comme une approche LES seulement pour les écoulements turbulents massivement décollés. Ce principe de fonctionnement est à l'origine de l'approche globale **DES** (Spalart 1997), pour *Detached-Eddy Simulation*, qui est à la base de la plupart des approches BLMLES (Spalart 2009). La formulation des approches globales héritées de la DES suit la procédure suivante : le système d'équations RANS sélectionné est modifié via une substitution de l'échelle de longueur caractéristique du modèle de turbulence RANS,  $L_{RANS}$ , par une échelle de longueur hybride,  $L_{DES}$ . Cette substitution est appliquée, suivant l'approche considérée, au sein de l'un ou de plusieurs des termes de production ou de destruction des équations de transport du modèle de turbulence voire également dans la formulation de la viscosité turbulente, pour les modèles basés sur la relation de Boussinesq. L'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$  se ramène à  $L_{RANS}$  au sein des couches limites, et se transforme en une échelle de longueur LES dite  $L_{LES}$  en dehors. L'objectif est d'augmenter l'importance relative des termes de destruction pour produire un niveau de tensions de Reynolds modélisées de l'ordre de celui produit par un modèle de sous-maille ("*SubGrid-Scale model*" ou "*SGS model*") de Smagorinsky (1963) d'une approche LES dans les régions autres que les couches limites. Le passage de la branche RANS à la branche LES de l'approche s'effectue ainsi de manière continue et sans intervention de l'utilisateur, comme se veut une approche globale. La discrétisation nécessaire à l'application d'une telle approche est similaire au RANS en ce qui concerne les couches limites, mais doit respecter des critères significativement plus sévère, de type LES, pour la résolution des couches de cisaillement naissant à la suite des décollements de couches limites. Elle doit également respecter une discrétisation LES au sein des décollements massifs ou plus globalement au dehors des couches limites si la présence de fluctuations turbulentes y est attendue, ce qui n'est par exemple pas le cas pour la simulation d'une couche limite de plaque plane sans injection de turbulence en entrée du domaine de calcul. Le coût d'une telle approche est donc significativement inférieur à celui d'une approche WMLES : au contraire de cette dernière il est anticipé que cette famille

d'approche intégrera les cycles de conception à l'horizon 2030 (Slotnick et al. 2014). Il est important de noter que l'évolution des couches limites face aux gradients de pression ou à d'autres facteurs, et donc la prévision de leur décollement, est essentiellement fonction du modèle de turbulence RANS sous-jacent et de la rétroaction de la zone décollée sur la couche limite. L'apparition et le développement de fluctuations turbulentes n'est possible qu'en présence de gradients de vitesse moyenne significatifs, telle qu'à la suite d'un décollement de couche limite ou à la confluence de couches limites au bord de fuite d'une buse ou d'un profil. Outre une discrétisation adéquate, la naissance et la croissance de ces fluctuations sont conditionnées par la capacité de l'approche à passer d'un comportement RANS à un comportement LES de manière suffisamment précoce, rapide et cohérente. Cette problématique est dénommée "*RANS to LES transition*" (RLT) par Mockett et al. (2015). La capacité de l'approche à y répondre dépend notamment de la formulation de l'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$ . C'est à travers ce point clé que peut être brièvement retracé l'évolution de ces méthodes depuis la DES originale, dénommée DES97 (Spalart 1997), qui sera détaillée au chapitre 1. Cette dernière est formulée à partir du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1992). Shur et al. (1999) et Travin et al. (1999) l'ont calibrée et appliquée pour la première fois sur des configurations 3D. Travin et al. (2000) en ont proposé un principe de formulation applicable à tout modèle de turbulence RANS et l'ont présenté sur la base du modèle  $k - \omega$  de Menter (1994). La formulation de  $L_{DES}$  y est élémentaire puisqu'il s'agit d'un minimum entre l'échelle de longueur caractéristique du modèle de turbulence  $L_{RANS}$  et l'échelle de longueur LES dite  $L_{LES}$ , directement proportionnelle à l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  puisque  $L_{LES} = C_{DES}\Delta$  avec  $C_{DES}$  une constante de calibration et  $\Delta$  est définie comme  $\Delta_{max}$  la longueur maximale parmi celles des arêtes de la maille locale. Le positionnement de l'interface RANS/LES est ainsi fortement dépendante du maillage utilisé : si celui-ci est trop grossier elle sera placée au-delà de la frontière de la couche limite, s'il s'avère trop fin elle sera placée au sein de la couche limite. Ces configurations sont illustrées par la figure 3. Dans le premier cas la couche limite sera traitée par la branche RANS dans son entière épaisseur, conformément à l'objectif de l'approche. Dans le second cas, le passage de la branche RANS à la branche LES de l'approche au sein d'une région caractérisée par des niveaux de tensions de Reynolds élevés qu'est la couche limite se traduit par une zone grise autour de l'interface RANS/LES où la viscosité turbulente est amoindrie par rapport au niveau attendu en RANS mais toujours suffisante pour empêcher le développement d'un niveau moyen suffisamment élevé des tensions de Reynolds résolues pour que le niveau des tensions de Reynolds totales soit cohérent avec celui attendu d'une approche RANS. Ce problème est désigné comme une "*Modelled-Stress-Depletion*" (MSD) par Spalart et al. (2006). Il se traduit par une invalidité des profils de vitesse et peut aisément induire une sous-évaluation du frottement pariétal de l'ordre de 20%. C'est pourquoi dans les cas les plus défavorables, une MSD peut conduire à un décollement prématuré de la couche limite, identifié et dénommé "*Grid Induced Separation*" (GIS) par Menter et Kuntz (2002). La MSD est également l'une des causes du retard à la naissance et au développement des fluctuations turbulentes à la suite d'un décollement de couche limite, comme illustré dans la fenêtre III de la figure 3 : les effets d'histoire tels que la diffusion de la viscosité turbulente au travers de l'interface RANS/LES et sa destruction insuffisamment rapide dans la région LES aboutissent à ce que son niveau ( $\nu_t$ ) soit compris entre celui visé par l'approche RANS ( $\nu_t^{RANS}$ ) et celui visé par la branche LES ( $\nu_{SGS}$ ) :  $\nu_t^{RANS} > \nu_t > \nu_{SGS}$ . La construction d'un maillage pour une simulation DES est ainsi pilotée par un compromis défavorable : il se doit d'être grossier pour épargner les couches limites de zone grise mais doit être suffisamment fin pour atténuer les MSD dans le cadre d'une transition RANS vers LES (RLT). Afin de s'en émanciper Menter et Kuntz (2002) propose une nouvelle formulation de l'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$  : l'ajout d'une fonction algébrique de détection de la frontière des couches limites permet d'y forcer l'utilisation de la branche RANS indépendamment de la discrétisation locale. Spalart et al. (2006) généralisent cette idée en proposant une fonction algébrique directement applicable à toutes approches DES se basant sur un modèle à viscosité turbulente. Cette formulation est appelée approche **DDES** pour *Delayed Detached-Eddy Simulation* (Spalart et al. 2006).

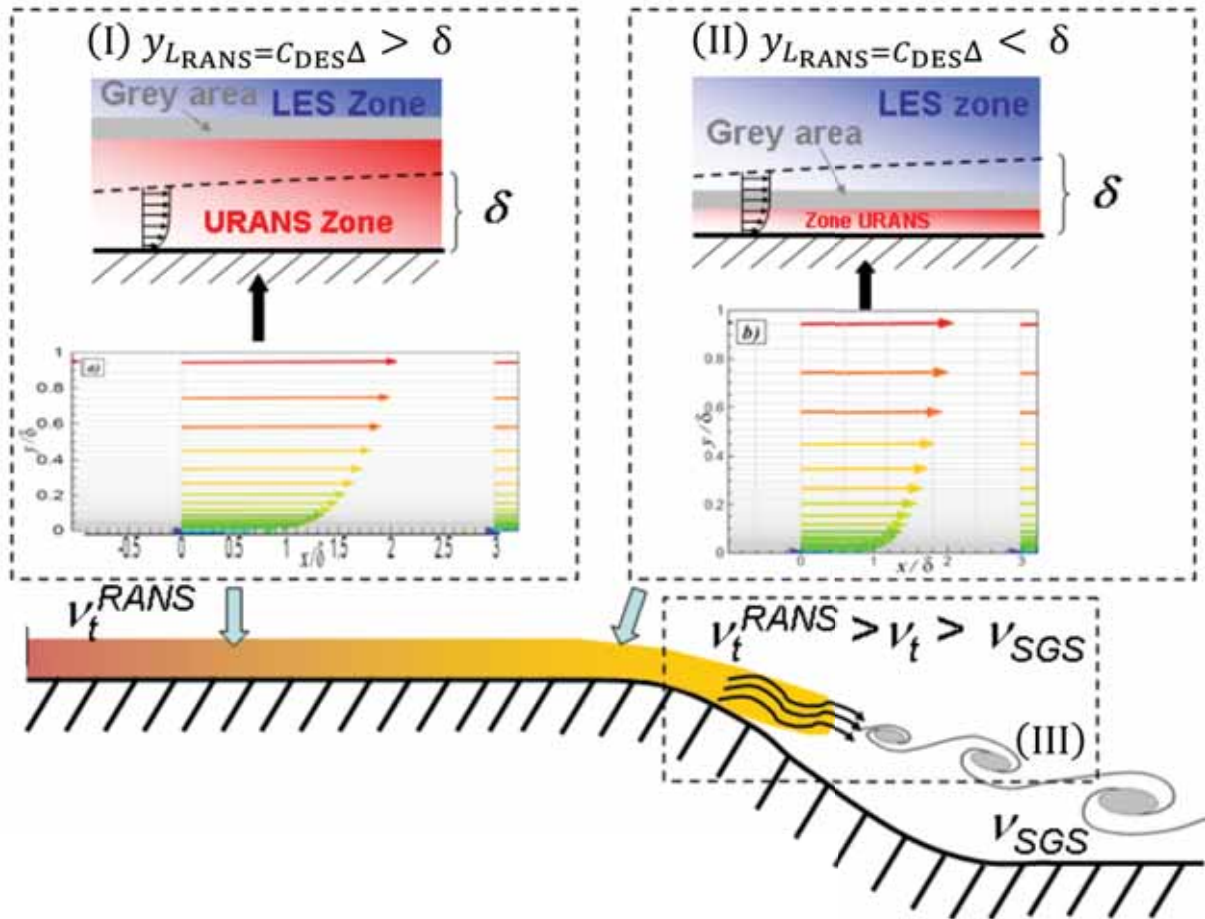


FIGURE 3: Principaux problèmes des approches globales DES, extrait de Sagaut et al. (2013). Fenêtre I : fonctionnement nominal (la couche limite est traitée par la branche RANS car  $y|_{L,RANS} = c_{DES} \Delta > \delta$ ); fenêtre II : apparition possible d'une MSD (*Modelled-Stress-Depletion*) suivie d'une GIS (*Grid Induced Separation*) car  $y|_{L,RANS} = c_{DES} \Delta < \delta$ ; fenêtre III : retard possible de la formation d'un contenu turbulent de type LES.

### Approche ZDES

Si cette évolution a solutionné pour un temps le problème du positionnement de l'interface RANS/LES suivant la hauteur locale de la couche limite, la problématique des *Modelled-Stress-Depletion* lors des *RANS to LES transition* (RLT) reste au mieux identique voire s'aggrave du fait de déport vers l'aval de cet interface lors d'un décollement de couche limite. L'une des premières solutions efficaces fut la formulation d'une échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  sensible à l'orientation du vecteur vorticité local par Chauvet et al. (2007). Cette échelle,  $\Delta_\omega$ , permet d'accélérer significativement les RLT dans le cas de couche de cisaillement discrétisée par des mailles anisotropes dont la plus grande dimension est colinéaire avec le vecteur vorticité. Des solutions de performance équivalente ou supérieure ont été plus récemment formulées et évaluées dans le cadre du projet Go4Hybrid (Haase et al. 2017). L'échelle  $\Delta_\omega$  (Chauvet et al. 2007) a été proposée dans le cadre de l'approche globale **ZDES** (*Zonal Detached Eddy Simulation*, cf. (Deck 2012) et (Deck 2005a)). La ZDES<sup>3</sup> s'inscrit à la suite des approches globales DES (Spalart 1997) et DDES (Spalart et al. 2006) en y apportant diverses modifications dont les plus importantes sont l'échelle précédemment évoquée et le principe de zonalisation. Ce dernier permet

3. Il n'y a aucun lien entre la *Zonal Detached Eddy Simulation* de Deck (2012) et la *Zonal Detached Eddy Simulation* de Slimon (2003) et la *Zonal Detached Eddy Simulation* de Krastev et Bella (2016)



à l'utilisateur de spécialiser le mode de fonctionnement de l'approche à travers le domaine de calcul. Suivant le mode associé à chacune des zones définies l'approche globale ZDES peut ainsi avoir un comportement RANS (mode 0), BLMLES avec une formulation élémentaire de  $L_{DES}$  (mode 1) ou enrichie d'une fonction de détection de la frontière des couches limites (mode 2), WMLES (mode 3) ou WRLES (mode 3 dont l'interface RANS/LES est confondue avec la paroi). Ainsi, relativement à la figure 4, le mode 2 est adapté à la prévision et à la résolution de décollement massif dont la position n'est a priori pas connue (II). Le caractère massif d'un décollement signifie que son épaisseur caractéristique ( $h$ ) est significativement plus grande que celle de la couche limite ( $\delta$ ) en amont de celui-ci, i.e.  $\delta/h \ll 1$ . Le mode 1 est uniquement utilisé à la suite de discontinuité géométrique (culot de projectile, cavité de bec de bord d'attaque, ...) fixant la position d'un décollement massif (I). Le mode 0 permet de relâcher le besoin en discrétisation dans les zones de moindre intérêt. Enfin dans le cas de décollement étroit ou d'écoulement intimement lié à la dynamique interne de la couche limite en amont (III), le mode 3 reste le plus indiqué. Il est également possible de ne pas exploiter ce principe de zonalisation en laissant l'approche agir en mode 2 dans tout le domaine de calcul où elle établit automatiquement les régions RANS et les régions LES, à l'instar d'une approche DDES. Ce principe de zonalisation manuelle apparaît

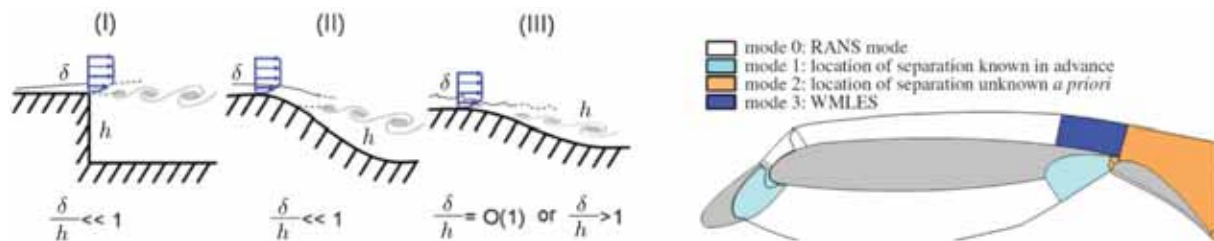


FIGURE 4: Classification d'écoulements décollés en trois familles (Deck 2012) . I : décollement fixée par la géométrie ; II : décollement induite par un gradient de pression adverse sur une surface courbée ; III : décollement fortement influencée par la dynamique de la couche limite amont. Stratégie zonale associée pour la simulation ZDES d'un profil hypersustenté tri-corps (Deck et Laraufie 2013). Adapté de (Deck 2012 ; Deck et al. 2014a ; Deck et Laraufie 2013 ; Renard 2016).

tout à fait pertinent afin de contourner les goulots d'étranglement énoncés précédemment, tels que le cout prohibitif d'une WMLES pour les fines couches limites en tête d'une géométrie à haut nombre de Reynolds, et d'appliquer le niveaux de fidélité - via la sélection du mode - juste nécessaire suivant la zone considérée. Un exemple d'utilisation de ce principe de zonalisation est donné en figure 4 pour la simulation ZDES d'un profil hypersustenté tri-corps (Deck et Laraufie 2013). Sa pertinence est notamment souligné par Tyacke et al. (2013) ("*the expectation of producing a single modelling strategy that will work effectively and reliably for all engine zones is unrealistic*") et par Spalart et Venkatakrishnan (2016). La ZDES permet un contrôle plus strict mais est d'une mise en œuvre plus difficile - du fait de la définition manuelle des zones - et plus économe - du fait de la diversité des comportements possibles dont le mode 0 - que le basculement automatique d'un comportement BLMLES vers un comportement WMLES qui constitue le principe de l'approche IDDES (Shur et al. 2008 ; Travin et al. 2006). Les performances du comportement WMLES de ces deux approches sont fort semblables (Haase et al. 2017). Ce principe de zonalisation n'est pas à confondre avec le caractère global ou zonal d'une approche tel que défini précédemment : la ZDES est bien une approche globale dans le sens où (i) elle ne nécessite pas la définition de conditions aux limites entre les zones différenciées par le mode de fonctionnement (mode 0, 1, 2 ou 3) de l'approche, et (ii) les systèmes d'équations discrètes de ces zones sont résolus de manière unifiée. L'application d'une condition d'injection de turbulence synthétique au sein du domaine de calcul est possible (Pamiès et al. 2009 ; Deck et al. 2011 ; Laraufie et al. 2011 ; Deck et Laraufie 2013) et essentielle afin d'utiliser le mode 3 de façon localisé.

La ZDES (Deck 2012 ; Deck 2005a) a été utilisée avec succès pour la simulation de configurations d'écoulements très diverses. Elle a par exemple été utilisée comme une approche WRLES (mode 3)

pour des couches limites de plaque plane (Laraufie 2012 ; Deck et al. 2014b) et de façon locale - i.e. en conjonction avec d'autres modes - pour un décollement de coin d'aile montée sur une plaque (Bordji 2015). Son mode 3 a également été utilisé pour effectuer des simulations WMLES de couche limite de plaque plane (Deck et al. 2014c ; Renard et Deck 2015 ; Renard 2016) et de façon locale pour des profils de voilure hypersustentée (Deck et Laraufie 2013), du buffet de voilure d'avion de ligne (Hashimoto et al. 2018), des décollements de coin de cascade linéaire d'aube de compresseur axial (Scillitoe et al. 2015), et des chambres de combustion de stato-réacteur (Han et al. 2017).

Ses modes 0 (RANS), 1 et 2 (BLMLES) ont été utilisés de façon mixés pour des applications de contrôle (Simon et al. 2007 ; Chauvet et al. 2007 ; Weiss et Deck 2011), des avions de ligne en configuration de vol hypersustentée (Terracol et al. 2015 ; Zhang et al. 2017), en descente d'urgence (Gand 2013) et sujet au *buffet* (Brunet et Deck 2008), du bruit de jet isolé (Gand et al. 2015) et installé (Gand et al. 2017 ; Verrière et al. 2017), des gouvernes de missile (Riou et Garnier 2011) et des voilures delta à haute incidence (Boelens et al. 2015 ; Deck et Luckring 2016), des entrées d'air coudées (Delot et al. 2014 ; Berens et al. 2015), des lanceurs spatiaux (Pain et al. 2014 ; Mochel 2015 ; Weiss et Deck 2017), des décrochages dynamiques de profil de pale d'hélicoptère (Le Pape et al. 2013 ; Richez et al. 2015) et de profil givré (Costes et al. 2016 ; Zhang et al. 2015b ; Costes et Moens 2018), du bruit de train d'atterrissage (De La Puente et al. 2014 ; De La Puente et al. 2015 ; Puente Cerezo et al. 2017 ; Redonnet et al. 2017 ; Vuillot et al. 2017), des jet impactant (Gand et al. 2016), des vibrations induite par le vent sur les gratte-ciel (Zhang et al. 2015a), du bruit large bande de soufflante (Marty et al. 2015 ; Bonneau et al. 2016), du refroidissement de paroi multiperforée (Arroyo-Callejo et al. 2016) et de distributeur de turbine (Laroche et al. 2018), des aubages de turbine axiale impactés par des sillages défilants issus d'une simulation RANS (Gougeon et Boum 2015), des écoulements de jeu d'une cascade linéaire d'aube de compresseur axial avec paroi mobile (Riou 2011), ainsi que des écoulements de jeu de rotor de compresseur axial haute pression impactés par des sillages défilants issus d'une simulation RANS (Riéra et al. 2014 ; Marty et al. 2015 ; Riéra et al. 2016). Comme souligné par Riéra et al. (2016), l'approche ZDES a par ailleurs été implémentée dans divers type de codes CFD industriel : des codes élément finis (Chalot et al. 2015 ; Zhang et al. 2015a), un solveur aéroacoustique (Terracol et al. 2015), un solveur volumes finis structuré (Deck 2005b) ainsi qu'un solveur volumes finis non-structuré dédié aux applications multiphysique (De La Puente et al. 2015).

## Motivations

L'intérêt des approches hybrides pour les écoulements internes de turbomachine a été démontré par de nombreux de travaux. Par exemple Borello et al. (2009) ont réalisé la simulation numérique du tourbillon de jeu et des écoulements secondaires d'une cascade linéaire de compresseur. Ils ont mis en évidence l'apport d'une approche globale hybride RANS/LES par rapport à l'approche URANS basée sur le même modèle de turbulence pour capturer l'évolution des structures tourbillonnaires et les instationnarités dans le sillage et au voisinage du moyeu. L'approche globale hybride LES/RANS génère des distributions de vitesse moyenne plus fidèles aux données expérimentales et est ainsi capable de prévoir l'écoulement de jeu et le décollement de coin plus précisément que l'approche URANS. Shi et Fu (2013) ont utilisé l'approche IDDES pour l'étude des phénomènes instationnaires dans un rotor de compresseur axial transsonique. Ils ont pu avancer dans la compréhension des mécanismes complexes sous-jacents à l'instationnarité de l'écoulement tels que l'interaction du blocage sonore, des tourbillons de jeu en tête d'aube de rotor et de la couche limite des aubes. Si les décollements de coin ont pour leur part été plutôt étudiés expérimentalement (Lei et al. 2008 ; Gbadebo et al. 2005 ; Ma et al. 2013), leur étude numérique est généralement réalisé à l'aide de modèle de turbulence RANS (Gbadebo et al. 2005). Une récente étude a porté sur la simulation de décollements de coin sur des aubages de compresseur à l'aide des approches DDES et IDDES (Gmelin et Thiele 2013). Néanmoins, les résultats ne se comparent pas favorablement à ceux obtenus avec une approche RANS du fait du manque de contenu turbulent à la suite du décollement de coin. Les auteurs suspectent que la résolution du maillage y est trop grossière et

induit la présence d'une zone grise étendue. L'utilisation de l'approche ZDES disposant de l'échelle  $\Delta_\omega$  pour réduire les zones grises pourrait également y constituer une solution.

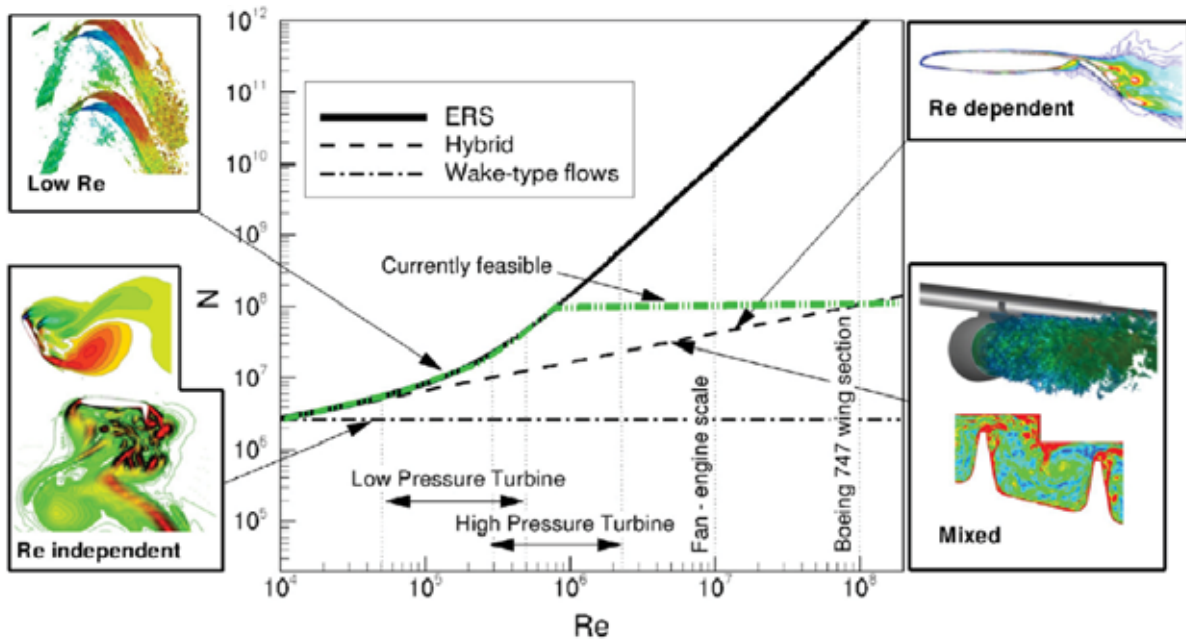


FIGURE 5: Cout en nombre de point de maillage d'une simulation en fonction du type d'approche utilisé et du nombre de Reynolds de corde ( $Re_C$ ) de l'application turbomachine ou aérospatiale considérée, extrait de Tucker et Tyacke (2015)

L'utilité des approches BLMLES en particulier est mis en exergue par la figure 5 de Tucker et Tyacke (2015) qui montre le cout en nombre de point de maillage d'une simulation en fonction du type d'approche utilisé et du nombre de Reynolds de corde ( $Re_C$ ) de l'application turbomachine ou aérospatiale considérée. Cette estimation est faite sur la base du raisonnement de Chapman (1979), en supposant que la géométrie simulée est d'une envergure égale à sa corde et que les parois d'extrémité telles que le carter ou le moyeu ne sont pas représentées. L'acronyme ERS (*Eddy Resolving Simulation*) correspond aux approches WRLES tandis que la courbe en tiret est associé aux approches WMLES. La courbe verte définit la limite supérieure de ce qu'il est possible d'effectuer en 2015. La ligne noire horizontale alternant tiret et point traduit l'indépendance en Reynolds de la seule résolution des écoulements décollés, qui est l'objectif théorique des approches BLMLES. Si la WRLES n'est employable que pour des écoulements à bas Reynolds, par exemple sur des aubes de turbine basse pression, la WMLES est a priori utilisable pour des applications à haut nombre de Reynolds comme les aubes de soufflante de réacteur. La nécessité d'étudier ces géométries à échelle réelle en prenant en compte leur allongement souvent supérieur à 4, les parois d'extrémité (carter, moyeu, ...) et un certain nombre d'aubes ou même d'étages fait aisément croître leur cout d'au moins un ordre de grandeur, imposant l'utilisation d'une approche BLMLES ou une stratégie de zonalisation telle que ce que permet l'approche ZDES.

Riou (2011) a justement montré la précision supérieure d'une version précoce de la ZDES (Riou et al. 2009), sans utilisation du principe de zonalisation, par rapport à une approche URANS ou même DDES, pour la prévision des distributions de vitesse des tourbillons de jeu d'une cascade d'aubes de compresseur équipée d'une paroi latérale mobile.

Riéra (2014) a montré l'amélioration de la prévision du tourbillon de jeu et de sa dynamique à l'aide de l'approche ZDES actuelle (Deck 2012) pour le premier rotor du compresseur axial haute pression de recherche CREATE, au point nominal et à un point proche pompage. Le principe de zonalisation a permis d'utiliser le mode 0 (RANS) en amont de la roue afin d'y employer une discrétisation grossière, tandis que les aubes du rotor et leur plate-forme mobile ainsi que le carter fixe en vis-à-vis ont été traités

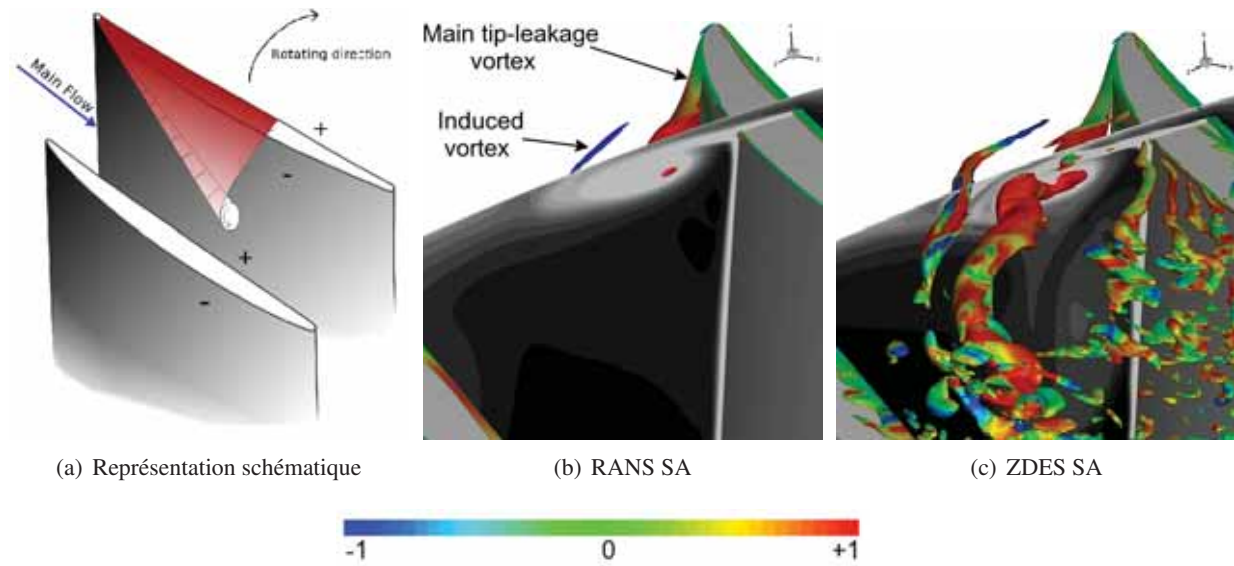


FIGURE 6: À gauche : représentation schématique d'un tourbillon de jeu par Riéra (2014) d'après Lakshminarayana et al. (1982). Au milieu et à droite : prévisions de tourbillons de jeu suivant une approche RANS et une approches ZDES basées toutes deux sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1994), issues de Riéra (2014). Instantané d'une iso-surface de critère  $Q$  colorée par l'hélicité normalisée, avec un plan axial coloré en niveau de gris par l'entropie, à l'extrémité d'une aube du premier rotor du compresseur H.P. CREATE au point de fonctionnement nominal (paroi du carter masquée).

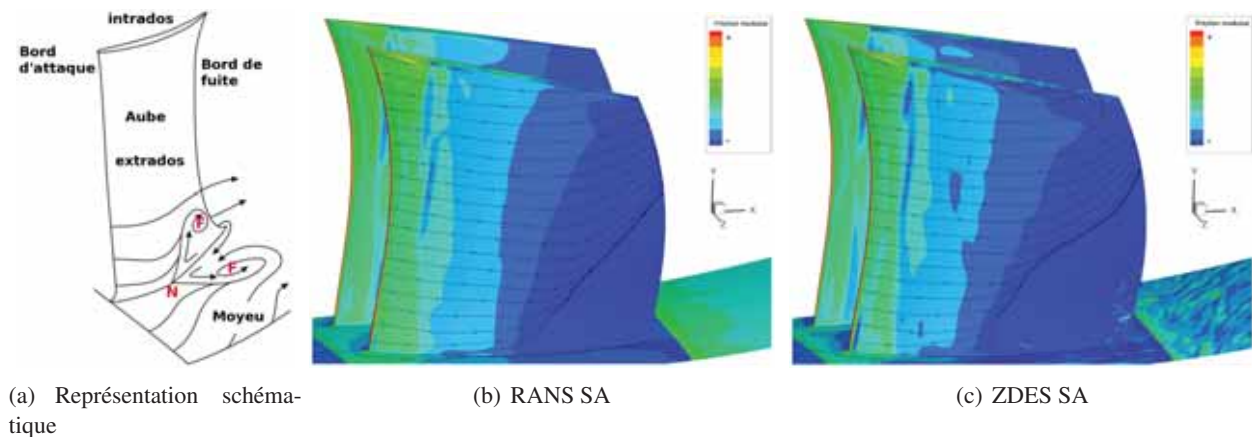


FIGURE 7: À gauche : représentation schématique d'un décollement de coin au pied d'une aube de stator de compresseur, issue de Cahuzac (2012), d'après Goodhand et Miller (2012). Au milieu et à droite : prévisions d'un décollement de coin suivant une approche RANS et une approche ZDES basées toutes deux sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1994), issues de Riéra (2014). Instantané du champ et du spectre pariétal du frottement sur une aube du premier rotor du compresseur H.P. CREATE au point de fonctionnement nominal.

via un comportement BLMLES grâce aux modes 1 et 2. Un sillage défilant issu d'une simulation RANS comprenant la RDE (*Roue Directrice d'Entrée*) en amont de ce rotor est injecté en entrée du domaine de calcul. Relativement à l'approche RANS, l'utilisation de la ZDES a permis un enrichissement qualitatif de la prévision du système tourbillonnaire, comme illustré par la figure 6, et une amélioration significative des prévisions quantitatives par rapport aux relevés expérimentaux des distributions radiales de température totale, pression totale et angle azimutal en aval du rotor (Riéra et al. 2016). Néanmoins, comme illustré par la figure 7, la position de la ligne séparatrice sur l'extrados de l'aube suggère un décollement de coin trop étendu au point de fonctionnement nominal et a fortiori au voisinage du pompage où la couche limite est entièrement décollée vers le bord de fuite (Riéra et al. 2016). Cela est corroboré avec une surévaluation des angles azimutaux en pied d'aube. Si ce phénomène apparaît légèrement plus important en ZDES qu'en RANS, il reste trop massif quelle que soit l'approche. Outre les simplifications géométriques du domaine de calcul relativement au banc expérimental, la cause principale suspectée en

est le choix du modèle de turbulence RANS utilisé dans ces deux approches : le modèle de Spalart et Allmaras (1992). La surestimation des décollements de coin par ce modèle de turbulence a déjà été mise en évidence par des simulations RANS sur le même compresseur (Marty et al. 2008; Marty et al. 2009; Marty et Aupoix 2012). Elle est beaucoup moins prononcée pour d'autres modèles tels que les modèles  $k-l$  de Smith (1994) et  $k-\omega$  de Wilcox (1988). Le modèle RSM SSG- $\omega$  haut Reynolds (Haase et al. 2007; Speziale et al. 1991) et les différentes extensions EARSM (*Explicit Algebraic RSM*, (Wallin et Johansson 2000; Bézard et Daris 2005)) du modèle  $k-kL$  (Bézard et Daris 2005) ont des comportements encore plus favorables (Marty et al. 2009). La surestimation des décollements de coin par le modèle de Spalart et Allmaras (1992) induit une forte sous-estimation de la marge au pompage qui est un critère dimensionnant des compresseurs haute pression. Aussi, du fait de la redistribution radiale du chargement, elle impacte l'écoulement sur toute la hauteur d'aube y compris la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement de jeu en tête d'aube de rotor.

C'est pourquoi Riéra (2014) propose comme perspective à ses travaux de reformuler la ZDES sur la base d'un modèle de turbulence mieux à même de prévoir les décollements de couche limite turbulente afin d'améliorer sa fidélité pour les écoulements internes de turbomachine aussi bien en régime nominal qu'en limite du domaine de fonctionnement.

Riéra (2014) note également l'absence de modélisation des scénarios de transition vers la turbulence et suggère de coupler la ZDES modes 0, 1 et 2 avec un modèle de transition, tel que le modèle  $\gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$  de Menter et al. (2006); Langtry et Menter (2009) ou le modèle  $k_L - k_T - \omega$  de Walters et Cokljat (2008). En effet, malgré la complexité de la modélisation de la transition laminaire-turbulent en turbomachine (Tucker 2013), en particulier pour les aubages de turbine, ses enjeux (Mayle 1991) imposent d'étendre l'applicabilité de l'approche ZDES aux écoulements à nombre de Reynolds modéré où les processus transitionnels sont de première importance. L'exemple le plus criant en est l'écoulement transitionnel autour des aubages de turbine basse pression généralement caractérisé par des écoulements secondaires, des bulbes de décollement laminaire rattachant à l'état turbulent et une interaction instationnaire avec les sillages incidents. À plus long terme, la modélisation des écoulements transitionnels en tête des géométries haut nombre de Reynolds en amont d'une application du mode 3 de la ZDES va dans le sens d'une émancipation envers le coût de leur résolution.

Le modèle de transition  $\gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$  a justement fait l'objet d'une évaluation récente dans le cadre de simulation RANS d'écoulements de turbine avec le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST de Menter (1994) par Benyahia (2012). Les conclusions de ces travaux, en accord avec ceux de Pacciani et al. (2013), ont amené à la recalibration des fonctions de corrélation du modèle de transition par Minot et al. (2016) pour améliorer ses performances quant à la prévision des scénarios de transition vers la turbulence par bulbe de décollement. À l'instar de la plupart des modèles de transition, ce modèle exige l'information du taux de turbulence extérieur à la couche limite local  $Tu \left( \equiv \sqrt{2k/3}/U_e \right)$ , par ailleurs fortement variable au sein des écoulements internes de turbomachine. Son couplage à un modèle de turbulence n'est donc possible que si celui-ci est pourvu d'une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente moyenne  $k \left( \equiv \overline{\rho u_i'' u_i''} / 2\overline{\rho} \right)$  ou d'équations de transport pour les tensions de Reynolds. Menter et al. (2006) l'ont d'ailleurs initialement proposé en couplage avec le modèle  $k-\omega$  SST de Menter (1994).

Minot (2016) en a étendu l'applicabilité aux modèles de turbulences  $k-\omega$  de Wilcox (1988),  $k-\omega$  de Kok (2000) et  $k-l$  de Smith (1994), ainsi qu'aux parois rugueuses. Il met cependant en évidence que le comportement du couple  $k-l / \gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$  pour la prévision de la transition par bulbe de décollement laminaire n'est pas satisfaisante du fait d'une trop forte production de viscosité turbulente lors du réveil du modèle de turbulence. Il montre également que pour le couple  $k-\omega$  (Wilcox 1988) /  $\gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$ , l'absence de correction SST (Menter 1994) fait apparaître la problématique de l'anomalie de point d'arrêt qui était atténuée avec le modèle  $k-\omega$  SST de Menter (1994) : l'hypothèse de Boussinesq induit une modélisation du terme de production de  $k$  exagérant la croissance de la viscosité turbulente dans ces zones de forte déformation linéaire isochore (Menter 1992). La convection de cette viscosité turbulente au sein des couches limites empêche le bon fonctionnement du modèle  $\gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$ . D'autre part, au contraire du modèle  $k-\omega$  SST de Menter (1994), le modèle  $k-\omega$  (Wilcox 1988) est caractérisé par une sensibilité

significative à la valeur de  $\omega$  à l'infini amont (Wilcox 2006). Bien que ces défauts puissent être en partie corrigé au moyen de corrections diverses, telles que l'adoption de la formulation du terme de production basée sur la vorticité (Menter 1992) comme recommandé par Minot (2016), le modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) apparaît comme la base la plus mature pour un couplage avec ce modèle de transition.

Ainsi, si ce modèle de turbulence ne paraît pas être la solution la plus pertinente pour l'amélioration de la prévision des décollements de coin d'aubage de compresseur (Marty et al. 2008 ; Marty et al. 2009 ; Marty et Aupoix 2012), la reformulation de la ZDES sur la base du modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) faciliterait son couplage à d'autre type de modélisation et ouvrirait son usage aux écoulements transitionnels de turbomachine.

## Objectifs et démarche

C'est ce qui justifie les présents travaux de thèse. Ils consistent à étudier et évaluer la reformulation de l'approche ZDES - dans ses modes 0, 1 et 2 - sur la base du modèle  $k - \omega$  SST de (Menter 1994).

Ce type de travaux a déjà été ou sera mené par plusieurs équipes de recherche pour les approches DES, DDES et IDDES (Mockett 2009) sur la base d'une grande diversité de modèle de turbulence, dont la famille des modèles  $k - \omega$ , comme en témoigne le tableau 1. Cette diversité est au moins aussi étendue pour les autres familles d'approche hybride RANS/LES (e.g. Tucker et Davidson (2004), Tessicini et al. (2006) et Walters et al. (2013)) ou à résolution variable (e.g. Jakirlić et Maduta (2015) ; Didorally (2014) et Bonnifet et al. (2017)).

Leur évaluation s'effectue sur une gamme plus ou moins large de cas d'écoulements génériques tels que ceux référencés dans le tableau 3. De manière complémentaire les cas d'écoulement de type turbomachine et aéronautique ont fait l'objet d'un référencement minutieux par Tucker (2014) (pages 223, 229 et 250).

Parmi les exemples de reformulation antérieure à cette étude, certaines l'ont été sur la base du modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) pour profiter de ses propriétés (Strelets 2001 ; Bush et Mani 2001 ; Yan et al. 2005 ; Reddy et al. 2014) et parfois dans le but précis d'y coupler un modèle de transition (Sa et al. 2015 ; Qiao et al. 2013 ; Alam et al. 2013 ; Wang et al. 2012 ; Sorensen et al. 2011 ; Magagnato et al. 2008). Peu de ces études comparent des formulations ayant différents modèles RANS sous-jacent et au regard des problématiques élémentaires liées aux approches BLMLES.

C'est pourquoi il sera adopté la démarche suivante : ces formulations seront analysées, d'autres seront proposées. Elles seront implantées au sein du solveur *e/sA* et leur bon fonctionnement sera vérifié par le passage d'une base de non régression. Elles seront évaluées sur des cas génériques permettant d'isoler certaines problématiques critiques, telles que la transition RANS vers LES (RLT) et la protection des couches limites. Les formulations les plus prometteuses seront ensuite évaluées sur un cas de type turbomachine, en comparaison avec les résultats de Riéra (2014) obtenus avec la formulation initiale de la ZDES basée sur le modèle de Spalart et Allmaras (1992).

## Organisation du mémoire

Le chapitre 1 expose les différentes formulations ZDES  $k - \omega$  sélectionnées à la suite d'une étude critique des propositions publiées dans la littérature scientifique. Il synthétise leur analyse au regard des problématiques élémentaires liées aux approches BLMLES.

Le chapitre 2 illustre les principaux résultats issues de l'évaluation de ces formulations sur différents cas génériques d'écoulement. L'accent est mis sur la comparaison de ces formulations avec les résultats de l'approche ZDES basée sur le modèle de Spalart et Allmaras (1992) suivant deux codes différents. Leur performance est également analysée vis-à-vis de chaque problématique élémentaire.

Le chapitre 3 présente l'évaluation de formulations ZDES  $k - \omega$  sur un cas appliqué turbomachines : le compresseur axial H.P. CREATE.

Le chapitre 4 initie l'évaluation d'une formulation de la ZDES  $k-\omega$  sur la prévision des décollements de couche limite turbulente dus à des gradients de pression adverses progressifs.

Tableau 1: Classification des approches hybrides DES, DDES, ZDES et affiliées en fonction du modèle RANS sous-jacent (non exhaustif)

RANS model base	References	Type	References	Evaluation cases (cf. tableau 3)
<i>One equation Eddy Viscosity Model</i>				
SA	Spalart et Allmaras (1994)	DES	Spalart (1997)	2D ML, 2D BFS, 2D ZPBL
SA	Spalart et Allmaras (1994)	DDES	Spalart et al. (2006)	ZPBL, CC(3), AA, BFS(2), MEA(1)
SA	Spalart et Allmaras (1994)	IDDES	Travin et al. (2006); Shur et al. (2008)	PC(1), TEFS, BFS(2), NACA0021
SA w/ Edwards corr.	Spalart et Allmaras (1994); Edwards et Chandra (1996)	DES	Mockett (2009)	DIT(1), PC(3), NACA0012, NACA0021, CC(4)
"	"	DDES	"	DIT(1), DIT(2), DESB
Strain-Adaptative Linear SA	Spalart et Allmaras (1994); Rung et al. (2003)	DES	Mockett et al. (2005); Bunge et al. (2007); Haase et al. (2007); Haase et al. (2009)	DIT(1), DIT(2), NACA0012, NACA0021
"	"	DDES	Haase et al. (2009)	DIT(1), DIT(2)
SA	Spalart et Allmaras (1994)	DDES	Fuchs et al. (2014); Mockett et al. (2015); Fuchs et al. (2015)	DIT(1), ML, RJ(1), BFS(2), DW
SA	Spalart et Allmaras (1994)	DDES	Shur et al. (2015); Strelets et al. (2015)	DIT(1), ML, RJ(1), ZPBL, BFS(2), PC(1)
Density corrected SA	Spalart et Allmaras (1994); Catris et Aupoix (2000)	DDES	Pont (2015)	BFS(3), ABFS
SA	Spalart et Allmaras (1994)	ZDES	Deck (2005); Deck (2012)	ML, BFS(3), MEA(2)
$k$ equation	Chen et Patel (1988)	DES	Peng (2006)	DIT(1), PC(1), PH, AH
<i><math>k - \omega</math> two equations Eddy Viscosity Model</i>				
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	LESb	Bush et Mani (2001)	BFS(5), NACA0012
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	DES	Travin et al. (2000); Strelets (2001)	DIT(1), NACA0012, CC(3), CC(5), BFS(1), TC
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	DDES	Menter et Kuntz (2002)	AB
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	IDDES	Travin et al. (2006); Shur et al. (2008)	PC(1), TEFS, BFS(2), NACA0021
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	DDES	Sainte-Rose et al. (2009)	BFS(3)
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	DDES	Gritskevich et al. (2012)	ZPBL, BFS(2)
"	"	IDDES	"	PC(1), BFS(2), PH, WMH, TEFS
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	DDES	Chuangxin et al. (2017)	DIT(1), ZPBL, PC(3), PH, PRC, IJ
$k - \omega$ SST	Menter (1994)	ZDES	Arroyo-Callejo et al. (2016); Uribe et al. (2017)	ML, BFS(3), CC(2)
$k - \omega$	Wilcox (1988)	DES	Yan et al. (2005)	DIT(1), NACA0012
OES $k - \omega$	Wilcox (1988); Braza et al. (2006)	DES	Bourguet et al. (2008); El Akoury et al. (2009); Skopek et al. (2012)	CC(4), NACA0012, NACA0021, TCC
$k - \omega$	Wilcox (1993)	DDES	Reddy et al. (2014); Yin et al. (2015); Yin et Durbin (2016)	ZPBL, PC(3), BFS(2), PH, ABA, 3DD, RC, FH
LLR $k - \omega$	Rung et Thiele (1996)	DES	Mockett et al. (2005); Weinman et al. (2006); Bunge et al. (2007)	DIT(1), DIT(2), NACA0012, NACA0021
TNT $k - \omega$	Kok (2000)	X-LES	Kok et al. (2004); Weinman et al. (2006); Kok et Ven (2010); Kok et Ven (2012); Kok (2017)	DIT(1), NACA0012, CC(1), NACA0021, ML, SBF, RJ(1), DW
<i>Others two equations Eddy Viscosity Model</i>				
LL $k - \epsilon$	Lien et Leschziner (1993)	DES	Mockett (2009)	DIT(1), PC(3), NACA0012, NACA0021, CC(4), DESB
$k - \epsilon$ bi-couche SST	Lauder et Spalding (1974); Chalot et al. (1994)	DES	Chalot et al. (2007); Haase et al. (2009)	DIT(1)
"	"	DDES	"	ZPBL, MLME, CAI, AA
$k - \epsilon$	Lauder et al. (1973); Brinckman et al. (2007)	DDES	Charrier et al. (2017)	SCJ
$k - \epsilon - v^2 - f$	Lien et al. (1998)	DES	Jee et Shariff (2014)	DIT(2), FIT, CC(2), NACA4412
$k - \epsilon - v^2 - f$	Lien et al. (1998)	DES	D'Alessandro et al. (2016)	CC(2)
$k - \omega - v^2 - f$	Lien et al. (1998); Taha (2004)	DES	Mirzaei et Sohankar (2015)	DIT(1), PC(4), HCC
$\varphi - f$	Laurence et al. (2004)	DDES	Ashton et al. (2011); Ashton et al. (2013); Ashton et Revell (2015)	DIT(1), WMH, PH, NACA0021, AB
<i>Explicit Algebraic Reynolds Stress Model</i>				
LL $k - \epsilon$ Compact EARSM	Lübcke et al. (2002); Lien et Leschziner (1993)	DES	Bunge et al. (2007); Haase et al. (2007); Haase et al. (2009)	DIT(1), DIT(2), PC(1), NACA0012, NACA0021
"	"	DDES	Mockett (2009)	DIT(1), DIT(2), CC(4), DESB
$k - \omega$ EARSM	Menter (1994); Wallin et Johansson (2000); Hellsten (2005)	DES	Arina et Ceresola (2006); Haase et al. (2009)	DIT(1), M219, DW
$k - \omega$ EARSM	Wilcox (1998); Rumsey et Gatski (2001)	DES	Gross et Fasel (2015)	PC(1), HC
$k - \omega$ EARSM	Menter (1994); Hanjalić et Launder (2011)	DES	Beyhaghi et Amano (2017)	NACA4412
<i>Direct Reynolds Stress Model</i>				
SSG/LRR- $\omega$	Lauder et al. (1975); Shih et Lumley (1985); Speziale et al. (1991); Haase et al. (2007)	DDES	Zhuchkov et Utkina (2016)	HGR01, RJ(2)
JHh-v1 and JHh-v2	Jakirlić et Hanjalić (2002); Probst et Radespiel (2008); Cécora et al. (2012)	DDES	Probst et al. (2011); Probst et al. (2012)	DIT(1), BFS(4), HGR01



Tableau 3: Cas d'écoulement génériques utilisés pour l'évaluation des approches s'apparentant à la DDES (non exhaustif)

Acronym	Full denomination	References	Type	Main parameters
<i>Free flows</i>				
DIT(1)	Decaying Isotropic Turbulence	Comte-Bellot et Corrsin (1971)	Exp.	$Re_\lambda \approx 150$
DIT(2)	Decaying Isotropic Turbulence	Wray (1997)	DNS	$Re_\lambda \approx 105$
DIT(3)	Decaying Isotropic Turbulence	Kang et al. (2003)	Exp.	$Re_\lambda \approx 720$
FIT	Forced Isotropic Turbulence	Jee et Shariff (2014); Eswaran et Pope (1988)	DNS	$Re_\lambda \approx 98$
ML	Mixing Layer	Delville (1995)	Exp.	$Re_{\theta_{high}} = 2900, Re_{\theta_{low}} = 1200, r_{cm} = 0.53, M_c = 0.029$
MLME	Mixing Layer with Mixing Enh.	Chalot et al. (1999)	Exp., LES	-
RJ(1)	Round Jet	Lau et al. (1979); Lau (1981), Simonich et al. (2001), Arakeri et al. (2003), Viswanathan (2004), Bridges et Wernet (2010)	Exp.	$Re_D = 1.1 \cdot 10^6, M = 0.9$ (among others)
RJ(2)	Round Jet	Bridges et Brown (2004), Bridges et Wernet (2010), Liu et al. (2011)	Exp., LES	$Re_D = 1.2 \cdot 10^6, M = 0.98$ (among others)
SCJ	Supersonic Coaxial Jet	Cutler et al. (2006)	Exp.	$M = 1.8$
<i>Fully developed internal flows</i>				
PC(1)	Plane Channel	-	-	-
PC(2)	Plane Channel	Piomelli (1993)	DNS	$Re_\tau = 200, 1050, 2000$
PC(3)	Plane Channel	Moser et al. (1999); Hoyas et Jiménez (2006)	DNS	$Re_\tau = 180, 395, 590, 2003$
PC(4)	Plane Channel	Kawamura et al. (2000); Mirzaei et al. (2014)	DNS	$Re_\tau = 395, 1020$
RC	Rotating Channel	Kristoffersen et Andersson (1993); Grundestam et al. (2008)	DNS	$Re_\tau = 194$ and $Ro = 0.5$ ; $Re_\tau = 180$ and $0.98 < Ro < 3.0$
PH	Periodic Hill	Mellen et al. (2000); Fröhlich et al. (2005); Breuer et al. (2009); Haase et Manhart (2011)	Exp., DNS, LES	$Re_b \approx 2Re_h, Re_h = 700, 1400, 2800, 5600, 10\ 600, 37\ 000$
HCC	Half-Corrugated Channel	Mirzaei et al. (2013); Mirzaei et al. (2014)	DNS, LES	$Re_b = 10\ 000$
PRC	Periodic Ribbed Channel	Drain et Martin (1985); Weihing et al. (2014)	Exp.	$Re_{HD} = 37\ 200$
3DD	3D Diffuser	Cherry et al. (2008); Ohlsson et al. (2010)	Exp., DNS	$Re_b = 5000, Re_h = 23\ 700, 30\ 000$
<i>Wall bounded flows</i>				
ZPBL	Zero Pressure gradient B. L.	-	-	-
BFS(1)	Backward Facing Step	Jovic et Driver (1995)	Exp.	$Re_h = 5000, \delta = 1.2h, ER = 1.2, AR = 31$ (among others)
BFS(2)	Backward Facing Step (t.s.)	Vogel et Eaton (1985)	Exp.	$Re_h = 28\ 000, \delta = 1.07h, ER = 1.25, AR = -$
BFS(3)	Backward Facing Step (t.s.)	Moreau et al. (1987)	Exp.	$Re_h = 43\ 000, \delta = 0.37h, ER = 1.54, AR = 2.86$
BFS(4)	Backward Facing Step (t.s.)	Driver et Seegmiller (1985)	Exp.	$Re_h = 37\ 500, \delta = 1.496h, ER = 1.125, AR = 12$
BFS(5)	Backward Facing Step (t.s.)	McDaniel et al. (1991)	Exp.	$M = 2.0$
ABFS	Axisymmetric BFS (t.s.)	Deprés et al. (2004); Meliga et Reijasse (2007)	Exp.	$Re_h = 1.20 \cdot 10^6, \delta = 0.666h, M = 0.85$ (among others)
WMH	Wall-Mounted Hump (t.s.)	Greenblatt et al. (2004); Greenblatt et al. (2006)	Exp.	$Re_h = 120\ 000, \delta \approx 0.1h, ER = 1.163, AR = 10.88$
DESB	DESIS Bump (t.s.)	Aupoix et al. (2008); Haase et al. (2009)	Exp.	$Re_h = 556\ 000, \delta \approx 0.1h, ER = 1.875, AR = 3.57$
AH	Axisymmetric Hill (t.s.)	Simpson et al. (2002); Byun et al. (2004); Byun et Simpson (2006); Byun et Simpson (2010)	Exp.	$Re_h = 130\ 000, \delta > 0.1h$
FH	FAITH Hill (t.s.)	Bell et al. (2012)	Exp.	$Re_h = 500\ 000, \delta \approx 0.02h$ to $0.08h$
M219	M219 cavity (t.s.)	Henshaw (2000)	Exp.	$Re_h = 1.37 \cdot 10^6, M = 0.85$ (among others)
CAI	Curved Air Inlet (t.s.)	Wellborn et al. (1992)	Exp.	$Re_D = 2.6 \cdot 10^6, M = 0.6$
IJ	Impinging Jet with heat transfert	Cooper et al. (1993)	Exp.	$Re_D = 23\ 000, 70\ 000$
<i>Bluff body flows with massive separation</i>				
CC(1)	Circular Cylinder (l.s.)	Achenbach (1968); Norberg (1993)	Exp.	$Re_D = 100 - 1.0 \cdot 10^6$
CC(2)	Circular Cylinder (l.s.)	Lourenco et Shih (1993); Ong et Wallace (1996); Parnaudeau et al. (2008)	Exp., LES	$Re_D = 3900$
CC(3)	Circular Cylinder (l.s.)	Cantwell et Coles (1983)	Exp.	$Re_D = 140\ 000$
CC(4)	Circular Cylinder (l.s.)	Djeridi et al. (2003); Perrin et al. (2007); Perrin et al. (2007)	Exp.	$Re_D = 140\ 000$
CC(5)	Circular Cylinder (t.s.)	Roshko (1961), Achenbach (1968), Nunen (1972), Schewe (1983)	Exp.	$Re_D = 1.0 \cdot 10^6 - 1.0 \cdot 10^7$
TCC	Tandem Circular Cylinders (t.s.)	Jenkins et al. (2005); Jenkins et al. (2006); Neuhart et al. (2009)	Exp.	$Re_D = 166\ 000, \text{adim. gap } L/D = 1.435 \text{ and } 3.7$
TC	Triangular Cylinder	Sjunnesson et al. (1991)	Exp.	$Re_D = 45\ 000$
S	Sphere (l.s.)	Achenbach (1972)	Exp.	$Re_D = 10\ 000$ (among others)
SBF	Supersonic Base Flow (t.s.)	Herrin et Dutton (1994)	Exp.	$Re_D = 3.3 \cdot 10^6, M = 2.46$
NACA0012	NACA0012 airfoil	Abbott et Von Doenhoff (1959), Hoerner (1965), McCroskey et al. (1982), McCroskey (1987)	Exp.	$Re_C = 100\ 000, \alpha = 60^\circ$
NACA0021	NACA0021 airfoil	Swalwell et al. (2003)	Exp.	$Re_C = 270\ 000, \alpha = 60^\circ$
DW	Delta Wing with sharp leading edge	Furman et Breitsamter (2009)	Exp.	$Re_C = 1.0 \cdot 10^6, M = 0.073, \alpha = 23^\circ$ (among others)
AB	Ahmed Body (t.s.)	Ahmed et al. (1984); Lienhart et al. (2002)	Exp.	$Re_h = 768\ 000$
<i>Streamlined body flows with shallow separation</i>				
HC	Hemisphere cylinder (l.s.)	Hoang et al. (1999); Balthazar et al. (2014)	Exp.	$Re_D = 2000, 5000, \alpha = 10^\circ, 30^\circ$
HGR01	HGR01 airfoil (t.s.)	Wokoec et al. (2006)	Exp.	$Re_C = 650\ 000, M = 0.073, \alpha = 12^\circ$ (among others)
NACA4412	NACA4412 airfoil (t.s.)	Wadcock (1978)	Exp.	$Re_C = 1.64 \cdot 10^6, M = 0.085, \alpha = 0^\circ, 14^\circ$ (among others)
AA	AIRBUS A airfoil (AS239) (t.s.)	Gleyzes et Capbern (2003)	Exp.	$Re_C = 2.1 \cdot 10^6, M = 0.15, \alpha = 13.3^\circ$ (among others)
TEFS	Trailing Edges of a Flat Strut (t.s.)	Blake (1975); Wang et Moin (2000)	Exp., LES	$Re_C = 2.15 \cdot 10^6, M = -, \alpha = 0^\circ, Re_h = 101\ 000$
OAT15A	OAT15A supercritical airfoil (t.s.)	Jacquin et al. (2009)	Exp.	$Re_C = 3.0 \cdot 10^6, 0.71 < M < 0.75, 1.36^\circ < \alpha < 3.9^\circ$
MEA(1)	Multi Element Airfoil	Arnott et al. (2004)	Exp.	$Re_C = 1.7 \cdot 10^6$
MEA(2)	Multi Element Airfoil	Wild et al. (2006)	Exp.	$Re_C = 2.09 \cdot 10^6$

$Re_C$  : Reynolds number based on the freestream velocity  $U_\infty$  and the model chord length  $C$ ,  $Re_C = CU_\infty/\nu$

$Re_b$  : Reynolds number based on the mean bulk velocity  $U_b$  and the inlet channel half-height  $h$ ,  $Re_b = hU_b/\nu$

$Re_h$  : Reynolds number based on the freestream or mean bulk velocity  $U_\infty$  and the characteristic height  $h$  (the step height for BFS and DESB, the ramp height for 3DD, the hill height for

PH, the cavity depth for M219, the Ahmed car body height for AB, the model thickness for TEFS),  $Re_h = hU_\infty/\nu$

$Re_{HD}$  : Reynolds number based on the mean bulk velocity  $U_b$  and the hydraulic diameter  $H_D$ ,  $Re_{HD} = H_D U_b/\nu$

$Re_D$  : Reynolds number based on the freestream or mean bulk velocity  $U_\infty$  and the cylinder or nozzle diameter  $D$  (or triangular base for TC),  $Re_D = DU_\infty/\nu$

$Re_\theta$  : Reynolds number based on the incident boundary layer external velocity  $U_e$  and the incident boundary layer momentum thickness  $\theta$ ,  $Re_\theta = \theta U_e/\nu$

$Re_\lambda$  : Reynolds number based on Taylor microscale  $\lambda_\lambda$  and  $u_{rms}$ ,  $Re_\lambda = \lambda_\lambda u_{rms}/\nu$

$Re_\tau$  : Reynolds number based on wall-shear velocity  $u_\tau$  and the channel half-width  $h$ ,  $Re_\tau = hu_\tau/\nu$

$M$  : free-stream Mach number (potential core Mach number for RJ(1), RJ(2) and SCJ, inlet centerline Mach number for CAI)

$M_c$  : convective Mach number based on upper channel sound velocity  $a_{high}$  and lower channel sound velocity  $a_{low}$ ,  $M_c = (U_{high} + U_{low})/(a_{high} + a_{low})$

$\delta$  : boundary layer thickness at separation location

$Ro$  : Rotation number based on the mean bulk velocity  $U_b$ , the channel half-width  $h$ , and the system rotation rate  $\Omega$ ,  $Ro = 2\Omega h/U_b$

$r_{cm}$  : velocity ratio of upper channel free-stream velocity  $U_{high}$  over lower channel free-stream velocity  $U_{low}$

$ER$  : Expansion ratio of post-step channel height over the pre-step channel height

$AR$  : Aspect ratio of channel spanwise width over step height  $h$

(t.s.), (l.s.) : (indicated here if explicitly evident in the relevant references) turbulent boundary layer separation, laminar boundary layer separation

# Chapitre 1

## Formulations et développements des variantes de l'approche ZDES $k - \omega$

Ce chapitre vise à détailler la formulation actuelle de l'approche ZDES, basée sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1992), ainsi qu'une première reformulation sur la base du modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) avec correction SST, dite ZDES SST. Les problématiques liées aux approches hybrides RANS/LES y sont listées, et pour chacune sont présentées les améliorations issues de la littérature ou ici proposées qui vont permettre la formulation de plusieurs variantes de la ZDES SST. Le cadre numérique dans lequel ont été développées et évaluées ces approches est précisé.

### Sommaire

---

1.1	Formulations de base et problématiques . . . . .	20
1.1.1	Formulation originale de la ZDES sur la base du modèle de Spalart et Allmaras : la ZDES SA . . . . .	20
1.1.2	Formulation au sens de Strelets de la ZDES sur la base du modèle $k - \omega$ SST de Menter : la ZDES SST . . . . .	23
1.1.3	Problématiques et questions ouvertes pour les approches héritées de la DES . . . . .	26
1.2	Étude critique de la littérature scientifique et présentation des formulations ZDES à évaluer . . . . .	29
1.2.1	De l'accélération de la transition RANS vers LES . . . . .	29
1.2.1.1	Emplacement de la substitution . . . . .	29
1.2.1.2	Retour à un modèle de sous-maille . . . . .	30
1.2.1.3	Estimation de l'échelle de longueur de sous-maille $\Delta$ . . . . .	40
1.2.2	Traitement des fonctions d'amortissement pour le modèle de Spalart et Allmaras . . . . .	42
1.2.3	Traitement de l'échelle de longueur caractéristique et des limiteurs du modèle $k - \omega$ de Menter . . . . .	42
1.2.4	De l'évolution de la fonction de protection . . . . .	45
1.3	Synthèse des approches ZDES implémentées et évaluées . . . . .	50
1.4	Cadre numérique . . . . .	52

---

L'introduction de ce manuscrit a contextualisé les travaux ici présentés dans le vaste champ des développements d'approches hybrides RANS/LES et d'approches à résolution variable. En particulier l'approche hybride RANS/LES globale dénommée ZDES, pour Zonal Detached Eddy Simulation, a été présentée à la suite des approches à partir desquelles elle a été formulée (les approches DES et DDES). Ses avantages, ses limites ainsi que ses trois modes de fonctionnements - en plus d'un mode RANS pur, le mode 0 - ont été sommairement décrits. Surtout, les motivations poussant à sa reformulation sur la base du modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) à deux équations de transport, à sa validation et à son évaluation sur des cas génériques et industriels - l'objet de ces travaux - ont été exprimées.

Ce chapitre vise à détailler la formulation actuelle de l'approche ZDES, basée sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1992) à une équation de transport. Une première reformulation de l'approche ZDES sur la base du modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) avec correction SST, dite ZDES SST, est ensuite présentée, suivant un principe identique à celui employé pour la reformulation des approches DES et DDES. Les défis liés aux approches hybride RANS/LES sont ensuite détaillées et décomposés sous la forme d'une liste de problématiques. En réponse à chacune de ces problématiques différentes améliorations apportées aux approches DES, DDES et ZDES originelles et publiées dans la littérature scientifique sont ensuite présentées, en parallèle de certaines particularités ou améliorations proposées dans le cadre de ces travaux. Une ou plusieurs de ces améliorations vont être appliquées à la ZDES SST pour former de nouvelles variantes de l'approche ZDES basée sur le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994). Une synthèse des variantes proposées et la démarche employée pour leur évaluation sont ensuite exposés. Enfin le cadre numérique dans lequel ont été développé et implémenté ces approches - le solveur *elsA* -, les méthodes numériques sélectionnées pour les simulations effectuées et les règles propres aux approches hybride RANS/LES qui ont été suivies sont sommairement décrites et contextualisé dans la production scientifique récente.

## 1.1 Formulations de base et problématiques

### 1.1.1 Formulation originale de la ZDES sur la base du modèle de Spalart et Allmaras : la ZDES SA

La formulation originale de l'approche Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) (Deck 2012) repose sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1992) à une équation de transport pour la pseudo-viscosité  $\tilde{\nu}$ . Ce modèle est rappelé<sup>1</sup> ici :

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \text{div}(\rho \tilde{\nu} \underline{u}) = P_{\tilde{\nu}} - D_{\tilde{\nu}} + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \text{div} \left( (\mu + \rho \tilde{\nu}) \underline{\text{grad}}(\tilde{\nu}) \right) + c_{b2} \rho \underline{\text{grad}}(\tilde{\nu}) \cdot \underline{\text{grad}}(\tilde{\nu}) \right] \quad (1.1) \square$$

$$P_{\tilde{\nu}} = c_{b1} \tilde{S} \rho \tilde{\nu}, \quad D_{\tilde{\nu}} = \rho c_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d_w} \right)^2 \quad (1.2) \square$$

$$\mu_t = f_{v1} \rho \tilde{\nu}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\rho \tilde{\nu}}{\rho \nu} \quad (1.3) \square$$

$$f_w = g \left[ \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad g = r_{sa} + c_{w2} (r_{sa}^6 - r_{sa}), \quad r_{sa} = \min \left( 10, \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} K^2 d_w^2} \right) \quad (1.4) \square$$

$$\tilde{S} = S_{\Omega} + \frac{\tilde{\nu}}{K^2 d_w^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad (1.5) \square$$

$$S_{\Omega} = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

1. Pour les utilisateurs de la version *pdf* de ce manuscrit, il peut être précisé que les numéros des équations apparaissant dans le tableau 1.1 sont des liens hypertextes y conduisant, tandis que le symbole  $\square$  accompagnant chacune de ces équations permet de revenir au tableau 1.1.

$$c_{b1} = 0,1355, \quad c_{b2} = 0,622, \quad \sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{2}{3}, \quad c_{v1} = 7,1, \quad (1.6) \square$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{K^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}}, \quad c_{w2} = 0,3, \quad c_{w3} = 2, \quad K = 0,41$$

$$\text{aux conditions limites de paroi : } \tilde{\nu} = 0 \quad (1.7) \square$$

avec  $P_{\tilde{\nu}}$  le terme de production,  $D_{\tilde{\nu}}$  le terme de destruction,  $\tilde{S}$  la norme de la vorticité modifiée,  $f_w$ ,  $f_{v1}$  et  $f_{v2}$  des fonctions d'amortissement en proche paroi. Le modèle de Spalart et Allmaras (1992) (modèle SA ci-après) est implémenté au sein de logiciel *e/SA* tel que présenté <sup>2</sup>. Il peut être noter l'absence du terme  $f_{t2}$  (Spalart et Allmaras 1992) afin d'éviter une convergence vers une solution laminaire incorrecte dont l'av nement est fonction du maillage et des conditions aux limites (Rumsey 2007; Vatsa et al. 2017).

En écho à l'introduction, il est rappelé ici que suivant le principe de formulation hérité des approches DES97 (Spalart 1997) et DDES (Spalart et al. 2006), la ZDES est formulée en remplaçant l'échelle de longueur caractéristique  $L_{RANS}$  du modèle de turbulence RANS par une échelle de longueur hybride  $L_{DES}$  dépendant de l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  et des propriété locales de l'écoulement. L'objectif est d'augmenter l'importance du terme de destruction pour produire un niveau de viscosité turbulente de l'ordre de celui produit par un modèle de sous-maille de Smagorinsky (1963) d'une approche LES, afin de disposer d'une approche RANS pouvant fonctionner comme une approche LES dans les régions au dehors des couches limites attachées, en supposant le cadre numérique adéquat.

Dans l'approche ZDES basée sur le modèle SA (ZDES SA), l'échelle de longueur RANS  $L_{RANS}$  est identifiée comme la distance à la paroi  $d_w$  qui apparait dans le terme de destruction ( $D_{\tilde{\nu}}$ ) et les fonctions d'amortissement proche paroi ( $f_w$ ,  $\tilde{S}$ ). Ainsi en ZDES SA :

$$\text{ZDES SA : } \begin{cases} D_{\tilde{\nu}} = \rho c_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d_w} \right)^2 & \text{devient } D_{\tilde{\nu}} = \rho c_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{L_{DES}} \right)^2 \\ f_w(L_{RANS}) & \text{devient } f_w(L_{DES}) \\ \tilde{S}(L_{RANS}) & \text{devient } \tilde{S}(L_{DES}) \end{cases} \quad (1.8) \square$$

Et quelle que soit l'approche ZDES :

$$\text{ZDES : } L_{DES} = \begin{cases} L_{RANS} & \text{en mode 0} \\ L_{DES}^I & \text{en mode 1} \\ L_{DES}^{II} & \text{en mode 2} \\ L_{DES}^{III} & \text{en mode 3} \end{cases} \quad (1.9) \square$$

Comme rappelé par la figure 4, ces modes ZDES sont adaptés à différentes physiques d'écoulement et chacun d'eux peut être utilisé dans la même simulation sur différentes régions du domaine de calcul. Cette possibilité de résolution spatiale, avec les contraintes de maillage associé, est l'un des avantages de la ZDES comparé à l'approche DDES.

Le mode 0 correspond à une approche RANS, et permet de relâcher le besoin en discrétisation dans les zones de moindre intérêt.

Le mode 1 n'est utilisé qu'à la suite de singularité géométrique fixant la position d'un décollement car sa formulation est héritée de l'approche DES97 :

$$\text{ZDES SA mode 1 : } \begin{cases} L_{DES}^I = \min(L_{RANS}, L_{LES}) \\ L_{RANS} = d_w, \quad L_{LES} = C_{DES} \Delta_{DES}^I, \quad C_{DES} = 0,65 \\ \Delta_{DES}^I = \Delta_{vol} \text{ ou } \Delta_{\omega} \text{ (choix utilisateur)} \\ \text{si } L_{DES}^I = L_{LES} \text{ alors } f_{v1} = 1, f_{v2} = 0 \text{ et } f_w = 1 \end{cases} \quad (1.10) \square$$

2. Les opérateurs de moyenne et de filtrage au sens de Reynolds  $(\cdot) = \overline{(\cdot)} + (\cdot)'$  et de Favre  $(\cdot) = \widetilde{(\cdot)} + (\cdot)''$  sont volontairement omis, en accord avec les équations telles que codées au sein du solveur *e/SA* (voir équation (1.38))

La valeur de la constante  $C_{DES}$ , héritée de l'approche DES97, vient de la calibration de Shur et al. (1999) sur un cas de turbulence homogène isotrope en décroissance libre issue de l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971). Au lieu de s'appuyer sur la dimension maximale de la cellule locale pour le calcul de l'échelle de longueur de sous-maille ( $\Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ ), la ZDES mode 1 permet à l'utilisateur de choisir entre une échelle de longueur de sous-maille basée sur le volume de la cellule  $\Delta_{vol}$  ou une échelle de longueur de sous-maille basée sur la section de la cellule normale au vecteur vorticité  $\Delta_\omega$ , bien adaptée pour assurer une transition rapide depuis un comportement RANS vers un comportement LES sur les maillages anisotropiques (Chauvet et al. 2007 ; Deck 2012). Comme la position de l'interface RANS/LES est directement dépendante du maillage via  $\Delta_{DES}^I$ , le mode 1 de la ZDES, comme la DES97, est inapproprié pour assurer la protection et donc le traitement des couches limites attachées par une approche RANS. Il reste cependant pratique pour forcer une transition rapide en LES à la suite d'une singularité géométrique provoquant une séparation massive de l'écoulement, comme dans le cas du bord de fuite d'un profil, d'une cavité de bord d'attaque, du culot d'un projectile ou d'une marche descendante.

$$\text{ZDES SA mode 2 : } \begin{cases} L_{DES}^{II} = L_{RANS} - f_d(\tilde{\nu}) \times \max(0, L_{RANS} - L_{LES}) \\ L_{RANS} = d_w, \quad L_{LES} = C_{DES} \Delta_{DES}^{II}, \quad C_{DES} = 0,65 \\ \Delta_{DES}^{II} = \begin{cases} \Delta_{max} & \text{si } f_d(\tilde{\nu}) \leq f_{d0} \\ \Delta_{vol} \text{ ou } \Delta_\omega \text{ (choix util.)} & \text{si } f_d(\tilde{\nu}) > f_{d0} \end{cases}, \quad f_{d0} = 0,8 \end{cases} \quad (1.11) \quad \square$$

$$f_d(\tilde{\nu}) = 1 - \tanh \left[ (C_{d1} r_d)^{C_{d2}} \right], \quad r_d = \frac{\nu + \tilde{\nu}}{\sqrt{u_{i,j} u_{i,j}} K^2 d_w^2}, \quad C_{d1} = 8, \quad C_{d2} = 3 \quad (1.12) \quad \square$$

Le mode 2, à la suite de l'approche DDES, utilise la fonction algébrique  $f_d$  pour assurer un traitement RANS des couches limites dans leur entière épaisseur.  $f_d$  tend vers zéro au sein des couches limites et vers un en dehors, le passage entre ces deux valeurs limites s'effectuant à la frontière de la couche limite telle que détectée par  $f_d$ , de manière plus ou moins abrupte suivant les valeurs des coefficients  $C_{d1}$  et  $C_{d2}$ . À la différence de la DDES l'approche ZDES utilise  $\tilde{\nu}$  à la place de  $\nu_t$  au sein de  $r_d$  (1.12) car la robustesse de  $f_d$  en est renforcée (voir sous-section 1.2.4). Le mode 2 est ainsi adapté aux configurations où des décollements massifs apparaissent sans que leurs positions ne soient connues a priori, à l'instar des décollements dus à des gradients de pression adverses progressifs. Le caractère massif d'un décollement signifie que son épaisseur caractéristique ( $h$ ) est significativement plus grande que celle de la couche limite ( $\delta$ ) en amont de celui-ci, i.e.  $\delta/h \ll 1$ . Une importante amélioration par rapport à la DDES repose sur le fait que l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta_{DES}^{II}$  s'écarte de la valeur de  $\Delta_{max}$  pour celle de  $\Delta_{vol}$  (ou de  $\Delta_\omega$  suivant le choix de l'utilisateur) depuis le haut des couches limites ( $f_d > 0,8$ ) jusqu'au champ lointain. Ceci assure un délais plus court dans la formation des instabilités au loin des parois.

$$\text{ZDES SA mode 3 : } \begin{cases} L_{DES}^{III} = \begin{cases} L_{RANS} & \text{si } d_w < y_{\text{interface}} \\ \min(L_{RANS}, L_{LES}) & \text{sinon} \end{cases} \\ L_{RANS} = d_w, \quad L_{LES} = C_{DES} \Delta_{DES}^{III}, \quad C_{DES} = 0,65 \\ \Delta_{DES}^{III} = \Delta_{vol} \\ \text{si } L_{DES}^{III} = L_{LES} \text{ alors } f_{v1} = 1, f_{v2} = 0 \text{ et } f_w = 1 \end{cases} \quad (1.13) \quad \square$$

Le mode 3 s'apparente à une approche WMLES ou WRLES suivant le maillage utilisé et la position de l'interface RANS/LES au sein des couches limites. Il a une formulation identique à celle du mode 1 à l'exception de l'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$  dont l'égalité envers  $L_{RANS}$  ou  $L_{LES}$  n'est plus seulement déterminée par une fonction analytique mais avant tout par la délimitation préalable effectuée par l'utilisateur. C'est une solution appropriée pour les décollements étroits ou pilotés par la dynamique interne de la couche limite incidente (Deck et Laraufie 2013). Le passage depuis une zone traitée en mode 0 ou 2 vers une zone traitée en mode 3 s'accompagne généralement par l'injection de turbulence synthétique (Pamiès et al. 2009 ; Deck et al. 2011 ; Laraufie et al. 2011 ; Deck et Laraufie 2013) pour

assurer la présence d'un contenu turbulent résolu réaliste au sein des couches limites. Dans le cas particulier où le mode 3 est utilisé en tant qu'approche WRLES, la position de l'interface RANS/LES est définie comme confondue avec la paroi (pas de région RANS). Dans le cas général où c'est un comportement WMLES qui est recherché, l'interface est positionné à  $y_{\text{interface}} = 0,1\delta$  (Deck et al. 2014c). Il est important de souligner que le mode 3 est en cours d'amélioration et est ainsi sujet à des changements réguliers dans sa formulation. Renard et Deck (2015) ont récemment démontré qu'il est plus judicieux de placer l'interface à  $y_{\text{interface}}^+ = 3,9\sqrt{Re_\tau}$  avec  $y_{\text{interface}}^+ = y_{\text{interface}}/l_\tau = y_{\text{interface}}\nu/u_\tau$ . Cette nouvelle définition de  $y_{\text{interface}}$  assure une meilleure prise en compte des phénomènes physiques à haut nombre de Reynolds présents dans la couche limite sur une large plage de  $Re_\theta$ . D'autres corrections sont par ailleurs apportées par Renard et Deck (2015) à la formulation du mode 3 présentée ici (équation (1.13)). Ne faisant pas partie des éléments traités au cours de ces travaux le mode 3 ne sera pas abordé dans la suite de ce manuscrit.

### 1.1.2 Formulation au sens de Strelets de la ZDES sur la base du modèle $k - \omega$ SST de Menter : la ZDES SST

Les approches Zonal Detached Eddy Simulation développées et évaluées dans cette étude diffèrent de l'originale, la ZDES SA, par leur modèle de turbulence RANS sous-jacent. Elles sont basées sur le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) avec la correction *Shear-Stress Transport* (SST). Ce modèle de turbulence RANS à deux équations est rappelé ci dessous :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \text{div}(\rho k \underline{u}) = P_k - D_k + \text{div}[(\mu + \sigma_k \mu_t) \underline{\text{grad}}(k)] \quad (1.14) \square$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \text{div}(\rho \omega \underline{u}) = P_\omega - D_\omega + \text{div}[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \underline{\text{grad}}(\omega)] + (1 - F_1) CD_{k\omega} \quad (1.15) \square$$

$$P_k = \left[ -\frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \text{div}(\underline{u})) \underline{\underline{I}} + 2\mu_t \underline{\underline{S}} \right] : \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{u}), \quad D_k = \beta^* \rho k \omega \quad (1.16) \square$$

$$P_\omega = \frac{\Upsilon \rho}{\mu_t} P_k, \quad D_\omega = \beta \rho \omega^2, \quad CD_{k\omega} = 2 \frac{\rho \sigma_\omega^2}{\omega} \underline{\underline{\text{grad}}}(k) \cdot \underline{\underline{\text{grad}}}(\omega) \quad (1.17) \square$$

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega_{SST}}, \quad \omega_{SST} = \max\left(\omega; \frac{1}{a_1} F_2 \times \sqrt{2(\underline{\underline{S}} : \underline{\underline{S}})}\right), \quad a_1 = 0,31 \quad (1.18) \square$$

$$\underline{\underline{I}} = \delta_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j, \quad \underline{\underline{S}} = S_{ij} \underline{e}_i \otimes \underline{e}_j, \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (1.19) \square$$

$$\beta^* = 0,09, \quad K = 0,41, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.20) \square$$

Chaque autre constante  $(\bullet)$  est calculée telle que  $(\bullet) = F_1(\bullet)_1 + (1 - F_1)(\bullet)_2$  avec le jeu suivant de constante de  $(\bullet)_1$  et  $(\bullet)_2$  :

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} = 0,85, \quad \beta_1 = 0,075, \quad \sigma_{\omega1} = 0,5, \quad \Upsilon_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega1} \frac{K^2}{\sqrt{\beta^*}} \\ \sigma_{k2} = 1,0, \quad \beta_2 = 0,0828, \quad \sigma_{\omega2} = 0,856, \quad \Upsilon_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega2} \frac{K^2}{\sqrt{\beta^*}} \end{aligned} \quad (1.21) \square$$

$$F_1 = \tanh(\zeta^4), \quad \zeta = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right); \frac{4\rho\sigma_{\omega2}k}{CD_{k\omega} d_w^2} \right] \quad (1.22) \square$$

$$F_2 = \tanh(\xi^2), \quad \xi = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right) \quad (1.23) \square$$

aux conditions limites de paroi :

$$\left\{ \begin{array}{l} k = 0 \\ \omega = \begin{cases} 3\omega_{vis} & \text{si } \omega_{vis} \geq \omega_{log} \\ 2\omega_{log} & \text{si } \omega_{vis} < \omega_{log} \end{cases} ; \quad \omega_{vis} = \frac{6\nu}{\beta_1 d_w^2} \\ \omega_{log} = \frac{u_\tau}{\sqrt{\beta^* K} d_w}, \quad u_\tau = \left( (\|\underline{\tau}_t\|/\rho)^2 + (\sqrt{\beta^* k})^2 \right)^{\frac{1}{4}} \\ \text{avec } \underline{\tau}_t \text{ calculé à partir de l'équation (1.72)} \end{array} \right. \quad (1.24) \square$$

La version BSL ("*BaSeLine*", Menter (1994)) de ce modèle est retrouvé simplement en omettant la correction SST (équation (1.18)) et en modifiant la constante  $\sigma_{k1}$  :

$$\text{version BSL du modèle } k - \omega \text{ de Menter (1994) : } \quad \mu_t = \frac{\rho k}{\omega}, \quad \sigma_{k1} = 0,5 \quad (1.25) \square$$

L'une des formulations ZDES les plus simples qu'il puisse être effectuée sur la base de ce modèle est celle au sens de Strelets (2001), qui sera dénommée par la suite ZDES SST. Elle est d'ailleurs suggérée par Deck (2012) pour toute reformulation de l'approche ZDES. Il s'agit d'une généralisation de l'approche DES applicable à tout modèle de turbulence RANS, présentée sur la base du modèle  $k - \omega$  (Menter 1994) et reposant sur la substitution d'échelle de longueur caractéristique seulement au sein du terme de destruction ( $D_k$ ) de l'équation de transport pour l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes. Cette substitution implique d'identifier l'échelle de longueur RANS caractéristique comme  $L_{RANS} = \sqrt{k}/\beta^*\omega$  - généralement considérée comme l'échelle intégrale de la turbulence<sup>3</sup> - et de la remplacer par l'échelle de longueur hybride sélectionnée  $L_{DES}$ . Ainsi en ZDES SST :

$$\text{ZDES SST : } \quad D_k = \beta^* \rho k \omega = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{RANS}} \quad \text{devient} \quad D_k = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{DES}} \quad (1.26) \square$$

De nombreuses approches DES ou DDES utilisent ce principe sur différents modèles  $k - \omega$  (Menter et Kuntz 2002; Travin et al. 2006; Bunge et al. 2007; Sainte-Rose et al. 2008; Mockett 2009; El Akoury et al. 2009; Guilmineau et al. 2011; Zhou et al. 2017), dont certaines se retrouve dans le tableau 1.

Le mode 1 diffère de son équivalent en ZDES SA seulement par la définition de  $C_{DES}$  qui a été recalibré par Strelets (2001) relativement à l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971) :

$$\text{ZDES SST mode 1 : } \quad \left\{ \begin{array}{l} L_{DES}^I = \min(L_{RANS}, L_{LES}) \\ L_{RANS} = \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega}, \quad L_{LES} = C_{DES} \Delta_{DES}^I \\ C_{DES} = (1 - F_1) C_{DES}^{k-\varepsilon} + F_1 C_{DES}^{k-\omega} \\ C_{DES}^{k-\varepsilon} = 0,61, \quad C_{DES}^{k-\omega} = 0,78 \\ \Delta_{DES}^I = \Delta_{vol} \text{ ou } \Delta_\omega \text{ (choix utilisateur)} \end{array} \right. \quad (1.27) \square$$

Le mode 2 diffère également de son équivalent en ZDES SA par la fonction de protection  $1 - F_F$  qui ne repose plus sur la fonction  $f_d(\tilde{\nu})$  - variante de la fonction  $f_d(\nu_t)$  de Spalart et al. (2006) - mais sur la fonction  $F_F$  de Fan et al. (2004).

Le fonctionnement et la diversité des fonctions de protection sont traités à la sous-section 1.2.4. Le choix de la fonction  $F_F$  suit la recommandation de cette fonction par Sainte-Rose et al. (2010) et Chedevigne (2012) qui ont respectivement implémenté une approche DDES basée sur le modèle  $k - \omega$  SST

3. Il peut être remarqué que Menter (1994), comme Yan et al. (2005) et Gritskevich et al. (2012) par la suite, postulent, parallèlement à  $\nu_t = k/\omega$  et à  $\varepsilon = \beta^* k \omega$ , que  $L_{RANS} = k^{3/2}/\varepsilon$  d'où  $\nu_t = \beta^* k^{1/2} L_{RANS}$  et  $L_{RANS} = \sqrt{k}/\beta^*\omega$ . D'autres auteurs, tels que Wilcox (2006) et Reddy et al. (2014), préfèrent faire apparaître la constante  $\beta^*$  de telle façon que  $L_{RANS} = \beta^* k^{3/2}/\varepsilon$  d'où  $\nu_t = k^{1/2} L_{RANS}$  et  $L_{RANS} = \sqrt{k}/\omega$ . La valeur de la constante  $C_{DES}$  doit être en cohérence avec le formalisme choisi.

Menter (1994) et l'approche ZDES SST au sein du solveur multiphysique CEDRE (Refloch et al. 2011) de l'ONERA utilisant des maillages non-structurés. Il doit être souligné que ces développements sont antérieurs à ceux présentés dans ce manuscrit qui ont été effectués au sein du solveur *e/sA* (Cambier et al. 2013) de l'ONERA utilisant, jusqu'à récemment, uniquement des maillages structurés. À travers le solveur CEDRE l'approche DDES  $k - \omega$  enrichie de la fonction  $F_F$  de Fan et al. (2004) a été utilisée par Sainte-Rose et al. (2008) et Sainte-Rose (2010) pour la simulation d'écoulements internes réactifs. Au contraire d'une approche DDES SA, elle autorise l'estimation directe d'une échelle de temps caractéristique de la turbulence modélisé  $\tau_{turb} (\equiv 1/\beta^*\omega)$  grâce au modèle RANS sous-jacent à deux équations de transport. Cette possibilité est un net avantage pour la construction des modèles de combustion turbulente (Sainte-Rose 2010, page 40). La ZDES SST a été utilisée à travers le solveur CEDRE par Arroyo-Callejo et al. (2016) pour la simulation du refroidissement d'une paroi multiperforée où la fonction  $F_F$  a réussi à protéger les couches limites turbulentes tout en autorisant un traitement LES de l'écoulement au dehors de celles-ci. Sanders et al. (2013) ont également utilisé l'approche DDES  $k - \omega$  du solveur CEDRE pour la résolution des sources acoustiques d'un écoulement autour d'un train d'atterrissage simplifié. Ils ont cependant préféré implémenter et utiliser l'approche ZDES SA au sein de ce solveur au lieu d'y exploiter l'approche ZDES SST pour les travaux suivant cette étude (De La Puente Cerezo 2017). La raison principale en est le réveil plus tardif du modèle  $k - \omega$  SST Menter (1994) par rapport à celui du modèle SA au sein des couches limites se développant sur les pneumatiques du train d'atterrissage. Cette différence de comportement sur la transition apparente de ces modèles de turbulence avait déjà été mise en évidence par Rumsey (2007) et Rumsey et Spalart (2009). Elle empêche la modélisation correcte des couches limites pleinement turbulentes autour des pneumatiques équipés de dispositif de déclenchement de la transition laminaire-turbulent lors de l'expérience correspondante (De La Puente Cerezo 2017, page 73). Les raisons secondaires en sont le constat d'un cout de calcul 20% plus élevé de l'approche ZDES SST par rapport à l'approche ZDES SA sur un cas de plaque plane (De La Puente Cerezo 2017, page 60), ainsi que le postulat de l'absence d'avantage lié à l'utilisation d'un modèle de turbulence à deux équations de transport pour ce cas d'application. Il peut être noté que la modélisation des dispositifs de déclenchement de la transition laminaire-turbulent telle que proposée par Carlson (1997), Pandya et al. (2006) et Gerolymos et Vallet (2014) pourrait offrir une solution à la transition apparente tardive du modèle  $k - \omega$  SST Menter (1994) lorsque celle-ci se révèle problématique.

$$\text{ZDES SST mode 2} \quad \left\{ \begin{array}{l} L_{DES}^{II} = L_{RANS} - (1 - F_F) \times \max(0, L_{RANS} - L_{LES}) \\ L_{RANS} = \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega}, \quad L_{LES} = C_{DES}\Delta_{DES}^{II} \\ C_{DES} = (1 - F_1) C_{DES}^{k-\varepsilon} + F_1 C_{DES}^{k-\omega} \\ C_{DES}^{k-\varepsilon} = 0,61, \quad C_{DES}^{k-\omega} = 0,78 \\ \Delta_{DES}^{II} = \begin{cases} \Delta_{max} & \text{si } (1 - F_F) \leq F_{F_0} \\ \Delta_{vol} \text{ ou } \Delta_{\omega} \text{ (choix util.)} & \text{si } (1 - F_F) > F_{F_0} \end{cases} \\ F_{F_0} = 0,8 \end{array} \right. \quad (1.28) \quad \square$$

$$F_F = \tanh(\xi^4), \quad \xi = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2}\right) \quad (1.29) \quad \square$$

Ainsi de manière antérieure ou concomitante aux travaux présentés dans ce manuscrit, la ZDES SST a fait l'objet de développement<sup>4</sup> de la part de l'équipe CEDRE de l'ONERA mais également de la part d'acteurs extérieurs tels que Scillitoe et al. (2015) qui ont fait usage du mode 3 de façon locale pour des décollements de coin de cascade linéaire d'aube de compresseur axial.

Cette remarque est a fortiori valable pour les approches DES  $k - \omega$  et DDES  $k - \omega$ , qui ont fait l'objet d'une diffusion croissante (voir tableau 1) et de modifications de leur formulation en réponse

4. en vue d'une utilisation directe sur des cas d'écoulement d'intérêt industriel, en opposition à la démarche d'évaluation mise en œuvre par les présents travaux



aux problématiques caractéristiques des approches BLMLES présentées en sous-section 1.1.3. Elles ont également fait l'objet de couplages avec des modèles de transition laminaire-turbulent. Par exemple le modèle de transition de Langtry et Menter (2009) y a été couplé par Sorensen et al. (2011), Qiao et al. (2013) et Sa et Park (2014). Ce modèle de transition a également été couplé à une approche BLMLES très similaire à la DDES  $k - \omega$  par Hodara et Smith (2017). Le modèle de transition de Walters et Cokljat (2008) a été couplé à la DDES  $k - \omega$  par Beehook (2015) tandis que le modèle de transition de Fu et Wang (2013) y a été couplé par Wang et al. (2017).

### 1.1.3 Problématiques et questions ouvertes pour les approches héritées de la DES

Comme expliqué en introduction, les approches BLMLES sont caractérisées par un certain nombre de problématiques élémentaires plus ou moins critiques face auxquelles leur performance détermine leur pouvoir de prévision. Ces problématiques pourraient être listées comme suit :

- (a) Détecter la frontière des couches limites jusqu'à leur décollement et imposer un traitement RANS dans leur entière épaisseur.
- (b) Assurer la cohérence des niveaux de tensions de Reynolds modélisées et résolues de part et d'autre des interfaces RANS/LES.
- (c) Permettre la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES ("*RANS to LES transition (RLT)*") (Mockett et al. 2015a)).
- (d) Conserver et adapter le traitement RANS des couches limites dans le cas de fluctuations turbulentes résolues incidentes.
- (e) Assurer un niveau de tensions de Reynolds modélisées cohérent dans les régions LES au regard de la discrétisation, du niveau de tensions de Reynolds résolues et du cadre numérique utilisé.
- (f) Prévoir au plus juste les décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométriques.
- (g) Empêcher l'apparition d'îlots de RANS ("*RANS island*") (Breuer et al. 2008)) au dehors des couches limites attachées.

Comme toute approche BLMLES, les approches globales DES, DDES et ZDES - en modes 0, 1 et 2 - doivent répondre à ces problématiques. Plusieurs améliorations proposées dans la littérature visent justement à perfectionner le comportement des approches DES et DDES face à ces problématiques, en particulier celles basées sur les modèles  $k - \omega$ . En vue d'en enrichir l'approche ZDES SST un certain nombre de ces propositions sont sélectionnées et présentées en section 1.2 dans le cadre d'une analyse critique de la littérature. Elles feront l'objet d'une évaluation dans le chapitre 2.

La problématique (a) - la détection de la frontière des couches limites, de leur décollement ainsi que leur traitement en RANS - est essentiellement liée à la fonction de protection utilisée et conditionne la possibilité d'un usage automatique d'une approche DDES ou ZDES mode 2 sans connaissance préalable de la physique de l'écoulement simulé. Une sous-évaluation de l'épaisseur des couches limites conduirait à une "*Modelled-Stress-Depletion*" (MSD) voire à une "*Grid Induced Separation*" (GIS) tandis qu'une sur-évaluation retarderait l'apparition et le développement d'un contenu fluctuant résolu lors des décollements de couches limites, qui fait l'objet de la problématique (c). L'absence de solution satisfaisante malgré de nombreuses propositions fait de cette problématique (a) un enjeu majeur pour la maturation des approches DDES et ZDES. Ce point est traité en sous-section 1.2.4.

La problématique (b) - la cohérence des niveaux de tensions de Reynolds modélisées et résolues de part et d'autre des interfaces RANS/LES - est un objectif pour le moment hors de portée des approches

DDES et ZDES mode 2 du fait de leur caractère global : elles n'incluent pas d'opérateur traduisant les tensions de Reynolds modélisées en un spectre de fluctuations turbulentes résolues au passage d'une région RANS à une région LES, et inversement, bien que des travaux préliminaires aillent en ce sens (Germano 2004; Sánchez-Rocha et Menon 2009; Hamba 2011; Rajamani et Kim 2010; Nini 2016). Ce point n'est pas traité dans ce manuscrit, sauf pour illustrer l'incapacité des approches évaluées à le solutionner.

La problématique (c) - la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES - a fait l'objet de nombreux travaux visant à accélérer la destruction du niveau des tensions de Reynolds modélisées au passage d'une région RANS à une région LES. Ils ont permis des progrès significatifs (Haase et al. 2017) par rapport à la version initiale de l'approche DDES (Spalart et al. 2006) et sont traités en sous-section 1.2.1. Ces solutions prennent par exemple la forme de substitutions d'échelle de longueur alternatives à celle proposée par Strelets (2001) (voir approche ZDES SST en sous-section 1.1.2), comme traité en sous-sous-section 1.2.1.1. Elles reposent également sur l'utilisation de différentes échelles de longueur de sous-maille  $\Delta$  (voir sous-sous-section 1.2.1.3) et sur l'inclusion d'une sensibilité au caractère bidimensionnel de la turbulence (voir sous-sous-section 1.2.1.2). Ces solutions ont généralement un effet néfaste sur le comportement des fonctions de protection de la couche limite et sont donc également liées à la problématique (a). D'autre part, si elles accélèrent la destruction du niveau des tensions de Reynolds modélisées (généralement via l'accélération de la destruction du niveau de viscosité turbulente  $\nu_t$ ), elles n'introduisent pas une production de tensions de Reynolds résolues. Celle-ci est laissée à la charge des gradients de vitesse moyenne locaux. Si ceux-ci sont insuffisants les fluctuations turbulentes tarderont à apparaître, la zone grise liée à l'interface s'étendra loin en aval et l'approche échouera sur cette problématique. C'est pourquoi la naissance et la croissance d'instabilité au sein des couches de mélange de type sillage ou de couche limite faiblement décollée ne peuvent - dans certains cas - être correctement reproduites qu'au moyen de l'injection de turbulence synthétique (e.g. Ashton et al. (2016) et Deck et Renard (2017)).

La problématique (d) - la robustesse et la cohérence du traitement RANS des couches limites face à l'advection de fluctuations turbulentes résolues - est particulièrement intéressante pour des cas de type turbomachine où les interactions entre rotor et stator entraînent l'impact de sillages défilants sur les couches limites des aubages. Les fonctions de protection actuellement utilisées se basent sur les gradients de vitesse locaux ou les variables turbulentes, et s'effacent donc significativement en présence de fluctuations de vitesse importantes. Les couches limites ne sont plus traitées en RANS dans leur entière épaisseur et la protection ne se rétablit pas après un tel événement. C'est par exemple le cas à la suite d'une recirculation derrière une marche descendante, ou en aval d'un *vortex generator*. Les couches limites sont alors traitées en LES bien que la discrétisation locale n'en respecte pas les critères, ouvrant la question de la validité d'un tel comportement. Cette problématique, en particulier sa dépendance à la fonction de protection utilisée, est brièvement étudiée au chapitre 2.

La problématique (e) - la cohérence du niveau de tensions de Reynolds modélisées dans les régions LES au regard de la discrétisation, des tensions de Reynolds résolues et du cadre numérique utilisé - est propre à la branche LES des approches hybrides considérées. Elle renvoie à la validité du modèle de sous-maille que constitue les équations modifiées du modèle de turbulence RANS sous-jacent. Elle est également liée à la calibration de la constante  $C_{DES}$  (voir sous-sous-section 1.2.1.2), à l'inclusion éventuelle d'une sensibilité au caractère bidimensionnel de la turbulence (voir sous-sous-section 1.2.1.2) et à la nature des substitutions d'échelle de longueur (voir sous-sous-section 1.2.1.1).

La problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - est essentiellement liée à la branche RANS des approches hybrides considérées puisqu'elle traite l'entière épaisseur des couches limites et pilote donc leur évolution. Dans une moindre mesure la branche LES y contribue via la rétroaction instationnaire des écoulements secondaires résolus en aval des décollements. Les approches BLMLES héritées de la DES disposent généralement des mêmes limitations que leur modèle de turbulence sous-jacent vis-à-vis de cette problématique. À titre d'exemple, Mockett (2009) investigate les résultats de simulations DES de l'écoulement autour d'un pro-

fil NACA0021 en incidence post-décrochage ( $Re_C = 270\,000$ ,  $\alpha = 60^\circ$ ) et de simulations DDES de l'écoulement d'une rampe descendante au sein d'une conduite rectangulaire (voir *DESider Bump*, tableau 3) suivant différents modèle RANS sous-jacent : le modèle SA (Spalart et Allmaras 1994) avec la correction d'Edwards et Chandra (1996) ou avec la modification dite *Strain-Adaptative Linear* de Rung et al. (2003), le modèle *Linear Local Realisable  $k - \omega$*  de Rung et Thiele (1996) et la version EARSM compacte (Lübcke et al. 2002) du modèle  $k - \varepsilon$  de Lien et Leschziner (1993). Le premier cas test est caractérisé par un décollement massif issu de singularités géométriques et générant des cisaillements suffisamment fort pour provoquer au plus tôt l'apparition de fluctuations turbulentes au sein des couches de cisaillement naissantes. Les résultats varient de manière négligeable en fonction du modèle de turbulence sous-jacent. À l'inverse le second cas test est caractérisé par l'absence de singularité géométrique. L'écoulement turbulent et confiné ( $Re_h = 556\,000$ ,  $\delta \approx 0,1h$ ,  $ER = 1,875$ ,  $AR = 3,57$ ) décolle modérément de façon tri-dimensionnelle au niveau du large congé de raccordement amenant sur la rampe descendante puis recolle en aval de cette dernière. Sa topologie est donc fortement dépendante de la prévision du modèle de turbulence quant à l'effet du gradient de pression sur la couche limite et aux écoulements de coins, à l'étendue de la zone grise et au développement du contenu turbulent s'agissant du recollement et par suite du blocage de la conduite. Comme attendu les résultats varient significativement en fonction du modèle de turbulence sous-jacent, et sont tous éloignés des données expérimentales. La cause principale en est l'imprécision de ces modèles de turbulence sous-jacent (Mockett 2009). Il est donc essentiel d'évaluer les approches BLMLES sur des cas test à même de rendre compte de l'importance des modèles de turbulence sous-jacent. Dans les travaux présentés ici seuls les modèles SA de Spalart et Allmaras (1994) et  $k - \omega$  de Menter (1994) dans ses versions BSL et SST ont été évalués au sein de l'approche ZDES (voir chapitre 3 et chapitre 4).

La problématique (g) - l'apparition d'ilots de RANS ("*RANS island*" (Breuer et al. 2008)) au dehors des couches limites - est propre aux approches héritées de la DES basées sur des modèles de turbulence RANS permettant la formulation d'une échelle de longueur caractéristique autre que la distance à la paroi  $d_w$ . La valeur de l'échelle de longueur évolue alors en fonction de la physique de l'écoulement et peut amener au basculement de l'approche vers la branche RANS en dehors des régions délimitées par la fonction de protection. Une solution à cette problématique est proposée en sous-section 1.2.3.

D'autres questions mineures relatives au traitement des fonctions d'amortissement du modèle SA et des limiteurs associés au modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) dans le cadre d'une approche ZDES sont traitées respectivement en sous-section 1.2.2 et en sous-section 1.2.3.

La fonctionnalité de zonalisation offerte par l'approche ZDES ouvre également la question de l'emplacement des interfaces mode 1/mode 0 ou mode 2/mode 0 en présence de recirculation. Si cette question n'a pas été traitée durant ces travaux, Costes et al. (2016) y ont apporté une illustration à travers la simulation ZDES SA d'un profil givré en incidence au moyen des modes 0 et 2. D'après des mesures expérimentales obtenues suite à la simulation, cet écoulement est caractérisé par un décollement massif à l'extrados du profil à partir du bloc de givre ajouté près du bord d'attaque. La couche de cisaillement résultante rattache en moyenne à la paroi à mi-corde. Pour la simulation la zonalisation utilisée introduit notamment une interface depuis le mode 2 vers le mode 0 passant à travers cette recirculation sous la forme d'un plan normal au sens de l'écoulement et placé axialement à mi-corde. Des fluctuations turbulentes significatives issues de la résolution du développement de la couche de cisaillement traverse donc cette interface à l'endroit où elles devraient en moyenne rejoindre la paroi. D'autre part la discrétisation varie fortement de part et d'autre de cette interface grâce à la méthode Chimère, afin de profiter du relâchement possible permis par le mode 0. Costes et al. (2016) ont fait l'expérience d'une forte dépendance de la solution moyenne à cette zonalisation : les fluctuations venant de la région traitée en mode 2 ne sont pas correctement interpolées sur la maillage de la zone en mode 0, ce qui induit un fort battement de la couche de mélange sous la forme d'un lâcher tourbillonnaire intense et affecte la prévision de son rattachement. Un raffinement du maillage de la zone en mode 0 tend à réduire ce problème mais une extension de la zone en mode 2 jusque en aval du bord de fuite du profil parait être incontournable pour l'éliminer. L'application du mode 0 doit donc être faite avec précaution.

Le couplage d'une approche DDES ou ZDES avec un modèle de transition, non traité dans ces tra-

vaux, amène un degré de complexité supplémentaire à ces problématiques, notamment s'agissant du traitement des bulbes de décollement laminaire rattachant en turbulent et sur le comportement de l'approche face au sillage résolu impactant des couches limites transitionnelles.

## 1.2 Étude critique de la littérature scientifique et présentation des formulations ZDES à évaluer

### 1.2.1 De l'accélération de la transition RANS vers LES

Cette sous-section présente quelques unes des propositions présentes dans la littérature scientifique pour améliorer le comportement des approches DDES et ZDES face à la problématique (c).

#### 1.2.1.1 Emplacement de la substitution

Outre le principe de formulation de Strelets (2001) - voir équation (1.30) - repris par de nombreux auteurs (Menter et Kuntz 2002 ; Travin et al. 2006 ; Bunge et al. 2007 ; Sainte-Rose et al. 2008 ; Mockett 2009 ; El Akoury et al. 2009 ; Guilmineau et al. 2011 ; Zhou et al. 2017) et sur lequel est basée la ZDES SST (voir sous-section 1.1.2), au moins deux alternatives suggèrent d'effectuer la substitution d'échelle de longueur  $L_{RANS} \rightarrow L_{DES}$  à des emplacements différents.

Bush et Mani (2001) ont appliqué cette substitution dans  $D_k$ , comme Strelets (2001), mais également dans la définition de la viscosité turbulente  $\nu_t$  comme illustré par l'équation (1.31). Kok et al. (2004) ont repris cette idée pour construire leur approche X-LES sur la base du modèle TNT  $k - \omega$  (Kok 2000). Yan et al. (2005) ; Yan et al. (2007) et Michel et al. (2007) ont évalué cette double substitution sur le modèle  $k - \omega$  de Wilcox (1988), démontrant ainsi la plus grande accélération de destruction du niveau de  $\nu_t$  qu'elle autorise par rapport à l'unique substitution dans  $D_k$ . Une discussion de cette propriété est proposée par Mockett (2009) (page 140), arguant que la réduction de la production de  $k$  via la substitution au sein de  $\nu_t$  touche à des processus physiques agissant sur des échelles spatio-temporelles différentes des processus physiques de destruction représentés par  $D_k$ , d'où un effet cumulé de l'accélération des RLT pour cette double substitution proposée par Bush et Mani (2001). Cette dernière est également le point de départ de Chuangxin et al. (2017) pour la construction de leur approche *dynamic delayed detached-eddy* sur la base du modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) avec la correction SST.

Reddy et al. (2014) ont proposé un autre principe suivant lequel la substitution est appliquée seulement dans les termes de viscosité turbulente ( $\nu_t$ ) qui apparaissent dans les équations de transport pour le champ moyen et dans le terme de production ( $P_k$ ) de l'équation de transport pour l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes. En ces termes  $\nu_t$  est reformulée comme illustré par l'équation (1.32). Comme montré par Yin et al. (2015), ce principe de substitution facilite l'implémentation d'une procédure dynamique similaire à celle de Lilly (1966) dans l'approche DDES subséquente basée sur le modèle de Wilcox (1988).

Yan et al. (2005) ont également proposé d'appliquer puis ont évalué la substitution au sein de  $D_\omega$ . Cette idée n'a pas été reprise par d'autres auteurs. Les différentes combinaisons possibles avec  $D_\omega$ ,  $D_k$  et  $\nu_t$  ont été codées dans *e/sA* mais n'ont pas pu toutes être testées.

Ainsi, en conservant le postulat que  $L_{RANS} = k^{1/2}/\beta^*\omega$ , les principes de substitution évalués sont les suivants :

$$\text{Strelets (2001) : } \left\{ D_k = \beta^* \rho k \omega = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{RANS}} \text{ devient } D_k = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{DES}} \right. \quad (1.30) \square$$

$$\text{Bush et Mani (2001) : } \left\{ \begin{array}{l} D_k = \beta^* \rho k \omega = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{RANS}} \text{ devient } D_k = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{DES}} \\ \nu_t = \frac{k}{\omega} = \beta^* k^{1/2} L_{RANS} \text{ devient } \nu_t = \beta^* k^{1/2} L_{DES} \end{array} \right. \quad (1.31) \square$$

$$\text{Reddy et al. (2014) : } \begin{cases} \nu_t = \frac{k}{\omega} = \beta^{*2} \omega L_{RANS}^2 \text{ devient } \nu_t = \beta^{*2} \omega L_{DES}^2 \\ \text{uniquement pour } \nu_t \text{ apparaissant dans } P_k \\ \text{et dans les équations du champs moyens} \end{cases} \quad (1.32) \quad \square$$

En cas d'application du limiteur SST ou d'un autre type de limiteur sur la variable  $\omega$  lorsqu'elle est utilisée pour le calcul de  $\nu_t$ , la variable  $\omega$  est limitée suivant l'équation (1.63) (elle devient  $\omega_{ZDES\ SST}$  (1.63)) et le principe de Bush et Mani (2001) peut être réécrit sous la forme suivante :

$$\begin{cases} D_k = \beta^* \rho k \omega = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{RANS}} \text{ devient } D_k = \frac{\rho k^{3/2}}{L_{DES}} \\ \nu_t = \frac{k}{\omega_{SST}} = \beta^* k^{1/2} L_{RANS_{SST}} \text{ devient } \nu_t = \beta^* k^{1/2} L_{RANS_{ZDES\ SST}} \frac{L_{DES}}{L_{RANS}} \\ \text{avec } L_{RANS_{ZDES\ SST}} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega_{ZDES\ SST}}, \quad L_{RANS_{SST}} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega_{SST}}, \\ L_{RANS} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega} \text{ et } \omega_{SST} \text{ définie suivant l'équation (1.18)} \end{cases} \quad (1.33) \quad \square$$

Au lieu de définir  $L_{RANS_{ZDES\ SST}}$  et  $L_{RANS_{SST}}$  pour les utiliser dans le calcul de  $\nu_t$  ci-dessus il aurait été possible - pour un résultat strictement équivalent - de définir à la place  $L_{DES_{SST}}$  qui viendrait simplement se substituer à  $L_{RANS_{SST}}$  dans  $\nu_t$ ,  $L_{DES}$  étant toujours utilisée pour calculer  $D_k$ . Il a été préféré de dupliquer  $L_{RANS}$  plutôt que  $L_{DES}$ .

Une procédure similaire peut être appliquée au principe de Reddy et al. (2014) (voir équation (1.32)) :

$$\begin{cases} \nu_t = \frac{k}{\omega_{SST}} = \beta^{*2} \omega_{SST} L_{RANS_{SST}}^2 \text{ devient } \nu_t = \beta^{*2} \omega_{SST} \left( L_{RANS_{ZDES\ SST}} \frac{L_{DES}}{L_{RANS}} \right)^2 \\ \text{avec } L_{RANS_{ZDES\ SST}} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega_{ZDES\ SST}}, \quad L_{RANS_{SST}} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega_{SST}}, \\ L_{RANS} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega} \text{ et } \omega_{SST} \text{ définie suivant l'équation (1.18)} \\ \text{uniquement pour } \nu_t \text{ apparaissant dans } P_k \text{ et dans les équations du champs moyens} \end{cases} \quad (1.34) \quad \square$$

### 1.2.1.2 Retour à un modèle de sous-maille

Au sein des régions LES, la modélisation des fluctuations turbulentes de sous-maille, i.e. celles filtrées par la discrétisation spatiotemporelle et le cadre numérique utilisés, repose sur le comportement des équations du modèle de turbulence RANS sous-jacent modifié par le principe de substitution utilisé (voir sous-sous-section 1.2.1.1). L'usage d'équation de transport pour la modélisation de la turbulence de sous-maille, à l'instar des travaux précurseurs de Yoshizawa et Horiuti (1985), constitue une avancée notable par rapport à la nature généralement algébrique des modèles de sous-maille populaires (Smagorinsky 1963 ; Germano et al. 1991 ; Lilly 1992 ; Lesieur et Metais 1996). En effet, dans le cadre du formalisme utilisé jusqu'ici<sup>5</sup>, le modèle de sous-maille de Smagorinsky (1963) s'exprimerait comme :

$$\text{Smagorinsky (1963) : } \begin{cases} \nu_t = (C_S \Delta)^2 S, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ 0,1 < C_S < 0,2 \text{ (généralement } C_S = 0,1 \text{ (Deardorff 1970) )} \end{cases} \quad (1.35) \quad \square$$

5. Les opérateurs de moyenne et de filtrage au sens de Reynolds ( $(\cdot) = \overline{(\cdot)} + (\cdot)'$ ) et de Favre ( $(\cdot) = \widetilde{(\cdot)} + (\cdot)''$ ) sont volontairement omis, en accord avec les équations telles que codées au sein du solveur *e/SA* (voir équation (1.38))

et la version compressible et simplifiée, i.e. en négligeant les termes permettant de s'émanciper de l'hypothèse de Boussinesq (Yoshizawa 1984), de celui de Yoshizawa et Horiuti (1985) comme :

$$\text{Yoshizawa et Horiuti (1985)} : \begin{cases} \nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = C_\nu \Delta k^{1/2}, & S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, & S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \text{div}(\rho k \underline{u}) = P_k - D_k + \text{div} \left[ \left( \mu + C_{kk} \Delta k^{1/2} \right) \underline{\text{grad}}(k) \right] \\ P_k = \left[ -\frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \text{div}(\underline{u})) \underline{I} + 2\mu_t \underline{S} \right] : \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{u}), & D_k = C_\varepsilon \frac{\rho k^{3/2}}{\Delta} \\ C_\nu = 0,05, & C_{kk} = 0,1, & C_\varepsilon = 1 \end{cases} \quad (1.36) \square$$

La version simplifiée du modèle de Yoshizawa et Horiuti (1985) a pour avantage de ne pas faire l'hypothèse d'un équilibre entre production et dissipation de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes de sous-maille  $k$ , au contraire du modèle de Smagorinsky (1963). Il permet également d'exprimer la partie isotrope du tenseur de Reynolds de sous-maille à partir de  $k$ . L'usage d'équation de transport résout la difficulté liée à la raideur numérique des modèles algébriques. Les modèles de sous-maille des approches DES basées sur un modèle de turbulence RANS de type Boussinesq à au moins une équation de transport partagent ces avantages.

Cette modélisation peut être à nouveau améliorée en utilisant par exemple une représentation des tensions de Reynolds de sous-maille s'écartant de l'hypothèse simplificatrice de Boussinesq, à l'instar du modèle complet de Yoshizawa et Horiuti (1985). Les approches DES basées sur un modèle de turbulence RSM en sont une illustration (voir tableau 1).

D'autres voies d'amélioration complémentaires seraient d'y ajouter une sensibilité au caractère bi-dimensionnel de la turbulence (Nicoud et Ducros 1999; Nicoud et al. 2011), un caractère dynamique vis-à-vis de la discrétisation et du contenu turbulent local (Germano et al. 1991; Lilly 1992), une modulation suivant les nombres d'ondes impactés (Hughes et al. 1998), ou l'un des multiples concepts plus récemment étudiés pour la modélisation des fluctuations sous-maille (e.g. revues de Piomelli (2014) et de Zhiyin (2015)).

Comme toute modélisation de la turbulence de sous-maille dans le cadre d'une approche LES, celle opérée par une approche BLMLES doit être conçue pour s'harmoniser avec le filtrage appliqué et la dissipation intrinsèque du cadre numérique employé (Pruett 2001).

Il est important de noter que les approches BLMLES ont en premier lieu une visée industrielle. Comme souligné par Pont et al. (2017), leur utilisation s'effectue donc au sein de solveurs généralement adaptés aux géométries complexes et ne se basant pas sur des méthodes numériques d'ordre élevé (Wang 2007; Wang et al. 2013; Kroll et al. 2015).

C'est pourquoi le filtrage spatial de la solution - constituant le fondement théorique de l'approche LES - est généralement laissé implicitement à la charge de la discrétisation spatio-temporelle tandis que la dissipation numérique des schémas utilisés n'est pas négligeable face à celles issues de la viscosité moléculaire et du modèle de sous-maille.

Il peut être rappelé ici que les équations de Navier-Stokes compressibles moyennées au sens de Favre servent de formalisme théorique à l'approche RANS. Les tensions de Reynolds  $\tau_{ij}$  sont alors modélisées suivant l'hypothèse de Boussinesq :

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \xrightarrow[\text{Boussinesq}]{\text{hypothèse de}} \tau_{ij} + \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} = 2\mu_t \left( \check{S}_{ij} - \frac{1}{3} \text{div}(\underline{\tilde{u}}) \delta_{ij} \right) \quad (1.37) \square$$

Avec  $\check{S}_{ij} = \frac{1}{2} (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$ . Généralement, ce formalisme n'est pas rigoureusement reproduit au sein des solveurs CFD puisque les opérations de moyenne, au sens de Reynolds ou de Favre, ne sont pas calculées :

$$\tau_{ij} \quad \overbrace{+ \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}^{\text{gén. inclus dans } p} = 2\mu_t \left( S_{ij} - \frac{1}{3} \text{div}(\underline{u}) \delta_{ij} \right) \quad (1.38) \square$$

La validité théorique de l'approche RANS est implicitement retrouvée à convergence vers une solution stationnaire, puisqu'alors quantités moyennes et instantanées sont confondues.

Les équations de Navier-Stokes compressibles filtrées spatialement au sens de Favre via un produit de convolution servent de formalisme théorique à l'approche LES classique (Garnier et al. 2009). Si l'on réutilise exceptionnellement la notation  $(\cdot) = \overline{(\cdot)} + (\cdot)'$  pour les opérateurs de filtrage au sens de Reynolds et  $(\cdot) = \widetilde{(\cdot)} + (\cdot)''$  pour les opérateurs de filtrage au sens de Favre, ces équations sont identiques aux équations RANS à l'exception de termes supplémentaires issues du caractère non idempotent des opérateurs de filtrage, à l'inverse des opérateurs de moyenne. Exprimées suivant le système I de Vreman et al. (1995) les équations de quantité de mouvement se voient augmenté d'un terme visqueux généralement négligé et d'une nouvelle définition du tenseur de composantes  $\tau_{ij}$ , ici dénommé tenseur de sous-maille. Ce dernier peut se décomposer en trois termes distincts suivant les composantes résolues ou non résolues utilisées mais il est généralement modélisé suivant l'hypothèse de Boussinesq en ne considérant que le terme  $R_{ij}$ , à l'instar du formalisme RANS :

$$\begin{aligned}\tau_{ij} &= -\bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}) = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \\ &= -\bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}) - \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j''} + \widetilde{u_i'' u_j}) - \bar{\rho}(\widetilde{u_i'' u_j''})\end{aligned}\quad (1.39) \quad \square$$

$$\xrightarrow[\text{Boussinesq}]{\text{hypothèse de}} \tau_{ij} + \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\mu_t \left( \check{S}_{ij} - \frac{1}{3}\check{S}_{kk}\delta_{ij} \right) \quad (1.40) \quad \square$$

Avec  $\check{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\partial \widetilde{u_i} / \partial x_j + \partial \widetilde{u_j} / \partial x_i)$ . Au même titre que les opérations de moyenne les opérations de filtrage spatial ne sont pas calculées au sein des solveurs CFD. D'autre part les approches héritées de la DES réutilisent le système d'équation RANS tel qu'implémenté au sein du solveur utilisé. C'est donc l'équation (1.38) à la place des équations (1.37) et (1.40) qui est utilisée pour ces approches, indépendamment de leur comportement RANS ou LES.

Le filtrage effectif est donc inconnu a priori et dépend directement de la capacité de résolution du maillage, la discrétisation temporelle ayant en pratique un effet filtrant pour des longueurs d'onde significativement plus fine que la discrétisation spatiale (voir section 1.4). Ceci justifie le principe de son estimation via la définition d'une échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  s'apparentant à une échelle de longueur caractéristique de la maille locale (voir sous-section 1.2.1.3).

L'amplitude des tensions de Reynolds de sous-maille renvoyées par la branche LES d'une approche BLMLLES doit être calibrée en tenant compte de ces particularités. Il peut être remarqué que selon la formulation des approches héritées de la DES la calibration de leur modèle de sous-maille ne s'effectue que par le réglage de la constante  $C_{DES}$  (cf. équations (1.10), (1.11), (1.27) et (1.28)). Dans le cas du principe de substitution de Strelets (2001) cette constante module uniquement la destruction de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes  $D_k$ . Il pourrait cependant être envisagé de moduler les autres termes des équations turbulentes ainsi que la constante  $C_{DES}$  elle-même suivant l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  à l'instar de Yin et al. (2015). La calibration de la constante  $C_{DES}$  peut s'effectuer a priori suivant des considérations théoriques ou a posteriori suivant les résultats d'une application de l'approche sur des cas génériques tels que de la turbulence homogène isotrope en décroissance libre ("*decaying isotropic turbulence*", DIT). La calibration a posteriori a pour avantage majeur de faire intervenir aussi bien le modèle de sous-maille que l'influence de la discrétisation, de son filtrage implicite et du cadre numérique utilisé.

Yan et al. (2005) ont investigué le comportement de la branche LES d'une approche DES basée sur le modèle  $k - \omega$  de Wilcox (1988) suivant trois principes de substitution distincts ( $L_{RANS} \rightarrow L_{DES}$  au sein de  $D_k$  et/ou de  $\nu_t$ ) et suivant différentes calibrations a priori et a posteriori de cette constante. Ils en concluent que quel que soit le principe de substitution utilisé, la calibration a posteriori de  $C_{DES}$  vis-à-vis des mesures de Comte-Bellot et Corrsin (1971) de la distribution spectrale et de la décroissance de l'énergie cinétique d'une turbulence de grille supposée isotrope permet de retrouver un comportement LES similaire sur un cas pratique (ici un profil NACA0012 en décrochage massif, voir tableau 3). Ceci malgré l'impossibilité de certaines de ces substitutions à se réduire à un modèle de Smagorinsky (1963)

dans l'hypothèse d'équilibre  $P_k = D_k$  au contraire du principe de Strelets (2001) (voir équation (1.30)). Les calibrations a priori de  $C_{DES}$ , qu'elles soient effectuées sur l'identification terme à terme par rapport au modèle de Yoshizawa et Horiuti (1985) (voir équation (1.36), avec pour l'occasion  $C_\nu = C_{kk} = 0,07$  et  $C_\varepsilon = 1,05$ ) ou via l'hypothèse d'équilibre afin de retrouver une équivalence avec le modèle de Smagorinsky (1963) (voir équation (1.35)) et sa constante  $C_S$ , se sont révélées inconsistantes avec les calibrations a posteriori et défavorables quant à la reproduction de l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971). Ainsi toute approche BLMLES basée sur un quelconque principe global (par opposition à zonal, voir introduction) de la dépendance de l'échelle de longueur caractéristique du modèle de turbulence à l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  est a priori valable moyennant une calibration a posteriori de son comportement LES, indépendamment de sa capacité théorique à retourner vers un modèle de sous-maille de Smagorinsky (1963) ou de Yoshizawa et Horiuti (1985).

La calibration a posteriori de la constante  $C_{DES}$  face à un cas générique a été menée pour la première fois par Shur et al. (1999) pour la DES SA. La valeur de 0,65 a été déterminée vis-à-vis de l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971) via la simulation d'une turbulence homogène isotrope en décroissance libre ("*decaying isotropic turbulence*", DIT) dans un domaine cubique périodique suivant les trois directions et initialisé suivant la distribution spectrale d'énergie cinétique issue des mesures expérimentales. Cette base de données et la procédure associée ont par la suite été systématiquement utilisées par les différentes équipes cherchant à calibrer leur approche DES (voir tableaux 1 et 3), en particulier par Bunge et al. (2007) et Mockett (2009) ainsi que dans le cadre de projets européens tels que FLOMANIA (Haase et al. 2007, page 177) et DESider (Haase et al. 2009, page 147).

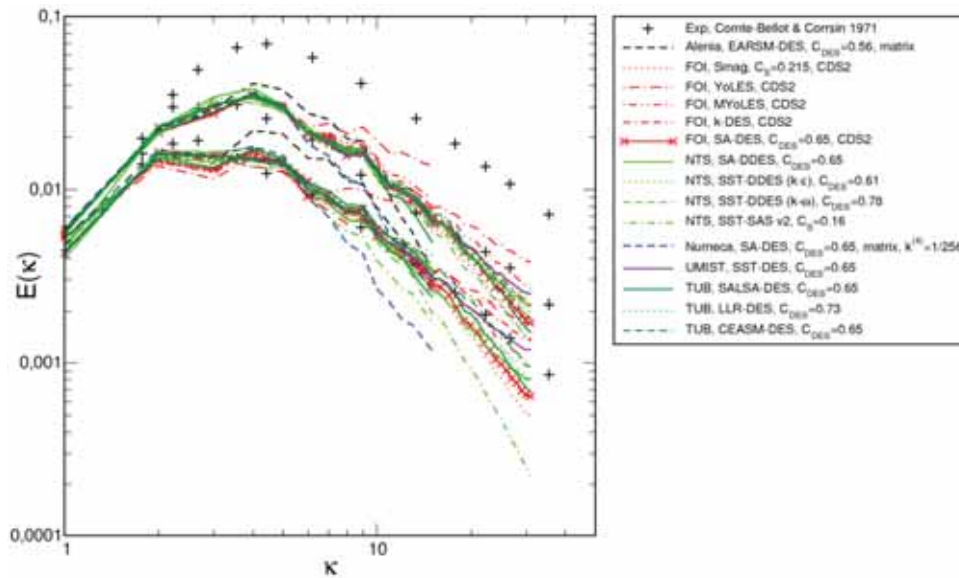


FIGURE 1.1: Spectre d'énergie cinétique des fluctuations turbulentes à deux instants différents des simulations de turbulence isotrope en décroissance libre des participant au projet DESider (Haase et al. 2009). Les conditions initiales et les données de références - ici pour trois instants - sont issues de l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971). Image issue de (Haase et al. 2009), page 151.

Haase et al. (2009) soulignent qu'outre l'expérience de turbulence de grille de Comte-Bellot et Corrsin (1971) au moins trois autres cas génériques alternatifs ont déjà été utilisés pour une calibration vis-à-vis de la turbulence homogène isotrope en décroissance libre, avec des avantages et inconvénients variés. L'expérience de Comte-Bellot et Corrsin (1971) a été conduite à un nombre de Reynolds<sup>6</sup> ( $Re_\lambda \approx 150$ ) trop faible pour assurer l'existence d'une région inertielle dans le spectre d'énergie. Pour y palier une expérience a été plus récemment effectuée par Kang et al. (2003) à un nombre de Reynolds suffisamment

6.  $Re_\lambda$  : nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor  $l_\lambda$  et sur  $u_{rms}$ ,  $Re_\lambda = l_\lambda u_{rms} / \nu$



élevé ( $Re_\lambda \approx 720$ ). Elle a notamment été exploitée par Benhamadouche (2006). Comme pour la précédente, de la turbulence est générée au sein d'une soufflerie au moyen d'une grille normale à l'écoulement. Elle est convectée par l'écoulement moyen le long d'une conduite rectiligne à section constante de façon à décroître le plus librement possible. À partir d'une position suffisamment en aval de la grille pour s'émanciper de sa signature, différentes statistiques dont la distribution spectrale d'énergie cinétique des fluctuations turbulentes sont mesurées à plusieurs abscisses. En invoquant l'hypothèse de Taylor (1938) ces statistiques sur la décroissance spatiale d'une turbulence supposée homogène et isotrope peuvent servir de référence aux simulations d'une turbulence homogène et isotrope en décroissance temporelle libre (DIT). Ces deux expériences ont cependant l'inconvénient que le champ instationnaire tridimensionnel de vitesse n'y est pas mesuré. C'est pourquoi le champ de vitesse initial pour une simulation de calibration doit être généré en utilisant des transformées de Fourier inverse du spectre d'énergie mesuré expérimentalement à la station la plus en amont. Le champ de vitesse initial obtenu par une telle opération possède par construction une distribution spectrale correcte mais ne présente pas de corrélations spatiales valides. Cette difficulté peut être éludée par l'usage d'une base de données de DIT issue de simulations DNS, telles que celle de Wray (1997) ( $Re_\lambda \approx 105$ ), dont les conditions initiales sont par construction connues mais le nombre de Reynolds généralement modéré.

Bunge et al. (2007) puis Mockett (2009) (page 87) font une présentation détaillée de la démarche de calibration par DIT, et respectivement des bases de données exp. de Comte-Bellot et Corrsin (1971) et DNS de Wray (1997). Ils s'en servent dans un premier temps pour vérifier la dissipation intrinsèque de plusieurs schémas numériques, notamment en l'absence de viscosité moléculaire et de modèle de sous-maille (Mockett 2009, page 113). Ce point est ici abordé en section 1.4. Dans un second temps ils l'emploient pour calibrer les constantes  $C_{DES}$  (Mockett 2009, table 5.3, page 82) d'approches DES, DDES et IDDES basées sur différents modèles RANS (voir tableau 1). Leur valeurs varient faiblement, entre 0,60 et 0,70. Il faut rappeler qu'elles sont - sauf exception - indépendantes de la définition de  $\Delta$ , celle-ci se ramenant généralement à  $\Delta_{vol}$  en maillage cartésien uniforme comme utilisé en DIT (voir sous-section 1.2.1.3). Les conclusions de Bunge et al. (2007), Mockett (2009) ainsi que celles du projet DESider (Haase et al. 2009, page 155) se rejoignent et pourraient être listées, commentées et enrichies comme suit :

- Une étape incontournable à l'utilisation d'une approche DES est d'évaluer la capacité du cadre numérique (solveur, schémas numériques, intégration en temps, ...) à effectuer des simulations LES.
- La condition minimale en est la simulation de turbulence isotrope en décroissance libre (DIT) afin :
  - d'estimer la dissipation numérique - en l'absence de viscosité moléculaire et de modèle de sous-maille - intrinsèque aux méthodes numériques utilisées. Ces dernières doivent être sélectionnées ou développées pour induire une dissipation idéalement négligeable face à celles des modèles physiques.
  - de calibrer la valeur de la constante  $C_{DES}$  du modèle de sous-maille au regard de la dissipation des méthodes numériques utilisées.
- Plus la valeur de  $C_{DES}$  est élevée, plus la dissipation du modèle de sous-maille est élevée, en accord avec la réduction de l'importance relative du terme de destruction où s'effectue la substitution.
- La variation de la valeur de  $C_{DES}$  telle que  $C_{DES} = 0,6 \pm 0,1$  (Mockett 2009) a une influence significative sur les résultats d'une simulation de DIT si la dissipation numérique est suffisamment faible et donc le cadre numérique adapté.
- Plus la discrétisation utilisée est grossière, plus la variation de  $C_{DES}$  a d'effet, en accord avec la part croissante du spectre turbulent qui est modélisé.
- La valeur finale de  $C_{DES}$  résulte d'un compromis afin d'offrir des résultats acceptables sur différents niveaux de discrétisation pour la simulation de DIT (e.g. domaine de  $16^3$ ,  $32^3$  et  $64^3$  points pour Mockett (2009)). Aussi la sensibilité des approches DES à la résolution du maillage apparaît plus

importante sur des cas d'application pratique que sur la DIT. Ces conclusions justifient, par exemple, l'ajout d'un caractère dynamique vis-à-vis de la discrétisation et du contenu turbulent local (Germano et al. 1991 ; Lilly 1992) aux approches DES à l'instar des travaux de Yin et al. (2015).

- L'usage de la base de données de Wray (1997) par Mockett (2009) à la place de celle de Comte-Bellot et Corrsin (1971) par Bunge et al. (2007) n'a pas abouti au changement des valeurs proposées par ces derniers pour les approches DES communément évaluées. De même, pour la DES SA, les différents acteurs du projet DESider (Haase et al. 2009) sont restés sur la valeur de 0,65 initialement proposée par Shur et al. (1999). Il serait intéressant d'évaluer la validité de ces calibrations par rapport à une DIT reproduisant l'exp. à haut nombre de Reynolds de Kang et al. (2003).
- La valeur optimale de  $C_{DES}$  varie suivant le modèle RANS sous-jacent au modèle de sous-maille et, d'une manière encore plus marquée (voir Yan et al. (2005) et Mockett (2009), page 67), suivant le principe de substitution utilisé. Yan et al. (2007) montre que pour un même modèle RANS ( $k - \omega$  de Wilcox (1988)) et différents principes de substitution, une valeur optimale plus élevée est synonyme d'une dissipation intrinsèque plus faible et d'une RLT accélérée.
- Malgré ces remarques il doit être reconnu que la simplicité de la DIT sur maillage cartésien uniforme amène à un nombre important de facteurs non considérés : mailles anisotropes et cisailées, présence d'un cisaillement moyen, absence de fluctuations turbulentes initiales, etc. Ainsi la DIT seule ne peut être considérée comme une validation suffisante du comportement LES d'une approche pour des applications industrielles (e.g. Fuchs et al. (2015) mettent en défaut l'approche DDES SA WALE par rapport à la DDES SA sur un cas complexe malgré des résultats prometteurs sur des cas plus simples (Mockett et al. 2015a)). La suite logique de cette démarche est l'évaluation des approches sur des écoulements libres anisotropes puis inhomogènes tels que les couches de cisaillement, les sillages, les jets plans ou les jets ronds (voir tableau 3). Une évaluation des approches ZDES présentées dans ce rapport vis-à-vis d'un cas de couche de cisaillement est présenté en chapitre 2. Il doit être noté que si les écoulements turbulents pleinement développés de canal plan et de conduite circulaire représentent des cas test incontournables pour les approches WRLES et WMLES, leur résolution via un comportement LES ne rentre pas dans le champ de compétence des approches BLMLES. En effet ces dernières devraient s'y comporter comme une approches RANS, les couches limites pariétales s'étendant dans toute la hauteur du canal et le diamètre de la conduite. Il est cependant connu - comme illustré par Spalart et al. (2006) - que les approches DDES et par suite ZDES mode 2 conservent un comportement LES dans ces régions si des fluctuations turbulentes sont convectées depuis l'amont, en échos à la problématique (d). Un exemple typique en est le développement de l'écoulement turbulent loin en aval d'une marche descendante comme traité au chapitre 2.

Une simulation de turbulence isotrope en décroissance libre (DIT) comme décrite précédemment peut se voir augmenter d'un forçage aux grandes échelles. L'énergie injectée se propage à travers le spectre turbulent et est dissipée par effet visqueux aux petites échelles. On parle alors de simulation de turbulence isotrope forcée ("*forced isotropic turbulence*", FIT). Ce cas test a pour avantage de converger statistiquement vers un état stationnaire. Les conditions initiales ne font donc plus partie des facteurs d'incertitude et la mesure de quantités moyennes convergées est possible. Il est postulé que les quantités moyennes caractéristiques des petites échelles ne sont pas influencées par les nuances du mécanisme du forçage utilisé aux grandes échelles mais seulement par son action globale telle que le taux de production d'énergie. Cette hypothèse est a priori vraisemblable pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés tels que petites et grandes échelles sont suffisamment spectralement séparées. Eswaran et Pope (1988) font la vérification a posteriori de l'influence négligeable des variations du comportement de leur méthode de forçage sur les quantités moyennes des petites échelles lorsque appliquée à des simulations DNS de domaine cubique périodique pour des nombres de Reynolds modérés ( $10 < Re_\lambda < 50$ ). Ils remarquent également que le nombre de Courant maximal  $C \equiv [|u|/\Delta_x + |v|/\Delta_y + |w|/\Delta_z]_{max} \Delta t$  ne doit pas dépasser l'unité afin d'éviter des erreurs de marche en temps significative.

À la connaissance de l'auteur, Jee et Shariff (2014) sont les premiers et les seuls à utiliser un cas de

FIT pour vérifier la calibration de leur approche DES basée sur le modèle  $k - \varepsilon - v^2 - f$  de Lien et al. (1998) (voir tableaux 1 et 3). Pour ce faire ils utilisent la méthode de forçage de Eswaran et Pope (1988), à un nombre Reynolds plus élevé que ces derniers ( $Re_\lambda \approx 98$ ). Les résultats confirment la justesse de la calibration antérieure de  $C_{DES}$  ( $\equiv 0,8$ ) au moyen de cas de DIT vis-à-vis de la base de données DNS de Wray (1997) (ici  $Re_\lambda \approx 65$ ). Jee et Shariff (2014) encourage l'utilisation de la FIT en complément de la DIT pour la calibration de  $C_{DES}$ .

La ZDES SST au sein du solveur *e/sA*, comme la ZDES SA, n'a pas été recalibrée. Antérieurement aux travaux présentés dans ce manuscrit il a été préféré de se concentrer sur des cas génériques plus complexes que de mettre en place des simulations de DIT et de FIT. Les méthodes numériques du solveur *e/sA* (voir section 1.4) ont permis d'appliquer la ZDES SA avec succès sur des applications industrielles très diverses et déjà énoncées (voir introduction). Il n'est donc pas vital, bien qu'intéressant, d'en vérifier la dissipation intrinsèque. Aussi, sauf rare exception, les approches DES, DDES et ZDES basées sur le modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) ont toutes été formulées en réutilisant les valeurs proposées par Strelets (2001) suite à une calibration sur DIT qui a été reproduite et confirmée dans le cadre du projet DESider (Haase et al. 2009). Ainsi leurs auteurs (Menter et Kuntz 2002; Sainte-Rose et al. 2009; Gritskevich et al. 2012; Scillitoe et al. 2015) postulent que  $C_{DES} = (1 - F_1) C_{DES}^{k-\varepsilon} + F_1 C_{DES}^{k-\omega}$  avec  $C_{DES}^{k-\varepsilon} = 0,61$  et  $C_{DES}^{k-\omega} = 0,78$ . En écoulement libre au loin des parois cette formulation peut être simplifiée comme  $C_{DES} = 0,61$ . Ashton et al. (2011) choisissent  $C_{DES} = 0,65$  suite à une DIT évaluant les valeurs de 0,55, 0,65 et 0,75. Arroyo-Callejo et al. (2016) postule  $C_{DES} = 0,65$  sans en expliciter la raison.

La faible dispersion des valeurs de  $C_{DES}$  issues de calibrations a posteriori pour un même modèle RANS sous-jacent et un même principe de substitution traduit à la fois la faible dissipation numérique des solveurs employés et la difficulté de calibrer  $C_{DES}$  au-delà de la première décimale du fait de la sensibilité des résultats face à la finesse de la discrétisation.

Pour les approches DES et DDES basées sur les différents modèles  $k - \omega$  et  $k - \varepsilon$  répertoriés dans le tableau 1 les valeurs communiquées et issues d'une calibration a posteriori varient entre 0,6 et 0,8. Quelques exceptions dues à l'utilisation de principe de substitution différent de celui de Strelets (2001) aboutissent à des valeurs de 0,4 pour la DES (Chalot et al. 2007; Haase et al. 2009) basée sur le modèle  $k - \varepsilon$  bi-couche SST de Chalot et al. (1994) et Launder et Spalding (1974), 0,05 pour la X-LES (Kok et al. 2004) basée sur le TNT  $k - \omega$  de Kok (2000), 0,12 pour la DDES (Reddy et al. 2014) basée sur le  $k - \omega$  de Wilcox (1988) et 0,95 pour la DES (Mirzaei et Sohankar 2015) basée sur le  $k - \omega - v^2 - f$  de Lien et al. (1998) et Taha (2004).

La calibration du comportement du modèle de sous-maille des approches héritées de la DES dans le cadre de la DIT est essentielle, mais elle ne répond pas à la problématique (c) : assurer la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES. Il faut noter qu'il est implicitement question ici des régions où de telles fluctuations turbulentes sont attendues, i.e. lorsque l'interface RANS/LES est approximativement normale à la direction de l'écoulement et que le champ moyen convecté depuis la zone RANS présente des gradients de vitesse significatif, à l'instar d'une couche limite venant de décoller de la paroi, soit suite à une singularité géométrique (e.g. un bord de fuite, une marche descendante, ...) soit du fait d'une cause physique (gradient de pression adverse progressif, interaction choc/couche limite, ...). Il n'est donc pas question des régions où les interfaces RANS/LES suivent l'épaississement des couches limites attachées et sont donc approximativement alignées avec la direction de l'écoulement.

La calibration de  $C_{DES}$  ne résout pas la problématique (c) car, même en supposant qu'au travers d'une interface RANS vers LES le niveau de tensions de Reynolds modélisées passe instantanément du niveau RANS vers le niveau du modèle de sous-maille, ce dernier, adapté à la DIT, s'avère trop élevé pour ne pas impacter la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues. Il est ici rappelé que le niveau de tensions de Reynolds modélisées (voir équation (1.38)) délivré par le modèle de sous-maille dépend - via  $\mu_t$  - de l'importance relative des termes où s'effectuent la substitution d'échelle de

longueur  $L_{RANS} \rightarrow L_{DES}$  par rapport aux autres termes, avec  $L_{DES} = L_{LES} (\equiv C_{DES}\Delta)$  dans les régions LES au loin des zones grises. Il dépend également de l'importance des gradients de vitesse locaux, particulièrement élevés à la naissance des couches de cisaillement. Ce niveau excessif des tensions de Reynolds de sous-maille amortit les fluctuations cohérentes naissantes du fait de l'instabilité du champ des vitesses moyennes local. Ces fluctuations se développent plus lentement et leur dégénérescence en fluctuations chaotiques intervient tardivement. Si l'instabilité du champ local des vitesses moyennes, liée à l'importance des gradients de vitesse locaux, est faible le contenu turbulent résolu est moins riche qu'anticipé voire inexistant. C'est pourquoi les sillages (e.g. un jet à faible vitesse relative par rapport à la vitesse extérieure) sont plus difficiles à résoudre que les couches de cisaillement (e.g. un jet à haute vitesse relative par rapport à la vitesse extérieure), tandis que les couches de cisaillement délimitant des zones de recirculation (e.g. un écoulement de cavité ou de marche descendante) sont continuellement re-alimentés en structure turbulente résolue et donc plus aisés à résoudre. Aussi, en pratique, le niveau de tensions de Reynolds modélisées ne change pas instantanément au travers d'une telle interface mais varie plus ou moins lentement suivant les importances relatives des termes de production, de destruction, de convection et de diffusion du modèle de turbulence sous-jacent.

C'est pourquoi ce que l'on appelle communément la *zone grise*, région plus ou moins étendue autour des interfaces RANS/LES, pourrait être plus précisément décomposée en trois strates dans le cadre de la problématique ici discutée :

- Une première strate comprenant la région où la formulation de l'approche BLMLES ne correspond ni à une formulation RANS ( $L_{DES} = L_{RANS}$ ), ni à une formulation LES ( $L_{DES} = L_{LES}$ ). Cette strate est infiniment mince pour les approches DES et ZDES mode 1, ainsi qu'aux interfaces ZDES mode 0/mode 1. Elle est spatialement étendue suivant le comportement de la fonction de protection (voir sous-section 1.2.4) et de  $L_{RANS}$  (voir sous-section 1.2.2) pour les approches DDES et ZDES mode 2, ainsi qu'aux interfaces ZDES mode 0/mode 2.
- Une seconde strate comprenant la région où la convection et la diffusion de la viscosité turbulente depuis la région RANS n'est pas négligeable face à sa destruction dans la région LES. Le niveau de viscosité turbulente y reste significativement plus important que celui fourni naturellement par la formulation LES de l'approche BLMLES utilisée. Cette strate est au mieux confondue avec la première et généralement plus étendue suivant l'efficacité des solutions adoptées pour l'accélération des RLT. Il serait intéressant de formuler un critère pour en quantifier systématiquement l'étendue.
- Une troisième strate comprenant la région, dans la zone LES, où les fluctuations de vitesse résolues attendues à la suite de l'interface RANS/LES sont en cours d'apparition, de croissance et de dégénérescence vers un comportement turbulent jusqu'à être suffisamment développé pour traduire le niveau de tensions de Reynolds résolues espérées. Cette strate serait d'une étendue minimale en usant d'une méthode d'injection de turbulence synthétique traduisant les quantités moyennes issues de la région RANS. Cette solution étant pour le moment hors de portée des approches globales BLMLES, cette troisième strate s'étend sensiblement en aval de la seconde et dépend elle aussi de l'efficacité des solutions adoptées pour l'accélération des RLT.

Ainsi la physique de l'écoulement prédite en aval de ces interfaces peut être profondément modifiée suivant l'étendue des zones grises. Ces problèmes empêchent les approches DES et DDES initiales d'être - par exemple - utilisées pour des prévisions de bruit de jet. Shur et al. (2005) montrent qu'outre la nécessité d'utiliser un schéma numérique adapté, le modèle de sous-maille doit être désactivé à la naissance du jet étudié afin d'obtenir la dégénérescence chaotique des structures tourbillonnaires et ainsi de ne pas surévaluer leur émission acoustique. Excepté l'injection locale de turbulence synthétique, les solutions pour remédier à la problématique (c), pour une approches ZDES dont le modèle sous-jacent est de type  $k - \omega$ , pourraient être listées - de manière non exhaustive - et commentées comme suit :

- Abaisser le niveau de viscosité turbulente  $\nu_t$  en agissant directement sur sa formulation en même tant que sur les équations de transport des variables turbulentes. C'est ce qui est fait au moyen des

principes de substitution proposé par Bush et Mani (2001) (voir équation (1.31)) et Reddy et al. (2014) (voir équation (1.32)). Yan et al. (2007) démontre l'accélération de la transition RANS/LES (RLT) que permet le principe de Bush et Mani (2001) sur un cas de jet de turboréacteur double-flux. Ces solutions ont été partiellement évaluées dans les présents travaux et sont présentées en sous-sous-section 1.2.1.1.

- Abaisser le niveau de viscosité turbulente  $\nu_t$  en modifiant localement l'importance des termes sources ( $P_k$ ,  $D_k$ ,  $P_\omega$  et  $D_\omega$ ) suivant le caractère bidimensionnel de la turbulence (ou *turbulence bicomposante*), caractéristique des couches de cisaillement naissantes. Cette solution reprend l'idée de Mockett et al. (2015) qui, dans le cadre de la DDES SA et de travaux connexes à ceux de Strelets et al. (2015) et Shur et al. (2015) (voir solutions suivantes), proposent de remplacer les gradients de vitesse utilisés dans le terme de production  $P_{\bar{v}}$  (voir équations (1.1) et (1.2)) du modèle SA (Spalart et Allmaras 1992) sous-jacent sous la forme de  $S_\Omega$  ( $\equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ , voir équation (1.5)) par l'opérateur différentiel du modèle de sous-maille WALE<sup>7</sup> (Nicoud et Ducros 1999) ou du modèle de sous-maille  $\sigma$  (Nicoud et al. 2011). Ces solutions, remarquables par leur simplicité, ont été partiellement évaluées dans les présents travaux et sont présentées ci-après.
- Abaisser le niveau de viscosité turbulente  $\nu_t$  en abaissant celui de  $L_{LES}$  ( $\equiv C_{DES}\Delta$ ). Ceci peut être effectué de différentes manières :
  - Utiliser une estimation de  $\Delta$  l'échelle de longueur de sous-maille moins conservatrice vis-à-vis des mailles anisotropes que  $\Delta_{max}$ . Cette solution, d'une importance capitale, a systématiquement été utilisée dans les présents travaux et est présentée en sous-sous-section 1.2.1.3.
  - Abaisser localement la valeur de  $C_{DES}$ , par exemple en la renormalisant par un facteur dépendant du caractère bidimensionnel de la turbulence (ou *turbulence bicomposante*), caractéristique des couches de cisaillement naissantes. Dans des travaux connexes à ceux de Mockett et al. (2015) (voir solutions précédentes), Strelets et al. (2015) et Shur et al. (2015) proposent une définition de ce facteur dénommé  $F_{KH}$ , estimant la tri-dimensionnalité de la turbulence à partir de l'alignement du vecteur vorticité  $\underline{\omega}$  avec les vecteurs propres du tenseur des taux de déformation  $\underline{S}$ . Cette définition abaisse de manière plus marquée la viscosité de sous-maille que la solution de Mockett et al. (2015), mais nécessite une opération de moyenne avec les cellules voisines à la maille locale pour éviter certains comportements néfastes (Shur et al. 2015). Au vue de sa complexité au regard de la solution proposée par Mockett et al. (2015), et malgré son efficacité accrue (Haase et al. 2017), cette solution n'a pas été évaluée dans les présents travaux.
- Abaisser le niveau des gradients de vitesse "vus" par le modèle de sous-maille. Kok et Ven (2012) proposent d'appliquer un filtre temporel passe-haut sur le champ des vitesses afin que le modèle de sous-maille et les tensions de Reynolds de sous-maille (voir équation (1.38)) utilisent la partie fluctuante des gradients des vitesses et non leur valeur totale. Ce filtrage a un effet marqué à la naissance des couches de cisaillement puisque les gradients de vitesse y sont quasiment stationnaires car hérités des régions RANS. Quand elles ne sont pas fixées à une singularité géométrique le caractère instationnaire du lieu de naissance de ces couches de cisaillement amoindrit l'efficacité du filtrage et nécessiterait un filtrage fréquentiel plus complexe (Kok 2017). Du fait de son manque de polyvalence et de sa difficulté d'implémentation cette solution n'a pas été évaluée dans les présents travaux.
- Forcer l'apparition de fluctuations turbulentes aux plus petites échelles résolues en modélisant la rétrodiffusion - ou cascade inverse - des échelles de sous-maille sur le champ résolue. Kok (2017) propose un modèle stochastique dans ce but - se traduisant par un terme supplémentaire dans l'équation (1.38) - et l'applique avec succès sur des cas de couche de mélange et de jet rond, puis sur un cas plus complexe de voilure delta en incidence (Haase et al. 2017). Bien que particulièrement efficace cette solution n'a pas été envisagée dans les présents travaux du fait de sa publication postérieure à

---

7. Wall Adapting Local Eddy viscosity

leurs démarrage. Sa complexité est en outre particulièrement élevée car elle nécessite trois équations de transport supplémentaires pour être suffisamment efficace (Kok 2017). Peng et Davidson (2009) et Peng (2012) proposent un modèle algébrique plus simple ayant pour effet de réduire les tensions de Reynolds de sous-maille plutôt que de forcer l'apparition de fluctuations turbulentes. Ils l'appliquent sur un cas de couche de mélange puis sur un cas de voilure delta en incidence (Peng 2017 ; Haase et al. 2017). Cette solution n'a pas été envisagée dans les présents travaux. Son efficacité semble en outre modérée (Haase et al. 2017).

Ces solutions ont pour la plupart été évaluées au sein du projet européen Go4Hybrid (Haase et al. 2017) de manière parallèle et indépendante aux travaux présentés dans ce manuscrit. Elle ont permis des progrès significatifs par rapport à la version initiale de l'approche DDES (Spalart et al. 2006).

La solution de Mockett et al. (2015) décrite précédemment pourrait être appliquée à la ZDES SST suivant l'une ou plusieurs des modifications suivantes des termes sources du modèle RANS sous-jacent :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_k^* = (1 - \lambda) P_k + \lambda R_{sgs} P_k \end{array} \right. \quad (1.41) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_k^* = (1 - \lambda) D_k + \lambda \frac{D_k}{R_{sgs}} \end{array} \right. \quad (1.42) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_\omega^* = (1 - \lambda) P_\omega + \lambda \frac{P_\omega}{R_{sgs}} \end{array} \right. \quad (1.43) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_\omega^* = (1 - \lambda) D_\omega + \lambda R_{sgs} D_\omega \end{array} \right. \quad (1.44) \square$$

avec  $\lambda$  un senseur égal à 0 dans les régions traitées via un comportement RANS, à 1 dans les régions traitées via un comportement LES et variant continument entre 0 et 1 au sein des zones grises :

$$\lambda = 1 - \frac{(L_{DES} - L_{LES})}{(L_{RANS} - L_{LES})} \quad (1.45) \square$$

et  $R_{sgs}$  le ratio du cisaillement de sous-maille estimé par le modèle de sous-maille WALE (soit  $C_W^2 S_W^*$ , Nicoud et Ducros (1999)) ou le modèle de sous-maille  $\sigma$  (soit  $C_\sigma^2 S_\sigma^*$ , Nicoud et al. (2011)) sur le cisaillement de sous-maille estimé par le modèle de sous-maille de Smagorinsky (1963) (soit  $C_S^2 S_S^*$ ) :

$$R_{sgs} = \frac{C_W^2 S_W^*}{C_S^2 S_S^*} \quad \text{ou} \quad R_{sgs} = \frac{C_\sigma^2 S_\sigma^*}{C_S^2 S_S^*} \quad (1.46) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_S = 0,18, \quad S_S^* = \sqrt{2\underline{S} : \underline{S}} = \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{array} \right. \quad (1.47) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_W = 0,5, \quad S_W^* = \frac{\left( S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{\frac{3}{2}}}{\left( S_{ij} S_{ij} \right)^{\frac{5}{2}} + \left( S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{\frac{5}{4}}} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{array} \right. \quad (1.48) \square$$

$$\text{avec} \left\{ \begin{array}{l} \text{et} \quad S_{ij}^d = \frac{1}{2} (g_{ij}^2 + g_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} g_{kk}^2, \quad g_{ij}^2 = g_{ik} g_{kj}, \quad g_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (1.49) \square$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_\sigma = 1,35, \quad S_\sigma^* = \frac{\sigma_3 (\sigma_1 - \sigma_2) (\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2} \end{array} \right. \quad (1.50) \square$$

avec  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \geq 0$  les 3 valeurs singulières

du tenseur des gradients de vitesse  $\underline{g}$  ( $\equiv \underline{\text{grad}}(\underline{u})$ ) (Nicoud et al. 2011)

Il peut être rappelé que le comportement des modèles WALE et  $\sigma$  est relatif à la déformation locale du fluide traduit par le tenseur des gradients de vitesse  $\underline{g}$  ( $\equiv \underline{\text{grad}}(\underline{u})$ ). La formulation du modèle de

sous-maille WALE vise à renvoyer un  $\nu_t$  nul en cas de cisaillement pur ou de contraction/expansion isotropique pure. Le modèle  $\sigma$  partage cette propriété et est également nul en cas de rotation solide pure, de contraction/expansion axi-symétrique pure, d'écoulement bidimensionnel et d'écoulement à deux composantes ( $\sigma_3$ , la plus petite des trois valeurs singulières<sup>8</sup> de  $\underline{\underline{g}}$ , est alors nulle). Ces modèles de sous-maille sont également formulés de manière à modéliser la décroissance en  $y^3$  de  $\nu_t$  à la paroi. Cette dernière propriété n'est pas essentielle ici puisque les couches limites sont traitées par la branche RANS de la ZDES.

En revanche le modèle de Smagorinsky (1963) est directement proportionnel à la norme du tenseur des taux de déformation  $\underline{\underline{S}}$  et ne s'annule qu'en cas de rotation solide pure. L'opérateur différentiel  $S_\Omega$  ( $\equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ , voir équation (1.5)) du terme de production  $P_{\tilde{\nu}}$  (voir équations (1.1) et (1.2)) du modèle SA correspond à la norme du tenseur des taux de rotation  $\underline{\underline{\Omega}}$  et s'annule en cas de cisaillement pur. C'est pourquoi, selon les équations (1.41) à (1.50), le ratio  $R_{sgs}$  est nul en cas d'écoulement bidimensionnel/bicomposant et significativement inférieur à 1 à l'approche de cette situation particulière. Les valeurs des constantes  $C_S$ ,  $C_W$  et  $C_\sigma$  sont issues de la littérature. Une formulation rigoureuse nécessiterait que ces constantes soit calibrées a posteriori sur un cas générique de DIT ou de FIT au même titre que la constante  $C_{DES}$ , afin que  $C_W^2 S_W^* \approx C_S^2 S_S^*$  et que  $C_\sigma^2 S_\sigma^* \approx C_S^2 S_S^*$  dans ces situations idéalisées. C'est d'ailleurs ce qui a été fait dans le cadre du projet Go4Hybrid (Haase et al. 2017) pour la DDES SA où  $C_S = 0,2$ ,  $C_W = 0,58$  et  $C_\sigma = 1,68$ . D'autre part, Mockett et al. (2015) notent que leur proposition, à l'instar des autres solutions pour l'accélération des RLT, dégrade le comportement de la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65). Cette dernière doit être réajustée afin d'être un peu plus conservatrice quant à la détection de la frontière des couches limites. Mockett et al. (2015) en augmentent le coefficient  $C_{d1}$  de 8 à 10. Cette problématique est ici abordée en sous-section 1.2.4. À l'instar de la calibration de la constante  $C_{DES}$ , la calibration des constantes  $C_S$ ,  $C_W$  et  $C_\sigma$  et le réajustement de la fonction de protection sélectionnée n'ont pas été menés pour la ZDES au sein du solveur *e/sA*.

Aussi le comportement de l'approche suivant les modifications utilisées (voir équations (1.41) à (1.44)) doit être vérifié a posteriori, la proposition de Mockett et al. (2015) ne s'appliquant qu'au terme  $P_{\tilde{\nu}}$  dans le cadre de la DDES SA. En outre une formulation plus fidèle à la proposition de Mockett et al. (2015) utiliserait  $R_{sgs} = C_W^2 S_W^* / C_{S_\Omega}^2 S_\Omega$  et  $R_{sgs} = C_\sigma^2 S_\sigma^* / C_{S_\Omega}^2 S_\Omega$ .

Si toutes ces possibilités (voir équations (1.41) à (1.44) et (1.46)) ont fait l'objet d'une implémentation au sein du solveur *e/sA* dans le cadre de cette thèse, seule la possibilité offerte par l'équation (1.41) avec  $R_{sgs} = C_W^2 S_W^* / C_S^2 S_S^*$  a été évaluée sur un cas générique (voir chapitre 2) faute de temps et de ressource disponible, de manière parallèle et indépendante des travaux de Fuchs et al. (2015) et du projet Go4Hybrid (Haase et al. 2017).

### 1.2.1.3 Estimation de l'échelle de longueur de sous-maille $\Delta$

Les maillages aéronautiques comportent généralement des cellules quasi isotropes ainsi que des cellules anisotropes à haut rapport d'aspect, ce dernier pouvant facilement varier d'un facteur 1 à 1000 en proche paroi. L'échelle de longueur LES dite  $L_{LES}$  ( $\equiv C_{DES}\Delta$ ), pilotant le niveau de tensions de Reynolds modélisées produit par le modèle de sous-maille (voir sous-sous-section 1.2.1.2), peut donc varier de ce même ordre de grandeur suivant la définition de l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  utilisée. Des alternatives à l'échelle  $\Delta_{max}$  des approches DES et DDES initiales ont en effet été proposées afin de s'émanciper de son conservatisme vis-à-vis de l'estimation de la longueur de sous-maille (parfois dénommée longueur de filtrage) pour les cellules fortement anisotropes.

Outre l'échelle  $\Delta_{vol}$  (Deardorff 1970), une contribution remarquable fut la formulation de l'échelle  $\Delta_\omega$  par Chauvet et al. (2007) et sa généralisation par Deck (2012). L'échelle  $\Delta_\omega$  est calculée comme la racine carré de l'aire de la surface commune à la cellule et à un plan normal au vecteur vorticité local  $\underline{\underline{N}}$  passant

8. les valeurs singulières de  $\underline{\underline{g}}$  ( $\equiv \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{\underline{u}})$ ) sont par définition toujours positives et égales à la racine carré des valeurs propres de la matrice  $\underline{\underline{G}} = \underline{\underline{g}}^t \cdot \underline{\underline{g}}$ . La matrice  $\underline{\underline{G}}$  est symétrique semi-définie positive et ses valeurs propres sont donc toujours positives (Nicoud et al. 2011).

par le centre de la cellule (cf. Deck (2012), figures 21 et 22). La capacité de résolution (ou longueur de sous-maille) de la cellule locale est donc évaluée en fonction de l'orientation de son anisotropie et de l'orientation privilégiée des phénomènes physiques locaux. À la naissance des couches de cisaillement ces deux vecteurs sont généralement orientés dans la même direction et les mailles y sont fortement anisotropes, ce qui induit une différence dépassant aisément un ordre de grandeur entre les valeurs de  $\Delta_{max}$  (ou  $\Delta_{vol}$ ) et de  $\Delta_\omega$  d'où une accélération significative du développement du contenu turbulent (cf. Deck (2012), figure 6). Dans le cas d'une simulation sans déformation de maillage les échelles  $\Delta_{vol}$  et  $\Delta_{max}$  ne sont calculées qu'une fois lors de l'initialisation du calcul alors que  $\Delta_\omega$  doit être évaluée à chaque itération. De La Puente Cerezo (2017) relève une augmentation de seulement 5% en cout CPU depuis  $\Delta_{vol}$  vers  $\Delta_\omega$  pour sa simulation ZDES SA mode 2 de train d'atterrissage simplifié via le solveur non structuré CEDRE. Chauvet et al. (2007) démontre l'apport de  $\Delta_\omega$  sur  $\Delta_{max}$  pour un cas de jet supersonique sous détendue (cf. Chauvet et al. (2007), figure 2.38, page 77).

Cette échelle a depuis été reproduite par Mockett et al. (2015) sous la forme de  $\tilde{\Delta}_\omega$ . Les échelles  $\Delta_\omega$  et  $\tilde{\Delta}_\omega$  se différencient par leur comportement dans les régions où l'écoulement est essentiellement bidimensionnel et où le vecteur vorticité est aligné avec l'anisotropie (i.e. suivant l'orientation des plus longues arêtes) des cellules locales : si la direction d'anisotropie est  $z$ , la valeur de  $\Delta_\omega$  y tend vers  $\sqrt{\Delta x \Delta y}$  tandis que celle de  $\tilde{\Delta}_\omega$  tend vers  $\max(\Delta x, \Delta y)$ . L'échelle  $\tilde{\Delta}_\omega$  est donc un peu plus conservatrice dans ces situations particulières.

En écho à Breuer et al. (2003) qui a introduit l'utilisation de  $\Delta_{vol}$  pour les approches DES, Tucker (2011) souligne que pour des maillages fortement anisotropes le choix de la définition de l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta$  a une influence de plusieurs ordres de grandeur sur la valeur de  $L_{LES}$  ( $\equiv C_{DES}\Delta$ ) au contraire de la calibration de la valeur de la constante  $C_{DES}$  (généralement  $0,6 < C_{DES} < 0,8$ , voir sous-section 1.2.1.2).

Tucker (2011) fait d'ailleurs un recensement des différentes définitions de  $\Delta$ , mis à jour par Tucker (2014) et Tucker et Tyacke (2015). Il convient de mentionner que certaines de ces définitions visent à estimer le filtrage spatio-temporel via des quantités physiques. Par exemple Mani (2004) propose une définition de  $\Delta$  faisant intervenir le pas de temps  $\Delta t$  via le calcul d'une distance de convection par le champ moyen  $\Delta = |u_i|\Delta t$  et d'une distance de diffusion par les fluctuations de sous-maille  $\Delta = \sqrt{k}\Delta t$ . Batten et al. (2007) font intervenir la longueur  $L_{vK}$  de Menter et Egorov (2005), qui est une généralisation tridimensionnelle de la longueur de von K rm n provenant de la théorie de la couche limite et qui s'écrit, avec  $\|\underline{\text{lap}}(\underline{u})\|$  la norme du Laplacien du vecteur vitesse, telle que :

$$L_{vK} = K \frac{S}{\|\underline{\text{lap}}(\underline{u})\|}, \quad \|\underline{\text{lap}}(\underline{u})\| = \sqrt{\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}}, \quad S = \sqrt{2(\underline{S} : \underline{S})} \quad (1.51) \square$$

Ainsi pour un maillage cartésien aligné avec un repère orthonormé ( $x, y, z$ ) :

$$\Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (1.52) \square$$

$$\Delta_{Mani} = 2 \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z, |u_i|\Delta t, \sqrt{k}\Delta t) \quad (1.53) \square$$

$$\Delta_{Batten} = 2 \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z, L_{vK}) \quad (1.54) \square$$

$$\Delta_{vol} = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (1.55) \square$$

$$\Delta_\omega = \sqrt{N_x^2 \Delta y \Delta z + N_y^2 \Delta z \Delta x + N_z^2 \Delta x \Delta y} \quad (1.56) \square$$

$$\tilde{\Delta}_\omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \max_{n,m=1,8} |(I_n - I_m)|, \quad I_n = \underline{N} \times (\underline{r}_n - \underline{r}) \quad (1.57) \square$$

avec  $\Delta x, \Delta y$  et  $\Delta z$  les dimensions de la cellule locale suivant les directions  $x, y$  et  $z$ ,  $\underline{N}(N_x, N_y, N_z) = \underline{\text{rot}}(\underline{u})/\|\underline{\text{rot}}(\underline{u})\|$  le vecteur unitaire d'orientation de la vorticité,  $\underline{r}$  la position du centre de la cellule et  $\underline{r}_n$  la position du  $n$ -ième sommet de la cellule.

Dans les travaux présentés seules les échelles  $\Delta_{max}$  et  $\Delta_\omega$  ont été utilisées.



## 1.2.2 Traitement des fonctions d'amortissement pour le modèle de Spalart et Allmaras

Dans le cadre de simulation DES SA, Shur et al. (2003) et Breuer et al. (2003) mettent en évidence l'activation parasite des fonctions d'amortissement du modèle SA sous-jacent. Ces fonctions d'amortissement, dénommées  $f_{v1}$ ,  $f_{v2}$  et  $f_w$  (voir équations (1.1) à (1.6)), visent à corriger le comportement du modèle SA en proche paroi. Elles ne s'écartent de leur valeur asymptotique ( $f_{v1} = 1$ ,  $f_{v2} = 0$  et  $f_w = 1$ ) que lorsque  $\chi$  (1.3) ou  $d_w^2$  (1.5) deviennent faibles (typiquement  $\chi < 10$ ) ou que  $r_{sa}$  (1.4) s'écarte de l'unité. C'est pourquoi les faibles valeurs de  $\tilde{\nu}$  et la substitution de  $d_w$  par  $L_{DES}$  des approches DES au sein des régions LES provoquent l'écartement de ces fonctions de leur valeurs asymptotiques. En conséquence la viscosité turbulente  $\nu_t$  peut être excessivement détruite comme l'illustre Michel et al. (2007) au sein de la cavité de bec de bord d'attaque d'un profil hypersustenté. Elle peut également être surestimée à la naissance des couches de cisaillement, comme illustré par Breuer et al. (2003) sur un cas de plaque plane à haute incidence.

Pour y remédier dans le cadre de l'approche DES SA, Shur et al. (2003) proposent de conditionner l'activation des fonctions d'amortissement à une fonction seuil basée sur le ratio  $\nu_t/\nu$ . Breuer et al. (2003) proposent de fixer les fonctions d'amortissement à leur valeur asymptotique dans les régions LES. Deck (2005) reprend cette solution dans une version précoce de la ZDES SA. Elle est toujours utilisée pour le mode 1 de l'actuelle ZDES SA (Deck 2012). Dans le cadre de l'approche DDES SA Spalart et al. (2006) proposent la fonction  $\Psi$  venant contrebalancer l'effet des fonctions d'amortissement dans les régions LES suivant la proportion de la contribution de  $L_{LES}$  à  $L_{DES}$ . Dans ce but la fonction  $\Psi$  est intégrée à  $L_{LES}$  et est définie comme :

$$\text{Spalart et al. (2006) : } \begin{cases} L_{LES} = C_{DES}\Delta \rightarrow \Psi C_{DES}\Delta \\ \Psi^2 = \min \left[ 10^2, \frac{1 - \frac{c_{b1}}{c_{w1}K^2 f_w^*} [f_{t2} + (1 - f_{t2})f_{v2}]}{f_{v1} \max(10^{-10}, 1 - f_{t2})} \right] \\ f_w^* = 0,424 \end{cases} \quad (1.58) \quad \square$$

Cette solution est généralement utilisée pour les approches DDES basées sur un modèle RANS comprenant des fonctions d'amortissement. Entre autres, Mockett (2009) calcule la fonction  $\Psi$  associée à diverses approches DDES et IDDES. À l'inverse la ZDES SA mode 2 n'inclut ni la fonction  $\Psi$ , ni la fixation des fonctions d'amortissement à leur valeur asymptotique lorsque  $f_d > f_{d0}$  avec  $f_{d0} = 0,8$ . Cette dernière solution est susceptible de corrompre la solution de la simulation au sein des couches limites car elle est néfaste au comportement de la fonction de protection  $f_d$  (1.65) (Deck 2012). Ce constat a été fait suite à l'utilisation de l'approche dite EDDES (Riou et al. 2009). L'utilisation de la fonction  $\Psi$  (Spalart et al. 2006) au sein de la ZDES SA pourrait être moins problématique. Elle a donc été implémentée au sein du solveur *e/sA* dans le cadre de ces travaux mais n'a finalement pas pu être testée.

## 1.2.3 Traitement de l'échelle de longueur caractéristique et des limiteurs du modèle $k - \omega$ de Menter

Une divergence de comportement entre la ZDES SA et la ZDES SST, présente aussi bien en mode 1 qu'en mode 2, est ici exposée : en ZDES SST l'évolution de  $L_{RANS}$  ( $\equiv \sqrt{k}/\beta^*\omega$ ) n'est plus monotone croissante suivant la distance à la paroi mais évolue suivant la physique de l'écoulement. Ainsi une situation où  $L_{RANS} < L_{LES}$  peut advenir au loin des parois, même lorsque  $1 - F_F = 1$  (1.29), comme expérimentée par Sainte-Rose et al. (2009) sur un cas de marche descendante et dénommée "*RANS island*" par Breuer et al. (2008). De cette situation résulte l'apparition d'une région traitée par la branche RANS de la ZDES alors qu'il y était attendu un traitement par la branche LES. Ces "*RANS island*" témoignent en principe d'une discrétisation locale (traduite par  $\Delta$ ) trop grossière puisque un traitement par la branche LES de l'approche ZDES SST (équations (1.26) à (1.29)) y générerait des niveaux de viscosité turbulente  $\nu_t$  plus élevés qu'un traitement par la branche RANS de cette même approche.

Outre un raffinement local du maillage, une solution à cette problématique est ici proposée sous la forme d'une formulation alternative appelée ZDES SST HV avec HV pour *Hardened Version*. L'idée est de procéder comme la ZDES SA i.e. en comparant  $d_w$  et  $L_{LES}$  pour décider lequel des termes  $L_{RANS}$  ou  $L_{LES}$  doit être utilisé comme  $L_{DES}$ . Ainsi, les formulations de  $L_{DES}^I$  (1.27) et  $L_{DES}^{II}$  (1.28) qui sont rappelés ici :

$$\text{ZDES SST} : \begin{cases} L_{DES}^I = \min(L_{RANS}, L_{LES}) & (1.59) \square \\ L_{DES}^{II} = L_{RANS} - (1 - F_F) \times \max(0, L_{RANS} - L_{LES}) & (1.60) \square \end{cases}$$

deviennent :

$$\text{ZDES SST HV} : \begin{cases} L_{DES}^I = \begin{cases} L_{RANS} & \text{si } d_w \leq L_{LES} \\ L_{LES} & \text{si } d_w > L_{LES} \end{cases} & (1.61) \square \\ L_{DES}^{II} = L_{RANS} - (1 - F_F) \times \begin{cases} 0 & \text{si } d_w \leq L_{LES} \\ L_{RANS} - L_{LES} & \text{si } d_w > L_{LES} \end{cases} & (1.62) \square \\ \text{(Les autres éléments des équations (1.27) et (1.28) restent valables)} & \end{cases}$$

La ZDES SST HV a été évaluée sur un cas de marche descendante au chapitre 2. L'équation (1.62) a été exposée par Uribe et al. (2017) sous une forme différente mais équivalente.

Le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) peut être enrichi de différents limiteurs. La correction SST (*Shear-Stress Transport*, voir équation (1.18)) en fait partie. Énoncée dans le cadre des approches RANS (Menter 1992), elle permet d'éviter une surestimation de la viscosité turbulente  $\nu_t$  au sein des couches limites en gradient de pression adverse, en particulier au sein de la zone sillage. Pour se faire elle accorde le comportement du modèle avec la relation (généralement attribuée à Bradshaw et al. (1967)) issue de constatations expérimentales postulant la linéarité entre les tensions de Reynolds moyennes de cisaillement et le niveau moyen d'énergie cinétique des fluctuations turbulentes  $k$  dans la partie externe de la couche limite. Ainsi lorsque  $P_k/D_k > 1$  - ce qui est généralement le cas au sein des couches limites en gradient de pression adverse - la correction SST permet que  $\nu_t \propto k$  suivant un facteur  $a_1 = 0,31$  (1.18) au lieu que  $\nu_t \propto P_k/D_k$ . La correction SST n'est appliquée qu'aux cellules supposées internes aux couches limites suivant l'estimation qu'en fait la fonction  $F_2$  (1.23).

Dans le cadre de la ZDES SST et de toutes ses variantes, que ce soit avec le mode 1 ou le mode 2, la correction SST est limitée aux régions RANS car elle n'a pas de justification dans une approche LES. Cette limitation est appliquée progressivement<sup>9</sup> en suivant l'état de la transition RANS/LES au moyen de l'évaluation du senseur  $\lambda$  (1.45) :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega_{ZDES\ SST}}, \quad \omega_{ZDES\ SST} = (1 - \lambda) \times \omega_{SST} + \lambda \times \omega \quad (1.63) \square$$

Au sein d'*e/sA* il est possible d'appliquer une version simplifiée du limiteur de Zheng et al. (1998) et Zheng et al. (1997) sur  $\omega$  dans le cadre de simulation RANS avec un quelconque modèle  $k - \omega$  :

$$\omega_{Zheng} = \max \left( \omega, \mathcal{Z} \sqrt{2 \underline{S} : \underline{S} - \frac{2}{3} \text{div}(\underline{u})^2} \right), \quad \mathcal{Z} = \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (1.64) \square$$

Dans le cas où le taux de dissipation spécifique d'énergie cinétique turbulente  $\omega$  est suffisamment faible au dehors des couches limites, ce limiteur impose une valeur minimale à  $\omega$  dans la zone externe des couches limites suivant une contrainte de vraisemblance (ou *réalisabilité*) issue de l'inégalité de Schwartz (Aupoix 2009). Il vise ainsi à résoudre la problématique de la sensibilité des modèles  $k - \omega$  au niveau

9. Le senseur  $\lambda$  est définie de la même manière dans Uribe et al. (2017) et Uribe et al. (2017). L'équation (1.63) pour  $\omega_{ZDES\ SST}$  y apparait cependant avec une coquille : il y est écrit  $\omega_{ZDES\ SST} = \lambda \times \omega_{SST} + (1 - \lambda) \times \omega$  alors que l'équation corrigée et utilisée lors des calculs s'écrit  $\omega_{ZDES\ SST} = (1 - \lambda) \times \omega_{SST} + \lambda \times \omega$

externe de  $\omega$ . Il doit être noté que le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) a été spécifiquement formulé pour s'émanciper de cette problématique, à l'instar des modèles  $k - \omega$  de Kok (2000) et de Wilcox (2006); Wilcox (2008) et au contraire du modèle  $k - \omega$  de Wilcox (1988). L'usage du limiteur de Zheng et al. (1998) avec ce modèle RANS est donc redondant. Aupoix (2009) fait remarquer que dans le cadre des modèles de turbulence basés sur l'hypothèse de Boussinesq le respect de la contrainte de vraisemblance issue de l'inégalité de Schwartz n'est pas consistante avec la relation de Bradshaw et al. (1967). Zheng et al. (1998) notent que pour y parvenir la valeur de  $\mathcal{Z}$  (1.64) devrait être sensiblement augmentée. La correction SST a été spécifiquement formulée pour régler cette contradiction (voir explications précédentes), l'usage du limiteur de Zheng et al. (1998) avec une valeur de  $\mathcal{Z}$  (1.64) augmentée est donc redondant avec l'usage du modèle de Menter (1994) dans sa version SST.

Dans le cadre d'une ZDES basée sur un quelconque modèle  $k - \omega$  l'application du limiteur de Zheng et al. (1998) - généralement non nécessaire - est limitée de la même manière que la correction SST (voir équation (1.63)).

Il peut être fait mention d'un dernier limiteur concernant le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994). Il s'agit de la limitation de la valeur maximale de  $P_k$  par 20 (Menter 1993) ou 10 (Vieser et al. 2002; Menter et al. 2003a) fois  $D_k$ . Menter (1993) explique que cet artifice ne modifie pas a priori la solution d'une simulation RANS car il constate que le ratio  $P_k/D_k$  atteint au maximum une valeur d'environ 2 sur différents cas d'écoulements complexes. Il a pour but d'éliminer les singularités pouvant apparaître dans le champ de  $\nu_t$  du fait de l'instabilité numérique du terme  $P_k$  lorsque  $\omega$  tends vers 0 et que de petites perturbations sont appliquées au tenseur des taux de déformation (Menter 1993). Il a également pour effet d'atténuer la problématique de la singularité de point d'arrêt ( $\nu_t$  y croît de manière trop prononcée).

Dans le cadre d'une ZDES basée sur le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) ce limiteur est supprimé afin qu'il n'interagisse pas avec le comportement du modèle au sein des zones LES. Une solution plus élégante aurait été d'en limiter l'application comme pour les limiteurs précédemment évoqués (voir équation (1.63)) mais une solution plus simple a été préférée faute de temps.

### 1.2.4 De l'évolution de la fonction de protection

À l'instar de l'approche DDES, l'approche ZDES mode 2 souffre de l'apparition de MSD (*Modelled-Stress-Depletion*) (Spalart et al. 2006), voir introduction) lorsque le maillage proche paroi devient trop fin au regard de l'épaisseur locale de la couche limite, i.e. lorsque  $\Delta < 0,1\delta$  (condition approximative) Ceci car , parce que la couche limite n'est pas traitée par la branche RANS de la ZDES dans son entière épaisseur du fait de la mise en défaut de la formulation de la fonction de protection utilisée pour détecter sa frontière.

La criticité de cette problématique pour la ZDES mode 2 a été progressivement constatée à partir de fin 2015 car elle a entravé la publication des résultats de simulations ZDES mode 2 sur des cas d'entrée d'air coudée (Delot et Garnier 2015) puis de simulations ZDES mode 2 de décollement autour de la niche à chien d'un fuselage simplifié d'hélicoptère (Le Pape et al. 2016; Le Pape et al. 2017). Elle est valable pour toutes les fonctions de protection algébriques référencées dans ce manuscrit où elle est illustrée sur les cas de couche de mélange en sous-section 2.3.3, de marche descendante en sous-section 2.4.4 et de bosse axisymétrique en section 4.6.

Elle peut être décrite à l'aide de la figure 1.2 tirée de Sagaut et al. (2013) et exposant le comportement de l'approche DDES SA - usant de la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65) - au sein d'une couche limite de plaque plane. Il peut y être observé que la valeur de  $f_d(\nu_t)$  (1.65) s'éloigne de 0 (et réciproquement  $1 - f_d(\nu_t)$  s'éloigne de 1) à partir de  $y/\delta = 0,5$ , c'est-à-dire au sein d'une région où les niveaux du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  et des gradients de vitesse ne peuvent être considérés comme négligeables. Ainsi, au regard du profil de couche limite modélisée obtenu à convergence en RANS SA, le fait que  $L_{DES}$  ne soit plus égal à  $L_{RANS}$  (soit ici  $d_w$ ) induit nécessairement des différences - indésirables - sur l'allure du profil de couche limite modélisée obtenu en DDES SA. Il est possible de réduire leur importance en jouant sur les coefficients intervenant dans la formulation de la fonction de protection afin que  $f_d(\nu_t)$  (1.65) s'éloigne de 0 à partir d'une hauteur plus élevée voire supérieure à l'épaisseur de la couche limite et qu'ainsi l'altération locale des tensions de Reynolds ne puisse se propager aux alentours du fait de leurs niveaux déjà négligeables (cf. figure 1.3). Cet accroissement des coefficients se fait cependant au dépend d'une augmentation du retard induit par  $f_d(\nu_t)$  (1.65) au passage depuis un traitement RANS vers un traitement LES des couches limites fraîchement décollées - i.e. des couches de cisaillement naissantes. Cette contrepartie est suffisamment néfaste pour qu'il ait été préféré, lors de la formulation de la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) par Spalart et al. (2006), d'user de coefficients aboutissant au comportement visible en figure 1.2. Dès lors, la mise en défaut de la fonction de protection - i.e. l'altération significative de la couche limite modélisée par la ZDES au regard d'une solution RANS - peut advenir en cas d'un raffinement prononcé de la discrétisation spatiale locale. En effet celui-ci induit une diminution de  $\Delta$ , qui provoque cycliquement la diminution de  $L_{LES}$ , la diminution de  $L_{DES}$ , la diminution du niveau de  $\mu_t$  dans la partie supérieure de la couche limite i.e. là où  $f_d(\nu_t)$  (1.65) s'écarte de 0, la réduction de l'épaisseur de couche limite évaluée par cette même fonction puis à nouveau une diminution du niveau de  $\mu_t$ , et ainsi de suite jusqu'à convergence vers un état stabilisé avec la distance à la paroi, l'allure des gradients de vitesse et l'évolution (i.e. la balance entre convection, production, destruction et diffusion) des variables turbulentes.

Ce phénomène se cumule le long du développement spatial de la couche limite avec pour conséquences une limitation ou une inversion de son taux de croissance, un affaiblissement du frottement à la paroi issue de l'altération de la distribution des tensions de Reynolds dans son épaisseur (MSD, *Modelled-Stress-Depletion*, e.g. figure 1.3), une résistance amoindrie face aux gradients de pression adverses, voire son décollement artificiel (GIS, *Grid Induced Separation*, e.g. figure 3 de Menter et Kuntz (2002)) ou sa disparition.

Les variantes des approches DES, DDES et ZDES améliorant leur comportement via à vis de la problématique (c) - la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES - au moyen d'une réduction de  $L_{LES}$  (e.g. par une formulation avancée de  $\Delta$  telles que  $\Delta_\omega$  (1.56)) ou d'une réduction de la viscosité turbulente de sous-maille (e.g. approche DDES SA WALE (Mockett et al. 2015a)) à iso-maillage accroissent donc la

facilité de mise en défaut de la fonction de protection utilisée (e.g. figure 1.3).

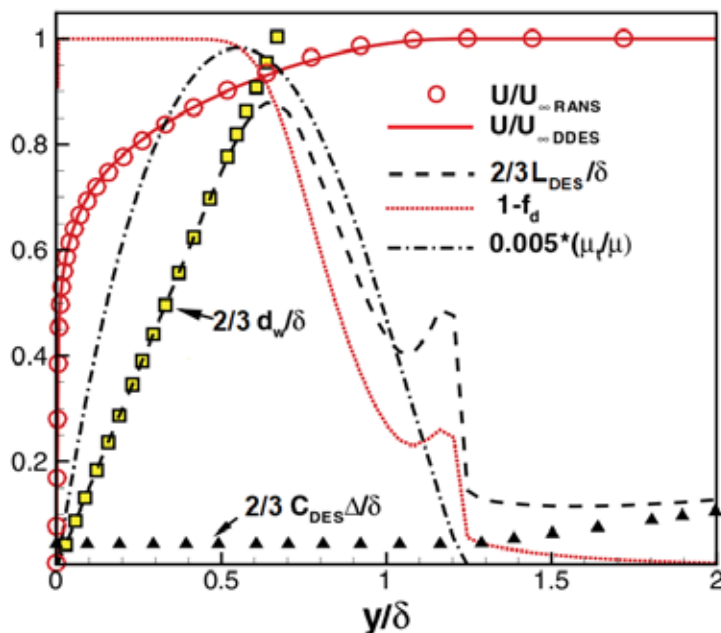


FIGURE 1.2: Figure issue et adaptée de Sagaut et al. (2013) (figure 7.21, page 288). Comportement de l'approche DDES SA au sein d'une couche limite de plaque plane discrétisée avec une résolution de type WRLES ( $\Delta x^+ \approx 50$ ,  $\Delta y^+ \approx 1$ ,  $\Delta z^+ \approx 15$ , cf. tableau 1.2). Profils de la norme de la vitesse  $U$  normalisée par la vitesse de référence  $U_\infty$  en fonction de la hauteur suivant la direction normale à la paroi ( $y$ ) normalisée par l'épaisseur locale de couche limite ( $\delta$ ) pour les approches DDES SA et RANS SA. Sont également affichés les profils reflétés ou à échelle réduite de la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65), du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$ , de  $L_{LES} = C_{DES}\Delta$  et de  $L_{DES} = L_{RANS} - f_d(\nu_t) \times \max(0, L_{RANS} - L_{LES})$  avec  $L_{RANS} = d_w$ .

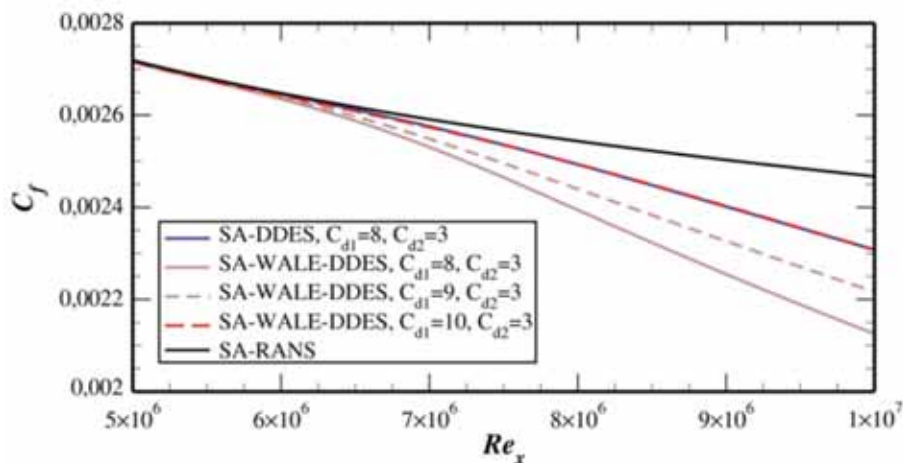


FIGURE 1.3: Figure issue de Haase et al. (2017) (figure 2, page 24). Profils du coefficient de frottement d'une couche limite turbulente de plaque plane en fonction du nombre de Reynolds basé sur sa longueur de développement. Comportement des approches DDES SA (Spalart et al. 2006) et DDES SA WALE (Mockett et al. 2015a) par rapport à l'approche RANS SA suivant différentes valeurs des coefficients de la formulation de la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65).

Un second type de mise en défaut des fonctions de protection réside dans leur comportement face

à l'advection de fluctuations turbulentes. Spalart et al. (2006) montrent que la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65) ne permet pas de revenir vers un traitement RANS d'un écoulement proche paroi à la suite d'une recirculation, telle qu'en aval d'une marche descendante. De même l'advection de fluctuations turbulentes au sein d'une région traitée suivant un comportement RANS car délimitée par  $f_d(\nu_t)$  (1.65) tend à faire s'effondrer la protection offerte par cette dernière. Ces situations sont ici examinées, pour d'autres fonctions que  $f_d(\nu_t)$  (1.65), sur le cas de marche descendante en sous-section 2.4.3 et en particulier en figures 2.21 et 2.22.

Une troisième cause de mise en défaut de la fonction de protection concerne uniquement la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) et sa variante  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) telles qu'implantées au sein du solveur *e/sA*. Elle n'a pas été démontrée et n'est mentionnée ici qu'en tant qu'hypothèse. Elle tiendrait dans le calcul de la norme du tenseur des gradients de vitesse intervenant dans  $r_d$  (1.65) : si la partie symétrique de ce tenseur - ou tenseur des taux de déformation - est par nature objective<sup>10</sup>, sa partie anti-symétrique - ou tenseur des taux de rotation - ne l'est pas. Les composantes de cette dernière doivent donc être calculées dans le repère local de la paroi protégée. En l'état, cette contrainte n'est pas forcément respectée durant le calcul de  $r_d$  (1.65) au sein d'*e/sA* suivant le repère de référence utilisé. Une erreur est commise aux parois ayant une vitesse angulaire non nulle relativement au repère de référence. C'est par exemple le cas au carter d'un compresseur centrifuge si le repère de référence est lié au moyeu. Cette situation particulière est suspectée de causer un effondrement de la protection des couches limites - via une surévaluation de  $\sqrt{u_{i,j}u_{i,j}}$  - d'où l'apparition d'une MSD sévère voire d'une divergence numérique du calcul. C'est l'un des scénarios qui fut proposé pour expliquer la mise en défaut de la fonction de protection et la divergence numérique constatées durant la simulation ZDES mode 2 d'un compresseur centrifuge (Le Pape et al. 2016). Les investigations nécessaires à la démonstration de ce scénario n'ont cependant pas encore été menées.

La formulation d'une fonction de protection peut être effectuée de différentes façons. En voici quelques exemples :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_d(\nu_t) = 1 - \tanh \left[ (C_{d1}r_d)^{C_{d2}} \right], \quad r_d = \frac{\nu + \nu_t}{\sqrt{u_{i,j}u_{i,j}}K^2d_w^2}, \quad C_{d1} = 8, \quad C_{d2} = 3 \quad (1.65) \quad \square \\ f_d(\tilde{\nu}) = 1 - \tanh \left[ (C_{d1}r_d)^{C_{d2}} \right], \quad r_d = \frac{\nu + \tilde{\nu}}{\sqrt{u_{i,j}u_{i,j}}K^2d_w^2}, \quad C_{d1} = 8, \quad C_{d2} = 3 \quad (1.66) \quad \square \\ 1 - F_1 = 1 - \tanh(\zeta^4), \quad \zeta = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right); \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}d_w^2} \right] \quad (1.67) \quad \square \\ 1 - F_2 = 1 - \tanh(\xi^2), \quad \xi = \max \left( 2\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right) \quad (1.68) \quad \square \\ 1 - F_F = 1 - \tanh(\xi^4), \quad \xi = \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega d_w}; \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right) \quad (1.69) \quad \square \end{array} \right.$$

avec  $CD_{k\omega}$  (1.17) un terme de diffusion croisée correspondant à  $2\rho\sigma_{\omega 2} \underline{\text{grad}}(k) \cdot \underline{\text{grad}}(\omega)/\omega$ .

Il est intéressant d'en retracer brièvement l'historique : afin de protéger les couches limites des MSD dans le cadre de l'approche DES  $k - \omega$ , Menter et Kuntz (2002) proposent d'utiliser les fonctions  $F_1$  et  $F_2$  issues du modèle  $k - \omega$  de Menter (1992); Menter (1994). La fonction  $1 - F_2$  (1.68) protège mieux la couche limite que ne le fait  $1 - F_1$  (1.67) et est donc recommandée. Menter et Kuntz (2002) précise cependant que ces fonctions n'éliminent pas complètement l'apparition des MSD lors du raffinement du maillage en proche paroi mais la retarde tant que  $\Delta \geq 0,1\delta$ , sans en expliciter les raisons dans cette publication.

10. Étant donné deux référentiels, l'indifférence matérielle - ou "objectivité" - d'un vecteur ou d'un tenseur signifie que ses composantes exprimées dans ces deux référentiels sont simplement reliées par une transformation de rotation des systèmes de coordonnées (Aupoix 2009).

Fan et al. (2004) proposent une version intermédiaire des fonctions  $F_1$  et  $F_2$ , dénommée ici  $F_F$  et employée sous la forme  $1 - F_F$  (1.69), qui est utilisée par Sainte-Rose (2010) dans le cadre de la DDES SST et par Arroyo-Callejo et al. (2016) dans le cadre de la ZDES SST mode 2 via le solveur non-structuré multiphysique CEDRE (Refloch et al. 2011). Elle a pour particularité de (i) ne pas compter sur le terme de diffusion croisée grâce auquel la fonction  $F_1$  passe de 1 à 0 en dessous de la frontière effective de la couche limite, à l'inverse de la fonction  $F_2$  (Menter 1993). Mais (ii) elle adopte l'exposant 4 de la fonction  $F_1$  - tandis qu'il est à 2 pour la fonction  $F_2$  - afin de passer plus rapidement de 1 à 0.

Dans le projet DESider (Haase et al. 2009) il est fait mention de travaux de l'ONERA sur la protection des couches limites à partir d'une échelle de la turbulence déterminée suivant la méthode de Aupoix et Grenard (2005). Bunge et al. (2007) proposent une fonction de protection semblable à  $F_2$ , basée non pas sur  $\omega$  mais sur la variable  $\varepsilon$  du modèle  $LL k - \varepsilon$  (Lien et Leschziner 1993) pour la formulation de l'approche CEASM-DES. Ces solutions ont cependant été délaissées avec la publication de la DDES et de sa fonction de protection  $f_d$ .

Sur la base des travaux de Menter et Kuntz (2002), Spalart et al. (2006) proposent cette fonction  $f_d$  (1.65) dont l'argument est inspiré du terme  $r_{sa}$  (1.4) provenant du modèle SA. Ils précisent que le choix des coefficients  $C_{d1} = 8$  et  $C_{d2} = 3$  découle d'un compromis entre protection des couches limites et rapidité de la RLT. Cette calibration est effectuée sur une couche limite de plaque plane sans gradient de pression suivant différentes discrétisations dont la plus fine se caractérise par  $\Delta \approx 0,1\delta$ . Son application à un cylindre circulaire à décollements laminaires (Cantwell et Coles 1983), à une marche descendante (Vogel et Eaton 1985), ainsi qu'à des profils de voilure simple (Gleyzes et Capbern 2003) et hypersustenté (Arnott et al. 2004) montre qu'elle permet un compromis favorable car (i) les couches limites turbulentes s'y développent de manière similaires aux simulations RANS et (ii) dans le même temps l'apparition et la richesse du contenu turbulent à la suite d'un décollement massif ne sont pas retardées ou dégradées par rapport aux simulations DES97. La mise en défaut de la fonction de protection  $f_d$  ne devrait intervenir que sur des maillages particulièrement fins ( $\Delta < 0,1\delta$ ) ou sur des sillages confluent avec une couche limite. Spalart et al. (2006) notent enfin que les coefficients  $C_{d1}$  et  $C_{d2}$  sont susceptibles de devoir être adaptés au modèle de turbulence sous-jacent. Ceci est confirmé par Gritskevich et al. (2012) (voir également Gritskevich et al. (2013)) qui soulignent la nécessité d'une recalibration de la fonction  $f_d$  pour l'approche DDES SST et proposent l'augmentation du coefficient  $C_{d1}$  sur la base de simulations de divers cas fondamentaux :

$$\text{Coefficients proposés par Gritskevich et al. (2012) : } C_{d1} = 20, \quad C_{d2} = 3 \quad (1.70) \quad \square$$

Probst et al. (2010) font cependant état de la qualité insuffisante du compromis offert par la fonction  $f_d$  : ils appliquent l'approche DDES SA à un cas de profil HGR01 en incidence sujet à un décollement turbulent au bord de fuite (Wokoeck et al. 2006) et relèvent une MSD significative au sein de la couche limite en amont du décollement. Ils montrent que la finesse du maillage, adaptée au gradient de pression longitudinal variable, en est la cause. Ils proposent d'augmenter le facteur multiplicatif dans  $f_d$  de 8 à 16 mais notent que "*a more general approach directly including the effects of pressure gradients without affecting equilibrium boundary layers is certainly desirable*". Cette solution corrige la MSD de manière excessive : la couche limite attachée redevient conforme à la simulation RANS mais la recirculation à la suite du décollement est traitée par la branche RANS de l'approche DDES car elle reste protégée par la nouvelle fonction. D'autre part le contenu turbulent dans le sillage du profil reste trop cohérent du fait d'un passage tardif en LES et des faibles gradients de vitesses moyennes locaux. Cette situation persiste malgré une extension du domaine de calcul et un raffinement suivant l'envergure, ainsi qu'avec l'injection de fluctuations turbulentes au sein de la recirculation durant les premiers temps convectifs simulés. Probst et al. (2010) démontre ainsi que le réglage manuel des coefficients de  $f_d$  n'est pas une solution acceptable au compromis défavorable entre protection des couches limites et rapidité des RLT qu'elle permet.

Probst et al. (2011) ; Knopp et Probst (2013) proposent l'approche *Algebraic DDES* (ADDES) qui se différencie de l'approche DDES par l'utilisation d'une fonction de protection basées sur un ensemble de critères algébriques et de quantités intégrales de couche limite permettant une détection précise de

la frontière de la couche limite et de la position de son décollement. Ainsi la branche RANS de l'approche ADDES est explicitement utilisée dans les couches limites attachées tandis que la branche LES est utilisée dès qu'un décollement est détecté, même si celui-ci n'aboutit pas à un décollement massif. Cette capacité est démontrée avec succès sur le cas de profil HGR01 où l'approche DDES mène à une MSD et ne permet pas d'inclure la recirculation de bord de fuite dans la région traitée en LES (Probst et al. 2010), au contraire de l'ADDES. Cependant la taille de cette recirculation est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite : la naissance et le développement de fluctuations turbulentes en son sein sont trop lents pour atteindre le niveau de tensions de Reynolds résolues d'une couche limite turbulente venant de décoller de la paroi, au contraire d'un profil soumis à un décollement massif comme le cas simulé par Gansel et al. (2012). Ceci vient de la faiblesse des gradients de vitesses moyennes locaux, d'où l'absence d'instabilité significative malgré l'essai d'un raffinement du maillage et de l'utilisation d'un modèle de sous-maille stochastique par Probst et al. (2011). Cela illustre aussi l'inaptitude d'une approche BLMLES à passer vers un comportement WMLES au sein d'une couche limite turbulente sans l'aide de l'injection de fluctuations turbulentes à l'interface BLMLES/WMLES et de la discrétisation adéquate pour une WMLES. Suite à ces résultats Francois et al. (2015); François et al. (2014) incorporent une solution d'injection de turbulence synthétique à cet interface dans le cadre de l'approche ADDES et expose les résultats satisfaisant qu'elle autorise sur le cas de profil HGR01. Il peut être noté que l'ADDES a également été enrichie avec l'échelle de longueur caractéristique de la maille locale  $\Delta_\omega$  (Chauvet et al. 2007) utilisée dans la ZDES ainsi qu'avec le senseur de la IDDES (Shur et al. 2008; Travin et al. 2006) pour aboutir à un comportement WMLES plus cohérent (Reuß et al. 2015b; Reuß 2016). Si l'ADDES propose une alternative intéressante à la fonction  $f_d$  pour des cas géométriquement simples grâce au recours à des quantités intégrales de couche limite, se pose la question de son comportement sur des géométries complexes d'écoulements internes et donc la généralisation de son utilisation.

Malgré le caractère critique de la problématique liée au compromis défavorable (Probst et al. 2010) des fonctions de protection  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_F$  et  $f_d$  lorsque  $\Delta < 0,1\delta$ , peu de publications ont visé à y proposer une solution généralisable.

Il convient cependant de noter les travaux de Zhao et al. (2013); Zhao et al. (2014) et Zhou et al. (2017) qui proposent une fonction de protection  $f_s$  basée sur l'anisotropie de la maille locale et l'incrément d'entropie au regard d'un état de référence et sous l'hypothèse de gaz parfait. Cette fonction  $f_s$  se compare favorablement aux précédentes fonctions sur divers cas fondamentaux d'écoulement subsonique, supersonique et hypersonique. Elle est annoncée comme plus universelle car indépendante du modèle RANS sous jacent et est appliquée aux approches DDES SA et DDES SST ainsi renommées en (*entropy based DES*) SDES SA (Zhao et al. 2014) et SDES SST (Zhou et al. 2017). Les auteurs notent que l'extension de cette fonction aux écoulements incompressibles, aux écoulements réactifs hypersoniques et aux parois fortement non-adiabatiques reste une évolution souhaitable. Au contraire des fonctions précédentes elle nécessite un état de référence et s'appuie sur un senseur de l'anisotropie de la cellule courante.

Plus récemment Ashton et al. (2016) redonnent une certaine visibilité à cette problématique majeure en illustrant la mise en défaut de  $f_d$  lorsque  $\Delta$  devient trop petit par rapport à  $\delta$  sur le cas d'une simulation de profil de voilure hypersustentée via l'approche IDDES. Cela mène Ashton (2017) à s'intéresser au comportement de  $f_d$  sur les cas d'une couche limite de plaque plane sans gradient de pression, d'un corps d'Ahmed et du même profil de voilure hypersustenté via les approche DDES et IDDES. À l'instar de Probst et al. (2010), conclusion est faite que si la modification des constantes au sein de la fonction  $f_d$  permet d'améliorer la protection qu'elle offre, cela se fait au dépend de la rapidité des RLT suivant un compromis peu satisfaisant. Letzgus et al. (2017) constatent le problème dans le cadre de simulations DDES SST de décrochage dynamique de rotor d'hélicoptère. Sur le même type de simulation avec l'approche DDES SA utilisant une échelle  $\Delta$  particulière, Jain et al. (2017) rencontrent des difficultés similaires et sont forcés d'augmenter la valeur de  $C_{d1}$  de 8 à 14 tout en corroborant les conclusions des études précédemment citées.

Bien que ce ne soit pas l'un des objectifs du projet, les participants de Go4Hybrid (Haase et al. 2017, page 223) ont mis en évidence le fait que les solutions apportant une accélération - hautement



souhaitable - des RLT affaiblissent la capacité de protection de la fonction utilisée relativement à la DDES SA (Spalart et al. 2006). Des palliatifs sont généralement trouvés dans la désactivation de ces solutions dans la majeure partie des couches limites attachées. Par exemple Shur et al. (2015) désactivent leur solution d'accélération lorsque  $f_d < 0,99$  tandis que Deck (2012) revient à  $\Delta = \Delta_{\max}$  au lieu de  $\Delta = \Delta_\omega$  lorsque  $f_d < 0,8$ .

Enfin il convient de mentionner les travaux de Menter (2015) et Menter (2016) sur les approches *Shielded Detached Eddy Simulation* (SDES) et *Stress-Blended Eddy Simulation* (SBES) qui se différencient de la DDES par une nouvelle fonction de protection  $f_s$  (sans lien avec la fonction  $f_s$  de Zhao et al. (2013)). Celle-ci est annoncée comme capable de protéger convenablement les couches limites même dans le cas de maillage extrêmement fin ( $\Delta < 0,0001\delta$ ) et de maillage industriel perfectible tout en assurant des RLT rapides, un fonctionnement possible en IDDES et l'utilisation de n'importe quel modèle de turbulence RANS et modèle de sous-maille. Cependant, sa formulation n'étant pas publiée ces résultats ne peuvent être reproduits et donc crédibilisés.

Une fonction de protection cumulant les qualités listées par Menter (2016) est à ce jour absente de la littérature scientifique examinée et - qu'elle se base sur une dépendance aux variables turbulentes (Menter et Kuntz 2002), à la viscosité turbulente (Spalart et al. 2006), au gradient de pression (Probst et al. 2010), au champ d'entropie normalisé par un état de référence (Zhao et al. 2014), aux quantités intégrales de couche limite (Probst et al. 2011) ou sur un nouveau principe - reste un enjeu de premier ordre pour l'application des approches BLMLLES. Ceci illustre la difficulté aiguë de cette problématique.

Dans le cadre de la ZDES SA c'est la fonction  $f_d$  qui est systématiquement utilisée. Cependant l'utilisation de  $\tilde{\nu}$  à la place de  $\nu_t$  au sein de  $r_d$  (1.65) est préférée car la robustesse de  $f_d$  en est renforcée (voir  $f_d(\tilde{\nu})$  en équation (1.66)).

### 1.3 Synthèse des approches ZDES implémentées et évaluées

Une analyse critique et une sélection des améliorations applicables à la ZDES SST, qu'elles soient issues de la littérature ou conçues dans le cadre des travaux ici présentés, a été proposée dans les sous-sections 1.2.1 à 1.2.4. Ces variantes de la ZDES SST ont fait l'objet d'une implémentation au sein du solveur *e/sA* et, pour la majorité, d'une évaluation quant à leur capacité à répondre aux problématiques énoncées en sous-section 1.1.3. Leur dénomination et leur formulation sont fixées et synthétisées<sup>11</sup> dans le tableau 1.1. Les chapitres 2 à 4, où sont exposés leurs évaluations, font systématiquement usage de ces dénominations en référence au tableau 1.1.

Grâce à la factorisation des routines appelées au sein du solveur, toutes les variantes de l'approche ZDES SST listées dans le tableau 1.1 ont également été implémentées sur la base du modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) en version BSL ainsi que sur la base des modèles  $k - \omega$  de Kok (2000) et  $k - \omega$  de Wilcox (1988). De même les approches ZDES SA WALE et ZDES SA SIGMA ont été incluses au sein du solveur *e/sA*.

Les évaluations effectuées ont d'abord été menées sur plusieurs cas d'écoulement génériques mieux à même d'isoler chacune des problématiques énoncées à la sous-section 1.1.3. Ce choix, la démarche associée et ses résultats sont présentés au chapitre 2. L'évaluation s'est poursuivie sur un cas industriel de type turbomachine (voir chapitre 3). Les conclusions de ces travaux ont finalement mené à l'utilisation d'un cas générique plus éprouvant (voir chapitre 4). Une présentation succincte du cadre numérique utilisé via le solveur *e/sA* est faite en section 1.4.

11. Pour les utilisateurs de la version *pdf* de ce manuscrit, il peut être précisé que les numéros des équations apparaissant dans le tableau 1.1 sont des liens hypertextes y conduisant, tandis que le symbole □ accompagnant chacune de ces équations permet de revenir au tableau 1.1.

Tableau 1.1: Dénomination non-exhaustive des approches RANS utilisées et des approches ZDES évaluées ou seulement implémentées dans le cadre de ces travaux. Les équations sont référencées entre parenthèse ( ) tandis que les accolades { dénotent des choix disponibles lors de l'utilisation de l'approche correspondante. En **bleu** sont colorées les différences d'une ligne ZDES par rapport à la ligne précédente. Lorsque le mode 1 n'est pas impacté par les modifications apportées par la variante, il est omis bien que toujours disponible. Les approches RANS utilisées et les approches ZDES évaluées apparaissent en **orange**. Les approches ZDES implémentées mais non évaluées apparaissent en noir. □ □ □

Dénomination	Mode	Modèle	Prod.	Dest.	$\mu_t$	$C_{DES}$	$\Delta$	Fct. de protec.	Eq. supp.
<b>RANS SA</b>	-	SA (1.1)–(1.7)	$P_{\bar{\nu}}$ (1.2)	$D_{\bar{\nu}}$ (1.2)	$\mu_t$ (1.3)	-	-	-	-
<b>ZDES SA</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.10)} \\ 2 \text{ (1.11)} \end{cases}$	SA (1.1)–(1.7)	$P_{\bar{\nu}}$ (1.2)	$D_{\bar{\nu}}$ (1.8)	$\mu_t$ (1.3)	0,65	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ f_d(\bar{\nu}) \text{ (1.66)} \end{array} \right.$	-
ZDES SA FDNUT	2 (1.11)	SA (1.1)–(1.7)	$P_{\bar{\nu}}$ (1.2)	$D_{\bar{\nu}}$ (1.8)	$\mu_t$ (1.3)	0,65	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$f_d(\nu_t)$ (1.65)	-
ZDES SA FDNUT PSI	2 (1.11)	SA (1.1)–(1.7)	$P_{\bar{\nu}}$ (1.2)	$D_{\bar{\nu}}$ (1.8)	$\mu_t$ (1.3)	0,65	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$f_d(\nu_t)$ (1.65)	(1.58)
<b>RANS SST</b>	-	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.16) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	-	-	-	-
<b>ZDES SST</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.27)} \\ 2 \text{ (1.28)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-
<b>ZDES SST HV</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.61)} \\ 2 \text{ (1.62)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-
<b>ZDES SST HV FDNUT</b>	2 (1.62)	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$f_d(\nu_t)$ (1.65)	-
<b>ZDES SST HV FDNUT GRIT</b>	2 (1.62)	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$f_d(\nu_t)$ (1.65)	(1.70)
<b>ZDES SST HV F1</b>	2 (1.62)	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$1 - F_1$ (1.67)	-
<b>ZDES SST HV F2</b>	2 (1.62)	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$1 - F_2$ (1.68)	-
<b>ZDES SST HV BUSH</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.61)} \\ 2 \text{ (1.62)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.33) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.33)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-
ZDES SST HV REDDY	$\begin{cases} 1 \text{ (1.61)} \\ 2 \text{ (1.62)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.16) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.34)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-
<b>ZDES SST HV WALE</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.61)} \\ 2 \text{ (1.62)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k^*$ (1.41) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	(1.46)–(1.49)
ZDES SST WALE	$\begin{cases} 1 \text{ (1.27)} \\ 2 \text{ (1.28)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k^*$ (1.41) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	(1.46)–(1.49)
ZDES SST SIGMA	$\begin{cases} 1 \text{ (1.27)} \\ 2 \text{ (1.28)} \end{cases}$	$k - \omega$ SST (1.14)–(1.24)	$P_k^*$ (1.41) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.18)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	(1.46), (1.47) et (1.50)
<b>RANS BSL</b>	-	$k - \omega$ BSL (1.14)–(1.25)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.16) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.25)	-	-	-	-
<b>ZDES BSL</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.27)} \\ 2 \text{ (1.28)} \end{cases}$	$k - \omega$ BSL (1.14)–(1.25)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.25)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-
<b>ZDES BSL HV</b>	$\begin{cases} 1 \text{ (1.61)} \\ 2 \text{ (1.62)} \end{cases}$	$k - \omega$ BSL (1.14)–(1.25)	$P_k$ (1.16) $P_{\omega}$ (1.17)	$D_k$ (1.26) $D_{\omega}$ (1.17)	$\mu_t$ (1.25)	0,61 et 0,78	$\Delta_{max}$ (1.52) et $\Delta_{\omega}$ (1.56)	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ 1 - F_F \text{ (1.69)} \end{array} \right.$	-

## 1.4 Cadre numérique

Comme déjà souligné en sous-sous-section 1.2.1.2, les approches héritées de la DES ont jusqu'à présent été développées et utilisées dans des solveurs à visée industrielle, généralement adaptés aux géométries complexes et, à l'instar du solveur *elsA*, ne se basant pas sur des méthodes numériques d'ordre élevé (voir par exemples les revues de Wang (2007), Wang et al. (2013) et le projet *IDIHOM* (Kroll et al. 2015)). Ce sont donc quasi-systématiquement les méthodes numériques d'ordre modéré - typiquement des méthodes de type différences finies ou volumes finis d'ordre 2 en temps et d'ordre 2 à 4 en espace - de ces solveurs qui ont été adaptées aux besoins antagonistes des approches RANS et LES que nécessitent les approches hybrides RANS/LES.

Il peut être rappelé que les simulations RANS y sont généralement menées avec - pour la discrétisation spatiale des flux convectifs - des schémas décentrés amonts ou centrés mais augmentés d'une dissipation artificielle scalaire ou matricielle (Travin et al. 2000). Ces solutions permettent d'assurer la stabilité du calcul pouvant être mise en défaut lors de l'utilisation de schémas centrés pur - intrinsèquement moins dissipatifs - lorsque le nombre de Reynolds de maille<sup>12</sup>  $Re_g$  est élevé, le maillage significativement déformé ou l'écoulement fortement non-linéaire. Ces solutions ne sont pas optimales pour les simulations LES puisque considérées comme trop dissipatives (e.g. Moin (1998)). Elles y sous-exploitent significativement la capacité de résolution du maillage utilisé en amortissant les fluctuations aux nombres d'ondes les plus élevés pouvant être a priori correctement discrétisés. La dissipation numérique qu'elles y introduisent via la discrétisation des termes convectifs domine l'effet du modèle physique de sous-maille utilisé, en particulier lorsque l'opération de filtrage spatial est implicitement laissée au maillage (Ghosal 1996; Kravchenko et Moin 1997). Parmi d'autres travaux, la dissipation excessive des schémas numériques usuellement disponibles dans les solveurs industriels quant à l'exécution de simulation DES a été mise en évidence durant le projet DESider (Haase et al. 2009, page 152) sur des cas de DIT<sup>13</sup>.

Certaines approches LES visent à exploiter cette dissipation numérique excessive comme un modèle de sous-maille (e.g. l'approche MILES (Fureby et Grinstein 1999)) ou visent une compensation entre erreur numérique et action du modèle de sous-maille pour une simulation donnée (e.g. l'étude de Meyers et al. (2003)). En effet l'interdépendance entre discrétisation, méthodes numériques et modèle de sous-maille pour une simulation donnée ne peut être négligée (Sagaut et al. 2013). Elle est cependant difficilement évaluable a priori et il est généralement choisi d'user de méthodes numériques conçues en vue d'introduire aussi peu de dissipation numérique que possible. Par ailleurs un cadre numérique aboutissant à une dissipation numérique suffisamment faible pour ne pas retarder la naissance et le développement des instabilités lors des RLT (*RANS to LES Transition*) sans avoir à user d'un raffinement de maillage prohibitif est d'une importance critique dans le cadre des approches BLMLES, comme noté dans les conclusions du projet européen ATAAC (Schwamborn 2016) et illustré par Sagaut et al. (2013) (figure 9.2, page 374).

Le principe généralement adopté pour satisfaire les besoins numériques antagonistes des approches RANS et LES dans le cadre des approches issues de la DES consiste en l'utilisation d'un schéma spatial adapté aux approches RANS et revenant automatiquement vers la formulation d'un schéma centré pur au sein des régions LES voire plus généralement lorsque la stabilité numérique locale de la solution le permet. Cette hybridation peut être effectuée suivant différents principes.

Travin et al. (2000) proposent d'assembler une approximation centrée d'ordre 4 ( $F_{ctr}$ ) et une approximation décentrée amont d'ordre 3 ou 5 ( $F_{upw}$ ) des flux convectifs ( $F_{inv}$ ) à l'aide d'une fonction empirique ( $\sigma$ ) basée sur des variables de l'écoulement telles que  $L_{LES}$ ,  $S$ ,  $\Omega$  et  $\nu_t$  de telle sorte que  $F_{inv} = (1 - \sigma)F_{ctr} + \sigma F_{upw}$ . Ainsi dans les régions rotationnelles au loin des parois  $\sigma$  tend vers 0 et le schéma numérique est virtuellement centré d'ordre 4 tandis qu'en proche paroi et dans les régions irrotationnelles de l'écoulement  $\sigma$  tend vers 1 et le schéma y est décentré amont d'ordre 3 ou 5. Travin et al. (2000) montrent l'enrichissement du spectre turbulent que permet cette solution par rapport à une approximation décentrée amont du flux convectif au sein du sillage d'un écoulement autour d'un barreau

12.  $Re_g = |a|\Delta_g/(\nu + \nu_t)$  avec  $a$  la célérité du son et  $\Delta_g$  une échelle de longueur caractéristique de la cellule considérée

13. *Decaying Isotropic Turbulence*, turbulence homogène isotrope en décroissance libre

cylindrique simulé en DES SST. Cette formulation - voire simplement la fonction  $\sigma$  - a été reprise et/ou évaluée par de nombreuses équipes de recherche pour des simulations DES ou DDES (e.g. Bunge et al. (2007), Ashton et al. (2011), Steger et al. (2011), Xiao et al. (2012), Molina et al. (2017)). Elle a été adaptée par Guseva et al. (2017) aux approches IDDES (Shur et al. 2008) et DDES SLA (Shur et al. 2015). Bunge et al. (2007) et Mockett (2009) (page 114) en attestent l'importance pour la bonne réussite d'une simulation de DIT en DES et en DDES. Ashton et al. (2011) font de même sur une DIT ainsi que sur le cas du Wall-Mounted Hump (Greenblatt et al. 2004; Greenblatt et al. 2006). Xiao et al. (2012) proposent de contrôler le taux de dissipation du schéma de Yee et al. (1999) avec cette fonction  $\sigma$  (Travin et al. 2000) tandis que Molina et al. (2017) font de même avec un schéma de Roe (1981).

Molina et al. (2017) mettent également en lumière le principe d'hybridation de Winkler et al. (2012) pour le schéma de Roe (1981) qui repose sur une définition plus simple de  $\sigma$  puisque ne faisant appel qu'à la fonction de protection  $f_d$  (1.65).

Menter (2015) déclare également utiliser un recentrage par hybridation entre un schéma décentré amont et un schéma centré d'ordre 2 sans en expliciter la formulation.

Dans le cadre de son approche X-LES<sup>14</sup>, Kok (2006); Kok (2009) suit une stratégie a priori différente de l'hybridation. Listant un ensemble de propriétés désirables pour les simulations à résolution d'échelles et fusionnant de nombreuses solutions issues de la littérature scientifique, il développe une méthode volumes finis basée sur un schéma centré d'ordre 4 peu dispersif et non-dissipatif pour les flux convectifs sur maillage curviligne. Ce schéma a la particularité de maintenir son ordre et de conserver globalement ou localement plusieurs quantités indépendamment de la déformation du maillage. En particulier sa capacité de conserver localement l'énergie cinétique par convection assure que celle-ci n'est dissipée que par l'action du modèle de sous-maille ou de la viscosité moléculaire, et non par les erreurs numériques. Cette propriété permet d'assurer la stabilité inconditionnelle de la méthode numérique pour des écoulements incompressibles, sans ajout de dissipation artificielle. Pour les écoulements compressibles la stabilité en est renforcée mais ne peut être strictement prouvée. En pratique les calculs X-LES d'écoulements compressibles présentés (Kok et Ven 2012) s'effectuent avec l'ajout d'une dissipation artificielle d'ordre 6, particulièrement faible dans les régions LES et un peu plus élevée dans les régions RANS. La modulation de la dissipation artificielle en fonction des régions RANS et LES n'est pas explicitée mais fait finalement écho à un principe d'hybridation.

Löwe et al. (2016) adaptent la solution de Kok (2009) à deux solveurs non-structurés pour étendre leurs capacités aux approches à résolution d'échelles. La même équipe (Probst et al. 2015) propose que dans le cadre de simulation hybride RANS-LES cette solution soit hybridée à un schéma plus dissipatif qui ne serait utilisé que dans les régions RANS. Pour cela, Probst et al. (2015) évaluent le principe d'hybridation et la fonction  $\sigma$  de Travin et al. (2000) sur différents cas génériques et industriels. Ils font de même avec leurs deux variantes de la fonction  $\sigma$ , l'une étant enrichie de la fonction  $f_d$  (1.65) et l'autre se basant sur une quantité comparable au senseur  $\lambda$  définie par l'équation (1.45). Ils montrent que seule la formulation de Travin et al. (2000) permet d'obtenir des résultats satisfaisants, en particulier pour des écoulements turbulents de canal plan périodique, dans le cadre de simulations de type WMLES au moyen de l'approche IDDES. Ils mettent ensuite en évidence l'intérêt d'utiliser une méthode numérique aussi peu dissipative et peu dispersive (Löwe et al. 2016) sur des cas de marche descendante et de profil hypersustenté.

Pont et al. (2017) développent un schéma hybride décentré amont d'ordre 3/centré d'ordre 4 pour les approches hybrides RANS/LES en modifiant le flux numérique d'un schéma  $k$ -exact d'ordre 3. Ce dernier, entièrement retravaillé par Pont et al. (2017) pour conserver à un cout raisonnable sa précision et sa résolubilité sur les maillages non-structurés fortement perturbés, est ainsi localement recentré suivant l'activité turbulente résolue locale (Ducros et al. 1999) et un critère de stabilité numérique basé sur le nombre de Reynolds de maille  $Re_g$ . Le succès de cette méthode volumes finis est illustré par des comparaisons de simulations DDES d'écoulements compressibles avec et sans recentrage.

Plusieurs des méthodes numériques évoquées ici ont été utilisées par les participants du projet Go4Hybrid

14. présentée par Kok et al. (2004), elle est semblable à une approche DES conçue suivant le principe de substitution de Bush et Mani (2001) exposé en équation (1.31)

(Haase et al. 2017), aussi bien sur des approches BLMLES que WMLES. Leur robustesse n'a pas été mise en défaut sur les calculs qui y ont été menés, mais les conclusions du projet mettent l'accent sur cette problématique. En effet réduire la viscosité turbulente pour favoriser le développement des fluctuations turbulentes tend à réduire la stabilité numérique, en particulier lorsque les couches de cisaillement naissantes sont grossièrement discrétisées (Haase et al. 2017). Ceci est fortement lié avec le niveau de dissipation introduit par le cadre numérique. Cette dernière doit être aussi faible que possible pour éviter d'amortir la turbulence résolue naissante, ce qui rend la simulation moins robuste. Il est généralement observé que le développement des couches de cisaillement naissantes, en particulier sur les maillages grossiers, est extrêmement sensible à de légères modifications de la modélisation de la turbulence ou du cadre numérique. L'expérience montre que les approches permettant de réduire les zones grises en assurant la plus forte destruction de viscosité turbulente lors des RLT possèdent la plus faible robustesse numérique. Les conclusions du projet expriment en particulier que la forte interaction entre le cadre numérique, la modélisation de la turbulence et la finesse de la discrétisation devra être investiguée plus attentivement dans le futur. D'autre part le perfectionnement des approches, en particulier WMLES, sera certainement spécifique au code utilisé du fait de cette interaction.

La succincte revue bibliographique qui vient d'être faite met en lumière l'idée centrale d'hybrider des schémas numériques pour répondre aux besoins antagonistes des régions RANS et LES dans le cadre des approches hybrides RANS/LES (e.g. Peng et al. (2014), pages 21 et 22). Il s'agit souvent de recentrer localement un schéma décentré amont suivant un critère quelconque. Cette synthèse est susceptible de devenir obsolète suivant la tendance plus ou moins forte des équipes de recherche à adopter des méthodes numériques d'ordre élevé (Witherden et Jameson 2017).

Sauf exception<sup>15</sup>, les méthodes numériques pour les simulations hybrides RANS/LES qui viennent d'être évoquées ont toutes été utilisées de pair avec une méthode d'intégration temporelle implicite d'ordre 2, de type *dual-time-stepping* (Jameson 1991) ou équivalent.

Le solveur CFD utilisé dans cette étude est le logiciel *e/sA* (Cambier et al. 2013) de l'ONERA. Ce solveur est basé sur une approche volumes finis centrés cellules pour résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles sur un maillage structuré multi-blocs (cf. section A.2 pour une description plus détaillée). Lors de simulations ZDES, et plus généralement lors de simulations via une approche hybride RANS/LES, l'idée de recentrage local y est également employée.

En effet le schéma de discrétisation spatial sélectionné pour les flux convectifs est basé sur une méthode AUSM (Advection Upstream Splitting Method) bien adaptée aux écoulements à faibles nombres de Mach (AUSM+P, voir Edwards et Liou (1997) et Mary et al. (2000)) car sa dissipation est proportionnelle à la vitesse locale du fluide. Il a ensuite été amélioré en vue de simulation à résolution d'échelles par Mary et Sagaut (2002). Le point clé du schéma centré hybride d'ordre 2 résultant de ces travaux (Mary et Sagaut 2002) est l'utilisation d'un senseur qui permet d'introduire localement de la dissipation numérique par décentrement amont lorsque des oscillations parasites sont détectées sur l'une des variables primitives. Cette dissipation artificielle est donc introduite uniquement lorsque la stabilité locale de la solution est compromise. La reconstruction des flux non visqueux aux interfaces de cellule est effectuée à l'aide d'une méthode MUSCL d'ordre 3. Une formulation classique centrée d'ordre 2 est utilisée pour la discrétisation spatiale des flux visqueux.

L'intégration en temps est basée sur le schéma implicite Euler rétrograde de Gear d'ordre 2 (Gear 1971), aussi appelé *Backward Differentiation Formula* d'ordre 2 (BDF2) et notamment évalué par Daude (2007) et Gomar (2011). L'utilisation de ce schéma résulte sur un système implicite non linéaire. À chaque pas de temps - ou *itération* - il est résolu de manière itérative à l'instar d'une méthode de Newton (Choquet 1995) à l'aide d'un certain nombre de *sous-itérations* dont chacune fait appel à une linéarisation des flux et une résolution par factorisation LU.

Il peut également être précisé que la résolution du système de Navier-Stokes complet au sein d'*e/sA* est découplée entre le système des cinq premières équations de Navier-Stokes et le système d'équations de transport des variables turbulentes. Entre deux itérations, la première étape de la résolution concerne

15. e.g. Pont et al. (2017) utilisent un schéma temporel explicite

la détermination du champ conservatif et la seconde celle du champ turbulent. Si la première fait appel aux méthodes numériques qui viennent d'être présentées la seconde s'effectue obligatoirement à l'aide d'un schéma de Roe<sup>16</sup> pour des questions de robustesse.

La construction d'un maillage pour une simulation ZDES dépend des méthodes numériques employées et des phénomènes physiques attendus (Spalart 2001). Si en ZDES modes 0/1/2 les couches limites ne nécessitent a priori aucun raffinement par rapport à la discrétisation qu'il en aurait été faite pour une approche RANS, le raffinement nécessaire (i) à la résolution souhaitable d'au moins 90% du spectre turbulent (Tyacke et Tucker 2014) au sein des couches de cisaillement, jets, sillages, injections de turbulence et recirculations, et (ii) à la naissance précoce et le développement rapide des instabilités à la suite des décollements de couche limite (RLT) implique l'utilisation de critères LES dont les conséquences se propagent généralement jusqu'à la paroi<sup>17</sup>. En dehors des cas académiques ou génériques la physique de l'écoulement étudié n'est généralement pas connue avec précision avant sa simulation par une approche à résolution d'échelles. Celle-ci est systématiquement précédée par une simulation RANS du cas étudié permettant d'en explorer la physique - aux incertitudes de l'approche RANS près - et d'obtenir une solution qui servira éventuellement de point de départ à la simulation ZDES. La discrétisation spatiale est construite à partir de ces indications et peut être corrigée grâce à la simulation ZDES suivant un processus itératif essai-erreur particulièrement chronophage<sup>18</sup>. Elle doit être localement choisie de façon à assurer la consistance entre les échelles de longueurs caractéristiques des phénomènes d'intérêt à capturer et la capacité de résolution du cadre numérique utilisé pouvant s'exprimer en nombre de points par longueur d'onde. Pour un schéma spatial explicite centré d'ordre 2 il est théoriquement estimé que 25 points par longueur d'onde sont nécessaires afin de limiter à environ 1% l'erreur de dispersion commise entre le nombre d'onde exact d'un signal et le nombre d'onde effectif de sa discrétisation à la longueur d'onde considérée (Sagaut et al. 2013, page 375). Seulement 6 points par longueur d'onde seraient nécessaires à un schéma du même type étendu à l'ordre 6 pour conserver cette erreur. À l'ordre 2 cette erreur monte à 10% si seulement 8 points par longueur d'onde sont utilisés. De cette capacité de résolution découle les critères de discrétisation minimum à respecter pour les approches à résolution d'échelles telles que la LES et la ZDES. Dans le cas générique d'une couche de cisaillement naissante convectée suivant l'axe  $x$  et s'étendant en envergure suivant l'axe  $z$  Sagaut et al. (2013) recommandent que  $\Delta x \leq \delta_\omega/2$ ,  $\Delta y \leq \delta_\omega/15$  et  $\Delta z \leq \delta_\omega/3$  pour un schéma centré ne nécessitant que 15 points par longueur d'onde pour obtenir une erreur de dispersion théorique de l'ordre de 1%. La quantité  $\delta_\omega$  est l'épaisseur de vorticité locale de la couche de cisaillement naissante, soit  $\delta_\omega = \Delta U / \max(d\bar{U}/dy)$  avec  $\Delta U = ||\bar{U}_{\text{high}}|| - ||\bar{U}_{\text{low}}||$  la vitesse de cisaillement et  $\bar{U}_{\text{high}}$  et  $\bar{U}_{\text{low}}$  les normes des vitesses moyennes externes aux deux couches limites confluentes. Il est évident que la discrétisation des couches de cisaillement naissantes de nature tridimensionnelle au moyen de maillages déformés ferait appel à des critères autrement plus sévères. Tyacke et Tucker (2014) indiquent qu'au minimum 30 nœuds de maillage sont généralement requis pour discrétiser l'épaisseur des sillages. La discrétisation des couches limites à la limite du décollement et des zones de recirculation qui s'ensuivent peut dans un premier temps s'effectuer suivant des critères empiriques portant sur les dimensions des mailles lorsqu'elles sont adimensionnées

16. Schéma TVD minmod (Hirsch 2007) d'ordre 2 avec solveur de Riemann approché et correction de Harten.

17. a fortiori pour les maillages structurés

18. De nombreux travaux portent sur la formulation de senseurs aidant à la construction d'un maillage pour les approches LES, et par extension pour les approches hybrides RANS/LES. Ces senseurs se basent généralement sur des quantités caractérisant la turbulence locale et issues de simulations RANS afin d'aider à la construction initiale d'un maillage LES, ou bien issues d'une simulation LES afin d'évaluer et d'adapter le maillage utilisé. Les travaux et les synthèses bibliographiques de Scillitoe et al. (2015) d'une part et de Benard et al. (2016), Fauconier et Dick (2014) et Xiao et al. (2014) d'autre part donnent un aperçu de ces deux démarches. L'un des aboutissements de la formulation de tels senseurs en est l'utilisation en vue d'alimenter des procédures d'adaptation automatique de maillage pour les approches LES (e.g. Toosi et Larsson (2017)) et hybrides RANS/LES (e.g. Limare et al. (2016) et Reuß et al. (2015)).

par la longueur de frottement  $l_\tau$  pouvant être estimée via une simulation RANS du cas étudié :

$$\begin{cases} \Delta x^+ = \Delta x/l_\tau \\ \Delta y^+ = \Delta y/l_\tau \\ \Delta z^+ = \Delta z/l_\tau \end{cases}, \quad \begin{cases} \Delta i^+ = \Delta i/l_\tau \\ \Delta j^+ = \Delta j/l_\tau \\ \Delta k^+ = \Delta k/l_\tau \end{cases}, \quad l_\tau = \frac{\nu}{u_\tau}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{|\underline{\tau}_t|}{\rho}} \quad (1.71) \square$$

$$\underline{\tau}_t = - \left[ \underline{\tau}_w \cdot \underline{n} - \left( \underline{n} \cdot \underline{\tau}_w \cdot \underline{n} \right) \underline{n} \right], \quad \underline{\tau}_w = 2\mu \left( \underline{S}_w - \frac{1}{3} \underline{I} \operatorname{div}_w(\underline{u}) \right) \quad (1.72) \square$$

avec  $u_\tau$  la vitesse de frottement définie à partir de la norme du vecteur frottement local  $\underline{\tau}_t$  tangent à la paroi, elle-même ayant pour normale locale le vecteur  $\underline{n}$  et pour tenseur de frottement local  $\underline{\tau}_w$ . Ce dernier est défini à partir du tenseur des taux de déformation  $\underline{S}$  et de la divergence du vecteur vitesse  $\operatorname{div}(\underline{u})$  basés sur une extrapolation des gradients de vitesse à la paroi, d'où leur dénomination  $\underline{S}_w$  et  $\operatorname{div}_w(\underline{u})$ . Les directions globales ( $x, y, z$ ) sont celles du repère orthonormé utilisé et les directions ( $i, j, k$ ) sont les directions locales d'empilement des cellules du maillage structuré utilisé. La dimension  $\Delta \bullet$  de la cellule considérée suivant une direction  $\bullet$  donnée ( $x, y, z, i, j$  ou  $k$ ) peut varier légèrement suivant la projection utilisée. Ces critères empiriques pour la ZDES modes 2 et 3 (Deck 2011) sont présentés dans le tableau 1.2 aux cotés de ceux généralement recommandés pour d'autres types d'approches. Le tableau 1.2 est une variante de celui présenté par Tyacke et Tucker (2014) et Tucker (2014) (page 114). À l'exception des indications données pour la ZDES mode 2, il s'applique seulement au cas d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression dont la normale est colinéaire avec la direction  $y$  et l'advection s'y effectue suivant  $x$ . Ces recommandations seraient plus sévères si elles devaient être formulées pour des gradients de pression non-nuls ou des parois courbes, quelle que soit l'approche considérée. La quantité  $\Delta y_{min}^+$  correspond à la valeur de  $\Delta y^+$  pour les cellules adossées à la paroi. La quantité  $N$  correspond au nombre de cellules sous  $y^+ = 10$  avec  $y^+ = y/l_\tau$  et  $y = 0$  à la paroi. Les bornes inférieures de ces fourchettes sont les valeurs faisant consensus et sont donc celles à respecter en priorité (e.g. Chapman (1979), Piomelli et Balaras (2002), Sagaut et Deck (2009), Georgiadis et al. (2010), Sagaut et al. (2013) et Gourdain et al. (2014)). Les critères associés à l'approche DNS ont fait l'objet d'une plus récente revue bibliographique par Bannier (2016) (page 107). Il peut être remarqué qu'en tant qu'approche WMLES, les recommandations pour l'approche ZDES mode 3 sont en phase avec ces critères. La plupart des études qui viennent d'être citées proposent également des critères concernant la discrétisation de la couche externe de la couche limite pour les approches WRLES et WMLES, sous la forme d'un nombre de cellules minimal que devrait contenir un volume de  $\delta^3$  ou qui devrait servir à discrétiser l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  (voir également Pope (2000), Piomelli (2008), Dufour et al. (2009), Tucker (2011), Choi et Moin (2012), Tucker (2014) page 114, Deck et al. (2014) et Larsson et al. (2015)). Les raisons expliquant la finesse de ces critères suivant le type d'approche et les limitations conséquentes exposées par (Spalart et Venkatakrishnan 2016) ont été évoquées en introduction et ne seront pas plus développées ici. Celles justifiant l'utilisation de quantités normalisées par la longueur de frottement  $l_\tau$  - témoignage de l'activité turbulente au sein de la région interne des couches limites - pour la formulation de critères ZDES mode 2 à respecter au sein des écoulements décollés et des couches limites les précédant se résument essentiellement à la praticabilité et l'expérience. Il est en effet fort aisé, dans le cadre de maillage structuré tel qu'employé par le solveur *e/sA*, de calculer les niveaux de  $\Delta x^+$ ,  $\Delta y^+$  et  $\Delta z^+$  des cellules adossées à la paroi (et a fortiori ceux de  $\Delta i^+$ ,  $\Delta j^+$  et  $\Delta k^+$ ) et d'en propager mentalement la signification pour les cellules au loin de la paroi suivant les lignes de maillage. D'autre part les nombreuses études déjà menées avec l'approche ZDES ont abouti à une quantification empirique de ces recommandations. En dehors de ces régions décollées, les couches limites turbulentes traitées par une approche ZDES mode 0 ou 2 n'ont aucune raison d'être discrétisées plus finement que dans le cadre d'une approches RANS. Elles peuvent cependant l'être du fait de la propagation du raffinement appliqué à leur voisinage si une activité turbulente y est attendue et doit être résolue (e.g. sillages défilants et injections de turbulence). D'une manière générale, en ZDES modes 1 et 2, la discrétisation des recirculations massives et des écoulements à forte activité turbulente

Approche	$\Delta x^+$	$\Delta y_{min}^+$	$\Delta z^+$	$N$ sous $y^+ = 10$
DNS	10 – 15	0,1 – 0,5	5	$\geq 10$
Wall Resolved LES (WRLES)	50	1	10	$\geq 5$
Wall Modelled LES (WMLES)	100 – 600	1	100 – 300	$\geq 5$
WMLES avec lois de paroi	100 – 600	30 – 150	100 – 300	-
ZDES mode 3	200	1	100	$\geq 5$
RANS	500	1	1000	$\geq 5$
ZDES mode 2 (c.l. en l'absence de gradient de pression)	500	1	1000	$\geq 5$
ZDES mode 2 (c.l. proche décollement et recirculations)	200	1	200	$\geq 5$

Tableau 1.2: Recommandations sur les tailles maximales de mailles pour la simulation d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression suivant le type d'approche, adapté de Tucker (2014). Les critères en DNS sont en cohérence avec ceux employés par Lee et Moser (2015) et Schlatter et al. (2009).

au loin des parois s'effectue idéalement à l'aide de cellules isotropes. En revanche la naissance et le développement initial des couches de cisaillement et plus généralement de toutes régions où la turbulence est susceptible de présenter un caractère fortement anisotrope suivant une direction relativement figée peuvent s'accommoder d'une discrétisation anisotrope sans compromettre la qualité de la solution (voir à ce propos les propriétés de l'échelle de longueur  $\Delta_\omega$  en sous-sous-section 1.2.1.3). La discrétisation des couches de cisaillement naissantes issues de décollements de couche limite dont la position n'est pas connue a priori et/ou fluctue significativement reste particulièrement problématique : en l'absence d'une méthode permettant l'adaptation du maillage en fonction de leur instationnarité (voir la note de bas de page 18 pour une introduction bibliographique sur les études préliminaires à cette problématique), elle nécessite a priori le raffinement d'une région englobant les déplacements de ces écoulements secondaires.

Lors de la mise en œuvre d'une simulation ZDES, pour une discrétisation spatiale donnée, le pas de temps peut être déterminé afin d'obtenir idéalement un nombre de Courant-Friedrich-Lyvy (CFL) maximal basé sur la somme des vitesses convective et acoustique<sup>19</sup> inférieur ou égal à 1 au sein des régions LES. Cette règle induit que la période de toute onde<sup>20</sup> advectée à la vitesse  $\|\underline{u}\| + a$  (cas le plus défavorable) est discrétisée avec au moins autant de pas de temps (résolution temporelle) que le nombre de pas d'espace discrétisant sa longueur d'onde (résolution spatiale). Si les méthodes numériques spatiales et temporelles sont de performance comparable (erreur de dissipation et de dispersion en fonction des résolutions spatiale et temporelle), l'erreur induit par le schéma temporel sera dans le cas le plus défavorable du même ordre de grandeur que celle induit par le schéma spatial. Cette règle apparaît bien souvent impossible à mettre en application<sup>21</sup>, même en ZDES mode 1 ou 2, car elle impose un pas de temps trop faible pour obtenir un temps de calcul raisonnable, les cellules étant généralement conçues

19.  $CFL = (\|\underline{u}\| + a) \Delta t / h$  avec  $a$  la célérité du son locale,  $\underline{u}$  la norme du vecteur vitesse local,  $\Delta t$  le pas de temps et  $\Delta_g$  une dimension caractéristique de la maille locale. La dimension  $\Delta_g$  est prise comme la racine cubique du volume de la cellule ou, de façon plus conservatrice, comme la longueur minimale des arêtes de la cellule locale. Un CFL directionnel peut également être formulé.

20. Il est postulé que ces ondes s'identifient à des ondes acoustiques planes dont la relation de dispersion impose que  $\lambda / \tau \leq \|\underline{u}\| + a$  dans le cas le plus défavorable, avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\tau$  la période,  $\|\underline{u}\|$  la norme du vecteur vitesse et  $a$  la célérité du son.

21. Afin d'en réduire la difficulté, certaines stratégies visent à abaisser le cout global d'une simulation en adaptant localement le nombre de sous-itérations par pas de temps nécessaire à la mise en œuvre d'un schéma temporel implicite (e.g. Daude et al. (2014) pour le schéma de Gear (1971)) ou en usant d'une imbrication de maillages de différentes résolutions traitées à l'aide d'un schéma temporel explicite et ayant chacun un pas de temps spécifique (e.g. Carpaye et al. (2017) en vue de simulations hybrides RANS/LES). Des combinaisons de méthodes implicites et explicites (Ascher et al. 1997) sont également étudiées.



très fines à la naissance des couches cisaillement lorsque la position de celles-ci sont connues (e.g. Verrière (2016), figure 4.3, page 74). Le pas de temps est alors augmenté tout en vérifiant que le nombre de CFL maximal basé sur  $\|\underline{u}\|$  (et non pas sur  $\|\underline{u}\| + a$ ) ne dépasse pas 1 dans les régions LES afin que pour les ondes convectées à la vitesse  $\|\underline{u}\|$  (telles que la vorticité) l'erreur induite par la résolution temporelle y soit du même ordre de grandeur que celle induite par la résolution spatiale dans le cas le plus défavorable<sup>22</sup>. Pour le cadre numérique ici employé le nombre de *sous-itérations* de Gear par pas de temps influe évidemment sur la performance de l'intégration temporelle et est déterminé de façon à atteindre une décroissance supérieure à deux ordres de grandeur de la norme maximale des résidus temporels. Cette pratique est un compromis entre précision et cout du calcul (Daude 2007). Daude (2007) recommande par ailleurs de limiter le nombre de CFL maximal basé sur  $\|\underline{u}\| + a$    15 ou 20 avec un nombre de *sous-itérations* de Gear  $G$  suffisant pour vérifier que  $CFL/G \leq 4$  voire 2. Il peut être noté que les conclusions du projet européen ATAAC (Schwamborn 2016), basées entre autres sur les travaux de Mockett et al. (2012), donnent pour recommandations - dans le cas des méthodes numériques usuelles d'ordre 2 en espace et en temps - d'utiliser un pas de temps résultant sur un nombre de CFL maximal basé sur  $\|\underline{u}\|$  inférieur ou égal à 1 au sein des régions LES. Cela est en accord avec la recommandation de Spalart (2001). Elles mentionnent également l'expérience de Kok et Ven (2012) mettant en évidence que le déséquilibre de performance entre un schéma d'intégration temporelle implicite rétrograde classique d'ordre 2 et un schéma spatial volumes finis centré optimisé d'ordre 4 doit être compensé par un nombre de CFL maximal de l'ordre de 1/8 sous peine d'effacer l'avantage lié au schéma spatial. Plus généralement la détermination du pas de temps peut parfois s'effectuer a priori par rapport à une estimation de la fréquence du phénomène physique (lâcher tourbillonnaire, mode acoustique, ...) que l'on souhaite capturer ou pilotant la dynamique de l'écoulement, et être corrigé a posteriori suivant les performances des méthodes numériques utilisées.

Outre la définition du maillage et de la discrétisation temporelle, il est essentiel de tenir compte de la durée du temps physique simulé : celui-ci doit permettre d'évacuer le comportement transitoire de la simulation puis doit assurer la convergence statistique des quantités moyennes souhaitées (temps *utile*). La durée du transitoire dépend fortement du cas traité. Elle s'évalue suivant l'évolution temporelle de quantités globales (débits, intégrale du frottement pariétal,...) ou locales (sonde ponctuelle de vitesse, de pression, ...). La fin du transitoire peut être particulièrement difficile à identifier voire inatteignable dans des couts de calculs raisonnables (e.g. Costes et al. (2016)). Mockett et al. (2010) en propose une méthode d'identification quantitative. S'agissant des écoulements internes, il est courant que le transitoire corresponde grossièrement au temps d'advection d'une particule depuis l'entrée du domaine de calcul jusqu'à sa sortie.

La convergence statistique des quantités moyennes désirées dépend elle aussi fortement du cas considéré mais également de leur nature. Les moments statistiques d'ordre 1 (e.g. profil de vitesse moyenne) peuvent généralement être statistiquement convergés au bout de quelques dizaines de temps convectifs caractéristiques de la géométrie étudiée. Les moments d'ordres 2 (e.g. profil de vitesse r.m.s.) et les niveaux de validation supérieurs (Sagaut et Deck 2009) sont autrement plus longs à obtenir (e.g. Bonneau (2016), page 171). Mockett et al. (2010) propose une méthode d'estimation quantitative de l'erreur statistique commise sur les quantités moyennes désirées.

Dans le cadre de la démarche présentée dans ce manuscrit, il n'a pas été envisagé d'évaluer et de valider le cadre numérique utilisé à travers le solveur *e/sA* pour l'exécution de simulations ZDES. Ce choix est jugé acceptable du fait des succès obtenus antérieurement quant à l'exécution de simulations à résolution d'échelles avec ce même solveur et ce même cadre numérique.

Entre autres exemples, Marty et al. (2015)  valuent plusieurs des schémas disponibles dans *e/sA* dont le schéma de Roe (1981) avec (i) reconstruction MUSCL (Leer 1979) d'ordre 2 et limiteur de Albada et al. (1997), (ii) reconstruction MUSCL d'ordre 3 et (iii) reconstruction MUSCL d'ordre 5. Le schéma AUSM+(P) avec recentrage (Mary et Sagaut 2002) est également évalué avec (i) une recons-

22. Il s'agit d'une pratique courante dans le cadre des simulations LES incompressibles (cf. Sagaut (2006), page 303).

truction MUSCL d'ordre 3 et (ii) une reconstruction MUSCL d'ordre 5. Un schéma mixte (AUSM+(P) avec recentrage et MUSCL ordre 5/Roe, MUSCL ordre 2 et limiteur de van Albada avec senseur de chocs) ayant pour objectif de traiter les non-linéarités de l'écoulement via un schéma de Roe et le reste du domaine via un schéma AUSM+(P) est proposé et évalué. L'intégration temporelle est systématiquement assurée par le schéma de Gear décrit précédemment, avec suffisamment de sous-itérations pour en assurer une influence jugée minime sur la solution. Au vue des maillages utilisés, il y est démontré la capacité du schéma AUSM+(P) à résoudre de manière à la fois robuste, suffisamment précise et pour un cout raisonnable les fluctuations turbulentes dans le cadre de simulations LES d'une aube de turbine basse pression fortement chargée, de simulations ZDES du premier rotor de compresseur H.P. CREATE et de simulations ZDES d'une soufflante représentative d'un moteur aéronautique moderne. Pour ces simulations l'utilisation de la reconstruction MUSCL d'ordre 5 augmente la richesse du spectre turbulent résolu par rapport à la reconstruction MUSCL d'ordre 3 mais induit un cout par itération plus élevé, en raison de l'augmentation d'environ 25% du nombre de sous-itérations de Gear afin de réduire les résidus temporels d'une manière comparable. Le schéma mixte se révèle particulièrement intéressant pour les écoulements fortement choqués comme illustré sur un cas de profil NACA0012 en régime transsonique. Il n'apparaît pas significativement avantageux sur le cas faiblement choqué qu'est le premier rotor de compresseur H.P. CREATE par rapport à un schéma AUSM+(P) MUSCL ordre 3.

Gand et al. (2015) démontre la pertinence du schéma AUSM+(P) avec recentrage de Mary et Sagaut (2002) et reconstruction MUSCL ordre 3 pour une simulation ZDES de jet axisymétrique basse vitesse. L'intérêt d'utiliser une reconstruction MUSCL ordre 5 est mise en évidence sur des cas académiques de convection de turbulence en LES et de couche limite en développement spatial à faible nombre de Reynolds en WMLES. Gand (2016) confirme cela sur le même cas de jet axisymétrique basse vitesse en ZDES. Utiliser la reconstruction MUSCL à l'ordre 5 et non à l'ordre 3 permet de compenser le doublement suivant la direction axiale de la taille des cellules au culot du jet quant à la précision des résultats et pour un cout CPU finalement 25% inférieur.

Dans le cadre de simulations ZDES d'un jet choqué de tuyère double flux représentative d'un moteur aéronautique moderne en conditions de croisière, Verrière (2016) (page 73) et Verrière et al. (2016) évaluent l'influence de différents paramètres numériques. L'utilisation du schéma AUSM+(P) avec reconstruction MUSCL ordre 3 et recentrage de Mary et Sagaut (2002) au lieu du schéma de Jameson et al. (1981) à viscosité artificielle permet une réduction de la longueur de transition des couches de mélanges vers une turbulence 3D (transition RANS-LES), en accord avec les mesures expérimentales de référence.

Tucker (2014) note que le senseur de recentrage de Mary et Sagaut (2002) a été évalué avec succès sur un cas de DIT par Jefferson-Loveday (2008) : il permet d'assurer une injection minimale de dissipation artificielle au sein de la solution. Jefferson-Loveday (2008) (voir également Jefferson-Loveday et Tucker (2011)) propose une évolution du senseur permettant d'adoucir les variations temporelles élevées de dissipation artificielle introduites par la formulation originale.

Maugars (2015) montre en revanche que la méthode volumes finis du solveur *e/sA* ne conserve pas son ordre en cas de maillage curviligne déformé du fait de la mise en défaut de l'approximation des gradients aux centres des faces de cellule (e.g. Maugars (2015), courbes "M3", figure IV.10, page 68 et ligne "M3" de la table VI.11, page 115). Cet inconvénient a depuis été corrigé (e.g. Maugars (2015), courbes "QGO3", figure IV.10, page 68 et ligne "QGO3" de la table VI.11, page 115) par l'introduction de schémas spatiaux dit *k*-exact (Pont et al. 2017), mais cette solution n'a pas été utilisée pour les travaux ici présentés, à l'instar des études qui viennent d'être citées.



## Chapitre 2

# Validation de l'approche ZDES $k - \omega$ sur des cas d'écoulement génériques.

Ce chapitre s'attache à évaluer les variantes de la ZDES présentées dans le chapitre précédent sur trois cas génériques - une couche de mélange incompressible, une marche descendante et un barreau cylindrique à faible nombre de Reynolds - mieux à même d'isoler chacune des problématiques propres aux approches hybrides RANS/LES.

### Sommaire

---

2.1	Objectifs . . . . .	62
2.2	Cas génériques sélectionnés et définitions communes . . . . .	63
2.2.1	Présentation et discussion des cas génériques sélectionnés . . . . .	63
2.2.2	Cadre numérique . . . . .	66
2.2.3	Définitions communes . . . . .	66
2.3	Évaluation de l'apparition et du développement des fluctuations turbulentes par instabilité inertielle sur le cas d'une couche de mélange . . . . .	67
2.3.1	Configuration numérique . . . . .	68
2.3.2	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	73
2.3.3	Analyse de l'écoulement moyen . . . . .	75
2.3.4	Analyse spectrale . . . . .	85
2.4	Évaluation de la fonction de protection des couches limites sur le cas d'une marche descendante . . . . .	87
2.4.1	Configuration numérique . . . . .	87
2.4.2	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	92
2.4.3	Analyse de l'écoulement moyen . . . . .	94
2.4.4	Protection des couches limites . . . . .	108
2.4.5	Comparaison aux données de références . . . . .	115
2.5	Évaluation du positionnement automatique de l'interface RANS/LES et de ses conséquences pour un sillage de barreau cylindrique avec décollement de couche limite laminaire ( $Re_D = 3900$ ) . . . . .	118
2.5.1	Configuration numérique . . . . .	118
2.5.2	Analyse de l'écoulement instantané . . . . .	119
2.5.3	Analyse de l'écoulement moyen . . . . .	121
2.6	Conclusions . . . . .	124

---

## 2.1 Objectifs

Ce chapitre s'attache à évaluer les variantes de la ZDES (voir tableau 1.1) sur plusieurs cas d'écoulements génériques mieux à même d'isoler chacune des problématiques énoncées en sous-section 1.1.3. Trois cas génériques ont été utilisés :

- Un cas de couche de mélange incompressible se développant spatialement sans gradient de pression, afin d'isoler la problématique (c) : la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES
- Un cas de marche descendante, afin d'isoler la problématique (a) - la détection de la frontière des couches limites - ici turbulentes - , de leur décollement ainsi que leur traitement en RANS - et la problématique (g) - l'apparition d'ilots de RANS ("RANS island" (Breuer et al. 2008)) au-dehors des couches limites.
- Un cas d'écoulement autour d'un barreau cylindrique à faible nombre de Reynolds, afin d'isoler à nouveau la problématique (g) et de considérer la problématique (a) pour des couches limites laminaires décollant du fait d'un gradient de pression adverse instationnaire et transitionnant vers la turbulence au loin des parois.

Chacun de ces cas permet également d'évaluer la problématique (e) - la cohérence du niveau de tensions de Reynolds modélisées dans les régions LES au regard de la discrétisation, des tensions de Reynolds résolues et du cadre numérique utilisé.

Bien qu'elle ne soit pas l'objet de l'évaluation ici présentée, la problématique (d) - la robustesse et la cohérence du traitement RANS des couches limites face à l'advection de fluctuations turbulentes résolues - apparait dans le cas de l'écoulement de marche descendante. La problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - n'est pas évaluée dans ce chapitre.

Les approches évaluées sur chacun des cas génériques ont été sélectionnées en fonction des problématiques qu'elles visent à traiter et qui apparaissent dans le cas générique utilisé. Toutes les évaluations possibles n'ont pu être faites dans les moyens impartis. Celles effectuées sont synthétisées dans le tableau 2.1 et seront commentées dans les sections suivantes. La consistance et la qualité des prévisions obtenues par l'approche ZDES SST et ses variantes au regard de celles obtenues par l'approche ZDES SA est également un point d'intérêt essentiel.

Tableau 2.1: Synthèse des calculs effectués sur les cas génériques. En bleu les différences d'une ligne à l'autre. □ □ □

Approche	Couche de mélange	Marche descendante	Cylindre circulaire	Fonction de protection
ZDES SA	✓ (modes 0 et 1)	✓ (mode 2)	✓ (mode 2)	$f_d(\bar{\nu})$ (1.66)
ZDES SST	$\left\{ \begin{array}{l} \checkmark \text{ (modes 0 et 1)} \\ \checkmark \text{ (modes 0 et 2)} \end{array} \right.$	✓ (mode 2)	✓ (mode 2)	$1 - F_F$ (1.69)
ZDES SST HV		✓ (mode 2)	✓ (mode 2)	$1 - F_F$ (1.69)
ZDES SST HV FDNUT		✓ (mode 2)		$f_d(\nu_t)$ (1.65)
ZDES SST HV FDNUT GRIT		✓ (mode 2)		$f_d(\nu_t)$ (1.65), (1.70)
ZDES SST HV F1		✓ (mode 2)		$1 - F_1$ (1.67)
ZDES SST HV F2		✓ (mode 2)		$1 - F_2$ (1.68)
ZDES SST HV BUSH		✓ (mode 2)		$1 - F_F$ (1.69)
ZDES SST HV WALE	✓ (modes 0 et 1)			

## 2.2 Cas génériques sélectionnés et définitions communes

### 2.2.1 Présentation et discussion des cas génériques sélectionnés

La sélection de ces cas génériques est essentiellement due à leur usage antérieur pour la validation de l'approche ZDES SA (Deck 2012) via le solveur *FLU3M* de l'ONERA :

- Le cas de couche de mélange incompressible se développant spatialement sans gradient de pression est celui étudié expérimentalement par Delville (1995) (ratio de vitesse  $r_{cm} = 0,53$ , ratio de densité  $s_{cm} = 1$ , nombre de Mach convectif  $M_c = 0,029$ , voir tableau 3). Les mesures expérimentales (anémométrie au fil chaud) incluent la mesure de profil de vitesse moyenne, de profil de tensions de Reynolds moyenne et de densité de probabilité des fluctuations de vitesse. Elles permettent notamment de calculer l'évolution axiale de l'épaisseur de vortacité  $\delta_\omega$  qui sert d'indicateur quant au bon développement de la couche de mélange. Ces données sont également présentées par l'un des groupes de travail de l'AGARD<sup>1</sup> (Tavoularis et al. 1997, pages 29 à 36 et 139 à 140). La reproduction de ce cas via une approche hybride RANS/LES de type BLMLES telle que la ZDES modes 0/1/2 permet d'évaluer sa capacité à permettre l'émergence et le développement satisfaisant des instabilités de Kelvin-Helmholtz issues de la confluence de couches limites turbulentes entièrement modélisées en RANS en amont de cette confluence. Ce cas a déjà été simulé avec l'approche ZDES SA par Deck (2012) au moyen du solveur *FLU3M* de l'ONERA. La comparaison de ces résultats à ceux de la simulation ZDES SA présentée dans ce chapitre permet la vérification de l'implémentation de cette approche entre les solveurs *eISA* et *FLU3M*. Plusieurs approches DES ou DDES ont également été évaluées à l'aide de ce cas test : l'approche X-LES de Kok et Ven (2010) (voir également Kok et Ven (2012) et Kok (2017)), une variante de l'approche DDES SA par Fuchs et al. (2014) (voir également Mockett et al. (2015) et Fuchs et al. (2015)) et une autre variante de cette approche par Shur et al. (2015) et Strelets et al. (2015). Tenaud et al. (2005) a fait de même avec une approche LES. Si cette configuration (Delville 1995) (et la base de données associée) est restée relativement confidentielle pour l'évaluation des approches hybrides RANS/LES jusqu'à son usage par Kok et Ven (2010), elle est devenue peu à peu incontournable du fait de son intérêt fondamental et de la qualité des mesures associées. Elle a fait l'objet d'une portion significative des activités des projets européens GARTEUR<sup>2</sup> AG49 (Peng et al. 2014, pages 8 et 23 à 30) et Go4Hybrid (Haase et al. 2017, pages 91 à 107 et 224 à 233) pour l'évaluation et le développement des approches hybrides RANS/LES.

En raison de cet historique elle constitue un choix évident dans le cadre de la démarche ici présentée.

À la connaissance de l'auteur elle n'a pas d'équivalent plus récent car le cas générique de couche de mélange n'a fait l'objet d'étude à partir de simulations DNS que pour des nombres de Reynolds significativement plus faibles et/ou des nombres de Mach plus élevés (e.g. Kim et al. (2017), Pirozzoli et al. (2015), Attili et al. (2014), Laizet et al. (2010), Pantano et Sarkar (2002)). Les autres bases de données expérimentales concernent des couches de mélange compressibles (e.g. Kim et al. (2017), Lee et al. (2016), Olsen et Dutton (2003), Goebel et Dutton (1991) (reproduit par simulation LES par Mankbadi et al. (2017)), Rossmann (2001)), ou pour des faibles nombres de Reynolds en vue de tester des dispositifs de contrôle (e.g. Parezanović et al. (2015)). Une synthèse en est proposée par Yoder et al. (2015).

Des cas génériques naturellement complémentaires à la couche de mélange sont les autres types d'écoulements cisailés libres (jet plan, jet rond, sillage,...) mais il a été préféré de s'intéresser à des cas offrant un regard sur d'autres problématiques.

- Le cas de marche descendante est celui étudié expérimentalement à l'ONERA par Moreau et al. (1987) ( $Re_h = 43\,000$ ,  $M = 0,115$ ,  $\delta \approx 0,37h$ ,  $ER = 1,54$ ,  $AR = 20/7 \approx 2,86$ , voir tableaux 3 et

1. Advisory Group for Aerospace Research and Development

2. Group for Aeronautical Research and Technology in Europe

2.2) grâce au banc de combustion A3C<sup>3</sup>. Les mesures expérimentales (vélocimétrie laser) incluent la mesure de profil de vitesse moyenne et de profil de leur écart-type. La reproduction de ce cas via une approche hybride RANS/LES de type BLMLES telle que la ZDES modes 0/1/2 permet d'évaluer sa capacité à assurer le traitement RANS des couches limites dans leur entière épaisseur au moyen de la fonction de protection utilisée. Cette capacité de protection des couches limites doit influencer de façon minimale sur l'émergence des instabilités et leur développement suite au décollement de la couche limite de la paroi inférieure dû à la singularité géométrique qu'est la marche. D'autres axes d'évaluations visent la capacité de l'approche à assurer sur demande l'absence d'îlot de RANS au loin des parois et la question du re-développement d'une couche limite RANS en aval de la recirculation. Ce cas de marche descendante a lui aussi déjà été simulé avec l'approche ZDES SA par Deck (2012) au moyen du solveur *FLU3M* de l'ONERA, mais également par Maugars (2015) (pages 83 à 88) avec le solveur *eISA* de l'ONERA. Ces simulations instationnaires d'écoulement inerte viennent à la suite de celles de Courtois (2005) (approche LES) et de Sainte-Rose et al. (2009) qui en ont simulé l'écoulement inerte mais également réactif, avec le solveur non-structuré *CEDRE* de l'ONERA et l'approche DDES SST pour ces derniers. En parallèle Riou (2009) (pages 119 à 126) en a simulé l'écoulement inerte afin d'évaluer l'approche dite DDES2 par rapport à l'approche DDES via le solveur multibloc structuré *FLU3M*. Ce cas a finalement été diffusé à l'extérieur de l'ONERA : Pont et al. (2015) (pages 76 à 81) l'a utilisé afin d'évaluer l'approche à résolution variable proposée par Perot et Gadebusch (2007), l'approche SAS (Menter et al. 2003b) ainsi que l'approche DDES SA (Spalart et al. 2006). À l'instar du cas de couche de mélange présenté précédemment il a fait l'objet d'une portion significative des activités des projets européens GARTEUR AG49 (Peng et al. 2014, pages 9 et 31 à 3).

Il peut être noté (cf. tableau 3) que dans le cadre de validation d'approches hybrides RANS/LES ou d'approches à résolution variable la base de données expérimentales de Vogel et Eaton (1985) est particulièrement utilisée. C'est également le cas de celle de Driver et Seigmiller (1985) et Driver et al. (1987) (e.g. Fadai-Ghotbi et al. (2008) et Benyoucef (2013), pages 121 à 134). Ces cas de marches descendantes ont pour avantage d'être caractérisés par un nombre de Reynolds  $Re_h (\equiv hU_\infty/\nu)$  particulièrement élevé - plus à même d'être rencontré sur des cas d'écoulements industriels - et par une ou des couches limites incidentes dont l'état pleinement turbulent et la mesure autorise l'utilisation d'une approche BLMLES sans ambiguïté<sup>4</sup>. L'écoulement n'y a donc pas un comportement dit *transitoire*, caractérisé par l'état laminaire des couches limites incidentes et par leur transition vers la turbulence au sein des couches de cisaillement en aval de la marche. Un comportement *transitoire* est à éviter pour une démarche de validation car il induit une forte tridimensionnalité et instationnarité de l'écoulement malgré la quasi bidimensionnalité ( $AR > 10$  comme recommandé par De Brederode et Bradshaw (1972)) des géométries expérimentales sur lesquelles il a été observé (e.g. Rajasekaran (2011) page 21, Schafer et al. (2009) et Armaly et al. (1983), figure 2).

La base de données utilisé ici (Moreau et al. 1987) a été sélectionnée car elle partage ces avantages, du fait de l'historique précédemment évoqué et pour la faible épaisseur des couches limites incidentes au regard de la hauteur de la marche ( $\delta/h \approx 0,37$  selon Sainte-Rose et al. (2009)) plus représentative des écoulements réels. Elle n'est cependant pas exempte de défauts qui en motive le remplacement - ou simplement l'ajout de nouveau cas de marche descendante à la démarche de validation - pour les travaux qui suivront ceux ici présentés. Elle a été produite sur la base d'une géométrie tridimensionnelle ( $AR = 20/7 \approx 2,86$ , la section du canal aval étant un carré de 0,1 m de coté). Pourtant sa reproduction par simulation numérique hybride RANS/LES s'effectue généralement en appliquant des conditions de périodicité sur les parois latérales du domaine de calcul afin de s'émanciper des perturbations issues de la modélisation RANS - souvent médiocre - des effets de la turbulence sur les

3. Concerted Action for Combustion Chamber.

4. Il existe en effet des cas de marche descendante dont l'écoulement incident est similaire à celui d'un écoulement de canal plan pleinement développé - que ce soit à l'état laminaire (e.g. Schafer et al. (2009) et Armaly et al. (1983)) ou turbulent (e.g. Barri et al. (2010)) - pour lesquels l'utilisation d'une approche comptant sur la détection de la frontière des couches limites est a priori inadaptée.

écoulements de coins. Cette problématique sera développée en section 2.4. Aussi, à l’instar des bases de données de sa génération (e.g. Vogel et Eaton (1985) et Driver et Seegmiller (1985)) elle ne profite pas des possibilités et de la précision des techniques de mesure modernes telles que la PIV (Vélocimétrie par Images de Particules, appliquée pour la première fois sur un cas de marche descendante par Grant et al. (1992)) autorisant une validation sur des données instationnaires de diverses complexités (Sagaut et Deck 2009).

Les études plus récentes s’intéressant aux nombres de Reynolds élevés<sup>5</sup> ( $Re_h \geq 20\,000$ ) usent de mesures expérimentales au moyen de sondes à fils chauds et de capteurs de pression instationnaire (e.g. Ke et al. (2006), Lee et al. (2004) et Lee et Sung (2001); Lee et Sung (2001)) voire de systèmes PIV en vue d’explorer l’efficacité de dispositif de contrôle de type actuateur plasma (e.g. Benard et al. (2016) et Sujar-Garrido et al. (2015)), paroi vibrante (e.g. Ma et al. (2017)) ou forçage acoustique (e.g. Ma et al. (2015)), généralement pour un seul nombre de Reynolds  $Re_h$ . Les travaux de Nadge et Govardhan (2014) et de Chovet et al. (2017) se démarquent particulièrement du fait des mesures PIV effectuées sur des larges plages de variation des paramètres caractéristiques (e.g.  $6700 < Re_h < 67\,000$  et  $31\,500 < Re_h < 182\,600$ , respectivement).

La disponibilité des bases de données - en particulier les mesures PIV - issues des études précédemment citées n’a pas été vérifiée car elles ont été généralement publiées postérieurement au lancement des simulations ici présentées. Indépendamment de ces solutions, il doit être mentionné qu’une nouvelle base de données générée à l’ONERA dans le cadre des travaux de Arnault (2016) (pages 32 à 40) s’avère particulièrement intéressante afin de remplacer celle actuellement utilisée (Moreau et al. 1987). L’écoulement à partir duquel elle a été générée présente en effet des caractéristiques semblables (cf. tableau 2.2) avec pour avantage une géométrie quasi-bidimensionnelle et une paroi supérieure suffisamment éloignée de la paroi inférieure pour limiter l’importance des effets de pression relativement aux effets de la turbulence. Des mesures via de la PIV bi-composantes synchronisées avec des mesures de pression instationnaire par 17 capteurs pariétaux fournissent des indications qui ne seront exploitées qu’à la marge dans le présent chapitre.

Il peut être noté que les simulations DNS de marche descendante portent souvent sur des faibles nombres de Reynolds ( $Re_h \leq 1000$ , e.g. Liakos et Malamataris (2015)) liés aux régimes laminaire ( $Re_h < 400$  environ) ou transitionnel ( $400 < Re_h < 8000$  environ). Certaines études par approche DNS s’intéressent à des nombres de Reynolds plus élevés associés à la fin du régime transitionnel ou au régime turbulent (e.g. Le et al. (1997), Schafer et al. (2009) et Barri et al. (2010)) mais ne dépassent pas  $Re_h = 9000$  (e.g. Kopera (2011)).

Il peut être également noté que d’autres cas génériques plus ou moins similaires à celui de la marche descendante pourrait s’y substituer ou le compléter. C’est par exemple le cas de la marche descendante axi-symétrique (e.g. Deprés et al. (2004), Li et Naguib (2005) et Meliga et Reijasse (2007)) comme employé par Pont (2015) pour l’évaluation d’approches hybrides RANS/LES. C’est aussi le cas du canal s’agrandissant via une marche descendante sur chacune des parois inférieure et supérieure (e.g. Casarsa et Giannattasio (2008) et Lamballais (2014)) comme utilisé par Manceau (2015) pour l’évaluation du modèle de turbulence RANS EB-RSM.

- Le cas d’écoulement autour d’un barreau cylindrique circulaire est celui étudié expérimentalement par Parnaudeau et al. (2008) et numériquement via des simulations LES par Parnaudeau et al. (2008) et Kravchenko et Moin (2000). Avec un nombre de Mach de 0,1 à l’infini amont (cf. tableau 3) ainsi qu’un nombre de Reynolds  $Re_D (\equiv DU_\infty/\nu)$  - basé sur la vitesse à l’infini amont ( $U_\infty$ ) et le diamètre du cylindre ( $D$ ) - de 3900, cet écoulement fait partie du régime dit *sous-critique* ( $350 < 400 \leq Re_D \leq 10\,000$  à  $20\,000$ , cf. Zdravkovich (1997)) pour lequel la transition vers la turbulence se produit au sein des couches de cisaillement issues des décollements des couches limites laminares de la surface du cylindre. Les mesures expérimentales (anémométrie au fil chaud et PIV) incluent

5. Des synthèses de base de données d’écoulement de marche descendante sont notamment proposé par Rajasekaran (2011) (table 3.1, page 28), Nadge et Govardhan (2014) (table 1), Ma et al. (2017) (table 1) et Chovet et al. (2017) (table 2).



Tableau 2.2: Paramètres principaux d'expériences comparables à celle de Moreau et al. (1987).

Références	$Re_h$	$M$	$\delta/h$	$ER$	$AR$	$Tu$	$l_r/h$	état c.l. au décol.
Moreau et al. (1987)	43 000	< 0,115	0,37	1,538	2,86	$\approx 5\%$	-	turbulente
Hall et al. (2003)	44 000	< 0,1	0,516	1,50	5	$\approx 2\%$	6,71	turbulente
Arnault (2016)	40 500						5,88	
	50 600	< 0,1	0,383	1,111	10	$\approx 0,15\%$	5,95	turbulente
	60 800						5,9	

$Re_h$  : nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante en amont de la marche ( $U_b$ ) ou sur la vitesse à l'extérieur de la couche limite à l'endroit de la marche ( $U_e$ ) et la hauteur de la marche ( $h$ ), avec  $Re_h = hU_b/\nu$  ou  $Re_h = hU_e/\nu$

$M$  : nombre de Mach basé sur la vitesse débitante en amont de la marche ou un équivalent

$\delta/h$  : épaisseur de la couche limite ( $\delta$ ) de la paroi inférieure en amont de la marche lors de son décollement due à la marche, adimensionnée par la hauteur de la marche ( $h$ ).

$ER$  : Ratio de la hauteur du canal en aval de la marche sur la hauteur du canal en amont de la marche (*Expansion Ratio*)

$AR$  : Ratio de la largeur du canal sur la hauteur de la marche (*Aspect Ratio*)

$Tu$  : taux de turbulence extérieur aux couches limites en amont de la marche avec  $Tu = \sqrt{2k/3}/U_e$  et  $k = \widetilde{u_i''u_i''}/2$

$l_r/h$  : longueur de la recirculation en aval de la marche ( $l_r$ ), adimensionnée par la hauteur de la marche ( $h$ )

la mesure de profil de vitesse moyenne, de profil de tensions de Reynolds moyennes et de densité de probabilité des fluctuations de vitesse. L'objectif est d'évaluer les approches ZDES sur un cas d'écoulement complexe incluant des décollements de couche limite laminaire par gradient de pression adverse progressif, des transitions de couche de cisaillement vers la turbulence par instabilité de Kelvin-Helmholtz et du lâcher tourbillonnaire. Ce cas a déjà été simulé via l'approche ZDES SA par Maugars (2015) (pages 132 à 137) avec le solveur *e/sA* de l'ONERA. Son intérêt tient également à l'abondante littérature scientifique le considérant comme cas test pour l'évaluation d'approches LES mais également hybrides RANS/LES (e.g. Xu et al. (2007), Jee et Shariff (2014), D'Alessandro et al. (2016) et Hodara et Smith (2017)) et à résolution variable (e.g. Han et Krajnović (2013), Luo et al. (2014), et Pereira et al. (2015)). Ce cas a déjà été reproduit à de nombreuses reprises aussi bien expérimentalement (e.g. Son et Hanratty (1969), Lourenco et Shih (1993), Ong et Wallace (1996) et Dong et al. (2006)) que numériquement par approche DNS (e.g. Ma et al. (2000), Tremblay (2002), Dong et al. (2006) et Lehmkuhl et al. (2013)).

## 2.2.2 Cadre numérique

Le cadre numérique ici utilisé a été présenté en section 1.4. Il est commun à toutes les simulations présentées dans ce chapitre.

## 2.2.3 Définitions communes

En vue de caractériser la convergence statistique des résultats moyennés en temps exposés dans ce chapitre, les paramètres suivants sont définis :

- $t_c$  est le temps caractéristique du cas considéré, par exemple un temps convectif.
- $\Delta t$  et  $\Delta t^* = \Delta t/t_c$  sont le pas de temps numérique (suivant lequel la simulation avance à chaque itération) et son équivalent normalisé.
- $t_{inst}$  et  $t_{inst}^* = t_{inst}/t_c$  sont le temps physique écoulé à l'itération considérée depuis l'initialisation du calcul et son équivalent normalisé.
- $t_{trans}$  et  $t_{trans}^* = t_{trans}/t_c$  sont la période depuis l'initialisation du calcul jugée comme *transitoire* qui est ignorée pour la moyenne en temps et son équivalent normalisé.
- $t_{obs}$  et  $t_{obs}^* = t_{obs}/t_c$  sont la période d'observation utilisée pour la moyenne en temps - aussi appelé *temps utile* - et son équivalent normalisé.

- $\Delta t_s$  et  $\Delta t_s^* = \Delta t_s / t_c$  sont le pas de temps d'échantillonnage pour la moyenne en temps et son équivalent normalisé.
- $N_s = t_{\text{obs}}^* / \Delta t_s^*$  est le nombre d'échantillons utilisés pour la moyenne en temps.

## 2.3 Évaluation de l'apparition et du développement des fluctuations turbulentes par instabilité inertielle sur le cas d'une couche de mélange

Les couches de mélanges sont des écoulements fondamentaux particulièrement communs et visibles sur la plupart des écoulements d'intérêt industriel. Elles s'identifient à la région de cisaillement se développant temporellement et/ou spatialement à la confluence de deux écoulements s'écoulant dans la même direction et suivant le même sens mais caractérisés par des vitesses convectives différentes. Les couches de mélanges peuvent notamment être la conséquence du décollement d'une couche limite de sa paroi. Leur rôle souvent dominant dans la dynamique des écoulements où elles apparaissent explique que leur prévision correcte est une étape incontournable à la validation d'une approche. La couche de mélange plane étudiée par Delville (1995) est produite expérimentalement via la confluence de deux écoulements parallèles initialement séparés par une mince plaque plane installée au milieu de la veine d'essai d'une soufflerie de section carrée de 0,3 m de côté, parallèle à l'écoulement. Cette plaque plane est d'une épaisseur de 3 mm et est chanfreinée de façon symétrique à partir de 50 mm du bord de fuite afin de s'y achever avec une épaisseur de 0,3 mm. Le différentiel de vitesse entre les écoulements supérieur et inférieur à la plaque plane - condition nécessaire à la génération d'une couche de cisaillement - est généré à l'aide de grilles normales à l'écoulement loin en amont au sein du canal inférieur. Ce dispositif permet de diviser approximativement par deux la vitesse de écoulement au sein de ce dernier par rapport au canal supérieur. L'épaisseur de la couche de cisaillement se formant à la confluence des deux écoulements croît linéairement en fonction de la distance parcourue depuis le bord de fuite de la plaque, principalement du fait de la diffusion turbulente induite par les fluctuations turbulentes au sein et autour de la couche de cisaillement. Outre celles déjà présentes au sein des écoulements supérieur et inférieur (e.g. fluctuations générées à l'aide d'une grille placée non loin en amont du bord de fuite), la présence de ces fluctuations turbulentes peuvent généralement s'expliquer - ici fort succinctement - de deux façons (Yoder et al. 2015) :

- la confluence des écoulements génère une instabilité inertielle de type Kelvin-Helmholtz : de larges rouleaux de vorticités orientés suivant l'envergure de la plaque apparaissent, grossissent durant leur convection à la vitesse moyenne des écoulements confluent, s'appairent, se distordent suivant l'envergure et finalement dégénèrent en structures tourbillonnaires de différentes échelles. Une redistribution de l'énergie des grandes échelles - énergisées par le cisaillement moyen - vers les plus petites - ensuite dissipées en chaleur par la viscosité moléculaire - se met alors en place (cascade directe) pour aboutir à un contenu turbulent sur une large plage fréquentielle. Suffisamment loin en aval de cette dégénérescence l'écoulement atteint un état où les profils de vitesses moyennes et les statistiques turbulentes s'avèrent auto-similaires lorsque affichés suivant les variables normalisées appropriées (cf. sous-section 2.3.3). Ce processus est aisément visible dans le cas de couche de mélange initialement laminaire, i.e. dont les couches limites incidentes qui vont entrer en confluence sont toujours à l'état laminaire. Le contenu turbulent initial est ainsi négligeable et seul le cisaillement moyen initial - dictant la dimension et l'intensité des rouleaux de vorticités - entre les écoulements inférieur et supérieur est modulé par l'épaisseur et l'historique de ces couches limites laminaires.
- Dans le cas où les couches limites incidentes sont suffisamment turbulentes l'apparition d'un contenu turbulent au sein de la couche de mélange via l'instabilité naturelle de Kelvin-Helmholtz est court-circuitée par l'advection de la turbulence interne à ces couches limites. L'épaisseur apparente de la couche de mélange (cf. sous-section 2.3.3) à sa naissance croît significativement plus vite pour atteindre de manière précoce sa croissance linéaire asymptotique.

La couche de mélange plane "incompressible" en développement spatial étudiée par Delville (1995) fait appel à des couches limites incidentes pleinement turbulentes. Elles se développent sur une distance d'au moins 1 m au travers de la veine d'essai, distance amplement suffisante pour observer ses propriétés d'auto-similarité et sa croissance linéaire. Il doit cependant être précisé que dans le cas particulier de sa reproduction par simulation numérique via des approches de type BLMLES comme la ZDES modes 1 et 2, les couches limites turbulentes incidentes sont entièrement modélisées (traitement RANS) bien que la couche de cisaillement en aval soit elle traitée suivant un comportement LES. Aucune procédure de type injection de turbulence synthétique n'est présente afin de traduire le contenu turbulent modélisé en fluctuations turbulentes résolues, au contraire de ce qu'il est fait couramment en ZDES mode 3. Ainsi si le cisaillement moyen à la naissance de la couche de cisaillement dépend entièrement de l'épaisseur et de l'historique des couches limites turbulentes modélisées incidentes, le contenu turbulent initial y est nul. L'apparition de fluctuations turbulentes s'effectue donc suivant le même processus que dans le cas d'une couche de mélange issue de couches limites laminares, bien que les gradients moyens en jeu soient significativement plus élevés du fait de l'état turbulent des couches limites incidentes.

L'approche ZDES, ici appliquée via ses modes 0/1/2, est donc évaluée (problématique (c)) quant à sa capacité à permettre au plus tôt la naissance, le développement et la dégénérescence des instabilités du seul fait des gradients moyens de vitesse en vue de tendre au plus tôt vers le comportement réel de la couche de mélange expérimentale illustrée par les mesures de Delville (1995). Les résultats de l'évaluation de l'approche ZDES SA par Deck (2012) au moyen du solveur *FLU3M* de l'ONERA sont également inclus à la comparaison afin de valider la bonne implémentation de cette approche au sein du solveur *e/sA*. Dans ce but la configuration numérique utilisée, détaillée ci-après, est au plus proche de celle employée par Deck (2012).

### 2.3.1 Configuration numérique

Le domaine de calcul et les conditions aux limites associés sont schématisés en figure 2.1(a). Une condition de paroi adiabatique est utilisée comme plaque plane infiniment mince pour générer les couches limites supérieure et inférieure dont la confluence résultera sur la naissance et le développement de la couche de mélange. Les autres conditions aux limites sont réglées afin de respecter les paramètres caractéristiques de l'expérience de Delville (1995) :

- $U_{\text{high}}$  est la vitesse de référence à l'infini amont du canal supérieur,  $U_{\text{high}} = 41,54 \text{ m.s}^{-1}$ .
- $U_{\text{low}}$  est la vitesse de référence à l'infini amont du canal inférieur,  $U_{\text{low}} = 22,4 \text{ m.s}^{-1}$ .
- $r_{cm}$  est le ratio de vitesse,  $r_{cm} = U_{\text{high}}/U_{\text{low}} = 0,53$ .
- $s_{cm}$  est le ratio de densité,  $s_{cm} = \rho_{\text{low}}/\rho_{\text{high}} \approx 1$ .
- $M_c$  est le nombre de Mach convectif basé sur la célérité du son caractéristique du canal supérieur ( $a_{\text{high}}$ ) et sur la célérité du son caractéristique du canal inférieur ( $a_{\text{low}}$ ),  $M_c = (U_{\text{high}} + U_{\text{low}})/(a_{\text{high}} + a_{\text{low}}) = 0,029$ , d'où le caractère "incompressible" de l'écoulement étudié.
- $\lambda_s$  est le paramètre vitesse-densité (e.g. Tavoularis et al. (1997) et Yoder et al. (2015)),  $\lambda_s = (1 - r_{cm}) (1 + \sqrt{s_{cm}}) / 2 (1 + r_{cm} \sqrt{s_{cm}}) = 0,307$ .
- À 10 mm en amont du bord de fuite de la plaque ( $x/L = 0,01$ ) les couches limites supérieure et inférieure doivent idéalement présenter des nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de quantité de mouvement et des facteurs de forme de  $Re_{\theta_{\text{high}}} = 2900$ ,  $H_{i_{\text{high}}} = 1,35$ ,  $Re_{\theta_{\text{low}}} = 1200$  et  $H_{i_{\text{low}}} = 1,37$ . Ceci découle des épaisseurs de couche limite ( $\delta$ ), de déplacement ( $\delta_1$ ) et de quantité de mouvement ( $\theta$ ) déterminées expérimentalement au même point de mesure ( $\delta_{\text{high}} = 9,6 \text{ mm}$ ,  $\delta_{1_{\text{high}}} = 1,4 \text{ mm}$ ,  $\theta_{\text{high}} = 1,0 \text{ mm}$  tandis que  $\delta_{\text{low}} = 6,3 \text{ mm}$ ,  $\delta_{1_{\text{low}}} = 1,0 \text{ mm}$ ,  $\theta_{\text{low}} = 0,73 \text{ mm}$ ).

Il doit être noté que la simplification de la mince plaque plane utilisé expérimentalement en une paroi infiniment mince n'est pas anodine, du moins pour les couches de mélanges issues de couches limites laminares (Laizet et al. 2010), du fait de la réduction de la composante de type sillage qu'elle génère au sein de l'écoulement. Les paramètres et quantités suivants sont également définis :

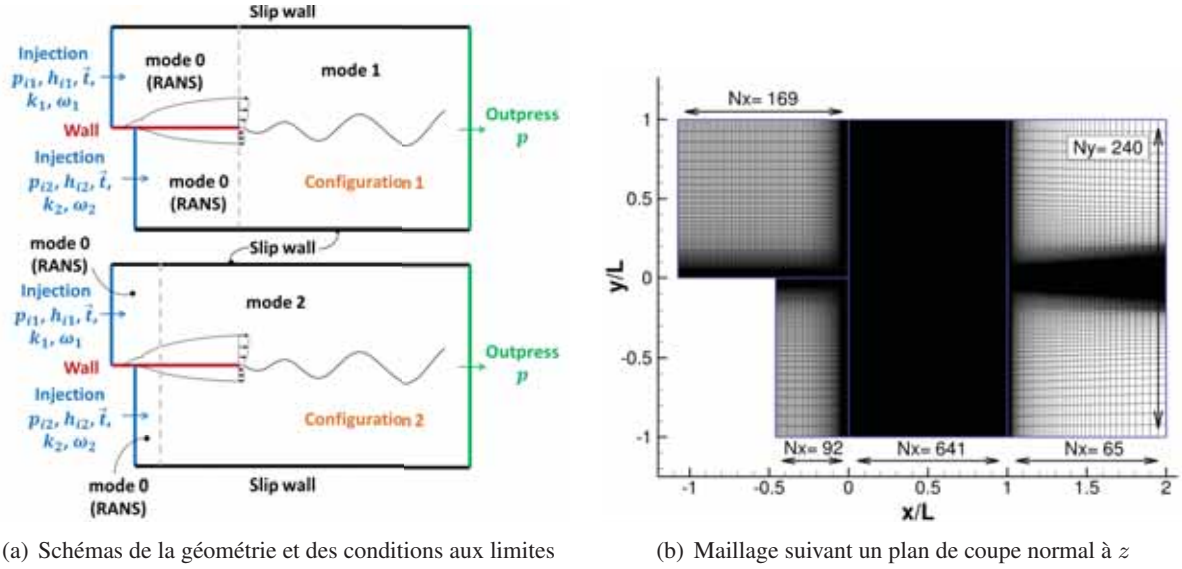


FIGURE 2.1: Vue schématique du domaine de calcul et des conditions aux limites (à gauche) et aperçu du maillage suivant un plan de coupe normal à la direction  $z$  (à droite). Spécification des modes ZDES propres à chaque bloc et nombre de cellule suivant les directions  $x$  ( $N_x$ ) et  $y$  ( $N_y$ ). Le maillage est extrudé suivant la direction  $z$  sur environ  $0,145L$  en 96 cellules d'épaisseur uniforme pour un total de  $19 \times 10^6$  de cellules.

- $U_0$  est définie comme la moyenne arithmétique des vitesses de références  $U_{\text{high}}$  et  $U_{\text{low}}$  :  $U_0 = (U_{\text{high}} + U_{\text{low}})/2 = 31,97 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .
- L'échelle de longueur caractéristique  $L$  est définie comme la dimension suivant la direction  $x$  de la région raffinée du domaine de calcul, d'où  $L = 1 \text{ m}$ .
- Le temps caractéristique  $t_c = L/U_0 = 3,128 \times 10^{-2} \text{ s}$  est défini comme le temps convectif.
- Le pas de temps numérique  $\Delta t$  est égal à  $1 \times 10^{-6} \text{ s}$  donc le pas de temps numérique normalisé  $\Delta t^* = \Delta t/t_c = 3,197 \times 10^{-5}$  comme pour l'étude de Deck (2012). Le nombre de sous-itérations de Gear est fixé à 6 (au lieu de 3 pour l'étude de Deck (2012)).

Le maillage utilisé dans la présente étude est présenté en figure 2.1(b) et est composé de 19 millions de cellules. À l'exception de la longueur plus élevée de la plaque plane (extension du domaine de calcul vers l'amont), il s'agit du même maillage que celui utilisé par Deck (2012). Ainsi en aval du bord de fuite de la plaque plane 641 points sont utilisés suivant la direction  $x$  pour discrétiser une longueur caractéristique  $L$  via un pas d'espace quasi-uniforme  $\Delta x$  de  $1,5625 \times 10^{-3} \text{ m}$  en moyenne ( $1,5 \times 10^{-3} \text{ m}$  en  $x/L = 0$ ). Un pas d'espace uniforme de  $1,5158 \times 10^{-3} \text{ m}$  est utilisé pour extruder le plan de maillage présenté en figure 2.1(b) suivant  $z$  sur environ  $0,145L$  (au lieu de  $0,3L$  en soufflerie) via 96 cellules. Cette longueur d'extrusion est proche de celle de  $0,15L$  proposée par Tenaud et al. (2005) qui a montré qu'un doublement de cette dernière n'a qu'un effet négligeable sur la solution moyenne. Suivant  $y$  le pas d'espace n'est pas uniforme mais s'affine ( $\Delta y < \Delta x$ ) autour de  $y/L = 0$  de façon à assurer la présence d'au moins 30 cellules dans l'épaisseur de vorticité initiale (mesure expérimentale) juste en aval du bord de fuite de la plaque plane. Comme exposé par les tableaux 2.3 et 2.4 ces caractéristiques permettent de respecter les pratiques présentées en section 1.4 et en particulier au tableau 1.2. Toutefois le calcul de  $\delta_{\omega_0}$  avec l'équation (2.7) mène à une valeur bien plus faible que celle issue d'une extrapolation des mesures expérimentales et implique que les valeurs de  $\delta_{\omega_0}/\Delta x$  et  $\delta_{\omega_0}/\Delta z$  seraient respectivement 8 et 12 fois trop faibles<sup>6</sup>. Cette indication n'a pas fait l'objet d'une vérification a posteriori.

L'utilisation de conditions de glissement aux frontières supérieure et inférieure et de conditions de

6. Si les critères  $\Delta x \leq \delta_{\omega}/2$ ,  $\Delta y \leq \delta_{\omega}/15$  et  $\Delta z \leq \delta_{\omega}/3$  (cf. sous-section 2.4.1) sont pris comme référence, ce qui est également un choix discutable.

Quantité	Couches limites au bord de fuite de la plaque plane séparatrice			
	ZDES ( $x/L = 0$ )		Exp. ( $x/L = -0,01$ )	
	Canal supérieur	Canal inférieur	Canal supérieur	Canal inférieur
$\delta$	11,34 - 13,10 mm	7,51 - 8,30 mm	9,6 mm	6,3 mm
$\delta_1$	1,72 - 1,79 mm	1,23 - 1,28 mm	1,4 mm	1,0 mm
$\theta$	1,26 - 1,31 mm	0,859 - 0,863 mm	1,0 mm	0,73 mm
$H_i$	1,37 - 1,43	1,43 - 1,49	1,35	1,37
$N_y$ sur $\delta$	41 - 43	37 - 38	39	36
$\Delta x$	1,5 mm			
$\Delta y_{min}$	0,01 mm			
$\Delta z$	1,5158 mm			
Quantité	Couche de mélange initiale ( $x/L = \Delta x/L = 1,5 \times 10^{-03}$ )			
$\delta_{\omega_0}$	0,4 mm (équation (2.7))		6,5 mm (extrap. mesures)	
$N_y$ sur $\delta_{\omega_0}$	17 - 20		> 30	
$\delta_{\omega_0}/\Delta x$	1/4		4	
$\delta_{\omega_0}/\Delta y_{min}$	40		750	
$\delta_{\omega_0}/\Delta z$	1/4		4	

Tableau 2.3: Grandeurs intégrales des couches limites et de la couche de mélange à proximité du bord de fuite de la plaque plane séparatrice pour les quatre simulations ZDES (intervalles des valeurs constatées) et l'expérience de Delville (1995). Discrétisation associée, en écho aux recommandations citées en section 1.4. Le paramètre  $\delta_{\omega_0}$  correspond à l'épaisseur initiale de vorticité en  $x/L = \Delta x/L = 1,5 \times 10^{-03}$  déterminée au moyen de l'équation (2.7) pour les simulations et extrapolée à partir des données de référence (cf. figure 2.9) pour l' p rience de Delville (1995). Le paramètre  $N_y$  correspond au nombre de cellules suivant la direction  $y$  sur une distance donnée.

périodicité aux frontières latérales du domaine de calcul, associée à la dimension élevée ( $2L$  au lieu de  $0,3L$  en soufflerie) du domaine de calcul suivant  $y$  au regard de l'épaisseur de la couche de mélange (de  $0,0016L$     $0,007L$  environ) assurent que le gradient de pression longitudinal moyen soit quasiment nul, à l'image de ce qui a été visé lors de l' p rience via le réglage de l'évasement des parois supérieure et inférieure de la veine d'essai de 1,2 m de long. Pour rappel cette discrétisation spatiale et le pas de temps précédemment mentionné amène le nombre de CFL basé sur la somme des vitesses acoustique et convective locales à un maximum de 35, situé au sein des couches limites (Deck 2012). Le nombre de CFL basé sur la vitesse caractéristique  $U_0$  atteint un maximum de 3 pour la taille de maille minimale constatée i.e.  $\Delta y_{min}$ , et est égal à  $0,0213$  pour  $\Delta x = 1,5 \times 10^{-3}L$ .

Il doit être noté qu'outre un maillage et un pas de temps identique (  l'exception du nombre de sous-itt rations), l'étude de Deck (2012) avec le solveur *FLU3M* fait appel aux même méthodes numériques que celles ici utilisées (cf. sous-section 2.2.2) : le schéma spatial AUSM+(P) amélioré par Mary et Sagaut (2002), la reconstruction des flux non visqueux à l'aide d'une méthode MUSCL d'ordre 3 et l'intégration en temps via le schéma implicite Euler rétrograde de Gear (1971) d'ordre 2.

Une lecture attentive des évaluations d'approche LES ou hybride RANS/LES citées précédemment, auxquelles pourraient être ajoutés les travaux plus récents de Peng (2017) et Molina et al. (2017), montre que ce cas de couche de mélange est reproduit suivant des paramètres souvent identiques. Depuis Tenaud et al. (2005) le domaine de calcul a systématiquement une dimension de  $0,15L$  suivant  $z$ . Si la dimension suivant  $y$  suit celle de la soufflerie ( $0,3L$ ) pour les simulations effectuées par Kok et Ven (2010), Kok

Lieu	$\Delta x^+$	$\Delta y_{min}^+$	$\Delta z^+$	$N$ sous $y^+ = 10$
Canal supérieur	158 – 168	1 – 1,125	156 – 166	6
Canal inférieur	95 – 97	0,63 – 0,64	94 – 96	8

Tableau 2.4: Intervalles des valeurs constatées pour les simulations ZDES SA et ZDES SST HV F2 des critères présentés en tableau 1.2 sur les cellules proches ou à la surface de la plaque plane séparatrice, juste en amont de son bord de fuite ( $x/L = 0$ ).

et Ven (2012), Fuchs et al. (2014) et Peng et al. (2014), c'est ensuite la dimension utilisée par Deck (2012) ( $2L$ ) qui sera systématiquement reprise. Les pas d'espace suivant  $x$  et  $z$  dans la zone d'intérêt sont systématiquement égaux à  $1,5625 \times 10^{-3}L$  ou au double de cette valeur afin de disposer d'une discrétisation "fine" et d'une discrétisation "grossière". Cette dernière permet de mettre en exergue les différences de performance entre les approches évaluées, à condition que le solveur et les méthodes numériques utilisées soit identiques (cf. Haase et al. (2017), page 224). La discrétisation suivant  $y$  n'est jamais précisée car fortement évolutive puisque découlant de celle des couches limites incidentes mais entre 30 et 80 cellules sont systématiquement utilisées dans la hauteur cumulée de ces dernières à la naissance de la couche de mélange. Ainsi  $\Delta y$  est très inférieur à  $\Delta x$  et  $\Delta z$ . Le pas de temps est choisi de manière plus libre car suivant l'étude considérée le nombre de CFL =  $U_0 \Delta t / \Delta x$  varie entre 0,02 (e.g. Deck (2012) et Molina et al. (2017)) et 0,2 (e.g. Kok et Ven (2012) et Haase et al. (2017)) voire 0,8 (e.g. Kok et Ven (2010) et Shur et al. (2015)). Les solveurs et méthodes numériques sont évidemment propres à chaque étude (cf. section 1.4).

Dans la présente étude quatre simulations ont été exécutées au moyen de trois approches (cf. tableau 2.1) : la ZDES SA, la ZDES SST et la ZDES SST HV WALE. Les résultats sont comparés à la base de données de Delville (1995) et aux résultats de l'évaluation de la ZDES SA par Deck (2012) au travers du solveur *FLU3M*. Les trois approches ZDES évaluées sont appliquées suivant la configuration 1 présentée en figure 2.1(a) : le mode 0 (i.e. un comportement RANS) est utilisé en amont du bord de fuite de la plaque plane et le mode 1 est utilisé partout ailleurs. Cette configuration permet d'isoler la problématique (c) : la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES. En effet l'utilisation du mode 1 en aval du bord de fuite de la plaque impose a priori un passage quasiment immédiat vers un traitement suivant un comportement LES. L'importance du retard à la naissance et au développement des instabilités, puis la cohérence du niveau des tensions de Reynolds modélisées (problématique (e)) ne dépend alors que de la performance de l'approche ZDES quant à la réduction du niveau des tensions de Reynolds modélisées vers celui consistant avec un modèle de sous-maille et au comportement de ce modèle de sous-maille. Outre la ZDES SA et la ZDES SST il est donc particulièrement intéressant d'évaluer sur ce cas générique les variantes visant à améliorer le comportement LES de l'approche ZDES, telles que la ZDES SST WALE ou la ZDES SST SIGMA. Seule la première a pu être évaluée dans les moyens impartis. Elle le fut dans sa version HV (ZDES SST HV WALE et non ZDES SST WALE) afin d'assurer un traitement LES de tout le domaine de calcul en aval du bord de fuite de la plaque plane, après avoir constaté la présence d'ilots de RANS dans la simulation ZDES SST. Cependant ceci n'a très probablement aucune incidence sur les résultats au vue de ce qui est démontré sur le cas de la marche descendante (cf. section 2.4). Les résultats de Deck (2012) relèvent de la configuration 1.

Une seconde configuration (configuration 2, cf. figure 2.1(a)) est également utilisée pour une simulation supplémentaire avec l'approche ZDES SST : le mode 0 (i.e. un comportement RANS) est utilisé uniquement loin en amont du bord de fuite tandis que le mode 2 est utilisé partout ailleurs<sup>7</sup>. La fonction

7. Pour la configuration 1 le mode 0 est utilisé depuis le début du domaine de calcul jusqu'à  $x/L = 0$ , le mode 1 est utilisé depuis  $x/L = 0$  jusqu'à la fin du domaine de calcul. Pour la configuration 2 le mode 0 est utilisé depuis le début du domaine de calcul jusqu'à  $x/L = -0,3$  (aussi bien dans le canal supérieur que dans le canal inférieur), le mode 2 est utilisé depuis  $x/L = -0,3$  jusqu'à la fin du domaine de calcul. Les positions données correspondent à des arêtes de bloc de cellules pour le

de protection du mode 2 est susceptible d'aggraver le retard à la naissance et au développement des instabilités du fait d'un passage tardif vers un traitement LES en aval du bord de fuite de la plaque plane. C'est cette difficulté qu'il s'agit d'évaluer en premier lieu grâce à cette quatrième simulation. Aussi, au contraire de la configuration 1, les couches limites turbulentes se développant sur la plaque plane sont susceptibles de différer significativement de la solution d'une simulation RANS si la fonction de protection de l'approche ZDES évaluée ne les protège pas suffisamment. Ainsi, bien que la problématique (a) - la détection de la frontière des couches limites - soit spécifiquement évaluée sur le cas de la marche descendante (cf. section 2.4), elle peut éventuellement être d'importance sur cette simulation.

Il peut être précisé qu'aux conditions d'entrée supérieure (indice 1) et inférieure (indice 2) l'enthalpie spécifique totale ( $\tilde{h}_{i1}$  et  $\tilde{h}_{i2}$ ) et la pression totale ( $p_{i1}$  et  $p_{i2}$ ) sont imposées tandis que seule la pression statique ( $p$ ) est imposée à la condition de sortie (cf. figure 2.1(a)). Le vecteur unitaire d'injection aux conditions d'entrée est défini comme parallèle à la plaque plane. Les profils de vitesse en entrée du domaine de calcul sont donc uniformes. Pour la simulation ZDES SA,  $\rho\tilde{\nu}$  est fixé à  $1 \times 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s aux deux conditions d'injection à l'instar des simulations de Deck (2012). Pour les simulations ZDES SST HV WALE et ZDES SST (config. 1 et config. 2), les valeurs de  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont fixées pour reproduire le taux de turbulence extérieur ( $Tu$ ) expérimental de 0,3% et une valeur arbitraire du ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ) égale à  $1 \times 10^{-3}$  est choisie pour les deux conditions d'entrées<sup>8</sup>. D'après Tavoularis et al. (1997) (pages 30) ce taux de turbulence extérieur est a priori suffisant pour avoir un effet non négligeable sur le taux d'épaississement de la couche de mélange car  $Tu \approx 0,3\% > 0,5\lambda_s\% \approx 0,15\%$ . Cependant sa résolution n'apparaît pas indispensable a posteriori pour obtenir un taux d'épaississement correct.

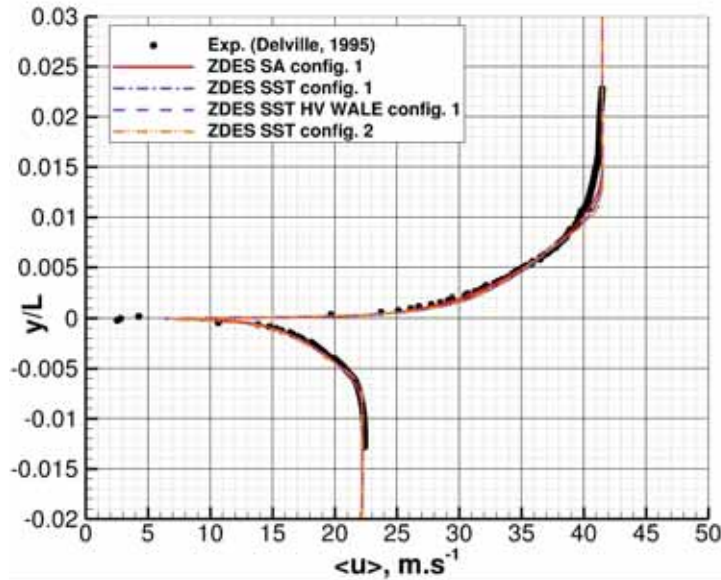


FIGURE 2.2: Simulations ZDES de la couche de mélange : profils de la composante longitudinale de la vitesse moyenne ( $\langle u \rangle$ ) suivant la direction  $y$  au niveau du bord de fuite de la plaque plane. Concernant les simulations effectuées avec *e/sA*, les profils sont également moyennés en envergure,  $t_{\text{obs}}^* = 6,07$  pour la ZDES SA,  $t_{\text{obs}}^* = 6,97$  pour la ZDES SST,  $t_{\text{obs}}^* = 2,3$  pour la ZDES SST HV WALE et  $t_{\text{obs}}^* = 2,3$  pour la ZDES SST config 2 tandis que  $\Delta t_s^* = 3,2 \times 10^{-5}$ . Les données expérimentales sont issues de la base de données de Delville 1995.

La figure 2.2 présente la composante longitudinale  $u$  de la vitesse moyennée en temps et en envergure

maillage utilisé dans les simulations exposées.

8. Les conditions aux limites sont les suivantes : en entrée  $\tilde{h}_{i1} = 289\,531,45$  J.kg<sup>-1</sup>,  $\tilde{h}_{i2} = 289\,818,16$  J.kg<sup>-1</sup>,  $p_{i1} = 100\,404,83$  Pa et  $p_{i2} = 99\,662,16$  Pa. Pour la simulation ZDES SA :  $\tilde{\nu}_1 \approx \tilde{\nu}_2 \approx 8,3 \times 10^{-07}$  m<sup>2</sup>.s. Pour les simulations ZDES SST et ses variantes :  $k_1 = 0,023075$  m<sup>2</sup>.s<sup>-2</sup>,  $\omega_1 = 1\,552\,150,60$  s<sup>-1</sup>,  $k_2 = 0,006537$  m<sup>2</sup>.s<sup>-2</sup>,  $\omega_2 = 439\,740,26$  s<sup>-1</sup>. En sortie  $p = 99\,372,19$  Pa. Aussi  $S_{\text{suth}} = 110,4$  K,  $T_{\text{suth}} = 288,15$  K,  $\mu_{\text{suth}} = 1,78938 \times 10^{-05}$  kg.m<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>,  $\gamma_{\text{gaz}} = 1,4$ ,  $r_{\text{gaz}} = 287,053$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>, et  $c_v = 717,6325$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

le long de la normale à la paroi au niveau du bord de fuite de la plaque plane. Les résultats des simulations sont moyennés en temps sur une période de  $t_{\text{obs}}^* = 6,07$  pour la ZDES SA,  $t_{\text{obs}}^* = 6,97$  pour la ZDES SST,  $t_{\text{obs}}^* = 2,3$  pour la ZDES SST HV WALE et  $t_{\text{obs}}^* = 2,3$  pour la ZDES SST config 2 après une période transitoire d'environ  $t_{\text{trans}}^* = 3,2$  pour toutes les simulations. Le pas de temps d'échantillonnage est égal au pas de temps numérique d'où  $\Delta t_s^* = 3,197 \times 10^{-5}$ . Ces paramètres sont identiques pour les figures 2.2, 2.9, 2.10 et 2.11. Les données expérimentales et les résultats numériques sont comparés en figure 2.2. Les profils de couches limites sont très similaires entre les résultats d'*elsA* et de *FLU3M* et sont en bon accord avec les données expérimentales. Cela prouve que les conditions aux limites (en particulier la longueur des conditions de glissement et d'adhérence ainsi que la position de la transition laminaire-turbulent imposées indépendamment sur chacune des deux faces de la plaque plane<sup>9</sup>) sont correctement calibrées pour assurer un écoulement conforme en amont du bord de fuite de la plaque plane. Du fait de la nature asymptotique de  $\delta$ , du comportement spécifique de chaque modèle de turbulence sous-jacent et du rognage de la couche limite en mode 2 comme exposé ci-après, l'accord entre simulations et expérience pour le profil de vitesse moyenne au bord de fuite de la plaque plane séparatrice (figure 2.2) n'est pas synonyme d'un accord fin quant aux quantités intégrales caractérisant ces profils (cf. tableau 2.3).

Suite à la présentation de la mise en données des simulations et à la démonstration de la calibration correcte des conditions aux limites, une analyse des champs instationnaires, des champs moyens et des distributions spectrales de vitesse va être exposée au regard des objectifs précédemment évoqués. La simulation ZDES SST config. 2 y sera également dénommée simulation ZDES SST mode 2.

### 2.3.2 Analyse de l'écoulement instantané

La figure 2.3 montre une isosurface de critère  $Q$  (précisément  $Q = 100U_{\text{high}}^2/L^2$ ) en aval du bord de fuite de la plaque plane (en gris) jusqu'en  $x/L = 1$  pour les quatre simulations ZDES. Comme pour toutes les données surfaciques et volumiques présentées dans ce chapitre, le champ de l'amplitude normalisée de la vitesse  $((vel. mag. - U_{\text{low}})/(U_{\text{high}} - U_{\text{low}}))$  est affiché sur ces structures suivant une palette de couleur de type *blue-red diverging* (Moreland 2009). Une vue de dessus de ces mêmes structures jusqu'en  $x/L = 0,32$  est présentée, de façon à apprécier la position de l'apparition des premiers rouleaux de vorticités visibles via la même valeur de critère  $Q$  et dus à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Le temps adimensionné écoulé depuis le démarrage de chaque simulation jusqu'à l'extraction de ces visualisations instantanées ( $t_{\text{inst}}^*$ ) est indiqué afin de montrer que le comportement transitoire de la simulation a été évacué du domaine de calcul. Globalement les quatre simulations ZDES présentent la même topologie : une apparition de rouleaux grossièrement bidimensionnels orientés suivant l'envergure de la plaque aux alentours de  $x/L = 0,05$ , leur épaissement et distorsion progressive jusqu'en  $x/L = 0,15$  environ

9. Pour la simulation ZDES SA : sur la face supérieure de la plaque plane une condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/L = -1,076$  tandis qu'une condition d'adhérence est appliquée depuis  $x/L = -1,076$  jusqu'au bord de fuite en  $x/L = 0$ . La couche limite modélisée s'y développant est forcée à l'état laminaire depuis le début de la condition d'adhérence ( $x/L = -1,076$ ) jusqu'à  $x/L = -0,708$  en y modifiant le champ de la viscosité turbulente  $\mu_t$  par sa multiplication avec une intermittence nulle. Ce forçage n'est plus utilisé depuis  $x/L = -0,708$  jusqu'au bord de fuite en  $x/L = 0$  (ni même après). L'intermittence y est égale à l'unité et la couche limite modélisée tend presque instantanément vers un comportement de couche limite turbulente. Sur la face inférieure de la plaque plane la condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/L = -0,46$  et la condition d'adhérence depuis  $x/L = -0,46$  jusqu'au bord de fuite en  $x/L = 0$ . La couche limite modélisée s'y développant est forcée à l'état laminaire depuis le début de la condition d'adhérence ( $x/L = -0,46$ ) jusqu'à  $x/L = -0,388$ .

Pour les simulations ZDES SST, ZDES SST HV WALE et ZDES SST config. 2 : Sur la face supérieure de la plaque plane la condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/L = -0,98$  et la condition d'adhérence depuis  $x/L = -0,98$  jusqu'au bord de fuite en  $x/L = 0$ . La couche limite modélisée s'y développant est forcée à l'état laminaire depuis le début de la condition d'adhérence ( $x/L = -0,98$ ) jusqu'à  $x/L = -0,836$ . Sur la face inférieure de la plaque plane la condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/L = -0,46$  et la condition d'adhérence depuis  $x/L = -0,46$  jusqu'au bord de fuite en  $x/L = 0$ . La couche limite modélisée s'y développant est forcée à l'état laminaire depuis le début de la condition d'adhérence ( $x/L = -0,46$ ) jusqu'à  $x/L = -0,436$ .

Sur ses deux faces la plaque plane est considérée comme une paroi adiabatique. Les positions données correspondent ici à des arêtes de face (et non à des centres de face) du maillage pariétal de la plaque plane des simulations exposées, tandis que les conditions aux limites ont été appliquées aux centres des faces (solveur *elsA* structuré centré cellule).



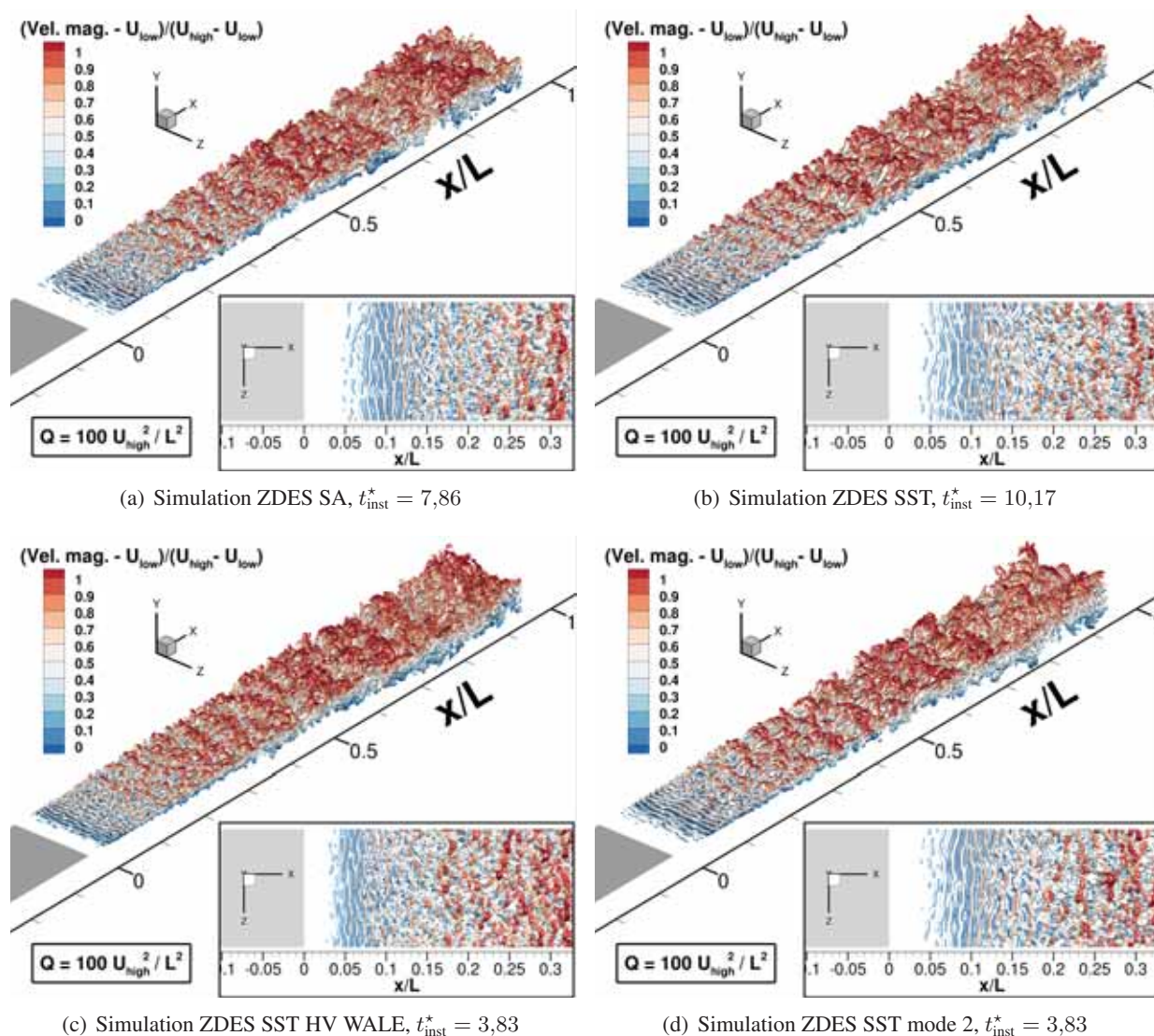


FIGURE 2.3: Simulations ZDES de la couche de mélange : isosurface de critère  $Q$  coloré par l'amplitude normalisée de la vitesse  $((vel. mag. - U_{low}) / (U_{high} - U_{low}))$ .

puis leur dégénérescence quasi-instantanée en structures tourbillonnaires fortement tridimensionnelles initiant la croissance linéaire de l'épaisseur apparente de la région turbulente (i.e. de la couche de mélange) jusqu'en  $x/L = 1$ . Il peut être noté la présence de structures en épingle à cheveux à la frontière de la région turbulente avec l'écoulement supérieur (haute vitesse), structures couramment rencontrées dans différents écoulements génériques tels que les couches limites. Ces visualisations permettent d'affirmer que les quatre approches ZDES prévoient des écoulements instationnaires qualitativement identiques, même entre ZDES SA et ZDES SST. Ceci est souhaitable et attendu car le modèle de turbulence sous-jacent à chaque approche ZDES ne joue qu'un rôle mineur dans une telle configuration (comportement a priori LES en aval de  $x/L = 0$ ), précisément celui d'un modèle de sous-maille dont la valeur de  $C_{DES}$  est fixée suivant le modèle en question pour tendre vers des comportements similaires (cf. sous-section 1.2.1.2). vis-à-vis de la problématique (c) (la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES), aucune différence n'est clairement perceptible entre les simulations ZDES SA, ZDES SST et ZDES SST mode 2. La fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) semble donc être sans conséquence significative sur le passage d'un comportement RANS à un comportement LES en  $x/L = 0$ . En revanche une apparition légèrement plus précoce (en  $x/L = 0,03$  au lieu de  $x/L = 0,05$ ) des premiers rouleaux est visible pour la simulation

ZDES SST HV WALE par rapport aux trois autres simulations. Ceci semble cohérent avec l'amélioration du comportement du modèle de sous-maille proposée par l'approche ZDES SST HV WALE vis-à-vis de la turbulence essentiellement bidimensionnelle (cf. sous-sous-section 1.2.1.2). Cette observation reste à confirmer quantitativement.

La figure 2.4 montre des visualisations instantanées de la pression statique normalisée ( $Z_p$ , Équation (2.1)), de la température statique normalisée ( $Z_T$ , Équation (2.2)) et du ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ) sur un plan de coupe tel que  $z/L = 4,5 \times 10^{-3}$ , centré sur la couche de mélange entre  $x/L = 0$  et  $x/L = 0,3$ . Ces variables sont définies comme suit :

$$Z_p = \frac{\left(\frac{p}{p_{\text{ref}}} - 1\right)}{\left(1 + \frac{(\gamma_{\text{gaz}} - 1)}{2} M_{\text{ref}}^2\right)^{\frac{\gamma_{\text{gaz}}}{(\gamma_{\text{gaz}} - 1)}}} \quad (2.1) \quad \square$$

$$Z_T = \frac{T - T_{\text{ref}}}{T_{\text{low}} - T_{\text{high}}} \quad (2.2) \quad \square$$

Le nombre de Mach de référence  $M_{\text{ref}}$  est pris comme la moyenne arithmétique des nombres de Mach  $M_{\text{high}} = 0,122$  et  $M_{\text{low}} = 0,0645$  d'où  $M_{\text{ref}} = 0,09315$ . Pour que les fluctuations soient visibles la pression statique de référence  $p_{\text{ref}}$  est propre à chaque simulation et est choisie comme la pression statique en  $x/L = 0,1$  et  $y/L = -0,03$  sur le plan de coupe considéré. La température statique de référence  $T_{\text{ref}}$  est la moyenne arithmétique des températures statiques  $T_{\text{high}} = 287,33$  K et  $T_{\text{low}} = 288,22$  K d'où  $T_{\text{ref}} = 287,78$  K. Les figures 2.4(a) à 2.4(h) illustrent l'émergence des instabilités de Kelvin-Helmholtz associées aux fluctuations de pression et aux structures tourbillonnaires bidimensionnelles perdant leur cohérence tandis qu'elles sont convectées vers l'aval. Elles mènent à des conclusions similaires à celles dressées vis-à-vis de la figure 2.4. Elles mettent cependant en perspective ce qui peut être observé sur les figures 2.4(i) à 2.4(l) : l'approche ZDES SA semble réduire plus rapidement le niveau de viscosité turbulente hérité des couches limites incidentes en  $x/L = 0$  que l'approche ZDES SST, sans pour autant accélérer l'apparition des instabilités. Cette disparition plus rapide de  $\mu_t/\mu$  est certainement due à la balance entre la convection, la diffusion, la production et la destruction de la viscosité turbulente ou de ses composantes en faveur de l'approche ZDES SA. Aussi cette approche génère une viscosité turbulente de sous-maille moins importante que la ZDES SST à partir de la tridimensionnalisation de ces instabilités (ici entre  $x/L = 0,1$  et  $x/L = 0,3$ ). L'utilisation du mode 2 (cf. simulation ZDES SST mode 2) à la place du mode 1 n'a pas de conséquence sur ces points ; en revanche la hauteur des couches limites incidentes semble plus faible que pour les autres simulations au vue du champ de  $\mu_t/\mu$  entre  $x/L = 0$  et  $x/L = 0,03$ . Ceci témoigne probablement d'un rognage de ces couches limites par la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) qui doit être quantifié mais qui n'apparaît pas ici suffisamment néfaste pour avoir un impact sur la topologie de l'écoulement. L'approche ZDES SST HV WALE présente le même champ de  $\mu_t/\mu$  que la ZDES SST au voisinage de la plaque malgré des instabilités plus précoces. En revanche elle permet de réduire la viscosité de sous-maille à l'instar de la ZDES SA. Ces observations principalement qualitatives sont à vérifier plus quantitativement et à analyser à l'aide des champs moyennés en temps et en envergure.

### 2.3.3 Analyse de l'écoulement moyen

S'agissant d'approches hybrides RANS/LES il est avant tout nécessaire de vérifier la distribution des régions traitées suivant un comportement RANS, des régions traitées suivant un comportement LES ainsi que des régions tampons dites "zones grises" traitées suivant un comportement intermédiaire (cf. Introduction et chapitre 1). Une façon pratique de vérifier cette distribution consiste à observer le champ du senseur  $\lambda$  (1.45) égal à 0 dans les régions traitées via un comportement RANS, à 1 dans les régions traitées via un comportement LES et variant continûment entre 0 et 1 au sein des zones grises.

La figure 2.5 montre ce champ moyenné en temps et en envergure pour les quatre simulations ZDES, sur un plan normal à  $z$  centré sur la couche de mélange entre  $x/L = -0,02$  et  $x/L = 0,3$ . Au contraire des figures précédentes les axes  $x$  et  $y$  sont ici déformés pour mettre en évidence le devenir des couches

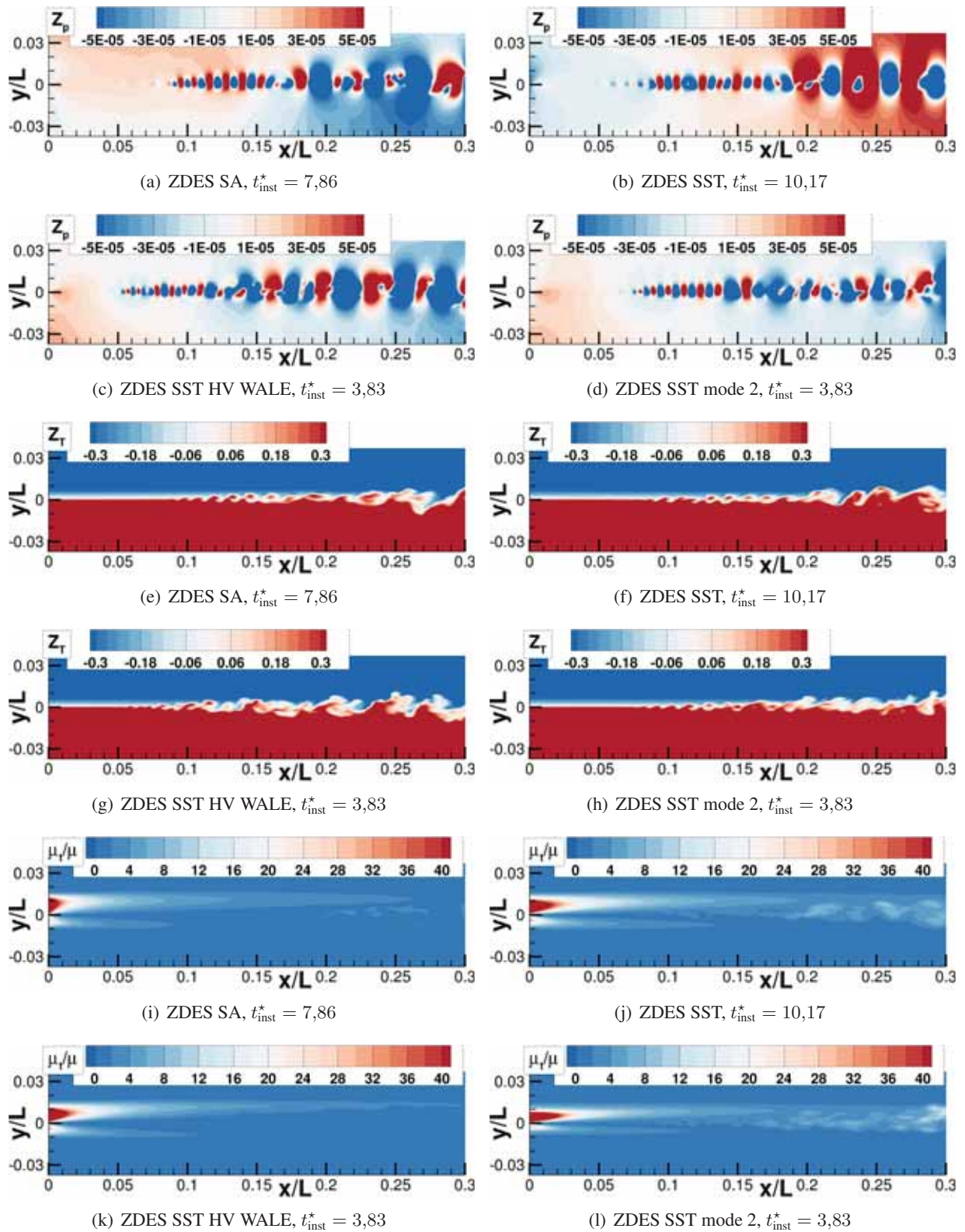


FIGURE 2.4: Simulations ZDES de la couche de mélange : instantané des champs de la pression statique normalisée ( $Z_p$ , Équation (2.1)), température statique normalisée ( $Z_T$ , Équation (2.2)) et ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ) sur un plan de coupe tel que  $z/L = 4,5 \times 10^{-3}$ . Le bord de fuite de la plaque plane est en  $x/L = 0,0$ .

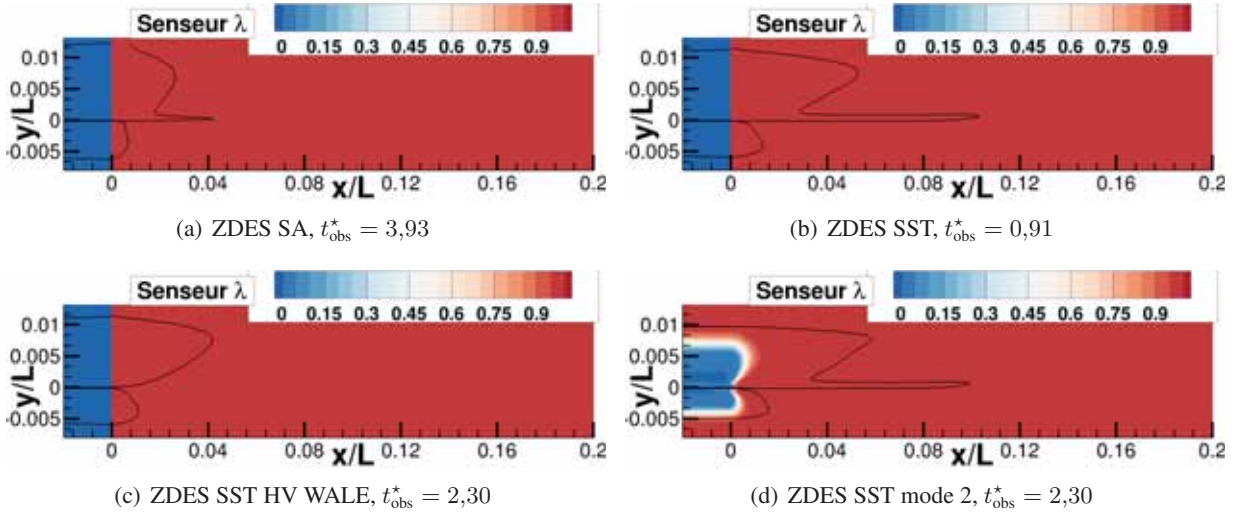


FIGURE 2.5: Simulations ZDES de la couche de mélange : champs moyennés en temps et en envergure du capteur  $\lambda$  (cf. (1.45),  $\lambda = 0$  dans les régions purement RANS,  $\lambda = 1$  dans les régions purement LES) sur un plan normal à  $z$ . Le bord de fuite de la plaque plane est en  $x/L = 0,0$ . L'isoligne de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| = 0,2$  (2.3) est indiquée en noir.

limites incidentes. Une isoligne de la valeur absolue de la moyenne du moment d'ordre deux modélisé  $\overline{u'v'}$  ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| = 0,2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ , cf. équation (2.3)) est affichée en noir à titre indicatif mais sera plus amplement analysée en figure 2.6. Comme attendu les trois simulations relevant de la configuration 1 (cf. figure 2.1) traitent le domaine de calcul en amont du bord de fuite de plaque ( $x/L \leq 0$ ) suivant un comportement RANS du fait du mode 0 qui y est appliqué, tandis que la transition vers un comportement LES est instantanée en aval du bord de fuite ( $x/L > 0$ ) du fait du mode 1 qui y est utilisé. En revanche la simulation ZDES SST mode 2 relevant de la configuration 2 utilise le mode 2 sur tout le champ exposé : les couches limites inférieure et supérieure sont traitées suivant un comportement RANS dans - en théorie - leur entière épaisseur tandis que le reste de l'écoulement est traité suivant un comportement LES. La zone grise au passage RANS/LES est d'une épaisseur non nulle. C'est ce qui semble être le cas sur la figure 2.5(d). Cependant il peut être noté un très léger retard à la transition vers un comportement LES suivant la direction  $x$  en aval du bord de fuite de la plaque plane ( $\lambda = 1$  pour  $x/L > 0,012$  au lieu de  $x/L > 0$ ), en particulier au niveau des parties externes des couches limites ( $y/L = 0,004$  et  $y/L = -0,0025$ ). Que ce retard ne soit visible qu'en aval de la partie externe des couches limites s'explique sans doute par la conjonction du (i) niveau élevé du  $\mu_t$  incident (celui-ci tendant vers 0 à la paroi) et donc du ratio  $\sqrt{k}/\beta^* \omega$  intervenant dans la formulation de  $1 - F_F$  (1.69) et de (ii) la taille de maille plus importante dans cette région qu'en très proche paroi qui induit une longueur  $L_{LES}$  (1.28) plus grande retardant indirectement l'advenu de  $1 - F_F = 1$  (cf. sous-section 1.2.4). Indépendamment de ce retard, la conséquence du rognage des couches limites incidentes par la fonction de protection de l'approche ZDES SST en mode 2 peut être observée en comparant la position des isolignes de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| = 0,2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  suivant  $y/L$  en  $x/L = -0,02$  : pour les simulations ZDES SST et ZDES SST HV WALE elles sont en  $y/L = 0,01125$  et  $y/L = -0,0058$  tandis que pour la simulation ZDES SST mode 2 elles sont en  $y/L = 0,01$  et  $y/L = -0,005$ . Les couches limites y semblent donc environ 10 à 13% moins épaisses, en accord avec la dispersion de  $\delta$  (cf. tableau 2.3).

La figure 2.6, suivant la même disposition que la figure 2.5, montre la valeur absolue de la moyenne du moment d'ordre deux modélisé  $\overline{u'v'}$  ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3)), de la valeur absolue de la moyenne de ce moment d'ordre deux dû aux fluctuations turbulentes résolues ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}|$  (2.4)) et du ratio moyen de

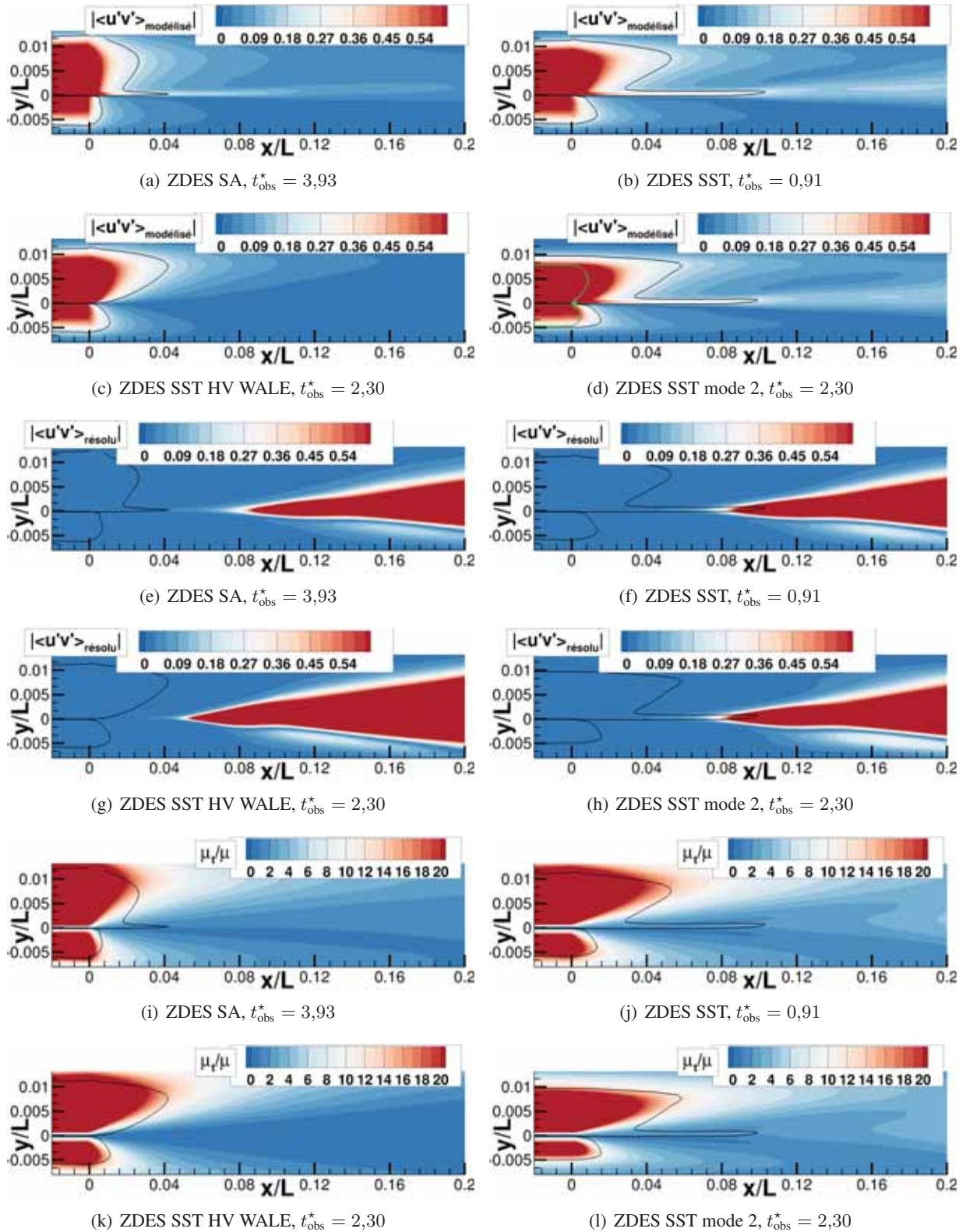


FIGURE 2.6: Simulations ZDES de la couche de mélange : champs moyennés en envergure de la valeur absolue de la moyenne du moment d'ordre deux modélisé  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  ( $\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}$ , cf. équation (2.3)), de la valeur absolue de la moyenne de ce moment d'ordre deux dû aux fluctuations turbulentes résolues ( $\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}$ , cf. équation (2.4)) et du ratio moyen de viscosité ( $\langle \mu_t/\mu \rangle$ ) sur un plan normal à  $z$ . L'isoligne de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| = 0,2$  est indiquée en noir. L'isoligne de  $\lambda = 0,8$  (1.45) est ajoutée en vert sur la figure 2.6(d). Le bord de fuite de la plaque plane est en  $x/L = 0,0$ .

viscosité ( $\langle \mu_t / \mu \rangle$ ). Ces quantités sont approximées suivant les formulations suivantes :

$$|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| \approx \left| -2\mu_t \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) / \bar{\rho} \right| \quad (2.3) \square$$

$$|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}| = |\overline{uv} - \bar{u}\bar{v}| \quad (2.4) \square$$

Pour des raisons typographiques la décomposition d'une variable quelconque  $(\bullet)$  en une partie moyenne et une partie fluctuante au sens de Reynolds apparait aussi bien sous la forme  $(\bullet) = \overline{(\bullet)} + (\bullet)'$  que sous la forme  $(\bullet) = \langle (\bullet) \rangle + (\bullet)'$ , formes strictement équivalentes. La décomposition au sens de Favre n'apparait que sous la forme  $(\bullet) = \widetilde{(\bullet)} + (\bullet)''$ . À titre indicatif l'isoligne de  $\lambda = 0,8$  est ajoutée en vert sur la figure 2.6(d). Du fait de la planéité de la plaque plane et de son orientation avec le repère orthonormé utilisé le moment d'ordre deux  $\overline{u'v'}$  est associé à la contrainte de cisaillement dominante au sein des couches limites inférieure et supérieure. L'observation de son niveau modélisé et de son niveau résolu témoigne donc directement du traitement de la turbulence au sein de la simulation. Ainsi il apparait que son niveau modélisé ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3)), à l'instar du ratio de viscosité ( $\langle \mu_t / \mu \rangle$ ), s'effondre rapidement au sein des régions traitées en LES (cf. figure 2.5). Cette décroissance n'est pas instantanée mais accuse d'un retard proportionnel au niveau hérité depuis l'amont ainsi que la taille des mailles locales modulant l'importance de la longueur  $L_{LES}$  (1.28). Ceci est valable pour toutes les simulations ZDES (configurations 1 et 2). D'autre part le niveau résolu ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}|$  (2.4)) ne rejoint qu'à partir de  $x/L = 0,2$  des valeurs comparables à celles du niveau de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) au sein des couches limites incidentes. La somme des niveaux de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) et de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}|$  (2.4) n'est donc pas conservée suivant  $x$ , à l'inverse de l'écoulement réel où les fluctuations turbulentes internes aux couches limites sont convectées au sein de la couche de mélange. Ce comportement est typique des approches hybrides RANS/LES de type BLMLES et ne saurait être évité que par l'ajout d'une injection de turbulence synthétique en  $x/L = 0$  (ou solution équivalente) ou par l'utilisation d'une approche de type WMLES. Il est donc ici illustré le fait que la notion de zone grise n'est pas cantonné au traitement RANS ou LES (autrement à la valeur de  $\lambda$  (1.45)) mais également à l'évolution des quantités physiques telles que les tensions de Reynolds, comme décomposé en sous-sous-section 1.2.1.2. Ceci dit, il faut rappeler que la croissance rapide du niveau de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}|$  (2.4) du fait des gradients de vitesse moyens permet de retrouver le comportement de l'écoulement réel suffisamment tôt pour qu'une approche RANS/LES de type BLMLES comme la ZDES (dans ses modes 0,1 et 2) garde un intérêt certain sur ce cas de couche de mélange et par extension pour la prévision des écoulements industriels au regard de l'économie substantielle qu'elle permet face aux approches de type WMLES. Aussi les approches BLMLES se démarquent favorablement des solutions de type injection de fluctuations turbulentes pour certaines études aéroacoustiques car ces dernières solutions introduisent de nombreux paramètres insuffisamment maîtrisés et donc potentiellement néfaste à la prévision du bruit (Deck 2012). Une lecture plus fine de la figure 2.6 peut se traduire par les observations suivantes : comme vu en figure 2.5 et expliqué précédemment le niveau du ratio de viscosité décroît plus rapidement pour la ZDES SA que pour les ZDES SST. Ceci se retrouve logiquement sur les niveaux de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3). Le mode utilisé (configuration 1 ou 2) n'occasionne pas de conséquences visibles sur les retards observés, mais devient signifiant quant au bon développement des couches limites de la plaque plane du fait du phénomène de rognage par le mode 2 déjà évoqué. En revanche, grâce à la visualisation de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) au lieu de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$ , la raison de la croissance plus précoce des niveaux de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}|$  (2.4) pour l'approche ZDES SST HV WALE par rapport aux trois autres ZDES ( $|\langle u'v' \rangle_{\text{résolu}}| > 0,6$  pour  $x/L > 0,052$  au lieu de  $x/L > 0,084$ ) apparait évidente : l'approche ZDES SST HV WALE permet d'éliminer le fort niveau de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) aux pieds des couches limites (disparition du pic formé par l'isoligne) qui vient amortir l'apparition des instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'endroit précis où elles s'initient ( $y/L = 0$ ). Ce fort niveau de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) dans cette région confinée s'explique par (i) le haut niveau du gradient de vitesse moyen  $\partial \bar{u} / \partial y$  conséquent à la condition d'adhérence à la paroi et par (ii), dans les régions LES, la non-nullité du niveau de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$  fournit par le modèle sous-maille. L'approche ZDES SST HV WALE élimine ce haut niveau de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}|$  (2.3) en diminuant significativement le niveau de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$  du fait de la bidimensionnalité

locale de l'écoulement (cf. sous-sous-section 1.2.1.2). Ceci est quantitativement démontré par la figure 2.7 où il peut être observé que malgré des profils de  $|\langle \partial u / \partial y \rangle|$  quantitativement proche l'approche ZDES SST HV WALE amène le ratio de viscosité à un niveau négligeable sinon faible ( $\langle \mu_t / \mu \rangle < 0,1$ ) aux pieds des couches limites ( $-0,001 < y/L < 0,001$ ) dès le bord de fuite de la plaque plane ( $x/L > 0$ ) au contraire des approches ZDES SA et ZDES SST en mode 1 et mode 2. Il doit être rappelé qu'en parallèle et indépendamment des travaux ici présentés Fuchs et al. (2015) ont mis en défaut l'approche DDES SA WALE par rapport à la DDES SA pour la résolution des écoulements de type tourbillon de bord d'attaque, et recommande d'utiliser l'approche DDES SA SIGMA qui étend les avantages de la formulation DDES SA WALE vers les écoulements tridimensionnels. Ces conclusions sont directement transposables aux approches ZDES SST WALE et ZDES SST SIGMA et appellent donc à l'évaluation des approches ZDES sur une diversité minimale de cas test et non sur le seul cas générique de la couche de mélange.

Sur cette même figure 2.7 une comparaison des profils de  $|\langle \partial u / \partial y \rangle|$  et de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$  en  $x/L = 0$  de l'approche ZDES SA d'une part et des approches ZDES SST (config. 1) et ZDES SST HV WALE d'autre part (les courbes bleu et violette sont superposées) met en évidence les différences - connues - de comportement entre les modèles de turbulence sous-jacent de Spalart et Allmaras (1992) et  $k - \omega$  SST de Menter (1994) pour la modélisation des couches limites. En revanche la conséquence néfaste du léger rognage de la couche limite par l'approche ZDES SST en mode 2 est illustrée par un niveau plus faible de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$  sur la partie externe des couches limites. Un rognage plus important aurait affaibli ce niveau de  $\langle \mu_t / \mu \rangle$  jusqu'à la paroi, impactant dans le même temps le profils de  $|\langle \partial u / \partial y \rangle|$  et par suite l'advenu des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

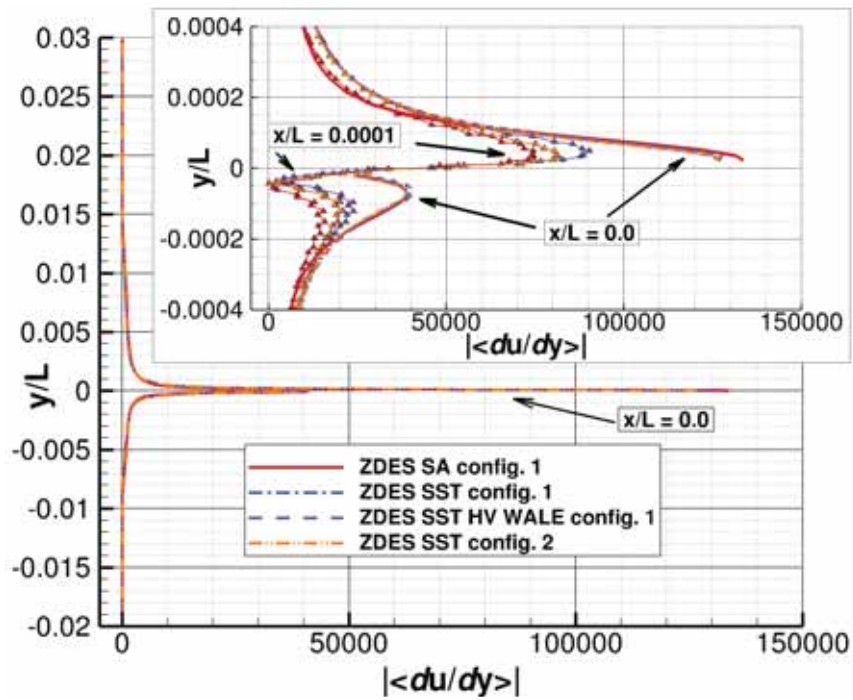
La figure 2.8, suivant la même disposition que la figure 2.5, montre la part du niveau moyen résolu du moment d'ordre deux  $\overline{u'v'}$  part rapport à la somme de ce niveau moyen résolu et du niveau moyen modélisé. Cette quantité (Part de  $|\langle u'v' \rangle_{résolu}|$ ) est approximée suivant l'équation (2.5) suivante :

$$\begin{aligned} \text{Part de } |\langle u'v' \rangle_{résolu}| &\approx \frac{|\langle u'v' \rangle_{résolu}|}{|\langle u'v' \rangle_{résolu} + \langle u'v' \rangle_{modélisé}|} \\ &\approx \frac{|\overline{uv} - \bar{u}\bar{v}|}{\left| (\overline{uv} - \bar{u}\bar{v}) - 2\mu_t \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) / \bar{\rho} \right|} \end{aligned} \quad (2.5) \quad \square$$

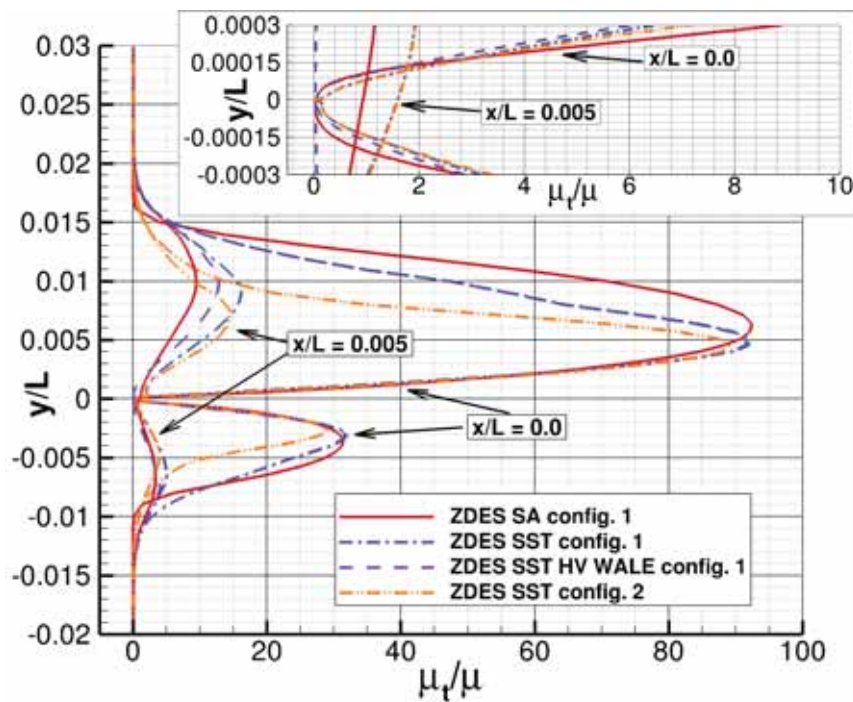
$$\neq \frac{(u - \bar{u})(v - \bar{v})}{\left| (u - \bar{u})(v - \bar{v}) - 2\mu_t \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) / \rho \right|} \quad (2.6) \quad \square$$

Il apparait que le seuil des 90% de résolution de la contrainte de cisaillement totale est atteint dès l'apparition d'un contenu fluctuant significatif (cf. figure 2.6) en  $x/L = 0,03$  pour la ZDES SST HV WALE et en  $x/L = 0,08$  pour les autres approches. Le modèle de sous-maille joue donc un rôle mineur dans les régions LES, comme attendu. Il faudrait toutefois évaluer en quelle proportion la moyenne du quotient (2.6) s'écarte du quotient des moyennes (2.5). La convergence statistique de cette quantité (2.6) est coûteuse car elle nécessite d'avoir au préalable le champ statistiquement convergé des quantités  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$ . Ceci n'a pu être fait dans les moyens impartis. D'autre part, il serait plus rigoureux de s'intéresser aux gradients des tensions de Reynolds (e.g.  $\partial - \overline{\rho u''v''} / \partial y$ ) plutôt qu'aux tensions de Reynolds elles-mêmes (e.g.  $-\overline{\rho u''v''}$ ) puisque ce sont ces premiers dont il est question dans les équations de Navier-Stokes et dont la balance avec les autres termes dicte la dynamique de l'écoulement.

Les figures précédentes et les analyses associées ont mis en évidence les similitudes et les différences de comportement entre les approches ZDES SA, ZDES SST, ZDES HW SST WALE et ZDES SST en mode 2. Elles vont être ici confrontées aux données de références (Delville 1995). Aussi, en vue de procéder à une vérification croisée entre solveurs de l'implémentation de l'approche ZDES entre les ensembles logiciels *e/sA* et *FLU3M* de l'ONERA, les figures 2.9, 2.10, 2.11 et 2.12 sont conçues sur la base des figures correspondantes de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012). L'analyse qui va suivre se concentre donc sur la comparaison entre les approches ZDES d'une part, et sur la comparaison de ces



(a)



(b)

FIGURE 2.7: Simulations ZDES de la couche de mélange. En haut : profils de la valeur absolue de la moyenne du gradient normal de la composante longitudinale de la vitesse ( $|\langle du/dy \rangle|$ ). En bas : profils du ratio moyen de viscosité ( $\langle \mu_t/\mu \rangle$ ). Ces profils sont tracés suivant la direction  $y$  au niveau du bord de fuite de la plaque plane ( $x/l = 0,0$ ) et légèrement plus en aval ( $x/l = 0,0001$  et  $x/l = 0,005$ ). Les ordonnées sont similaires à la figure 2.2, des agrandissements permettent d'observer le bas des couches limites.



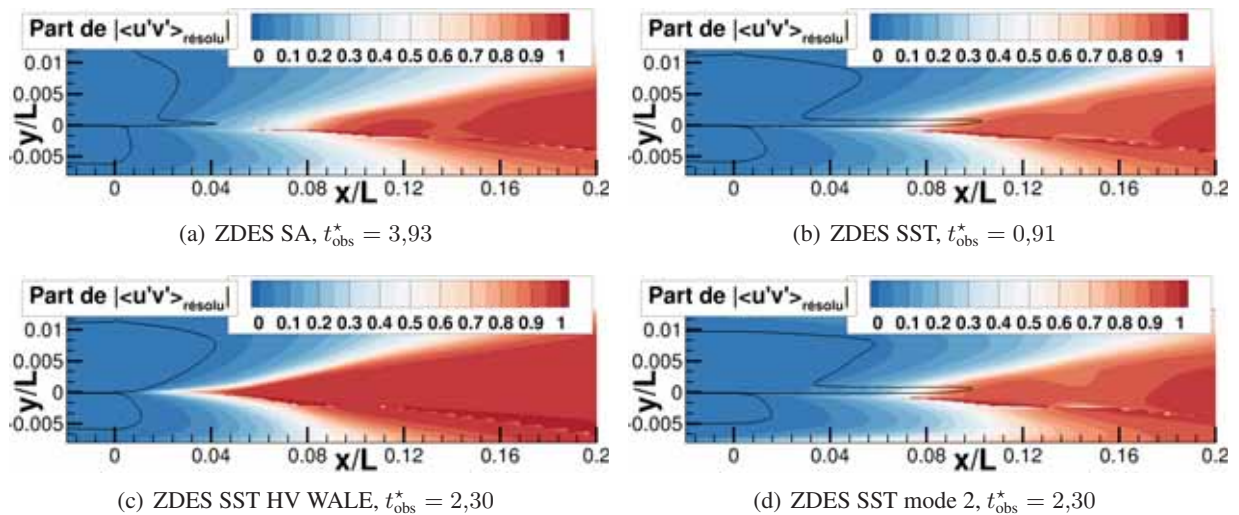


FIGURE 2.8: Simulations ZDES de la couche de mélange : champs moyennés en envergure de la part (variant entre 0 et 1, cf. équation (2.5)) de la valeur absolue de la moyenne du moment d'ordre deux  $u'v'$  dû aux fluctuations turbulentes résolues relativement à la valeur absolue de la somme de cette dernière et de la moyenne de la modélisation de ce moment d'ordre deux sur un plan normal à  $z$ . Le bord de fuite de la plaque plane est en  $x/L = 0,0$ . L'isoligne de  $|\langle u'v' \rangle_{\text{modélisé}}| = 0,2$  (2.3) est indiquée en noir.

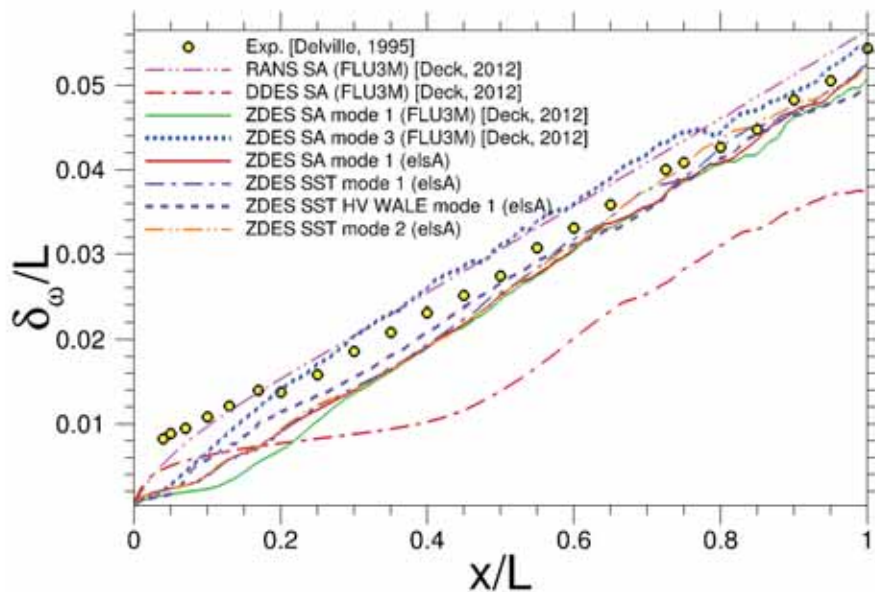


FIGURE 2.9: Simulations ZDES de la couche de mélange : évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité moyenne en envergure et normalisée ( $\delta_{\omega}/L$ , cf.  quation 2.9). Les présentes simulations *elsA* sont comparés aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) (Figure 8) via le solveur *FLU3M*. Les paramètres pour la moyenne en temps sont similaires à ceux de la figure 2.2.

dernières avec les données expérimentales et la ZDES SA de *FLU3M* d'autre part. Pour une interprétation fine des données expérimentales et des différences entre les approches RANS, DDES, ZDES SA mode 1 et ZDES SA mode 3 via *FLU3M*, le lecteur est invité à se référer à l'étude originale (Deck 2012).

La figure 2.9 montre l'évolution longitudinale sur toute la région finement discrétisée (entre  $x/L = 0$  et  $x/L = 1$ ) de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange moyennée en envergure, normalisée et

définie comme suit (Deck 2012) :

$$\delta_\omega(x) = \frac{U_{\text{high}} - \min_{[y]}(\bar{u}(x, y))}{\max_{[y]} \left( \frac{\partial \bar{u}(x, y)}{\partial y} \right)} \quad (2.7) \quad \square$$

Une fois atteint un régime auto-similaire la couche de mélange expérimentale est caractérisée par une croissance linéaire de cette épaisseur de vorticit e telle que  $d\delta_\omega/dx = 4,995 \times 10^{-2}$  (Deck 2012) ce qui est en accord avec la loi d'Abramovich et al. (1984) et Sabin (1965) donnant  $d\delta_\omega/dx = \lambda_s \sqrt{\pi}/\sigma_0 \approx 0,16\lambda_s$  avec  $\sigma_0 = 10,6$  le param etre de diffusion de r ef erence (Tavoularis et al. 1997). S'agissant des simulations num eriques il faut noter que la convergence statistique de cette quantit e est de moins en moins bonne avec les  $x/L$  croissants. Dans le pire des cas ceci est discernable seulement  a partir de  $x/L = 0,6$  via les l eg eres fluctuations des profils pr esent es. Cette figure confirme quantitativement la remarquable similitude entre les approches ZDES SA et ZDES SST que ce soit suivant la configuration 1 ou la configuration 2. Il est notable que ces approches ZDES reproduisent correctement le comportement de la ZDES SA mode 1 impl ement e dans le solveur *FLU3M*. Une l eg ere divergence en faveur des simulations *e/sA* peut être vue de  $x/L = 0,05$  à  $x/L = 0,3$  avec une transition plus pr ecoce vers une évolution linéaire de l'épaisseur de vorticit e à  $x/L = 0,08$  au lieu de  $x/L = 0,12$ . Le nombre plus élevée de sous-itt erations ou les éventuelles diff erences mineures des m ethodes num eriques pourraient expliquer cela, mais des investigations suppl ementaires seraient n ecessaires pour clarifier ce point. Enfin par rapport aux autres approches ZDES mode 1 et 2 la ZDES SST HV WALE permet une transition plus pr ecoce vers une évolution linéaire de l'épaisseur de vorticit e ( $x/L = 0,05$  au lieu de  $x/L = 0,08$ ), en coh erence avec les observations faites sur les figures pr ec edentes. Il peut être rappelée que seules les approches RANS et ZDES mode 3 parmi celles affich ees sont a priori capables d'assurer une conservation des tensions de Reynolds (mod elis ees plus r esolues dans le cas de la ZDES mode 3) - et donc de la diffusion turbulente - depuis le d eveloppement des couches limites jusqu'au sein de la couche de m elange, ce qui se traduit par une croissance initiale de  $\delta_\omega$  accrue suivie par une croissance linéaire tr es pr ecoce à l'instar de celle dessin ee par les donn ees exp erimentales. Une illustration indirecte de cela était d ej a propos ee par Tenaud et al. (2005) qui gr ace à l'injection de fluctuations turbulentes de plus en plus intenses au sein de sa simulation LES de cette couche de m elange obtient une croissance linéaire tr es pr ecoce venant compenser le retard important induit par le mod ele de sous-maille basée sur  $\Delta_{vol}$  (1.55). Des conclusions similaires sur des cas de couches de m elange compressibles ont par exemple  t e formul ees plus r ecemment par Mankbadi et al. (2017). Toutes les approches pr esentes sur la figure 2.9 permettent de revenir vers un taux de croissance coh erent avec les donn ees de r ef erence, m eme si cela peut être tr es tardif du fait de l'échelle de longueur LES ( $L_{LES}$ ) utilis ee (cf. DDES SA et analyse de Deck (2012)). Il serait int eressant de reproduire cette étude avec une discr etisation plus grossi ere pour observer ces comportements dans une situation plus proche des simulations d'écoulements industriels comme cela a  t e fait par Kok et Ven (2010) et durant le projet Go4Hybrid (cf. Haase et al. (2017), page 224).

La figure 2.10 d epeint les profils de vitesse moyennées en temps et en envergure et normalisées ( $(\langle u \rangle - U_{\text{low}})/\Delta U$ )    $x/L = 0,2$  et  $x/L = 0,8$ , avec  $\Delta U = U_{\text{high}} - U_{\text{low}}$  la vitesse de cisaillement et  $\eta(x, y) = (y - y_{1/2}(x))/(\delta_\omega(x))$  un param etre de similitude avec  $y_{1/2}(x)$  le lieu g eom etrique o u  $u_{1/2}(x) = (\langle u(x, y) \rangle - U_{\text{low}})/(U_{\text{high}} - U_{\text{low}}) = 0,5$ . Ces profils évoluent donc entre 0 et 1 au sein de la couche de m elange et passent m eme en dessous de 0 pour  $x/L = 0,2$  car la composante de type sillage de l'écoulement n'est pas encore compl etement diffus ee notamment sous l'effet des fluctuations turbulentes. Cette composante vient de la convection des r egions basse vitesse des couches limites se d eveloppant jusqu'au bord de fuite de la plaque plane. Il peut être remarqu e un l eger écart de calibration entre les pr esentes simulations ZDES et celles effectu ees sur *FLU3M* quant à la vitesse externe à la couche limite au sein du canal inf erieur (environ 2,5% de  $\Delta U$ ). Ceci n'est pas jugée suffisant pour avoir un impact significatif sur les comparaisons.

La figure 2.11 montre les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale moyennées en temps et en envergure et normalisées ( $\sqrt{u'^2}/\Delta U$ ) suivant  $\eta$  aux m emes positions que la figure 2.10 ( $x/L = 0,2$  et  $x/L = 0,8$ ).

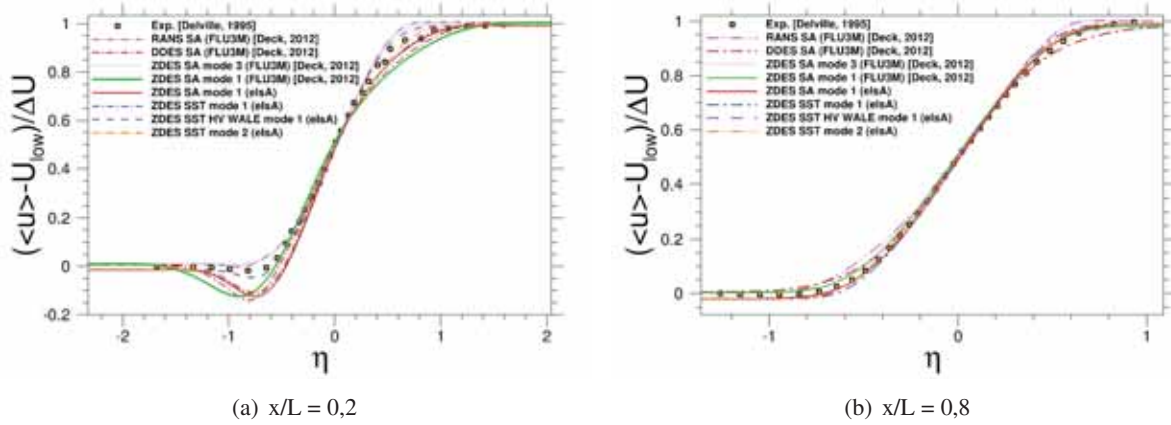


FIGURE 2.10: Simulations ZDES de la couche de mélange : profils de vitesse moyennée en temps et en envergure et normalisée  $((\langle u \rangle - U_{low}) / \Delta U)$  avec  $\Delta U = U_{high} - U_{low}$  la vitesse de cisaillement. Les présentes simulations *elsA* sont comparées aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) (Figure 9) via le solveur *FLU3M*. Les paramètres pour la moyenne en temps sont similaires à ceux de la figure 2.2.

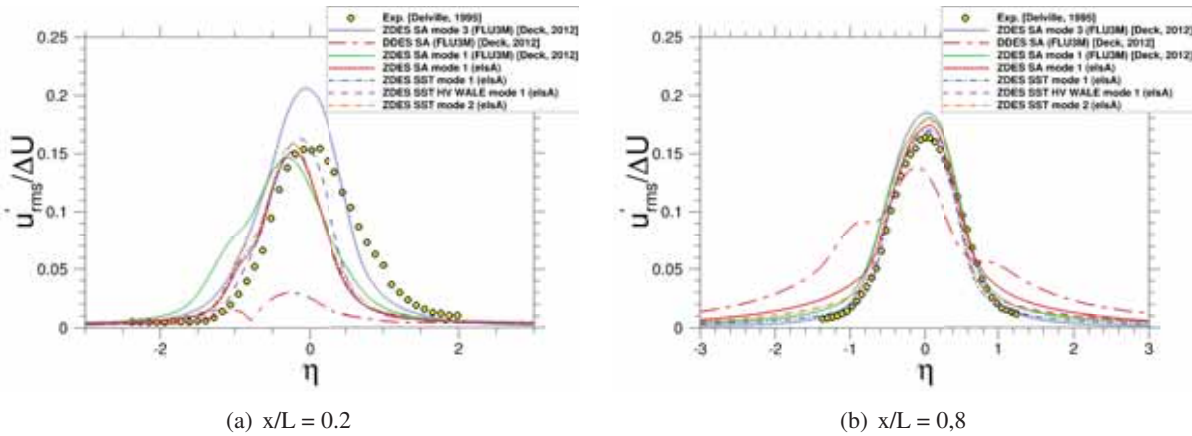


FIGURE 2.11: Simulations ZDES de la couche de mélange : profils des fluctuations de la vitesse longitudinale moyennée en temps et en envergure et normalisée  $(\sqrt{u'^2} / \Delta U)$  avec  $\Delta U = U_{high} - U_{low}$  la vitesse de cisaillement. Les présentes simulations *elsA* sont comparées aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) (Figure 10) via le solveur *FLU3M*. Les paramètres pour la moyenne en temps sont similaires à ceux de la figure 2.2.

Globalement l'allure des profils de vitesse (figure 2.10) est reproduite par toutes les simulations affichées. Toutefois, s'agissant du profil en  $x/L = 0,2$ , les simulations se scindent en deux groupes : celles évaluant un déficit de vitesse en  $\eta = -0,8$  de l'ordre de celui indiqué par les données expérimentales (RANS SA et ZDES SA mode 3 via FLU3M (Deck 2012) ainsi que la présente simulation ZDES SST HV WALE mode 1 via *elsA*) et les autres, surestimant ce déficit. La raison en est à nouveau, pour les simulations du premier groupe, une diffusion turbulente (modélisée plus résolue) plus élevée des régions basse vitesse héritées des couches limites incidentes. Ceci ne se traduit pas par des niveaux plus élevés de  $\sqrt{u'^2} / \Delta U$  en  $\eta = -0,8$  (figure 2.11(a)) du fait du déphasage spatial induit par  $\eta$ . L'utilisation de la variable  $\eta$  permet cependant de mettre en évidence la déviation moyenne de la région de mélange vers le bas au regard des mesures expérimentales (pic de  $\sqrt{u'^2} / \Delta U$  vers les  $\eta$  négatifs), déviation qui s'accroît inversement au niveau de fluctuations turbulentes produit par chaque simulation. Cette asymétrie

de l'écoulement (évasement prononcé vers le canal basse vitesse) est conforme aux observations expérimentales des couches de mélange (e.g. Pope (2000), figure 5.23, page 141). Toujours sur cette figure 2.11(a) l'épaule de  $\sqrt{u'^2}/\Delta U$  visible entre  $\eta = -0,5$  et  $\eta = -1,5$  pour les simulations du second groupe est en phase avec l'extremum local de  $|\langle u'v' \rangle_{résolu}|$  visible sur les figures 2.6(h) à 2.6(e). Il marque la région de mélange entre les couches limites inférieure et supérieure, ceci est clairement visible pour la simulation DDES SA. La distinction des simulations en deux groupes est également visible sur l'allure du profil de vitesse en  $x/L = 0,2$  (figure 2.10(a)) au niveau de son inflexion en  $\eta = 0,7$ , où le premier groupe prédit une évolution plus abrupte du gradient  $\partial((\langle u \rangle - U_{low})/\Delta U)/\partial\eta$  en accord avec les mesures expérimentales. Cette évolution plus abrupte, à première vue antagoniste avec une diffusion turbulente plus importante, vient de la valeur plus élevée de  $\delta_\omega(x)$  en  $x/L = 0,2$  qui amène une contraction des régions turbulentes-non turbulentes lorsque affichées suivant  $\eta$ .

Les profils en  $x/L = 0,8$  (figure 2.10(b)) témoignent plus de la bonne croissance de la couche de mélange que du retard à l'apparition d'un contenu turbulent significatif comme sur la figure 2.10(a). Les simulations RANS SA et DDES SA se démarquent de manière défavorable des autres simulations, la seconde sous-estimant par ailleurs massivement le niveau de  $\sqrt{u'^2}/\Delta U$  (cf. figure 2.11(b)). Suivant la figure 2.11(b) la simulation ZDES SA via *e/sA* présente des niveaux de  $\sqrt{u'^2}/\Delta U$  significativement plus élevés que les autres simulations ZDES au dehors et aux frontières de la couche de mélange, sans que cela n'ait de conséquence sur le profil de vitesse. Une explication à ceci nécessiterait des investigations supplémentaires. Enfin il peut être noté le bon accord entre les présentes simulations ZDES SA et ZDES SST, ainsi que les écarts mineurs entre la simulation ZDES SA via *e/sA* et la simulation ZDES SA via *FLU3M* probablement dues aux méthodes numériques utilisées. L'avantage de la ZDES SST HV WALE est confirmé.

### 2.3.4 Analyse spectrale

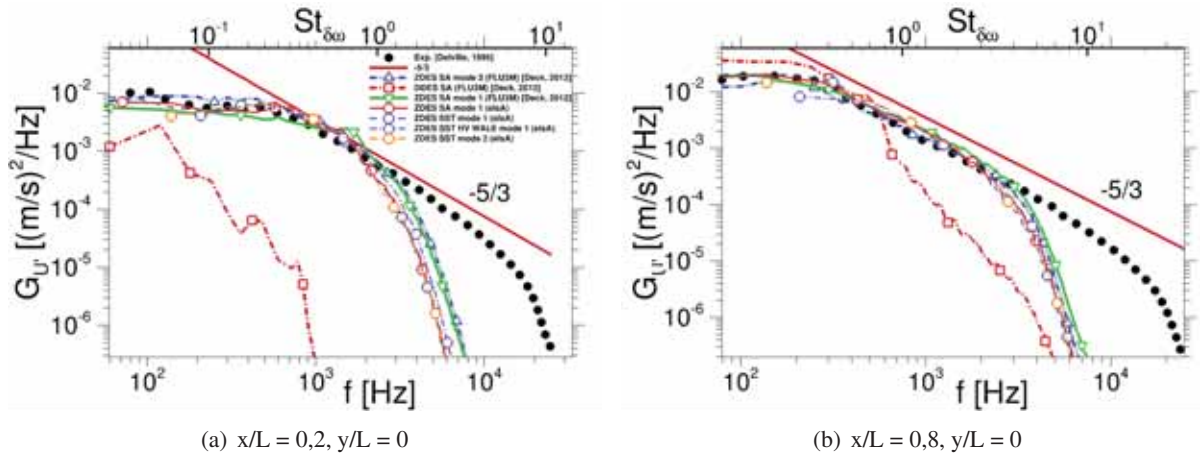


FIGURE 2.12: Simulations ZDES de la couche de mélange : spectres moyennés en envergure des fluctuations de vitesse longitudinale en différents points. Les présentes simulations *e/sA* sont comparées aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) (Figure 11) via le solveur *FLU3M*. Concernant les simulations *e/sA*,  $t_{obs}^* = 3,45$  pour la ZDES SA,  $t_{obs}^* = 4,51$  pour la ZDES SST,  $t_{obs}^* = 1,486$  pour la ZDES SST HV WALE et  $t_{obs}^* = 2,25$  pour la ZDES SST config 2 tandis que  $\Delta t_s^* = 3,2 \times 10^{-5}$ .

Les fonctions de densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations de vitesse longitudinale ( $G_{u'}(f)$ ) à  $x/L = 0,2$  et  $x/L = 0,8$  ( $y/L = 0$ ) sont exposées en figure 2.12. Avant l'opération de moyenne en envergure, chaque spectre est construit via une procédure de Welch (recouvrement de 50%) avec un fenêtrage de Hann sur une décomposition des signaux en 10 blocs. Les quatre simulations ZDES faites avec *e/sA* reproduisent fidèlement l'allure des distributions spectrales des simulations ZDES is-

sues de *FLU3M* (Deck 2012), avec un effondrement du contenu turbulent à une fréquence légèrement plus basse que ces dernières d'environ 1 kHz. Cet écart nécessiterait de plus amples investigations, en particulier vis-à-vis des méthodes numériques, pour être expliqué. Deck (2012) propose une estimation de la fréquence de coupure due à la discrétisation spatiale et à la performance des méthodes numériques utilisées menant à  $f_{cut} \approx 2800$  Hz environ, en accord avec les profils relevés. En  $x/L = 0,2$  l'approche ZDES SST HV WALE semble générer des niveaux légèrement plus élevés que les approches ZDES SA et ZDES SST via *e/sA*, du moins pour les hautes fréquences, en accord avec les observations précédentes. Les distributions spectrales aux fréquences plus basses ne sont pas suffisamment convergées pour en tirer des conclusions plus précises. En  $x/L = 0,8$  la similitude des spectres est encore plus marquée et le contenu turbulent suffisamment développé pour laisser apparaître une pente en  $-5/3$  sur une plage fréquentielle significative. Ces observations confirment à un niveau de validation supérieur (niveau 4 sur 6 suivant la nomenclature de Sagaut et Deck (2009)) la similitude - aux avantages constatés près - des comportements des approches ZDES SA, ZDES SST et ZDES SST HV WALE au sein des régions traitées en LES d'une part, et l'implémentation correcte de ces approches ZDES au sein du solveur *e/sA* en comparaison de l'implémentation éprouvée de la ZDES SA au sein du solveur *FLU3M* d'autre part.

## 2.4 Évaluation de la fonction de protection des couches limites sur le cas d'une marche descendante

L'écoulement autour d'une marche descendante à haut nombre de Reynolds ( $Re_h > 8000$  environ) est un cas générique représentatif des décollements de couche limite turbulente dus à une singularité géométrique et formant une recirculation turbulente fermée par le rattachement de la couche de cisaillement résultante à la paroi. La taille de la recirculation - et donc la position du rattachement - ainsi que la restructuration de l'écoulement en aval sont les principales difficultés dans la prévision de ce type d'écoulement. La longueur de la recirculation moyenne - ou longueur de rattachement - dépend principalement du nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche  $Re_h$  et du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite incidente à l'endroit de la marche  $Re_\delta$ , ces deux quantités pouvant être ajustée de manière indépendante par exemple au moyen de la modification de la longueur de plaque adhérente en amont de la marche ou de dispositif d'aspiration de couche limite. Cette dépendance a fait l'objet de modélisations analytiques prenant en compte plus ou moins de paramètres (e.g. modèle de Rajasekaran (2011), page 26, équation 3.1). Les caractéristiques géométriques du cas simulé (cf. ratios  $ER$  et  $AR$  en tableau 2.2) et l'activité turbulente à l'extérieur des couches limites ont eux aussi une influence significative sur la topologie de l'écoulement. Si la formation de la couche de cisaillement en aval de la marche rappelle le cas de la couche de mélange étudié en section 2.3, la physique y est plus complexe puisque la recirculation alimente ladite couche de cisaillement en contenu turbulent tandis que les effets de pression en favorise l'instationnarité marquée. Une description plus fine de cet écoulement générique, notamment quant à ses fréquences caractéristiques, est proposée dans les travaux cités jusqu'ici.

Le cas de marche descendante regroupe donc une certaine diversité d'écoulements secondaires communément rencontrés au sein des écoulements d'intérêt industriel, qu'ils soit confinés (e.g. expansion d'une conduite de ventilation, effet technologique en turbomachine) ou non (e.g. discontinuité géométrique à la surface d'un aéronef). Sa prévision correcte est donc incontournable à la validation d'une approche. S'agissant des approches hybrides RANS/LES de type BLMLES telles que la ZDES mode 2, une attention particulière est donnée à la protection des couches limites incidentes (problématique (a)), à ses conséquences sur la naissance et le développement des instabilités en aval de la marche (problématique (c)), au devenir de l'écoulement en aval du rattachement (problématique (d)) et à la bonne distribution des régions traitées en RANS et en LES (problématique (g)).

Le choix de la base de données de Moreau et al. (1987) a été motivé en sous-section 2.2.1. Ses particularités ont été évoquées et seront commentées au regard de la définition de sa représentation numérique ci-après.

### 2.4.1 Configuration numérique

La figure 2.13 dépeint le domaine de calcul (figure 2.13(a)) et le maillage suivant un plan de coupe normal à  $z$  (figure 2.13(b)). La hauteur de la marche  $h$  est égale à 0,035 m. La longueur du domaine en amont de la marche descendante est égale à 34 hauteurs de marche tandis qu'elle est égale à  $38h$  en aval. Les hauteurs du canal à l'entrée (en bleu) et à la sortie (en vert) sont de  $13h/7$  ( $1,86h$  environ) et  $20h/7$  ( $2,86h$  environ) respectivement. En vue de procéder à une validation croisée entre solveurs la taille du domaine de calcul et le maillage sont les mêmes que ceux utilisés pour l'évaluation de la ZDES SA par Deck (2012) via le solveur structuré multibloc *FLU3M* de l'ONERA. Ils sont inspirés de ceux définis par Sainte-Rose (2010) et utilisés par Riou (2009) pour des simulations DDES via le solveur non-structuré *CEDRE* et le solveur *FLU3M*, respectivement. Ainsi, à l'instar de ces études, l'envergure est de  $2h$  et des conditions de périodicité sont imposées sur les faces latérales, contrairement à la géométrie expérimentale où les parois solides latérales sont espacées d'environ  $2,86h$  ( $20h/7$  précisément). C'est une simplification majeure limitant de facto la validation des approches utilisées vis-à-vis des mesures expérimentales. Cette remarque peut être appuyée par les travaux de Hall et al. (2003) : sur une configuration proche du cas de Moreau et al. (1987) (cf. tableau 2.2), quoique avec une bidimensionnalité un peu plus marquée ( $AR = 5$  au lieu de  $AR = 2,86$ ), ils mettent en évidence la tridimensionnalité marquée

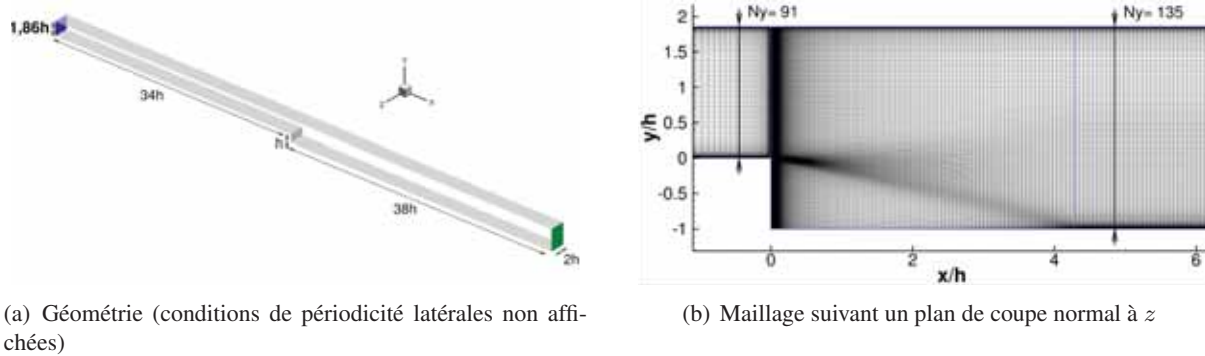


FIGURE 2.13: Aperçu de la géométrie et du maillage du domaine de calcul de la marche descendante, avec les dimensions exprimés en hauteurs de marche ( $h$ ) et le nombre de cellules suivant la direction  $y$  ( $N_y$ ). Le maillage est extrudé suivant la direction  $z$  sur  $2h$  en 36 cellules uniformes pour un nombre total de cellule de  $4,1 \times 10^6$ .

de l'écoulement notamment via une description topologique des structures tourbillonnaires prenant naissance aux extrémités latérales de la singularité géométrique qu'est la marche. Les parois solides latérales induisent un confinement de l'écoulement central et notamment le développement de couches limites tridimensionnelles aux coins de la géométrie. Une telle topologie au sein d'une géométrie aussi étroite que celle de Moreau et al. (1987) cause probablement une différence significative de l'écoulement moyen par rapport au même cas idéalisé ( $AR = \infty$ ). Si la comparaison des simulations avec les mesures expérimentales en est compromise dans une proportion qu'il reste à évaluer, l'usage de conditions de périodicité est justifié dans le sens où il permet une réduction du coût de la simulation (les couches limites latérales n'ont pas à être discrétisées) et une élimination des écoulements de coin dont la prévision est une problématique complexe à elle seule. Une amélioration évidente du processus de validation vis-à-vis d'un cas de marche descendante ici présenté ne serait donc pas une meilleure représentation de la géométrie de référence mais la sélection d'un cas de marche descendante caractérisé par une bidimensionnalité marquée ( $AR \geq 10$  comme recommandé par De Brederode et Bradshaw (1972)). L'expérience de marche descendante présentée par Arnault (2016) (cf. tableau 2.2) répond à ce critère mais ne fut disponible qu'après le démarrage des travaux présentés dans ce chapitre. Elle a été reproduite par Arnault (2016) en ZDES SA via le solveur *e/sA* avec un accord remarquable aux données de référence (cf. Arnault (2016), pages 64 à 83).

Comme illustré par le tableau 2.1 un ensemble de huit simulations ont été exécutées avec huit formulations différentes de la ZDES dont le mode 2 est utilisé dans tout le domaine de calcul. Les approches ZDES SA et ZDES SST ont bien sûr été évaluées afin d'identifier l'effet d'un changement du modèle de turbulence sous-jacent. La ZDES SST HV a également été choisie pour tester la suppression des îlots de RANS apparaissant au cœur de l'écoulement. Tout en s'émancipant de la présence des îlots de RANS, le changement de fonction de protection et de ses coefficients a été évalué aux moyens des approches ZDES SST HV, ZDES SST HV FDNUT, ZDES SST HV FDNUT GRIT, ZDES SST HV F1 et ZDES SST HV F2. Le changement du principe de substitution a également été évalué au moyen des approches ZDES SST HV et ZDES SST HV BUSH. Ces simulations sont comparées à celles de Deck (2012) effectuées à l'aide du solveur *FLU3M* et aux données expérimentales de Moreau et al. (1987).

Il doit être précisé qu'aucune injection de fluctuations turbulentes n'est employée en entrée du domaine de calcul afin d'être aussi proche que possible de la configuration numérique utilisée lors des calculs ZDES SA mode 2 de Deck (2012) à l'aide du solveur *FLU3M*, bien qu'un taux de turbulence élevé fut mesuré durant l'expérience de Moreau et al. (1987). Outre les indications d'un taux de turbulence autour de 10% en "entrée de la marche" (e.g. Sainte-Rose (2010) page 61 et Courtois (2005) page 66), il peut en effet être estimé un taux de turbulence ( $Tu$ ) d'environ 5% juste en amont de la marche ( $x/h = -0,43$ ) d'après les mesures de  $u'_{rms}$  et  $v'_{rms}$ , avec  $Tu = \sqrt{(u'_{rms}^2 + 2(u'_{rms}^2 + v'_{rms}^2)/2)}/3/U_0$  (Laverdant 2008,

Quantité	Discrétisation en proche paroi et en milieu de domaine		
	Canal amont	Canal aval	
	Paroi inférieure en $x/h = 0$	Paroi inférieure pour $x/h > 4,5$	Paroi supérieure pour $x/h > 2$
$\Delta x$	0,03 mm	2,22 mm	
$\Delta y_{min}$	0,0115 mm	0,06 mm	0,015 mm
$\Delta z$	2 mm	2 mm	
$\Delta y_{median}$	1,52 mm	0,946 mm	
$\Delta x^+$	1,8 – 2,1	50 – 100	60 – 80
$\Delta y_{min}^+$	0,88 – 0,91	1 – 3	0,4 – 0,7
$\Delta z^+$	117 – 121	40 – 90	50 – 70
$N$ sous $y^+ = 10$	8	3 – 7	7 – 10

Tableau 2.5: Discrétisation pariétale de la paroi inférieure juste en amont de la marche (raffinement local) et des parois inférieure et supérieure en aval de la marche (raffinement uniforme). La quantité  $\Delta y_{median}$  représente le pas spatial  $\Delta y$  des cellules au milieu du canal courant. Intervalles des valeurs constatées pour les simulations ZDES SA et ZDES SST HV F2 des critères présentés en tableau 1.2.

Quantité	Couche limite au bord de fuite de la paroi inférieure du canal amont	
	ZDES ( $x/h = 0$ )	Exp. ( $x/h = 0$ )
$\delta$	9,15 mm ( $\approx 0,261h$ )	13 mm ( $\approx 0,37h$ ) (Sainte-Rose et al. 2009)
$\delta_1$	1,47 mm ( $\approx 0,042h$ )	-
$\theta$	1,0 mm ( $\approx 0,0286h$ )	-
$H_i$	1,47	-
$N_y$ sur $\delta$	32	34
Quantité	Couche de cisaillement initiale ( $x/h = \Delta x/h = 3 \times 10^{-05}$ )	
$\delta_{\omega 0}$	0,442 mm ( $\approx 0,0126h$ ) (équation (2.7))	-
$N_y$ sur $\delta_{\omega 0}$	17	-
$\delta_{\omega 0}/\Delta x$	15	-
$\delta_{\omega 0}/\Delta y_{min}$	38	-
$\delta_{\omega 0}/\Delta z$	1/5	-

Tableau 2.6: Grandeurs intégrales de la couche limite et de la couche de cisaillement au bord de fuite de la paroi inférieure du canal amont pour la simulation ZDES SST HV F2 et pour l'expérience de Moreau et al. (1987) d'après l'estimation de Sainte-Rose et al. (2009). Discrétisation associée, en écho aux recommandations citées en section 1.4. Le paramètre  $\delta_{\omega 0}$  correspond à l'épaisseur initiale de vorticité en  $x/h = \Delta x/h = 3 \times 10^{-05}$  déterminée au moyen de l'équation (2.7). Le paramètre  $N_y$  correspond au nombre de cellules suivant la direction  $y$  sur une distance donnée.



page 11). L'effet de ce taux de turbulence extérieur aux couches limites et son interaction avec la projection des dites couches limites n'ont pas été investigués et constituent une seconde simplification - à la suite de la périodicité imposée à l'écoulement sur  $2h$  suivant  $z$  - compromettant, dans une proportion restant à évaluer, la comparaison des simulations aux mesures de références.

Le maillage est particulièrement fin à proximité de la marche descendante et au sein de la position estimée a priori de la couche de cisaillement se développant à la suite du décollement. Le nombre total de cellules de maillage s'élève à  $4,1 \times 10^6$ . Ses caractéristiques sont exposées au sein des tableaux 2.5 et 2.6. Elles respectent les pratiques présentées en section 1.4 et en particulier au tableau 1.2, à l'exception d'un  $\Delta y_{min}^+$  légèrement trop élevé sur la paroi inférieure aval et d'un  $\delta_{\omega 0}/\Delta z$  a priori trop faible au niveau de la marche.

La condition d'entrée (en bleu sur la figure 2.13(a)) et la position des bords d'attaque - i.e. la longueur courante de la condition d'adhérence - des parois inférieure et supérieure sont calibrées<sup>10</sup> afin d'obtenir un bon accord entre les caractéristiques de la couche limite juste en amont de la marche descendante en  $x/h = -0,43$  comme illustré par la figure 2.27(a). Une erreur a été commise par l'auteur du présent manuscrit : cette calibration a été effectuée vis-à-vis d'un jeu de données de référence adimensionnées qui s'est révélé après coup légèrement différent de celui utilisées par Deck (2012) pour calibrer ses propres simulations, en particulier vis-à-vis de la vitesse externes aux couches limites en amont de la marche. Les cercles bleues sur la figure 2.27(a) représente le jeu de données de références utilisé par l'auteur, différant légèrement des données de références utilisé par Deck (2012) (ronds noir). De même la calibration des couches limites n'a pas fait l'objet des mêmes appréciations. Les présentes simulations et celles issues de FLU3M (Deck 2012) présentent donc des écarts en amont de la marche (cf. figure 2.27(a)) qui limiteront leur comparaison.

En entrée du domaine de calcul l'enthalpie spécifique totale ( $\tilde{h}_i$ ) et la pression totale ( $p_i$ ) sont imposées tandis que le vecteur unitaire d'injection est défini comme parallèle aux parois supérieure et inférieure. Le profil de vitesse  $y$  est donc uniforme. Les valeurs de  $\tilde{v}$ ,  $k$  et  $\omega$  en entrée de domaine sont choisies de telles sortes que le taux de turbulence extérieur ( $Tu$ ) et le ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ )  $y$  ont des valeurs négligeables<sup>11</sup>. La pression statique à la condition de sortie (en vert sur la figure 2.13(a)) est la même que celle mesurée lors de l'expérience i.e. 100 400 Pa. Ces conditions permettent de viser un nombre de Reynolds  $Re_h$  basé sur  $h$  et sur la vitesse débitante de référence  $U_0$  égal à 43 000 avec  $U_0 = 50 \text{ m.s}^{-1}$ . D'où un nombre de Mach associé de  $M = 0,115$ .

Les quantités suivantes sont définies :

- Le temps caractéristique ( $t_c$ ) est pris comme le temps convectif d'une distance égale à la hauteur de la marche suivant la vitesse de référence  $t_c = h/U_0 = 7 \times 10^{-4} \text{ s}$ .
- Le pas de temps numérique  $\Delta t$  est égal à  $1 \times 10^{-6} \text{ s}$  donc le pas temps numérique normalisé  $\Delta t^* = \Delta t/t_c = 1,429 \times 10^{-3}$  comme dans l'étude de Deck (2012). Le nombre de sous-itérations est fixé à 8 au lieu de 4.

Suite à la présentation de la définition et des limites de la configuration numérique une analyse des champs instationnaires et des champs moyennés en temps et en envergure va être exposée au regard des

10. Pour toutes les simulations : sur la paroi supérieure une condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/h = -21,142$  tandis qu'une condition d'adhérence est appliquée depuis  $x/h = -21,142$  jusqu'à la fin du domaine de calcul (il est rappelé que la marche est en  $x/h = 0$ ). Sur les parois inférieures une condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/h = -16,1698$  tandis qu'une condition d'adhérence est appliquée depuis  $x/h = -16,1698$  jusqu'à la fin du domaine de calcul. Aucun forçage ou modèle n'est utilisé pour imposer l'état laminaire des couches limites modélisée s'y développant, elles présentent donc un comportement de couche limite turbulente dès leur naissance. Toutes les parois sont considérées comme adiabatiques. Les positions données correspondent ici à des arêtes de face (et non à des centres de face) des maillages pariétaux des parois des simulations exposées, tandis que les conditions aux limites ont été appliquées aux centres des faces (solveur *elsA* structuré centré cellule).

11. Les conditions aux limites sont les suivantes : en entrée  $\tilde{h}_i = 548\,564,39 \text{ J.kg}^{-1}$ ,  $p_i = 101\,046,84 \text{ Pa}$ . Pour la simulation ZDES SA :  $\tilde{v} = 1,00 \times 10^{-08} \text{ m}^2.\text{s}$ . Pour les simulations ZDES SST et ses variantes :  $k = 1,00 \times 10^{-08} \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ ,  $\omega = 1,00 \times 10^{06} \text{ s}^{-1}$ . En sortie  $p = 100\,400,00 \text{ Pa}$ . Aussi  $S_{suth} = 110,4 \text{ K}$ ,  $T_{suth} = 288,15 \text{ K}$ ,  $\mu_{suth} = 1,78938 \times 10^{-05} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma_{gaz} = 1,375$ ,  $r_{gaz} = 287,053 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , et  $c_v = 765,475 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  en accord avec la température de 520 K lors des essais en gaz inerte (cf. Sainte-Rose (2010), table 5.1 page 61 et table 5.5 page 66).

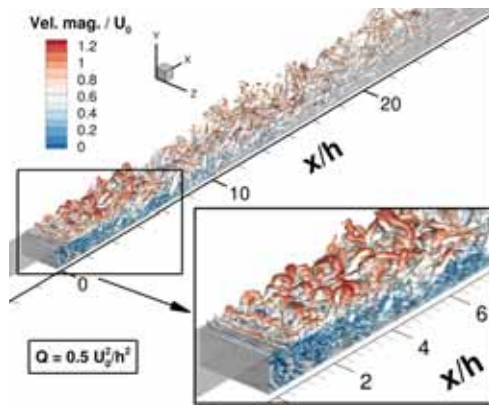
objectifs précédemment évoqués.

### 2.4.2 Analyse de l'écoulement instantané

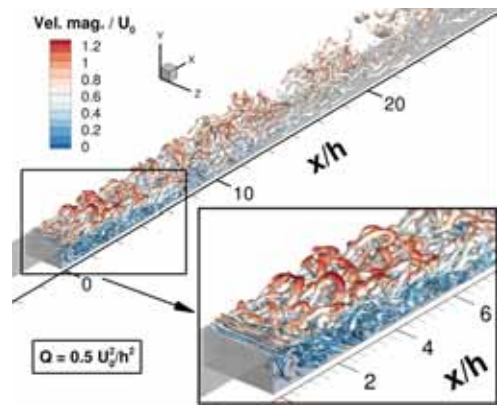
La figure 2.14 montre l'isosurface de critère  $Q$  (précisément  $Q = 0,5U_0^2/h^2$ ) en aval de la marche pour des instants arbitraires une fois le comportement transitoire de la simulation évacué du domaine de calcul. L'isosurface est colorée par l'amplitude normalisée de la vitesse (*vel. mag./U<sub>0</sub>*). Les parois latérales et supérieures sont masquées. Les huit simulations génèrent des rouleaux de vorticité essentiellement bidimensionnels juste en aval de la marche située en  $x/h = 0$ . Ces rouleaux se distordent et dégénèrent très rapidement ( $x/h < 1$ ) en structures tridimensionnelles. Ce contenu turbulent se développe et occupe une hauteur plus importante du canal au fur et à mesure de sa convection par l'écoulement. Des structures typiques dites "en épingle à cheveux" sont visibles à la frontière supérieure de la région turbulente en chevauchement avec la région haute vitesse de l'écoulement. Des structures turbulentes sont présentes près de la marche et de la paroi inférieure, confirmant que la recirculation est bien alimentée en contenu turbulent et r  -injecte celui-ci au sein de la couche de cisaillement. Les simulations apparaissent qualitativement similaires malgré des approches divergentes quant au modèle de turbulence sous-jacent, à la fonction de protection et au principe de substitution. Une exception est toutefois visible : la simulation ZDES SST HV F2 présente des structures plus épaisses à proximité de la paroi inférieure et une dissipation intrinsèque manifestement plus importante au vue de la disparition des structures turbulentes au-delà de  $x/h = 14$ . Ces différences ne peuvent venir que de la fonction de protection, pour des raisons qui restent à préciser. Ces observations sont encore à confirmer quantitativement.

La figure 2.15 montre une vue instantanée du senseur  $\lambda$  (cf.   quation (1.45), avec  $\lambda = 0$  dans les régions traitées via un comportement purement RANS,  $\lambda = 1$  dans les régions traitées via un comportement purement LES) et le champ de variation d'entropie  $\Delta s$  ( $\equiv s - s_{ref}$ ) avec les lignes d'iso-valeur des fonctions de protection égalent    0,8. Seules les simulations ZDES SA, ZDES SST et ZDES SST HV sont exposées car c'est la question de l'apparition des ilots de RANS qui est ici illustrée (problématique (g)). Pour ces trois simulations la couche limite supérieure semble correctement protégée. Il en est de même jusqu'à la marche pour la couche limite inférieure. La région RANS correspondant à cette dernière s'y achève et n'est donc pas propagée au sein de la couche de cisaillement, ce qui est attendu et souhaité. Néanmoins pour l'approche ZDES SA, la fonction de protection  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) est trop conservatrice sur le maillage grossier (pour une LES) du canal en amont de la marche : elle identifie d'autres régions RANS au loin de la paroi. Cela n'a pas d'effet quantitatif significatif sur le champ de vitesse moyens (cf. figures 2.27 et 2.28 présentées plus loin) car aucun scénario de génération de perte ne prend place dans ces régions comme cela peut être observé sur le champ de variation d'entropie.

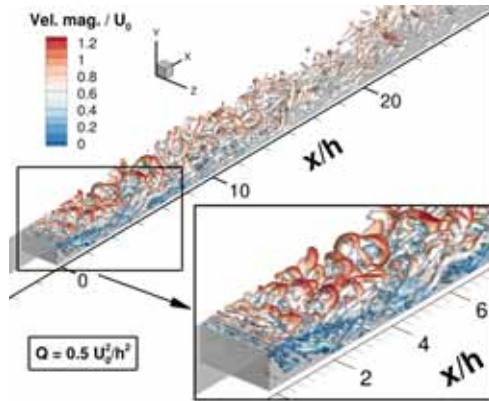
Pour l'approche ZDES SST un problème diff  rent concerne la présence d'un ilot de RANS dans les régions censées être traitées via la branche LES de l'approche ZDES, i.e. où  $1 - F_F$  (1.69) tend vers 1 mais  $L_{RANS} < L_{LES}$ . Il peut être noté que dans une telle situation contradictoire, forcer un traitement LES produira un niveau de ratio de viscosité plus élevé que conserver le traitement RANS puisque  $L_{DES}$  y serait for  c   à un niveau plus élevé. Ainsi ce problème n'est pas nécessairement néfaste et peut être considéré comme un senseur pour la détection des cellules trop grossières dans le cadre d'une LES. Néanmoins, il existe des situations où l'apparition de ce problème n'est pas acceptable : par exemple, comme noté par Sainte-Rose et al. (2009) pour l'approche DDES, lorsque l'approche ZDES est couplée avec un modèle de combustion via sa branche LES qui est censé être utilisé dans les régions réactives de l'écoulement mais en est empêché par la présence d'un ilot de RANS. De là émerge la potentielle utilité de l'approche ZDES SST HV qui force de telles régions être traitées suivant un comportement LES. Dans la présente simulation ZDES SST ce problème advient au milieu du canal en amont de la marche du fait de la grossièreté des cellules locales ( $L_{LES}$  élevé, cf. tableau 2.5) et du faible niveau de fluctuations turbulentes modélisées ( $L_{RANS}$  faible). Cette région s'étend après la marche et s'achève approximativement aux frontières des régions caractérisées par une création d'entropie significative, i.e. la couche limite supérieure et la couche de cisaillement. Le positionnement de l'interface RANS/LES étant basé sur des paramètres reflétant la physique de l'écoulement, cette ilot RANS parasite ne recouvre aucun scénario de création de perte et donc n'impacte pas de manière quantitative les résultats de façon significative (cf. figures 2.27 et 2.28). Il n'est pas néfaste à cette simulation. Néanmoins il peut être observé que la ZDES SST HV



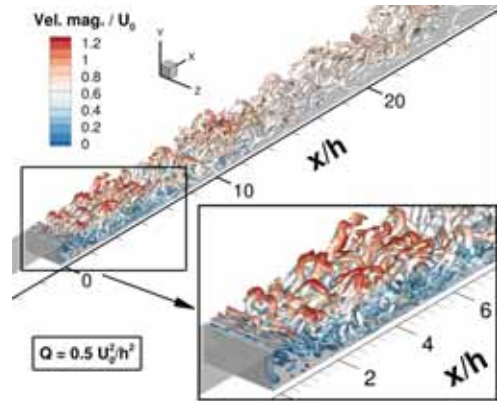
(a) ZDES SA,  $t_{inst}^* = 657,1$



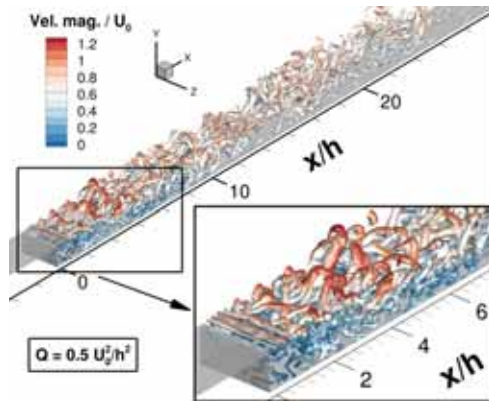
(b) ZDES SST,  $t_{inst}^* = 600,0$



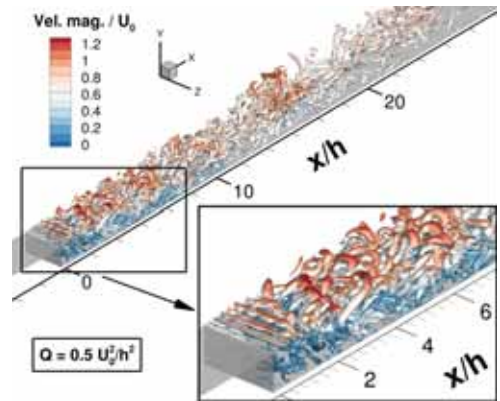
(c) ZDES SST HV,  $t_{inst}^* = 628,6$



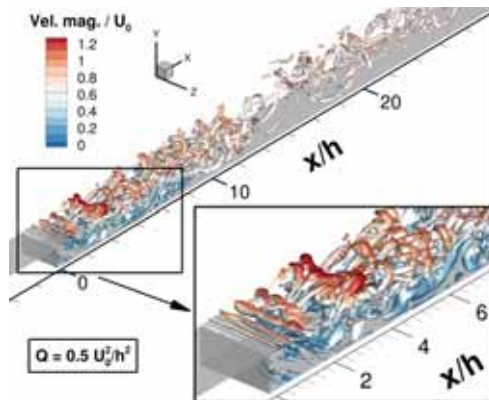
(d) ZDES SST HV FDNUT,  $t_{inst}^* = 428,6$



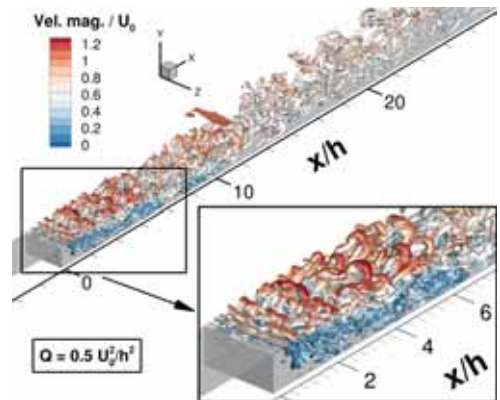
(e) ZDES SST HV FDNUT GRIT,  $t_{inst}^* = 428,6$



(f) ZDES SST HV F1,  $t_{inst}^* = 428,6$



(g) ZDES SST HV F2,  $t_{inst}^* = 428,6$



(h) ZDES SST HV BUSH,  $t_{inst}^* = 428,6$

FIGURE 2.14: Simulations ZDES de la marche descendante : isosurface de critère  $Q$  colorée par l'amplitude normalisée de la vitesse ( $vel. mag./U_0$ ).

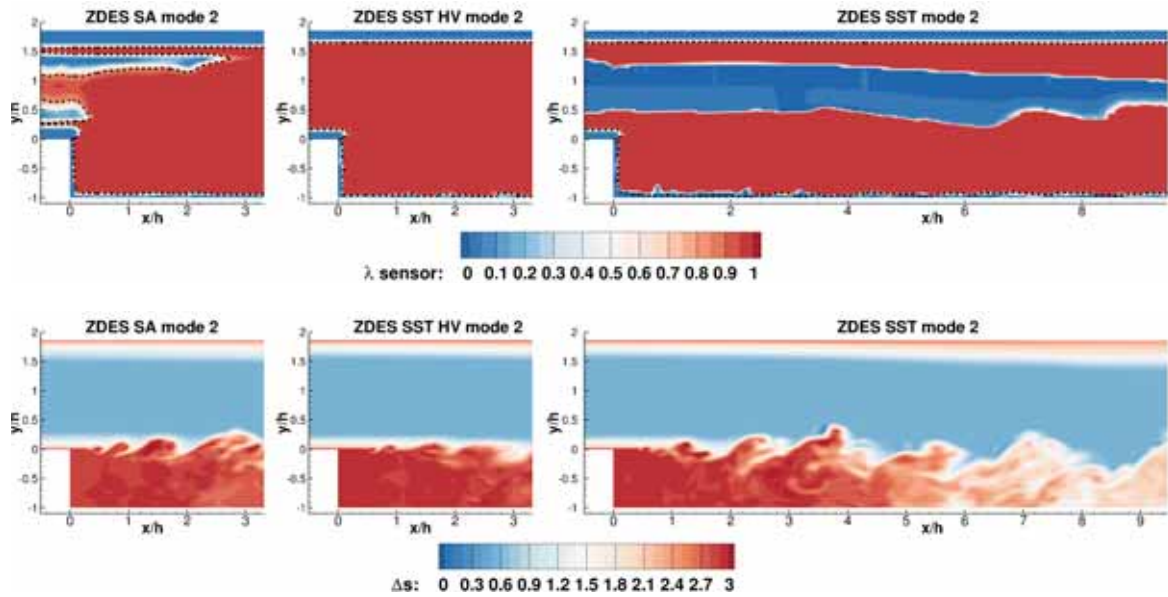


FIGURE 2.15: Simulations ZDES de la marche descendante : plan de coupe normal à  $z$ . (En haut) champ instantané du capteur  $\lambda$  (cf. équation (1.45),  $\lambda = 0$  dans les régions purement RANS,  $\lambda = 1$  dans les régions purement LES) avec la ligne (- - -) d'iso-valeur de fonction de protection  $f_d(\tilde{v}) = 0,8$  (1.66) pour la simulation ZDES SA et  $1 - F_F = 0,8$  (1.69) pour les simulations ZDES SST et ZDES SST HV. (En bas) contour instantané de la variation d'entropie  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$ .

autorise la suppression de cet îlot de RANS, comme attendu.

### 2.4.3 Analyse de l'écoulement moyen

L'analyse des simulations se poursuit ici sur les résultats moyennés en temps et en envergure. La comparaison aux données de référence ne se fera qu'en sous-section 2.4.5.

Les figures 2.16 et 2.17 montrent l'amplitude de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée ( $vel. mag./U_0$ ) sur un plan normal à  $z$  et les lignes de courants basées sur les composantes  $u$  and  $v$  des vecteurs vitesses associés. Les huit simulations sont moyennées sur des temps d'observations différents mais suffisant pour assurer la convergence statistique de la topologie des écoulements moyens exposés. Ces temps d'observation adimensionnés ( $t_{obs}^*$ ) varient entre 321,4 et 485,7. Ceci constitue entre 73 et 101 lâchers tourbillonnaires (*vortex shedding*) en aval de la marche en supposant que la fréquence réduite de ce phénomène soit de  $fr_{vs} = f_{vs}h/U_0 = 0,29$  (cf. Sainte-Rose (2010), page 80). Les simulations sont ensuite moyennées en envergure. À première vue les simulations sont remarquablement similaires. Toutes présentent une recirculation principale associée à un petit tourbillon secondaire au pied de la marche, de tailles comparables malgré la formulation unique de chacune des approches ZDES utilisée. Suivant la simulation la longueur de rattachement varie entre  $l_r/h = 6,5$  et  $l_r/h = 7,01$  tandis que la position du centre de la recirculation principale varie entre  $x/h = 2,8$  et  $x/h = 3,4$  et la longueur du tourbillon secondaire entre  $l_{ts}/h = 0,5$  et  $l_{ts}/h = 1,5$  environ.

Il peut être noté que ces longueurs de recirculation sont en accord avec celle de  $x/h = 6,71$  relevée par Hall et al. (2003) via des mesures PIV sur un cas de marche descendante aux caractéristiques relativement proches des présentes simulations malgré un confinement latéral, un taux de turbulence et une épaisseur relative de couche limite incidente plus élevés pour ces dernières (cf. tableau 2.2). Le cas de marche descendante de Arnault (2016) ne diverge des présentes simulations que par un confinement vertical significativement plus faible (le canal en amont de la marche est d'une hauteur de  $9h$  au lieu de  $13h/7$  ( $1,86h$  environ)) mais est caractérisé par une longueur de rattachement plus faible ( $5,88h$ ). L'effet du confinement vertical semble donc important. Ces observations sont cependant à considérer

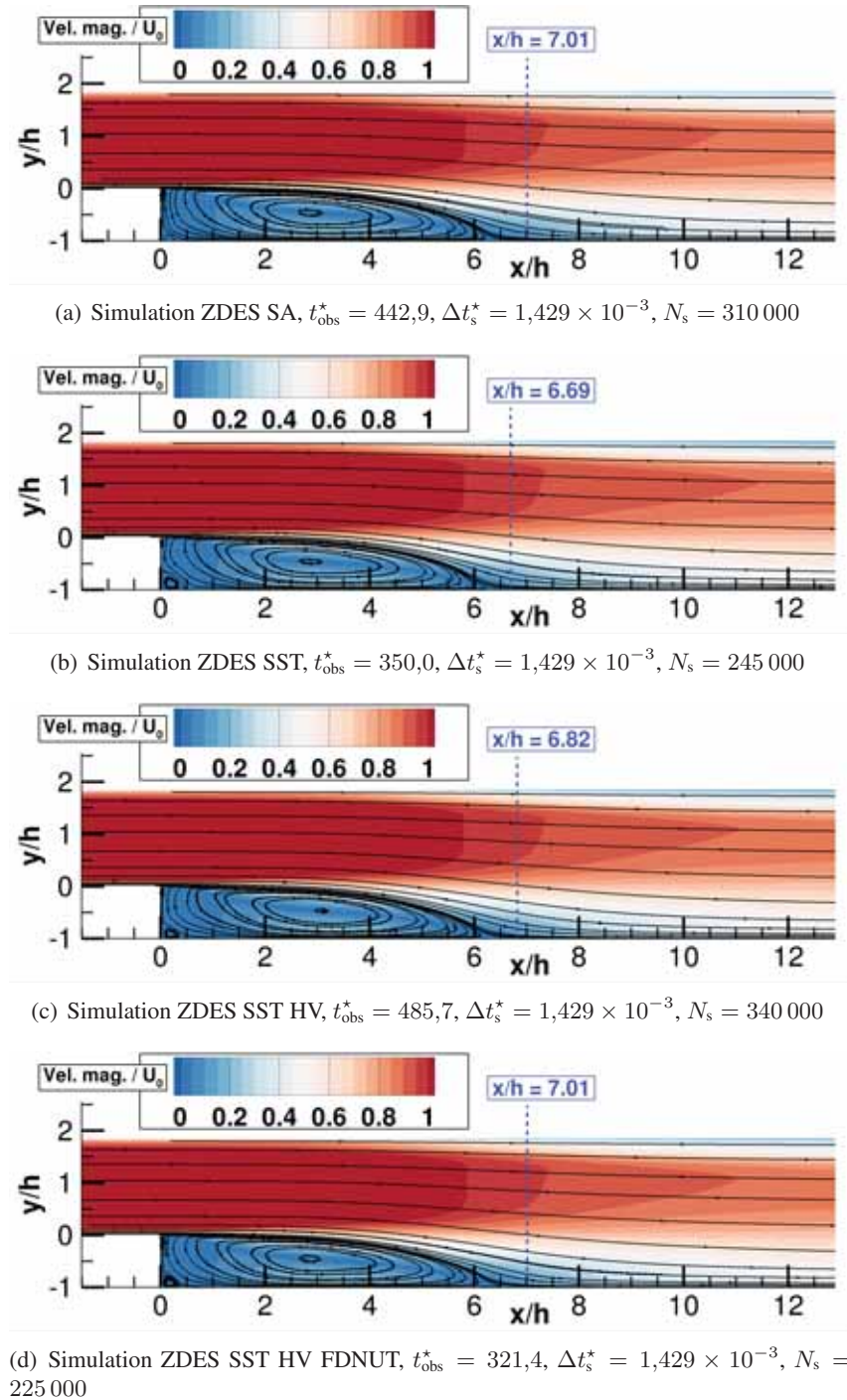
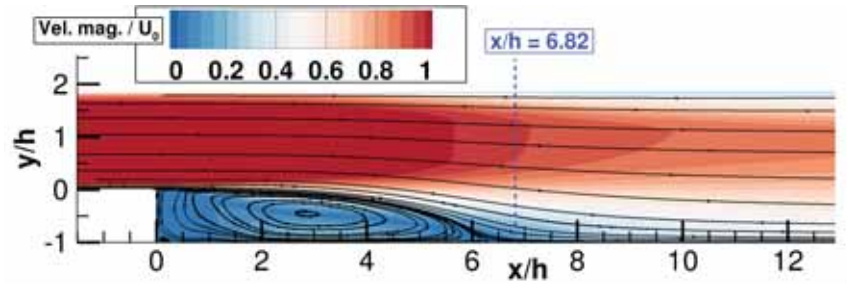
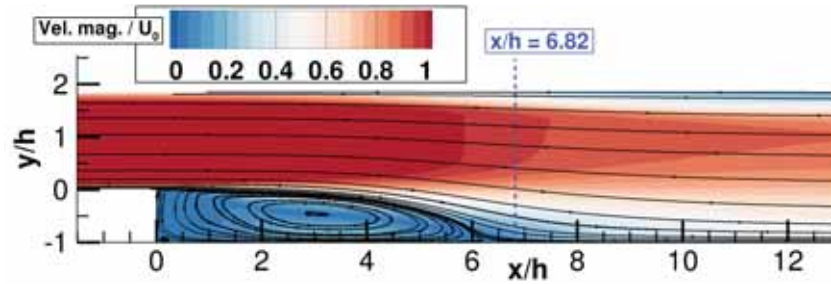


FIGURE 2.16: Simulations ZDES de la marche descendante : champ de la vitesse moyenné en temps, en envergure et normalisée ( $vel. mag. / U_0$ ) sur un plan normal à  $z$ . Les lignes de courants associées sont affichées en noir tandis que l'extrémité aval de la moyenne de la recirculation principale est affichée en bleu.

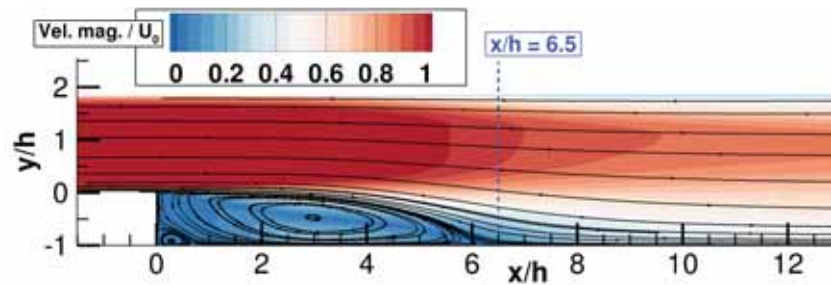
avec prudence car la longueur de rattachement varie fortement suivant que l'on se base sur le champ de vitesse jusqu'à la paroi - information disponible en simulation - ou seulement à son voisinage à défaut de mesures suffisantes comme c'est le cas pour les relevés PIV limités par les réflexions de la lumière laser en proche paroi. La présence d'un seul tourbillon secondaire au pied de la marche et l'ordre de



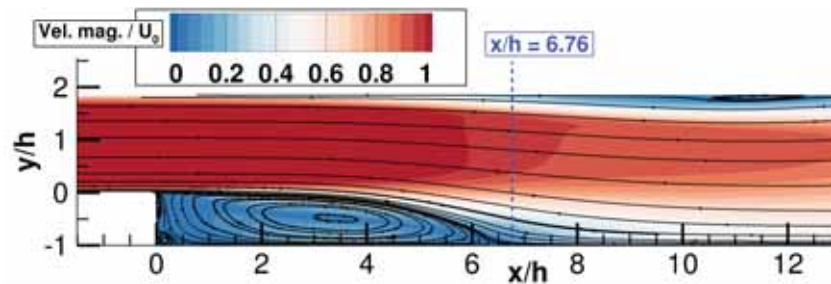
(a) Simulation ZDES SST HV FDNUT GRIT,  $t_{\text{obs}}^* = 321,4$ ,  $\Delta t_s^* = 1,429 \times 10^{-3}$ ,  $N_s = 225\,000$



(b) Simulation ZDES SST HV F1,  $t_{\text{obs}}^* = 321,4$ ,  $\Delta t_s^* = 1,429 \times 10^{-3}$ ,  $N_s = 225\,000$



(c) Simulation ZDES SST HV F2,  $t_{\text{obs}}^* = 321,4$ ,  $\Delta t_s^* = 1,429 \times 10^{-3}$ ,  $N_s = 225\,000$



(d) Simulation ZDES SST HV BUSH,  $t_{\text{obs}}^* = 321,4$ ,  $\Delta t_s^* = 1,429 \times 10^{-3}$ ,  $N_s = 225\,000$

FIGURE 2.17: Simulations ZDES de la marche descendante : champ de la vitesse moyenné en temps, en envergure et normalisé ( $vel. mag./U_0$ ) sur un plan normal à  $z$ . Les lignes de courants associées sont affichées en noir tandis que l'extrémité aval de la moyenne de la recirculation principale est affichée en bleu.

grandeur de sa longueur relative ( $l_{ts}/h$ ) sont en accord avec les données PIV issues d'expériences aux caractéristiques semblables (cf. Hall et al. (2003), figure 9, page 146 et Arnault (2016), figure II.12, page 36). Nadge et Govardhan (2014) ont récemment montré à l'aide de mesures PIV que la topologie de l'écoulement moyen en aval d'une marche descendante reste pratiquement inchangée à partir d'un

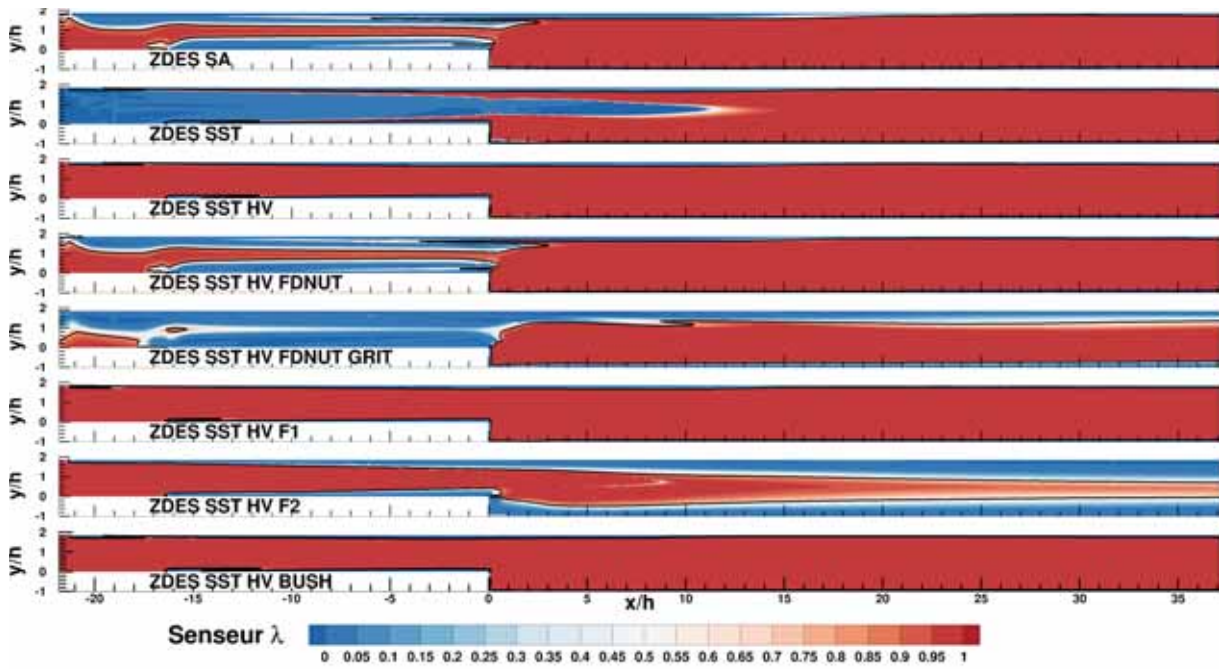
nombre de Reynolds suffisamment élevé ( $Re_h > 36\,000$  pour  $ER = 1,3$ ) si la couche limite incidente est à l'état turbulent, tandis que sa variation avec le confinement vertical (augmentation de  $l_r/h$  avec  $ER$ ) est significative jusqu'à saturation à partir de  $ER = 1,8$ , en concordance avec ce qui pourrait être déduit du tableau 2.2. Chovet et al. (2017) confirment eux aussi qu'à haut nombre de Reynolds  $Re_h$  c'est le ratio d'expansion  $ER$  et non ledit nombre de Reynolds qui devient déterminant quant à la longueur de rattachement  $l_r/h$  pour les marches descendantes bidimensionnelles (cf. Chovet et al. (2017), figure 5). La variation du champ moyen d'une simulation à l'autre est faible mais certaines simulations se démarquent du groupe : la simulation ZDES SST HV F2, déjà remarquée durant l'analyse des champs instantanés, prédit une longueur de rattachement ( $x/h = 6,5$ ) nettement plus faible que les autres simulations ( $6,69 < x/h < 7,01$ ) ainsi qu'un tourbillon secondaire plus massif. La simulation ZDES SST HV BUSH prédit une recirculation secondaire sur la paroi supérieure en  $x/h = 11,5$  conduisant à une contraction de l'écoulement principal où les vitesses sont logiquement plus élevées. Une telle recirculation secondaire, également visible en figure 2.14(h), est surprenante car il s'agit en principe d'une topologie liée au régime d'écoulement transitionnel ( $400 < Re_h < 8000$  environ).

Dans le but d'expliquer ces différences et de remplir les objectifs fixés, d'autres quantités moyennées en temps et en envergure sont illustrées via les figures 2.18 à 2.23. Elles font appel à des temps d'observations similaires à ceux des figures 2.16 et 2.17 sauf pour les simulations ZDES SA ( $t_{\text{obs}}^* = 257,1$ ) et ZDES SST HV ( $t_{\text{obs}}^* = 307,21$ ).

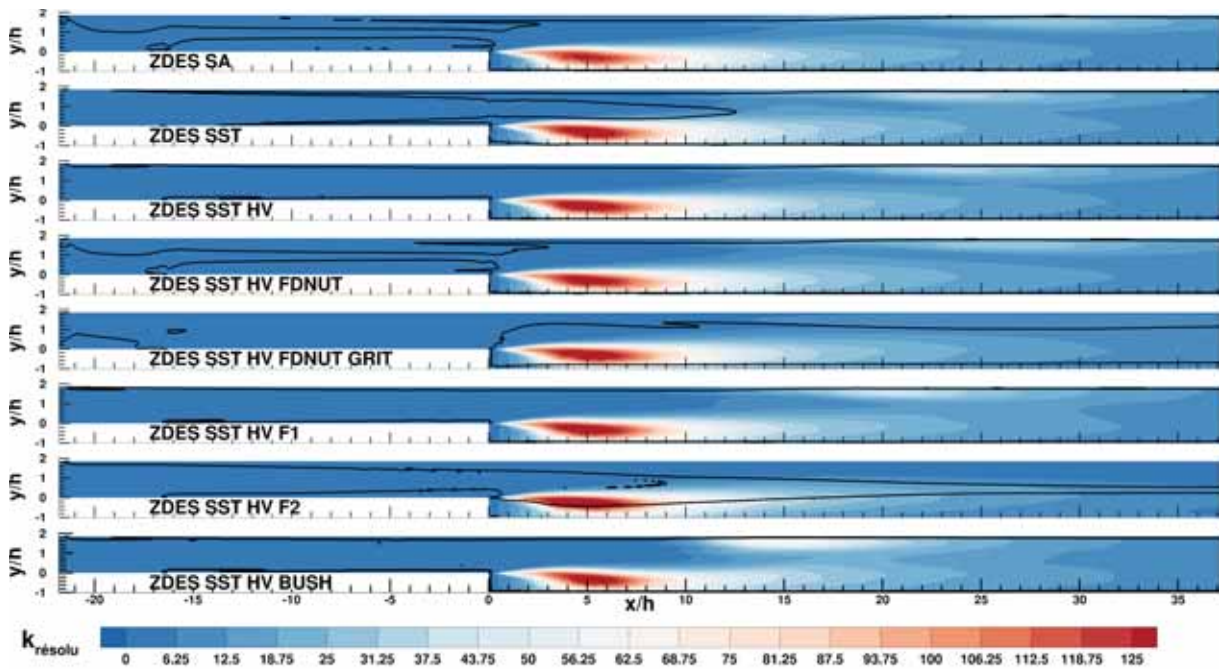
En écho à la démarche menée pour le cas de couche de mélange (cf. figure 2.5), la distribution des régions traitées suivant un comportement RANS ( $\lambda = 0$ ), des régions traitées suivant un comportement LES ( $\lambda = 0$ ) ainsi que des régions tampons dites "zones grises" traitées suivant un comportement intermédiaire ( $0 < \lambda < 1$ ) est dépeinte en figure 2.18(a) au moyen du champ du senseur  $\lambda$  (1.45) pour les huit simulations. Les isolignes des fonctions de protection égales à 0,8 sont également affichées en trait continu noir. Le domaine exposé contient le développement des couches limites dès l'extrémité amont des conditions d'adhérence sur les parois supérieure et inférieure. Il va jusqu'à la fin du domaine de calcul qui s'achève à la limite de sortie subsonique. Ainsi seule la partie amont du domaine de calcul n'est pas visible sur cette figure. Les simulations ont des comportements notablement divergents.

S'agissant du domaine en amont de la marche les approches protègent de façon plus ou moins conservatrice le développement des couches limites turbulentes modélisées supérieure et inférieure voire traitent suivant un comportement RANS des régions externes à ces couches limites. Les fonctions de protection peuvent être classées par leur estimation de l'épaisseur de ces couches limites au vue de l'épaisseur des régions traitées en RANS : la fonction  $1 - F_1$  (1.67) (approche ZDES SST HV F1) et la fonction  $1 - F_F$  (1.69) (approche ZDES SST HV) s'avèrent les plus pessimistes quant à l'épaisseur des couches limites, suivie par la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) (approche ZDES SST HV FDNUT), la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2), et enfin par la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec des coefficients modifiés (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT). Cette hiérarchie suit comme attendu l'importance des coefficients qui entrent en jeu dans leur formulation : le premier argument de la fonction  $1 - F_2$  (1.68) est augmenté d'un coefficient de 2 par rapport à celui des fonctions  $1 - F_1$  (1.67) et  $1 - F_F$  (1.69). Les coefficients (1.70) proposés par Gritskevich et al. (2012); Gritskevich et al. (2013) remplacent le facteur  $C_{d1} = 8$  de la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) originale par  $C_{d1} = 20$ . Des coefficients plus forts induisent une protection accrue (épaisseur plus importante des régions proche paroi traitées en RANS), alors que des exposants plus fort réduisent l'épaisseur des zones grises ( $\lambda$  passe de 0 à 1 plus rapidement). Il peut également être noté que la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) en ZDES SST HV FDNUT à un comportement fort similaire à la fonction  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) en ZDES SA. Cette robustesse face au changement du modèle de turbulence sous-jacent est attendue et bienvenue. Toutefois ces deux fonctions forcent le traitement RANS de régions externes aux couches limites comme déjà observé sur le champ instantané en figure 2.15. Les coefficients (1.70) de l'approche ZDES SST HV FDNUT GRIT accentuent ce comportement si bien que les régions RANS partant des parois inférieure et supérieure rentrent en confluence au milieu du canal amont. L'îlot de RANS au cœur du canal amont via l'approche ZDES SST est bien supprimé dans le cadre de l'approche ZDES SST HV comme cela a été vu en figure 2.15. Enfin le changement du principe de substitution apporté par l'approche ZDES SST HV BUSH semble avoir un effet néfaste





(a)



(b)

FIGURE 2.18: Simulations ZDES de la marche descendante : champs moyennés en temps et en envergure du senseur  $\lambda$  (1.45) (2.12) (en haut) et de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes résolues  $k_{résolu}$  (2.11) (en bas) sur un plan normal à  $z$ . Sont également affichés les isolignes des fonctions de protection égales à 0,8 (en haut) et du senseur  $\lambda$  égal à 0,8 (en bas).

sur la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) car les couches limites  $y$  sont davantage rognées pour des raisons restant à éclaircir (cf. sous-section 2.4.4). Les observations et explications qui viennent d'être données sont corroborées par la figure 2.19 offrant une vue de la couche limite inférieure à l'approche de la marche. Pour chaque simulation le champ moyenné en temps et en envergure de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $||\langle \underline{\tau}_m^d \rangle||$   $y$  est représenté.

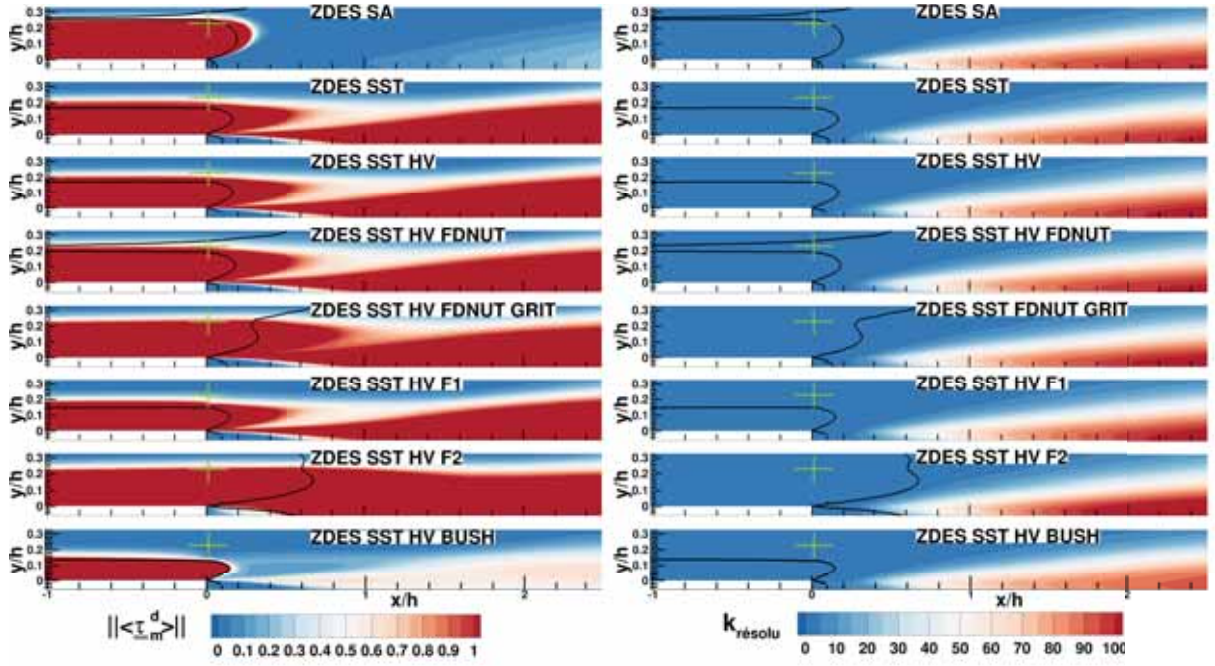


FIGURE 2.19: Simulations ZDES de la marche descendante : champs moyennés en temps et en envergure de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $\|\langle \underline{\tau}_m^d \rangle\|$  (2.8) (2.9) et de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes résolues  $k_{résolu}$  (2.11) au niveau de la marche. Sont également affichées les isolignes du senser  $\lambda$  égal à 0,8 et un repère (croix verte).

Sont également affichées les isolignes du senser  $\lambda$  égal à 0,8 et un repère visuel (croix verte) fixe dans le système de coordonnées du problème. La quantité  $\|\langle \underline{\tau}_m^d \rangle\|$  est définie par les équations (2.8) et (2.9) suivantes :

$$\|\langle \underline{\tau}_m^d \rangle\| = \sqrt{\left( -\overline{\rho u_i'' u_j''}^d \right)^2} / \bar{\rho} = \sqrt{\left( -\widetilde{u_i'' u_j''}^d \right)^2} \quad (2.8) \square$$

$$-\widetilde{u_i'' u_j''}^d = \overline{\left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)} / \bar{\rho} \quad (2.9) \square$$

L'exposant  $^d$  signifie *partie déviatorique* tandis que l'indice  $_m$  signifie *quantité modélisée*. La mise au carré implique ici une sommation suivant les indices muets  $i$  et  $j$ . En prenant comme référence les simulations ZDES SST HV FDNUT GRIT et ZDES SST HV F2 qui imposent un traitement RANS bien au-delà de la frontière de la couche inférieure, il peut être observé que la diminution de l'épaisseur de la région proche paroi traitée en RANS au sein des autres simulations mène au rognage de la couche limite, c'est-à-dire à une réduction du niveau des tensions de Reynolds modélisées. À l'inverse une sur-protection des couches limites induit une convection plus poussée du niveau des tensions de Reynolds modélisées au sein de la région LES en aval de la marche, comme cela est visible sur les simulations ZDES SST HV FDNUT GRIT et ZDES SST HV F2. Il peut être noté que la simulation ZDES SA produit un niveau plus faible de tensions de Reynolds modélisées au sein de la région LES en aval de la marche que les simulations ZDES SST. L'approche ZDES SST HV BUSH se démarque elle aussi sur ce point, le changement de principe de substitution aboutissant (i) à une diminution plus rapide du niveau de tensions de Reynolds modélisées au passage de l'interface RANS/LES et (ii) à un niveau manifestement plus faible de ces tensions dans la région LES (également dénommées tensions de Reynolds de sous-maille), au dépend de la protection de la couche limite incidente. Cette première observation est cohérente avec les conclusions des travaux antérieurs (cf. 1.2.1.1). Concernant la seconde observation - le plus faible niveau de tensions de sous-maille - il est rappelé que les constantes  $C_{DES}$  des approches évaluées n'ont

pas été recalibrées a posteriori sur un cas de DIT afin d'accorder le niveau de tensions de sous-maille qu'elles modélisent pour ce cas idéalisé. Ceci pourrait expliquer leur comportement divergent au sein de la région en aval de la marche, toutefois ce sont les valeurs de  $C_{DES}$  usuellement rencontrées dans la littérature qui ont été utilisées afin d'assurer a priori une certaine cohérence de leur comportement dans les régions LES. Une analyse plus poussée serait nécessaire pour éclaircir cette observation.

La modification des couches limites du fait du phénomène de rognage par la mise en défaut des fonctions de protection est analysée plus quantitativement en sous-section 2.4.4. Par contre, les conséquences du rognage et à l'inverse de la sur-protection des couches limites sur l'écoulement en aval de la marche peuvent être vérifiées via la visualisation du senser  $\lambda$  (1.45) en figure 2.18(a) et de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes résolues  $k_{résolu}$  (2.11) en figures 2.18(b) et 2.19. Cette dernière est approximée suivant l'équation (2.11) suivante :

$$k_{résolu} = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{\bar{\rho}} \quad (2.10) \square$$

$$\approx \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (2.11) \square$$

Les champs de  $k_{résolu}$  (2.11) apparaissent remarquablement semblables entre les huit simulations. En moyenne un contenu turbulent significatif émerge du fait de la naissance de la couche de cisaillement en aval de marche puis s'étend sur toute la hauteur de la marche compte tenu du battement et de la dégénérescence de cette couche de cisaillement. Suite à un extremum local en  $x/h = 5$  cette activité turbulente baisse en intensité mais diffuse progressivement<sup>12</sup> sur toute la hauteur du canal (cf. figure 2.18(b)). L'agrandissement de cette visualisation sur la naissance de la couche de mélange en figure 2.19 ne fait pas apparaître de différences significatives quant aux éventuels retards à la naissance et au développement des instabilités. Seul le niveau de tensions de sous-maille de la simulation ZDES SST HV F2 semble légèrement supérieur à celui des autres approches. Pourtant les fonctions de protection ont en moyenne des comportements fort différents en aval de la marche (cf. figure 2.18(a)) : la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec les coefficients modifiés (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT) et a fortiori la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2) - c'est-à-dire les deux fonctions les plus protectrices - permettent l'existence d'une région traitée en RANS d'une épaisseur significative à la paroi inférieure en aval de la marche. Les autres approches n'y conservent qu'une fine couche RANS difficilement visible sur la figure 2.18(a). Il peut être suggéré que le développement de cette région RANS, i.e. sa délimitation par la fonction de protection utilisée, y est balayé par les fluctuations turbulentes résolues incidentes (problématique (d)), alors que les approches ZDES SST HV FDNUT GRIT et ZDES SST HV F2 sont plus résistantes à ces perturbations. La fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2) paraît même avoir un pouvoir de protection trop important car en moyenne la recirculation principale est à moitié traitée en RANS. Ceci est en accord avec le niveau moyen du ratio  $\mu_t/\mu$  présenté en figure 2.21(a) et explique en outre, en aval de la recirculation, la dissipation marquée des structures tourbillonnaires constatée en figure 2.14. Pourtant le niveau d'activité turbulente moyen est fort semblable aux autres approches au niveau de la recirculation. Les comportements des approches divergent également quant au traitement de la couche limite de la paroi supérieure en aval de la marche : la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2) en protège la croissance (traitement RANS) jusqu'à la fin du domaine de calcul. De manière cohérente le niveau de  $k_{résolu}$  y est presque nul (cf. figure 2.18(b)). La fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec les coefficients (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT) en protège le développement dans une plus faible épaisseur (cf. figure 2.18(a)), mais surtout présente la marque d'un décollement de couche limite en  $x/h = 9$  (rebroussement de l'isoligne  $\lambda = 0,8$  consécutif au passage de la couche de cisaillement issue du décollement de couche limite). Toutes les autres approches ne peuvent empêcher la disparition de la région RANS - i.e. la couche limite turbulente modélisée de la paroi supérieure - advenant entre  $x/h = 10$  et  $x/h = 15$ . Ces disparitions sont suivies d'un léger spot de  $k_{résolu}$  (cf. figure

12. À titre purement visuel cette topologie est en accord avec les mesures PIV des champs de  $\overline{u'^2}/U_0^2$  et de  $\overline{u'v'}/U_0^2$  faites par Nadge et Govardhan (2014) pour plusieurs nombre de Reynolds  $Re_h$  sur leur cas de marche descendante (cf. Nadge et Govardhan (2014), figures 11 et 12).

2.18(b)), qui est particulièrement visible dans le cas de l'approche ZDES SST HV BUSH à partir de l'abscisse ( $x/h = 11$ ) où une recirculation a déjà été notée sur le champ moyen de l'amplitude de la vitesse (cf. figure 2.17). Il doit être noté que le champ moyenné en temps et en envergure du senseur  $\lambda$  (1.45) est approximé : l'opération de moyenne en temps n'est pas faite sur le senseur lui-même mais sur ces composantes, de telle sorte que :

$$\bar{\lambda} \approx 1 - \frac{(\overline{L_{DES}} - \overline{L_{LES}})}{(\overline{L_{RANS}} - \overline{L_{LES}})} \quad (2.12) \square$$

Les fluctuations de  $\lambda$  ne sont donc pas prise en compte de manière exacte dans sa valeur moyenne  $\bar{\lambda}$  ce qui participe sans aucun doute à l'étendue des régions RANS observées en moyenne sur la figure 2.18(a).

Afin de s'y substituer, un nouvel éclairage est apporté par les champs moyens des quantités qualifiable de thermodynamique et de physique, par opposition au senseur  $\lambda$  (1.45) et au ratio  $\mu_t/\mu$ , que sont la variation d'entropie  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$  (cf. figure 2.20(a)), la norme du gradient d'entropie  $\|\text{grad}(s)\|$  (cf. figure 2.20(b)) et la part résolue (variant entre 0 et 1) de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds (cf. figure 2.21(b)). Cette dernière (Part de  $\|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle\|$ ) est approximée par l'équation (2.9) et par les équations (2.13), (2.15) et (2.17) suivantes :

$$\text{Part de } \|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle\| \approx \frac{\|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle\|}{\|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle + \langle \underline{\tau}_m^d \rangle\|} \quad (2.13) \square$$

$$\|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle\| = \sqrt{\left(-\overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{1}{3} \overline{\rho u_k'' u_k''} \delta_{ij}\right)^2} / \bar{\rho} \quad (2.14) \square$$

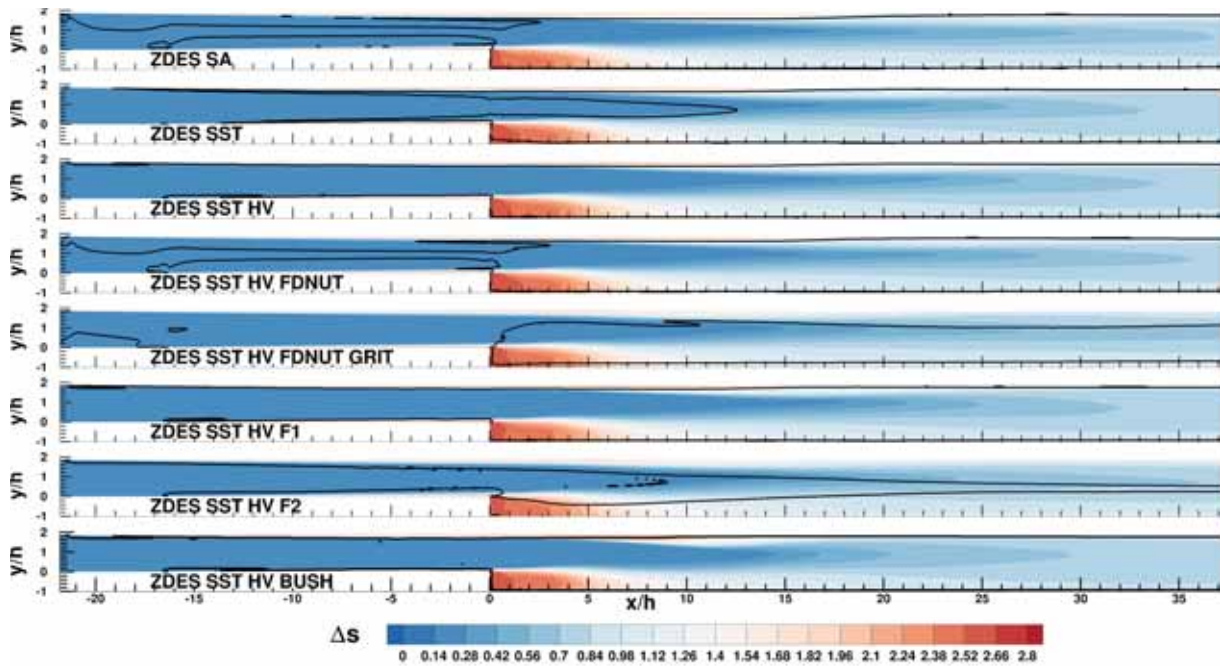
$$\approx \sqrt{\left(-\overline{u_i' u_j'} + \frac{1}{3} \overline{u_k' u_k'} \delta_{ij}\right)^2} \quad (2.15) \square$$

$$\|\langle \underline{\tau}_r^d \rangle + \langle \underline{\tau}_m^d \rangle\| = \sqrt{\left(-\overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{1}{3} \overline{\rho u_k'' u_k''} \delta_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}^d\right)^2} / \bar{\rho} \quad (2.16) \square$$

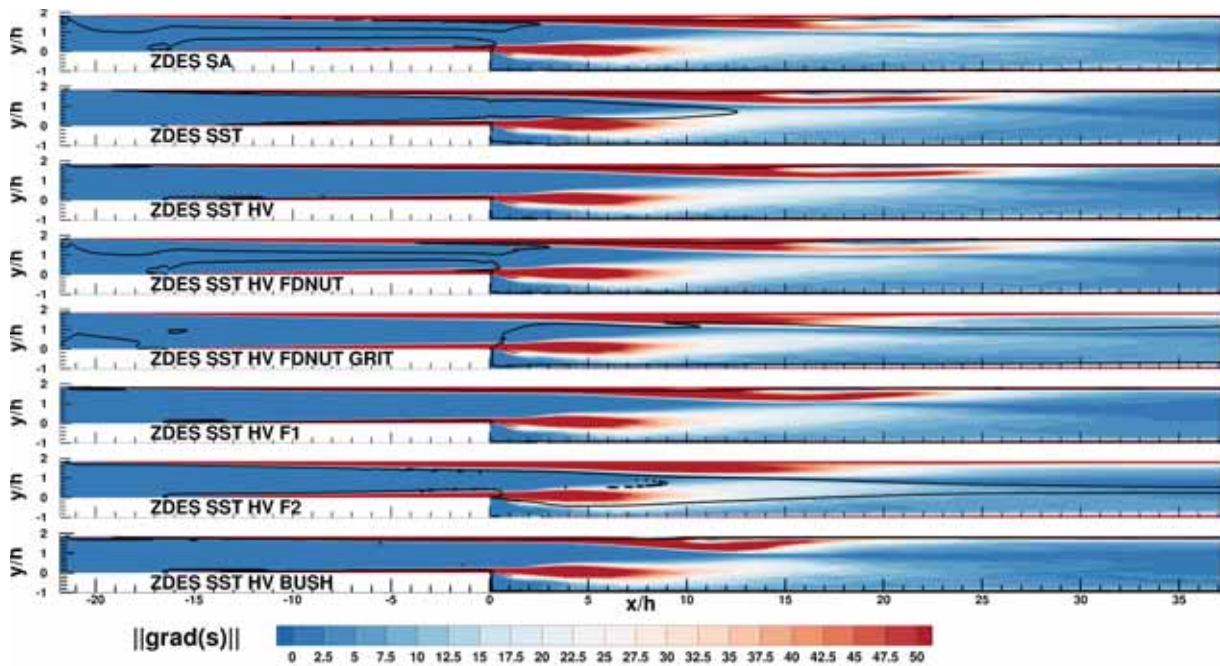
$$\approx \sqrt{\left(-\overline{u_i' u_j'} + \frac{1}{3} \overline{u_k' u_k'} \delta_{ij} - \widetilde{u_i'' u_j''}^d\right)^2} \quad (2.17) \square$$

L'exposant  $^d$  signifie *partie déviatorique*, l'indice  $_r$  signifie *quantité résolue* tandis que l'indice  $_m$  signifie *quantité modélisée*. La mise au carré implique ici une sommation suivant les indices muets  $i$  et  $j$ . L'usage de la norme du gradient d'entropie est ici légitime pour mettre en évidence les régions de création de pertes car les parois sont toutes représentées par des conditions adiabatiques et qu'il n'y a pas de source ou de puits d'énergie dû à une action externe au domaine de calcul.

Ces figures 2.20 et 2.21(b) montrent qu'en pratique, en moyenne, quelle que soit l'approche ZDES utilisée la moitié inférieure du canal en aval de la marche est traitée suivant un comportement LES jusqu'à la paroi, la part résolue de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds y étant supérieure à 90%. Les pertes y sont majoritairement créées au sein de la couche de cisaillement issue du sommet de la marche, de façon similaire entre toutes les approches. Pour la moitié supérieure du canal en aval de la marche il peut être observé que quelle que soit l'approche ZDES utilisée la couche limite supérieure est rapidement traitée en LES (pour  $x/h > 5$  à 10 en moyenne) et disparaît peu après. Les régions de création de pertes (cf. figure 2.20(b)) suggèrent qu'en moyenne suite à son basculement en LES la couche limite supérieure décolle de la paroi à des abscisses qui n'étaient pas visibles en figures 2.16 et 2.17 quelle que soit l'approche ZDES utilisée. Ces décollements sont en réalité absents des champs moyens de vitesse (sauf évidemment pour l'approche ZDES SST HV BUSH) mais il peut être noté qu'ils semblent jouer un rôle important dans l'écoulement. Il faut également noter que dans



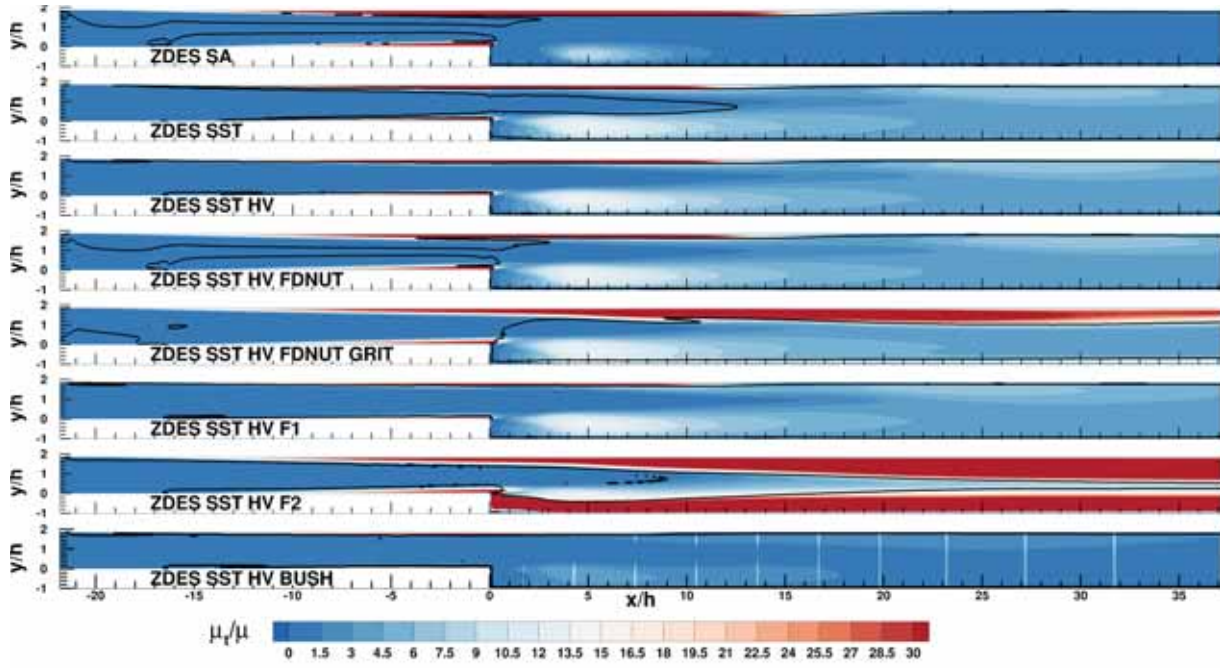
(a)



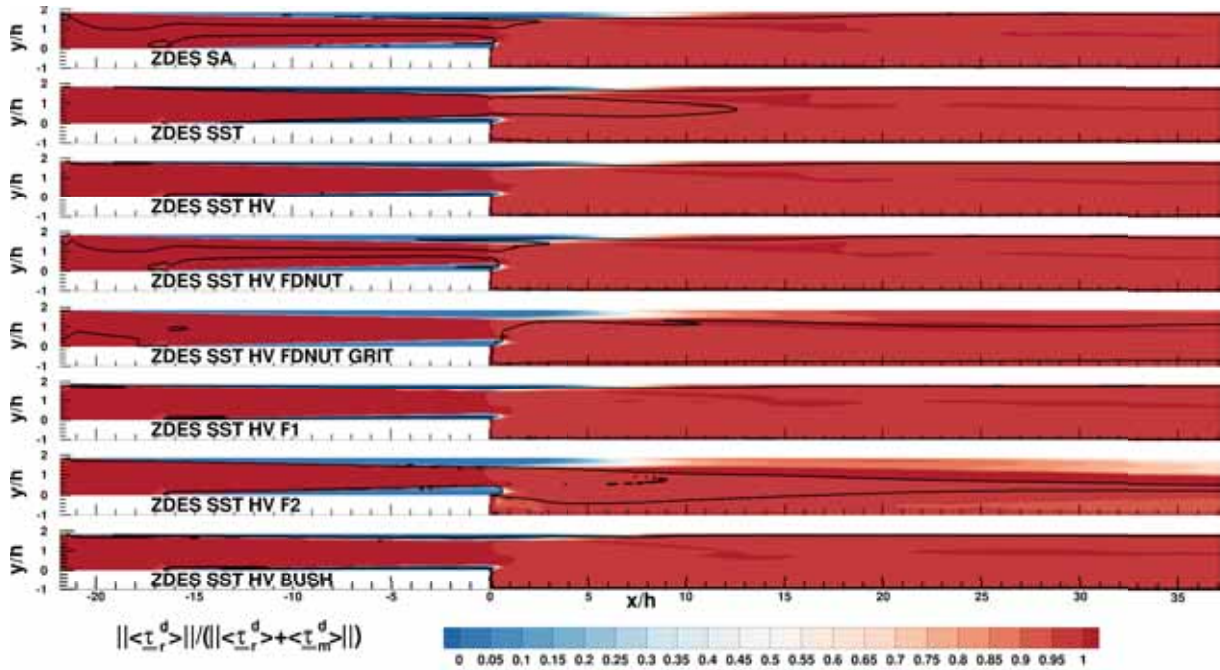
(b)

FIGURE 2.20: Simulations ZDES de la marche descendante : champs moyennés en temps et en envergure de la variation d'entropie  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$  (en haut) et de la norme du gradient d'entropie (en bas) sur un plan normal à  $z$ . Sont également affichés les isolignes du senseur  $\lambda$  égal à 0,8.

le cadre de simulations DDES SST avec le solveur *CEDRE* (Reffloch et al. 2011) de l'ONERA, Sainte-Rose (2010) avait déjà observé ce basculement de la couche limite supérieure en LES et, lorsqu'utilisé avec la fonction de protection  $f_d(\nu_t)$  (1.65), son décollement non physique de la paroi supérieure (cf. Sainte-Rose (2010), pages 68 à 84). Ici, la simulation ZDES SST HV F2 se démarque par une part résolue un peu plus faible (50% à 90%) près de la paroi supérieure sur toute la longueur du domaine de calcul en aval de la marche (cf. figure 2.21(b)).



(a)



(b)

FIGURE 2.21: Simulations ZDES de la marche descendante : champs moyennés en temps et en envergure du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  (en haut) et de la part résolue (variant entre 0 et 1) de la norme de la partie déviatorique du tenseur des contraintes de Reynolds  $\|\langle \underline{\tau}^d \rangle\|$  réduit de  $\bar{\rho}$  (cf. equations (2.9), (2.13), (2.15) et (2.17)). Sont également affichées les isolignes du senseur  $\lambda$  égal à 0,8.

Afin d'illustrer l'instationnarité sous-jacente à ces champs moyennés, des champs instantanés de la variation d'entropie  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$ , de la norme du gradient d'entropie  $\|\text{grad}(s)\|$  et de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\rho$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  (2.18) sont dépeints par la figure 2.22 à des instants arbitraires sur un plan de coupe normal à  $z$  pour deux simulations

au comportement opposé : la ZDES SST HV F1 (cf. figure 2.22(a)) et la ZDES SST HV F2 (cf. figure 2.22(b)) ainsi que les isolignes du senseur  $\lambda$  égal à 0,8. Pour chaque variable observée un agrandissement sur le décollement de la couche limite inférieure du fait de la marche est présenté. La quantité  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  est définie suivant l'équation (2.18) suivante :

$$\|\underline{\tau}_m^d\| = \sqrt{\left[ 2\mu_t \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) / \rho \right]^2} \quad (2.18) \quad \square$$

Ces deux simulations ZDES SST HV F1 et ZDES SST HV F2 ne se distinguent que par leur fonction de protection,  $1 - F_1$  (1.67) pour la première et  $1 - F_2$  (1.68) pour la seconde.

Comme déjà observé sur le champ moyen, la fonction  $1 - F_1$  (1.67) est pessimiste sur l'épaisseur des couches limites RANS en amont de la marche, n'offre aucune protection au re-développement d'une couche limite RANS sur la paroi inférieure aval face aux fluctuations incidentes et cause la disparition de la couche limite supérieure au-delà de  $x/h = 5$  (cf. figure 2.22(a)). Il doit être remarqué que la couche limite supérieure disparaît du fait de son décollement périodique de la paroi supérieure causé par les fluctuations de pression dues à la recirculation principale. Ceci est particulièrement visible sur le champ de  $\|\underline{\text{grad}}(s)\|$ . Il est suspecté que le gradient de pression adverse vu par cette couche limite au niveau de la marche cause son épaissement qui n'est pas pleinement détecté par la fonction de protection. Le phénomène de rognage est alors amplifié et cause la décroissance des contraintes de Reynolds modélisées en son sein, symptôme aussi connue sous le nom de MSD (*Modelled-Stress-Depletion*). La résistance de la couche limite au décollement en est affaiblie, ce qui cause son décollement précoce de la paroi au dessus de la recirculation principale où les effets de pression sont importants, un problème connu sous le nom de GIS (*Grid Induced Separation*). Une fois décollée la couche limite se retrouve sous la forme d'une couche de cisaillement traitée en LES, les contraintes de Reynolds modélisées s'y évanouissent jusqu'au niveau caractéristique d'un modèle de sous-maille. Il peut être noté que suite à la disparition de cette couche limite le contenu turbulent résolu à proximité de la paroi supérieure n'est pas et ne pourrait être - du fait de la discrétisation spatiale du maillage - représentatif du contenu turbulent d'une couche limite résolue. Ainsi la disparition de la couche limite supérieure entièrement modélisée n'est pas et ne pourrait être compensée par l'apparition d'une couche limite résolue via la présence du contenu turbulent correspondant. Le champ de la quantité  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  montre que le modèle de sous-maille est particulièrement actif à la frontière de la recirculation principale et au sein des paquets de fluctuations turbulentes résolues issus du décollement périodique de la couche limite supérieure. Il doit être à nouveau rappelé que, bien que ceci n'ait pu être fait dans les moyens impartis ici, l'action du modèle de sous-maille devrait plus rigoureusement être observé à l'aide du gradient de  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  (augmentée de  $\rho$ ). Le champ résultant s'avérerait topologiquement semblable au champ de  $\|\underline{\text{grad}}(s)\|$  et non au champ de  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$  comme sur la figure 2.22(a).

La fonction  $1 - F_2$  (1.68) est en revanche plus optimiste vis-à-vis de l'épaisseur des couches limites RANS se développant en amont de la marche (cf. figure 2.22(b)). Surtout, elle délimite des régions RANS s'étendant depuis les parois inférieure et supérieure sur une épaisseur significative (grossièrement 1/4 de la hauteur du canal aval). Cependant, si le niveau de  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  y est plus élevé que dans les régions LES, comme attendu, l'écoulement n'y est pas comparable à une simulation RANS. En effet s'agissant de la région RANS de la moitié inférieure du canal aval, les fluctuations turbulentes issues de la couche de cisaillement y pénètrent sans résistance visible, illustrant au passage le caractère global de l'approche ZDES. Elles y sont cependant légèrement amorties (i.e. diffusées) du fait des tensions de Reynolds modélisées plus élevées que dans la région LES, comme en témoigne la décroissance du niveau de  $\|\underline{\text{grad}}(s)\|$  des structures convectées au sein des régions délimitées par l'isoligne telles que  $\lambda < 0,8$ . Ceci explique pourquoi le champ moyen de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes résolues  $k_{résolu}$  (2.11) en figure 2.18(b) s'avère être similaire pour toutes les approches pour ce qui est de la recirculation principale, malgré des degrés de protection très différents. Il est donc manifeste que dans la région RANS de la moitié inférieure du canal aval le comportement constaté s'apparente plus à une approche LES dont le modèle de sous-maille serait trop fort - car ce sont les équations RANS qui sont utilisées - plutôt qu'à une approche RANS soumise à une instationnarité basse fréquence. Les

signes éventuels d'un re-développement d'une couche limite modélisée en aval de la recirculation principale n'y sont pas visibles. Il est dès lors légitime de s'interroger - en ne considérant que cette seule région - sur l'utilité d'une fonction de protection aussi conservative que la fonction  $1 - F_2$  (1.68) qui induit un traitement LES faussé - puisque le modèle de sous-maille y est trop fort car  $L_{DES} = L_{RANS}$  - et non un traitement RANS à proximité de la paroi inférieure. À l'inverse, l'usage d'une fonction comme  $1 - F_1$  (1.67) induit un traitement LES en très proche paroi qui n'est ni souhaitable ni valable sur le maillage utilisé puisque ce dernier est trop grossier pour résoudre le contenu turbulent nécessaire à la représentation d'une couche limite turbulente résolue. La région RANS de la moitié supérieure du canal aval nous apprend également que même en l'absence de fluctuations turbulentes incidentes, les fluctuations de pression générées dans la région LES voisine se font pleinement sentir au sein de cette région RANS ce qui entraîne un cycle contraction-décollement-élongation périodique de la couche limite turbulente modélisée supérieure. Cette dernière se retrouve hachée sous la forme de régions de haute et basse vitesse allant de pair avec la variation des contraintes de Reynolds modélisées et sans doute du frottement à la paroi. Il se pose évidemment la question de la validité de la modélisation de la turbulence dans cette région RANS à l'aide de modèles de turbulence qui n'ont pas été conçus pour s'appliquer sur des écoulements sujets à une instationnarité issue de la fréquence caractéristique des grandes échelles de la turbulence. La base de données de Moreau et al. (1987) n'offre pas une caractérisation suffisante du comportement de l'écoulement près de la paroi supérieure en aval de la marche qui permettrait d'avancer sur la question de la représentation de la couche limite correspondante.

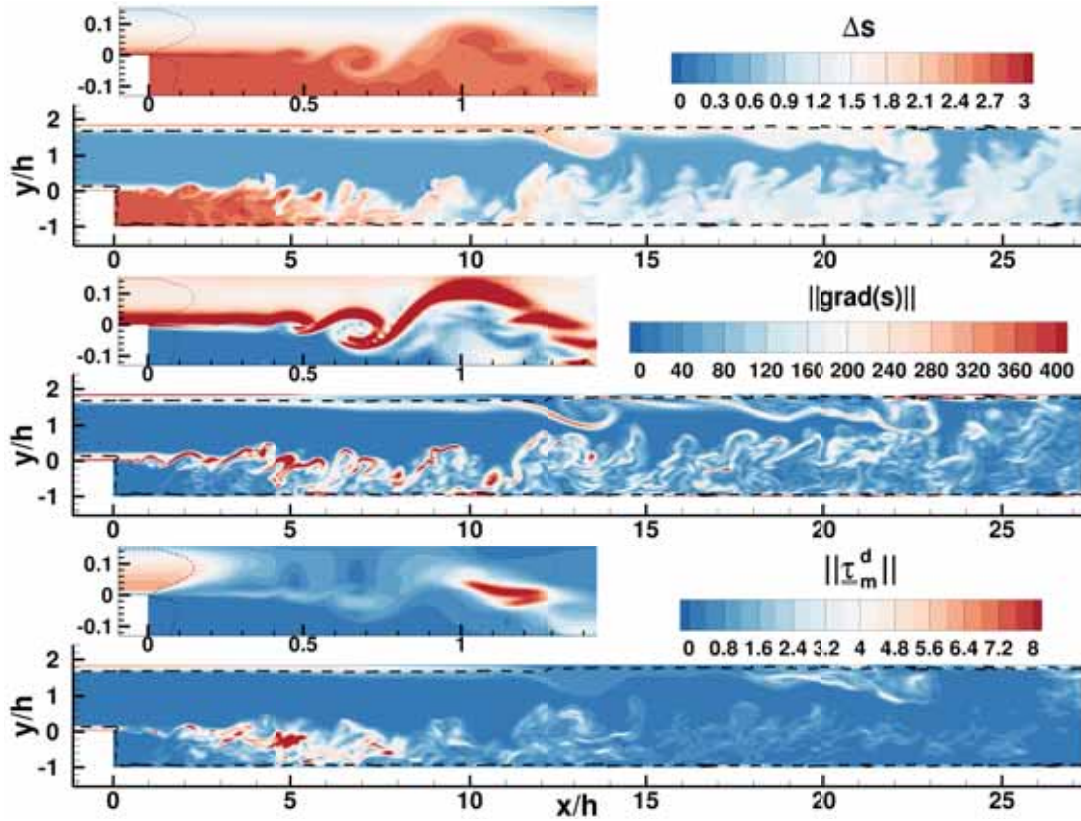
Il est désormais clair que pour un écoulement aussi turbulent et confiné que celui étudié ici en aval de la marche, la protection correcte des régions proche paroi par la fonction de protection de l'approche ZDES mode 2 utilisée n'est pas une condition suffisante pour l'existence de couches limites entièrement modélisées en accord avec le cadre théorique de l'approche RANS (turbulence statistiquement stationnaire ou instationnarité statistique décorrélée du spectre des fluctuations turbulentes). Ce n'est pas non plus une condition suffisante pour la diffusion des fluctuations turbulentes résolues incidentes, i.e. pour un retour rapide vers un comportement effectivement RANS à la suite du passage au travers d'une interface LES/RANS, les fluctuations turbulentes résolues incidentes se propageant en réalité loin au sein des régions RANS. Ainsi les régions RANS en proche paroi en aval de la marche devrait plutôt être considérées comme des zones grises, non pas du fait de la valeur de  $\lambda$  mais au vue de l'ambiguïté du comportement effectif constaté (comportement intermédiaire entre RANS et LES). Un parallèle peut être fait avec ce qui est observé par Renard (2016) dans la simulation WMLES d'une couche limite turbulente avec l'approche ZDES SA mode 3. Suivant cette approche les dix premiers pourcents de l'épaisseur de la couche limite turbulente sont traités avec les équations RANS ( $L_{DES} = L_{RANS}$ ) tandis que les 90 pourcents restants, et au-delà, sont traités en LES ( $L_{DES} = L_{LES}$ ). Renard (2016) montre qu'au sein de la région RANS le comportement de la simulation n'est pas comparable à une simulation RANS. En effet la part résolue du moment d'ordre deux  $\overline{u'v'}$  sur le total résolu + modélisé de cette même quantité varie de 0 (modélisation pure) à  $1 - \epsilon$  (résolution LES) de manière linéaire depuis la paroi jusqu'à environ 1,1 l'épaisseur de la région RANS (cf. Renard (2016), figure 3.13, page 119). Ainsi la proximité d'un contenu turbulent résolu significatif ne permet pas l'existence d'un comportement RANS en accord avec le cadre théorique de cette approche. Pour l'écoulement ici étudié la figure 2.21(b) témoigne de ce comportement ambigu au sein des régions RANS en aval de la marche. Il peut être ajouté que Renard (2016) démontre qu'imposer artificiellement un comportement RANS à la valeur de la variable  $\nu_t$  au sein de la région RANS aboutit à une dégradation significative de la prévision des profils de vitesse par rapport à un comportement RANS évoluant linéairement vers un comportement LES au travers de l'épaisseur de la région RANS (cf. Renard (2016), figure 3.14, page 120). De la même manière, dans le cadre de la ZDES mode 2 qui nous intéresse ici, il est possible que le comportement intermédiaire entre RANS et LES constaté au sein des régions RANS en aval de la marche permette une prévision plus fidèle de l'écoulement par rapport à un comportement passant de RANS à LES aussi rapidement que  $\lambda$  passe de 0 à 1. Pour éclaircir cette question il serait instructif d'étudier les conséquences de l'imposition artificielle d'un comportement réellement RANS en proche paroi en aval de la marche. Aussi, il peut être rappelé que le comportement intermédiaire et évolutif typique des zones grises ici constaté en aval de la marche



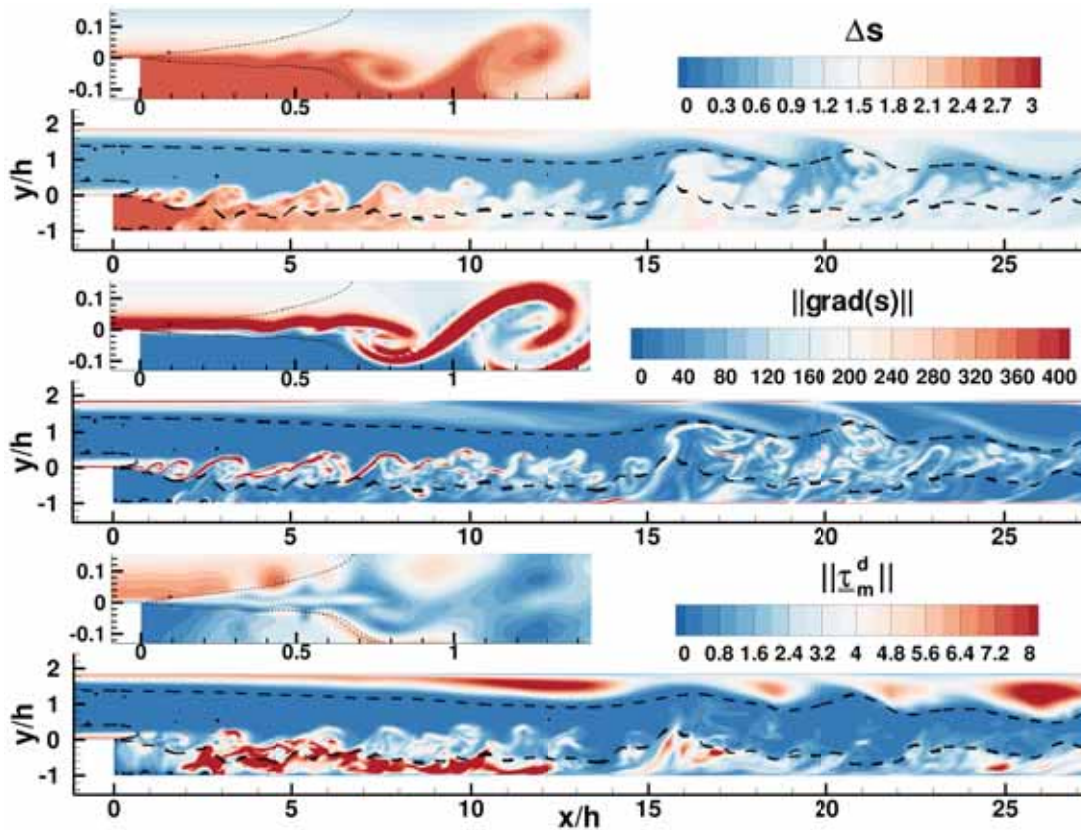
au sein de simulations ZDES mode 2 est précisément celui visé par les approches à *résolution variable*. Il est probable que les futurs progrès effectués sur les approches WMLES et sur les approches à *résolution variable* (SAS, PANS, PITM, TPITM...) permettront d'améliorer le comportement des approches hybrides RANS/LES de type BLMLES telles que la ZDES modes 1 et 2 lorsque les zones grises s'avèrent significatives comme ici en aval de la marche voire incontournables comme dans le cas d'un canal plan turbulent pleinement développé (écoulement qui serait rencontré au sein des présentes simulations si le domaine de calcul était prolongé suffisamment en aval). Entres autres exemples il peut être mentionné les travaux de Friess et al. (2015) sur la formulation d'un cadre théorique permettant de faire évoluer de manière continue le comportement d'une approche LES filtrée temporellement (TLES) jusqu'à équivalence avec une approche RANS et inversement via la largeur du filtre temporel. Toutefois, à l'instar des autres cadres théoriques proposés pour les approches hybride RANS/LES ou les approches à résolution variable (cf. introduction de ce manuscrit), des approches simplifiées évitant le filtrage temporel sont également proposées. Par exemple Manceau (2016) propose une approche HTLES (*Hybrid Temporal LES Model*) similaire à une approche DES SST qui fait appel (en plus des habituels  $\Delta$  et  $L_{RANS}$  (1.27)) au produit de la vitesse convective locale et du pas de temps (qui apparait également dans l'échelle  $\Delta_{Mani}$  (1.53)) pour moduler l'importance du terme  $D_k$  (1.16).

L'analyse conduite ici appelle naturellement à s'intéresser de façon plus quantitative à l'évolution de quantité telle que la part de  $|\langle \frac{\tau}{r}^d \rangle|$  (cf. equations (2.9), (2.13), (2.15) et (2.17)) suivant la hauteur du canal aval pour différentes abscisses, et en particulier en proche paroi, afin de caractériser plus finement le comportement des approches ZDES. Au vue des différences constatées sur les champs instantanés il serait également instructif d'analyser la distribution fréquentielle des fluctuations de vitesse et de pression dans les différentes régions de l'écoulement suivant les différentes approches ZDES évaluées, en écho à l'analyse faite par Sainte-Rose (2010) (cf. Sainte-Rose (2010), pages 82 à 84). Si la matière nécessaire a été produite durant ces simulations (placement de sondes numériques en divers points du domaine de calcul) elle n'a pas pu être post-traitée dans les moyens impartis.

La sous-section 2.4.4 suivante va se concentrer sur l'analyse quantitative du comportement des fonctions de protection et de ses conséquences sur la couche limite inférieure en amont de la marche. La sous-section 2.4.5 achèvera la section 2.4 par une comparaison des simulations aux données de référence, comparaison dont les limitations ont été décrites en sous-section 2.4.1.



(a) Simulation ZDES SST HV F1,  $t_{inst}^* = 425,0$



(b) Simulation ZDES SST HV F2,  $t_{inst}^* = 428,6$

FIGURE 2.22: Simulations ZDES de la marche descendante : champs instantanés de la variation d'entropie  $\Delta s (\equiv s - s_{ref})$ , de la norme du gradient d'entropie  $\|\text{grad}(s)\|$  et de la norme de la partie déviatorique du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $\|\underline{\tau}_m^d\|$  (2.18) sur un plan normal à  $z$ . Sont également affichées les isolignes du senseur  $\lambda$  égal à 0,8.

#### 2.4.4 Protection des couches limites

En sous-section 2.4.3 il a été mis en évidence les conséquences néfastes du comportement de certaines fonctions de protection sur le développement de la couche limite turbulente modélisée inférieure en amont de la marche (cf. figures 2.18(a) et 2.19). Afin de les caractériser quantitativement, l'évolution des quantités intégrales et autres variables caractéristiques de cette couche limite suivant  $x$  est analysée ci-après.

La figure 2.23 présente les profils d'une estimation de l'épaisseur de la couche limite ( $\delta$ ) se développant sur la paroi inférieure en amont de la marche suivant  $x$  (lignes continues) ainsi que les isolignes des fonctions de protection égales à 0,8 (lignes continues perlées). Pour les simulations ZDES SA, ZDES SST HV FDNUT et ZDES SST HV F2 les isolignes des fonctions de protection égale à 0,5 sont également affichées (lignes pointillées). Ces quantités sont normalisées par la hauteur de marche ( $h = 0,035$  mm) et l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13$  mm  $\approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)). Il est rappelé que la quantité  $\delta$  a un comportement asymptotique : sa valeur est très sensible à sa définition qui peut prendre de multiple forme<sup>13</sup>. Ceci dit, à définition identique, les écarts entre les profils de  $\delta$  prévus par les différentes approches sont révélateurs de leur comportement. Il est également rappelé que le comportement spécifique de chaque modèle de turbulence sous-jacent, ici les modèles de Spalart et Allmaras (1992) et  $k - \omega$  de Menter (1994) avec correction SST, implique que la comparaison de l'évolution de  $\delta$  entre l'approche ZDES SA d'une part et les approches ZDES SST d'autre part ne témoigne pas uniquement de la performance de la fonction de protection de chaque approche mais aussi de celle du modèle de turbulence sous-jacent. Les ressauts visibles sur les profils de  $\delta$  sont causés par la taille relativement grossière des cellules à la frontière de la couche limite, en particulier suivant  $y$ .

$$C_f = \frac{\|\tau_t\|}{\frac{1}{2}\rho_e U_e^2} \quad (2.19) \quad \square$$

La figure 2.24 dépeint les profils du coefficient de frottement  $C_f$  (2.19) (lignes continues) et du facteur de forme incompressible  $H_i$  ( $\equiv \delta_1/\theta$ ) (symboles) sur la paroi inférieure en amont de la marche suivant  $x$ . L'équation (2.19) fait appel à la norme du vecteur frottement local  $\tau_t$  (1.72) ainsi qu'à la masse volumique ( $\rho_e$ ) et à la norme de la vitesse ( $U_e$ ) à l'extérieur de la couche limite à l'abscisse courante. Il est rappelé que pour une couche limite de plaque plane sans gradient de pression le facteur de forme incompressible vaut  $H_i \approx 2,59$  pour un profil de Blasius (solution laminaire) puis, une fois l'un des scénarios de transition vers la turbulence advenu et achevé, décroît fortement avec l'élévation du nombre de Reynolds pour se stabiliser sous la forme d'une lente décroissance aux alentours de  $H_i = 1,3$  à  $1,4$  à haut nombre de Reynolds. La couche limite turbulente ici considérée atteint en  $x/h = 0$  un nombre de Reynolds basé sur la longueur de développement ( $Re_x$ ) d'environ 763 500 et un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement ( $Re_\theta$ ) d'environ 1350, ce qui reste très modéré au regard des écoulements industriels (cf. figure 5 en Introduction). Comme attendu le coefficient de frottement ( $C_f$ ) décroît lui aussi avec  $Re_x$ , son évolution sur une plaque plane sans gradient de pression étant approximativement prédit par la loi suivante (Cinnella 2012) :  $C_f \approx 0,0244 Re_x^{-1/7}$ .

Ces figures 2.24 et 2.23 illustrent tout d'abord les comportements spécifiques des modèles de turbulence sous-jacent quant au développement d'une couche limite turbulente, a fortiori en cas de gradient de pression non-nul. L'approche ZDES SA se démarque en effet nettement des approches ZDES SST, avec une épaisseur  $\delta$  plus élevée ( $\delta/\delta_0 \approx 0,775$  en  $x/h = 0$  au lieu de  $\delta/\delta_0 \approx 0,725$  pour la ZDES SST HV F2), un pied de couche limite mieux alimenté en quantité de mouvement ( $H_i \approx 1,435$  en  $x/h = 0$  au lieu de  $H_i \approx 1,47$  pour la ZDES SST HV F2) et un frottement pariétal plus élevé relativement aux conditions externes à la couche limite ( $C_f \approx 0,00477$  en  $x/h = 0$  au lieu de  $C_f \approx 0,0042$  pour la ZDES SST HV F2).

Le changement de fonction de protection apparait ici légèrement plus influant que le changement de modèle de turbulence sous-jacent en haut de la couche limite (cf. profils de  $\delta/\delta_0$ ), mais nettement moins

13. Ici la détermination de  $\delta$  se fait à partir de paramètres - tels que la norme de la vorticité - et de constantes réglées spécifiquement pour ce problème suivant une procédure propre au solveur.

influant en pied (cf. profils de  $C_f$ ). Ceci est cohérent avec le lieu de la mise en défaut des fonctions de protection - la frontière supérieure de la couche limite - et le rognage modéré subit par ladite couche limite.

En ne considérant que les approches ZDES SST, la hiérarchie observée en figure 2.18(a) est partiellement confirmée : la fonction  $1 - F_1$  (1.67) (approche ZDES SST HV F1) et la fonction  $1 - F_F$  (1.69) (approche ZDES SST HV) s'avèrent les moins protectrices, suivie par la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2), et enfin par la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec des coefficients modifiés (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT). Le changement du principe de substitution apporté par l'approche ZDES SST HV BUSH dégrade significativement la protection offerte par fonction  $1 - F_F$  (1.69). La fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) (approche ZDES SST HV FDNUT) aboutit paradoxalement au  $\delta$  le plus élevé, ambiguïté qui reste à analyser. Ainsi une plus forte protection de la fonction de protection sous-jacente (cf. figure 2.23, lignes perlées et lignes pointillée) induit une plus forte épaisseur de la couche limite (cf. figure 2.23, lignes continues) et un facteur de forme plus faible. Le coefficient de frottement n'évolue pas de manière monotone avec le niveau de protection. Ces tendances ont pour limite basse la disparition de la couche limite inférieure et ont pour limite haute la solution qui aurait été obtenue avec un traitement en mode 0 du canal amont, simulation qui n'a pas été effectuée dans les moyens impartis. Au vue de sa surprotection la simulation ZDES SST HV FDNUT GRIT (lignes marrons) peut cependant être considérée comme représentative de cette limite haute. Elle est mise en évidence par l'étiquette "Ref.". À proximité de la marche la dispersion en  $\delta/\delta_0$  (symbole Ⓐ) vaut environ 14,5% de la valeur obtenue avec l'approche ZDES SST HV FDNUT GRIT, tandis qu'elle vaut environ 4,5% pour le facteur de forme incompressible  $H_i$  (symbole Ⓑ) et environ 5,3% pour le coefficient de frottement  $C_f$  (symbole Ⓒ). Ces écarts restent suffisamment modérés pour ne pas significativement nuire à l'apparition d'un contenu turbulent en aval de la marche. Cette conclusion n'est évidemment valable que pour le cas générique ici analysé, une couche limite à plus haut nombre de Reynolds (e.g.  $Re_x = 1 \times 10^7$ ) et/ou sujette à des gradients de pression adverses significatifs (croissance accrue de  $\delta$ ) sera probablement plus sensible à cette problématique (problématique (a)).

Afin d'éclairer le fonctionnement et l'éventuelle mise en défaut des fonctions de protection des huit simulations ZDES les profils suivant  $y$  de certaines quantités à l'abscisse  $x/\delta_0 = -0,3$  (i.e.  $x/h = -0,111$ ) sont représentés sur les figures 2.25 et 2.26 suivant un code couleur identique à la figure 2.24.

La figure 2.25 expose les profils du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$ , de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $||\langle \underline{T}_m^d \rangle||$  (2.8)(2.9), du senseur  $\lambda$  (1.45) (lignes continues), de la fonction de protection désignée de manière générique  $F$  (lignes pointillées), de l'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$ , de l'échelle de longueur caractéristique  $L_{RANS}$  du modèle de turbulence sous-jacent et de l'échelle de longueur LES dite  $L_{LES}$ . Ces quantités sont normalisées à l'aide de l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13 \text{ mm} \approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)) et de la vitesse débitante de référence ( $U_0 = 50 \text{ m.s}^{-1}$ ).

Les profils exposés des différentes quantités résultent de l'historique et d'une balance entre les différents phénomènes en jeu à convergence<sup>14</sup>, si bien qu'ils ne sont pas simplement liés par un lien de causalité local et à sens unique même si la description ci-après de leur évolution s'effectue de cette façon.

Il est rappelé que la simulation ZDES SST HV FDNUT GRIT (lignes marrons, étiquette "Ref.") est considérée comme celle de référence - s'agissant de la modélisation de la couche limite inférieure en amont de la marche - au vue de sa surprotection résultant sur un traitement presque entièrement RANS du canal amont (cf. figure 2.18). Les profils des fonctions de protection ( $F$ ) - variants entre 0 et 1 - sont similaires à ceux du senseur  $\lambda$ , lui-même égal à 0 lorsqu'un comportement purement RANS ( $L_{DES} = L_{RANS}$ ) est appliqué et à 1 lorsqu'il s'agit d'un comportement purement LES ( $L_{DES} = L_{LES}$ ). Il peut être observé que  $\lambda$  s'écarte de 0 pour rejoindre 1 suivant un profil en tangente hyperbolique en cohérence avec la formulation des fonctions de protection (cf. équations (1.65) à (1.69)). À l'exception de la simulation de référence, cet écart depuis un traitement RANS ( $\lambda = 0$ ) s'initie entre  $y/\delta_0 = 0,2$  et  $y/\delta_0 = 0,4$  suivant le degré de protection de la fonction de protection sous-jacente. Le retour vers un traitement LES ( $\lambda = 1$ )

14. La région ici étudiée pouvant être considérée comme statistiquement stationnaire.

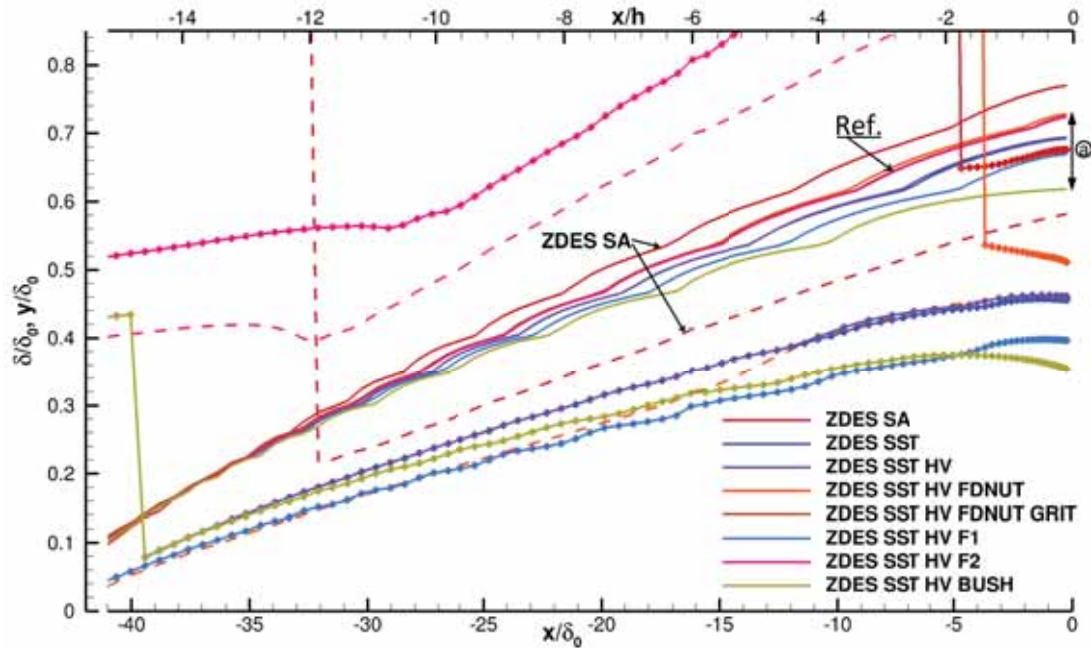


FIGURE 2.23: Simulations ZDES de la marche descendante : données issues des champs moyennés en temps et en envergure de la moitié inférieure du canal en amont de la marche. Profils d'une estimation de l'épaisseur de la couche limite ( $\delta$ ) se développant sur la paroi inférieure en amont de la marche suivant  $x$  (lignes continues). Les isolignes des fonctions de protection égales à 0,8 sont affichées (lignes continues perlées). Pour les simulations ZDES SA, ZDES SST HV FDNUT et ZDES SST HV F2 les isolignes des fonctions de protection égale à 0,5 le sont également (lignes pointillées). Ces quantités sont normalisées par la hauteur de marche ( $h = 0,035$  mm) et l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13$  mm  $\approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)). L'étiquette "Ref." désigne la simulation ZDES SST HV FDNUT GRIT (lignes marrons) qui est considérée comme celle de référence s'agissant de la modélisation de la couche limite inférieure en amont de la marche.

s'effectue aussi rapidement (iso  $\partial\lambda/\partial y$ ) pour les fonctions  $1 - F_1$  (1.67),  $1 - F_F$  (1.69),  $f_d(\nu_t)$  (1.65) et  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) (lignes bleu ciel, bleu marine, orange et rouge) et s'avère beaucoup plus doux pour la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (lignes rose) notamment du fait de son exposant plus faible (2 au lieu de 3 et 4 pour les autres fonctions). Ceci signifie que  $L_{DES}$  n'est plus égal à  $L_{RANS}$  mais rejoint le niveau de  $L_{LES}$  avec une dépendance au maillage local (ici  $\Delta x = 0,0035$  mm =  $0,27\delta_0$ ,  $\Delta y \leq 0,00152$  mm =  $0,117\delta_0$ ,  $\Delta z = 0,002$  mm =  $0,154\delta_0$ ,) et à la valeur de  $C_{DES}$  (0,65 ou de 0,61 à 0,78). Ce départ depuis un traitement RANS ( $\lambda = 0$ ) advient donc systématiquement avant (i.e. plus près de la paroi) que les tensions de Reynolds modélisées - et donc le ratio de viscosité - ne rejoignent leur valeur asymptotique à l'extérieur de la couche limite (cf. profils de référence en lignes continues et disques marron). Si cela n'a que peu d'effet lorsque ce départ advient suffisamment haut dans la couche limite (cf. fonction  $1 - F_2$  (1.68), simulation ZDES SST HV F2, lignes et carrés roses), cela occasionne dans le cas contraire une réduction massive de la viscosité turbulente et par suite des tensions de Reynolds modélisées qui se propage jusqu'à la paroi. À l'extrême un tel comportement aboutit au décollement ou à la disparition de la couche limite. Ce n'est pas le cas ici, mais la forme des profils de vitesse reste significativement perturbée comme le montre la figure 2.26. En haut de la couche limite effective ( $y/\delta_0 > 0,2$ ) une tendance en tangente hyperbolique émerge sur les profils du gradient de la vitesse longitudinale suivant la normale à la paroi ( $\partial u/\partial y$ ), d'autant plus forte que la protection est faible et que les tensions de Reynolds modélisées sont diminuées. Les niveaux de vitesse longitudinale ( $u$ ) au sein de la couche limite ( $y/\delta_0 < 0,25$ ) en sont réduits et par suite le gradient de vitesse  $\partial u/\partial y$  à la paroi, ce qui aboutit comme observé précédemment à la dispersion d'environ 5,3% du coefficient de frottement  $C_f$  prédit par les simulations ZDES SST. À nouveau, la fonctionnalité HV n'a qu'une influence négligeable sur la simulation ZDES SST (cf. si-

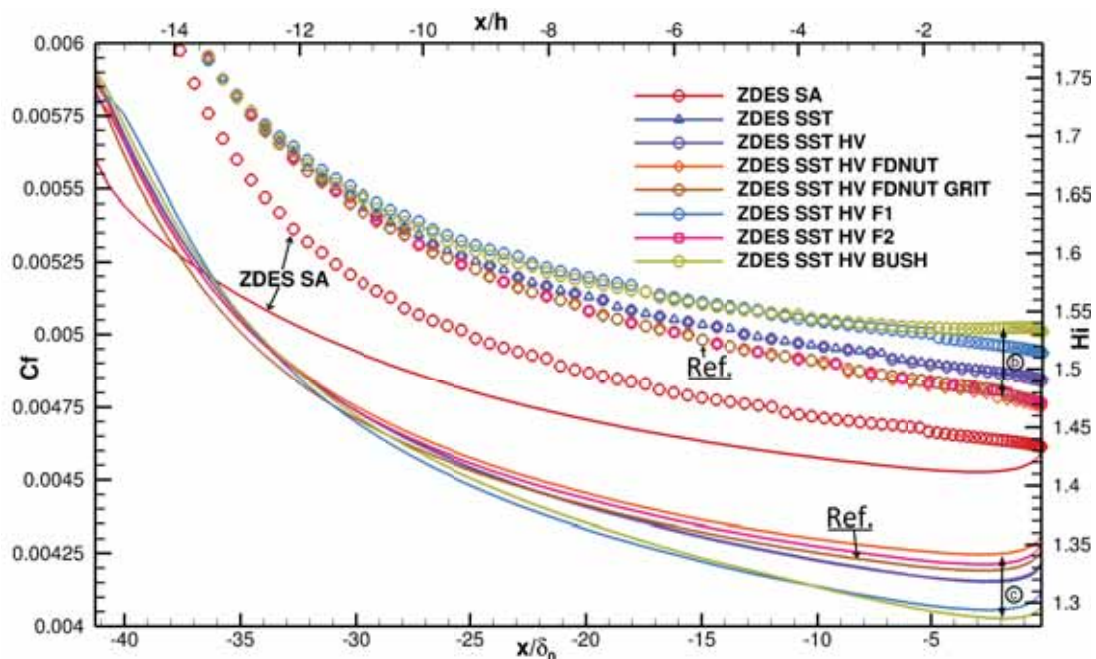


FIGURE 2.24: Simulations ZDES de la marche descendante : données issues des champs moyennés en temps et en envergure de la moitié inférieure du canal en amont de la marche. Profils du coefficient de frottement  $C_f$  (2.19) (lignes continues) et du facteur de forme incompressible  $H_i$  ( $\equiv \delta_1/\theta$ ) (symboles) sur la paroi inférieure en amont de la marche suivant  $x$  normalisé par l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13 \text{ mm} \approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)).

mulation ZDES SST en lignes et triangles bleu marine et ZDES SST HV en lignes et disques violet).

Le changement du modèle de turbulence sous-jacent a une influence majeure sur les profils de vitesse et de gradient de vitesse à la paroi, mais sans suite sur ce cas de marche descendante.

Au contraire de la ZDES SA, la simulation de référence (ZDES SST HV FDNUT GRIT, lignes marrons, étiquette "Ref.") dénote elle aussi d'une tendance en tangente hyperbolique sur son profil de  $\partial u/\partial y$  en haut de la couche limite ( $y/\delta_0 > 0,2$ ). Celle-ci n'est pas due au passage vers un comportement LES, advenant bien plus haut ( $y/\delta_0 > 2$ ), mais au comportement du modèle de turbulence sous-jacent ( $k - \omega$  de Menter (1994) avec correction SST) étant lui-même régi par les fonctions  $F_1$  (1.67) (changement d'un comportement de type  $k - \omega$  de Wilcox (1988) vers un comportement de type  $k - \varepsilon$  de Jones et Launder (1972)) et  $F_2$  (1.68) (désactivation de la correction SST).

La simulation ZDES SST HV FDNUT (lignes et diamants orange) a un comportement ambigu car elle s'écarte légèrement de la simulation de référence ( $\delta$  et  $C_f$  plus élevés, tensions modélisées plus élevées en  $y/\delta_0 = 0,08$ ,  $L_{RANS}$  plus élevée en  $y/\delta_0 = 0,36$ , tendance en tangente hyperbolique de  $\partial u/\partial y$  moins marquée) suivant une tendance inverse aux autres simulations ZDES SST. Ceci pourrait s'expliquer par l'historique de la couche limite et l'évolution singulière de la fonction de protection associée ( $f_d(\nu_t)$  (1.65)) suivant  $y$ , occasionnant un aller partiel vers un comportement LES puis un retour à un comportement RANS.

Enfin le changement du principe de substitution représenté par l'approche ZDES SST HV BUSH (lignes et disques kaki) dégrade fortement la protection de la couche limite au regard des résultats de l'approche ZDES SST HV (lignes et disques violet) malgré une fonction de protection identique ( $1 - F_F$  (1.69)). Ceci s'explique par la destruction plus efficace de la viscosité turbulente  $\mu_t$  offerte par ce principe de substitution (Bush et Mani 2001), comme observé par Yan et al. (2005) (cf. sous-sous-section 1.2.1.1). Cette réduction de  $\mu_t$  à iso-protection réduit les tensions de Reynolds modélisées et modifie donc - entre autres - la distribution de  $\partial u/\partial y$ , d'où une distribution modifiée de  $\rho k$  et de  $\rho \omega$  et par suite de  $1 - F_F$  (1.69). La protection est abaissée, les autres quantités se réajustent en conséquence jusqu'à ce que le tout se stabilise à convergence sous la forme d'une couche limite rognée. L'approche ZDES SST HV BUSH

nécessiterait donc une fonction de protection plus efficace pour aboutir à une couche limite comparable à celle de l'approche ZDES SST HV. L'avantage du principe de substitution de Bush et Mani (2001) dans le cadre de la ZDES quant à la problématique (c) - la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES - reste encore à démontrer, les résultats de l'approche ZDES SST HV BUSH sur le présent cas de marche descendante n'étant pas significativement différents des autres approches.

Seules les fonctions  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2) et  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec des coefficients modifiés (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT) permettent un développement correct de la couche limite ici étudiée ( $Re_x \approx 763\,500$ ,  $Re_\theta \approx 1350$ ). Elles ne peuvent cependant être recommandées sur cette seule conclusion car leur impact en aval de la marche nécessiterait de plus amples investigations. Aussi cette analyse serait à reproduire pour des nombres de Reynolds plus élevés (e.g.  $Re_x = 1 \times 10^7$ ) et des gradients de pression non nuls afin d'être plus représentative des écoulements d'intérêt industriels.

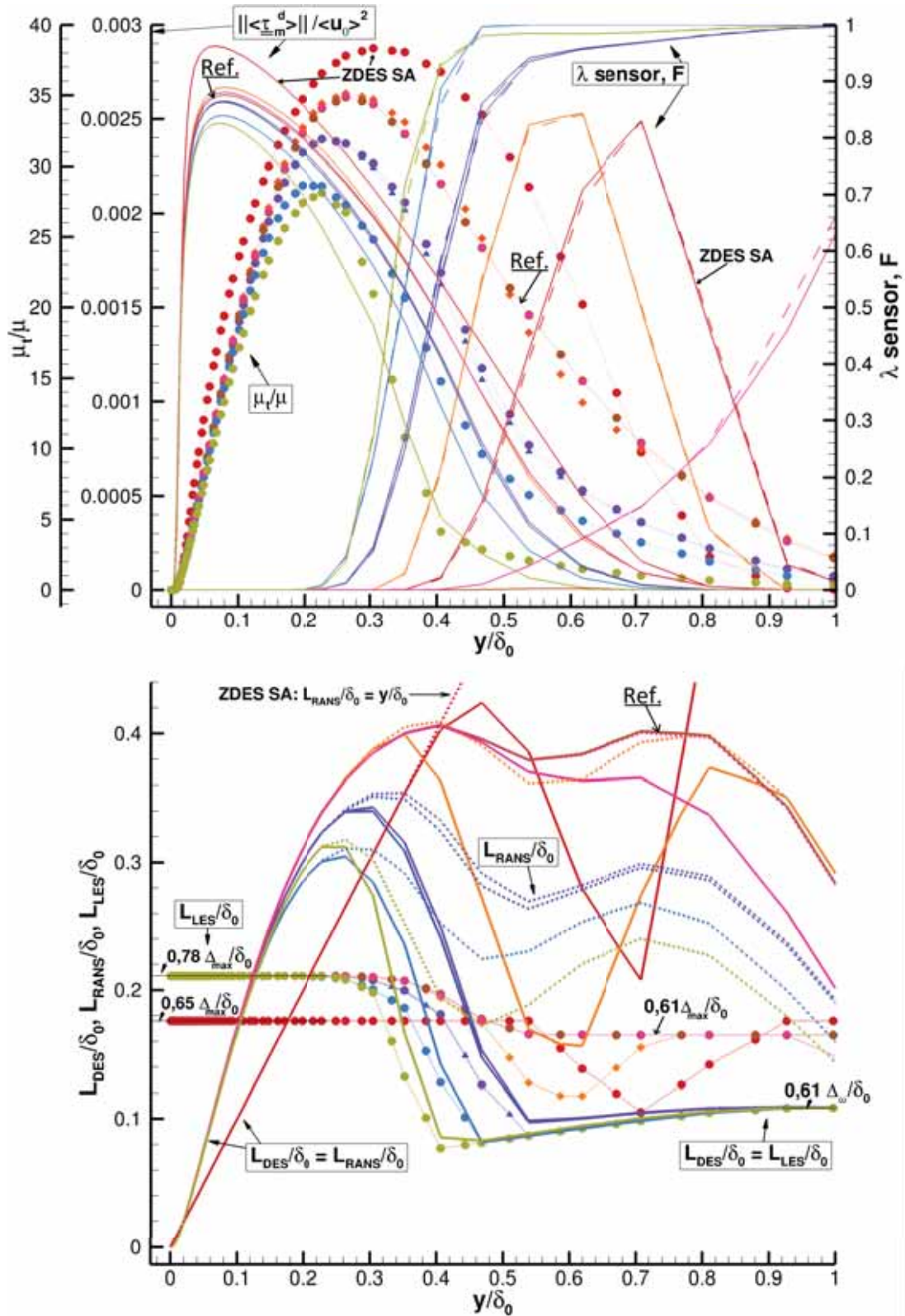


FIGURE 2.25: Simulations ZDES de la marche descendante : données issues des champs moyennés en temps et en envergure de la moitié inférieure du canal en amont de la marche. En haut : profils en  $x/\delta_0 = -0,3$  (i.e.  $x/h = -0,111$ ) du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$ , de la norme de la partie déviatorique (réduit de  $\bar{\rho}$ ) du tenseur des contraintes de Reynolds modélisées  $\|\langle \underline{\tau}_m^d \rangle\|$  (2.8)(2.9), du capteur  $\lambda$  (1.45) (lignes continues), et de la fonction de protection désignée de manière générique  $F$  (lignes pointillées). En bas : profils à la même abscisse de l'échelle de longueur hybride  $L_{DES}$  (lignes continues), de l'échelle de longueur caractéristique  $L_{RANS}$  (lignes pointillées) du modèle de turbulence sous-jacent, et de l'échelle de longueur LES dite  $L_{LES}$  (lignes perlées). Ces quantités sont normalisées à l'aide de l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13 \text{ mm} \approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)) et de la vitesse débitante de référence ( $U_0 = 50 \text{ m.s}^{-1}$ ). La légende est identique à celle de la figure 2.24.



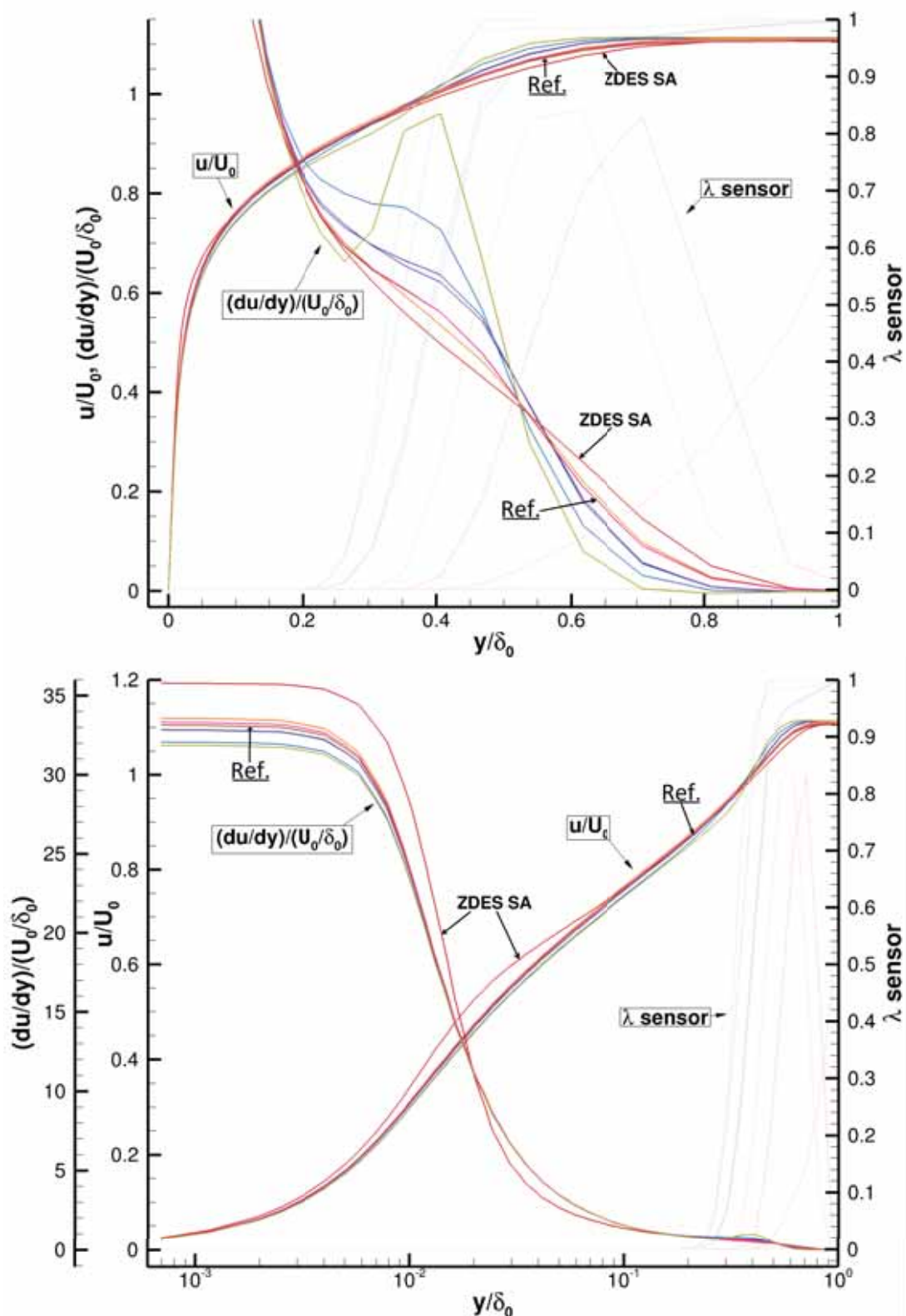


FIGURE 2.26: Simulations ZDES de la marche descendante : données issues des champs moyennés en temps et en envergure de la moitié inférieure du canal en amont de la marche. En haut : profils en  $x/\delta_0 = -0,3$  (i.e.  $x/h = -0,111$ ) de la vitesse longitudinale  $u$ , du gradient de la vitesse longitudinale suivant la normale à la paroi  $\partial u/\partial y$ , et du senseur  $\lambda$  (1.45) (lignes continues). En bas : profils précédents affichés avec une échelle logarithmique suivant  $y$ . Ces quantités sont normalisées à l'aide de l'épaisseur de couche limite de référence à l'endroit de la marche ( $\delta_0 = 13 \text{ mm} \approx 0,37h$  (Sainte-Rose et al. 2009)) et de la vitesse débitante de référence ( $U_0 = 50 \text{ m.s}^{-1}$ ). La légende est identique à celle de la figure 2.24.

## 2.4.5 Comparaison aux données de références

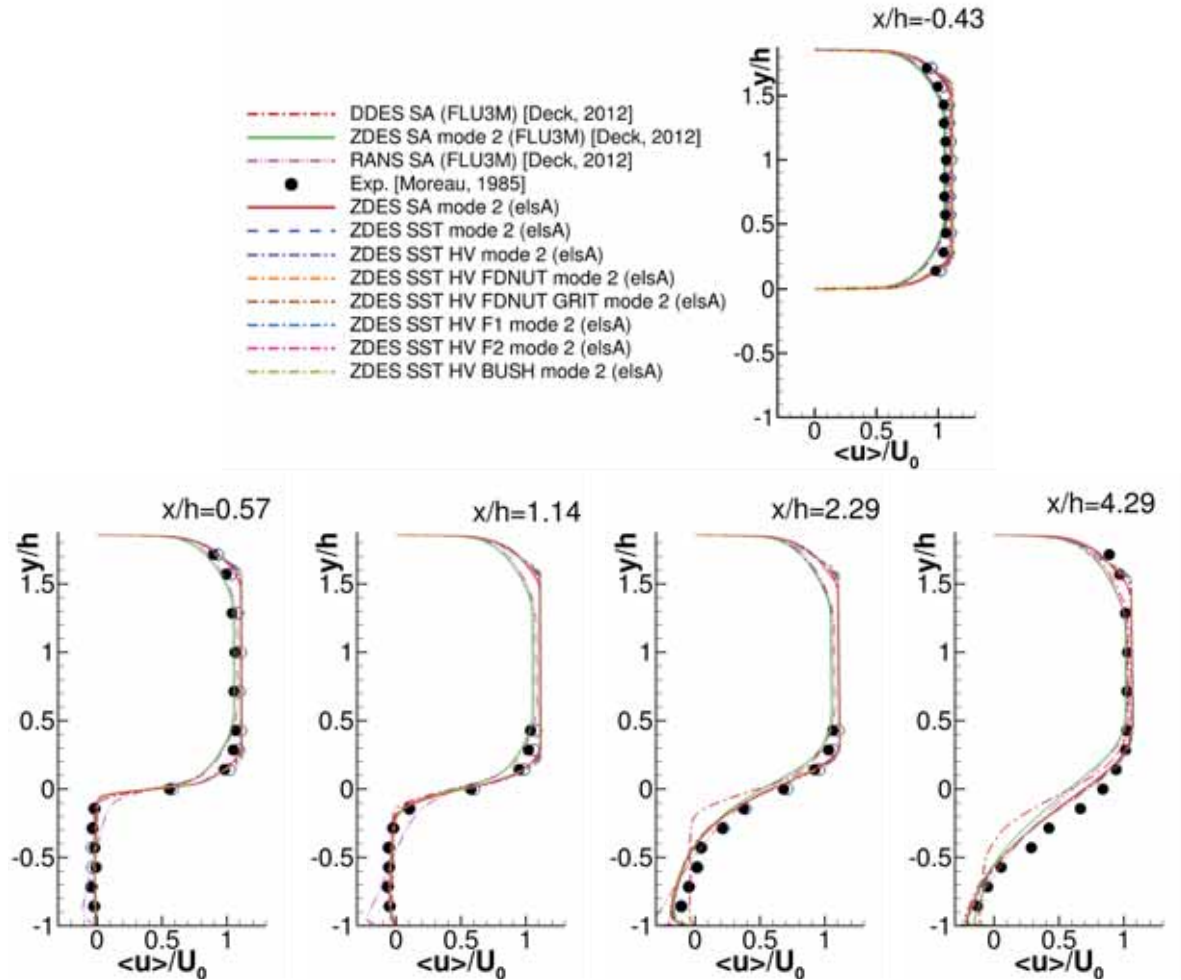


FIGURE 2.27: Simulations ZDES de la marche descendante : profils de la composante longitudinale de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée ( $\langle u \rangle / U_0$ ) à différentes positions longitudinales ( $x/h$ ) ; données expérimentales de Moreau et al. (1987). Les paramètres de convergence sont identiques à ceux des figures 2.16 et 2.17. Les présentes simulations *elsA* sont comparés aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) via le solveur *FLU3M* (cf. Deck (2012) figure 15).

Les figures 2.16 et 2.17 ont mis en évidence la similarité générale des champs moyens de vitesse entre toutes les approches ZDES évaluées. Des différences mineures ont ensuite été observées et des explications en ont été proposées. Il est ici mené la comparaison de ces champs moyens aux données de référence de Moreau et al. (1987) i.e. les mesures de profil de vitesse moyenne et de leur écart-type par vélocimétrie laser en plusieurs abscisses sur la hauteur des canaux amont et aval. En vue de procéder à une validation croisée entre solveurs les résultats de l'évaluation de la ZDES SA par Deck (2012) via le solveur structuré multibloc *FLU3M* de l'ONERA sont également inclus à la comparaison. Il est succinctement rappelé les différents facteurs limitant le pouvoir discriminant de cette comparaison (cf. sous-section 2.4.1) :

- Les simulations incluses dans la comparaison ont toutes été menées sur un domaine de calcul de  $2h$  de largeur et dont les conditions aux limites sur les parois latérales sont des conditions de périodicité. La configuration expérimentale fait environ  $2,86h$  de largeur ( $20h/7$  précisément, la section du canal aval étant un carré de  $0.1$  m de côté) et ses parois latérales sont solides et fixes.

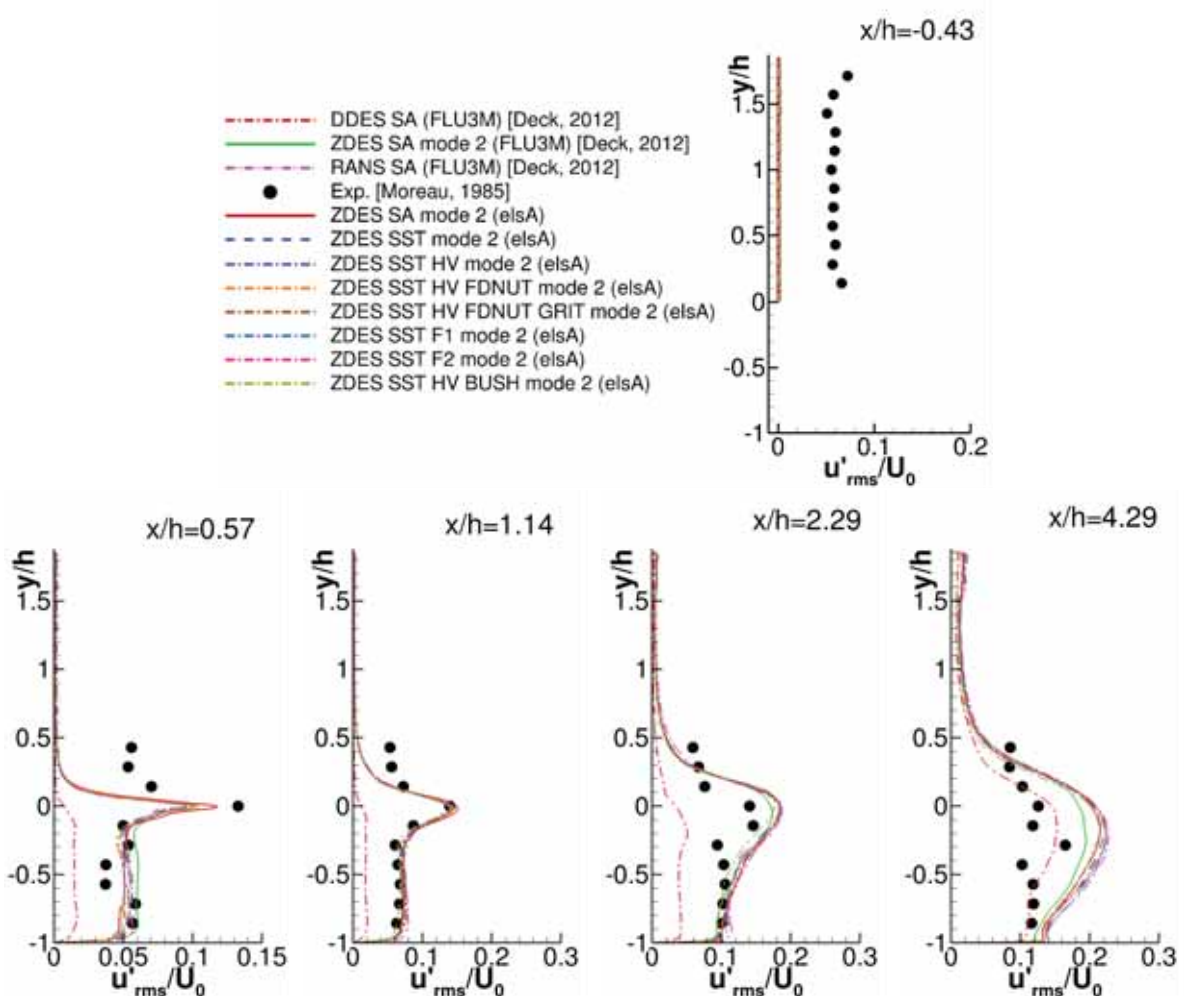


FIGURE 2.28: Simulations ZDES de la marche descendante : profils de l'écart-type de la composante longitudinale de la vitesse moyenné en temps, en envergure et normalisé ( $u'_{rms}/U_0$ ) à différentes positions longitudinales ( $x/h$ ); données expérimentales de Moreau et al. (1987). Les paramètres de convergence sont identiques à ceux des figures 2.17 et 2.17. Les présentes simulations *elsA* sont comparés aux résultats de l'évaluation de la ZDES par Deck (2012) via le solveur *FLU3M* (cf. Deck (2012) figure 15).

- Ces mêmes simulations ne sont pas alimentées en fluctuations turbulentes résolues alors qu'un taux de turbulence ( $Tu$ ) d'environ 5% au milieu du canal juste en amont de la marche ( $x/h = -0,43$ ) peut être estimé à partir des mesures expérimentales. Ceci aurait cependant nécessité un changement de stratégie car l'ajout d'un tel taux de turbulence en entrée de domaine paraît peu compatible avec le développement d'une couche limite modélisée en mode 2.
- Du fait de procédures de calibration et de données de références divergentes (cercles bleus sur la figure 2.27(a)), les présentes simulations effectuées avec *elsA* et celles issues de *FLU3M* (Deck 2012) présentent des profils de vitesse différents en amont de la marche en particulier s'agissant des épaisseurs des couches limites (cf. figure 2.27(a) en  $x/h = -0,43$ ).

La figure 2.27 dépeint les profils de la composante longitudinale de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée par la vitesse de référence à différentes positions longitudinales. Les abscisses présentées sont toutes situées en amont du point de rattachement moyen de la recirculation principale, située entre  $x/h = 6,5$  et  $x/h = 7,01$  pour les présentes simulations ZDES. Malgré les facteurs limitants listés précédemment, la topologie des profils moyens de vitesse est globalement respectée par toutes les simulations, à l'exception des approches RANS SA et DDES SA pour des raisons déjà analysées par

Deck (2012). Les simulations ZDES ici effectuées avec *e/sA* ne se distinguent qu'à la frontière de la couche limite supérieure, probablement du fait des performances divergentes des fonctions de protection et du comportement instationnaire analysés précédemment.

La figure 2.28 dépeint les profils d'écart-type de la composante longitudinale de la vitesse (équivalent à la valeur efficace de la fluctuation longitudinale  $u'$ , i.e.  $u'_{rms}$ ) moyenné en temps, en envergure et normalisé par  $U_0$  à différentes positions longitudinales ( $x/h$ ). Elle témoigne de l'accord généralement correct avec les données expérimentales, en particulier au plan  $x/h = 1,14$  où le pic de  $u'_{rms}$  est bien capturé en terme de niveaux et de position suivant  $y/h$ . La différence de calibration entre la ZDES SA *FLU3M* et ZDES SA *e/sA* n'a qu'un effet limité sur ce pic. L'approche DDES SA échoue à le reproduire, principalement à cause de l'utilisation de  $\Delta_{max}$  (1.52) dans tout le domaine de calcul. À cette position en  $x/h$ , la divergence simulations/expérience pour  $y/h > 0$  est due à l'absence d'injection de turbulence à l'entrée du domaine de calcul (voir profils en  $x/h = -0,43$ ) - qui aurait impliqué un raffinement du maillage afin d'être supporté - et à l'entière modélisation des fluctuations turbulentes internes aux couches limites en amont de la marche. Les écarts entre toutes les simulations ZDES sont particulièrement faibles et l'accord aux données de référence se dégrade pour  $x/h = 2,29$  et  $x/h = 4,49$ . Ceci s'explique probablement par la recirculation principale plus courte de la configuration expérimentale du fait de la diffusion turbulente accrue par le taux de turbulence élevé.

## 2.5 Évaluation du positionnement automatique de l'interface RANS/LES et de ses conséquences pour un sillage de barreau cylindrique avec décollement de couche limite laminaire ( $Re_D = 3900$ )

Le cas d'écoulement autour d'un cylindre circulaire est en apparence un modèle simplifié d'écoulement autour d'un obstacle. Il constitue en réalité un cas générique fort complexe car il inclut l'interaction de plusieurs phénomènes physiques dont la modélisation individuelle n'est pas aisée. En ne considérant que les faibles nombres de Mach ces phénomènes comptent entre autres le développement de couches limites sur la paroi cylindre sous l'action de gradients de pression significatifs et évolutifs, leur décollement à une position moyenne fortement sensible à leur historique et au gradient de pression, le développement et les instabilités des couches de cisaillement résultantes, la formation de la recirculation et du sillage à l'arrière du cylindre par le mélange de ces couches de cisaillement sous la forme d'une allée de Bénard-Von Karman. Cette topologie est fortement instationnaire et sensible au confinement de l'écoulement (parois environnantes, envergure du barreau cylindrique,...). En fonction du nombre de Reynolds caractéristique ( $Re_D$ ), du contenu turbulent incident, de la rugosité de la paroi et d'autres facteurs, différents scénarios de transition laminaire-turbulente peuvent apparaître de façon intermittente au sein du sillage, au sein des couches de cisaillement avant leur mélange et/ou sur la paroi du cylindre. Ils ont une importance majeure quant à la dynamique globale de l'écoulement. L'évolution de cette dynamique en fonction de  $Re_D$  suit des régimes fort distincts les uns des autres auxquels sont associés des plages de nombre de Reynolds spécifiques.

On s'intéresse ici au cas où  $Re_D = 3900$ , donc un écoulement appartenant au régime dit *sous-critique* ( $350 \leq Re_D \leq 10\,000$  à  $20\,000$ , cf. Zdravkovich (1997)) pour lequel la transition vers la turbulence se produit au sein des couches de cisaillement issues des décollements des couches limites laminaires de la surface du cylindre. Ce régime peut d'ailleurs se scinder en deux de part et d'autre de  $Re_D = 5000$  environ du fait d'un changement dans l'organisation du sillage (Norberg 1994; Aljure et al. 2017). L'intérêt de l'écoulement à  $Re_D = 3900$  est sa popularité remarquable pour l'évaluation d'approche ou de méthode numérique dont de nombreux exemples ont déjà été cités en sous-section 2.2.1. Sa caractérisation expérimentale montre une forte sensibilité au confinement et au contenu turbulent incident, tandis que sa reproduction à l'aide d'approches à résolution d'échelles illustre sa sensibilité au cadre numérique utilisé et à l'envergure représentée (Parnaudeau et al. 2008).

L'écoulement autour d'un cylindre à  $Re_D = 3900$  est ici utilisé pour évaluer les approches ZDES quant à la problématique (a) - la détection de la frontière des couches limites, de leur décollement ainsi que leur traitement en RANS - pour des couches limites laminaires et à la problématique (g) - l'apparition d'îlots de RANS ("*RANS island*" (Breuer et al. 2008)) au dehors des couches limites - pour un sillage fortement instationnaire.

### 2.5.1 Configuration numérique

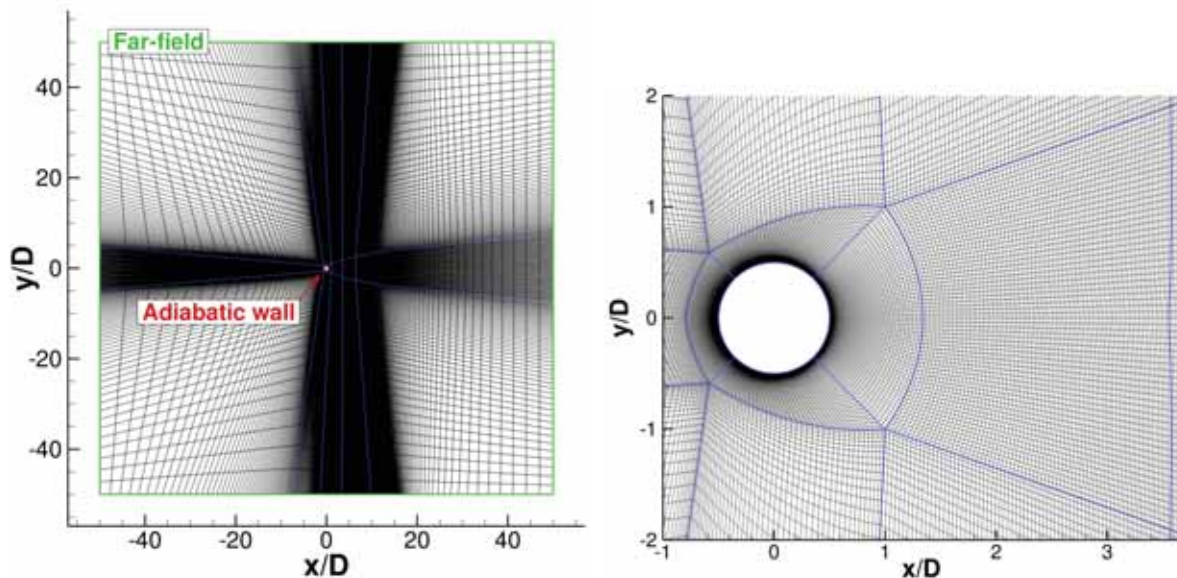
Le domaine de calcul et le maillage sont exposés en figure 2.29. Les frontières longitudinales (normales à  $x$ ) et transversales (normales à  $y$ ) sont éloignées de 50 diamètres de cylindre ( $D$ ) du centre du cylindre. Des conditions de champ lointain  $y$  sont appliquées. L'envergure du domaine de calcul, confondue avec l'envergure du barreau cylindrique, est de 4 diamètres de cylindre. Les frontières latérales (normales à  $z$ ) sont définies comme des conditions de périodicité. Les paramètres numériques et conditions aux limites sont définies de telle sorte que :

- Le nombre de Reynolds  $Re_D$  basé sur le diamètre du cylindre circulaire  $D$  est égal à 3900 avec  $D = 1,0$  m.
- Le nombre de Mach  $M$  est égal à 0,1.
- $U_0 = 34,722$  m.s<sup>-1</sup> est la vitesse à l'infini amont.
- La densité à l'infini amont et la relation liant la température et la viscosité ont été normalisée de façon à obtenir de manière concourante ce nombre de Reynolds et ce nombre de Mach.

- Le temps caractéristique  $t_c$  est pris comme le temps convectif  $t_c = D/U_0 = 2,88 \times 10^{-2}$  s.
- Le pas de temps numérique  $\Delta t$  est égal à  $3,6864 \times 10^{-5}$  s donc le pas de temps numérique adimensionné  $\Delta t^* = \Delta t/t_c = 1,28 \times 10^{-3}$ . Le nombre de sous itérations de Gear est fixé à 5.

Le cylindre est donc en régime sous-critique i.e. que les couches limites décollent à l'état laminaire. Il doit être rappelé que les approches ZDES évaluées ne sont pas couplées à un modèle de transition laminaire-turbulent. Le comportement laminaire des couches limites est ici obtenu au moyen du comportement naturel des modèles de turbulence sous-jacent aux faibles nombres de Reynolds. Ces modèles de turbulence sont en effet connus pour posséder un réveil tardif, autrement dit une production de viscosité turbulente atteignant un niveau cohérent avec la physique d'une couche limite turbulente seulement après un certain développement spatial de ladite couche limite. Ce comportement particulier a notamment été étudié par (Rumsey et Spalart 2009). S'il s'avère pratique dans le cas de simulations d'un barreau cylindrique à faible nombre de Reynolds, il peut constituer une difficulté pour la simulation d'écoulements autour de géométries ressemblantes à plus haut nombre de Reynolds, tels que l'écoulement autour des roues d'un train d'atterrissage (De La Puente Cerezo 2017).

Trois simulations ont été effectuées au moyen des approches ZDES SA, ZDES SST et ZDES SST HV. Les résultats sont comparés avec les données expérimentales et la LES de Parnaudeau et al. (2008), usant respectivement d'un barreau cylindrique d'une longueur de  $20D$  et  $\pi D$ .



(a) Maillage suivant un plan de coupe normal à  $z$  et conditions aux limites (b) Zoom sur la discrétisation du cylindre circulaire et de son sillage

FIGURE 2.29: Aperçus du maillage du domaine de calcul autour du cylindre circulaire et conditions aux limites associées. Le maillage est extrudé suivant la direction  $z$  sur  $4D$  en 64 cellules uniformes pour un nombre total de cellules de  $4,1 \times 10^6$ .

## 2.5.2 Analyse de l'écoulement instantané

La figure 2.30 montre l'isosurface de critère  $Q$ , pour  $Q = 0,01U_0^2/D^2$ , en aval du cylindre circulaire et colorée par l'amplitude normalisée de la vitesse (*vel. mag./U<sub>0</sub>*) pour les trois simulations ZDES à des instants arbitraires. Les trois simulations présentent les mêmes structures caractéristiques : des couches limites laminaires décollant du cylindre en amont de son maître-couple sous la forme de deux couches de cisaillement laminaire inférieure et supérieure, la dégénérescence de ces dernières sous l'effet des fluctuations turbulentes remontant via la recirculation à l'arrière du cylindre et des instabilités de Kelvin-Helmholtz, puis leur mélange sous la forme d'une allée de Bénard-Von Karman. Aucune différence

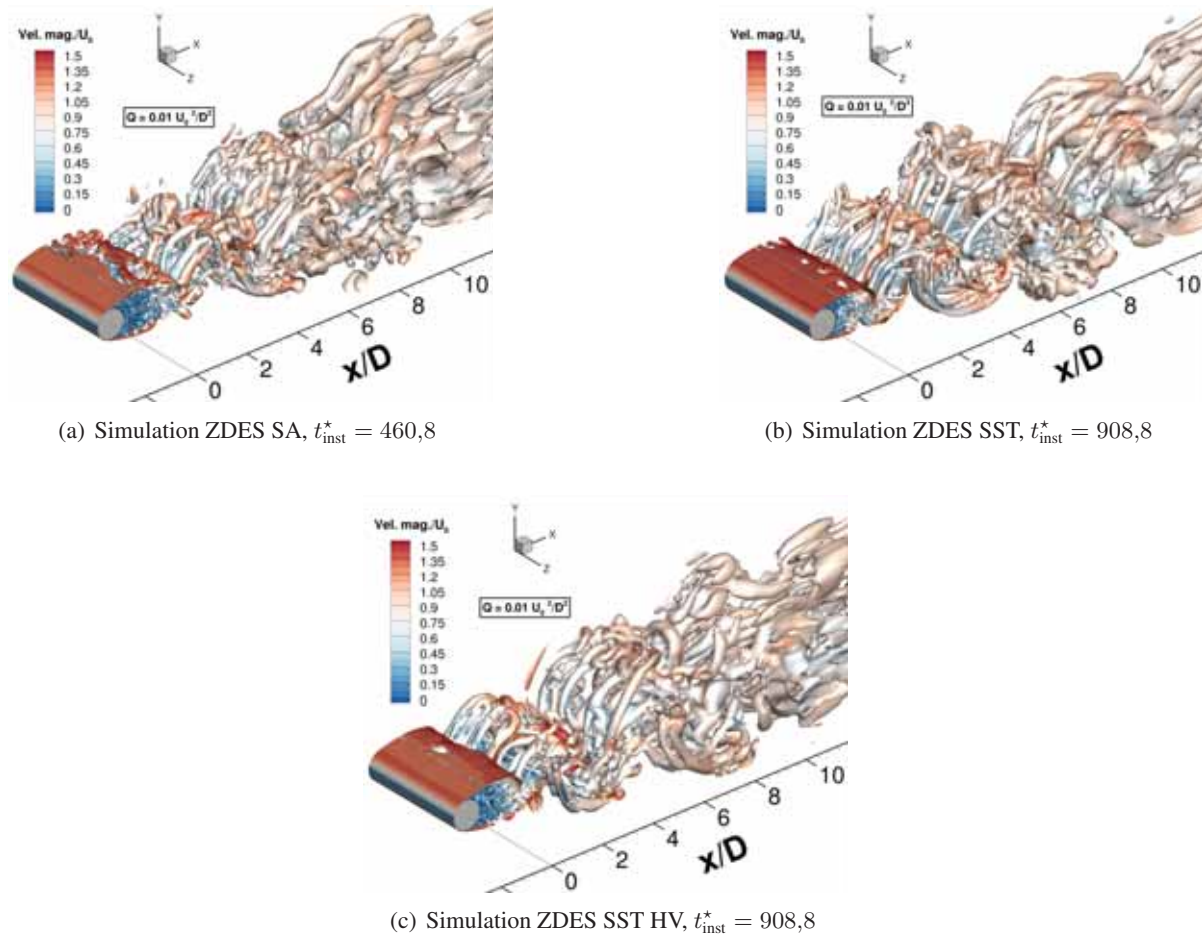


FIGURE 2.30: Simulations ZDES du cylindre circulaire : isosurface de critère  $Q$  colorée par l'amplitude normalisée de la vitesse ( $vel. mag./U_0$ ).

qualitative dans le comportement des trois approche ZDES ne peut être formellement identifiée à ce stade à partir de ces aperçus.

Comme sur la figure 2.15 pour la marche descendante, la figure 2.31 montre une vue instantanée du champ du sensur  $\lambda$  (1.45) avec la délimitation des régions protégées par la fonction de protection (ligne en pointillé). Au lieu du champ de variation d'entropie, le champ du ratio de viscosité est présenté afin de mettre en lumière le fait que malgré des niveaux de ratio de viscosité inférieur d'environ deux ordres de grandeurs pour la simulation ZDES SA relativement aux simulations ZDES SST et ZDES SST HV, les résultats quantitatifs sont similaires pour ces trois approches (cf. figures 2.32 et 2.33). L'effet du modèle de sous-maille des approches ZDES s'avère donc remarquablement faible pour ces simulations. Les niveaux de  $\mu_t/\mu$  confirme également que les couches limites sont effectivement laminaires du fait du réveil tardif des modèles de turbulence RANS (Rumsey et Spalart 2009). Pour les trois simulations, la fonction de protection (ligne en pointillé) identifie une région RANS annulaire autour du cylindre, avec deux échancrures correspondant aux couches limites laminaires décollant du cylindre et formant des couches de cisaillement naissantes. Cela assure un traitement LES précoce de ces éléments physiques. De plus, la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) des approches ZDES SST et ZDES SST HV est significativement plus protectrice et diffuse que la fonction de protection  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) de l'approche ZDES SA. Ceci est en accord avec les observations de Sainte-Rose (2010) (page 43 à 45), au contraire du léger avantage de  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) sur  $1 - F_F$  (1.69) constaté sur le cas de la marche descendante. Enfin, alors que la région traitée via un comportement LES reste confinée au sillage du cylindre dans le cas de la simulation ZDES SST, elle s'étend sur tout le domaine de calcul à l'exception des régions délimitées

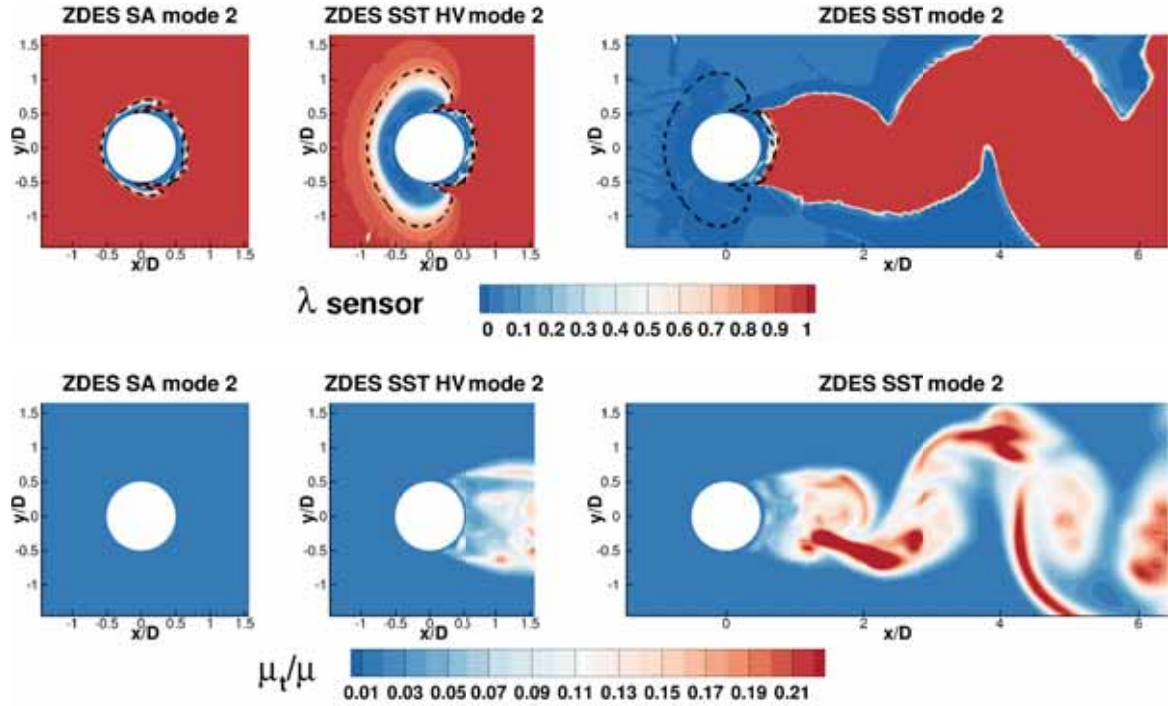


FIGURE 2.31: Simulations ZDES du cylindre circulaire : (en haut) contour instantané du sensor  $\lambda$  (cf. équation (1.45),  $\lambda = 0$  dans les régions purement RANS,  $\lambda = 1$  dans les régions purement LES) avec la ligne (- - -) d'iso-valeur de fonction de protection  $f_d(\tilde{\nu}) = 0,8$  (1.66) pour la simulation ZDES SA et  $1 - F_F = 0,8$  (1.69) pour les simulation ZDES SST et ZDES SST HV. En bas : contour instantané du ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ).

par la fonction de protection dans le cas de la simulation ZDES SST HV, comme attendu. Comme pour la marche descendante, ceci n'a aucun effet sur les résultats quantitatifs (cf. figures 2.32 et 2.33).

### 2.5.3 Analyse de l'écoulement moyen

Les présentes simulations sont moyennées en temps sur un nombre d'itérations variant entre 350 000 et 370 000 soit un temps d'observation adimensionné ( $t_{\text{obs}}^*$ ) variant entre 448,0 et 473,6. Ceci constitue entre 93 et 99 lâchers tourbillonnaires (*vortex shedding*) en supposant que la fréquence réduite de ce phénomène soit de  $fr_{vs} = f_{vs}D/U_0 = 0,208$  (Parnaudeau et al. 2008). Elles sont ensuite moyennées en envergure.

La figure 2.32 expose l'évolution des composantes longitudinale et normale de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée à trois positions axiales :  $x/D = 1,06$ ,  $1,54$  et  $2,02$ . Ces positions se situent au milieu et à la fin de la recirculation moyenne qui s'achève en  $x/D = 2,01$  selon les mesures PIV de Parnaudeau et al. (2008). Les courbes relatives à  $x/D = 1,54$  sont décalés de  $-1$  suivant l'axe  $y$  tandis que ceux relatifs à  $x/D = 2,02$  sont décalés de  $-2$  afin de regrouper les profils sur une seule figure. Les présents résultats numériques sont comparés aux données expérimentales et à la LES de Parnaudeau et al. (2008). Les résultats LES sont utilisés en tant que référence numérique pour la validation. Les résultats des trois simulations ZDES sont remarquablement similaires. Leur comparaison aux données de références peut cependant se résumer à l'observation suivante : la longueur de la recirculation prévue par les simulations ZDES est trop grande au regard de celle de référence. En effet les profils des simulations ZDES correspondent à ceux de référence mais avec un décalage d'environ  $0,5D$  : les profils ZDES en  $x/D = 2,02D$  s'accordent avec les profils de référence en  $x/D = 1,54D$ , tandis que les profils ZDES en  $x/D = 1,54D$  s'accordent avec les profils de référence en  $x/D = 1,06D$ .

La figure 2.33 confirme cette observation : le profil de la composante longitudinale de la vitesse moyenné



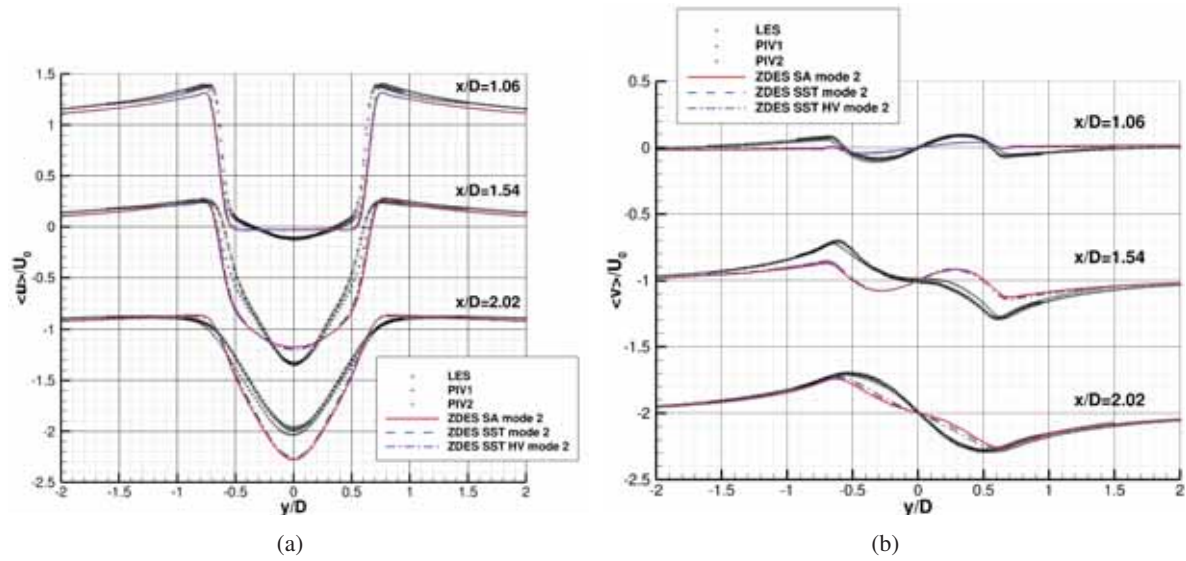


FIGURE 2.32: Simulations ZDES du cylindre circulaire : profils des composantes longitudinale et normale de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée ( $\langle u \rangle / U_0$  et  $\langle v \rangle / U_0$ , respectivement) à différentes positions longitudinales ( $x/D$ ). Données PIV et LES de Parnaudeau et al. (2008).

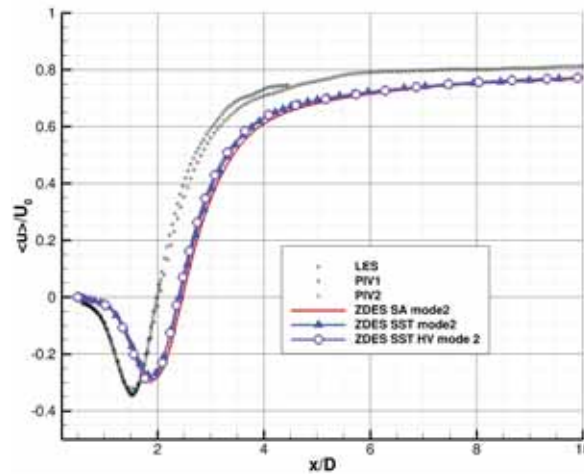


FIGURE 2.33: Simulations ZDES du cylindre circulaire : profils de la composante longitudinale de la vitesse moyennée en temps, en envergure et normalisée ( $\langle u \rangle / U_0$ ) suivant la ligne centrale ( $y/D = 0$ ). Données PIV et LES de Parnaudeau et al. (2008).

en temps, en envergure et normalisée ( $\langle u \rangle / U_0$ ) suivant la ligne centrale ( $y/D = 0$ ) y est présenté pour chacune des trois simulations ZDES et des trois sets de données de référence. Le minimum local de  $\langle u \rangle / U_0$  est prédit en  $x/D = 1,83$  par les simulations ZDES tandis qu'il est prédit en  $x/D = 1,5$  par les données de référence.

Il faut noter que ces mêmes données de références ont un décalage non négligeable avec les études antérieures a priori moins précises (cf. Parnaudeau et al. (2008), figure 9). Aussi, plus récemment, Lehmkühl et al. (2013) mettent en évidence que la dispersion des études antérieures est principalement due à la présence d'un mode très basse fréquence correspondant à la modulation de la longueur de la recirculation à l'arrière du cylindre. Cette modulation à la fréquence réduite  $fr_m = f_m D / U_0 = 0,0064$  modifie significativement la forme des profils de vitesse moyens si ceux-ci ne sont pas moyennés sur un temps utile suffisamment long et sur un nombre entier de période car  $f_{vs} / f_m = 33,5$  avec  $fr_{vs} = 0,2145$  la fréquence réduite du lâcher tourbillonnaire (tandis que les instabilités de Kelvin-Helmholtz apparaissent

au sein des couches de cisaillement pour  $fr_{KH} = 1,34$ ). Selon l'étude par simulation DNS de Lehmkühl et al. (2013) sur une envergure de  $\pi D$ , la recirculation moyenne s'achève en  $x/D = 1,86$ , cette position étant de  $x/D = 1,76$  et de  $x/D = 2,05$  pour les champs moyennés en phase et en contre phase avec sa modulation basse fréquence ( $fr_m = 0,0064$ ). Ceci est compatible avec les données de référence de Parnaudeau et al. (2008) et indique que la fin de la recirculation moyenne mesurée par ces derniers en  $x/D = 2,01$  constitue plutôt une limite haute.

Les présentes simulations ZDES surestiment donc fortement la position de l'achèvement de la recirculation en  $x/D = 2,5$ . Ceci n'est pas attribuable à un temps utile (entre 93 et 99 lâchers tourbillonnaires) trop faible au vu de celui utilisé par Parnaudeau et al. (2008) pour leur simulation LES haute résolution (52 lâchers tourbillonnaires). Par ailleurs les profils prédits par les simulations ZDES s'écartent des données de Parnaudeau et al. (2008) suivant une tendance opposée à la dispersion observable sur les différents jeux de données de référence (cf. Parnaudeau et al. (2008), figures 9 à 12). Ces écarts témoignent probablement d'un retard à la naissance et au développement des instabilités et/ou d'un contenu turbulent insuffisant au sein de la recirculation. Ceci n'est pas fonction du modèle de turbulence sous-jacent ni du modèle de sous-maille associé, les trois simulations ZDES aboutissant à des prévisions similaires. Les travaux de Maugars (2015) viennent éclairer ces hypothèses : elles sont manifestement la conséquence de la dissipation intrinsèque du cadre numérique sur les mailles grossières et distordues caractérisant le maillage utilisé. En effet, sur la base de conditions aux limites et d'un maillage identique<sup>15</sup>, Maugars (2015) effectue à l'aide du même solveur *e/sA* une simulation ZDES SA mode 2 présentant des résultats nettement plus favorables (cf. Maugars (2015), pages 132 à 137). Les seules différences avec les présentes simulations ZDES sont l'envergure du domaine de calcul deux fois moins importante ( $2D$  au lieu de  $4D$ ) et surtout, comme évoqué en fin de section 1.4, l'utilisation de schémas spatiaux dit *k*-exact (Pont et al. 2017) assurant une conservation de l'ordre de la méthode volume finis en cas de maillage curviligne déformé. La dissipation intrinsèque du cadre numérique est significativement réduite, ce qui se traduit par une capacité de résolution accrue des structures tourbillonnaires et des résultats significativement améliorés. L'effet du changement d'envergure serait à quantifier pour en tirer une conclusion définitive, mais la simulation de Maugars (2015) tend à démontrer qu'au sein des simulations ZDES ici présentées la dissipation du cadre numérique est dominante par rapport à celle introduite par le modèle de sous-maille, ce qui empêche une discrimination plus fine des approches évaluées.

15. à l'exception de l'ajout localisé de raccords non coïncidents en  $x/D = 2$  ne pouvant qu'être (au pire) néfaste ou (au mieux) sans conséquences sur les résultats de la simulation (cf. Maugars (2015), figure VII.7, page 132).

## 2.6 Conclusions

Dans ce chapitre certaines variantes de l'approche ZDES présentées en section 1.3 ont fait l'objet d'une évaluation sur trois cas génériques disposant de données de références : une couche de mélange incompressible, une marche descendante et un barreau cylindrique à faible nombre de Reynolds. Comme énoncé en section 2.1, ces évaluations, dont les simulations sont résumées en tableau 2.1, ont porté sur certaines des problématiques élémentaires propres à ces approches hybrides RANS/LES (cf. sous-section 1.1.3) ainsi que sur la consistance des prévisions obtenues par l'approche ZDES SST et ses variantes au regard de celles obtenues par l'approche ZDES SA. La validation de l'implémentation des approches ZDES au sein du solveur *e/sA* a été traitée via une comparaison des présents résultats à ceux issues de l'évaluation de l'approche ZDES SA au sein du solveur *FLU3M* par Deck (2012). Les conclusions suivantes peuvent en être tirées :

- La problématique (a) - la détection de la frontière des couches limites, de leur décollement ainsi que leur traitement en RANS - a principalement été traitée sur le cas de la marche descendante (cf. section 2.4).

S'agissant du développement des couches limites suivant un traitement RANS, ici en amont de la marche sur un maillage qualifiable de grossier au regard des pratiques usuelles ( $N_y = 32$  points sur  $\delta$ , cf. tableau 2.6), il a été mis en évidence que les fonctions de protection évaluées possèdent des comportements significativement divergents. Elles peuvent être classées suivant leur degré de protection : la fonction  $1 - F_1$  (1.67) (approche ZDES SST HV F1) et la fonction  $1 - F_F$  (1.69) (approche ZDES SST HV) s'avèrent les plus pessimistes quant à l'épaisseur des couches limites, suivie par la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) (approche ZDES SST HV FDNUT), la fonction  $1 - F_2$  (1.68) (approche ZDES SST HV F2), et enfin par la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec des coefficients modifiés (1.70) (approche ZDES SST HV FDNUT GRIT). Cette hiérarchie suit logiquement l'importance des coefficients qui entrent en jeu dans leur formulation. La fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) en ZDES SST HV FDNUT a un comportement fort similaire à la fonction  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) en ZDES SA, témoignant de sa polyvalence vis-à-vis des deux modèles de turbulence sous-jacents basés sur l'hypothèse de Boussinesq (1877). Ces deux fonctions forcent le traitement RANS de régions externes aux couches limites mais ceci n'a probablement aucune conséquence sur la solution car aucun scénario de génération de perte ne prend place dans ces régions. Seules les fonctions  $1 - F_2$  (1.68) et  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec coefficients modifiés (1.70) sont suffisamment protectrices pour ne pas dégrader le développement des couches limites par rapport à un traitement RANS de tout le canal amont. La fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec coefficients modifiés (1.70) accentue cette protection au point que les régions RANS partant des parois inférieure et supérieure rentrent en confluence au milieu du canal amont. Pour la même raison que précédemment ceci n'a probablement aucune conséquence sur la solution. Sur ce cas générique, les divergences (environ 14,5% sur  $\delta$  et 5,3% sur  $C_f$ ) quant à l'état de la couche limite inférieure juste en amont de la marche du fait de la performance variable des fonctions de protection ne sont pas suffisantes pour influencer significativement sur les solutions moyennes. Le changement du principe de substitution apporté par l'approche ZDES SST HV BUSH a un effet néfaste sur la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) car la viscosité turbulente  $y$  est plus rapidement détruite, ce qui induit des couches limites davantage rognées (cf. sous-section 2.4.4). Le cas de la couche de mélange illustre lui aussi l'incapacité de la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) à protéger les couches limites turbulentes s'y développant en gradient de pression nul. Elles  $y$  sont environ 10 à 13% moins épaisses en ZDES SST mode 2 qu'en ZDES SST mode 0. Cette dégradation reste insuffisante pour avoir un effet quantitatif significatif - bien que visible - sur les résultats examinés. Toutefois ces analyses sont faites sur des couches limites dont les nombres de Reynolds caractéristiques sont modérés ( $Re_\theta \approx 1200$  et  $2900$  pour la couche de mélange,  $Re_\theta \approx 1350$  pour la marche); elles seraient donc à reproduire pour des nombres de Reynolds plus élevés (e.g.  $Re_\theta > 8000$ ) et des gradients de pression non nuls afin d'être plus représentatives des écoulements d'intérêts industriels.

Le re-développement et la protection des couches limites sous l'influence de fluctuations turbulentes

incidentes, ici en aval de la marche, sont commentés à travers la problématique (d).

- La problématique (b) - la cohérence des niveaux de tensions de Reynolds modélisées et résolues de part et d'autre des interfaces RANS/LES - a été indirectement illustré par les cas de la couche de mélange (cf. section 2.3) et de la marche descendante (cf. section 2.4). Il peut y être observé que la somme des niveaux modélisé plus résolu du moment centré d'ordre deux dominant  $\overline{u'v'}$  n'est pas conservé au passage de l'interface RANS/LES, en particulier à l'endroit où les couches limites modélisées traversent cet interface. Il s'agit d'une mise en défaut valable pour toutes approches hybride RANS/LES globales de type BLMLES mais qui n'empêche pas certaines de ces dernières, comme les approches ZDES modes 0/1/2 ici évaluées, de permettre la naissance d'un contenu turbulent résolu suffisant pour prévoir correctement les écoulements ici considérés.
- La problématique (c) - la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES - a principalement été traitée sur le cas de la couche de mélange (cf. section 2.3). Il a été mis en évidence que l'approche ZDES SST permet une apparition aussi précoce de ces instabilités que ne le permet l'approche ZDES SA. Le modèle de turbulence sous-jacent n'a pas d'influence visible sur ce point. De même, pour le maillage et avec le cadre numérique utilisé, l'utilisation du mode 2 n'induit pas de retard supplémentaire sur la naissance et le développement des instabilités. Il a été démontré que ce comportement, déjà significativement plus favorable que celui de l'approche DDES SA grâce à l'usage de  $\Delta_\omega$  (1.56), pouvait être amélioré à l'aide de l'approche ZDES SST HV WALE, transposition de la formulation WALE de la DDES SA (Mockett et al. 2015a) à la ZDES SST. En effet celle-ci permet d'éliminer le niveau élevé des tensions de Reynolds issues des pieds des couches limites et venant amortir l'apparition des instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'endroit précis où elles s'initient. L'approche ZDES SST HV WALE y parvient car du fait de sa formulation elle ne produit pas de viscosité turbulente en ces régions dominées par le cisaillement. Si cette formulation s'est révélée inadaptée sur des cas d'écoulement plus complexes (Fuchs et al. 2015) sa généralisation, transposée ici sous la forme de l'approche ZDES SST HV SIGMA, semble suffisamment prometteuse pour y accorder de plus amples évaluations. Le cas de la marche descendante confirme la performance identique des approches ZDES SA et ZDES SST quant à l'apparition d'un contenu turbulent résolu.
- La problématique (d) - la robustesse et la cohérence du traitement RANS des couches limites face à l'advection de fluctuations turbulentes résolues - a principalement été traitée sur le cas de la marche descendante (cf. section 2.4).  
Il a été mis en évidence qu'en aval de ladite marche l'existence de régions RANS significatives malgré l'advection de fluctuations turbulentes résolues est hautement sensible à la fonction de protection utilisée. Le forçage basse fréquence induit par les fluctuations de pression issues d'une région LES voisine apparait également comme un obstacle majeur à l'existence de régions RANS. En effet seules les fonctions de protection  $1 - F_2$  (1.68) et  $f_d(\nu_t)$  (1.65) avec des coefficients modifiés (1.70) délimitent une région RANS d'une épaisseur significative partant de la paroi supérieure, alors que cette zone ne subit pas la convection de fluctuations turbulentes résolues mais seulement le forçage évoqué précédemment. S'agissant de la paroi inférieure seule la fonction de protection  $1 - F_2$  (1.68) permet d'assurer l'existence d'une région RANS malgré le contenu fluctuant important. Elle s'avère même trop protectrice car la moitié inférieure de la recirculation principale est incluse dans cette région RANS.  
Pour autant, il a été démontré que l'existence de ces régions RANS n'est pas une condition suffisante pour y imposer un comportement effectivement RANS (turbulence statistiquement stationnaire ou instationnarité statistique décorrélée du spectre des fluctuations turbulentes). En effet, de part la nature globale de l'approche ZDES, les fluctuations turbulentes incidentes y sont convectées sans résistance et n'y subissent qu'une légère dissipation du fait d'un modèle de sous-maille localement augmenté par l'utilisation des équations RANS. Les couches limites modélisées - ici celle de la paroi supérieure - y sont rapidement déstructurées par les effet de pressions, posant la question de la validité

des modèles de turbulence dans ces situations d'instationnarité basse fréquence. Le contenu fluctuant y interdit par ailleurs le re-développement d'une couche limite en aval de la recirculation principale. Ces régions, considérées comme RANS au sens du senseur  $\lambda$  (1.45) puisque  $L_{DES}$  y est égal à  $L_{RANS}$ , constituées donc en réalité de larges zones grises où le comportement ambigu constaté nécessite de plus amples investigations et rejoint la problématique du comportement des approches à *résolution variable*.

- La problématique (e) - la cohérence du niveau des tensions de Reynolds modélisées dans les régions LES au regard de la discrétisation, des tensions de Reynolds résolues et du cadre numérique utilisé - a été examinée sur les trois cas génériques. Il a été mis en évidence que les approches ZDES SA et ZDES SST aboutissent à des solutions moyennes et des distributions spectrales fort similaires au sein de la région turbulente pleinement développée de la couche de mélange. Elles sont dans le même temps en accord avec les données de références, validant ainsi le comportement LES de ces approches pour la discrétisation utilisée. Les niveaux d'énergie cinétique des fluctuations turbulentes résolues en aval de la marche descendante sont également fort semblable entre ces deux approches. L'accord aux données de référence n'est pas aussi remarquable que pour la couche de mélange, mais ceci peut s'expliquer en premier lieu par les différences majeures entre la configuration expérimentale et la définition de sa représentation numérique. Cette insensibilité du comportement de la ZDES au sein des régions LES vis-à-vis du modèle de sous-maille est également observée pour le cas du cylindre circulaire. Cependant les simulations effectuées se comparent défavorablement aux données de références. Ce derniers cas, au vu de la grossièreté et de la déformation du maillage utilisé et au regard des résultats de Maugars (2015), fait émerger la question de l'importance du cadre numérique relativement à celle du modèle de sous-maille s'agissant de la dissipation effectivement subie par le champ résolu. Cette conclusion appelle à de futures évaluations.
- La problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - n'est pas évaluée dans ce chapitre.
- La problématique (g) - l'apparition d'ilots de RANS ("*RANS island*" (Breuer et al. 2008)) au dehors des couches limites - a principalement été traitée sur les cas de la marche descendante (cf. section 2.4) et du cylindre circulaire (cf. section 2.5). Il a été mis en évidence que les ilots RANS visibles au cœur du canal amont de la marche descendante et autour du sillage du cylindre avec l'approche ZDES SST n'ont pas de conséquence, sinon négligeable, sur les résultats quantitatifs. Ceci vient du fait qu'ils ne recouvrent aucun scénario de création de perte car le positionnement de l'interface RANS/LES est basé sur des paramètres reflétant la physique de l'écoulement. Néanmoins il a été démontré que l'approche ZDES SST HV ici proposée autorise la suppression de ces ilots RANS, comme attendu.
- La consistance des prévisions obtenues par l'approche ZDES SST et ses variantes au regard de celles obtenues par l'approche ZDES SA a été examinée sur les trois cas. Il a été mis en évidence qu'aux avantages près constatés pour certaines variantes de la ZDES SST, ces approches mènent à des résultats remarquablement similaires. Une telle similarité est attendue et s'explique par le rôle mineur du modèle de turbulence sous-jacent au regard de la physique des cas génériques sélectionnés. En effet ces derniers ne présentent pas de scénario significativement discriminant pour ces modèles de turbulence, tel que le développement de couches limites turbulentes le long de coins géométriques ou sous l'effet de gradient de pression élevé et évolutif menant jusqu'au décollement en l'absence de singularité géométrique. Ceci dit, il est formellement démontré que la ZDES SST n'induit pas une régression des prévisions obtenues face à la ZDES SA sur ce type de cas génériques.
- La validation de l'implémentation des approches ZDES au sein du solveur *e/sA* en comparaison de l'implémentation de l'approche ZDES SA au sein du solveur *FLU3M* par Deck (2012) a été examinée sur les cas de la couche de mélange (cf. section 2.3) et de la marche descendante (cf. section 2.4). Sur ce second cas les divergences associées à la calibration de l'écoulement en amont de la marche ne permettent de valider formellement cette implémentation, bien que les résultats obtenus avec les

deux solveurs soient tout à fait consistants. Sur le premier cas un accord remarquable est observé, que ce soit sur l'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité, sur les profils de vitesse moyens ainsi que sur les distributions spectrales des fluctuations de vitesses. Cet accord est jugé suffisant pour ne pas remettre en question l'implémentation des approches ZDES au sein du solveur *e/sA*. Des écarts mineurs ont été relevés, probablement attribuables à la dissemblance des cadres numériques mais nécessitant de plus amples investigations pour être éclaircis.

La présente démonstration de la non régression - et sur certains points de l'amélioration - de la qualité des prévisions offertes par les approches ZDES SST par rapport l'approche ZDES SA sur trois cas génériques nécessite d'être vérifié sur un cas d'intérêt industriel en phase avec la problématique initiale (cf. introduction de ce manuscrit). C'est pourquoi elle va se poursuivre par l'évaluation de certaines variantes de la ZDES SST sur un cas de type turbomachine dans le chapitre suivant.



## Chapitre 3

# Évaluation de l'approche ZDES $k - \omega$ sur un cas industriel de type turbomachine

Ce chapitre s'intéresse à l'évaluation de certaines variantes de la ZDES basée sur le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) sur un cas d'intérêt industriel de type turbomachine où toutes les problématiques propres aux approches hybrides RANS/LES sont simultanément présentes. Il s'agit du premier rotor du compresseur de recherche CREATE déjà traité avec l'approche ZDES SA - la ZDES basée sur le modèle de Spalart et Allmaras (1994) - par Riéra (2014). Sur la base de ces travaux, les approches ZDES SST et ZDES BSL sont comparées à la ZDES SA (Riéra 2014) et aux mesures expérimentales (Courtiade 2012) sur la simulation de l'écoulement au point de fonctionnement nominal.

### Sommaire

---

3.1	Objectifs . . . . .	130
3.2	Compresseur de recherche CREATE . . . . .	131
3.3	Description du banc numérique . . . . .	133
3.3.1	Domaine de calcul . . . . .	133
3.3.2	Maillage . . . . .	133
3.3.3	Conditions aux limites . . . . .	134
3.3.4	Répartition des modes ZDES . . . . .	136
3.3.5	Paramètres numériques spécifiques . . . . .	136
3.3.6	Synthèse des simplifications . . . . .	138
3.4	Analyse de l'écoulement instationnaire . . . . .	140
3.4.1	Protection de la couche limite . . . . .	140
3.4.2	Spectre du frottement pariétal instantané . . . . .	145
3.4.3	Écoulement de jeu . . . . .	149
3.4.4	Écoulement dans le canal inter-aube . . . . .	154
3.4.5	Analyse spectrale des fluctuations de pression au carter en aval du rotor . . . . .	157
3.5	Analyse de l'écoulement moyenné en temps . . . . .	158
3.6	Performances globales . . . . .	167
3.7	Conclusions . . . . .	173

---



### 3.1 Objectifs

Dans le chapitre précédent, différentes formulations de l'approche ZDES basée sur le modèle  $k - \omega$  de Menter (1994) ont été évaluées et validées sur des cas génériques permettant d'isoler au mieux les problématiques relatives aux approches hybrides RANS/LES (cf. sous-section 1.1.3). Le présent chapitre s'intéresse à l'application de certaines d'entre elles sur un cas d'intérêt industriel de type turbomachine où toutes ces problématiques sont simultanément présentes, à savoir l'évaluation de la ZDES SST et de la ZDES BSL sur un rotor de compresseur axial haute pression. Il s'agit du premier rotor du compresseur de recherche CREATE, compresseur dédié à l'étude des interactions rotor-stator et des instabilités à l'approche du pompage. Ce banc d'essai a fait l'objet de nombreuses campagnes expérimentales et fait partie des rares installations à la fois multi-étages et reproduisant des conditions d'écoulements (haute vitesse - haut nombre de Mach) proches des conditions réelles des turbomachines aéronautiques (e.g. Courtiade (2012), table 1, page 20). Surtout, cette configuration a déjà été traitée avec l'approche ZDES SA - la ZDES basée sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1994) - par Riéra (2014) qui en a exposé les avantages et les limites, en particulier s'agissant de la prévision de l'écoulement de jeu en tête d'aube de rotor en interaction avec les sillages de la roue directrice d'entrée, aux points de fonctionnement nominal et proche pompage. Sur la base de ces travaux, il s'agira d'observer le comportement des nouvelles approches au point de fonctionnement nominal, notamment concernant l'écoulement de jeu mais également l'écoulement de coin en pied d'aube, et d'en confronter les résultats à ceux de Riéra (2014) et aux mesures expérimentales.

Le lecteur est invité à se reporter au chapitre d'introduction de ce manuscrit pour une synthèse plus détaillée des motivations, des conclusions et des perspectives des travaux de Riéra (2014) qui ont mené à la réalisation des travaux ici présentés.

Il peut être rappelé que l'une de ces perspectives pointe l'amélioration souhaitable de la prévision du décollement de coin en pied d'aube de rotor grâce à l'utilisation d'un modèle de turbulence mieux à même de retranscrire l'effet des gradients de pression adverses progressifs sur le développement des couches limites turbulentes. Ce décollement de coin à l'extrados des aubes du rotor apparaît en effet trop massif d'après la comparaison de la distribution radiale de l'angle de déviation en aval du rotor entre les simulations ZDES SA et les mesures expérimentales (cf. figure 3.26(a)). Ce constat est valable aussi bien au point de fonctionnement en proche pompage qu'en régime nominal. D'autre part une simulation ZDES de l'écoulement au point de fonctionnement en proche pompage est particulièrement coûteuse car il est nécessaire d'initier le calcul sur un point de fonctionnement plus proche du régime nominal, puis d'augmenter progressivement la contre pression jusqu'à atteindre le régime souhaité (Riéra 2014). C'est pourquoi les simulations ici présentées se concentrent sur la reproduction du point de fonctionnement nominal uniquement.

S'agissant du modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994), l'effet des gradients de pression adverses progressifs sur le développement des couches limites turbulentes est directement lié à la correction SST (cf. sous-section 1.2.3). Il est donc particulièrement intéressant de réaliser deux simulations ZDES sur la base de ce modèle de turbulence avec ( $k - \omega$  Menter (1994) SST) et sans ( $k - \omega$  Menter (1994) BSL) cette correction. Aussi il faut noter que les simulations ici présentées, du fait de leur coût, sont d'un nombre réduit (deux) et ont du être initiées avant que celles présentées dans le chapitre précédent n'aient été complètement achevées et analysées. Par précaution - pour ces premiers calculs en ZDES basée sur le modèle de turbulence  $k - \omega$  Menter (1994) - il a donc été choisi de ne pas user d'une formulation pouvant potentiellement amener un avantage, telle que la ZDES SST HV ou la ZDES SST HV BUSH (cf. tableau 1.1). À ce titre il peut être rappelé que si l'approche ZDES SST WALE apparaît attractive au vu de ses résultats sur le cas de couche de mélange (cf. section 2.3), les résultats de Fuchs et al. (2015) en démontrent les limitations pour la résolution des écoulements de type tourbillon de bord d'attaque ou équivalent. Il aurait été particulièrement intéressant d'évaluer la ZDES SST SIGMA (qui d'une certaine façon généralise les avantages de la ZDES SST WALE aux écoulements tourbillonnaires) sur

le cas CREATE, cependant l'étape préalable - son évaluation sur les cas génériques - n'a pu être menée dans les moyens impartis. C'est pourquoi ce sont les approches ZDES SST et ZDES BSL qui ont été évaluées en priorité sur la configuration définie par Riéra (2014). Des calculs RANS utilisant le même cadre numérique (y compris la cartographie défilante en entrée de domaine) et basés sur les modèles de turbulence de Spalart et Allmaras (1994) (simulation RANS SA) et  $k-\omega$  Menter (1994) SST (simulation RANS SST) sont également inclus aux comparaisons.

L'objectif est de parvenir à une analyse du comportement des nouvelles approches ZDES SST et ZDES BSL par rapport à ceux des approches RANS et de la ZDES SA déjà évaluée sur cette configuration par Riéra (2014). Les cinq simulations examinées dans ce chapitre sont listées en tableau 3.1. Leur origine est précisé si elles n'ont pas été menées dans le cadre de ces travaux. Il s'agit également d'en quantifier la validité au moyen des données expérimentales. Il peut être noté que la problématique (**f**) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - constitue une nouveauté au regard des problématiques traitées au chapitre précédent. Une difficulté importante quant la validation des comportements observés vient du manque de données de référence dans la zone du décollement de coin.

## 3.2 Compresseur de recherche CREATE

Le compresseur de recherche étudié ici est le compresseur CREATE (Compresseur de Recherche pour l'Étude des effets Aérodynamiques et TEchnologiques) dessiné par SAFRAN AIRCRAFT ENGINES et localisé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'École Centrale de Lyon (Ottavy et al. 2012). Il est représenté sur la figure 3.1(a). Il s'agit d'un compresseur axial composé de 3,5 étages, comme indiqué sur la figure 3.1(b), et représentatif des étages médians ou avals des compresseurs haute pression modernes. Le nombre d'étages a été choisi pour avoir des écoulements secondaires de même amplitude que dans un compresseur de turboréacteur tout en restant dans les limitations de couple imposées par l'alimentation en puissance électrique (Touyeras et Villain 2004). Le compresseur CREATE a été dessiné en tenant compte des contraintes expérimentales. Pour disposer de sondes traversantes entre les rotors et stators, la distance inter-roues a été légèrement augmentée par rapport à un compresseur de turboréacteur. Un système d'anneaux tournants a été implémenté au carter pour permettre des mesures à différentes positions azimutales tout en restant aux mêmes positions axiales et radiales. La périodicité circonférentielle de toute la machine (périodicité de  $2\pi$  dans le cas général avec des nombres premiers pour le nombre d'aube pour éviter toute résonance) a été réduite à  $2\pi/16$  sur le compresseur CREATE en choisissant des nombres d'aubes (rotors et stators dont la roue directrice d'entrée) multiples de 16. Le nombre d'aubes par roue est indiqué dans le tableau 3.2. Ainsi, l'analyse des interactions rotor-stator ne requiert pas des mesures sur la circonférence complète ( $360^\circ$ ) puisqu'un secteur de  $22,5^\circ$  ( $2\pi/16$ ) contient toute l'information spatiale utile pour cette analyse, au moins pour les points de fonctionnement stabilisé. L'étude du pompage, en revanche, requerrait la réalisation de mesures sur  $360^\circ$ .

Les principales caractéristiques du compresseur sont les suivantes : diamètre du carter de 0,52 m,

Tableau 3.1: Synthèse des calculs évalués sur le cas CREATE □ □ □

Dénomination	CREATE	Origine (si ext.)	Fonction de protection
RANS SA	✓	Riéra (2014)	
RANS SST	✓		
ZDES SA	✓ (modes 0, 1 et 2)	Riéra (2014)	$f_d(\tilde{\nu})$ (1.66)
ZDES BSL	✓ (modes 0, 1 et 2)		$1 - F_F$ (1.69)
ZDES SST	✓ (modes 0, 1 et 2)		$1 - F_F$ (1.69)

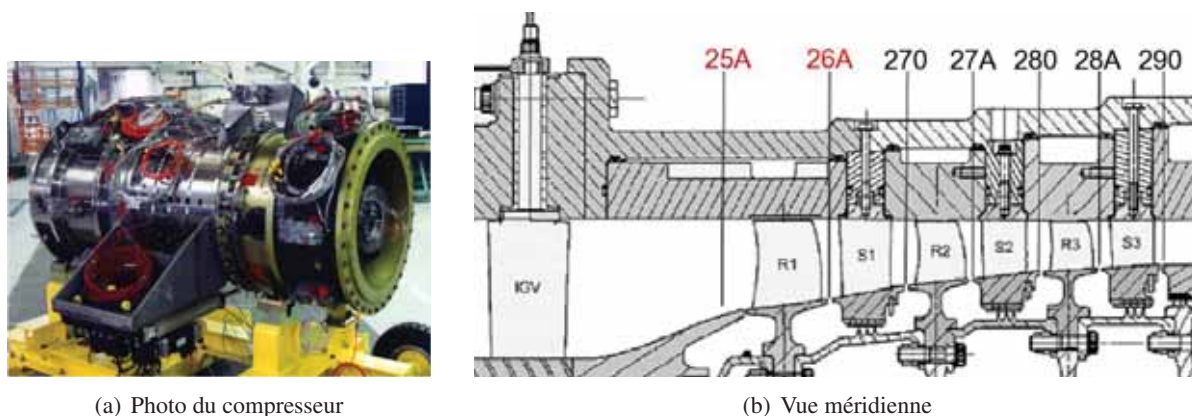


FIGURE 3.1: Vue du compresseur CREATE

vitesse de rotation de 11 543 tr/min, un débit de 12,7 kg/s au point nominal. Au niveau de l'extrémité du premier rotor, l'écoulement est sensiblement transsonique avec un nombre de Mach incident de 0,92. Le jeu entre la tête d'aube du premier rotor et le carter est d'une hauteur égale à 1,75% de la corde axiale et à 23% de l'épaisseur maximale de cette aube. Le nombre de Reynolds basé sur la corde axiale du premier rotor est de 788 000. Les mesures sont réalisées à l'aide de sondes pneumatiques et de sondes de pression instationnaire (Ottavy et al. 2012) dans les plans axiaux situés entre les sections 25A et 290. Ces plans sont représentés sur la figure 3.1(b). Dans le cas présent, comme les simulations ne concernent que le premier rotor du compresseur CREATE, les mesures utilisées pour les valider sont relatives aux plans 25A (amont du rotor R1) et 26A (aval du rotor R1). Les mesures sont synchronisées avec la fréquence de rotation de la machine afin que l'écoulement soit entièrement décrit par des mesures dans un seul canal ou sur la périodicité de la machine. Les mesures des performances globales sont réalisées à différentes vitesses de rotation, jusqu'à l'approche de la ligne de pompage.

Des mesures détaillées sont entre autres réalisées pour le point de fonctionnement nominal (point proche du rendement maximum) et un point de fonctionnement proche pompage (cf. Courtiade (2012), figure 34, page 47) à l'aide de sondes conventionnelles (pneumatiques) et ce dans tous les plans présentés précédemment. On dispose alors de la mesure de la température génératrice, de la pression génératrice, de la pression statique et de l'angle de l'écoulement. Ces sondes sont composées de quatre trous, trois pour la pression (dont une pour la génératrice) et une pour la température génératrice. Les deux autres senseurs de pression servent à déterminer l'angle de l'écoulement en égalisant les pressions. Il est alors possible de déterminer le nombre de Mach puis les trois composantes du vecteur vitesse. Ces quantités sont alors moyennées azimuthalement pour obtenir les profils radiaux qui sont utilisés pour valider les simulations. Il faut noter que ces mesures sont réalisées dans le repère absolu, la cartographie 2D ne pouvant être utilisée derrière un rotor pour valider plus finement les simulations (on ne voit principalement que l'équilibre radial), et ces sondes ne permettent que l'obtention d'une valeur moyennée en temps. La moyenne radiale des grandeurs génératrices permet ensuite de déterminer les performances globales de la machine.

De plus, des mesures par LDA (Laser Doppler Anemometry) sont réalisées pour obtenir deux composantes de la vitesse (composantes axiale et circonférentielle) à l'aide de deux longueurs d'ondes ( $\lambda = 488$  nm et  $\lambda = 514,5$  nm). Ces mesures laser sont réalisées dans les différents plans dont le plan 26A mais

Tableau 3.2: Nombre d'aubes par roue (R=Rotor, S=Stator)

Roue	RDE	R1	S1	R2	S2	R3	S3
Nombre d'aubes	32	64	96	80	112	80	128

aussi dans des plans situés dans le jeu du premier rotor (cf. figure 3.2(b)), ce qui permet de visualiser l'écoulement de jeu. Courtiade (2012) présente les moyennes d'ensemble de ces mesures LDA synchronisées avec la fréquence de rotation de la machine sous la forme de cartographie 2D (cf. Courtiade (2012), figures 72 à 82 pages 100 à 116) dont seulement une fraction sera utilisée ici sous la forme d'échantillons 1D (mesures LDA sur des isolignes d'hauteur de veine relative  $h/H$ ).

### 3.3 Description du banc numérique

#### 3.3.1 Domaine de calcul

Afin de se comparer aux résultats ZDES SA existants (Riéra et al. 2014; Riéra et al. 2016) et montrer ainsi l'impact du modèle de turbulence utilisé dans l'approche hybride RANS/LES, seul le premier rotor (R1) du compresseur CREATE est étudié au point de fonctionnement nominal et à la vitesse de rotation nominale.

Les caractéristiques du domaine de calcul ont été définies par Riéra (2014) : afin de prendre en compte l'influence des sillages de la RDE (*Roue Directrice d'Entrée*), la périodicité spatiale du domaine de calcul est celle de la RDE ( $2\pi/32$ ). Comme la périodicité du rotor R1 est de  $2\pi/64$ , le domaine de calcul comprend deux canaux de rotor. Il est représenté sur la figure 3.2 sur laquelle la paroi du carter n'est pas représentée pour une raison de visibilité du domaine de calcul. Il faut noter que les jeux axiaux (jeu entre les parties mobiles et fixes du moyeu) ne sont pas pris en compte dans la simulation. Deux jeux sont ainsi absents du domaine de calcul : une fente d'injection en amont du rotor et une fente d'injection à l'aval, cette dernière fente étant la sortie de la zone de recirculation sous le stator S1 (labyrinthes). Le plan d'entrée du banc numérique correspond au plan 25A i.e. au plan expérimental situé entre la RDE et le rotor afin d'utiliser les données expérimentales pour définir les conditions d'entrée, ce qui facilitera l'évaluation des approches à travers le rotor. La section de sortie est définie en tenant compte des points suivants :

1. Le plan de sortie doit être suffisamment éloigné du bord de fuite du rotor pour que l'écoulement soit axisymétrique, ce qui permettra d'utiliser la condition d'équilibre radial en sortie ;
2. Le plan de mesures 26A doit être inclus dans le domaine de calcul afin de confronter les résultats obtenus aux mesures et ainsi valider les simulations ;
3. Compte tenu des contraintes de maillage, le domaine ne doit pas être excessivement étendu vers l'aval pour limiter le coût de la simulation

Ainsi, la section de sortie du domaine de calcul est positionnée à deux cordes axiales à partir du bord de fuite des aubes du rotor.

#### 3.3.2 Maillage

Le maillage, réalisé par Riéra (2014), est basé sur la topologie O4H et est multiblocs structuré. Le jeu en tête d'aube de rotor est maillé avec deux blocs supplémentaires (O-H). Le maillage satisfait les critères en termes de dimensions des cellules à la paroi exprimées en unité de paroi à savoir  $\Delta x^+ < 200$ ,  $\Delta y^+ < 1$  et  $\Delta z^+ < 200$  (cf. tableau 1.2 en section 1.4). Il est à noter que la quantité  $\Delta z^+$  est même inférieure à 100 dans la zone d'intérêt. À l'amont du rotor et au-delà du plan 26A, les quantités  $\Delta x^+$  et  $\Delta z^+$  sont plus élevées afin de limiter le nombre de points composant le maillage et d'éviter toute réflexion d'onde avec la condition de sortie qui est une conditions de pression statique. Chaque jeu en tête d'aube de rotor est discrétisé radialement au moyen de 49 points. Le maillage complet comprend 88 millions de points pour les deux canaux. Le maillage sur les parois du moyeu et des aubes ainsi qu'au niveau du moyeu est représenté sur la figure 3.3. Compte tenu de la densité de points, seul un point sur deux dans toutes les directions de maillage est affiché. La densité de maillage est élevée au niveau des bords d'attaque et de fuite mais aussi dans le canal inter-aube pour capturer l'écoulement de jeu et les nombreux tourbillons qui peuvent y être rencontré.

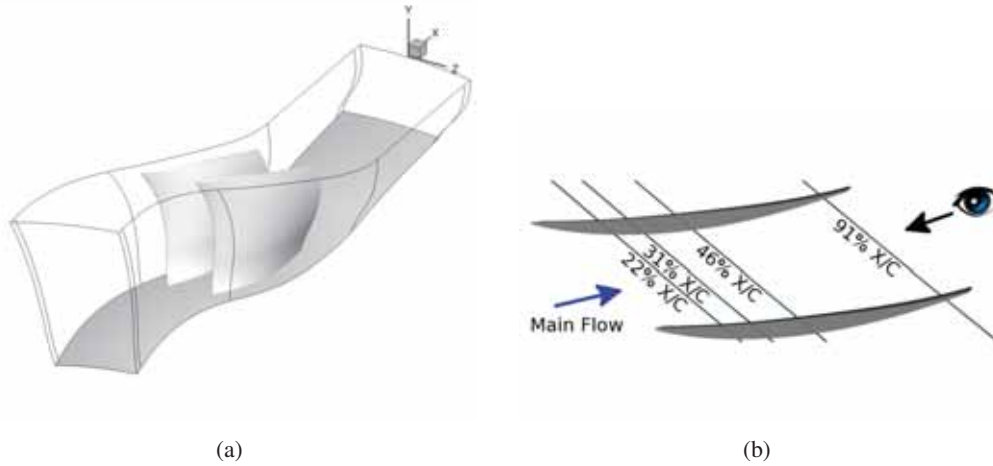


FIGURE 3.2: Domaine de calcul (la paroi du carter n'est pas représentée) (à gauche) et positions des plans de visualisation normaux à la direction  $x$  le long de la corde des aubes (à droite, issu de Riéra (2014)).

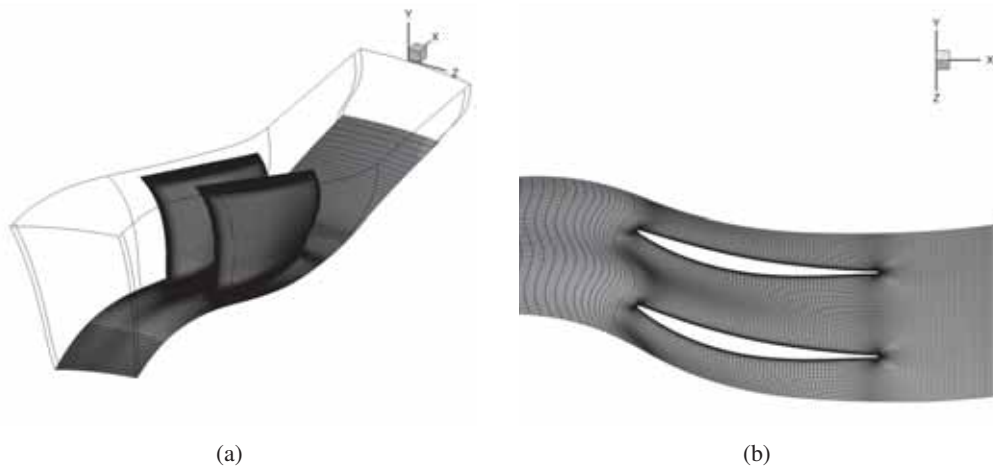


FIGURE 3.3: Maillage sur le moyeu et les aubes (à gauche) et détail du maillage sur le moyeu (à droite) avec un point sur deux dans toutes les directions.

### 3.3.3 Conditions aux limites

Au niveau du plan d'entrée (plan 25A), les effets de la roue directrice d'entrée (RDE) sont reproduits à l'aide de conditions aux limites spécifiques basées sur une cartographie 2D mise en rotation grâce à la technique de distorsion développée par Tartousi et al. (2011) pour les compresseurs centrifuges. Cette technique est basée sur une décomposition en série de Fourier avec 60 harmoniques de la cartographie 2D. À chaque itération, la condition aux limites d'entrée est reconstruite après une rotation d'un angle de  $\Omega_{CREATE}\Delta t$ , avec  $\Omega_{CREATE}$  [rd/s] la vitesse de rotation de la machine et  $\Delta t$  [s] le pas de temps de la simulation. Les sillages et tourbillons issus de la RDE et observés dans le plan 25A sont représentés sur la figure 3.4 à l'aide de la vitesse axiale et de la variation d'entropie définie par l'équation (3.1). Comme l'entropie est définie à une constante près, sa valeur absolue est toujours arbitraire. Dans la suite de ce chapitre sera utilisée la variation d'entropie  $\Delta s$  [J/kg/K] entre le plan considéré et un plan de référence  $(\ )_{ref}$  et définie par :

$$\Delta s = c_p \ln \left( \frac{T}{T_{ref}} \right) - r_{gaz} \ln \left( \frac{p}{p_{ref}} \right) \quad (3.1) \quad \square$$

Ces écoulements secondaires sont visibles grâce aux zones de basse vitesse et de forte variation d'entropie. Ainsi, la condition aux limites d'entrée comprend non seulement les couches limites au moyeu et au carter mais aussi le sillage de la RDE et deux tourbillons d'extrémité causés par la présence de jeu en pied et tête puisque la RDE est à calage variable. La figure 3.4(c) indique le sens de la rotation de la cartographie dans le repère relatif au rotor. Les valeurs physiques imposées au centre des faces de la condition aux limites d'entrée sont la pression génératrice absolue, l'enthalpie génératrice absolue, la direction de l'écoulement (vecteur vitesse unitaire) et les grandeurs primitives de la turbulence.

La figure 3.5 représente les profils radiaux d'angle de déviation absolue  $\alpha$ , d'angle méridien  $\phi$ , de pression génératrice, de température génératrice et de quantité de mouvement axiale dans le plan 25A pour toutes les simulations réalisées (RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST) et celles de Riéra (2014) (RANS SA et ZDES SA). La condition aux limites d'entrée basée sur le résultat d'une simulation RANS sur la configuration RDE + Rotor R1 (cf. Riéra (2014), figure 3.3, page 62 et figure 3.6, page 65) est en bon accord avec les mesures dont le maillage n'est pas suffisamment discrétisé pour les utiliser directement comme condition aux limites. On peut cependant noter que le déficit de pression génératrice est surestimé de 1% dans les zones relatives aux tourbillons d'extrémité (pied et tête, voir figure 3.5(c)). Ceci peut s'expliquer en partie par les simplifications effectuées sur la géométrie de l'articulation de la RDE dans la zone de jeu (cf. Riéra (2014), figure 3.2, page 62). Une autre cause de ce déficit ainsi que de la non linéarité de l'angle méridien près du carter (cf. figure 3.5(b)) tel que mesuré expérimentalement vient du blocage occasionné par la présence des moyens de mesures. La comparaison des différentes simulations montre que les profils d'angle de déviation, d'angle méridien, de pression génératrice et de température génératrice sont identiques puisque imposés par la cartographie d'entrée qui est commune à toutes les simulations. Le profil de température génératrice atypique (accroissement en pied) est dû à l'ingestion d'un écoulement chaud venant de la ventilation interne du compresseur, à l'amont de la RDE. Les décalages visibles sur toute la hauteur d'aube pour la quantité de mouvement axiale (cf. figure 3.5(e)) sont dus à la dépendance directe du débit relativement aux pertes de l'écoulement à travers le domaine de calcul qui elles-mêmes sont fonctions de l'approche utilisée, bien que toutes les conditions aux limites soient identiques. Il peut être observé que le modèle de turbulence impacte sensiblement le point de fonctionnement (cf. section 3.6), que ce soit avec l'approche RANS ou l'approche ZDES.

Au niveau de la condition aux limites de sortie située à l'aval d'un rotor, le vecteur vitesse contient une composante giratoire (vitesse tangentielle absolue). Cela implique que la pression statique en sortie ne peut plus être uniforme puisque le gradient de pression radial au rayon  $r$  est directement proportionnel à la vitesse tangentielle absolue  $u_\theta$ , à la densité  $\rho$  et au rayon  $r$  :

$$\frac{dp}{dr}(r) = \frac{\rho(r) V_\theta^2(r)}{r} \quad (3.2) \quad \square$$

Cette vitesse giratoire est à l'origine de l'équilibre radial (simplifié ici en raison de la géométrie de la veine). Pour connaître la pression à un rayon  $r$  donné, il faut intégrer depuis un point dit pivot. Dans le cas présent, ce point est situé au moyeu ( $p_{\text{moyeu}} = p(r_{\text{moyeu}})$ ). La pression statique du moyeu  $p_{\text{moyeu}}$  est spécifiée par l'utilisateur et la cartographie de pression statique en sortie est calculée à l'aide de l'équilibre radial simplifié :

$$p(r) = p_{\text{moyeu}} + \int_{r_{\text{moyeu}}}^r \left[ \frac{\rho V_\theta^2}{r} \right] dr \quad (3.3) \quad \square$$

Comme la simulation de référence a été réalisée par Riéra (2014), la pression pivot est conservée afin de comparer directement les approches (e.g. ZDES SA vs ZDES SST), sans recalibration de la pression pivot pour ne pas accumuler les effets. Dans le cas présent, on a  $p_{\text{moyeu}} = 0,93p_{i_a}$  avec  $p_{i_a}$  la pression génératrice absolue hors écoulement secondaire dans le plan 25A. Cette pression pivot a été définie pour avoir le meilleur accord sur le profil de quantité de mouvement avec les mesures expérimentales, dans le plan 25A et dans la zone de jeu, comme le montre la figure 3.5(e) (voir également Riéra (2014), figure 3.4, page 64).

Dans cette configuration, toutes les parois sont considérées comme adhérentes et adiabatiques. Par contre, la vitesse au niveau de la paroi peut varier en raison du caractère fixe ou mobile de la paroi dans

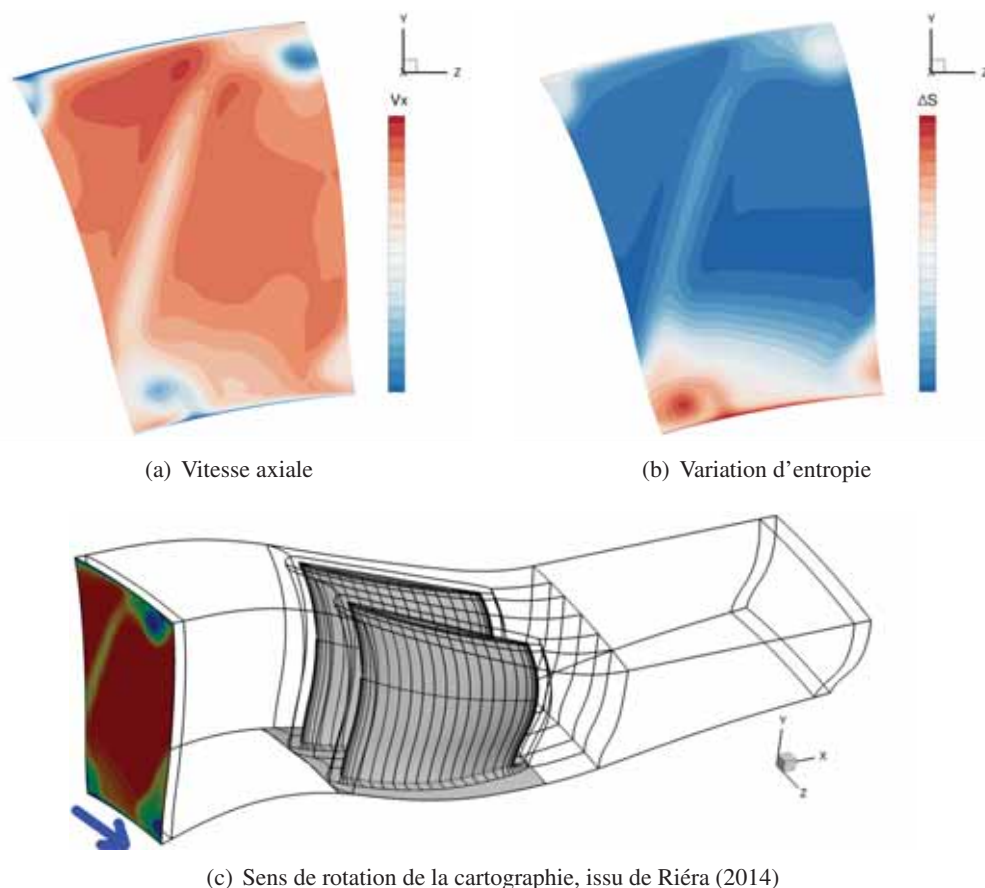


FIGURE 3.4: Sillage et tourbillons issus de la RDE dans le plan 25A

le repère absolu (repère qui pourrait être celui lié à une personne observant le banc turbomachine). Les parois mobiles dans le repère absolu sont représentées en gris sur la figure 3.4(c). Toutes les autres parois sont fixes dans le repère absolu. Une condition de périodicité par rotation est appliquée sur les frontières azimutales.

### 3.3.4 Répartition des modes ZDES

Comme détaillé au chapitre 1, il est possible de définir différents modes pour la ZDES au sein d'une même simulation i.e. au sein d'un même domaine de calcul, suivant la topologie de l'écoulement attendu. La répartition des modes au sein du domaine de calcul est indiquée sur la figure 3.6 et a été définie par Riéra (2014) : afin de limiter le nombre de points, la partie amont du domaine de calcul est entièrement traitée en mode 0 (RANS pur). Pour protéger au mieux la couche limite, le bloc O de la topologie de maillage O4H est traité avec le mode 2. Les blocs H sont traités via le mode 1 au lieu du mode 2 afin de minimiser tout risque de retard au déclenchement des instabilités. Cette précaution avait été prise du fait du manque d'expérience quant au comportement de la ZDES sur cette configuration. Elle apparaît aujourd'hui discutable - le mode 2 y serait privilégié - mais elle a été conservée afin de pouvoir se comparer plus rigoureusement aux résultats de Riéra (2014). Sur la figure, le mode dans les blocs O-H du jeu n'est pas représenté : il s'agit du mode 2. Il est rappelé que le mode 3 n'est pas utilisé ici.

### 3.3.5 Paramètres numériques spécifiques

Comme l'objectif est de se comparer aux résultats obtenus par Riéra (2014), les mêmes paramètres numériques ont été utilisés. La simulation est réalisée dans le repère lié au rotor (le maillage est fixe par

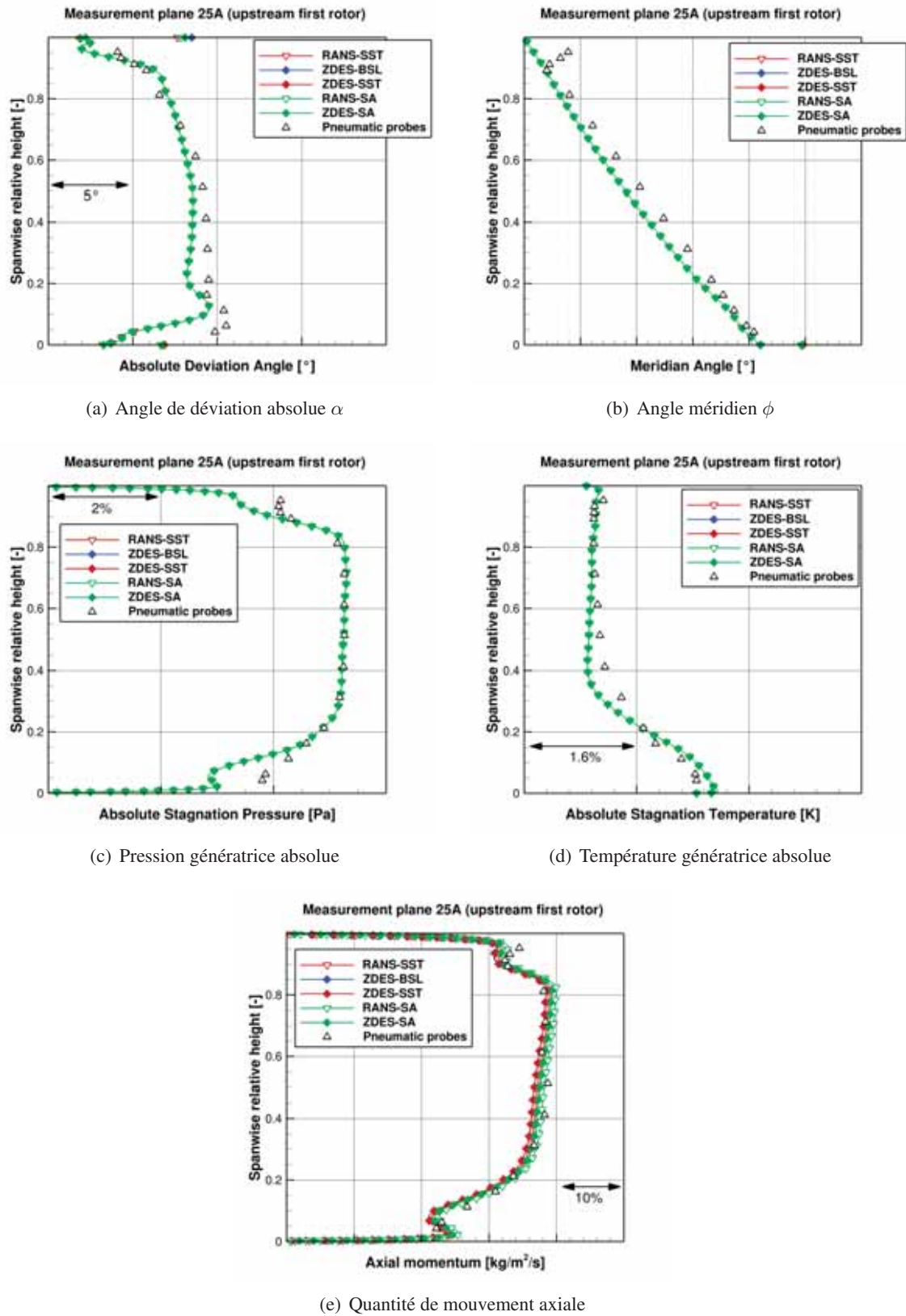


FIGURE 3.5: Conditions aux limites d'entrée



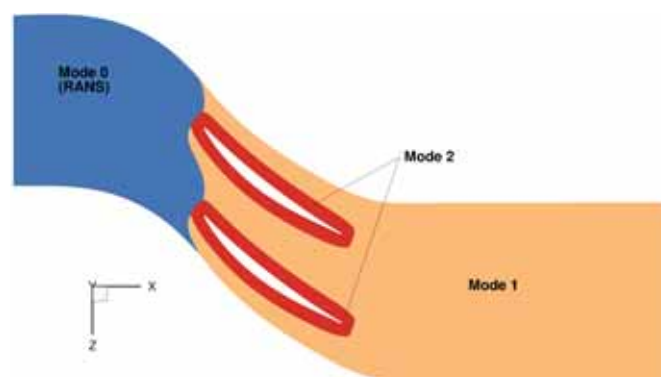


FIGURE 3.6: Répartition des modes ZDES dans le domaine de calcul

rapport au rotor) et avec les vitesses relatives. Comme indiqué à la section 1.4, le schéma de discrétisation spatial pour les flux non visqueux est le schéma AUSM+(P) associé à une reconstruction MUSCL d'ordre 3. Les flux visqueux sont calculés à l'aide d'une formulation centrée d'ordre 2. Le schéma d'intégration spatiale est le schéma de Gear d'ordre 2. Le pas de temps a été déterminé à partir du nombre d'instant par période de passage de la RDE et de la vitesse de rotation. Dans le cas présent, la période est discrétisée en 1000 itérations (soit 32 000 itérations par tour), ce qui conduit à un pas de temps de  $1,6 \cdot 10^{-7}$  s. Avec ce pas de temps, le nombre de CFL est inférieur à 1 dans les régions LES et est de l'ordre de 12 à 15 dans les couches limites traitées en RANS. L'utilisation de 8 sous-itérations est requise pour obtenir une décroissance des résidus supérieure à 1,5 ordres de grandeur. Ce critère, identique à celui de Riéra (2014), est un compromis entre précision et coût de la simulation et tient compte du faible pas de temps mis en jeu.

### 3.3.6 Synthèse des simplifications

La discrimination des approches ZDES évaluées sur le cas CREATE s'effectue notamment par la comparaison de leurs résultats aux données expérimentales. Entre autres facteurs, la nature, la densité et l'incertitude des relevés expérimentaux (Courtiade 2012) d'une part, ainsi que les simplifications géométriques et numériques du banc d'essai numérique (Riéra 2014) au regard du banc d'essai expérimental d'autre part, viennent s'opposer à cette opération de discrimination.

Par souci de synthèse une liste des principales simplifications inhérentes à la définition du banc d'essai numérique est ici dressée. Leur justification a été détaillée par Riéra (2014) et a été partiellement rappelée dans les sections précédentes.

- Le domaine de calcul est azimuthalement limité à la périodicité spatiale de la Roue Directrice d'Entrée (RDE), i.e.  $2\pi/32$  ( $11,25^\circ$ ). Le domaine de calcul contient deux canaux - et donc deux aubes - du premier rotor (rotor R1) dont la périodicité spatiale est de  $2\pi/64$  ( $5,625^\circ$ ). Des conditions de périodicité sont imposées aux frontières azimuthales.
- Le domaine de calcul démarre axialement au plan 25A (cf. figure3.1) :
  - L'environnement du banc turbomachine et les effets technologiques en amont du plan 25A ne sont pas pris en compte (chambre de tranquillisation, filtre à air, orifices de ventilation,...). C'est en particulier le cas pour les 8 bras radiaux supportant le moyeu (e.g. Crevel et al. (2014)) situés en amont de la RDE.
  - La RDE, composée de 32 aubes au lieu de 64 pour le R1, n'est pas prise en compte. Cependant, à partir d'une simulation RANS SA reprenant le domaine de calcul actuel étendu axialement vers l'amont pour inclure une aube simplifiée de la RDE (cf. Riéra (2014)), une

- période complète de la modélisation de son sillage et de l'écoulement environnant a été stockée et est injectée au plan 25A sous la forme d'une cartographie défilante 2D. Celle-ci est commune à toutes les simulations effectuées. Courtiade (2012) et Riéra (2014) ont mis en évidence l'importance significative des sillages de la RDE dans la modulation de l'écoulement mesuré ou simulé dans le plan 26A.
- Le domaine de calcul reproduit la courbure de la veine réelle jusqu'au plan 26A (cf. figure 3.1) et est ensuite prolongé axialement pour terminer à deux cordes axiales en aval du bord de fuite des aubes du rotor R1 :
    - Les 2,5 étages (3 stators et 2 rotors) et les effets technologiques en aval du rotor R1 ne sont pas pris en compte. Leurs interactions potentielles et acoustiques avec le rotor R1 sont pourtant non négligeables. En particulier la rétroaction potentielle du stator S1 (96 aubes au lieu de 64 pour le R1 et 32 pour la RDE) situé directement en aval du rotor R1 joue un rôle important dans la modulation des fluctuations turbulentes de l'écoulement obtenu au plan 26A.
    - Une condition d'équilibre radial est imposée sur la frontière axiale aval. La pression pivot associée est commune à toutes les simulations effectuées.
  - Le domaine de calcul s'étend radialement de la paroi moyeu à la paroi carter. Des conditions adiabatiques y sont appliquées bien qu'en réalité le flux de chaleur pourrait y être non nul et pourrait donc modifier la viscosité moléculaire du fluide environnant.
  - Les deux jeux axiaux (fentes d'injection) au moyeu, entre les parois (ou *plates-formes*) fixes et mobiles, ne sont pas pris en compte dans le domaine de calcul. Le premier est situé juste en amont des aubes du rotor R1 et le deuxième au niveau du plan 26A (cf. figure 3.1). Si leur influence directe sur les tourbillons de jeu est certainement négligeable, leur impact sur les décollements de coins (et indirectement sur le reste de l'écoulement) serait à considérer (Marty et Aupoix 2012).
  - Le blocage aérodynamique lié à la présence des dispositifs de mesures (en particulier s'agissant des mesures en proche paroi, i.e.  $h/H < 0,1$  et  $h/H > 0,9$ ) et les éventuels effets technologiques nécessaires à leur introduction dans la veine ne sont pas reproduits.
  - L'usage de conditions aux limites identiques pour toutes les simulations implique que ces dernières ne peuvent être représentative d'un point de fonctionnement (taux de compression vs. débit massique) strictement identique. D'autre part, des écarts significatifs existent entre les distributions radiales des quantités d'intérêts imposées au plan 25A en entrée du domaine de calcul et les données de référence. La précision de ces dernières a cependant été discutée pour certains points de mesures en proche paroi et concernant les mesures d'angles.
  - La discrétisation spatiale, la discrétisation temporelle, les méthodes numériques ou encore le temps utile sur lequel sont moyennées les solutions numériques ont été soigneusement définis par Riéra (2014), en fonction des moyens disponibles, afin de limiter leur influence au regard de celle de l'approche utilisée. Cependant les limitations inhérentes à chacun de ces ingrédients numériques ne peuvent être ignorées lors de la confrontations des résultats aux données de référence (cf. section 1.4).

Les cinq simulations évaluées dans ce chapitre (cf. tableau 3.1) utilisent un cadre numérique identique (même maillage, même pas de temps, mêmes méthodes numériques), incluent la cartographie défilante en entrée de domaine et sont moyennés en temps sur un nombre de périodes de passage de la RDE ( $2\pi/32$ , i.e.  $11,25^\circ$ ) sensiblement équivalent (17 périodes pour la simulation ZDES SA, 18 périodes pour la RANS SA, 20 périodes pour les autres simulations) suite à un certains temps transitoire. Ces raisons expliquent pourquoi le cout de calcul de chaque simulation est sensiblement équivalent.

### 3.4 Analyse de l'écoulement instationnaire

Dans cette section sont représentées différentes visualisations instantanées. Les instants considérés sont extraits de la dernière période simulée pour chacun des calculs. Ainsi, l'instant  $t = \tau/2$  correspond à l'instant  $t = n\tau + \tau/2$ , où  $n$  est le nombre de périodes "utiles" simulées avant la dernière période. Dans le cas présent, ce nombre vaut 19. Les données numériques sont acquises sur 20 périodes pour déterminer le champ temporel moyen et pour réaliser des analyses spectrales. Il faut noter que le nombre de périodes "transitoires" varie d'une simulation à une autre, en particulier en raison du choix du champ initial.

#### 3.4.1 Protection de la couche limite

L'analyse des résultats obtenus pour les simulations ZDES (ZDES SA, ZDES SST et ZDES BSL) requiert dans un premier temps la vérification de la distribution automatique des régions traitées suivant un comportement RANS, des régions traitées suivant un comportement LES ainsi que des régions tampons dites "zones grises" traitées suivant un comportement intermédiaire (cf. introduction de ce manuscrit et chapitre 1). Il est bien évidemment souhaitable que les couches limites soit traitées - et donc modélisées - suivant un comportement RANS dans leur entière épaisseur tandis que l'écoulement au loin des parois ainsi que les autres structures turbulentes telles que les couches limites décollées ou les tourbillons de jeu soient traités - et donc résolus - suivant un comportement LES au plus tôt. Il est ici rappelé que le comportement local de l'approche ZDES dépend uniquement des quantités  $L_{RANS}$  et  $L_{LES}$  en mode 1 tandis qu'il dépend également de la fonction de protection utilisée en mode 2 (voir chapitre 1). Ces trois quantités sont formulées différemment suivant l'approche ZDES considérée (voir tableau 1).

Une façon pratique de vérifier cette distribution consiste à observer le champ du senseur  $\lambda$  (cf. équation (1.45)). Ce dernier est égal à 0 dans les régions traitées via un comportement RANS, à 1 dans les régions traitées via un comportement LES et varie continument entre 0 et 1 au sein des zones grises. Pour l'instant  $t = \tau/2$  les champs du senseur  $\lambda$  accompagnés d'isolignes représentant le champ de variation d'entropie - pour mettre en évidence le tourbillon d'écoulement de jeu - et colorées par le mode ZDES utilisé localement sont décrits sur la figure 3.7 pour les trois simulations ZDES. Les isolignes sont indicées de 1 à 4 car seulement quatre valeurs de variation d'entropie sont représentées afin de souligner la forme des tourbillons de jeu, des couches limites et leur dégénérescence. Un petit encart permet de visualiser le tourbillon de jeu dès sa naissance. Il s'agit ici d'une visualisation instantanée pour laquelle l'instant n'a pas été choisi arbitrairement. L'instant  $t = \tau/2$  correspond au moment où les tourbillons et sillage de la RDE impactent l'aube du premier plan. Ainsi l'aube du second plan est située le plus loin de l'instant où elle est impactée par ces tourbillons et sillage. On se situe à deux extrema de la période de défilement de ces écoulements secondaires issus de la RDE. À l'inverse, il ne s'agit pas ici d'analyser le champ de variation d'entropie, ceci sera réalisé par la suite.

Dans un premier temps il peut être observé que l'écoulement au loin des parois est bien traité suivant un comportement LES, quelle que soit l'approche utilisée. Une comparaison plus fine des trois simulations montre un comportement très différent du senseur. Pour la simulation ZDES SA, la région RANS est peu étendue dès le premier plan axial, se limitant au voisinage de la zone de jeu et à la couche limite du carter. Le tourbillon de jeu est traité en LES dès sa naissance. Le temps mis pour détruire la viscosité turbulente modélisée (non présentée ici) explique l'aspect particulièrement cohérent du tourbillon à sa naissance (les isolignes de variation d'entropie  $y$  sont particulièrement lisses). Pour les approches ZDES SST et ZDES BSL, le tourbillon est aussi traité en LES dès le premier plan présenté ici. Néanmoins, les régions RANS sont nettement plus étendues, au-delà même de la zone de jeu et de la couche limite du carter. La région RANS est fortement présente côté intrados, a fortiori pour la simulation ZDES BSL. Il peut même être observé des îlots de cellules traitées suivant un comportement RANS côté extrados au-delà de la mi-corde pour les simulations ZDES BSL et ZDES SST alors que ces régions sont traitées suivant un comportement LES pour la simulation ZDES SA. Ces différences s'expliquent suivant deux

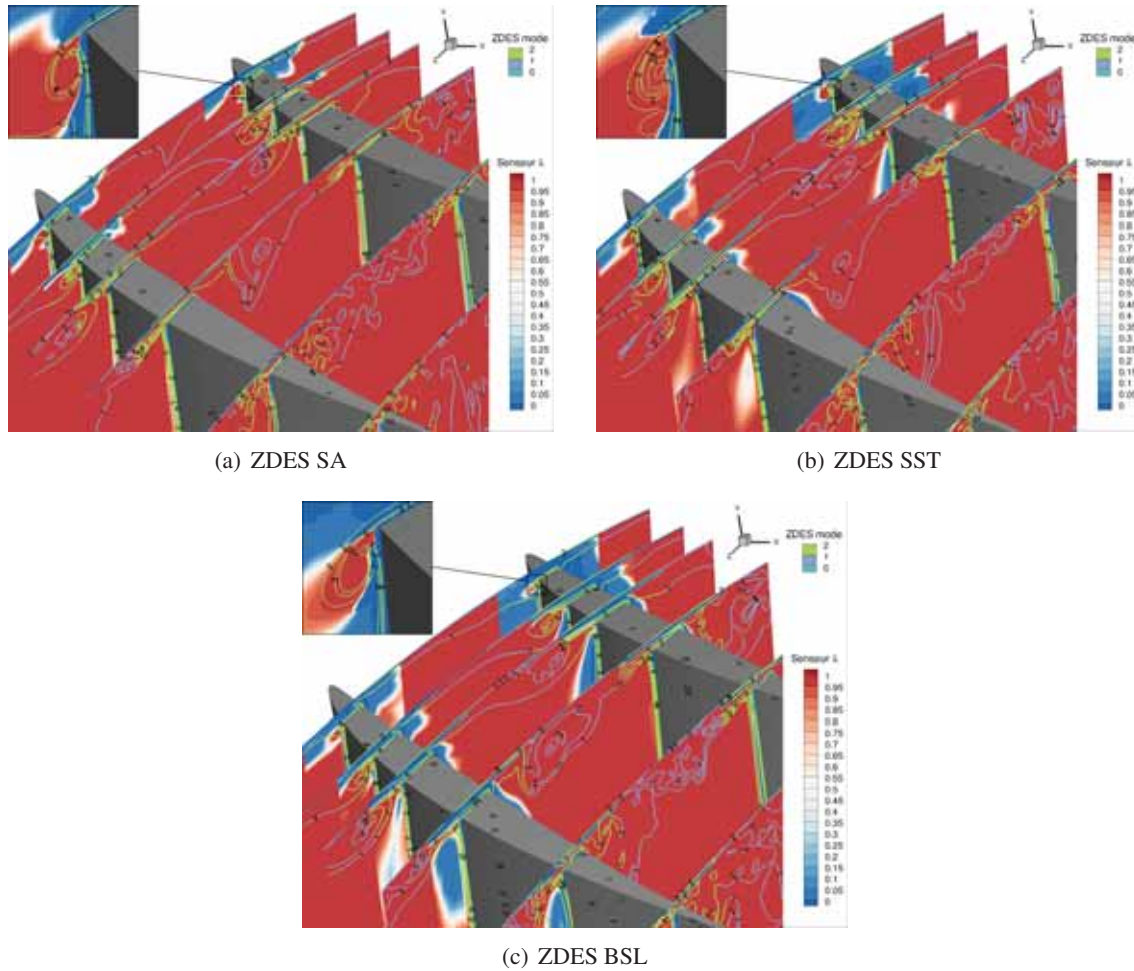
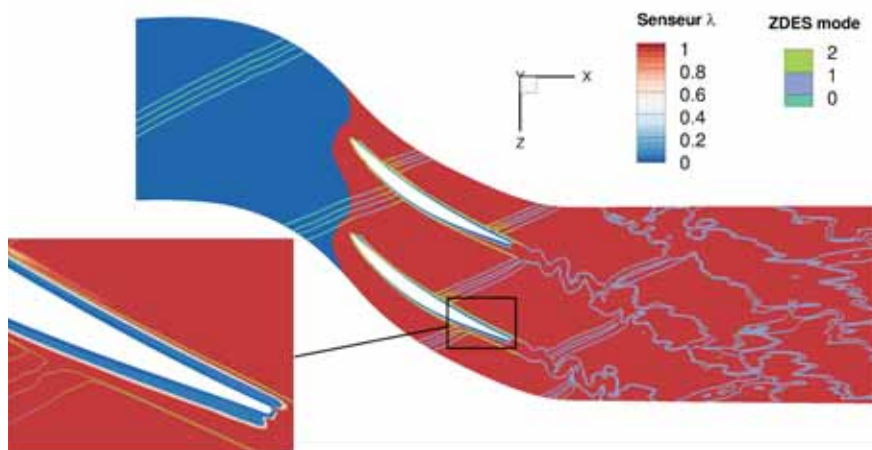
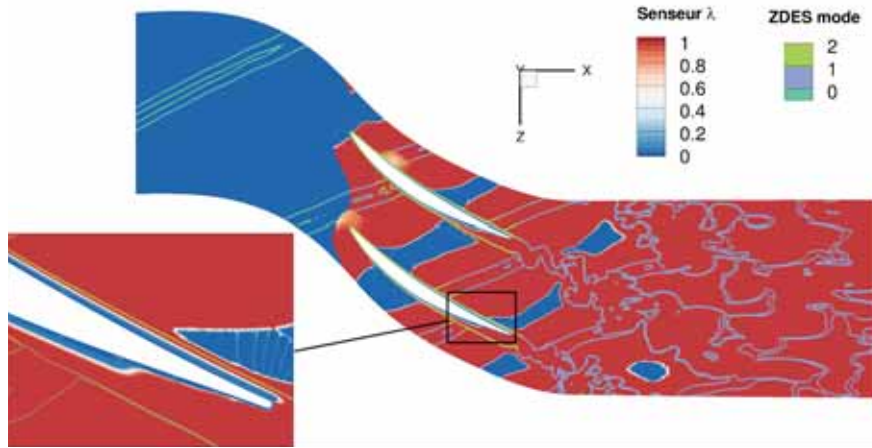


FIGURE 3.7: Champ du senseur  $\lambda$  dans différents plans axiaux en tête d'aube de rotor pour l'instant  $t = \tau/2$ . Les isolignes sont relatives à quatre valeurs de variation d'entropie, sont indicées de 1 à 4 et sont colorées par le mode ZDES utilisé (mode 0, mode 1 ou mode 2).

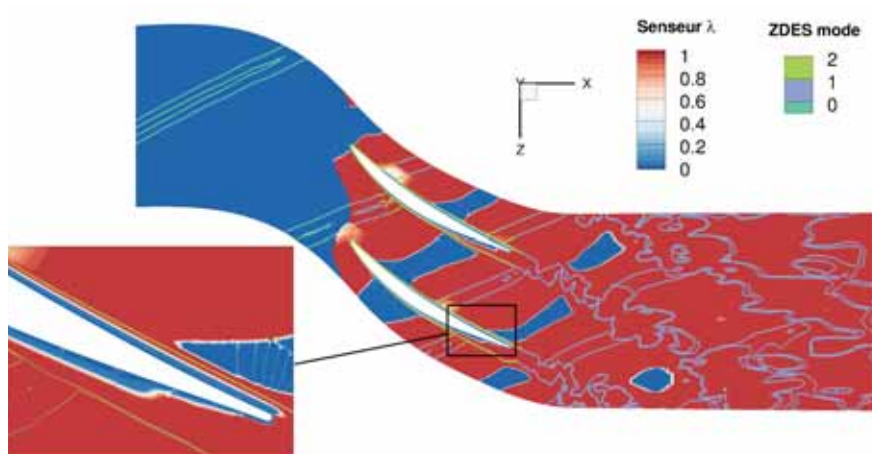
aspects. D'une part (i), en mode 2, la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) associée aux approches ZDES SST et ZDES BSL est nettement plus conservatrice - au sens où elle surévalue l'épaisseur des couches limites effectives - que la fonction de protection  $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) associée à l'approche ZDES SA. Cela a été illustré sur le cas générique de barreau cylindrique (cf. section 2.5). D'autre part (ii), en modes 1 et 2, le caractère fortement évolutif de l'échelle  $L_{RANS}$  pour les approches ZDES SST et ZDES BSL (i.e.  $L_{RANS} = \sqrt{k}/\beta^*\omega$ , voir équation (1.27)) s'illustre notamment par la faiblesse de la valeur de  $L_{RANS}$  entre deux sillages (faible activité turbulente modélisée), à tel point qu'elle y est inférieure à  $L_{LES}$  d'où le retour vers un comportement RANS. Cela a également été illustré sur les cas génériques de marche descendante (cf. section 2.4) et de barreau cylindrique. La comparaison de chaque solution entre deux instants, approximée par la comparaison entre les deux aubes au même instant du fait du défilement périodique de la condition d'entrée, illustre la sensibilité des fonctions de protection et des échelles  $L_{RANS}$  et  $L_{LES}$  aux perturbations extérieures (le tourbillon de jeu et le sillage de la RDE). L'approche ZDES SA y est peu sensible alors que les approches ZDES SST et ZDES BSL le sont nettement plus, en cohérence avec ce qui vient d'être évoqué. Malgré toutes ces différences, l'analyse du senseur  $\lambda$  montre le comportement sain des trois approches ZDES dans la zone de jeu : les couches limites au carter et sur les parois fermant l'extrémité des aubes sont bien détectées par les fonctions de protection. Ces dernières laissent rapidement place au traitement LES de l'écoulement azimuthal au milieu du jeu et au traitement LES du tourbillon de jeu formé par l'enroulement de ces couches limites sur elles-mêmes. Sur ces points la simulation ZDES BSL se différencie des simulations ZDES SA et ZDES SST dans la mesure où le passage



(a) ZDES SA



(b) ZDES SST



(c) ZDES BSL

FIGURE 3.8: Champ du senseur  $\lambda$  à mi-envergure de l'aube de rotor pour l'instant  $t = \tau/2$ . Les isolignes sont relatives à deux valeurs de variation d'entropie et sont colorées par le mode ZDES utilisé (mode 0, mode 1 ou mode 2).

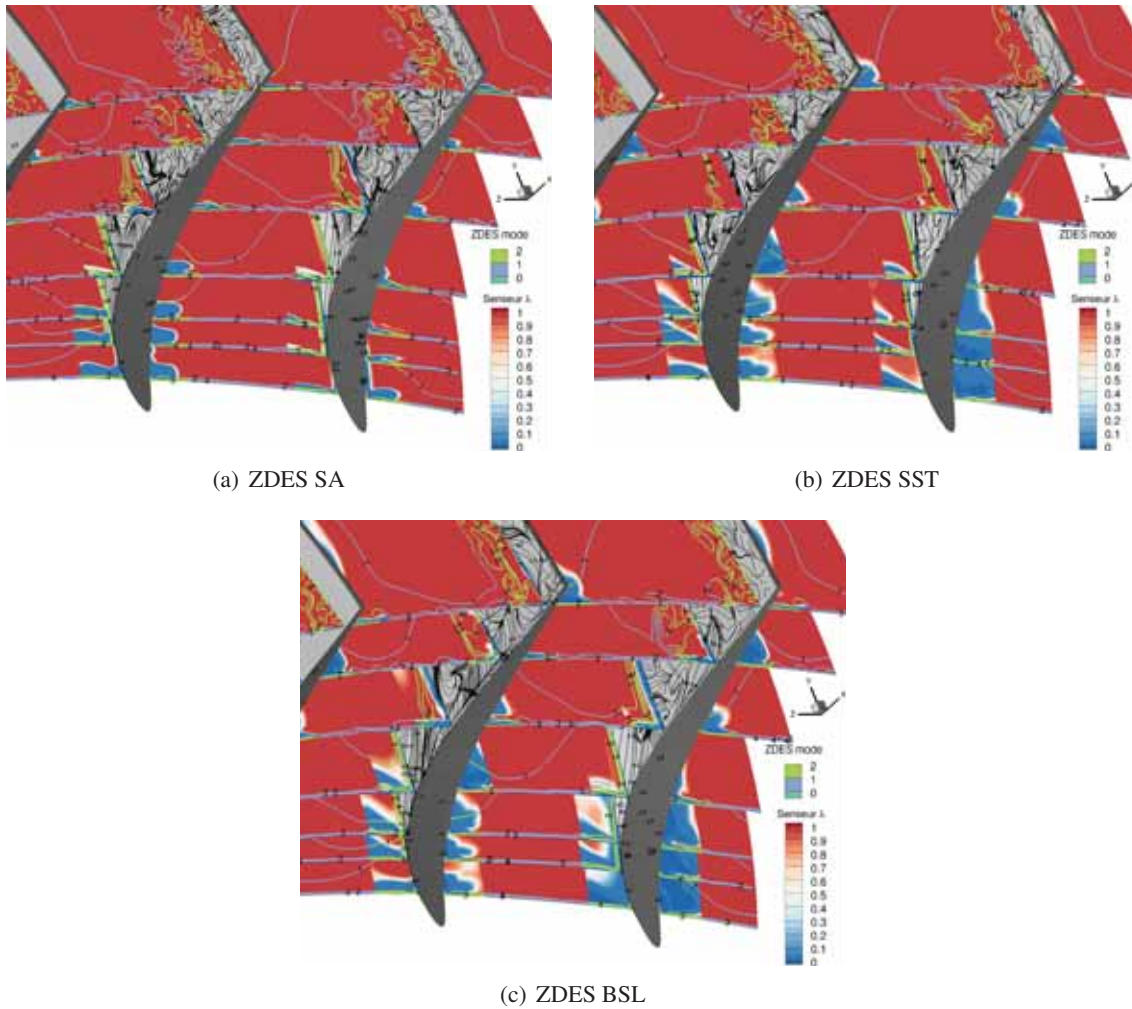


FIGURE 3.9: Champ du senseur  $\lambda$  et spectre pariétal (ensemble des lignes de frottement) dans la région de la jonction aube - moyeu pour l'instant  $t = \tau/2$ . Les isolignes sont relatives au champ de variation d'entropie et sont colorées par le mode ZDES utilisé

à un traitement LES advient plus tard (au 4<sup>ème</sup> plan au lieu du second plan sur la figure 3.7) au sein du jeu et où la région LES liée au tourbillon de jeu est plus étroite. Ceci s'explique par le plus haut niveau de viscosité turbulente (non présenté ici) au sein des couches limites incidentes du fait de l'absence de correction SST (cf. sous-section 1.2.3). Les variables turbulentes sous-jacentes ( $\rho k$  et  $\rho \omega$ ) entrant dans la formulation de la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) conduisent cette dernière à accroître la taille des régions RANS.

Le champ du senseur  $\lambda$  et les isolignes de variation d'entropie à mi-envergure (coupe à hauteur relative de veine ( $h/H$ ) constante) sont représentés sur la figure 3.8. Sur cette figure, la convection du sillage modélisé de la RDE est nettement visible (rubans formés par les isolignes) et, une fois rentré dans les régions relatives aux modes 1 et 2, il est traité en LES. La différence notable entre la simulation ZDES SA d'une part et les simulations ZDES SST et ZDES BSL d'autre part, est la présence de régions traitées en RANS entre deux sillages de la RDE pour la seconde catégorie, comme relevé précédemment pour la figure 3.7. Bien qu'il soit possible qu'ils n'aient aucune influence sur les résultats des simulations, ces îlots pourraient être supprimés en utilisant l'approche ZDES SST HV (HV pour *Hardened Version*) présentée en sous-section 1.2.3 et dont l'efficacité a été démontré sur les cas génériques de marche descendante (voir section 2.4) et de barreau cylindrique (voir section 2.5). On peut aussi observer

l'influence du rotor sur le sillage (déformation, découpage). La répartition des modes n'a aucun impact sur le sillage de la RDE. À cette hauteur de veine, la protection de la couche limite est correctement réalisée dans le bloc O autour de l'aube. Ainsi, pour la simulation ZDES SA, la région traitée en RANS s'étend jusqu'au bord de fuite alors que pour les simulations ZDES SST et ZDES BSL, on note une diminution de la région RANS au profit de la région LES en raison d'un décollement vers le bord de fuite. En ce qui concerne les sillages des aubes du rotor R1, ils sont traités en LES presque dès le bord de fuite.

On s'intéresse désormais à l'écoulement en pied d'aube de rotor, au niveau de la jonction avec le moyeu. Le champ du senseur  $\lambda$  accompagné des isolignes de variation d'entropie mais aussi du spectre pariétal (ensemble des lignes de frottement) sur l'extrados des deux aubes sont représentés sur la figure 3.9. Quels que soient la fonction de protection et le modèle de turbulence sous-jacent utilisés, tant que la couche limite au moyeu reste attachée, celle-ci est traitée en RANS. Il en est de même pour la couche limite sur l'aube même s'il est difficile de la discerner en raison de sa faible épaisseur. Le décollement de ces couches limites - ou décollement de coin -, indiqué par le caractère plus ou moins chaotique des isolignes de variation d'entropie et/ou du spectre pariétal (voir également les figures 3.10, 3.11 et 3.12), provoque le passage vers un comportement LES comme souhaité. Il peut néanmoins être noté le comportement singulier observé sur les résultats obtenus avec la ZDES BSL : la région RANS s'étend plus en aval, ce qui reviendrait à dire que malgré le décollement de coin ce dernier est traité en RANS comme en témoigne le spectre pariétal qui est nettement plus rectiligne par rapport aux deux autres approches à l'aval de la ligne séparatrice. Une explication possible en est la trop faible épaisseur du décollement comme cela pourra être observé en figure 3.11. D'ailleurs dès que cet écoulement secondaire proche paroi s'épaissit jusqu'à devenir fortement tridimensionnel, le comportement de l'approche ZDES SST est retrouvé, à savoir un traitement LES dans la zone de coin. L'origine de cette différence topologique entre les approches ZDES BSL et ZDES SST serait la correction SST responsable d'une limitation de la viscosité turbulente modélisée dans les régions traitées suivant un comportement RANS (voir sous-section 1.2.3). Côté intrados, les régions traitées suivant un comportement RANS pour les simulations ZDES SST et ZDES BSL sont nettement plus étendues, étant encore visibles dans les deux derniers plans, bien que les isolignes de variation d'entropie soient similaires. Cela s'explique à nouveau par le conservatisme - i.e. la sur-protection de la couche limite - de la fonction  $1 - F_F$  (1.69) par rapport à la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65), comme observé sur le cas de barreau cylindrique (voir section 2.5). La comparaison des solutions entre aube gauche et aube droite montre que pour ce qui est de la distribution des régions RANS et LES, comme en tête d'aube, la simulation ZDES SA est peu sensible aux perturbations extérieures alors que les simulations ZDES SST et ZDES BSL le sont de façon plus marquée.

### 3.4.2 Spectre du frottement pariétal instantané

À la suite de la vérification de la distribution des régions RANS et LES au sein des simulations ZDES, une première description de la topologie de l'écoulement prédit par chaque approche peut être obtenue via l'analyse des spectres de frottement pariétaux (ensembles des lignes de frottement).

La figure 3.10 décrit le champ de frottement pariétal (norme du vecteur frottement) ainsi que le spectre pariétal (ensemble des lignes de frottement) pour les cinq simulations (RANS SA, RANS SST, ZDES SA, ZDES SST et ZDES BSL, respectivement) pour l'instant  $t = \tau/2$ . La ligne colorée en cyan située vers les deux tiers de corde sert de repère visuel. La comparaison des deux simulations RANS montre que le modèle de turbulence impacte directement la prévision de l'écoulement de coin, en particulier le décollement de coin (cf. Senoo (1982), Lakshminarayana et al. (1982) et Kornilov (2017)). Ce dernier est nettement plus marqué pour le modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) avec une ligne séparatrice apparaissant plus tôt dans la direction longitudinale et une étendue radiale de la zone décollée plus grande. Par contre, l'approche RANS ne semble pas sensible aux perturbations extérieures telles que le sillage défilant de la RDE puisque, vers le bord de fuite, les spectres pariétaux semblent très similaires entre les deux aubes.

Le passage de l'approche RANS (turbulence "moyennée" et modélisée) à l'approche ZDES (turbulence partiellement résolue dans les régions LES) impacte significativement le spectre pariétal instantané. Celui-ci met en évidence un décollement de coin qui, outre son instationnarité intrinsèque, est fortement influencé par les perturbations extérieures (tourbillon en pied de la RDE et sillage de la RDE), comme en témoigne les différences entre les spectres pariétaux de chacune des deux aubes, quel que soit le modèle de turbulence sous-jacent sur lequel est formulée l'approche ZDES. Les fortes modulations de l'écoulement causées par les sillages de la RDE sont également constatées sur le banc d'essai expérimental via l'évolution de la pression totale absolue et de la vitesse axiale dans le plan 26A (cf. Courtiade (2012), figure 75, page 107). La comparaison des trois approches ZDES montre que le décollement le plus important est prévu par la simulation ZDES BSL, avec la présence d'un foyer indiquant la génération d'un tourbillon trombe. Le décollement le moins étendu est prévu par la simulation ZDES SA. Pour les simulations ZDES BSL et ZDES SST, le décollement s'étend jusqu'en tête d'aube. Sur la moitié supérieure de l'aube, en aval de la ligne de décollement, l'écoulement proche paroi représenté par les lignes de frottement est principalement orienté suivant le rayon vers la tête d'aube (effet centrifuge). Cet écoulement transverse aura pour conséquence un épaississement de la couche limite sur l'aube. Il est rappelé que, par nature, le spectre pariétal instantané de l'approche ZDES n'est pas représentatif du spectre pariétal moyenné en temps, au contraire de l'approche RANS. Ainsi, l'analyse réalisée ici avec l'approche ZDES ne veut pas dire que l'écoulement de coin est toujours décollé ni qu'en moyenne, le décollement de coin est aussi étendu.

La figure 3.11 représente le spectre pariétal sur le moyeu au même instant que la figure 3.10. Elle permet une meilleure analyse de l'écoulement au voisinage du moyeu. Pour les simulations RANS, le décollement de coin observé sur l'extrados de l'aube ne s'étend pas significativement sur le moyeu. Ce décollement est donc très peu étendu azimutalement. À l'aval de l'aube, ce décollement peut être confondu avec le sillage via une légère sur-épaisseur de ce dernier. Il peut être toutefois noté la présence d'un petit tourbillon vers le moyeu pour la simulation RANS SST. Comme indiqué précédemment pour l'extrados de l'aube, le spectre pariétal au moyeu semble très peu sensible aux perturbations amonts dans le cadre de l'approche RANS. Pour les simulations ZDES, le spectre pariétal met en évidence (i) un écoulement proche moyeu nettement plus complexe, avec un décollement de coin plus étendu le long du moyeu et (ii) un impact significatif des perturbations amonts comme le montre la comparaison des deux canaux inter-aubes et ce quel que soit le modèle de turbulence sous-jacent. Néanmoins, les spectres pariétaux sont très différents suivant le modèle de turbulence sous-jacent. Ainsi, la trace du décollement de coin sur le spectre pariétal montre que la simulation ZDES SA prévoit le décollement de coin le plus étendu azimutalement, suivie de la simulation ZDES SST et enfin de la simulation ZDES BSL, par ordre décroissant. On observe un comportement particulier pour la simulation ZDES BSL. Par rapport aux autres simulations ZDES, le décollement de coin au voisinage du moyeu reste très proche de



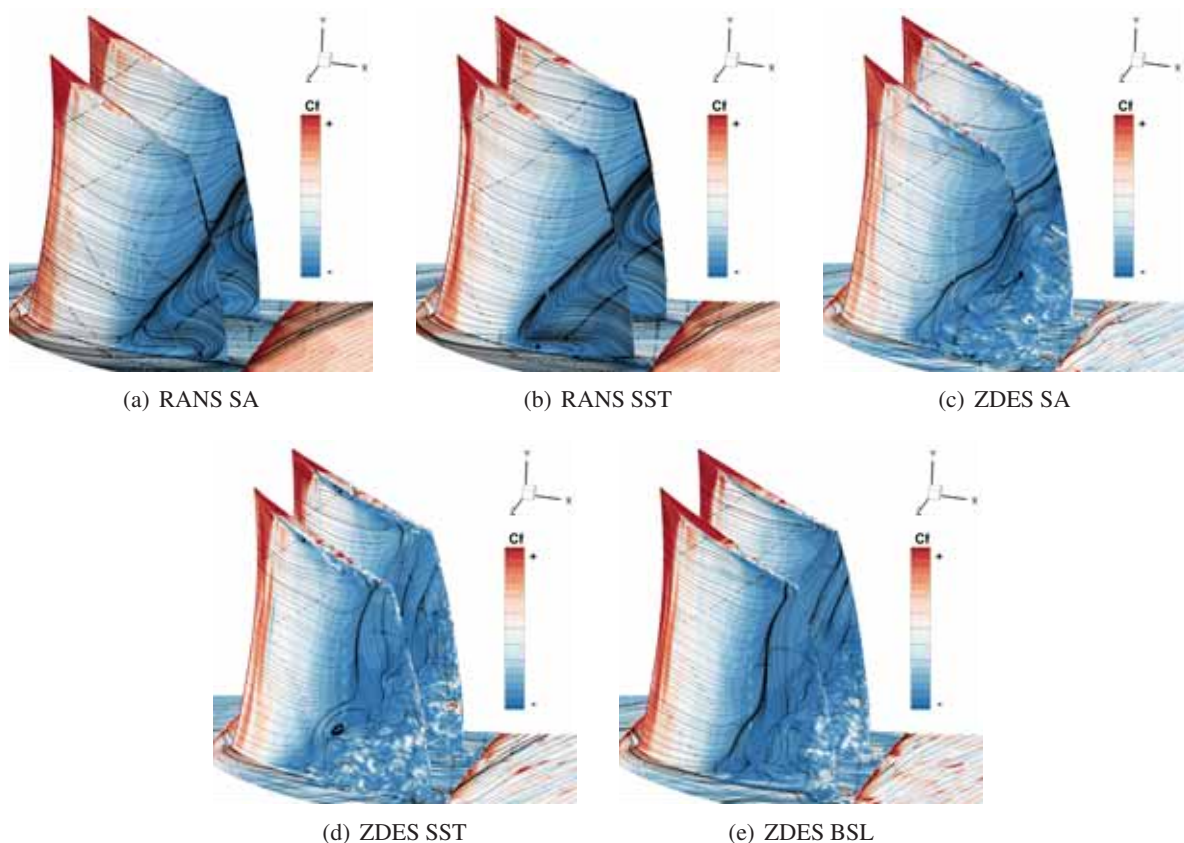


FIGURE 3.10: Frottement et spectres pariétaux sur le moyeu et l'extrados des aubes de rotor pour l'instant  $t = \tau/2$ .

l'aube sur une large partie de la corde avant d'éclater vers le bord de fuite. Cet éclatement est fortement instationnaire et/ou est sensible aux perturbations extérieures car sa topologie évolue fortement d'une aube à l'autre. Il peut être observé, pour les simulations ZDES, que les fronts de décollement formés par les lignes de frottement des extrados des aubes, tels que l'éclatement qui vient d'être commenté pour la simulation ZDES BSL, précède l'apparition de spots de frottement (taches blanches) sur les aubes. Ces derniers sont visibles sur la figure 3.10, témoignent de l'apparition de fluctuations turbulentes et sont consistants avec les régions LES observées précédemment sur la figure 3.9.

Le spectre pariétal au carter à l'instant  $t = \tau/2$  est représenté sur la figure 3.12. Les lignes en cyan sont la projection du profil des têtes d'aubes sur le carter à l'instant observé. La ligne séparatrice issue du bord d'attaque est représentative de l'orientation du tourbillon d'écoulement de jeu et du tourbillon induit en amont de celui-ci (voir sous-section 3.4.3). Cette orientation est très similaire entre les simulations RANS SA et RANS SST. Les spectres pariétaux des simulations ZDES SA, ZDES SST et ZDES BSL sont nettement différents des précédents, même si le tourbillon principal possède une orientation similaire. Avec l'approche ZDES, la trace du tourbillon principal est visible bien plus longtemps - car elle est significativement plus longue - et on peut déduire la présence de nombreux tourbillons secondaires en aval de ce dernier. Les spectres prévus par les trois simulations ZDES sont similaires entre eux, avec cependant un frottement au carter moins intense du tourbillon de jeu et de son tourbillon induit pour la ZDES BSL. Leur orientation est peu influencée par le modèle de turbulence sous-jacent.

Ainsi les figures 3.10, 3.11 et 3.12 permettent déjà d'apprécier le changement significatif de la topologie de l'écoulement entre les approches d'une part, et entre les modèles de turbulence sous-jacents d'autre part. Si le tourbillon de jeu ne paraît pas significativement impacté à l'exception de sa conservation prolongée le long de son axe en ZDES, le décollement de coin est systématiquement plus massif en ZDES,

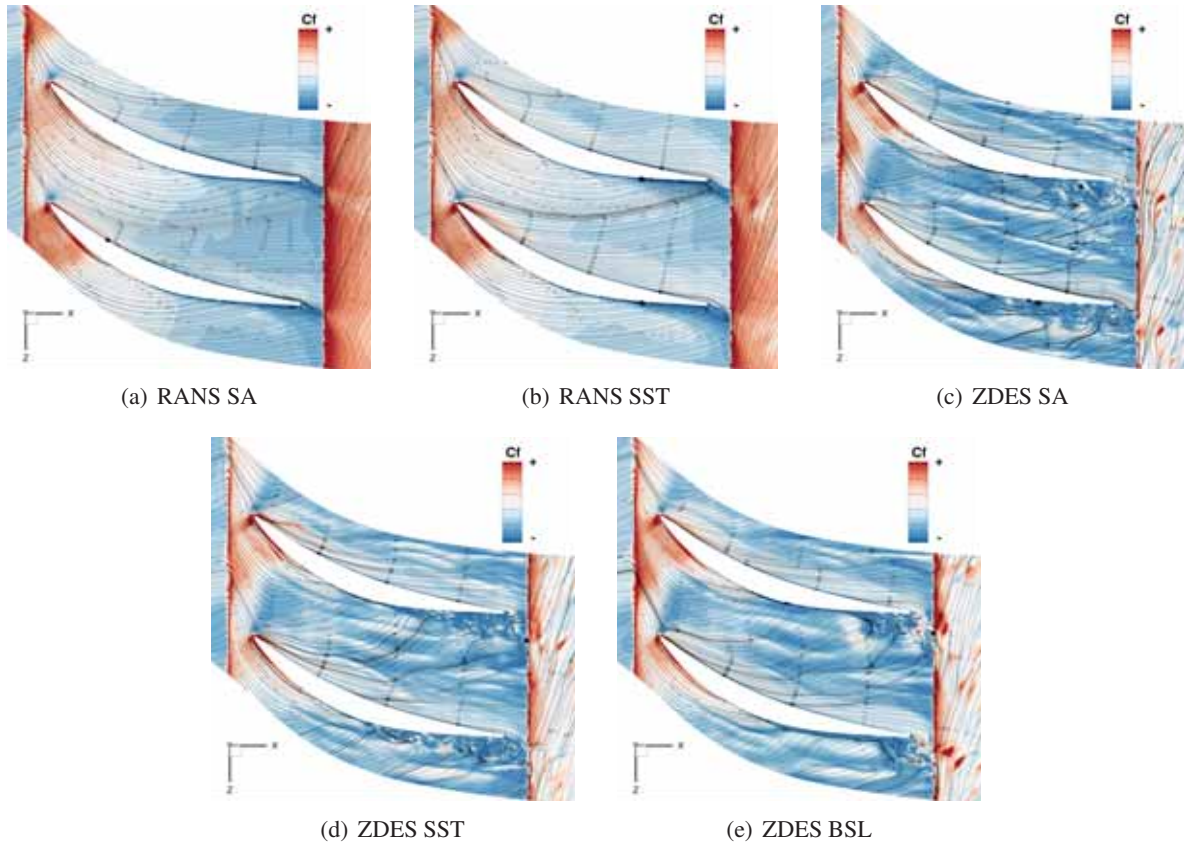


FIGURE 3.11: Frottement et spectre pariétaux sur le moyeu du rotor pour l'instant  $t = \tau/2$ .

que ce soit du fait d'une origine plus précoce (RANS SA vs. ZDES SA) ou du fait d'une propagation sur toute la hauteur d'aube (RANS SST vs. ZDES SST et ZDES BSL). Ces constatations sont encore à recouper avec l'observation plus détaillée du tourbillon de jeu (cf. sous-section 3.4.3), de l'écoulement dans le volume (cf. sous-section 3.4.4) et de la solution moyennée en temps (cf. section 3.5). La correction SST accroît la précocité du décollement, en conformité avec les résultats de Menter (1994).

Cette analyse mène naturellement aux questions suivantes : l'évolution importante de la topologie de l'écoulement (décollement de coin, décollement de la couche limite sur toute la hauteur d'aube, ...) lors de l'utilisation des approches ZDES à la place des approches RANS constitue-t-elle une amélioration ? Est-elle plus conforme à l'écoulement réel du fait d'une meilleure prévision de l'évolution des écoulements secondaires via leur résolution LES et de leur effet potentiel<sup>1</sup> sur le développement et le décollement des couches limites en amont ? constitue-t-elle au contraire une dégradation ? les fonctions de protection viennent-elles progressivement rogner le développement des couches limites (cf. sous-section 1.2.4 sur ce comportement néfaste et non souhaité) sur les aubes et ainsi perturber leur processus de décollement ? Ces questions, relatives à la validation des approches évaluées, ne peuvent être traitées que par la confrontation des résultats aux mesures expérimentales. Celle-ci est réalisée en sous-section 3.4.5, en section 3.5 et en section 3.6.

1. au sens "effet de blocage aérodynamique" et non pas "effet possible"

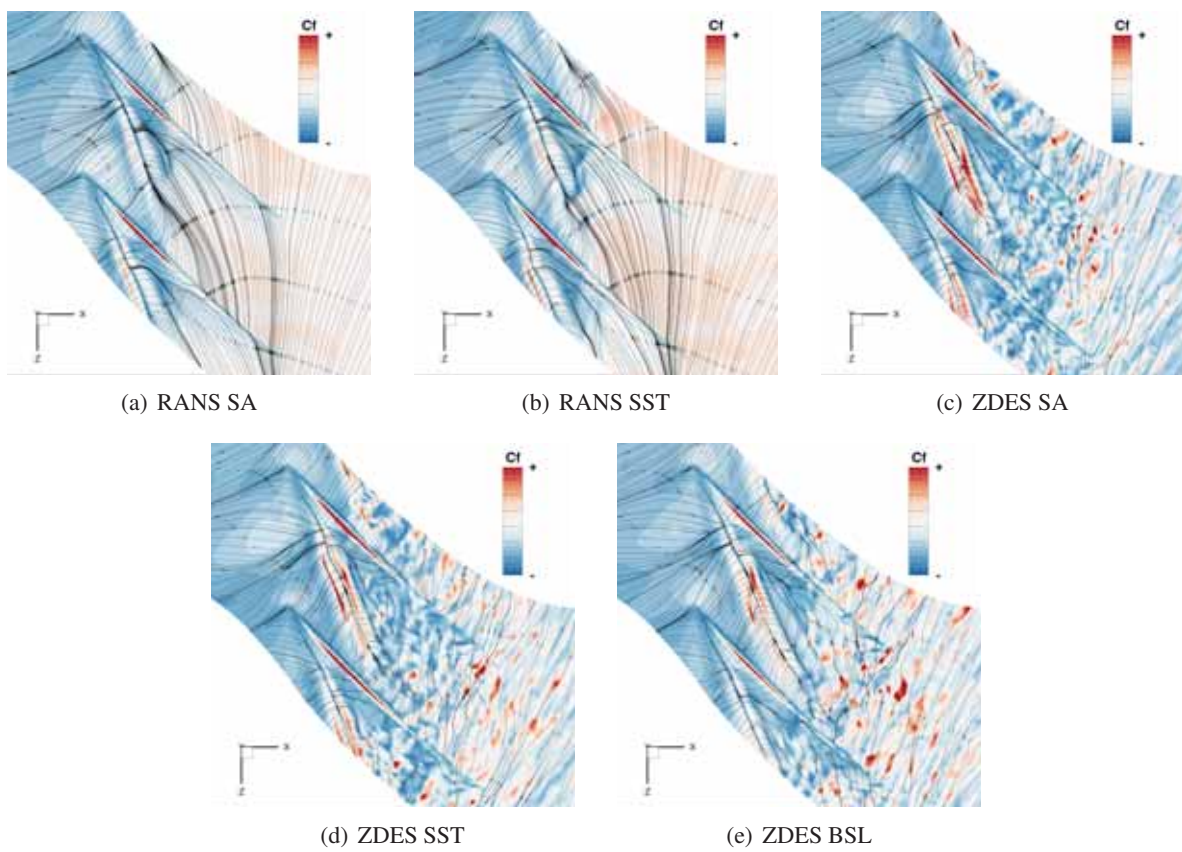


FIGURE 3.12: Frottement et spectre pariétaux sur le carter du rotor pour l'instant  $t = \tau/2$ .

### 3.4.3 Écoulement de jeu

Au vu de l'importance de l'écoulement de jeu sur la performance du rotor (Riéra 2014), il en est ici réalisé l'analyse au moyen de visualisations des solutions instantanées.

La figure 3.13 représente l'iso-surface de critère  $Q$  (Dubief et Delcayre 2000; Hunt et al. 1988) colorée par l'hélicité normalisée (Levy et al. 1990) pour mettre en évidence le sens de rotation du tourbillon ainsi que la variation d'entropie dans le plan  $31\% X/C$  pour les simulations RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST. Les deux principaux tourbillons observés dans la zone de jeu sont le tourbillon d'écoulement de jeu (structure cohérente la plus large, hélicité normalisée positive) et le tourbillon induit par l'interaction entre l'écoulement de jeu et la couche limite au carter (hélicité normalisée négative). Le plan situé à  $31\% X/C$  permet de visualiser le défilement du sillage de la RDE dans le repère du rotor R1 et son effet local sur ces deux tourbillons. Il faut noter qu'un choc faible est observé à cette position axiale, choc qui a un impact significatif sur la prévision de l'écoulement dans la région proche carter. Quatre instants équirépartis sur la période  $\tau$  de passage de la RDE sont représentés.

Les conclusions dressées par Riéra (2014) pour l'approche RANS SA sont toujours valables avec le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST de Menter (1994) (noté simplement modèle SST par la suite) : le tourbillon d'écoulement de jeu est nettement dissipé au passage du choc faible. Pour le tourbillon induit, le modèle SST dissipe ce tourbillon plus en aval que le modèle de Spalart et Allmaras (1992) (noté modèle SA par la suite). La comparaison des champs de variation d'entropie visibles sur les simulations RANS montre que le modèle de turbulence modifie le tourbillon d'extrémité de la RDE lors de son advection depuis le plan d'entrée 25A. Avec le modèle SST, le tourbillon de la RDE est sensiblement plus large et l'entropie a plus augmenté que dans le cas du modèle SA. Ceci a évidemment un impact sur l'évolution du tourbillon de jeu. La comparaison des deux simulations RANS montre que cet effet sur le tourbillon de la RDE implique (i) un étirement plus important du tourbillon d'écoulement de jeu dans la direction azimutale, (ii) une trajectoire modifiée de ce tourbillon, plus éloignée de l'extrados avec le modèle SST qu'avec le modèle SA et (iii) un battement plus important du tourbillon d'écoulement de jeu. Ces effets sont notamment observés sur les figures 3.13(c) et 3.13(k).

Comme montré par Riéra (2014) sur la base du modèle SA, l'approche ZDES ne dissipe pas les tourbillons au travers du choc faible. Ce comportement important n'est pas impacté par le changement du modèle de turbulence sous-jacent. De plus, l'approche ZDES sur la base des modèles SA et SST prévoit des tourbillons secondaires invisibles avec l'approche RANS. Ces tourbillons secondaires remontent vers le tourbillon d'écoulement de jeu pour interagir avec lui et participer à sa déstabilisation principalement causée par le tourbillon de la RDE. La comparaison des approches ZDES BSL et ZDES SST montre que la correction SST appliquée uniquement dans les régions RANS (cf. sous-section 1.2.3) impacte significativement l'écoulement de jeu et la dynamique du tourbillon d'écoulement de jeu. Avec l'approche ZDES BSL, la viscosité turbulente est plus importante dans les couches limites à l'origine du tourbillon qu'avec l'approche ZDES SST. Malgré la destruction de cette viscosité turbulente au sein des régions LES - par ailleurs plus petite autour du tourbillon de jeu (cf. sous-section 3.4.1) -, la convection de cette quantité ralentit le déclenchement d'instabilités, retarde la génération de structures turbulentes cohérentes et participe à la dissipation des tourbillons. Au niveau du jeu, cela se traduit par une dissipation plus rapide du tourbillon induit, par une dissipation accrue au niveau des petites structures (moins de richesse en terme de contenu fréquentiel) et par une déstabilisation réduite du tourbillon d'écoulement de jeu.

Afin de mieux visualiser l'interaction entre le tourbillon d'écoulement de jeu et l'écoulement de jeu de l'aube adjacente, la figure 3.14 représente la même iso-surface de critère  $Q$  colorée par l'hélicité normalisée et le même plan situé à  $31\% X/C$  et coloré par la variation d'entropie pour les cinq simulations numériques RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST. Par rapport à la figure 3.13, seul un instant est représenté (instant multiple de la période  $\tau$  de passage de la RDE :  $t = n\tau$ ) et la vue est modifiée (vue plus large pour observer deux canaux interaubes).

En raison de la dissipation des tourbillons, l'approche RANS est incapable de capturer une interaction

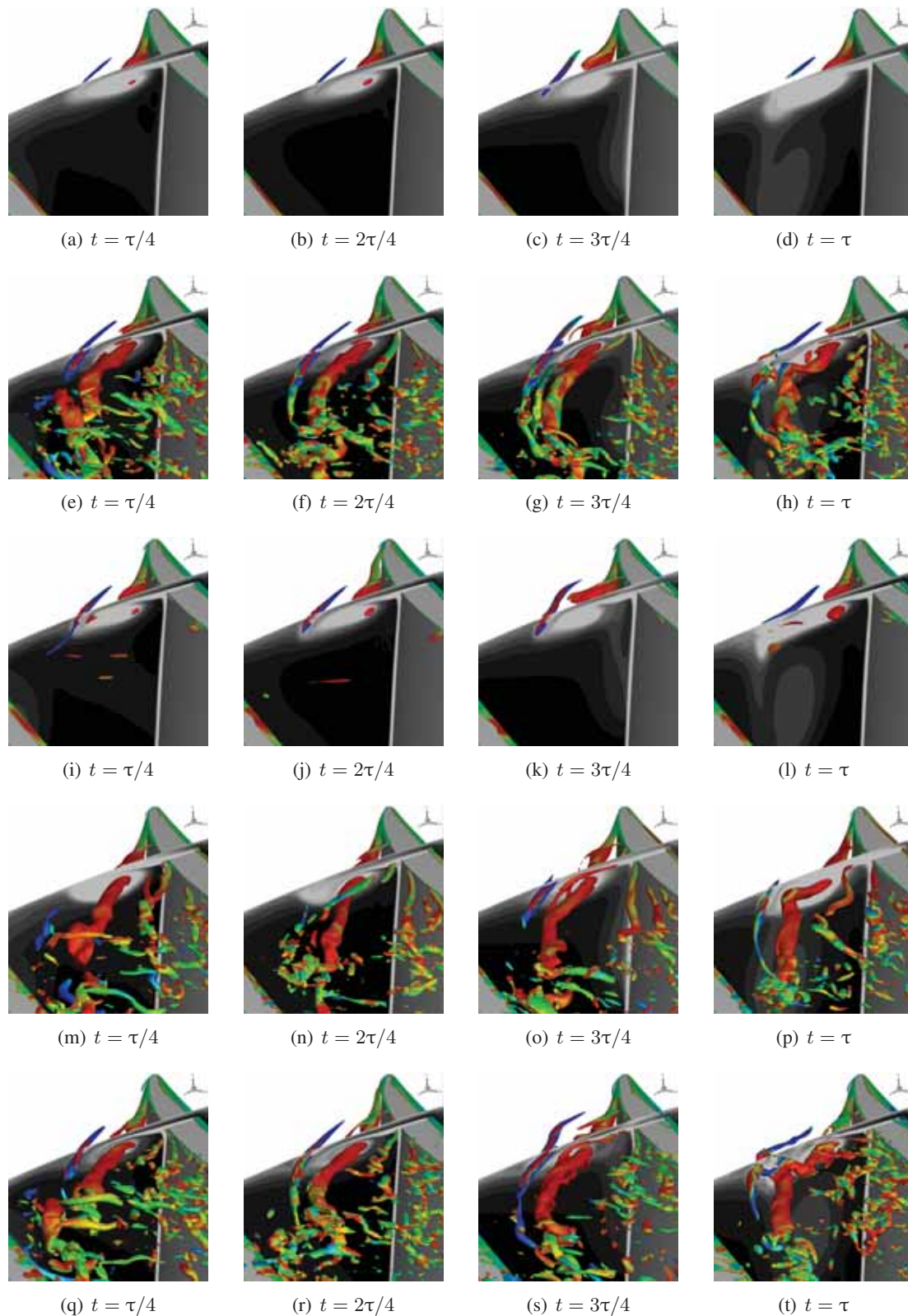


FIGURE 3.13: Isosurface de critère Q colorée par l'hélicité normalisée et champ de variation d'entropie dans le plan 31 %  $X/C$  pour quatre instants équirépartis sur une période de RDE (de haut en bas : RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST)

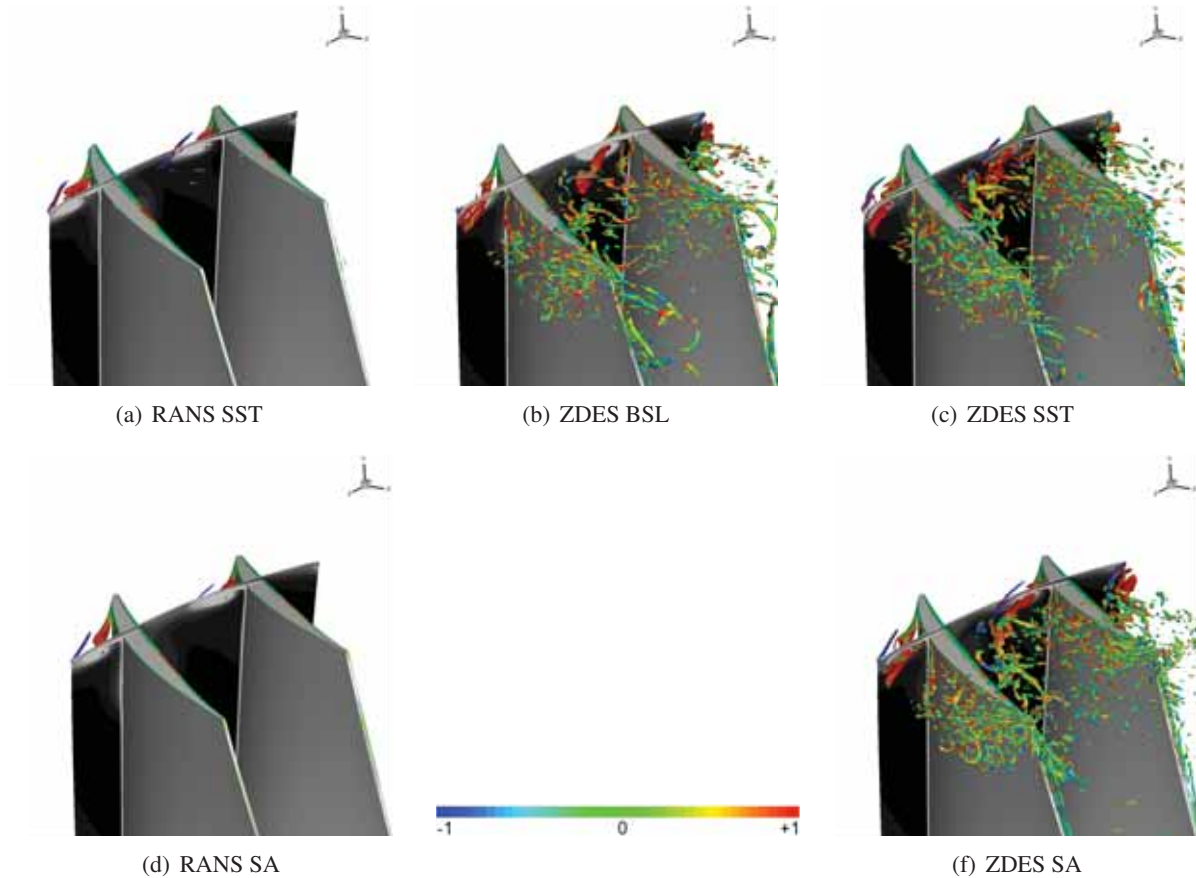


FIGURE 3.14: Isosurface de critère Q colorée par l'hélicité normalisée et champ de variation d'entropie dans le plan 31 %  $X/C$  pour un instant multiple de la période de RDE (de haut en bas : RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST)

entre un tourbillon d'écoulement de jeu et l'écoulement de jeu de l'aube adjacente i.e. le phénomène de double écoulement de jeu. À l'inverse, ce mécanisme est bien capturé par la ZDES. Par contre, cela dépend sensiblement du modèle de turbulence sous-jacent à l'approche ZDES. Avec les modèles SA et SST, à l'approche de l'aube adjacente, le tourbillon d'écoulement de jeu éclate, ce qui génère ensuite une multitude de tourbillons secondaires lors du passage à travers le jeu. Certains de ces tourbillons remontent ensuite vers l'amont pour interagir avec le tourbillon d'écoulement de jeu issu de cette aube adjacente. Avec le modèle BSL, comme la dissipation est plus importante (effet de la viscosité turbulente), le tourbillon éclate à une position différente (plus en amont) et les petites structures générées sont partiellement dissipées. Ainsi, au passage au travers du jeu de l'aube adjacente, l'écoulement contient moins de petites structures cohérentes.

Les champs de variation d'entropie au voisinage du carter sont décrits sur la figure 3.15 dans les plans 22,3%, 31%, 46% et 91%  $X/C$  (de haut en bas pour chaque sous-figure) pour quatre instants équirépartis sur la période de la RDE (de gauche à droite) et pour les cinq simulations (de haut en bas : RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST). Comme les parois sont considérées comme adiabatiques, la variation d'entropie est une mesure directe des pertes dans le compresseur (Denton 1993). La génération de l'écoulement de jeu, en particulier du tourbillon, est due à la différence de pression entre l'intrados et l'extrados. À l'image du tourbillon marginal en aérodynamique externe, cette différence de pression induit un écoulement transverse qui se caractérise ensuite par un fort cisaillement dans le jeu, en particulier au niveau de l'extrados avec la naissance d'une couche de mélange. L'écoulement s'enroule

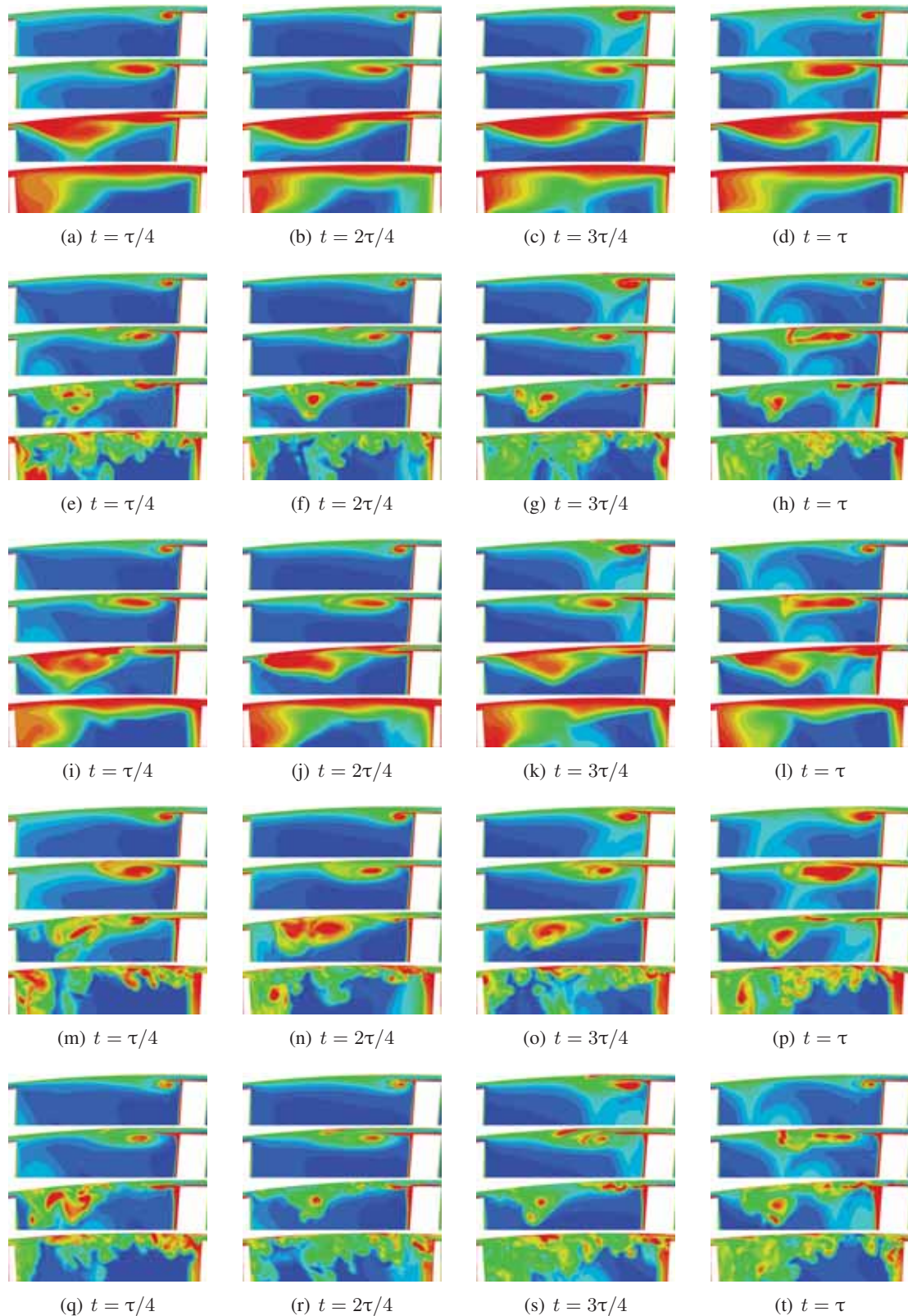


FIGURE 3.15: Champ de variation d'entropie au voisinage du carter dans les plans 22,3%, 31%, 46% et 91%  $X/C$  (de haut en bas pour chaque sous-figure) pour quatre instants équirépartis sur la période de la RDE (de gauche à droite) pour les cinq simulations (de haut en bas : RANS SA, ZDES SA, RANS SST, ZDES BSL et ZDES SST)

pour donner naissance au tourbillon d'écoulement de jeu. L'interaction entre ce tourbillon et la couche limite au carter induit la génération d'un second tourbillon, le tourbillon induit.

La comparaison des deux modèles de turbulence (SA et SST) utilisés dans le cadre de l'approche RANS montre que la naissance du tourbillon de l'écoulement est similaire dans le plan 22,3%  $X/C$ . Dans les plans suivants, les pertes sont sensiblement plus faibles avec le modèle SST. Dans les deux plans les plus en aval, les zones de pertes sont moins étendues tant radialement qu'azimutalement. À l'influence intrinsèque du modèle de turbulence s'ajoute son influence indirecte via la modification de l'advection du tourbillon d'extrémité de la RDE. Ce tourbillon reste plus proche du carter pour le modèle SST, comme le montrent les figures 3.15(d) et 3.15(l). Cette présence du tourbillon avec le modèle SST étire de façon plus marquée le tourbillon d'écoulement de jeu (cf. plan 31%  $X/C$ ).

Quel que soit le modèle de turbulence, la naissance du tourbillon d'écoulement de jeu est similaire entre les approches (RANS et ZDES). Cela s'explique par le niveau encore conséquent de viscosité turbulente empêchant l'apparition de fluctuations turbulentes significatives (Riéra 2014). Des différences apparaissent dès le second plan représenté. L'utilisation de l'approche ZDES réduit la variation d'entropie et donc les pertes dans les tourbillons. En plus, comme montré précédemment, au-delà du plan 31%  $X/C$ , les tourbillons sont toujours visibles avec l'approche ZDES. La comparaison des champs de variation d'entropie dans le dernier plan montre que les tourbillons sont plus nombreux avec l'approche ZDES qu'avec l'approche RANS. Ces résultats sont valables pour les trois modèles de turbulence sous-jacent aux approches ZDES évaluées. Il faut aussi noter qu'avec la ZDES, le phénomène de rebond (interaction entre le tourbillon d'écoulement de jeu et la couche limite du carter) est mieux capturé. Dans le plan situé à 91%  $X/C$ , la topologie de l'écoulement est nettement plus riche en tourbillons avec la ZDES. Alors que l'approche RANS montre une large région de forte entropie, l'approche ZDES permet de distinguer encore les différents tourbillons qui composent l'écoulement de jeu et d'observer que ces tourbillons vont interagir avec l'écoulement de jeu de l'aube adjacente. Il faut noter que, à l'instar de l'approche RANS, la position du tourbillon issu de la RDE modifie sensiblement la dynamique de l'écoulement de jeu avec une interaction plus intense avec le modèle SST.

La comparaison des approches ZDES BSL et ZDES SST montre l'impact de la limitation de la viscosité turbulente dans la région RANS du fait de la correction SST, en particulier au niveau de la naissance du tourbillon. Sans correction SST, le modèle de turbulence  $k - \omega$  sous-jacent prévoit des pertes plus importantes, des tourbillons plus diffus. Dans le plan 46%  $X/C$ , il est même difficile de distinguer les deux tourbillons (écoulement de jeu et induit).



### 3.4.4 Écoulement dans le canal inter-aube

La figure 3.16 montre le champ de variation d'entropie dans le plan situé à 91%  $X/C$  pour un seul instant ( $t = 3\pi/4$  ici) pour les cinq simulations numériques considérées. Ces visualisations permettent d'observer dans le volume l'épaisseur des couches limites et de leur décollement dont les empreintes pariétales ont été analysées en sous-section 3.4.2. Les tourbillons d'extrémité de la RDE sont visibles à proximité de l'aube de gauche (larges taches blanches). Il est rappelé que l'analyse de l'écoulement en tête de rotor a été traitée précédemment (cf. figure 3.15). Il est également rappelé que les modèles de turbulence de Spalart et Allmaras (1992) et  $k - \omega$  de Menter (1994) sans ou avec correction SST seront respectivement notés modèle SA, modèle BSL et modèle SST par la suite.

La comparaison des deux simulations RANS montre qu'au-delà de la modification de l'écoulement de jeu, le modèle de turbulence modifie aussi l'écoulement de coin, avec un décollement de coin plus marqué avec le modèle SST, en accord avec les spectres pariétaux en figure 3.10. Il peut également être noté que loin des parois moyeu et carter et des écoulements secondaires associés, la couche limite sur les aubes est sensiblement plus épaisse avec le modèle SST qu'avec le modèle SA. Ces conclusions sont cohérentes avec les travaux de Marty et al. (2008).

L'approche ZDES SA prédit un décollement de coin plus massif que l'approche RANS SA, en accord avec ce qui a pu être observé sur les spectres pariétaux de la paroi du moyeu (figure 3.11). Il peut être noté que la couche limite au loin des écoulements secondaires est d'une épaisseur comparable entre les approches ZDES SA et RANS SA, alors qu'une différence substantielle est visible entre l'approche RANS SST d'une part et les approches ZDES BSL et ZDES SST d'autre part. Ceci vient du fait que pour les approches ZDES BSL et ZDES SST le plan observé en 91%  $X/C$  coupe cette couche limite en aval de son décollement sur toute la hauteur d'aube. Elle apparaît donc épaissie sur le champ de variation d'entropie du fait de la recirculation sous-jacente. Cela peut causer une redistribution du débit sur la hauteur de veine et favoriser une compression plus importante en pied ou en tête. Aussi, les approches ZDES BSL et ZDES SST semblent prévoir un décollement de coin au moins aussi massif que l'approche RANS SST. La nature instantanée des visualisations ne permet pas d'être plus précis sur ce point mais est utile pour observer l'instationnarité intrinsèque des écoulements secondaires et l'influence des perturbations extérieures sur ces derniers. En pied d'aube de rotor, le décollement de coin prévu par l'approche ZDES SST semble être plus fluctuant et contenir plus de structures turbulentes que celui prévu par l'approche ZDES BSL, en accord avec les spots de frottements visibles sur les champs pariétaux (cf. figure 3.10). À nouveau ce contraste peut s'expliquer par la différence du niveau de viscosité turbulente modélisée au sein de la couche limite en amont du décollement, la simulation avec le modèle BSL sous-jacent ayant une plus forte viscosité turbulente modélisée du fait de l'absence de sa limitation par la correction SST. Par suite le décollement est un peu plus tardif mais surtout plus étroit (voir sous-section 3.4.2) et s'avère donc traité suivant un comportement LES plus tardivement (voir sous-section 3.4.1) ce qui retarde sa dégénérescence chaotique. S'agissant de l'influence des perturbations extérieures il peut être examiné l'impact du tourbillon issu du pied de la RDE avec l'écoulement de coin sur l'aube de gauche. Par comparaison avec l'aube de droite (pas de tourbillon), le tourbillon modifie la topologie de l'écoulement conduisant ainsi à une légère réduction de l'étendue de la région de forte variation d'entropie pour les simulations RANS même si on note un effet d'interaction tourbillonnaire qui étire la zone de forte entropie au voisinage direct du moyeu. Il en est de même pour les simulations ZDES SA et ZDES BSL. À l'inverse, la simulation ZDES SST prévoit une zone de forte variation d'entropie (et donc de pertes) nettement plus étendue, surtout dans la direction circumférentielle. Ainsi, le décollement de coin est plus sensible aux perturbations extérieures avec le modèle SST qu'avec le modèle SA, en particulier dans le cadre d'une approche ZDES.

À la suite de l'analyse précédente, on se place désormais dans le plan expérimental 26A. Le champ de variation d'entropie dans ce plan est représenté sur la figure 3.17 pour les cinq simulations et pour l'instant  $t = 3\pi/4$ . Les tourbillons issus de la RDE sont encore visibles mais, par effet d'entraînement circumférentiel, ils apparaissent dans le canal voisin (canal de droite ici) par rapport au plan situé à

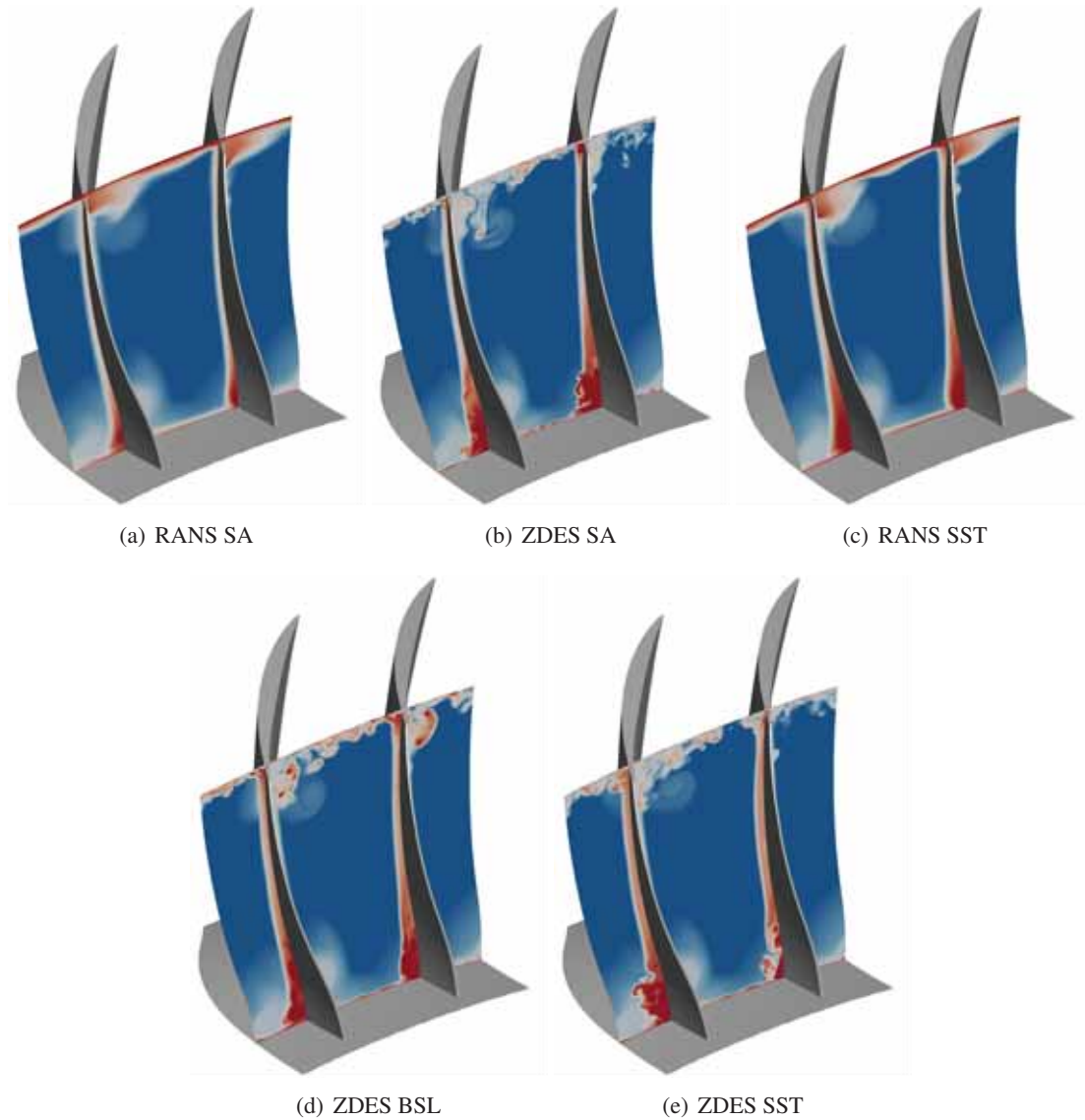


FIGURE 3.16: Champ de variation d'entropie dans le plan 91%  $X/C$  pour l'instant  $t = 3\pi/4$

91%  $X/C$ . La comparaison des deux simulations RANS montre que le modèle SST est responsable d'un sillage plus épais, sans doute en raison d'une couche limite plus épaisse sur l'aube comme vu précédemment. En pied, dans la région située à l'aval du décollement de coin, les pertes représentées par le champ de variation d'entropie sont plus importantes et leur étendue semble plus grande avec le modèle SST. Ceci est cohérent avec l'analyse de la figure 3.16. Le passage de l'approche RANS à l'approche ZDES met en évidence l'apport de cette dernière sur la génération des tourbillons (turbulence résolue), tant en tête - tourbillons générés par l'écoulement de jeu - qu'en pied - tourbillons issus du décollement de coin. Ceux-ci sont visibles avec l'approche ZDES alors que la méthode RANS n'est capable de prévoir que de larges zones de pertes dans lesquelles les tourbillons ne sont pas visibles car dissipés précocement. Pour les mêmes raisons les sillages au loin des parois du carter et du moyeu qui apparaissent diffus pour les simulations RANS présentent des structures cohérentes pour les simulations ZDES. Pour la portion des sillages située entre environ 50% de hauteur d'aube et les tourbillons de jeu, il peut être remarqué une nette différence dans l'apparence de ces structures cohérentes entre l'approche ZDES SA d'une part et les approches ZDES BSL et ZDES SST d'autre part. Ceci n'est pas causé par un éventuel traitement RANS de ces sillages pour la simulation ZDES SA puisque la figure 3.8 nous montre leur traitement

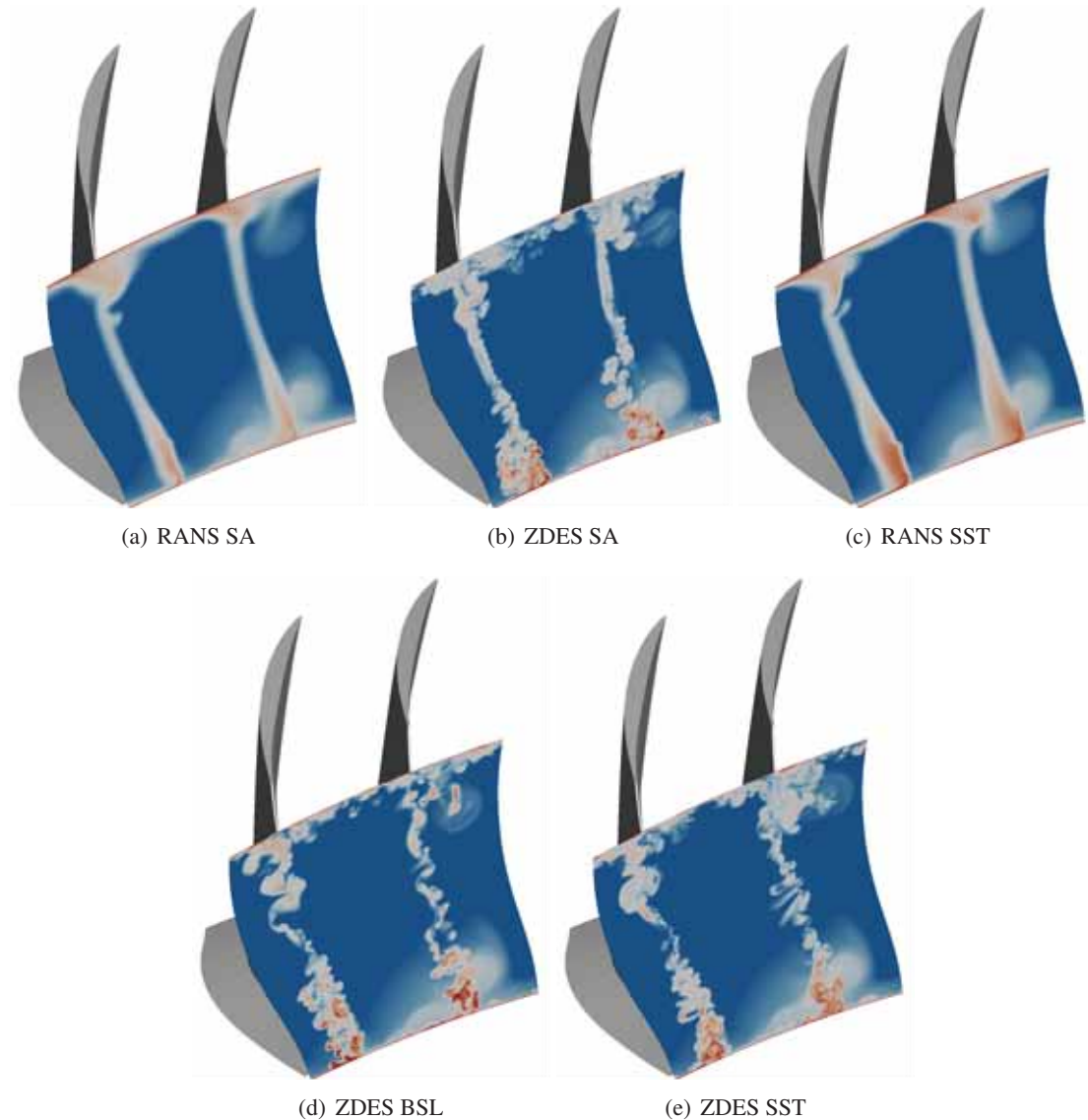


FIGURE 3.17: Champ de variation d'entropie dans le plan 26A pour l'instant  $t = 3\pi/4$

LES quelle que soit l'approche ZDES considérée. Il ne s'agit pas non plus d'un retard à la naissance et au développement des instabilités entre région RANS et région LES (voir problématique (c) en sous-section 1.1.3) qui caractériserait l'approche ZDES SA puisque l'évaluation de ces approches sur le cas de couche de mélange (cf. section 2.3) en a démontré la performance relativement équivalente. En revanche, comme vu précédemment, cette portion des sillages coïncide avec la portion des aubes (suivant leur envergure) où la couche limite d'extrados décolle en amont du bord de fuite selon les approches ZDES BSL et ZDES SST tandis qu'elle reste attachée jusqu'au bord de fuite selon l'approche ZDES SA. Ces décollements de couche limite turbulente donnent naissance à des couches de cisaillement traitées suivant un comportement LES (cf. figure 3.8) qui dégénèrent en structures turbulentes occasionnant la plus forte tridimensionnalité du sillage vue au plan 26A en figure 3.17. Concernant l'écoulement en pied de l'aube de gauche, la zone de pertes semble plus étendue azimuthalement et moins étendue radialement selon l'approche ZDES SA par rapport aux approches ZDES BSL et ZDES SST. Ceci est directement en lien avec la topologie de l'écoulement dans le coin moyeu-aube.

### 3.4.5 Analyse spectrale des fluctuations de pression au carter en aval du rotor

Plusieurs capteurs de pression instationnaires sont positionnés sur le carter du compresseur CREATE et leur production a notamment été exploitée dans le cadre des travaux de Riéra (2014) (pages 104 à 108). Dans le cas présent seul l'un de ces capteurs, placé au carter dans le plan 26A, est considéré en vue d'enrichir la comparaison associée effectuée par Riéra (2014) (figure 4.29a, page 106). La figure 3.18 représente la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression statique pour toutes les simulations et les données expérimentales, en fonction de la fréquence du signal et de sa fréquence réduite. Cette dernière équivaut à la fréquence du signal divisée par la fréquence BPF (Blade Passing Frequency) de la RDE sur le rotor i.e. la fréquence de passage des aubes de la RDE devant une aube de rotor (dans le repère tournant, ce qui explique le mouvement relatif de la RDE par rapport au rotor). La densité spectrale de puissance est calculée à l'aide de la méthode de Welch (1967), en décomposant le signal en un nombre minimal de 10 sections via un recouvrement de 50%. Sur chaque section est utilisée un fenêtrage de Hann et une moyenne linéaire pour ne garder que la partie fluctuante du signal.

Pour plus de cohérence les données expérimentales sont tracées avec deux résolutions fréquentielles différentes, l'une liée au processus de mesure (2 Hz), l'autre correspondant à la résolution fréquentielle des simulations numériques (2000 Hz). Il peut être observé que l'augmentation de la résolution fréquentielle ne modifie pas la position des pics mais les élargit fortement tout en réduisant leur amplitude. Il faut noter que la fréquence de 2000 Hz est obtenue après l'acquisition d'un signal sur 20 périodes de la RDE. Augmenter la durée du signal issu d'une simulation ZDES afin de se rapprocher de la résolution fréquentielle expérimentale deviendrait rapidement très coûteux. Riéra (2014) propose une estimation de la fréquence de coupure des simulations numériques d'environ  $3,2 \times 10^5$  Hz, à partir de la taille des mailles locales et de l'amplitude maximale des fluctuations de vitesse.

Le tracé issu des mesures expérimentales avec la fréquence de résolution native (2 Hz) présente plusieurs extrema locaux. Le pic ⑤ correspond à la BPF de la RDE. Il est rappelé que celle-ci est égale à  $6,156 \times 10^3$  Hz compte tenu de la vitesse de rotation du rotor (11 543 tr/min) et du nombre d'aube de la RDE (32 aubes). De la même manière le pic ⑥ correspond à la BPF du stator S1 juste en aval du plan 26A et est égale à  $1,8468 \times 10^4$  Hz. Le pic ⑦ correspond à la BPF du stator S2 ( $2,1654 \times 10^4$  Hz) et le pic ⑧ à la BPF du stator S3 ( $2,4625 \times 10^4$  Hz).

Les autres pics peuvent correspondre aux harmoniques des BPF présentes. Certains correspondent à des modes spatiaux d'interactions rotor-stator tournant à une fréquence de rotation pouvant être estimée à l'aide des formules de Tyler et Sofrin (1962) via une combinaison linéaire des fréquences de rotation et des nombres d'aube des roues. C'est sans doute le cas pour le pic ⑨ ( $1,5465 \times 10^4 \pm 200$  Hz). Sa fréquence ne correspond à aucune des BPF des roues de stator (ou de leurs harmoniques), à l'exception de 10 fois la BPF des 8 bras de support en amont. Mais de nombreux modes de Tyler et Sofrin (1962) pourraient correspondre à une fréquence de  $1,5390 \times 10^4$  Hz, par exemple la combinaison  $f_{S1} - 2f_{bras}$  correspondant à l'interaction des sillages des bras structuraux en amont de la RDE avec le stator S1. Les pics ⑩, ⑪, ⑫ et ⑬ ne sont pas visibles sur la DSP issue des données expérimentales avec une résolution fréquentielle de 2000 Hz. Ceci est la conséquence d'une résolution fréquentielle trop grossière. Il ne peut donc être formellement prouvé l'absence des pics ⑫, ⑬ et ⑭ sur les DSP des simulations numériques. Cette absence est attendue car ces pics sont l'illustration de l'effet potentiel des stators S1, S2 et S3, en aval du plan 26A, qui ne sont pas inclus dans le domaine de calcul. La comparaison des courbes relatives aux simulations à celles obtenues expérimentalement montre que toutes les simulations sont capables de capturer la fréquence BPF de la RDE sur le rotor (pic ⑤). Quelle que soit l'approche (RANS ou ZDES), l'influence du modèle de turbulence sous-jacent est relativement faible pour la pression statique au carter. En écho à l'analyse de Riéra (2014) il peut être remarqué qu'avec l'approche RANS, l'accord avec les données expérimentales est correct jusqu'à la troisième harmonique (pic ⑥). Au-delà, la DSP chute fortement, montrant ainsi l'absence de structures cohérentes et donc de fluctuations pour les moyennes et hautes fréquences. On observe d'ailleurs que la DSP ne contient que des pics. Ainsi le contenu fréquentiel est déterministe et est lié à la période de passage des aubes de la RDE. Cette caractéristique de la DSP est cohérent avec la forte dissipation des tourbillons observés avec l'approche RANS, ne laissant

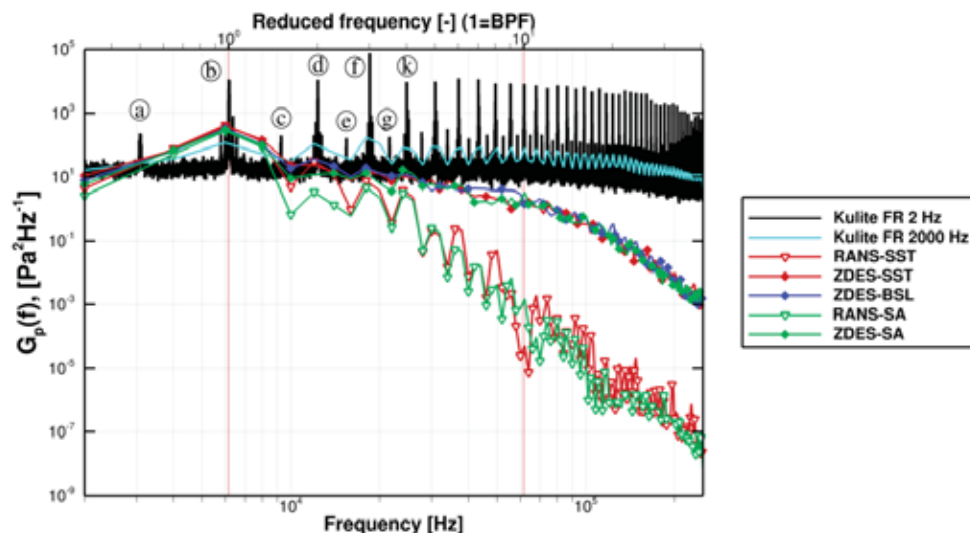


FIGURE 3.18: Densités spectrales de puissance de pression statique au carter, dans le plan 26A (aval rotor R1). Simulations RANS, ZDES et mesures par capteur de pression instationnaire au carter pour deux résolutions fréquentielles.

finaleme nt passer que les tourbillons et sillages issus de la RDE.

L'approche ZDES permet de conserver un contenu fréquentiel plus proche de celui obtenu expérimentalement. L'accord est bon jusqu'à la cinquième harmonique. Au-delà de cette fréquence, le niveau des fluctuations est toujours élevé en raison de la présence d'un écoulement dans lequel la turbulence et les nombreux tourbillons secondaires sont résolus. Par contre, on observe la disparition des pics, le contenu déterministe étant masqué par le contenu non déterministe. À partir de la dixième harmonique, on observe une chute importante du contenu fréquentiel. Néanmoins, il y a quatre ordres de grandeurs d'écart avec l'approche RANS.

### 3.5 Analyse de l'écoulement moyenné en temps

La section précédente a mis en évidence des caractéristiques de l'écoulement pour un ou plusieurs instants répartis sur une période de passage de la RDE devant l'aube de rotor (dans le repère relatif) et a permis la validation des simulations numériques à l'aide de densités spectrales de puissance. Désormais, on s'intéresse à valider les simulations à partir de la moyenne temporelle de leur résultats en raison de la richesse des données expérimentales moyennées en temps. La période de passage de la RDE, notée  $\tau$ , est utilisée pour calculer le champ moyen en temps. Ainsi, les données numériques sont acquises sur vingt périodes  $\tau$  et sont ensuite moyennées (moyenne arithmétique) pour calculer les données moyennes.

La figure 3.19 décrit le champ moyenné en temps de la variation d'entropie dans les plans axiaux 21,7%, 31%, 44,8%, 67,8%, 91% et 109%  $X/C$  (la corde étant plus faible en tête qu'en pied) pour les cinq simulations numériques. Le plan expérimental 26A est ajouté sur la figure 3.20.

Pour les deux simulations RANS, le tourbillon de l'écoulement de jeu apparaît toujours comme dissipé et diffus, surtout à partir du plan à 31%  $X/C$ . La comparaison entre les modèles SA et SST<sup>2</sup> montre que les pertes en tête sont sensiblement les mêmes, avec une très légère différence sur la forme de la zone de fortes pertes (forte variation d'entropie) alors qu'en pied, les pertes sont plus importantes avec le modèle SST, indiquant un décollement de coin plus marqué avec ce modèle de turbulence. Aussi le modèle

2. Il est rappelé que les modèles de turbulence de Spalart et Allmaras (1992) et  $k - \omega$  de Menter (1994) sans ou avec correction SST sont respectivement notés modèle SA, modèle BSL et modèle SST par la suite.

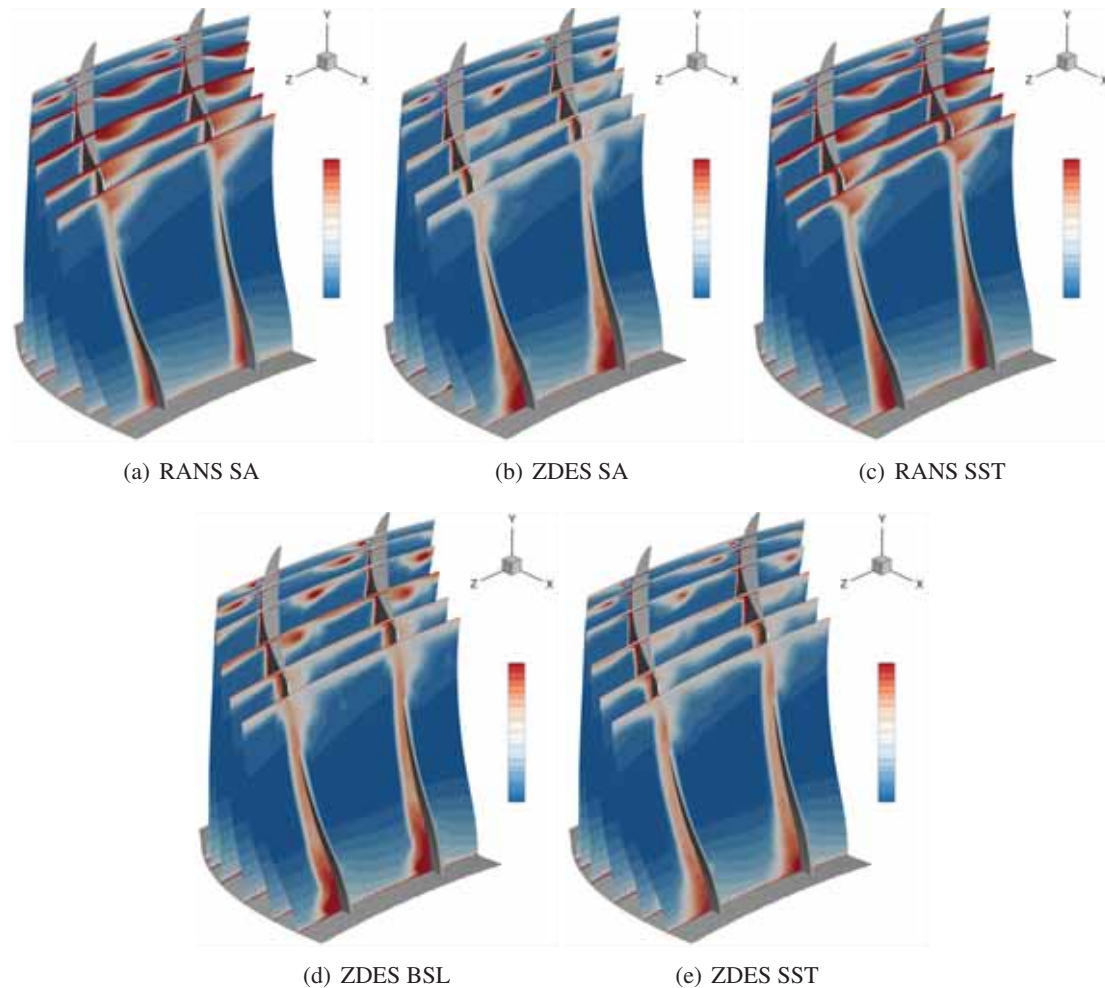


FIGURE 3.19: Champ moyen de variation d'entropie dans les plans axiaux 21,7%, 31%, 44,8%, 67,8%, 91% et 109%  $X/C$  (de l'arrière plan vers le premier plan, avec  $C$  la corde axiale en tête de rotor)

SST prévoit une couche limite sensiblement plus épaisse sur l'aube de rotor. S'agissant de simulations RANS, il est logique que ces conclusions ne soient qu'une confirmation de celles dressées à partir des vues instantanées en figures 3.16 et 3.17.

L'utilisation de l'approche ZDES a un impact significatif sur la prévision de l'écoulement de jeu. Malgré le défilement du sillage et des tourbillons issus de la RDE, le champ moyen de variation d'entropie permet de visualiser nettement le tourbillon de l'écoulement de jeu i.e. le tourbillon principal de l'écoulement de jeu sans que celui-ci ne soit diffusé en raison de la moyenne temporelle. Ainsi, même si l'écoulement issu de la RDE influence à chaque instant l'écoulement de jeu, le tourbillon d'écoulement de jeu est en moyenne suffisamment cohérent pour ne pas disparaître ou être diffusé. On peut ainsi voir nettement la trajectoire de ce tourbillon. La comparaison entre les simulations RANS d'une part et les simulations ZDES d'autre part, montre que la trajectoire du tourbillon est plus influencée par l'approche retenue que par le modèle de turbulence utilisé. Avec l'approche ZDES, en moyenne, le tourbillon est plus orienté vers l'intrados de l'aube adjacente, ce qui favorisera l'apparition du phénomène de double écoulement de jeu - l'écoulement de jeu d'une aube est alimenté par celui issu de l'aube adjacente. Dans le plan situé à 91%  $X/C$ , il est plus difficile de distinguer ce tourbillon du sillage qu'avec l'approche RANS. À l'inverse, le tourbillon prévu avec l'approche RANS reste dans le canal inter-aube et participe peu au double écoulement de jeu. Il est alors facile de le distinguer du sillage de l'aube de rotor, en tête.

Comme observé en figure 3.16 la couche limite sur l'extrados des aubes et le décollement de coin appa-

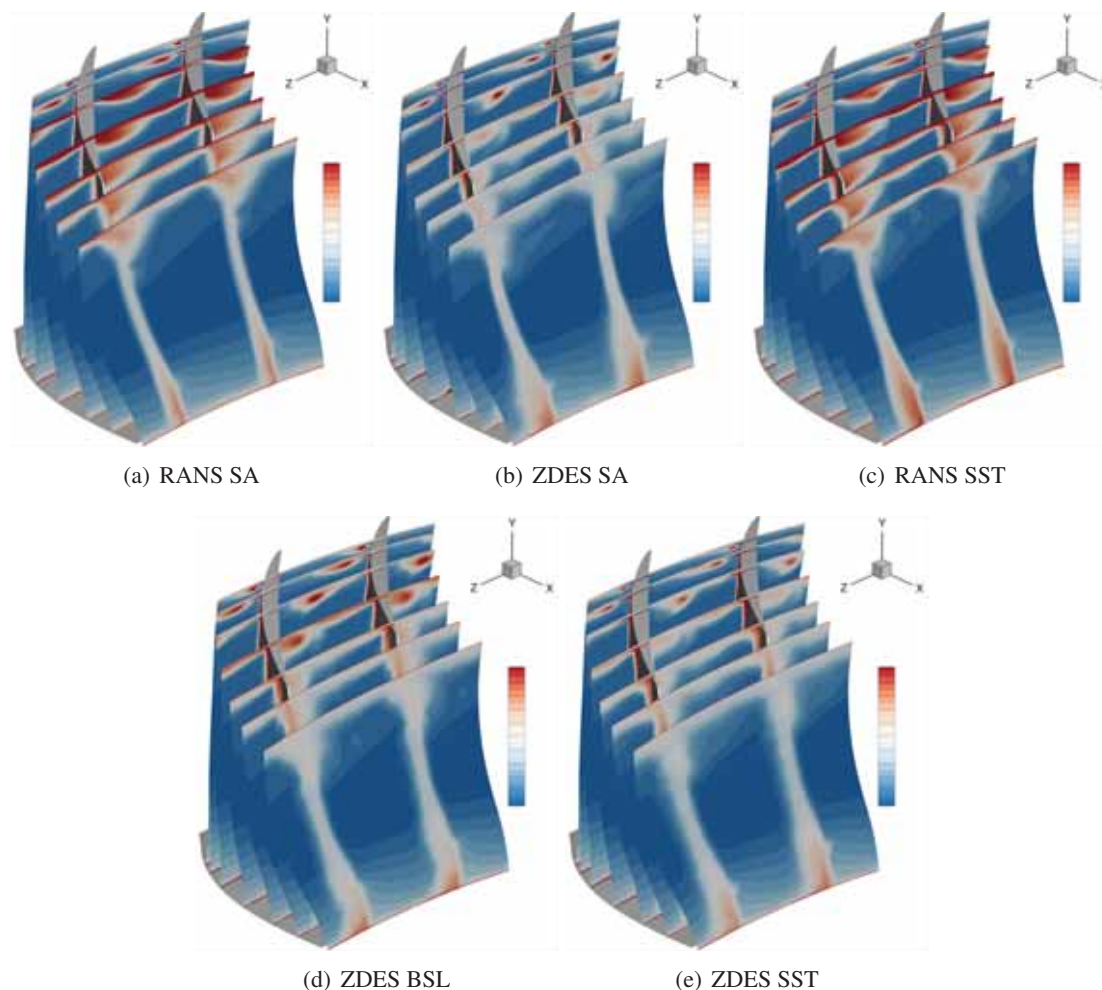


FIGURE 3.20: Champ moyen de variation d'entropie dans les plans axiaux 21,7%, 31%, 44,8%, 67,8%, 91% et 109%  $X/C$  (de l'arrière plan vers le premier plan, avec  $C$  la corde axiale en tête de rotor) et dans le plan expérimental 26A

raissent plus épais en RANS SST qu'en RANS SA. En revanche, en moyenne, non seulement le décollement de coin mais également la couche limite surplombant sur l'extrados des aubes sont plus massifs en ZDES SA qu'en RANS SA, ce qui témoigne de la pulsation de cette dernière par effet potentiel. La moyenne en temps accroît également significativement l'épaisseur apparente des couches limites d'extrados d'aube des simulations ZDES SST et ZDES BSL par rapport à la simulation RANS SST ou à ce qui pouvait être observé sur une vue instantanée (figure 3.16). Il est rappelé que selon ces deux premières approches ces couches limites décollent en amont du bord de fuite sur toute l'envergure des aubes, il est donc normal que la résolution instationnaire de ces décollements engendre un brassage turbulent qui en moyenne accroît les régions de pertes. Enfin ces visualisations moyennées en temps entérinent le fait que l'approche RANS SST prédit plus de pertes en pied que toutes les autres approches et en particulier que les approches ZDES BSL et ZDES SST. Cette hiérarchie RANS SA < ZDES BSL < ZDES SST < ZDES SA < RANS SST concernant l'importance des pertes en pieds d'aubes est toujours visible dans le plan 26A représenté sur la figure 3.20.

Les visualisations suivantes mettent en confrontation les simulations avec les mesures expérimentales de vitesse par LDA (*Laser Doppler Anemometry* ou anémométrie laser Doppler) le long d'isolignes d'hauteur relative en tête de rotor à différentes positions axiales (cf. figure 3.2(b)).

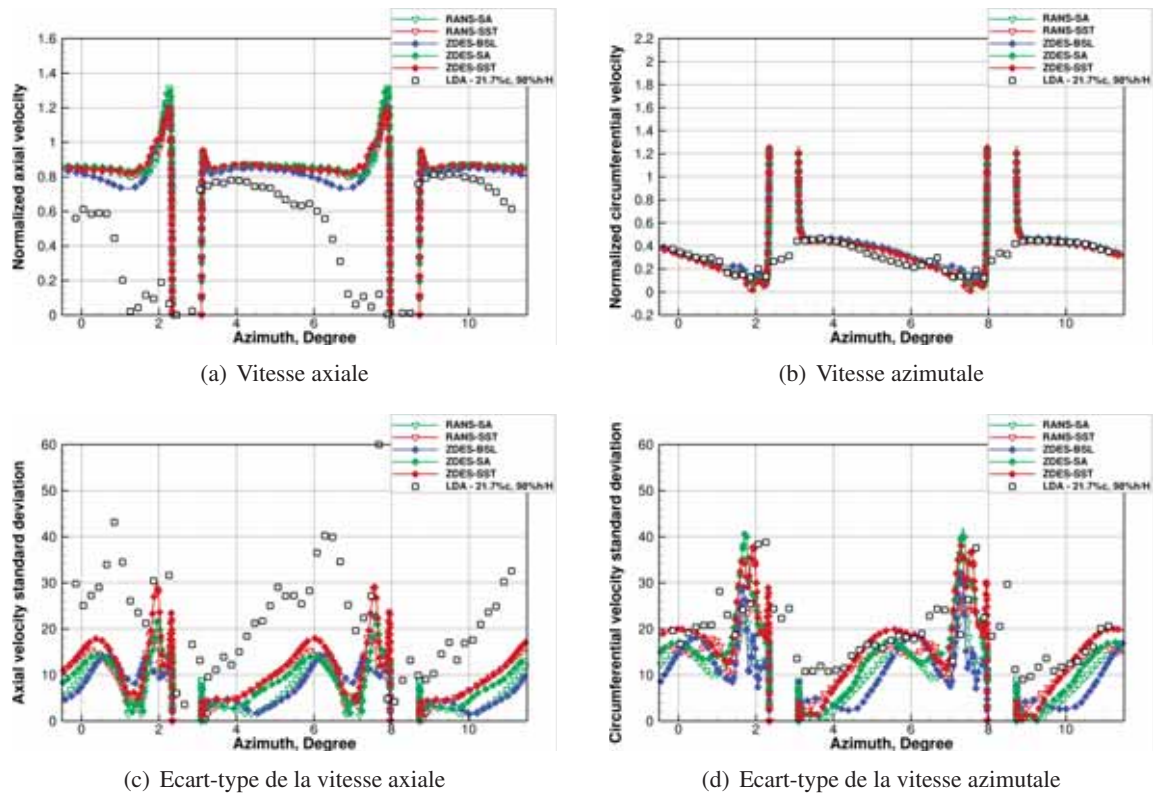


FIGURE 3.21: Composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne et leur écart-type à l'intersection du plan 21,7%  $X/C$  avec la hauteur de veine 98%  $h/H$

Grâce à une synchronisation avec la fréquence de rotation de la machine et des accès optiques montés sur anneaux tournants (mobiles sur un secteur de  $22.5^\circ$ ), ces mesures - effectuées à des positions fixes dans le repère absolu - sont moyennées via des moyennes d'ensemble sur la périodicité du compresseur CREATE soit  $2\pi/16$  radians ( $22.5^\circ$ ). Ceci permet l'obtention des vitesses moyennes sur un secteur de  $11.5^\circ$  du rotor R1 ( $11.3^\circ$  au niveau du plan 26A), discrétisé azimutalement en 57 points de mesures, pour 200 positions de rotor différentes - ou instants relatifs - uniformément réparties sur une période de  $2\pi/16$  soit  $22.5^\circ$ . Du fait des données disponibles seul un instant relatif parmi les 200 instants relatifs mesurés est utilisé pour les comparaisons qui vont suivre. Pour chaque instant relatif les moyennes d'ensemble s'effectue généralement sur  $2000 \pm 500$  échantillons (le nombre de particules traversant le volume de mesure laser), voire 120 échantillons dans les régions les moins ensemencées (cf. Courtiade (2012), page 78).

Les données des simulations numériques, effectuées dans le repère tournant, sont simplement moyennées en temps. La discrétisation azimutale des isolignes extraites des champs moyens sur un secteur de  $2\pi/32$  ( $11,25^\circ$ ) est fonction du maillage et est donc bien plus fine que celle des mesures expérimentales (469 points au lieu de 57 points). Chaque période de  $2\pi/32$  est discrétisée en 1000 instants relatifs - car 1000 pas de temps sont utilisés par période de RDE - et pour chaque instant relatif seul 20 échantillons pourraient être utilisés pour moyenner les données de façon analogue aux mesures expérimentales puisque seulement 20 périodes de RDE ont été simulées. Cependant, au contraire des données expérimentales, la simulation s'effectue dans le repère tournant. Ainsi une simple opération de moyenne temporelle, comme effectuée ici, correspond à la moyenne de 20 000 échantillons issue de 1000 instants relatifs différents. Si une moyenne d'ensemble sur des échantillons issus d'un même instant relatif aurait été tout à fait possible moyennant un post-traitement adéquat, il apparait évident que l'obtention de champs statistiquement convergés pour un instant donné nécessiterait la simulation d'un nombre de période rotor - 2000



périodes au lieu de 20 pour être en accord avec les données expérimentales - bien trop élevé au regard des moyens de calculs disponibles.

C'est pourquoi bien que ces jeux de données soit comparés dans le même repère (repère tournant), l'effet de la cartographie défilante d'entrée est moyenné en azimuth sur les données des simulations numériques tandis que la présence des aubes de la RDE se fait sentir à des positions azimuthales fixes et discrètes sur les données issues des mesures LDA.

Ceci constitue une première dissemblance qu'il serait souhaitable d'éliminer en moyennant entre eux les 200 instants relatifs issus des mesures expérimentales après en avoir aligné la phase. Cela n'a pu être mis en place du fait de l'indisponibilité des données, les comparaisons s'effectuent donc suivant la procédure mis en place par Riéra (2014).

La figure 3.21 montre les composantes axiales et azimuthales de la vitesse moyenne et leur écart-type sur la ligne située à l'intersection du plan 21,7%  $X/C$  avec la hauteur de veine 98%  $h/H$  (située à approximativement deux hauteurs de jeu de la paroi du carter).

S'agissant des profils moyens des composantes de la vitesse, les simulations présentent toutes les même niveaux, quelle que soit l'approche ou le modèle de turbulence sous-jacent. Cela est probablement dû au fait qu'à cette position proche du bord d'attaque des aubes l'écoulement à proximité de ces dernières est majoritairement traité en RANS et que les tourbillons de jeu naissant (vers  $1^\circ$  et - périodiquement -  $7^\circ$ ), bien que traités en LES, y sont très cohérents du fait du niveau de viscosité turbulente encore important (Riéra 2014). Aussi, le profil de vitesse azimuthale est lui aussi peu influencé par l'approche et le modèle de turbulence utilisé. On peut néanmoins noter une légère différence entre les simulations ZDES SST et ZDES BSL sur la vitesse axiale, probablement due à des niveaux de viscosité turbulente différents (pas de limiteur SST i.e. de limiteur sur la viscosité turbulente pour le modèle BSL) comme déjà exprimé précédemment. Relativement aux mesures expérimentales le profil moyen de la vitesse axiale est reproduit avec un léger décalage du côté intrados (vers  $3^\circ$  et - périodiquement -  $9^\circ$ ). Expérimentalement, la vitesse axiale chute à l'approche de l'extrados, d'abord modérément entre  $4,5^\circ$  et  $6^\circ$ , puis brutalement entre  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Cette observation est valable pour chaque période visible de  $5,625^\circ$ . Il ne s'agit donc pas d'une trace des aubages de la RDE ou des poutres de support du moyeu en amont puisque ceux ci ont une périodicité plus élevée (respectivement  $11,25^\circ$  et  $45^\circ$ ). Courtiade (2012) montre que de telles régions de faible vitesse axiale ( $u/U_{ref} < 0,5$ ) sont mesurées à toutes les positions axiales examinées en tête du rotor R1. Elles n'apparaissent que pour  $h/H > 0,95$  (d'où leur absence sur les visualisations suivantes) et coïncident avec la position du tourbillon de jeu (cf. figure 3.22(a), ou Courtiade (2012), figure 80, page 113). L'incertitude de mesure, causée par exemple par un mauvais ensemencement de l'écoulement en tête de carter, ne semble pas être suffisante pour remettre en cause un tel déficit sur les données expérimentales (cf. Courtiade (2012), pages 75 à 80). En revanche, bien que l'incertitude de positionnement du volume laser de mesure soit estimée à  $\pm 0,1$  mm, les dimensions de ce dernier sont considérables : le volume de mesure est une ellipsoïde de révolution dont le grand demi-axe vaut 0,925 mm et le petit axe 0,072 mm, ce qui équivaut respectivement à environ 2% de la hauteur de veine au rotor R1 et 0,07% de la période azimuthale du même rotor (cf. Courtiade (2012), pages 70 à 71). Hors la dimension radiale du jeu en tête d'aube de rotor est grossièrement égale à 1% de la hauteur de veine et l'isoligne d'hauteur relative examinée en figure 3.21 est située en  $h/H = 0,98$ . Il est dès lors évident que les données expérimentales doivent être considérées comme moyennées radialement sur une longueur importante (2% de  $H$ ) au regard de la zone d'intérêt. La figure 3.22 présente le champ de la vitesse axiale moyennée pour une position du rotor donnée dans les plans axiaux 21,7%, 31%, 44,8%, et 91%  $X/C$  selon les mesures LDA (cf. Courtiade (2012)) et selon la ZDES BSL au point de fonctionnement nominal. Ces cartographies s'entre valident quant à l'existence de poches de très faible vitesse axiale proche carter en coïncidence avec la position du tourbillon de jeu. Si la cartographie expérimentale (figure 3.22(a)) est donc construite à partir de données moyennées radialement, la cartographie issue du calcul (figure 3.22(b)) l'est à partir de données aussi discrètes que ne l'est le maillage (il est rappelé que 49 points sont utilisés pour discrétiser la dimension radiale du jeu). S'agissant du plan en 21,7%  $X/C$  (plan labellisé ①) issu de la simulation ZDES BSL,

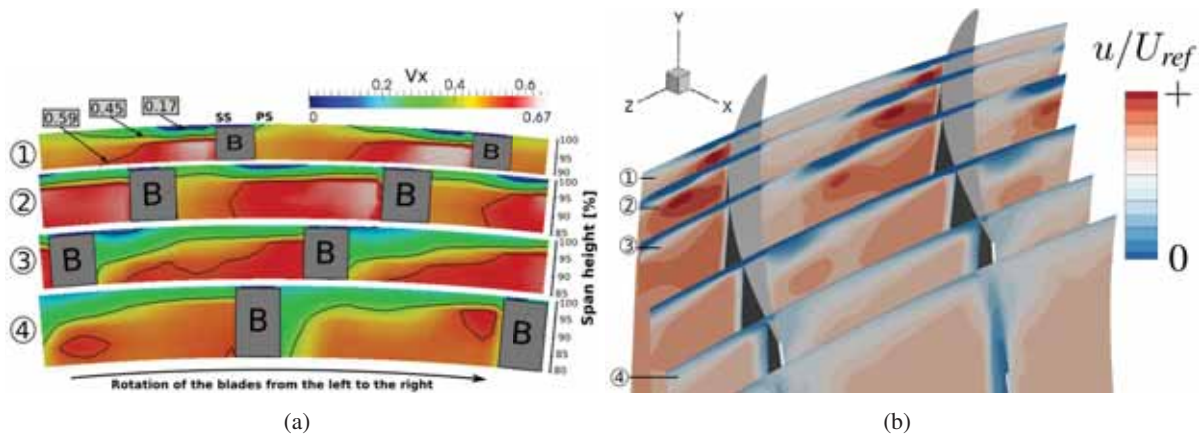


FIGURE 3.22: Champ de la vitesse axiale moyennée pour une position du rotor donnée selon les mesures LDA (à gauche, issu de Courtiade (2012)) et moyennée en temps selon la ZDES BSL (à droite), dans les plans axiaux 21,7%, 31%, 44,8%, et 91%  $X/C$  au point de fonctionnement nominal.

il peut être remarqué la zone de très faible vitesse axiale à l'extrados de l'aube s'étendant radialement depuis le carter jusqu'en dessous du jeu. Si cela n'a pas pu être fait dans les moyens impartis, il est aisément imaginable qu'une cartographie basée sur les résultats des simulations moyennés radialement sur 2% de la hauteur de veine reproduirait de façon plus fidèle le déficit expérimental en  $h/H = 0,98$  (figure 3.21(a)). Il est donc difficile d'affirmer avec certitude que le déficit expérimental ne serait pas respecté par les simulations car celles-ci prévoiraient un tourbillon de jeu trop proche du carter (sur la figure 3.22(b) le centre du tourbillon de jeu est situé à équidistance des maximum et minimum locaux de vitesse axiale) comme cela pourrait être déduit en première analyse. De la même manière l'écart constant entre les simulations et l'expérience depuis l'intrados des aubes jusqu'en milieu de canal apparaît cohérent avec l'absence de moyenne radiale au vue de la franche diminution de la vitesse axiale à l'approche du carter.

Cette absence de moyenne radiale - voire de moyenne spatiale sur tout le volume de mesure laser - des données des simulations numériques constitue une seconde dissemblance qu'il serait souhaitable d'éliminer. Ceci n'a pu être fait dans les moyens impartis, les comparaisons s'effectuent donc suivant la même procédure que Riéra (2014). Cette seconde dissemblance est suspectée de jouer un rôle significatif sur les écarts constatés entre les simulations et les mesures LDA qui vont être commentés ci-après.

Concernant l'écart-type des composantes de la vitesse (figures 3.21(c) et 3.21(d)), les tendances sont correctement capturées (gradients et positions des pics). Riéra (2014) a démontré que cela est possible grâce à la prise en compte des tourbillons et sillage de la RDE, même à l'aide d'une représentation RANS de ces derniers car elle suffit à provoquer l'instabilité des écoulements secondaires au travers du rotor (cf. Riéra (2014), pages 157 à 166). Les approches ZDES admettent des fluctuations de vitesse légèrement supérieures à celles des approches RANS correspondantes (ZDES SA vs. RANS SA et ZDES SST vs. RANS SST). La comparaison entre l'approche ZDES BSL et l'approche ZDES SST tend à confirmer la présence d'une plus forte viscosité turbulente pour la première du fait du modèle BSL sous-jacent vu que les fluctuations de vitesse sont plus faibles, sans pour autant changer significativement la position du pic situé autour de  $6^\circ$ . En outre, on note que l'écart-type de la composante axiale est sous-estimé pour toutes les approches évaluées sur les deux canaux. Ceci peut s'expliquer par la non application d'opération de moyenne radiale sur les résultats numériques afin de reproduire la moyenne radiale engendrée par le volume de mesure laser. Aussi des sources de perturbations sont certainement mal capturées voire absentes de la simulation. Il peut d'une part être rappelé que la couche limite incidente au carter est entièrement modélisée. D'autre part il doit être rappelé l'absence du premier stator S1 directement à

l'aval du rotor R1, ce qui conduit à ne pas prendre en compte l'effet potentiel de ce stator. Même si l'effet potentiel s'amortit avec la distance, cet amortissement est réduit en cas d'écoulement transsonique (cf. Courtiade (2012), page 28), ce qui est le cas dans le rotor R1 (il est rappelé que le nombre de Mach incident en tête d'aube est de 0,92). Courtiade (2012) montre au moyen des mesures expérimentales que l'effet potentiel du stator S1 est particulièrement important à proximité du carter (94%  $h/H$ ) dans le plan 26A et n'est plus visible à mi hauteur de veine (cf. Courtiade (2012), figure 75, page 107).

Le long de la ligne intersectant le plan axial 44,8%  $X/C$  (plan labellisé ③ en figure 3.22) et la hauteur de veine de 94%  $h/H$ , les profils de vitesse axiale, de vitesse azimutale ainsi que leur écart-type sont représentés sur la figure 3.23. Les profils de vitesse axiale sont bien capturés par les simulations numériques. Le pic de vitesse axiale située à l'azimut de  $3,25^\circ$ , témoignant de la présence du tourbillon de jeux, est bien positionné par les différentes simulations ZDES même si le niveau de vitesse est surestimé. Le pic est situé trop vers la droite pour les simulations RANS. Néanmoins, en comparant les mesures sur les deux canaux inter-aube, la position du pic n'est pas discriminante puisque changeante (second pic situé à  $9,5^\circ$  alors que la périodicité du rotor R1 est de  $5,625^\circ$ ) car nettement influencée par le sillage et les tourbillons de la RDE. La position de ce pic sur les mesures expérimentales dépend donc de l'instant relatif affiché, alors que l'influence de la RDE est moyennée en azimut sur les simulations numériques (première dissemblance évoquée précédemment). Pour les mêmes raisons on note aussi un léger déphasage dans la position du pic relatif au tourbillon de l'écoulement de jeu entre les composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne, le premier pic étant situé à un azimut plus grand de  $0,5^\circ$  soit l'écart d'angle entre les deux pics observés sur la vitesse axiale. À l'exception de la question de la position du pic de vitesse, les profils de vitesse azimutale sont mieux capturés avec les simulations ZDES, notamment en amplitude.

La comparaison des profils d'écart-type des composantes axiale et azimutale de la vitesse montre que les approches RANS et ZDES sont capables de capturer les fluctuations de vitesse dues à la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement de jeu, avec une plus grande amplitude pour l'approche ZDES, ce qui est évidemment attendu. Pour les simulations RANS, le modèle SST conduit à des fluctuations de vitesse plus importantes qu'avec le modèle SA. Cette différence est quasiment annulée dans le cadre de la ZDES. Entre les approches RANS et ZDES, on observe que les fluctuations sont surtout présentes dans la zone de tourbillon de l'écoulement de jeu pour l'approche RANS alors qu'elles sont visibles sur une plus large étendue azimutale pour la ZDES.

Dans le plan situé à 91%  $X/C$  et à la hauteur de veine de 90%  $h/H$ , les profils de vitesse moyenne et leur écart-type sont représentés sur la figure 3.24. Dans ce plan, les profils de vitesse moyenne axiale sont similaires entre les différentes simulations et sont en bon accord avec les mesures. Les écarts sont visibles sur l'épaisseur de la région basse vitesse côté intrados (zone d'interaction du tourbillon de jeu avec les couches limites de l'aube adjacente et du carter). Ainsi, les simulations ZDES SA et ZDES SST sous-estiment légèrement l'épaississement de cette région alors que la simulation ZDES BSL la surestime. Seule l'approche RANS SA ne parvient pas à capturer le léger déficit de vitesse axiale à l'azimut  $6^\circ$ . Concernant la composante azimutale de la vitesse moyenne, le profil est mieux capturé par la simulation ZDES SST vers l'intrados. Les simulations ZDES BSL et RANS (tous modèles de turbulence) surestiment le niveau de vitesse moyenne azimutale à proximité de l'intrados. Au vue de sa non périodicité le sursaut de vitesse axiale à l'azimut  $6^\circ$  sur les mesures expérimentales est probablement dû à la RDE. Il est donc cohérent que ce sursaut n'apparaisse pas sur les simulations (première dissemblance évoquée précédemment). Les profils de l'écart-type des composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne sont représentés sur les figures 3.24(c) et 3.24(d). La confrontation des différentes simulations avec les mesures LDA montre que ces profils sont mieux capturés par les simulations ZDES SA et ZDES SST. La simulation ZDES BSL surestime ces profils vers l'intrados et les sous-estime au milieu du canal inter-aube. Quant aux simulations RANS, les fluctuations de vitesse sont nettement sous-estimées, confirmant ainsi qu'une partie du tourbillon est dissipé par l'approche RANS. Il peut être observé la non périodicité des profils ZDES, sans doute due à une convergence statique légèrement insuffisante pour les quantités que sont les écart-types de vitesse.

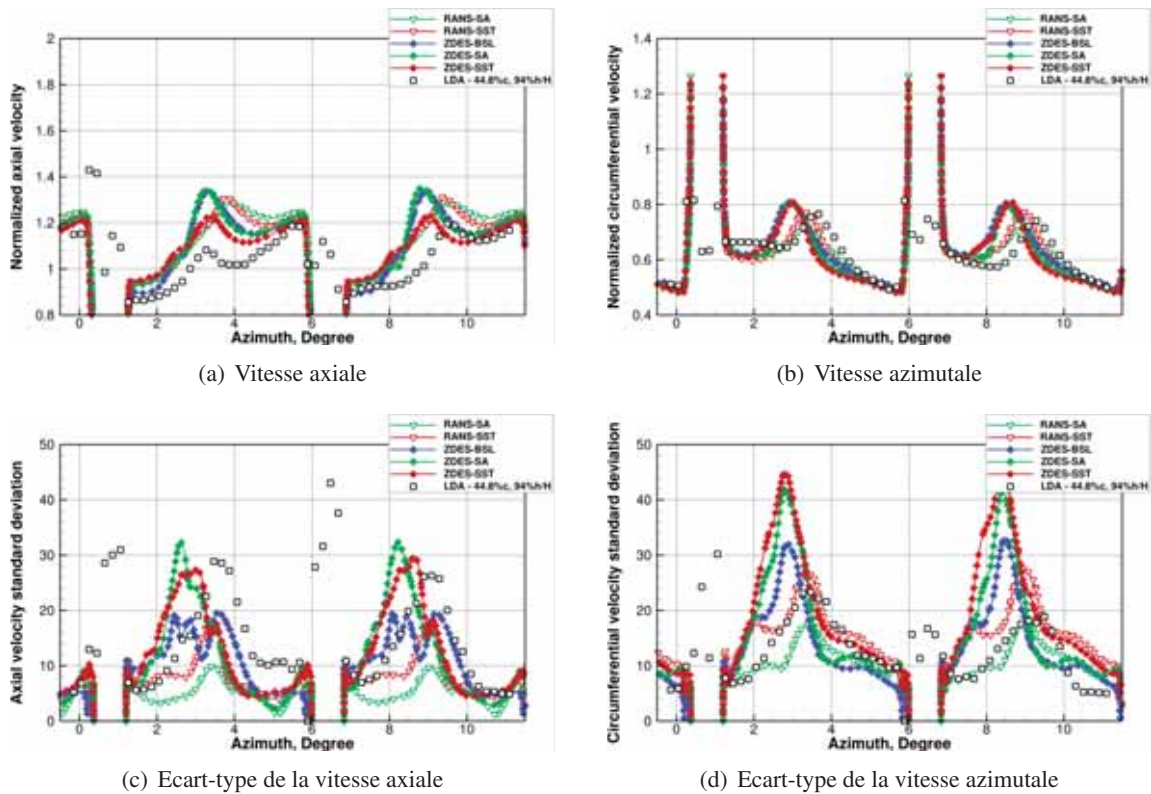


FIGURE 3.23: Composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne et leur écart-type à l'intersection du plan 44,8%  $X/C$  avec la hauteur de veine 94%  $h/H$

La figure 3.25 décrit les composantes axiale et azimutale des profils de vitesse moyenne et de leur écart-type à l'intersection du plan 26A (i.e. 132%  $X/C$ ) avec la hauteur de veine 90%  $h/H$ . La comparaison des simulations avec les données expérimentales montre que le profil de vitesse axiale moyenne est bien capturé par les simulations numériques. Dans la région du sillage, les simulations RANS sont en meilleurs accord avec l'expérience en termes de déficit de vitesse et d'épaisseur du sillage. À l'exception de la simulation ZDES BSL, les simulations ZDES sous-estiment le déficit de vitesse. Par contre, toutes les simulations ZDES sous-estiment la largeur du sillage. Sur la composante azimutale, la sous-estimation de la largeur de sillage est toujours visible. Cependant, les effets tridimensionnels étant plus importants dans le sillage, le sillage se caractérise par une élévation de la composante azimutale, et non par un déficit de vitesse. Cet accroissement de vitesse est mieux capturé par l'approche ZDES, surtout par la simulation ZDES SA, et est surestimé par l'approche RANS. En dehors de la zone de sillage, l'accord entre les simulations numériques et les mesures est plus satisfaisant. La première dissemblance évoquée précédemment explique la présence, uniquement sur les mesures expérimentales, d'un pic vers  $2,75^\circ$  et de son absence dans le canal inter-aube voisin. Ces observations sont cependant faites sur une comparaison de données moyennées spatialement et de données ponctuelles, alors que les vitesses axiales et azimutales évoluent significativement dans cette région de l'écoulement. Aussi, s'agissant d'une comparaison au niveau du plan expérimental 26A, situé à mi-distance entre le bord de fuite du rotor R1 et le bord d'attaque du stator S1, l'absence du stator S1 dans le domaine de calcul et donc d'interaction rotor-stator, en particulier l'effet potentiel de ce stator sur le rotor R1 comme montré par Marty et al. (2013), ne permet pas de conclure sur la supériorité de l'approche RANS sur l'approche ZDES (ou inversement). Les fluctuations de vitesses axiale et azimutale sont représentées sur les figures 3.25(c) et 3.25(d), respectivement. Les écarts avec les mesures sont nettement plus marqués que sur la vitesse moyenne. Les profils de vitesse sont mal capturés par les simulations RANS, en termes de niveau, de tendance et de gra-

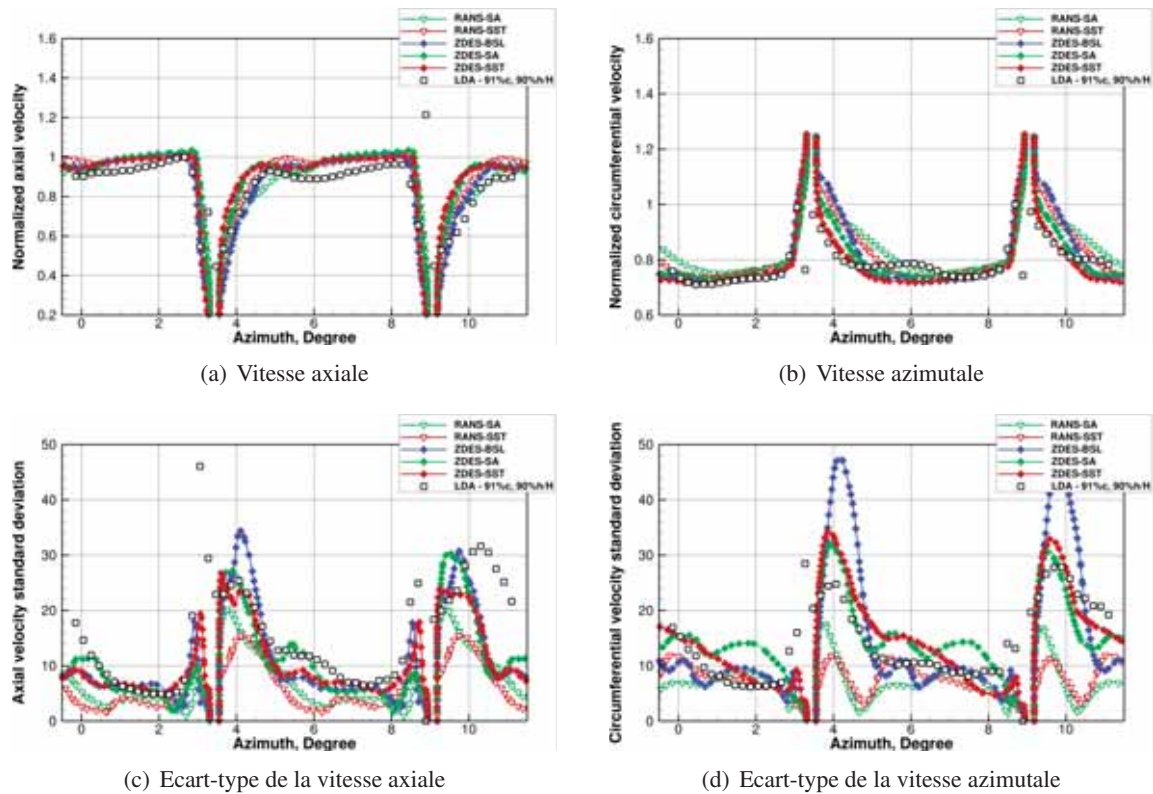


FIGURE 3.24: Composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne et leur écart-type à l'intersection du plan 91%  $X/C$  avec la hauteur de veine 90%  $h/H$

dient. Même si le plateau de faible niveau de fluctuations de vitesse axiale et la topologie en double pic de ces fluctuations de vitesse axiale sont capturés par ces simulations, les niveaux dans les sillages sont loin des mesures. Les écarts avec les données expérimentales sont encore plus marqués sur la fluctuation de vitesse azimutale. Les simulations RANS ne capturent ni le plateau de faible niveau de fluctuations de vitesse en dehors des sillages, ni l'accroissement du niveau de fluctuations dans les sillages. On ne retrouve pas la largeur des sillages sur le profil de fluctuations de vitesse azimutale des simulations RANS. À l'inverse, même si les niveaux de fluctuations de vitesse sont surestimés, l'accroissement de ces niveaux dû au sillage est bien capturé par les simulations ZDES malgré un décalage en azimuth. La largeur des sillages est plutôt bien capturée, tout comme le profil en double pic sur la composante axiale. Là aussi, au vue de la variation particulièrement élevée des profils d'écart-type issus des simulations numériques au regard de ceux issus des mesures LDA, il est suspecté que l'effet de moyenne spatiale ait une influence majeure sur la forme et le niveau des profils d'écart-type, rendant la comparaison effectuée ambiguë.

Cette confrontation des simulations numériques aux mesures LDA sur 5 isolignes d'hauteur relative en tête d'aube de rotor met en évidence des différences marquées entre les approches RANS et ZDES d'une part, et l'effet du modèle de turbulence sous-jacent d'autre part. Principalement les approches ZDES exhibent des niveaux d'écart-type de vitesse axiale et azimutale significativement plus élevés que les approches RANS une fois l'écoulement de jeux suffisamment développé, i.e. sur les deux isolignes les plus en aval. Si les approches ZDES apparaissent plus précises que les approches RANS au regard des données expérimentales pour certaines quantités sur certaines isolignes (e.g. figures 3.24(c) et 3.24(d)), cet avantage est beaucoup moins évident voire s'inverse suivant la figure considérée. Le modèle de turbulence sous-jacent a, comme attendu, une influence importante sur les résultats dans le cadre

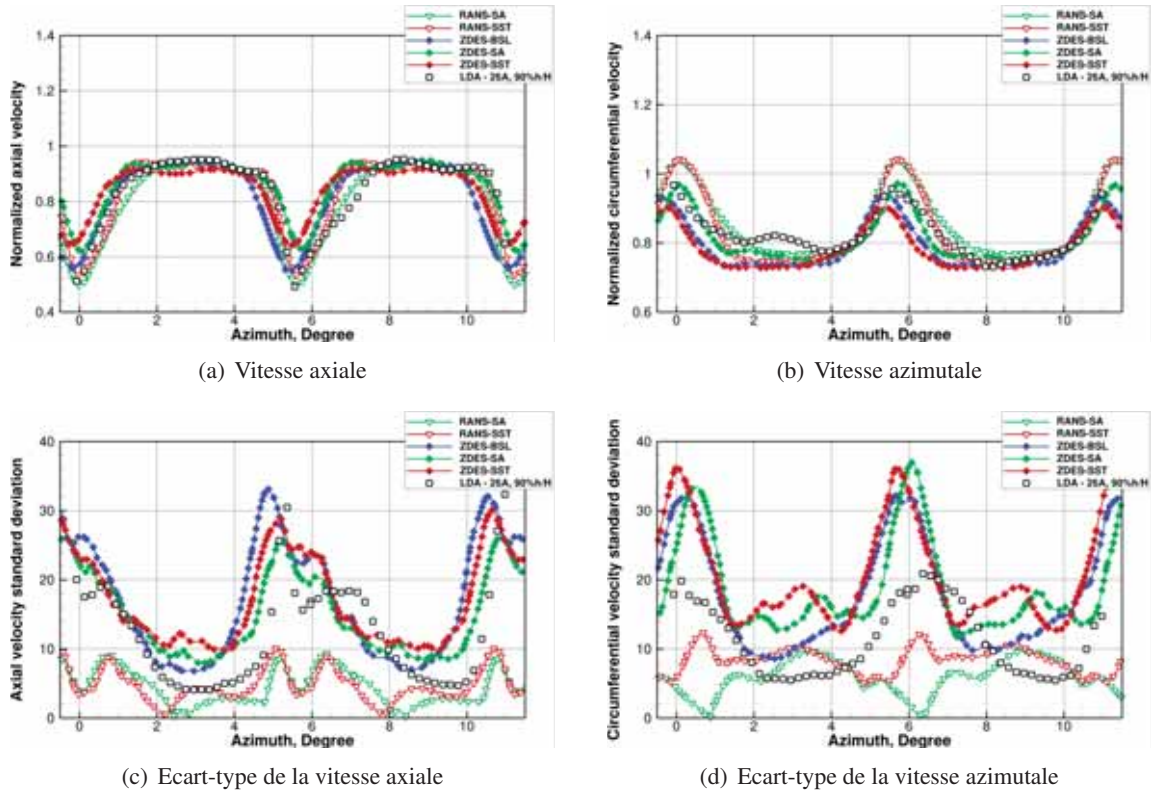


FIGURE 3.25: Composantes axiale et azimutale de la vitesse moyenne et leur écart-type à l'intersection du plan 26A (i.e. 132%  $X/C$ ) avec la hauteur de veine 90%  $h/H$

des approches RANS. C'est aussi le cas dans le cadre de des ZDES. La justesse relative de la prévision offertes par chaque approche varie fortement suivant les résultats observés. Les approches ZDES restent tout de même plus fidèles que les approches RANS pour ce qui est des niveaux d'écart-type de vitesse, comme attendu pour des approches hybrides RANS/LES.

Cette confrontation ne permet pas de conclure de manière claire et définitive quant à la supériorité d'une approche. Pour en retirer de plus riches conclusions et pouvoir discriminer les approches ZDES entre elles il apparait essentiel d'éliminer les dissemblances identifiées. Il s'agirait d'explorer l'effet d'une moyenne spatiale des données des simulations numériques sur un volume équivalent à celui du volume laser de mesure par LDA. L'effet de l'incertitude quant à la forme de ce volume et à sa position serait également à explorer. Aussi, concernant les données expérimentales, tous les instants relatifs disponibles devraient être alignés en phase et moyennés afin de répartir azimutalement les effets de la RDE comme c'est le cas sur les données issues des simulations numériques. Il serait également bénéfique d'exploiter toutes les mesures LDA disponibles (autres positions d hauteurs relatives) afin d'être plus incisif quant à la précision des prévisions numériques vis-à-vis de la localisation et de l'intensité des tourbillons de jeux. Enfin il apparait important d'évaluer l'influence de l'effet potentiel du stator S1 par sa prise en compte dans le domaine de calcul.

### 3.6 Performances globales

La section précédente a mis en évidence la difficulté de discrimination des approches évaluées au moyen des mesures LDA quant à la prévision de l'écoulement de jeu, principalement du fait de la non prise en compte du volume de mesure laser. La section courante s'attache à évaluer les approches sur des quantités plus globales, acquises au moyen de sondes de pression pneumatiques et de sondes de pression

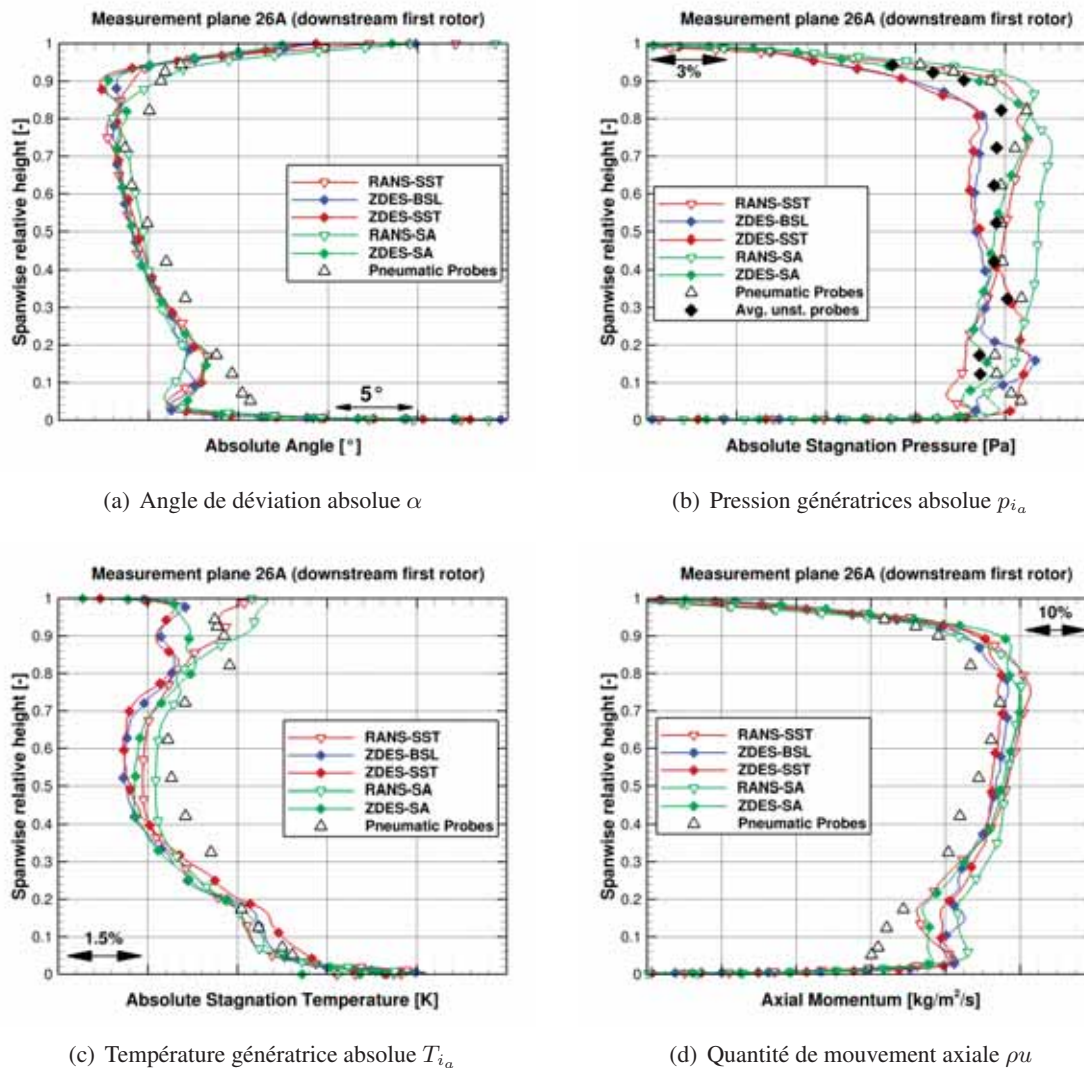


FIGURE 3.26: Profils radiaux dans le plan 26A (moyennes temporelle puis azimutale)

instationnaires (Ottavy et al. 2012) dans les plans axiaux situés entre les sections 25A et 290. Il s'agit en particulier des profils radiaux de certaines grandeurs aérodynamiques moyennées en temps puis en azimut dans le plan 26A. Sur la figure 3.26 sont décrits les profils radiaux de l'angle de déviation absolu ( $\alpha$ ), de la pression génératrice absolue ( $p_{i_a}$ ), de la température génératrice ( $T_{i_a}$ ) absolue et de la quantité de mouvement axiale ( $\rho u$ ).

Pour l'angle de déviation absolu  $\alpha$ , les données expérimentales sont obtenues à l'aide des sondes pneumatiques (sondes 4 trous). La comparaison des données numériques et expérimentales montre un bon accord entre elles, avec un écart légèrement supérieur aux incertitudes expérimentales (1°). Les niveaux et gradients radiaux sont bien capturés par toutes les simulations numériques. Il peut être noté que les écarts les plus importants sont visibles en pied et en tête. En pied, ces écarts peuvent s'expliquer par la différence de prévision de l'écoulement de coin, dont le décollement de coin, et par l'absence du jeu axial au niveau du moyeu. Ce jeu est responsable de l'injection d'écoulement avec une forte composante azimutale, ce qui modifie significativement le profil d'angle sur les 30 premiers pourcents de la hauteur de veine (Marty et Aupoix 2012). Bien que la simulation ZDES SST présente les décollements de couche limite les plus précoces sur la portion d'aube située au dessus de  $h/H = 0,3$  (cf. figures 3.10 et 3.20), cela n'est pas visible sur cette quantité. En tête, les écarts proviennent principalement de la prévision

de l'écoulement de jeu et en particulier du tourbillon d'écoulement de jeu. Ce qui se traduit par une sous-déviaton en tête, de quelques degrés.

Le profil radial de pression génératrice absolue est représenté sur la figure 3.26(b). L'accord avec les données expérimentales est moins bon que pour l'angle de déviation absolu. Les effets analysés dans les sections précédentes (tourbillon d'écoulement de jeu, double écoulement de jeu, épaissement et décollement de la couche limite sur l'aube, décollement de coin) ont un impact plus important sur la pression génératrice que sur l'angle de déviation. Ainsi, l'épaissement puis le décollement de la couche limite sur l'aube de rotor avec les simulations ZDES BSL et ZDES SST est responsable de pertes de pression génératrice absolue au dessus de 30% de hauteur de veine. Il peut être remarqué que malgré une surestimation des pertes ( $\Delta p_{i_a}$ ) constante sur cette portion ( $h/H > 0,3$ ) seules ces approches ZDES BSL et ZDES SST permettent d'obtenir les gradients radiaux expérimentaux ( $\partial p_{i_a}/\partial r$ ), en particulier s'agissant du gradient négatif entre  $h/H = 0,3$  et  $h/H = 0,5$ . La cohérence marquée du tourbillon de jeu en ZDES BSL par rapport à la ZDES SST ne semble avoir qu'un impact limité sur les profils radiaux présentés. En pied ( $h/H < 0,3$ ), le décollement de coin est plus marqué pour les simulations RANS SST et ZDES SA (cf. section 3.5), ce qui se traduit par des pertes de pression plus importantes. Les approches RANS SST puis ZDES SA sont celles prévoyant les plus fortes pertes, en accord avec les observations des figures 3.19 et 3.20. Aucune approche n'affiche les même gradients radiaux ( $\partial p_{i_a}/\partial r$ ) que ceux des profils expérimentaux. La simulation ZDES BSL présente un extremum atypique de  $p_{i_a}$  en  $h/H = 0,15$  qui est également visible sur la distribution radiale de l'angle déviation absolu. Il doit être rappelé que par effet d'équilibrage radial, une plus faible compression en tête d'aube (faible  $p_{i_a}$ ) va généralement se traduire par une plus forte compression (fort  $p_{i_a}$ ) en pied d'aube, et inversement. Ceci s'illustre ici avec le croisement des profils radiaux des approches RANS SST, RANS SST et ZDES SA d'une part ( $\partial p_{i_a}/\partial r > 0$  au global) et des profils radiaux des approches ZDES BSL et ZDES SST d'autre part ( $\partial p_{i_a}/\partial r < 0$  au global).

La comparaison des profils de température génératrice absolue montre que les profils prévus par les simulations numériques sont similaires entre eux. La hiérarchie des approches suivant le niveau de pression génératrice absolue se retrouve ici dans le niveau de température génératrice absolue, sauf en tête d'aube ( $h/H > 0,85$ ). On peut noter que (i) l'augmentation de température génératrice est plus faible avec les modèles SST et BSL par rapport au modèle SA, quelle que soit l'approche utilisée et (ii) que le profil en tête est fortement dépendant de l'approche (ZDES vs RANS). Pour ce dernier aspect, même si les simulations RANS semblent en meilleur accord avec les mesures expérimentales, elles ne capturent ni l'extremum local ni l'inflexion du profil ( $h/H = 0,85$ ) ainsi que la baisse de température à l'approche du carter ( $h/H > 0,95$ ). La tendance est mieux capturée par les simulations ZDES même si les niveaux sont sous-estimés. Il faut noter que ces profils en tête sont fortement influencés par la condition aux limites appliquée sur la paroi. Dans le cas présent, elle est considérée comme adiabatique, ce qui est peut-être une hypothèse trop forte.

Le profil de quantité de mouvement axiale (cf. figure 3.26(d)) est globalement bien capturé par les différentes simulations numériques. Il est rappelé que les conditions aux limites sont identiques entre toutes les simulations. Comme indiqué ci-dessous lors de l'analyse des performances, la principale source d'écart de quantité de mouvement axiale - et donc de débit massique à travers le rotor R1 - à iso conditions numériques est due à la différence entre les pertes prédites par les simulations numériques et celles présentes dans l'écoulement réel. En pied, l'écart provient des écoulements secondaires non pris en compte dans les simulations (injections au sein de la veine en raison du jeu axial entre les parties fixe et mobile du moyeu). C'est seulement sur cette quantité que l'on retrouve, pour  $h/H < 0,2$ , toute la hiérarchie des approches quant à l'importance des pertes qu'elles prévoient en pied d'aube (cf. figures 3.19 et 3.20), soit RANS SA < ZDES BSL < ZDES SST < ZDES SA < RANS SST (et inversement si le niveau de quantité de mouvement axiale est considéré). Ceci est attendu car si la température génératrice est principalement à l'image du travail échangé entre le fluide et la machine - le rotor faisant croître cette quantité mesurée dans l'écoulement - et la quantité de mouvement axiale est principalement à l'image des pertes subies par l'écoulement, la pression génératrice absolue est une combinaison de ces phénomènes.



L'évolution des quantités précédentes au travers du rotor R1 permet d'aller plus loin dans l'analyse des simulation. À partir des profils radiaux dans les plans 25A (cf. figure 3.5) et 26A (cf. figure 3.26) et en réalisant une interpolation sur les hauteurs de veine, on réalise le bilan de l'évolution des pression et température génératrices absolues en considérant que la ligne de courant reste à iso-valeur d'hauteur de veine. On détermine ainsi les profils radiaux de taux de compression  $\Pi$ , du rapport de températures génératrices  $\mathcal{T}$  et du rendement isentropique  $\eta_{is}$  avec la définition suivante, où  $\gamma_{gaz}$  est le rapport des chaleurs spécifiques ( $\gamma_{gaz} = 1,4$  ici) :

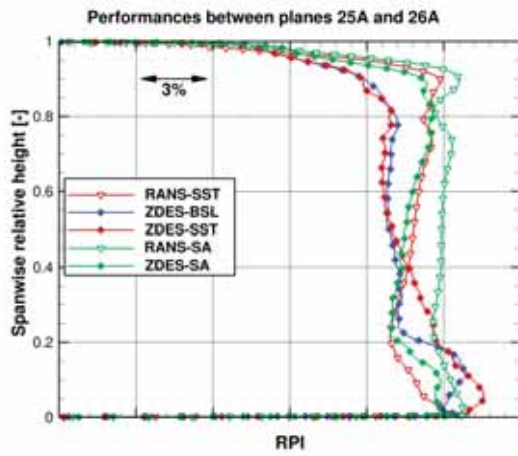
$$\eta_{is} = \frac{\Pi^{\frac{\gamma_{gaz}-1}{\gamma_{gaz}}} - 1}{\mathcal{T} - 1} \quad (3.4) \square$$

Les profils radiaux ainsi obtenus sont tracés sur la figure 3.27. Les analyses réalisées sur les profils dans le plan 26A sont corroborées par ces profils : réduction du taux de compression en raison de l'épaississement et du décollement des couches limites (ZDES SST et ZDES BSL), du décollement de coin (RANS SST et ZDES SA principalement) et du tourbillon de jeu.

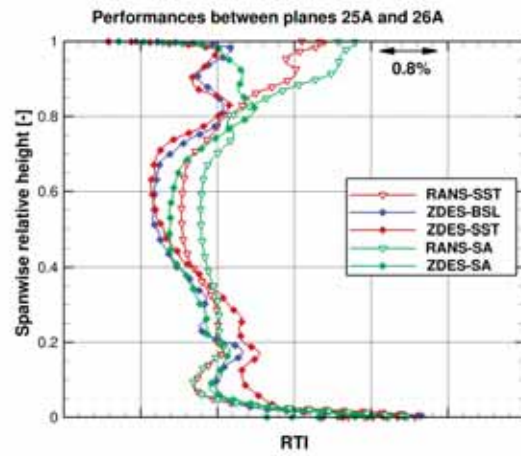
Le phénomène d'équilibrage radial dont il a été fait mention précédemment est clairement visible sur les profils radiaux de taux de compression (figure 3.27(a)), entre les approches RANS SST, RANS SST et ZDES SA d'une part et les approches ZDES BSL et ZDES SST d'autre part. Pour les simulations ZDES SST et ZDES BSL, la compression est redistribuée sur la hauteur de veine, surtout en pied, avec une forte augmentation du taux de compression entre 0 et 30% de hauteur de veine.

S'agissant des profils de température génératrice (figure 3.27(b)), on note une correspondance entre réduction du taux de compression et baisse du travail pour  $0,4 < h/H < 0,7$  (il est rappelé que, comme les parois sont considérées comme adiabatiques, la variation de température génératrice est directement liée à la variation d'enthalpie génératrice i.e. au travail mécanique et à la puissance fournie au fluide par le rotor). Ceci correspond à la portion de hauteur d'aube où le rendement isentropique (figure 3.27(c)) reste constant et élevé. En revanche en tête d'aube ( $h/H > 0,8$ ) la ZDES SA revient vers des niveaux comparables à ceux des autres approches ZDES. Les approches ZDES et les approches RANS s'y distinguent fortement. Pour les approches ZDES il serait intéressant de voir l'influence d'un traitement en mode 2 des canaux inter-aube sur la température génératrice très proche carter ( $h/H > 0,95$ ), la couche limite modélisée y étant alors plus ressemblante à celles prédites par les approches RANS. En pied, l'augmentation du taux de compression pour les simulations ZDES SST et ZDES BSL se traduit par une augmentation du rapport  $\mathcal{T}$  i.e. du travail fourni.

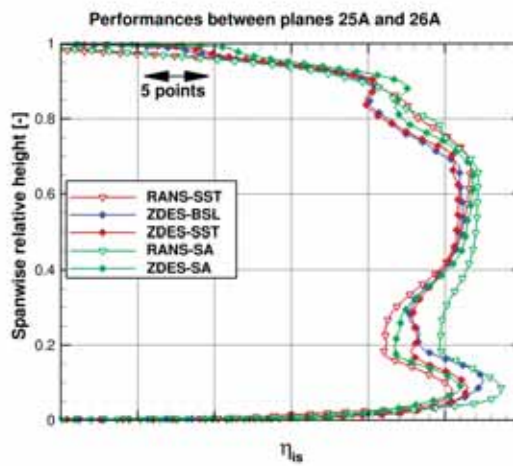
Enfin, le profil radial de rendement isentropique renseigne directement sur les performances des approches et des modèles de turbulence sous-jacent. Dans la zone de jeu, les rendements isentropiques sont très similaires, excepté au voisinage du carter en raison du profil de  $\mathcal{T}$ . Entre 80% et 90% de hauteur de veine, la capacité des différentes simulations à capturer le tourbillon d'écoulement de jeu conduit à des écarts de rendement isentropique de l'ordre de 2 points, ce qui est significatif. L'épaississement de la couche limite est responsable d'un écart de rendement isentropique de l'ordre de 1 point. En pied, entre la réduction du taux de compression pour certaines simulations (RANS SST et ZDES SA principalement) et la redistribution de la charge (ZDES SST et ZDES BSL), les écarts de rendement sont proches de 3 points.



(a) Taux de compression ( $\Pi$ )



(b) Rapport des températures génératrices absolues ( $T$ )



(c) Rendement isentropique ( $\eta_{is}$ )

FIGURE 3.27: Profils radiaux dans le plan 26A (moyennes temporelle puis azimutale) pondérés par les profils radiaux du plan 25A

Enfin les performances globales du premier rotor R1 sont calculées à l'aide des plans expérimentaux 25A et 26A (cf. figure 3.1(b)). À partir du champ moyenné en temps, une moyenne azimutale dans chacun des deux plans permet d'obtenir les profils radiaux tracés sur la figure 3.26 puis la moyenne radiale conduit à une valeur globale pour la pression génératrice et pour la température génératrice. À partir de ces valeurs, il est alors possible de calculer le taux de compression  $\Pi$  et le rapport des températures génératrices  $\mathcal{T}$  puis le rendement isentropique  $\eta_{is}$  à l'aide de l'équation (3.4). Ces performances globales sont tracées sur la figure 3.28. Il s'agit de l'évolution du taux de compression  $\Pi$  (figure 3.28(a)) et du rendement isentropique  $\eta_{is}$  (figure 3.28(b)) en fonction du débit traversant le rotor R1. Les taux de compression et débits affichés sont normalisés par ceux du point de fonctionnement nominal du banc expérimental. Ce dernier correspond donc au point (1, 1) sur la figure 3.28(a). Il est rappelé ici que seul le point nominal a été simulé. Afin de donner une idée de l'évolution des grandeurs mentionnées avec le débit, trois isovitesses calculées à l'aide de simulations RANS au moyen de trois modèles de turbulence différents (SA, SST et  $k - l$  de Smith (1994)) sur un maillage plus grossier (4 millions de points pour un seul canal inter-aube) et sans cartographie défilante en entrée de domaine sont aussi tracées sur la figure 3.28.

La principale source d'écart entre le taux de compression prévu par les simulations numériques et celui obtenu expérimentalement est le choix du point de fonctionnement. La pression pivot de la distribution radiale de pression statique en sortie du domaine de calcul (cf. section 3.3) a été définie de façon à avoir le meilleur accord sur le profil de quantité de mouvement axiale en tête (cf. figure 3.5(e)). Le choix de cette condition aux limites en sortie permet une comparaison cohérente avec les mesures expérimentales, notamment les mesures LDA. Compte tenu de l'évolution du taux de compression avec le débit indiquée par les simulations M1-RANS, la définition du point de fonctionnement est responsable d'un écart de 0,5% pour le taux de compression et de 0,5 à 1% pour le débit. Avec une pression statique sensiblement plus élevée, il aurait été possible d'avoir un point de fonctionnement plus proche de la valeur expérimentale.

Toutes les simulations numériques prévoient le taux de compression avec une différence inférieure à 1,25% par rapport au point expérimental. L'écart le plus important est observé pour les simulations ZDES BSL (1,25%) et ZDES SST (1%). Cette sous-estimation est due aux pertes de pression génératrice, principalement causées par l'épaississement et le décollement de la couche limite sur l'extrados des aubages et par l'écoulement de jeu. Pour les simulations RANS SST et ZDES SA, l'écart est de l'ordre de 0,65% et 0,75%, respectivement, malgré les pertes de pression génératrice dues au décollement de coin. Dans le cas présent, l'épaississement des couches limites a un effet plus néfaste que le décollement de coin. Contrairement à toutes les autres simulations, la simulation RANS SA surestime le taux de compression de 0,5%. Comme expliqué précédemment, en supprimant l'erreur due au choix du point de fonctionnement, l'écart avec les mesures serait de 1% pour ZDES BSL, de 0,75% pour ZDES SST, de 0,25% pour ZDES SA et de 0,15% pour RANS SST. Seule la simulation RANS SA conduirait à un taux de compression plus éloigné des mesures, avec un écart de 1,25%.

Le rendement isentropique est décrit sur la figure 3.28(b). Comme seul le premier rotor sur les 3,5 étages est simulé, il n'y a pas de données expérimentales précises sur le rendement isentropique. Il n'est donc pas possible de mettre en évidence le mauvais ou le bon comportement d'une approche. Néanmoins, la comparaison des résultats numériques peut mettre en évidence la sensibilité du rendement isentropique au modèle de turbulence et à l'approche utilisée (RANS vs. ZDES). Le rendement est nettement plus sensible à l'approche qu'au modèle de turbulence. Entre les simulations ZDES et RANS, il y a une différence de 0,5 points de rendement, ce qui est suffisamment significatif dans le cadre d'un processus de conception, alors que des comportements très différents ont été mis en évidence sur la figure 3.27(c). La changement de modèle de turbulence a en revanche un effet négligeable dans le cadre de l'approche RANS et faible (0,15 points) dans le cadre de l'approche ZDES.

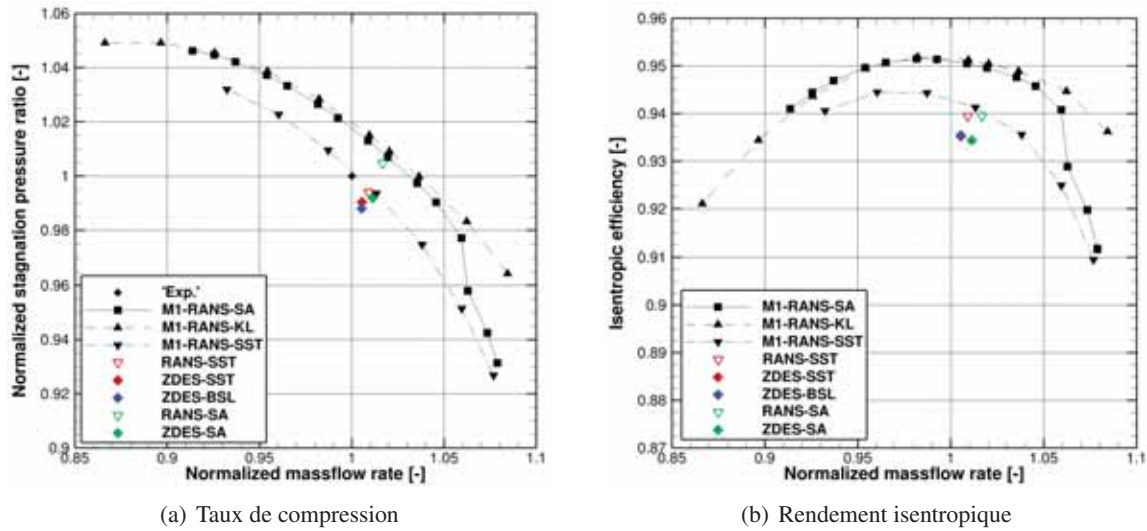


FIGURE 3.28: Performances globales du rotor R1 (moyennes temporelle puis azimuthale puis radiale)

### 3.7 Conclusions

Afin d'évaluer les approches ZDES SST et ZDES BSL sur un cas d'intérêt industriel de type turbomachine les travaux de Riéra (2014) ont été poursuivis. La simulation de l'écoulement du premier rotor du compresseur axial de recherche CREATE au point de fonctionnement nominal au moyen de l'approche ZDES SA par Riéra (2014) a été ici reproduite à l'aide des approches ZDES SST et ZDES BSL. Ses reproductions via les approches RANS SA (Riéra 2014) et RANS SST sont également incluses à cette étude. À l'instar de l'originale toutes ces simulations prennent en compte les sillages incidents de la Roue Directrice d'Entrée via une modélisation RANS de ces derniers injectée sous la forme d'une cartographie défilante en entrée du domaine de calcul. Les simplifications effectuées au regard du banc expérimental sont synthétisées en sous-section 3.3.6. Les comparaisons effectuées par Riéra (2014) vis-à-vis des données expérimentales (Courtiade 2012) ont été enrichies de ces nouveaux résultats. De nouvelles visualisations ont été présentées afin d'analyser plus en détail le comportement des approches ZDES - dont la simulation ZDES SA de Riéra (2014) - au regard des différentes propriétés énoncées en sous-section 1.1.3. La topologie de l'écoulement, en particulier l'écoulement de coin en pied d'aube de rotor, a également été analysée à l'aide des spectres pariétaux (ensembles des lignes de frottement) et des champs moyens et instantanés de variation d'entropie sur différents plans axiaux.

Il a été observé que les trois approches ZDES (ZDES SA, ZDES SST et ZDES BSL) et les fonctions de protection associées ( $f_d(\tilde{\nu})$  (1.66) et  $1 - F_F$  (1.69)) protègent les couches limites des aubages d'un traitement LES, comme attendu (problématique (a)). Elles autorisent également le traitement LES du tourbillon de jeu dès son apparition sur les plans axiaux examinés. Le conservatisme de la fonction de protection  $1 - F_F$  par rapport à la fonction  $f_d(\tilde{\nu})$  a à nouveau été constaté, comme sur le cas générique de barreau cylindrique du chapitre précédent. L'évaluation quantitative de ses conséquences sur les résultats nécessiterait une comparaison avec une simulation ZDES SST ou ZDES BSL reposant sur une autre fonction de protection, à l'instar de ce qui a été fait sur le cas générique de la marche descendante. L'apparition d'îlot de RANS au loin des parois pour les approches ZDES SST et ZDES BSL, dont la nuisance sur les résultats reste à établir, serait corrigée par l'utilisation des approches ZDES SST HV ou ZDES BSL HV comme démontré sur les cas génériques de la marche descendante et du barreau cylindrique (problématique (g)). La non utilisation de la correction SST avec le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) autorise une croissance élevée de la viscosité turbulente au sein des couches limites dans les régions RANS. Ceci induit une évolution rapide des variables turbulentes associées qui retarde le passage à un traitement LES au centre du jeu en tête d'aube de rotor et autour du tourbillon de jeu

pour la simulation ZDES BSL par rapport à la simulation ZDES SST. La stabilisation du tourbillon de jeu naissant qui en découle à une influence faible mais certaine sur les résultats de la ZDES BSL en tête d'aube de rotor par rapport à ceux des deux autres approches ZDES. Le système tourbillonnaire de l'écoulement de jeu  $y$  est significativement moins riche en petites structures qu'avec les autres approches ZDES. La nuisance de ce comportement n'a pu être établie quantitativement du fait des inconsistances associées à la comparaison des résultats numériques aux mesures LDA, principalement représentées par la moyenne spatiale des données expérimentales sur le volume de mesure laser d'une taille du même ordre de grandeur que la zone d'intérêt. Les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression statique au carter en aval du rotor dans le repère tournant restent cependant très semblables entre toutes les approches ZDES (problématique (e)) et présentent des niveaux de plusieurs ordre de grandeur supérieurs à ceux des DSP des approches RANS SA et RANS SST, sauf à la fréquence de passage de la Roue Directrice d'Entrée. Toutes les approches ZDES ont permis le traitement LES des sillages des aubes dès leur naissance, à l'instar de ce qui a été constaté sur le cas générique de couche de mélange au chapitre précédent (problématique (c)). En revanche, à l'extrados des aubes de rotor les trois approches ZDES prévoient des développements et des décollements de couche limite fort différents suivant le modèle de turbulence sous-jacent. Ceci, lié à la problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique -, n'avait pas été évalué sur les cas génériques du chapitre précédent. L'approche ZDES BSL et a fortiori l'approche ZDES SST prévoient un plus fort épaissement des couches limites et un décollement de coin s'étendant radialement sur toute la hauteur d'aube. Ceci contraste avec l'approche ZDES SA pour laquelle le décollement de coin ne s'étend radialement que jusqu'à environ 60% de hauteur d'aube. Les approches RANS prévoient des décollements moins étendus radialement (entre 50% et 60% de hauteur d'aube). Quelle que soit l'approche ces décollements de coin restent azimutalement peu étendus au regard de leur dimension radiale ( $< 20\%$  de la largeur du canal inter-aube au bord de fuite des aubes). Pour les approches ZDES ces décollements sont rapidement traités en LES suite à leur apparition. La ZDES BSL fait cependant exception du fait d'un décollement de coin dans un premier temps trop fin pour remettre en cause la protection de la couche limite et qui ne s'épaissit azimutalement et n'est traité en LES que peu en amont du bord de fuite. L'effet néfaste (MSD, GIS) d'un rognage des couches limites par les fonctions de protection n'a pas été mis en évidence mais sa détection nécessiterait des investigations plus poussées. Pour toutes les simulations ZDES les sillages défilants de la RDE viennent périodiquement déstabiliser l'écoulement de jeu et moduler la taille des décollements de coin (problématique (d)). Les décollements des couches limites d'extrados sur toute la hauteur d'aube selon les approches ZDES SST et ZDES BSL occasionnent la tridimensionnalisation précoce des sillages du rotor. Ces mêmes décollements ont pour conséquence une redistribution radiale du chargement des aubages significativement différente de celle prédite par la ZDES SA et les approches RANS. Par rapport à la ZDES SA, un apport certains des approches ZDES basées sur le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) à deux équations de transport est la plus haute fidélité des gradients radiaux des quantités aérodynamiques en aval du rotor, en particulier pour la pression totale absolue ( $\partial p_{i_a} / \partial r$ ) pour  $h/H > 0,3$ .

Ainsi les approches ZDES SST et ZDES BSL sont tout autant valables pour effectuer la simulation d'un cas de type turbomachine que ne l'est l'approche ZDES SA. Une conclusion importante reste cependant le trop faible nombre de points de mesure et la trop forte incertitude de ces mesures pour discriminer plus précisément les approches évaluées suivant leur fidélité quant à la prévision des profils radiaux en aval du rotor. En particulier la présence, les dimensions et le comportement instationnaire du décollement de coin ne sont pas suffisamment caractérisés expérimentalement pour juger des performances des approches ZDES vis-à-vis de la problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique.

Une marge de progrès significative existe dans l'utilisation des données de référence existantes. Tout d'abord les données utilisées par Riéra (2014) et ici même ne représentent qu'une partie des données de référence présentées par Courtiade (2012). En particulier des relevés LDA ont été effectués pour d'autres isolignes d'hauteur relative, notamment sur le plan 26A en aval du rotor R1. Leur disponibilité reste à questionner. Aussi les effets de la moyenne spatiale des mesures LDA sur le volume de mesure laser

ainsi que de l'incertitude liée à son positionnement devraient être évalués sur les résultats des simulations. S'agissant des données expérimentales les instants relatifs devraient être moyennés entre eux après un alignement en phase afin de moyennner azimuthalement l'effet de la RDE, en accord avec les données issues des simulations numériques. Les comparaisons simulations / mesures LDA seraient alors consistantes et sans doute significativement plus discriminantes. Enfin les simplifications géométriques faites dans la définition du domaine de calcul pourraient être partiellement levées afin d'inclure l'effet potentiel du stator S1 directement en aval du rotor R1 ainsi que les écoulements de jeux axiaux au moyeu en amont et en aval du rotor R1. L'élimination de ces sources d'écart (ou de compensation) avec les données expérimentales accroîtrait l'importance relative d'un changement d'approche sur l'accord aux données de référence et améliorerait donc la discrimination de ces approches.

Ce chapitre met en évidence le rôle majeur du modèle de turbulence sous-jacent dans le comportement d'une approche ZDES sur des cas présentant des couches limites en développement sur des géométries tridimensionnelles et/ou sous l'influence de gradients de pression non-nuls. La nécessité d'évaluer plus précisément les approches ZDES quant à la problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - s'en révèle d'autant plus importante pour leur application sur des cas d'intérêt industriel. C'est pourquoi le chapitre suivant présente la sélection et la première utilisation d'un nouveau cas générique au regard de cette problématique.



## Chapitre 4

# Évaluation de l'approche ZDES $k - \omega$ sur la prévision des décollements de couche limite turbulente dues à des gradients de pression adverses progressifs

Ce chapitre présente la sélection et une première utilisation d'un cas générique permettant l'évaluation des approches ZDES quant à ce qui est apparu comme essentiel dans le chapitre précédent : la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique. Il s'agit de l'expérience FAITH Hill de la NASA (Bell et al. 2012) s'intéressant à l'écoulement autour d'une bosse tridimensionnelle. La base de données correspondante est utilisée pour l'évaluation de l'approche ZDES SST HV et de son apport face à diverses approches RANS.

### Sommaire

---

4.1	Objectifs . . . . .	178
4.2	Présentation et sélection du cas FAITH Hill . . . . .	178
4.3	Description du banc numérique . . . . .	184
4.3.1	Domaine de calcul et conditions aux limites . . . . .	184
4.3.2	Maillage . . . . .	186
4.3.3	Paramètres numériques spécifiques . . . . .	188
4.4	Analyse de l'écoulement instationnaire et convergence statistique de la simulation ZDES SST HV . . . . .	190
4.5	Analyse de l'écoulement moyenné en temps . . . . .	194
4.5.1	Reproduction du spectre pariétal . . . . .	194
4.5.2	Comparaison aux données PIV . . . . .	199
4.6	Protection des couches limites en ZDES SST HV . . . . .	204
4.7	Conclusions . . . . .	209

---



## 4.1 Objectifs

Le chapitre précédent a démontré le rôle majeur du modèle de turbulence sous-jacent dans le comportement d'une approche ZDES sur un cas d'écoulement industriel de type turbomachine présentant des couches limites en développement sur des géométries tridimensionnelles, sous l'influence de gradients de pression non-nuls et traitées suivant le mode 2 de la ZDES. Pour rappel le mode 2 d'une approche ZDES signifie que les couches limites sont détectées automatiquement au moyen d'une fonction de protection et sont traitées via un comportement RANS dans leur entière épaisseur jusqu'à leur décollement tandis que le reste du domaine de calcul est traité via un comportement LES. La base de données associée à ce cas d'intérêt industriel ne permettant pas d'être discriminant sur la problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique -, il est ici proposé de revenir vers un cas d'écoulement générique mieux à même de garantir cette finalité.

Cette démarche a abouti au choix, justifié ci-après, du cas d'écoulement générique caractérisé lors de l'expérience FAITH Hill<sup>1</sup> de la NASA (Bell et al. 2012). Celle-ci s'intéresse à l'écoulement autour d'une bosse tridimensionnelle émergeant de façon progressive du plancher d'une soufflerie. Cette bosse est axisymétrique autour de sa direction d'élévation. Une couche limite pleinement turbulente se développe en amont de cette bosse, en gravit la face au vent (moitié amont) et décolle de façon tridimensionnelle de sa face sous le vent (moitié aval) du fait du gradient de pression adverse progressif découlant de la courbure de cette surface.

L'objectif de cette étude est donc d'évaluer la performance des approches ZDES en mode 2 vis-à-vis de la problématique (f) en examinant leur capacité de prévision de l'écoulement du cas générique FAITH Hill. Ceci est effectué principalement grâce à la confrontation de la prévision des fronts de décollement sur la face sous le vent ainsi que de la topologie de l'écoulement en aval de la bosse avec les données de référence. Il s'agit donc de quantifier, pour la prévision de décollement de couche limite turbulente du fait d'un gradient de pression adverse progressif, (i) l'apport d'une approche ZDES mode 2 par rapport à une approche RANS sur la base d'un même modèle de turbulence et (ii) l'influence du modèle de turbulence sous-jacent sur le comportement d'une approche ZDES mode 2, en particulier entre les approches ZDES SST et ZDES SA.

Comme plus amplement commentés ci-après, les moyens impartis n'ont permis d'effectuer qu'une seule simulation ZDES. Celle-ci a été menée avec l'approche ZDES SST HV (cf. tableau 1.1) afin de s'émanciper de l'éventuelle apparition d'îlot de RANS au dehors des couches limites, bien que celle-ci n'ait jusqu'à présent pas été caractérisée comme néfaste (cf. chapitre 2). L'objectif de la quantification de l'influence du modèle de turbulence sous-jacent sur le comportement d'une approche ZDES mode 2 pour la prévision de décollement de couche limite turbulente du fait d'un gradient de pression adverse progressif n'a donc pas été traité et s'ajoute aux perspectives ouvertes par cette étude. En revanche une première utilisation du cas FAITH Hill est ici présentée en vue de répondre à l'objectif de la quantification de l'apport d'une approche ZDES mode 2 par rapport à une approche RANS sur la base d'un même modèle de turbulence pour la prévision de décollement de couche limite turbulente du fait d'un gradient de pression adverse progressif.

Pour ce faire une simulation RANS SST, i.e. via une approche RANS basée elle aussi sur le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) avec la correction SST, a également été menée (cf. tableau 4.1). Cette simulation étant peu coûteuse, l'usage du modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (1992) (simulation RANS SA) a été ajouté à la comparaison.

## 4.2 Présentation et sélection du cas FAITH Hill

On s'intéresse ici à l'écoulement autour d'une bosse tridimensionnelle caractérisée lors de l'expérience FAITH Hill de la NASA par Bell et al. (2012) (voir également Bell et al. (2016)). Cette bosse émerge de façon progressive du plancher d'une soufflerie et est axisymétrique autour de sa direction

---

1. Fundamental Aero Investigates The Hill

Tableau 4.1: Synthèse des calculs évalués sur le cas FAITH Hill □ □ □

Dénomination	FAITH Hill	Fonction de protection
RANS SA	✓	
RANS SST	✓	
ZDES SST HV	✓ (modes 0 et 2)	$1 - F_F$ (1.69)

d'élévation (cf. figure 4.1). Son rayon à sa base circulaire  $R$  est de 0,2286 m (soit  $3h/2$ ), son diamètre  $D$  est donc de 0,4572 m tandis que sa hauteur  $h$  est de 0,1524 m (soit  $2R/3$ ). Elle est placée au centre de la veine d'essai d'une largeur de 1,2192 m (soit  $8h$  ou environ  $2,666D$ ), d'une hauteur de 0,8128 m (soit  $5,333h$ ) et d'une longueur de 3,048 m (soit  $20h$  ou environ  $6,666D$ ). Sa courbe génératrice a l'allure d'une fonction cosinus dont la hauteur par rapport au plancher ( $Z$ ) s'exprime suivant le rayon ( $r$ ) depuis le centre de la bosse ( $r = 0$ ) jusqu'à son rayon externe ( $r = R$ ) comme :

$$Z = \frac{h}{2} \left[ \cos \left( \pi \frac{r}{R} \right) + 1 \right] \quad 0 \leq r \leq R \quad (4.1) \quad \square$$

L'écoulement autour de cette bosse présente un décollement tridimensionnel massif de couche limite turbulente sur sa face sous le vent (cf. figure 4.2). L'état pleinement turbulent de la couche limite incidente est assuré par la présence d'une bande rugueuse de 76 mm de large sur le plancher de la soufflerie à l'entrée de la veine d'essai. En l'absence de bosse l'épaisseur de la couche limite ( $\delta$ ) à l'endroit de la bosse est de l'ordre d'un tiers de la hauteur de la bosse ( $\delta \approx h/3 = 0,0508$  m) et son nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement ( $Re_\theta$ )  $y$  est de l'ordre de 8500. Les conditions expérimentales reproduites dans cette étude impliquent que la vitesse de référence  $U_{\text{ref}}$  en entrée de veine est de  $50,105 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , le nombre de Mach de référence de 0,147, la température statique de référence de 288,715 K tandis que le nombre de Reynolds  $Re_h$  basé sur  $h$  et  $U_{\text{ref}}$  est de 498 170. Le caractère massif du décollement est justifié par l'épaisseur de la couche limite incidente en amont du front de décollement ( $\delta$   $y$  varie de 3 à 10 mm) au regard de la dimension du décollement (de l'ordre de la hauteur de la bosse soit 152,4 mm).

Les mesures expérimentales réalisées par Bell et al. (2012) concernent la visualisation du spectre de frottement pariétal moyen par bouillie (cf. figure 4.1), la mesure du frottement pariétal moyen (norme et direction) par FISF (Fringe Imaging Skin Friction), la mesure de champs de vitesses moyennes, de

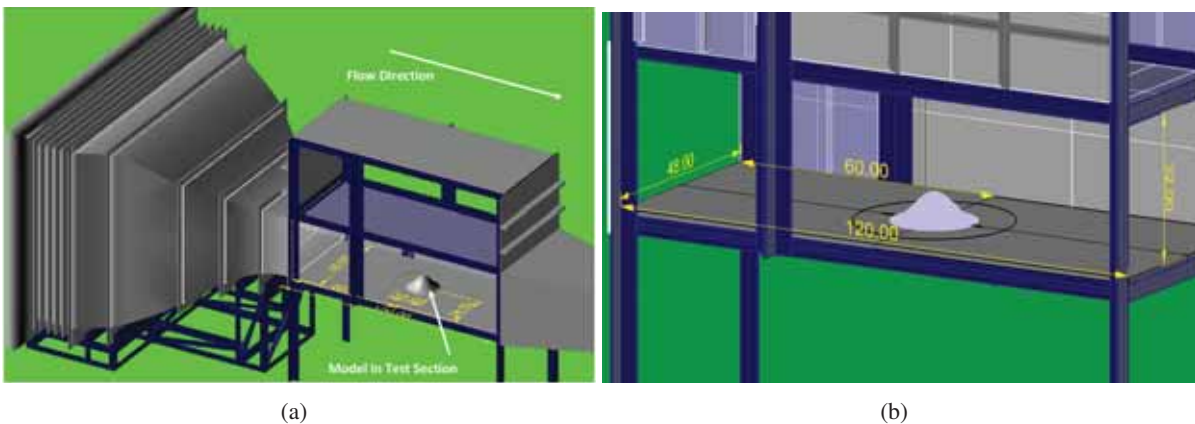


FIGURE 4.1: Représentation numérique de la géométrie de la bosse au milieu de la veine de la soufflerie  $48'' \times 32'' \times 120''$  ( $1,2192 \text{ m} \times 0,8128 \text{ m} \times 3,048 \text{ m}$ ) du centre de recherche Ames de la NASA. Images issues de la base de données du site web *Turbulence Modeling Resource* (Rumsey 2015).

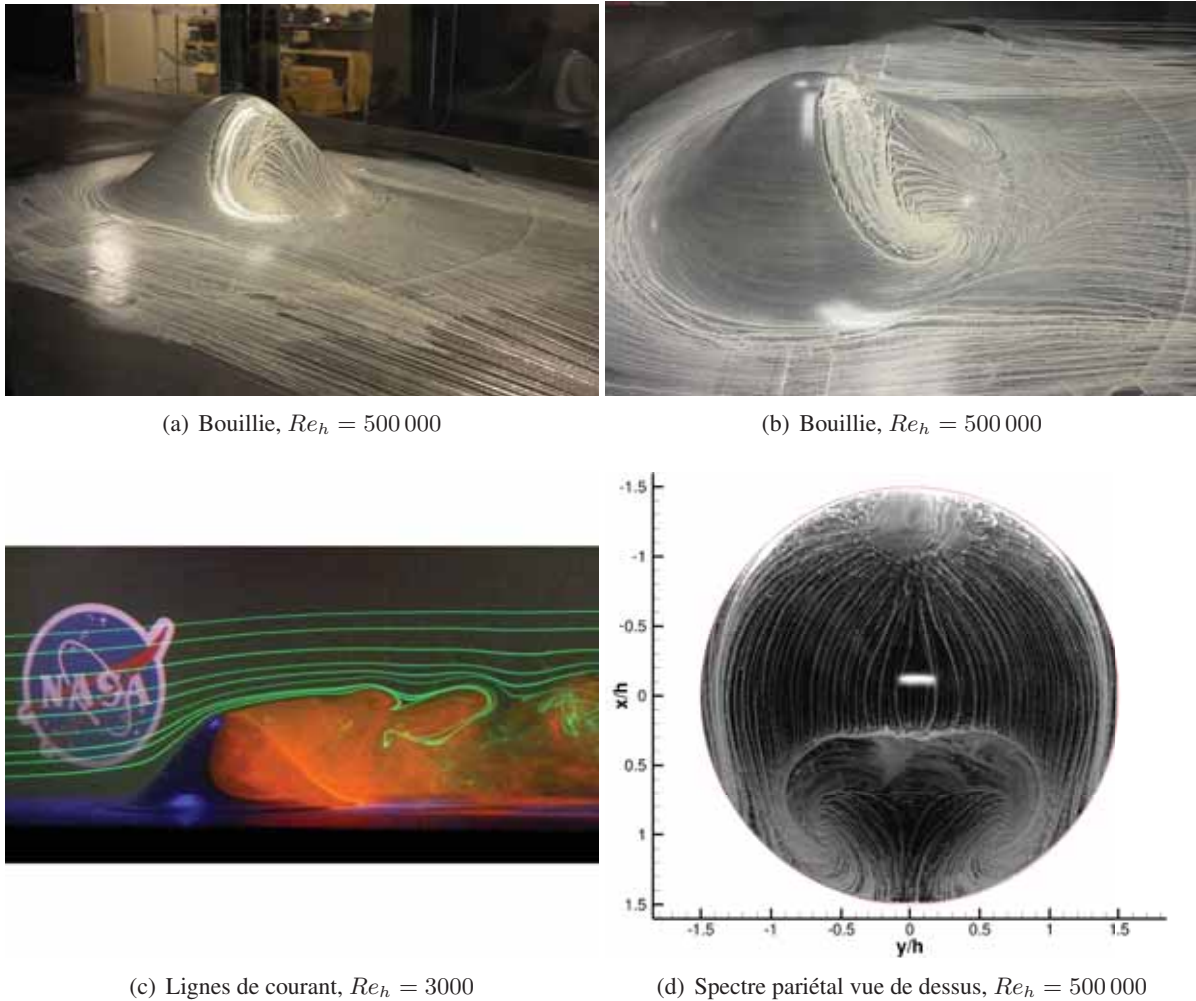


FIGURE 4.2: Illustrations de l'expérience FAITH Hill (Bell et al. 2012) en soufflerie et en canal hydrodynamique. L'écoulement va dans le sens des  $x$  croissant. Images issues de la base de données du site web *Turbulence Modeling Resource* (Rumsey 2015).

fluctuations moyennes de vitesse et de moments d'ordre deux par PIV (Particle Image Velocimetry) et sonde Cobra, et la mesure de pression pariétale moyenne par PSP (Pressure-Sensitive Paint). Cette base de données est plus amplement détaillée dans les papiers de référence (Bell et al. 2012; Bell et al. 2016) et les présentations disponibles sur le site web *Turbulence Modeling Resource* (Rumsey 2015) du centre de recherche Langley de la NASA pour l'évaluation des modèles de turbulence<sup>2</sup>. La superposition des données issues de la bouillie et de la FISF en figure 4.3 montre qu'elles se corroborent quant à la matérialisation, en moyenne, d'un front de décollement tridimensionnel normal à la direction de l'écoulement pour  $-0,5 < y/h < 0,5$  environ et s'enroulant sur lui-même sous la forme de deux foyers de détachement centrés en  $x/h = 1$  et  $y/h = \pm 0,5$  environ. Un point d'arrêt est visible en  $x/h = -1,2$  et  $y/h = 0$ . Tobak et Long (2010) montrent que ce spectre pariétal moyen, typique de ce genre d'obstacle, peut être décrit via la théorie des points singuliers (Critical Point Theory<sup>3</sup>) à l'aide de quatre points selles et quatre nœuds. En amont du point d'arrêt (nœud isotrope d'attachement) un point selle matérialise l'origine du front de décollement associé à la présence d'un tourbillon en fer à cheval s'enroulant autour du pied de la bosse, comme indiqué sur les visualisations de bouillie de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016). La reproduction de cette topologie fait partie des conditions quant à la validation qualitative des simulations de cet écoulement. Le léger désalignement du front de décollement par rapport au plan de symétrie lon-

2. Voir [https://turbmodels.larc.nasa.gov/Other\\_exp\\_Data/FAITH\\_hill\\_exp.html](https://turbmodels.larc.nasa.gov/Other_exp_Data/FAITH_hill_exp.html)

3. Un historique de son développement est proposé par Détery (2001)

itudinal de la bosse en  $y/h = 0$  (cf. figure 4.3) est probablement la conséquence de l'épaisseur non uniforme de la couche limite turbulente du plancher de la soufflerie en amont de la bosse. Les mesures de vitesse moyenne par sonde Cobra (cf. Bell et al. (2016), figure 4-10) montre en effet, pour des raisons inconnues, que cette couche limite est plus épaisse pour  $y/h > 0$  ce qui expliquerait son décollement plus précoce sur la face sous le vent de la bosse pour  $y/h > 0$ .

Une brève étude bibliographique souligne la difficulté de la prévision de cet écoulement par simulation numérique, et par suite de sa capacité discriminatoire vis-à-vis des approches évaluées :

Olsen et al. (2013) ont démontré que le spectre pariétal de cet écoulement est difficile à reproduire via une approche RANS. En particulier la forme et la position du front de décollement d'une part, et la trace des tourbillons trombes (i.e. des foyers de détachement) délimitant la fermeture du décollement d'autre part, sont significativement dépendantes du modèle de turbulence utilisé. Par exemple le modèle  $k - \omega$  SST de Menter (1994) permet une prévision plus fidèle du spectre pariétal comparativement au modèle de Spalart et Allmaras (1994). Relativement aux modèles linéaires basés sur l'hypothèse de Boussinesq, les modèles EARSM et RSM testés permettent une meilleure prévision du spectre pariétal ou du champ pariétal de pression mais de manière non conjointe. Tous les modèles de turbulence évalués prédisent un front de décollement trop précoce, un rattachement trop tardif et une topologie incorrecte du décollement. Ces simulations RANS sont effectuées sur un maillage de 40 millions de points reprenant les dimensions de la veine d'essai et faisant appel à un assemblage chimère (recouvrement de maillage) de cinq grilles structurées. La convergence des résultats a été vérifiée par une simulation sur un maillage deux fois plus fin dans toutes les directions. Toutes les parois sont considérées comme adhérentes.

Rodio et al. (2014) ont reproduit cet écoulement par une approche RANS avec le modèle WilcoxRSM-w2006 (Wilcox 2006) et le modèle de Spalart et Allmaras (1994) sur un maillage structuré coïncident<sup>4</sup> de 70 millions de points reprenant les dimensions de la veine d'essai. Les parois latérales et supérieures sont cependant remplacées par des conditions de champ lointain (entrées ou sorties subsoniques ou supersoniques suivant les propriétés de l'écoulement et un état de référence). Au contraire de l'étude d'Olsen et al. (2013), la simulation RANS avec le modèle RSM n'a pu converger vers un état stationnaire, obligeant l'utilisation d'un pas de temps global fin qui a empêché une convergence statistique suffisante des résultats. Les conclusions sont cependant similaires à celles de l'étude précédente et souligne l'amélioration nécessaire à apporter aux modèles de turbulence RANS quant à la prévision des écoulements massivement décollés.

Yin et al. (2015) ont effectué une simulation instationnaire via une approche DDES SST sur un maillage structuré coïncident de 3 millions de points reprenant les dimensions de la veine d'essai (les conditions appliquées aux frontières latérales et supérieure ne sont pas précisées), ce qui semble très peu au regard de l'approche employée (hybride RANS/LES) et des maillages des simulations RANS mentionnées précédemment, comme notifié par Yin et al. (2015). Malgré cela les champs de vitesse longitudinale moyenne, d'énergie cinétique moyenne des fluctuations turbulentes, de  $u'_{rms}$  et du moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  dans le plan médian  $y/h = 0$  issus de la simulation sont remarquablement similaires aux mesures PIV correspondantes. Le temps utile simulé n'est pas précisé mais les champs obtenus semblent suffisamment statistiquement convergés et sont quantitativement légèrement surestimés par rapport aux mesures PIV. Le spectre pariétal moyen obtenu n'est pas présenté. La méthodologie employée manque cependant de transparence car la calibration de la simulation par rapport aux profils expérimentaux de couche limite en amont de la bosse n'est pas présentée. Des interrogations subsistent quant à la dissipation numérique et donc aux compensations d'erreur inhérentes à l'utilisation d'un maillage aussi grossier.

Woodruff (2016) évalue une approche hybride RANS/LES sur un maillage structuré coïncident de seulement 3,19 millions de points reprenant les dimensions de la veine d'essai. Des conditions de périodicité sont appliquées sur les frontières latérales (la condition appliquée à la frontière supérieure n'est pas précisée). À la différence de l'expérience où  $M_{ref} \approx 0,15$  le nombre de Mach moyen  $M_{ref}$  en entrée de domaine est de 0,25. Les statistiques sont moyennées sur 30 temps caractéristiques  $t_c$  avec  $t_c = h/U_{ref}$ .

4. coïncident dans le sens où il n'est pas fait usage, au vue de sa description, de stratégie de réduction du nombre de point (e.g. recouvrement chimère, raccord non coïncident,...) lors de sa conception.

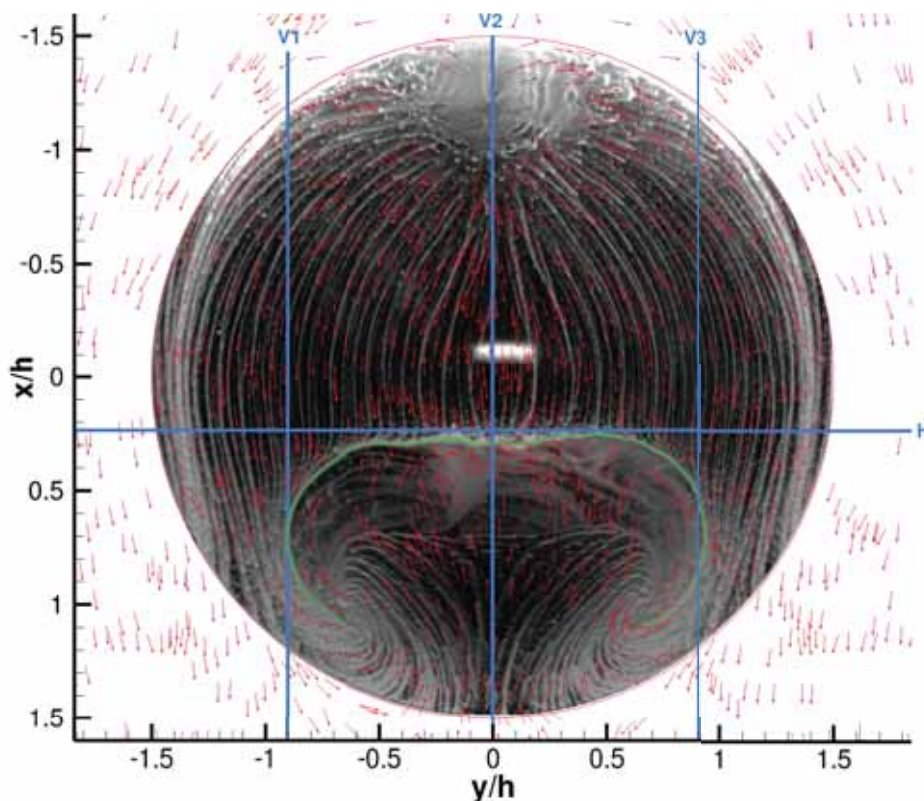


FIGURE 4.3: Spectre pariétal moyen vue de dessus d'après la bouillie (lignes blanches) et direction moyenne du frottement pariétal d'après les mesures FISF (flèches rouges de longueur uniforme). L'écoulement va dans le sens des  $x$  croissant. Le front de décollement est surligné en vert. Son léger désalignement avec le plan de symétrie de la bosse en  $y/h = 0$  est mis en évidence par les lignes de construction V1 ( $y/h = -0,905$ ), V2 ( $y/h = 0$ ), V3 ( $y/h = 0,905$ ) et H ( $x/h = 0,2357$ ).

Les résultats présentés sont très succincts et la calibration de la simulation aux profils expérimentaux en amont de la bosse n'est pas présentée. Le réglage a posteriori d'une constante intervenant dans l'approche hybride RANS/LES afin de contrer la dissipation numérique trop élevée invalide le caractère prédictif de la méthodologie utilisée.

Sharan (2016) initie, sur un domaine réduit en hauteur et en longueur ( $-8 \leq x/h \leq 14$  et  $0 \leq z/h \leq 4$ ), une simulation LES sur deux maillages structurés différents : l'un coïncident à 18,23 millions de points et l'autre constitué d'une grille fine immergée dans une grille plus grossière pour un total de 13,23 millions de points (avant le masquage des cellules grossières orphelines). Ceci est effectué dans l'objectif d'évaluer une stratégie de maillage recouvrant de type chimère, qui se révèle dénuée de conséquence néfaste sur les champs instantanés analysés. Cependant, outre la question de la discrétisation spatiale employée pour les couches limites (les conditions aux frontières latérales et supérieure ne sont pas précisées, les couches limites n'y sont pas discrétisées), le temps simulé ne semble pas suffisant pour sortir du régime transitoire et aucun résultat statistiquement convergé n'est exposé.

Husen (2017) (voir également Husen et al. (2017)) reproduit expérimentalement le cas FAITH Hill avec un modèle à échelle réduite ( $h = 0,05$  m au lieu de  $h = 0,1524$  m) et une soufflerie plus petite afin de développer de nouvelles techniques de mesures du frottement pariétal. Le confinement est grossièrement semblable car la veine d'essai fait  $9h$  de large (au lieu de  $8h$ ) et  $6h$  de haut (au lieu de  $5,333h$ ). Aussi en présence de la bosse, la couche limite incidente, dont l'état turbulent est là aussi assuré par une bande rugueuse à l'entrée de la veine d'essai, est caractérisée par  $\delta \approx h/3$  en  $x/h = -3$  (cf. Husen (2017), page 59) au lieu de  $\delta \approx h/4,3$ . Cependant ces similarités ne s'étendent pas aux nombres de Reynolds caractéristiques de l'écoulement :  $Re_h$  y est de seulement 133 000 (au lieu de  $Re_h = 498 170$ ) tandis que le nombre de Reynolds  $Re_x$  de la couche limite incidente, basé sur la longueur de plaque entre l'entrée

de la section d'essai et le centre de la bosse, atteint environ  $1,3 \times 10^6$  (cf. Husen (2017), pages 158 et 159) au lieu de  $4,982 \times 10^6$ . Les mesures du décollement massif en aval de la bosse, significativement plus large (cf. Husen (2017), pages 62 et 63) que celui mesuré par Bell et al. (2012); Bell et al. (2016), ne pourraient être utilisées ici comme données de référence mais illustrent la dépendance en Reynolds plus marquée de cet écoulement que ne l'est celui d'une marche descendante (cf. section 2.4).

Ces différentes études confirment que la topologie du décollement n'est pas fixée par des singularités géométriques à l'instar d'un écoulement de marche descendante mais dépend de l'évolution de la couche limite turbulente face au gradient de pression. Sur ce point, le cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ) diverge du cas dénommé Wall-Mounted Hump ( $Re_h = 120\,000$ , e.g. Greenblatt et al. (2004); Greenblatt et al. (2006)) usuellement utilisé pour évaluer les approches hybrides RANS/LES pour la prévision des écoulements massivement décollés. Ces deux cas tests sont caractérisés par une couche limite pleinement turbulente soumise à un gradient de pression favorable puis adverse ayant pour conséquence son décollement et la formation d'un décollement massif. Le caractère massif se justifie par la comparaison de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  au front de décollement par rapport à la dimension du décollement (de l'ordre de  $h$ ) :  $\delta \approx 0,02h$  à  $0,08h$  pour le cas FAITH Hill et  $\delta \approx 0,1h$  pour le cas Wall-Mounted Hump. Le projet Go4Hybrid (Haase et al. 2017) a démontré que l'évolution des approches hybrides RANS/LES globales, comme la ZDES mode 2, depuis le projet ATAAC (Schwamborn 2016), a permis de réduire suffisamment le retard au développement des instabilités dans les couches limites fraîchement décollées (problématique (c)) pour obtenir des résultats remarquables concernant le cas Wall-Mounted Hump, notamment pour ce qui est de la topologie du décollement, du frottement pariétal moyen et de la position moyenne du rattachement (cf. Haase et al. (2017), page 271 et figure 3d, page 270). Cependant la géométrie abrupte de ce cas a pour conséquence que la position du front de décollement est essentiellement fixée par la géométrie et ne varie pas en fonction de l'approche ou du modèle de turbulence utilisé. Le cas Wall-Mounted Hump ne constitue donc pas un défi pour la prévision de front de décollement et ne permet pas de conclure quant à la maturité des approches hybrides RANS/LES globales sur ce point. D'où l'intérêt du cas FAITH Hill proposant une base de données expérimentales riche et diverse d'un écoulement massivement décollé dont la prévision de l'évolution de la couche limite incidente face au gradient de pression et de son décollement se révèle délicate (Olsen et al. 2013; Rodio et al. 2014). Ce cas vient ainsi épauler ou remplacer les cas précédemment utilisés pour cette thématique comme la bosse tridimensionnelle de Simpson et al. (2002) ( $Re_h = 130\,000$ ,  $\delta > 0,1h$  au décollement, voir également Byun et al. (2004), Byun (2005), Ma et Simpson (2005) et Byun et Simpson (2006); Byun et Simpson (2010)) et le cas DESider Bump ( $Re_h = 556\,000$ ,  $\delta \approx 0,1h$  au décollement, cf. Aupoix et al. (2008) et Haase et al. (2009)) qui malgré leur intérêt n'ont pas été suffisamment caractérisés expérimentalement pour être retenus dans le projet ATAAC (cf. Schwamborn et Strelets (2012), page 63) ou pour éliminer les incertitudes quant à l'écoulement incident et les effets de coins (cf. Haase et al. (2009), page 196).

Relativement au tableau 3, il peut être précisé que les cas populaires tels que les collines périodiques (cas PH) ou récents tels que le diffuseur 3D (cas 3DD) ou la bosse bidimensionnelle de Mollicone et al. (2017) n'ont pas été considérés comme choix possible car faisant partie de la famille des écoulements internes pleinement développés. Les écoulements internes à hauts nombres de Reynolds présentant des couches limites turbulentes décollant sous l'effet d'un gradient de pression adverse progressif sont généralement associés à une physique complexe du fait du confinement accru. Leur caractérisation expérimentale et la reproduction numérique du débit cible peuvent être délicate. C'est généralement le cas des entrées d'air tridimensionnelles comme par exemple une entrée d'air coudée (cas CAI au tableau 3 en introduction de ce manuscrit) ou la manche S19 reproduite en ZDES modes 0 et 3 par Laraufie (2012) (pages 185 à 206). Bien que d'un grand intérêt il a été préféré utiliser un cas générique a priori moins complexe. Les cas de profils en incidence examinés s'avèrent insuffisamment décollés (cf. cas NACA4412 au tableau 3 en introduction de ce manuscrit), insuffisamment caractérisés ou impliquent la reproduction des scénarios de transition laminaire-turbulent. D'autres cas peu confinés et suffisamment caractérisés présentent en revanche des décollements jugés trop minces ou des nombres de Reynolds caractéristiques jugés trop faibles pour l'objectif précédemment décrit. C'est par exemple le cas de la marche descendante bidimensionnelle en quart de cercle de Bentaleb et al. (2012) ( $Re_h = 13\,700$ ,

$\delta > 0,8h$  au décollement) reproduit récemment par Masi et al. (2017). Idem pour la famille de cas de décollement mince de couche limite turbulente de plaque plane (cf. Coleman et al. (2018)) particulièrement intéressante pour les approches WMLES telles que la ZDES mode 3.

Le cas FAITH Hill sélectionné n'est pas exempt de défauts significatifs. Il peut être noté l'absence de mesures PIV dans des plans normaux à l'écoulement, en particulier en aval de la bosse, du fait des accès optiques limités de la soufflerie. Ces données auraient avantageusement complété les mesures PIV effectuées dans le plan longitudinal en  $y/h = 0$ . Aussi l'écoulement n'a pas été caractérisé fréquemment car cette expérience s'attache en premier lieu à fournir une base de données pour la validation des modèles de turbulence RANS. C'est une limitation majeure pour la validation avancée d'une approche à résolution d'échelles. Enfin l'écoulement en entrée de veine n'a été caractérisé qu'à proximité du plancher de la soufflerie, alors que le divergent en amont et les imperfections géométriques génèrent de légères distorsions. Malgré ces remarques il peut être à nouveau souligné la diversité des moyens de mesures mis en œuvre lors de cette expérience, le confinement modéré de l'écoulement, la caractérisation fine de la couche limite turbulente incidente, les nombres de Reynolds caractéristiques particulièrement élevés, la faible épaisseur de la couche limite par rapport à la taille du décollement, le caractère tri-dimensionnel de cet écoulement évitant les incertitudes sur sa bidimensionnalité effective et l'absence d'écoulements secondaires concurrents au phénomène principal.

Les bases de données DNS d'écoulement de bosse sont pour le moment limitées à des nombres de Reynolds beaucoup plus modérés, comme en témoigne la simulation DNS de Castagna et al. (2014) se limitant à  $Re_h = 6500$  et s'aidant d'un nombre de Mach amont de 0,6 au lieu de  $Re_h = 130\,000$  et  $M_{ref} = 0,08$  pour le cas de Simpson et al. (2002) qu'elle reproduit.

De futures bases de données expérimentales (cf. Simmons et al. (2017); Simmons et al. (2018) et Disotell et Rumsey (2017); Disotell et Rumsey (2017)) semblent fort prometteuses pour compléter le cas utilisé ici vis-à-vis de la problématique (f), la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique.

## 4.3 Description du banc numérique

### 4.3.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

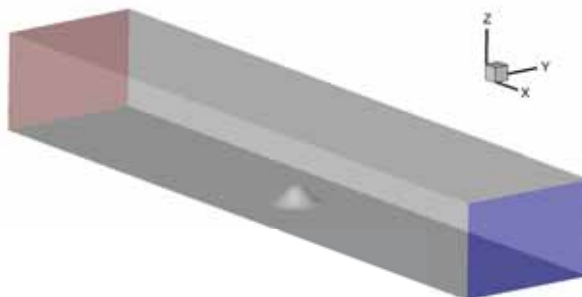


FIGURE 4.4: Frontières du domaine de calcul avec le plan d'entrée (rouge) et le plan de sortie (bleu)

Le domaine de calcul reprend les dimensions de la section rectangulaire de la veine d'essai de la soufflerie d'une largeur de 1,2192 m (soit  $8h$  ou environ  $2,666D$ ) et d'une hauteur de 0,8128 m (soit  $5,333h$ ). L'origine du domaine ( $x = 0$  m,  $y = 0$  m,  $z = 0$  m) prend place au centre de la bosse, au niveau du plancher de la veine d'essai. La longueur du domaine de calcul est en revanche plus étendue que celle de la veine d'essai, que ce soit vers l'amont ou l'aval. L'entrée du domaine est situé en  $x = -3$  m soit  $x = -19,685h$  (au lieu de  $x = -10h$ ) tandis que sa sortie est situé en  $x = 3,048$  m soit  $x = 20h$  (au lieu de  $x = 10h$ ), afin de disposer de suffisamment de longueur de plaque plane adhérente pour assurer la croissance d'une couche limite incidente cohérente avec les mesures expérimentales malgré

l'absence du convergent amont dans la simulation. Ceci permet également de limiter l'influence des conditions aux limites sur l'écoulement se développant autour de la bosse.

Les parois de la veine (frontières latérales, supérieure et inférieure) et la bosse sont considérées comme adhérentes (sauf à proximité du plan d'entrée) et adiabatiques. Il est ainsi fait le choix, pour cette première utilisation du cas FAITH Hill, de reproduire toutes les couches limites afin de pas ajouter une simplification qui pourrait limiter la comparaison des résultats aux données de référence. En entrée du domaine de calcul l'enthalpie spécifique totale ( $h_i$ ) et la pression totale ( $p_i$ ) sont imposées (injection subsonique) tandis que le vecteur unitaire d'injection est défini comme normal au plan d'entrée. La vitesse  $y$  est donc uniforme. En sortie seule la pression statique ( $p$ ) est imposée (sortie subsonique). Ces paramètres, communs à toutes les simulations effectuées (cf. tableau 4.1), sont calibrés<sup>5</sup> de façon à reproduire au plus près les conditions expérimentales et aboutissent aux caractéristiques précédemment évoquées ( $Re_h = 498\,170$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $U_{ref} = 50,105\text{ m.s}^{-1}$ ,  $T_{ref} = 288,715\text{ K}$ ).

Le réglage de la longueur de veine adhérente (condition de non glissement) au dépend de la longueur de la condition de glissement depuis l'entrée du domaine<sup>6</sup>, commun à toutes les simulations effectuées (cf. tableau 4.1) et à toutes les parois de la veine, permet de respecter les quatre relevés expérimentaux de profil de vitesse en amont de la bosse. Ceci est illustré par la figure 4.5 dans le cadre de la simulation ZDES SST HV, représentative sur ce point de l'ensemble des simulations. Il peut y être remarqué que l'effet potentiel de la bosse induit une courbure des profils de vitesse en dehors de la couche limite ( $\delta \approx 0,15z/h$  à  $0,3z/h$ ). La simulation reproduit fidèlement l'épaisseur de la couche limite au différentes stations de mesures. Les niveaux de vitesse dévient cependant légèrement des relevés expérimentaux (incertitude de mesure de  $\pm 0,5\text{ m/s}$  selon Bell et al. (2012)) et la courbure des profils à l'extérieur de la couche limite est plus prononcée. Ceci s'explique probablement par l'inconsistance de l'hypothèse de vitesse uniforme en entrée de veine (simulations) relativement à la déformation de l'écoulement réel causée, entre autres facteurs, par le convergent en amont de la veine d'essai et l'environnement de la soufflerie. Ces écarts se retrouvent également dans les publications d'Olsen et al. (2013) et de Rodio et al. (2014). À l'instar des études antérieures sur le cas FAITH Hill, la méthodologie ici employée (développement de l'écoulement à partir d'un état amont de vitesse uniforme via l'extension de la veine d'essai) nécessiterait de plus amples investigations vis-à-vis de l'absence des distorsions présentes dans l'écoulement réel en entrée de la veine d'essai. Ceci permettrait de quantifier l'influence de ces dernières et de permettre la réduction de la taille du domaine de calcul en amont de la bosse par la détermination de l'état de l'écoulement incident dans un plan plus proche de la bosse que le plan d'entrée ici utilisé. À titre d'exemple de telles investigations sont menées par Rumsey et al. (2017) sur un cas générique de décollement de coin sur une jonction aile-fuselage.

Suivant les simulations, les valeurs des variables primitives turbulentes  $k$  et  $\omega$  en entrée du domaine sont choisies<sup>5</sup> de telles sortes que le taux de turbulence extérieur ( $Tu$ ) s'approche de la valeur de 0,13% relevée lors de l'expérience et que le ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ) y prenne la valeur arbitraire de 0,001 dont les évolutions sont illustrés par la figure 4.6 pour la simulation RANS SST. Le niveau du taux de turbulence est a priori suffisamment faible pour n'avoir qu'un impact négligeable sur le développement des couches limites.

5. Les conditions aux limites sont les suivantes : en entrée  $h_i = 291\,323\text{ J.kg}^{-1}$ ,  $p_i = 98\,371,4\text{ Pa}$ . Pour la simulation ZDES SA :  $\tilde{\nu} = 1,78753 \times 10^{-08}\text{ m}^2.\text{s}$ . Pour les simulations ZDES SST et ses variantes :  $k = 7,5 \times 10^{-03}\text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ ,  $\omega = 4,9 \times 10^{05}\text{ s}^{-1}$ . En sortie  $p = 96\,773\text{ Pa}$ . Aussi  $S_{suth} = 110,4\text{ K}$ ,  $T_{suth} = 288,15\text{ K}$ ,  $\mu_{suth} = 1,78938 \times 10^{-05}\text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma_{gaz} = 1,4$ ,  $r_{gaz} = 287,053\text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , et  $c_v = 717,6325\text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

6. Pour toutes les simulations : sur les parois inférieure, latérales et supérieure une condition de glissement est appliquée depuis le début du domaine de calcul jusqu'en  $x/h = -15,68$  ( $x = -2,39\text{ m}$ ) tandis qu'une condition d'adhérence est appliquée depuis  $x/h = -15,68$  ( $x = -2,39\text{ m}$ ) jusqu'à la fin du domaine de calcul. Aucun forçage ou modèle n'est utilisé pour imposer l'état laminaire des couches limites modélisées s'y développant, elles présentent donc un comportement de couche limite turbulente dès leur naissance. Toutes les parois sont considérées comme adiabatiques. Les positions données correspondent ici à des arêtes de face (et non à des centres de face) des maillages pariétaux des parois des simulations exposées, tandis que les conditions aux limites ont été appliquées aux centres des faces (solveur *e/SA* structuré centré cellule).



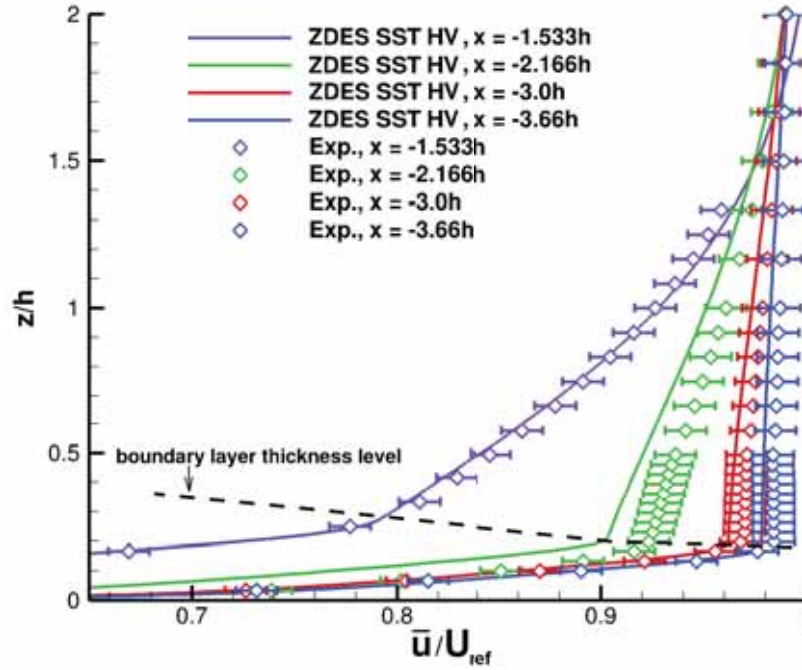


FIGURE 4.5: Profils de la composante longitudinale de la vitesse moyenne ( $\bar{u}$ ) normalisée par la vitesse de référence ( $U_{ref}$ ) suivant la direction  $z$  en amont de la bosse en  $y/h = 0$  avec  $t_{obs}^* = 51,62$  pour la ZDES SST HV tandis que  $\Delta t_s^* = 3,29 \times 10^{-4}$ . Les données expérimentales sont issues de la base de données de Bell et al. 2012 ; Bell et al. 2016.

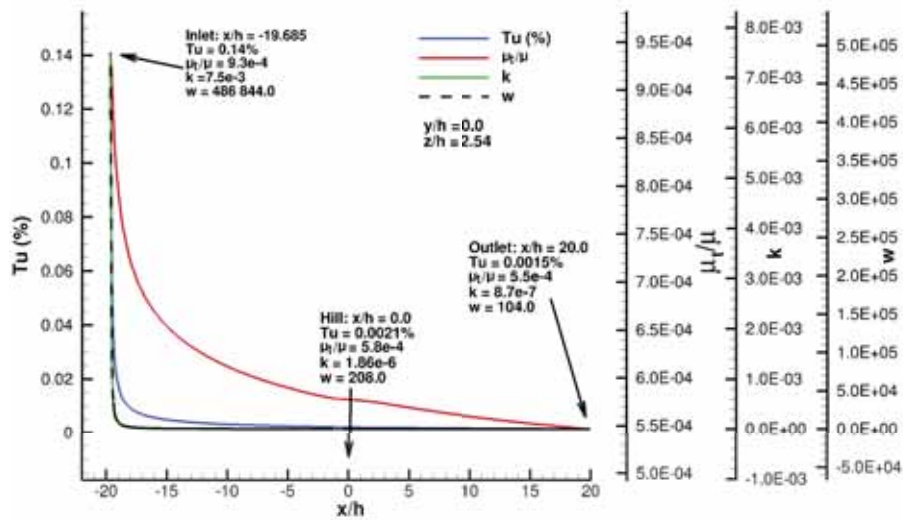


FIGURE 4.6: Évolution du taux de turbulence ( $Tu$ ), du ratio de viscosité ( $\mu_t/\mu$ ), de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes modélisées ( $k$ ) et du taux de dissipation spécifique d'énergie cinétique des fluctuations turbulentes ( $\omega$ ) au centre de la veine suivant l'abscisse longitudinale ( $x/h$ ) pour la simulation RANS SST.

### 4.3.2 Maillage

Le maillage utilisé est commun à toutes les simulations effectuées (cf. tableau 4.1). Il est de type structuré coïncident et est conçu uniquement à l'aide de la librairie Cassiopée<sup>7</sup>. Pour cette première utilisation du cas FAITH Hill il est fait le choix de ne pas utiliser de stratégie de réduction du nombre de

7. CFD Advanced Set of Services In an Open Python EnvironmEnt, voir <http://elsa.onera.fr/Cassiopée>

point (e.g. recouvrement chimère, raccord non coïncident,...) afin de ne pas inclure d'éventuels problèmes numériques pouvant nuire à la qualité des résultats. Sa topologie est particulièrement simple car bien que le maillage soit multi-blocs afin d'être distribué sur plusieurs cœurs de calcul, il pourrait être fusionné en un maillage monobloc. Il est construit en tenant compte de la présence des couches limites associées (cf. figure 4.7) de sorte à disposer a posteriori d'un minimum de 60 points dans l'épaisseur des couches limites suivant la direction normale à la paroi. La finesse et l'isotropie des cellules en de-

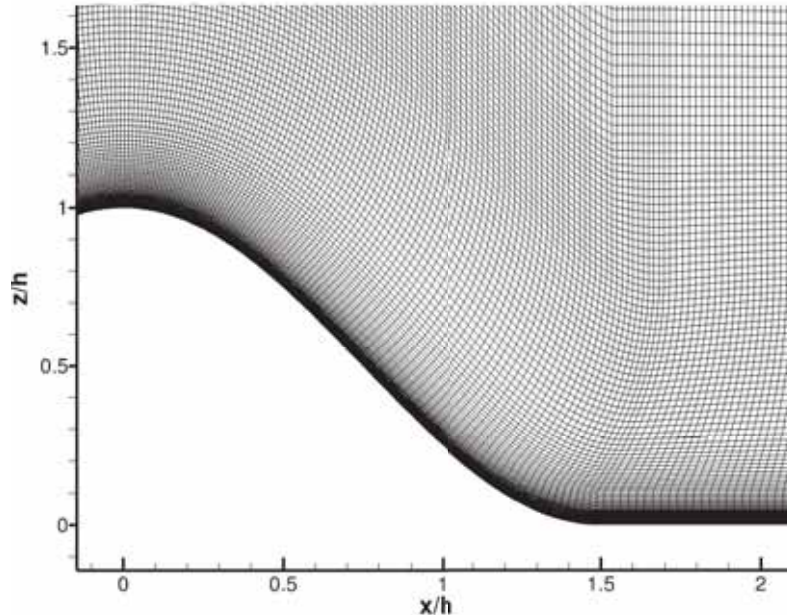


FIGURE 4.7: Maillage dans le plan médian longitudinal ( $y/h = 0$ ) de la face sous le vent de la bosse.

hors des couches limites ont été maximisées dans une région englobant la bosse et s'étendant depuis l'origine jusqu'à  $6,7h$  en aval,  $1,5h$  en amont,  $1,23h$  en hauteur et  $1,76h$  de part et d'autre de la bosse. Dans cette région les cellules ont une taille relativement uniforme avec une longueur d'arête moyenne de  $3 \pm 0,7$  mm soit  $0,02h \pm 0,005h$ . La surface de la bosse d'un diamètre  $D = 0,4572$  m est discrétisée par  $210 \times 210$  cellules (cf. figure 4.8). À titre de comparaison Yin et al. (2015) utilisent  $130 \times 130$  cellules pour discrétiser cette même surface tandis qu'Olsen et al. (2013) utilisent  $209 \times 209$  cellules sur une surface d'un diamètre de  $1,5D$ . En dehors de la région raffinée autour de la bosse la taille des mailles est significativement accrue afin de réduire au mieux le nombre de points total et de dissiper - dans la mesure du possible - les structures turbulentes résolues avant leur passage dans le plan de sortie du domaine de calcul et éviter toute réflexion d'onde.

La simulation RANS SST a permis de calculer les niveaux de  $\Delta i^+$  et de  $\Delta j^+$  (cf. équation (1.71)) sur la surface de la bosse à partir de la taille des cellules suivant les directions de maillage  $i$  et  $j$  respectivement globalement alignées avec les directions  $x$  et  $y$ . Ceux-ci varient de 150 à 750 entre les minima et maxima locaux du frottement pariétal, pour un niveau global moyen d'environ 450 (cf. figure 4.9). Ces niveaux restent supérieurs aux recommandations usuelles (cf. tableau 1.2 en section 1.4) excepté pour  $\Delta k^+$  qui reste inférieur à 0,57 grâce à une hauteur de première maille de  $2,5 \times 10^{-6}$  m. Pourtant, du fait de la topologie basique utilisée, le nombre total de cellules s'élève déjà à 98,8 millions et le nombre total de nœuds à 105,6 millions<sup>8</sup>. C'est pourquoi il a été choisi de conserver ces niveaux de discrétisation.

8. Ceci peut être mis en perspective avec l'estimation de Diosady et Murman (2013) : la simulation du cas FAITH Hill pendant 10 périodes de passage de l'écoulement dans la veine d'essai sur un maillage respectant  $\Delta i^+ \leq 20$  et  $\Delta j^+ \leq 20$  grâce à leur reformulation de l'approche LES nécessiterait de l'ordre d'un milliard de points et d'un milliard de pas de temps à CFL 1.

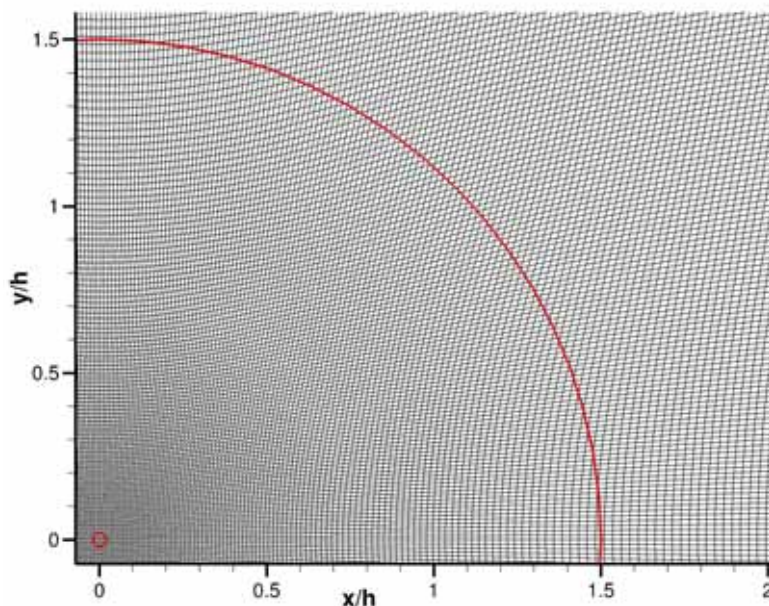


FIGURE 4.8: Maillage pariétal de la bosse, vue de dessus, avec son diamètre  $D = 1,5h$  représenté en rouge

### 4.3.3 Paramètres numériques spécifiques

Le cadre numérique ici utilisé a été présenté en section 1.4 (schéma AUSM+(P) avec stratégie de recentrage (Mary et Sagaut 2002) et reconstruction MUSCL d'ordre 3 pour les flux convectifs, schéma implicite de Gear d'ordre 2 associé à un pas de temps global pour l'intégration en temps). S'il est donc identique pour la simulation ZDES SST HV, les simulations RANS en divergent légèrement car elles font usage d'un simple schéma temporel implicite Euler rétrograde associé à un pas de temps local pour converger au plus vite vers une solution stationnaire et elles n'usent pas de la stratégie de recentrage de Mary et Sagaut (2002). Les définitions communes formulées en sous-section 2.2.3 pour les cas génériques précédemment utilisés sont réutilisées dans ce chapitre. Ainsi :

- L'échelle de longueur caractéristique est définie comme la hauteur de la bosse  $h$  égale à 0,1524 m.
- Le temps caractéristique  $t_c = h/U_{\text{ref}} = 3,042 \times 10^{-3}$  s est défini comme le temps convectif suivant une hauteur de bosse avec  $U_{\text{ref}} = 50,105 \text{ m.s}^{-1}$  la vitesse de référence en entrée de veine.
- Pour la simulation ZDES SS HV le pas de temps numérique  $\Delta t$  est égal à  $1 \times 10^{-6}$  s donc le pas de temps numérique normalisé  $\Delta t^* = \Delta t/t_c = 3,288 \times 10^{-4}$ . Ceci afin de conserver un nombre de CFL convectif inférieur ou égal à 1 dans les régions traitées par la branche LES de l'approche ZDES. Le nombre de sous-itérations de Gear est fixé à 10 afin d'assurer une réduction de deux ordres de grandeurs des résidus de convergence.
- Pour les simulations RANS un pas de temps local est utilisé et est déterminé en chaque cellule par le solveur  $e/SA$  à partir du nombre de CFL maximal souhaité. Ce dernier est fixé à 20.

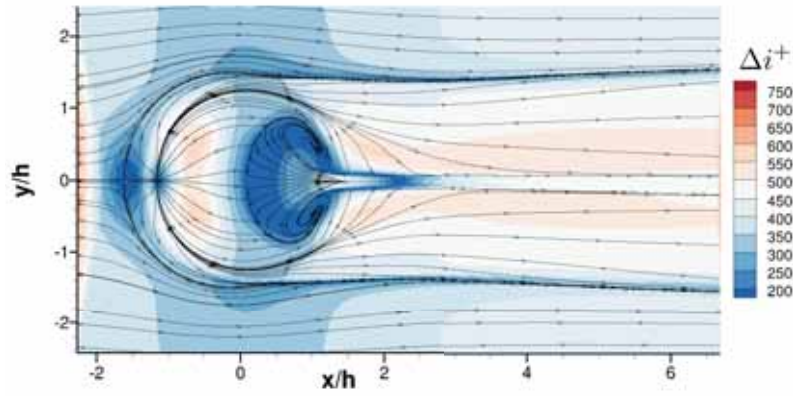
Les simulations sont effectuées sur le supercalculateur scalaire parallèle OCCIGEN<sup>9</sup> acquis par le GENCI<sup>10</sup> et hébergée et administrée par le CINES<sup>11</sup>. Elles sont distribuées sur 480 cœurs (20 processeurs Intel « Haswell » 12-Core E5-2690 V3) pour un nombre moyen de 206 000 cellules par cœur.

L'approche ZDES SST HV est utilisée dans son mode de fonctionnement dit mode 2 (les couches limites sont traitées suivant un comportement RANS dans leur entière épaisseur, le reste du domaine est

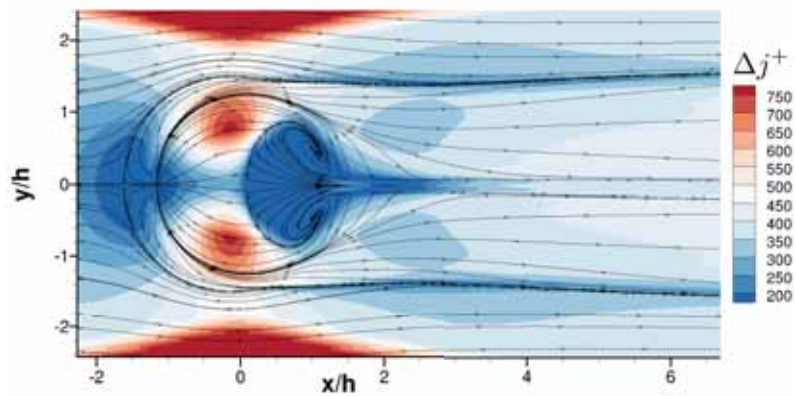
9. voir <https://www.cines.fr/calcul/materiels/occigen/>

10. Grand Equipement National de Calcul Intensif, voir <https://www.cines.fr>

11. Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur, voir <https://www.cines.fr>



(a)



(b)

FIGURE 4.9: Spectre pariétal (ensemble des lignes de frottement) et contour pariétal des tailles de cellules adimensionnées  $\Delta i^+$  et  $\Delta j^+$  pour la simulation RANS SST dans la région raffinée autour de la bosse.

traité suivant un comportement LES) seulement pour les cellules en  $x > -0,65$  m, i.e. en  $x/h > -4,265$ . Les cellules en amont sont traitées en mode 0, i.e. suivant un comportement RANS.

#### 4.4 Analyse de l'écoulement instationnaire et convergence statistique de la simulation ZDES SST HV

La simulation ZDES SST HV est initiée à partir d'une solution convergée sur 80 040 itérations de la simulation RANS SST (cf. figure 4.10(a)). Afin d'éliminer rapidement la viscosité turbulente héritée de la simulation RANS au dehors des couches limites, un pas de temps local a été utilisé sur les 15 000 itérations suivantes. Enfin le schéma de Gear et le pas de temps global décrits précédemment sont utilisés à partir de l'itération 95 040 jusqu'à l'itération 322 040 achevant la consommation des heures de calcul accordées. L'évolution du débit massique en entrée et sortie de veine d'une part (figure 4.10(b)) et l'évolution de l'effort transversal (suivant la direction  $y$ ) intégré sur les parois adhérentes du domaine de calcul (veine d'essai + bosse) d'autre part (cf. figure 4.11) s'illustrent respectivement par une stabilisation et un changement net de comportement aux alentours de l'itération 160 000, soit environ 65 000 itérations après l'enclenchement du pas de temps de global. Ces 65 000 itérations correspondent à 21,32 temps caractéristiques  $t_c (\equiv h/U_{\text{ref}})$  soit 0,065 s de temps physique. Ceci est consistant avec l'évacuation des fluctuations transitoires depuis le centre de la bosse jusqu'à la fin du domaine de calcul 3 m en aval à la vitesse de convection de référence  $U_{\text{ref}}$  de 50,105 m/s. L'itération 163 040 a été choisie comme point de départ de l'opération de moyenne temporelle des statistiques extraites du calcul et du décompte du temps physique dit "utile" ( $t_{\text{obs}}$ ) jusqu'à l'itération 322 040. Ainsi  $t_{\text{trans}} = 0,068$  s,  $t_{\text{trans}}^* = 22,354$ ,  $t_{\text{obs}} = 0,157$  s et  $t_{\text{obs}}^* = 51,617$  avec  $\Delta t_s^* = \Delta t^* = 3,288 \times 10^{-4}$  et  $N_s = 157 000$ .

Une description de l'écoulement instationnaire simulé peut être succinctement formulée à l'aide de la figure 4.12. Il peut y être visualisé le développement de la couche limite turbulente incidente ①. En accord avec l'expérience de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016) et l'analyse de Tobak et Long (2010) cette couche limite est suffisamment ralentie par l'effet potentiel de la bosse (gradient de pression adverse) pour former un tourbillon en fer à cheval ② s'enroulant autour de la base circulaire de la bosse. L'apparition de ce tourbillon se matérialise sur le spectre pariétal<sup>12</sup> par un point selle ③ d'où se propage une ligne de décollement et par un point d'arrêt ④ d'où se propage une ligne d'attachement. Ces deux points coïncident logiquement avec des minima locaux du frottement pariétal. La couche limite accélère et s'amincit significativement sur la face au vent de la bosse ⑤ (gradient de pression favorable) et génère une région de frottement pariétal élevé qualitativement semblable aux mesures FISF (cf. (Bell et al. 2012), figure 12). Peu après avoir franchi le sommet de la bosse la couche limite turbulente décolle de façon tridimensionnelle ⑥ comme en témoigne la ligne de détachement en forme de croissant. Si la partie centrale de ce front de décollement se révèle stationnaire dans sa localisation, ses extrémités latérales sont fortement instationnaires car agitées d'un battement synchronisé mais déphasé d'une demi période l'une de l'autre. La couche de cisaillement formée par ce décollement reste dans un premier temps relativement cohérente et peuplée de structures tourbillonnaires essentiellement bidimensionnelles ⑦. Elle se déforme et dégénère de façon chaotique sous la forme de structures tourbillonnaires tridimensionnelles ⑧ convectées à la fois vers l'aval et au sein de la recirculation matérialisée par un faible niveau du frottement pariétal. Ces structures sont étirées et dissipées lorsque qu'elles sont finalement convectées en dehors de la région raffinée du maillage ⑨. À l'image de l'écoulement autour d'un barreau cylindrique, le battement du front décollement ⑩ va de pair avec l'oscillation du sillage turbulent (⑪ et ⑫) dans le plan  $(x, y)$ . Cette oscillation est suivie avec un léger déphasage par les bras du tourbillon en fer à cheval ⑬. Ce mouvement s'effectue à un nombre de Strouhal  $St (\equiv h/(U_{\text{ref}}\tau))$  avec  $\tau$  la période du phénomène considéré) de 0,14 environ. Ceci correspond à une fréquence d'environ 46 Hz pour  $\tau = 2,174 \times 10^{-2}$  s. Les données expérimentales (Bell et al. 2012; Bell et al. 2016) ne permettent pas de vérifier cette observation. Cependant sur leur cas de bosse axisymétrique ( $Re_h = 130 000$ ) Byun et Simpson (2010) reportent un pic à un nombre de Strouhal de 0,1 dans le spectre de cohérence des fluctuations de pression en aval de la bosse<sup>13</sup>. Une telle oscillation basse fréquence est donc vraisemblable. L'écart entre ces

12. Ces éléments sont visibles sur cet aperçu instantané du fait du traitement suivant un comportement RANS de l'écoulement local.

13. Se pose également la question de la présence d'un second mode très basse fréquence, à l'instar de celui ( $St \approx 0,04$ ) identifié par Lardeau et al. (2010) via une analyse modale par simulation numérique du cas de bosse axisymétrique de Byun et

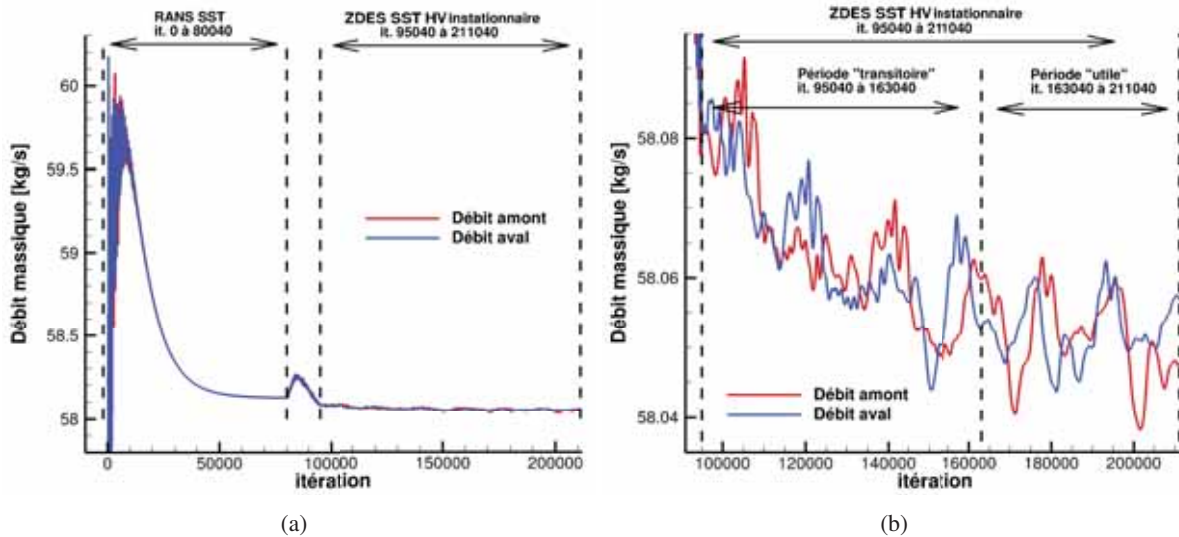


FIGURE 4.10: Évolution du débit massique aux travers des plans d'entrée et de sortie du domaine de calcul jusqu'à l'itération 211 040 pour la simulation RANS SST et sa reprise en ZDES SST HV (poursuivie jusqu'à l'itération 322 040).

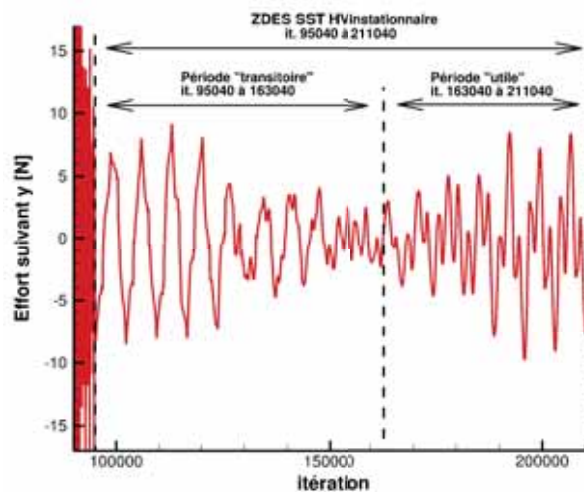


FIGURE 4.11: Évolution de l'effort transversal (suivant la direction  $y$ ) intégré sur les parois adhérentes du domaine de calcul (veine d'essai + bosse) jusqu'à l'itération 211 040 pour la simulation ZDES SST HV (poursuivie jusqu'à l'itération 322 040).

nombre de Strouhal peut s'expliquer par les profils différents de la courbe génératrice de chaque bosse. Celle de Byun et Simpson (2010) fait appel à des fonctions de Bessel au lieu d'une fonction cosinus et s'avère plus aplatie ( $D/h = 4$  au lieu de  $D/h = 3$ ). Un aperçu instantané de la courbure du sillage et l'échelle associée est présenté en figure 4.13.

Ainsi la convergence statistique de la solution moyenne de la simulation ZDES SST HV est principalement conditionnée par le nombre de périodes de battement simulées. Le temps utile ici simulé,  $t_{\text{obs}} = 0,157$  s ( $t_{\text{obs}}^* = 51,617$ ), équivaut à environ 7,2 périodes  $\tau$  du phénomène de battement. Il n'a pas été possible dans les moyens impartis de quantifier l'incertitude associée à la convergence statistique de la solution. Il s'agit cependant d'un temps utile modéré<sup>14</sup> dont les conséquences sur les champs moyens

Simpson (2010) avec  $t_{\text{obs}}^* = 3000$  sur un maillage de 3,5 millions de points.

14. À titre de comparaison les quatre participants du projet DESider ayant mené des simulations hybrides RANS/LES du cas de bosse axisymétrique de Byun et al. (2004) ont simulé des temps utiles tels que  $t_{\text{obs}}^* = 34, 70, 108$  et 410 au minimum sur des maillages de 1 million à 37 millions de points (cf. Haase et al. (2009), pages 165 et 166). Pour ce même cas Garcia-villalba

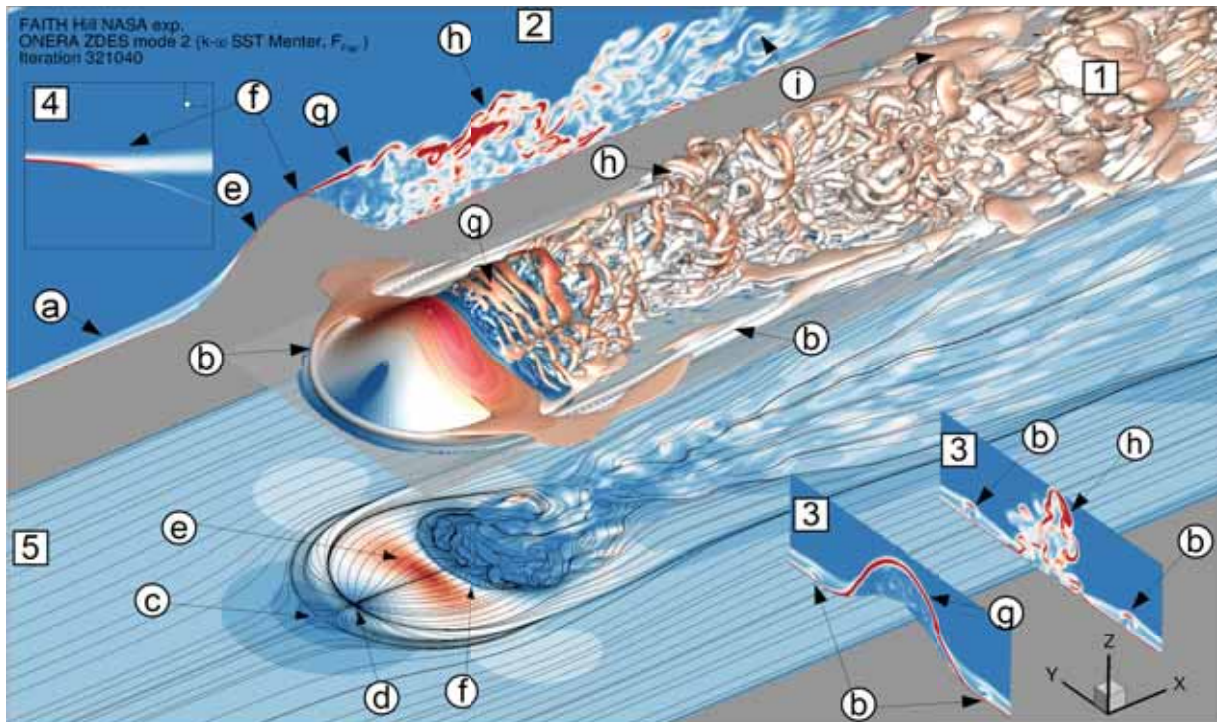


FIGURE 4.12: Visualisations instantanées de critère Q colorés par le nombre de mach (au centre, [1]), du contour du gradient d'entropie dans un plan normal à  $y$  coupant la bosse par son milieu (à gauche, [2]), du contour du gradient d'entropie dans des plans normaux à  $x$  en aval de la bosse (à droite, [3]), de la norme de la vorticité dans un plan normal à  $y$  coupant la bosse par son milieu avec un zoom sur le décollement (en haut à gauche, [4]) et de la norme du frottement pariétal et du spectre pariétal (en bas, [5]) à l'itération 321 040 ( $t_{\text{inst}}^* = 74,29$ ) pour la simulation ZDES SST HV. Les niveaux faibles et fort apparaissent respectivement en bleu et en rouge.

des moments d'ordre un tels que la vitesse moyenne longitudinale  $\bar{u}$  et a fortiori des moments d'ordre deux tels que  $-\overline{u'w'}$  seront visibles sur les résultats présentés.

et al. (2009) ont effectué deux simulations LES avec deux solveurs incompressibles différents sur  $t_{\text{obs}}^* = 240$  et 150 avec des maillages de 134,5 millions et 36,7 millions de points respectivement.

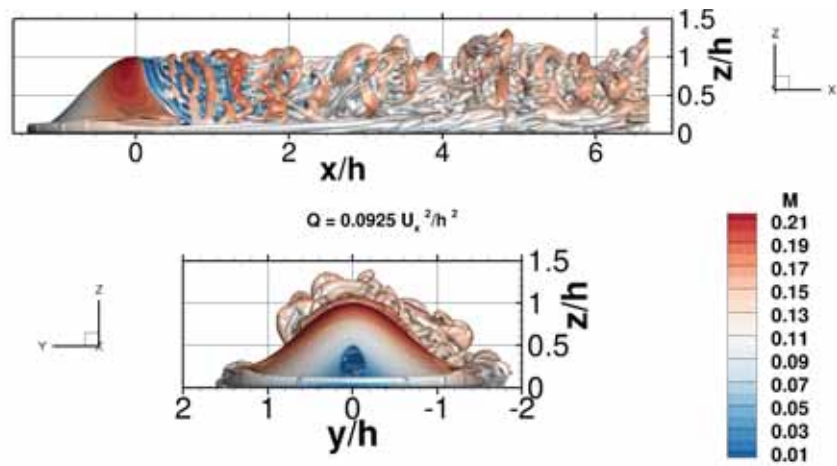
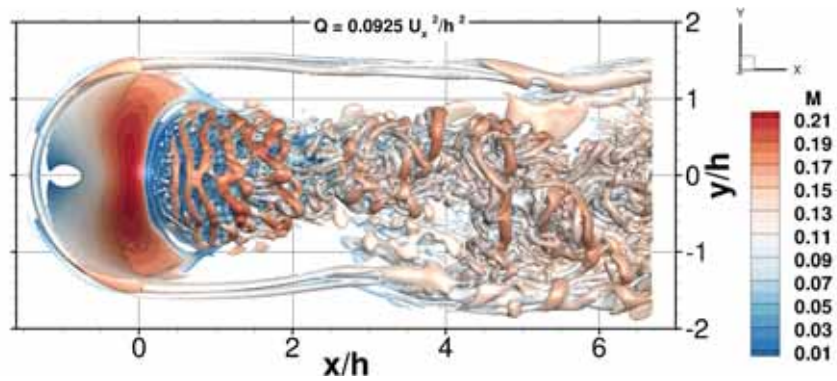


FIGURE 4.13: Instantané de l'isosurface de critère  $Q$  colorée par le nombre de Mach ( $t_{\text{inst}}^* = 33,53$ ) pour la simulation ZDES SST HV.



## 4.5 Analyse de l'écoulement moyenné en temps

Les solutions moyennes obtenues à partir des simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA sont ici comparées et confrontées aux données de référence (Bell et al. 2012; Bell et al. 2016). Seule une fraction des données de référence a pu être exploitée dans les moyens impartis. Il s'agit de la bouillie et des mesures PIV dans le plan médian longitudinal. La mesure du frottement pariétal moyen par FISF, la mesure de champs de vitesses moyennes et de fluctuations moyennes de vitesse par sonde Cobra et la mesure de pression pariétale moyenne par PSP ne sont pas utilisées.

### 4.5.1 Reproduction du spectre pariétal

Les spectres pariétaux (ensembles des lignes de frottement) des solutions moyennes des simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA sont exposés en figure 4.14. Deux solutions de la simulation ZDES SST HV moyennées sur des temps utiles différents ( $t_{\text{obs}}^* = 51,617$  et  $t_{\text{obs}}^* = 31,891$ ) sont présentés. Une description de ces spectres pariétaux à l'aide de la théorie des points singuliers est proposée en figure 4.15. La théorie des points singuliers impose que dans le cas d'un tel corps non isolable car accolé au plancher d'une veine de soufflerie (Délery 2008, page 4.35) le nombre de nœuds et de foyers doit être égal au nombre de points selle (aussi appelés cols) :

$$\sum (n\text{œuds} + \text{foyers}) - \sum (\text{points selle}) = 0 \quad (4.2) \square$$

si les conditions amont et aval sont bien définies et si l'écoulement est quasi uniforme sur les bords du domaine examiné (il est dès lors fait l'hypothèse de la présence d'un nœud "à l'infini amont", source des lignes de frottement entrantes, et d'un nœud "à l'infini aval", aboutissement des lignes de frottement sortant du domaine) (Délery 2008).

Les spectres des trois simulations sont fort différents. Les spectres des simulations RANS SA et RANS SST s'apparentent à la configuration schématisée en figure 4.15(b) possédant deux foyers de décollement, deux nœuds d'attachement et quatre points selle. Ils sont qualitativement en accord remarquable avec les simulations RANS SA et RANS SST d'Olsen et al. (2013) (cf. figure 21 de cette étude) effectuées avec un maillage et un solveur différents. L'approche RANS SA prédit un décollement plus tardif et plus étroit que l'approche RANS SST. Le spectre de la simulation ZDES SST HV s'apparente probablement à la configuration schématisée en figure 4.15(a) possédant elle aussi deux foyers de décollement, deux nœuds d'attachement et quatre points selle. Un temps utile plus élevé serait nécessaire pour confirmer cette hypothèse.

La première différence entre RANS et ZDES porte donc sur l'absence (cf. spectre RANS en figure 4.15(b)) ou la présence d'un couple attachement + décollement (cf.  $N_a2 + S2$  sur le spectre ZDES en figure 4.15(a)) ou de plusieurs de ces couples peu après le front de décollement principal initié au point selle  $S2$ . Dans le cadre des observations expérimentales la présence et la multiplicité de ces couples attachement + décollement sont discutées par Tobak et Long (2010) (cf. slide 12 de cette présentation). Elles restent difficile à définir à partir des images de bouillie compte tenue de la faible vitesse de l'écoulement local et de la forte inclinaison de la paroi (composante gravitaire de l'écoulement d'huile). La présence d'au moins un couple apparaît cependant probable au vue de la bouillie à trois couleurs de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016) (cf. figure A.4 en annexe) où le non mélange des huiles rose et bleu dénote de la présence d'une surface séparatrice. C'est ce qui semble être prédit par l'approche ZDES, à l'inverse des approches RANS.

La seconde différence entre ZDES et RANS porte sur l'achèvement du spectre pariétal local par un point selle unique (cf.  $S4$  sur le spectre ZDES en figure 4.15(b)) ou par un trio nœud d'attachement + deux points selle (cf.  $S3 + N_a2 + S4$  sur le spectre RANS en figure 4.15(a)). Cette seconde solution (trio nœud d'attachement + deux points selle) est proposée par Tobak et Long (2010) et Bell et al. (2012); Bell et al. (2016) (cf. figures A.5 et A.6 en annexe) à partir des observations expérimentales. Elle est d'ailleurs observée sur (i) les mesures expérimentales du cas FAITH Hill à faible Reynolds par Husen et al. (2017) (cf. figure A.7 en annexe) et sur (ii) les résultats d'une simulation LES du cas de bosse axisymétrique

de Byun et al. (2004) par Garcia-villalba et al. (2009) (cf. figures A.8 et A.10 en annexe). Pourtant la première solution (point selle unique) paraît tout à fait cohérente au vue des images de la bouillie (cf. figures A.3 en annexe), à l'instar de la prévision de la ZDES qui reste similaire entre  $t_{\text{obs}}^* = 51,617$  et  $t_{\text{obs}}^* = 31,891$ . La ZDES est d'ailleurs en accord avec la bouillie (cf. figure 4.17) dans la région délimitée par le cercle bleu cyan en figure 4.16 et sa symétrie suivant le plan  $y/h = 0$ , au contraire des simulations RANS dont les lignes de frottement  $y$  sont orthogonales avec la bouillie. Ceci renforce la vraisemblance de la première solution, qui est par ailleurs observée sur (i) les résultats d'une simulation DNS du cas de bosse axisymétrique de Byun et al. (2004) à très faible Reynolds par Castagna et al. (2014) (cf. figure A.11 en annexe) et sur (ii) les résultats d'une simulation LES d'un hémisphère par Wood et al. (2016) (cf. figure A.12 en annexe).

D'un point de vue qualitatif la simulation ZDES SST HV apparaît donc cohérente avec l'écoulement réel et significativement plus fidèle que les simulations RANS.

Une analyse plus quantitative peut être effectuée en comparant la position des points singuliers et des lignes d'attachement et de décollements entre simulations et bouillie. Ceci est fait en figure 4.17. Afin d'en faciliter la lecture les front principaux de décollement, s'achevant aux foyers de décollement, sont isolés et reproduit en figure 4.16.

Les localisations du point selle S1 et du nœud d'attachement  $N_{a1}$  sont confondues entre les trois simulations et conformes à la bouillie.

En revanche les simulations se révèlent incapables de prévoir un front de décollement principal aussi plat et tardif que celui visible sur la bouillie. Ceci est intimement lié à la modélisation du développement de la couche limite turbulente incidente depuis l'entrée de la veine d'essai. Cette couche limite turbulente est sujette à des gradients de pression significatifs, d'abord adverse en amont de la bosse, favorable sur la face au vent puis à nouveau adverse peu après le sommet de la bosse. Elle subit donc d'abord un ralentissement et un épaississement causant à l'extrême son décollement comme ici sous la forme d'un tourbillon en fer à cheval. Elle subit ensuite une accélération et un amincissement causant à l'extrême sa relaminarisation. Cette dernière n'est pas suspectée ici mais nécessiterait d'être infirmée plus quantitativement, à l'instar de ce qui a été mené par Castagna et al. (2014) (cf. Castagna et al. (2014), figure 22). La couche limite subit à nouveau un ralentissement amenant à son décollement. Le gradient de pression adverse correspondant est à la fois dicté par la géométrie mais également par l'effet potentiel de l'écoulement prédit en aval de la bosse. Enfin la courbure des lignes de courants moyennes constituant cette couche limite a une influence sur le comportement de la turbulence qui, sans pouvoir juger de son importance, n'est pas modélisée par les modèles de turbulence SA et SST. La modélisation de la turbulence sous-jacente aux approches RANS et ZDES a donc une importance majeure quant à la forme du front de décollement principal, comme en témoigne l'étude d'Olsen et al. (2013).

Les écarts ici constatés entre les trois simulations sont significatifs mais se font plus sentir sur l'échelle du front de décollement que sur sa forme, probablement du fait de la simplicité comparable des deux modèles de turbulence utilisés. Si l'approche ZDES SST HV est la plus fidèle quant à la largeur du front de décollement, c'est la moins fidèle quant à sa position suivant  $x$ . À l'inverse l'approche RANS SA est la moins fidèle quant à la largeur du front de décollement mais est la plus fidèle quant à sa position suivant  $x$ .

La résolution de l'écoulement décollé en aval par la simulation ZDES SST HV - dont il est postulé la qualité - n'est manifestement pas suffisante pour améliorer la prévision du front de décollement par rapport au RANS SST, ou du moins pour modifier sa forme et non uniquement son échelle. Même en ZDES la modélisation de la turbulence reste donc l'élément déterminant vis-à-vis de cette problématique.

Se pose dès lors la question de la capacité des modèles de turbulence plus évolués à améliorer les prévisions ici présentées. Ceci nécessiterait de plus amples investigations qui n'ont pu être complétées dans les moyens impartis <sup>15</sup>.

15. Les simulations RANS SA et RANS SST étant peu coûteuses, une étude de l'influence du modèle de turbulence dans le cadre de l'approche RANS appliquée au cas FAITH Hill a été initiée. Ceci s'est traduit par l'essai de la désactivation de la correction SST (simulation RANS BSL). Deux modèles de turbulence plus avancées - i.e. ne reposant pas sur l'hypothèse

Enfin la vue de dessus de la bouillie se limite à la surface bosse, le spectre pariétal en aval n'est pas visible. La validité des localisations du point selle S4 de la ZDES (cf. figure 4.15(b)) et du trio S3 + N<sub>a</sub>2 + S4 des simulations RANS (cf. figure 4.15(a)) ne peut donc être quantifiée.

Comme recommandée par Détery (2008), cette analyse du spectre pariétal serait à poursuivre par son extension au champ externe de la solution moyenne, via l'analyse de la topologie de l'écoulement dans le plan de symétrie  $y/h = 0$  et dans divers plans de coupe, notamment au regard de l'étude de Hunt et al. (1978) (cf. figure A.9 en annexe). Une convergence statistique accrue de la simulation ZDES SST HV permettrait de comparer les structures massives présentes dans le champ moyen correspondant par rapport aux solutions RANS où deux tourbillons trombes générés à partir des foyers de détachement se propagent loin en aval au sein du domaine de calcul.

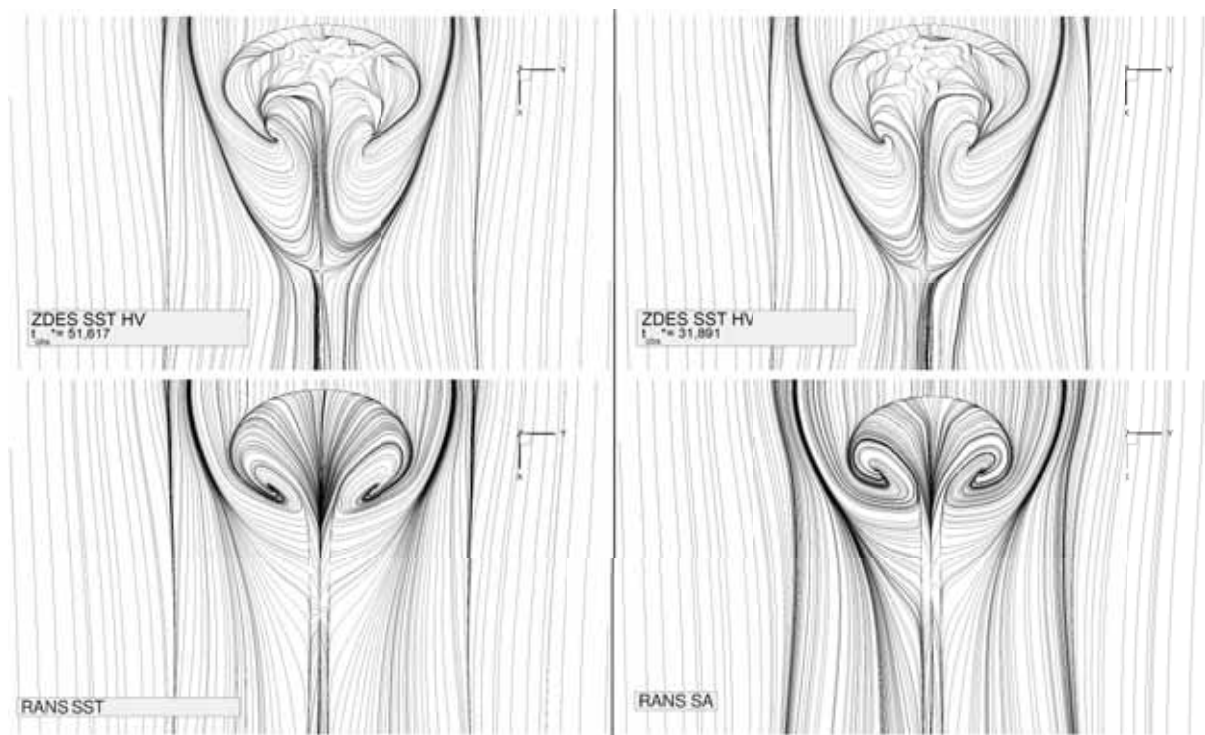


FIGURE 4.14: Spectres pariétaux moyens des simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA.

de Boussinesq (1877) - ont également été évalués. Le premier est l'extension EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Models) (Wallin et Johansson 2000; Bézard et Daris 2005) du modèle zonal à deux équations de transport  $k - kL$  (Bézard et Daris 2005) développé pour une meilleure prévision des décollements de couche limite turbulente en gradient de pression adverse (simulation RANS EARSM KKL). Le second est un modèle à sept équations de transport de type RSM (differential full Reynolds Stress Models). Il s'agit du modèle SSG/LRR- $\omega$  (Eisfeld 2004; Haase et al. 2007) récemment implanté dans le solveur *elsA* (simulation RANS RSM SSG/LRR). Les résultats des simulations RANS BSL, RANS EARSM KKL et RANS RSM SSG/LRR n'ont pu être suffisamment analysés dans les moyens impartis et ne sont donc pas présentés. Il en ressort cependant que ces changements de modèles de turbulence ne permettent pas une amélioration significative des prévisions offertes par les simulations RANS SA et RANS SST, que ce soit vis-à-vis de la topologie du spectre pariétal (cf. figures A.13 et A.14 en annexes) ou de celle du champ des vitesses et des moments d'ordre deux dans le plan de symétrie  $y/h = 0$ . Ce constat défavorable n'est cependant valable que pour la discrétisation spatiale utilisée.

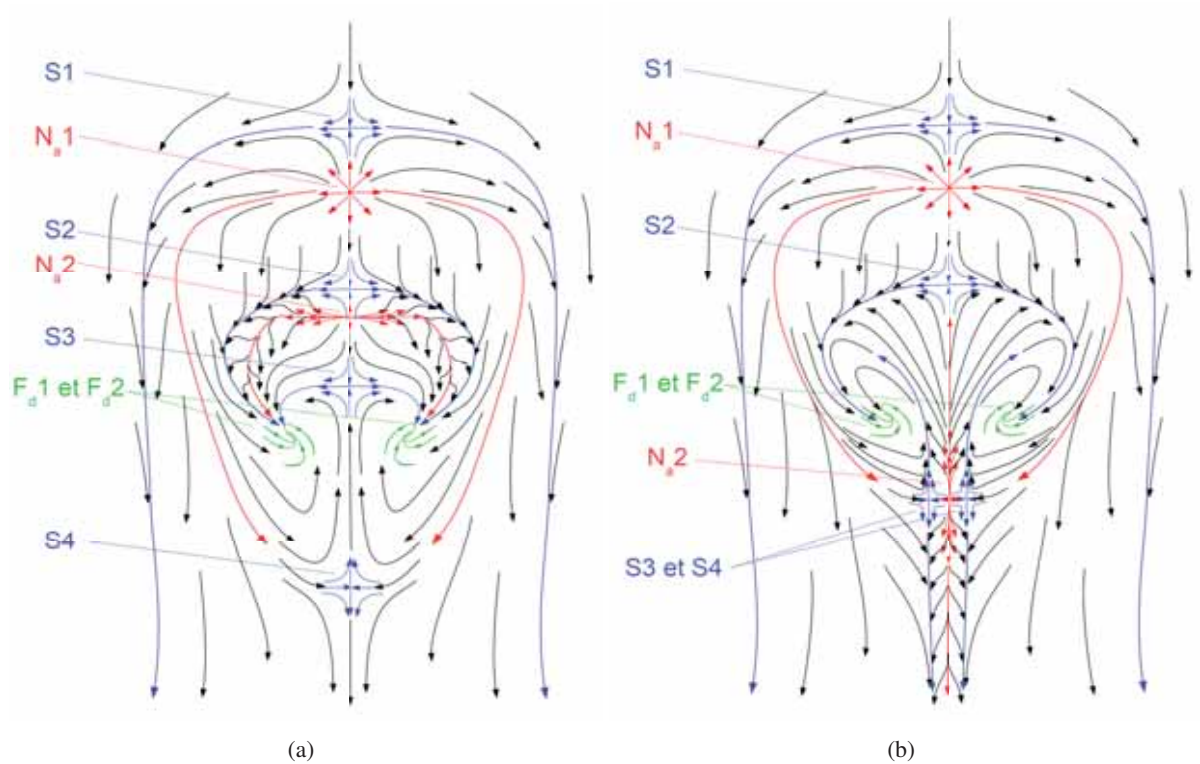


FIGURE 4.15: Schématisation de deux propositions parmi les multiples spectres pariétaux (ensembles des lignes de frottement) respectant la théorie des points singuliers. S : point selle (aussi appelé col),  $N_a$  : nœud d'attachement,  $F_d$  : foyer de décollement.

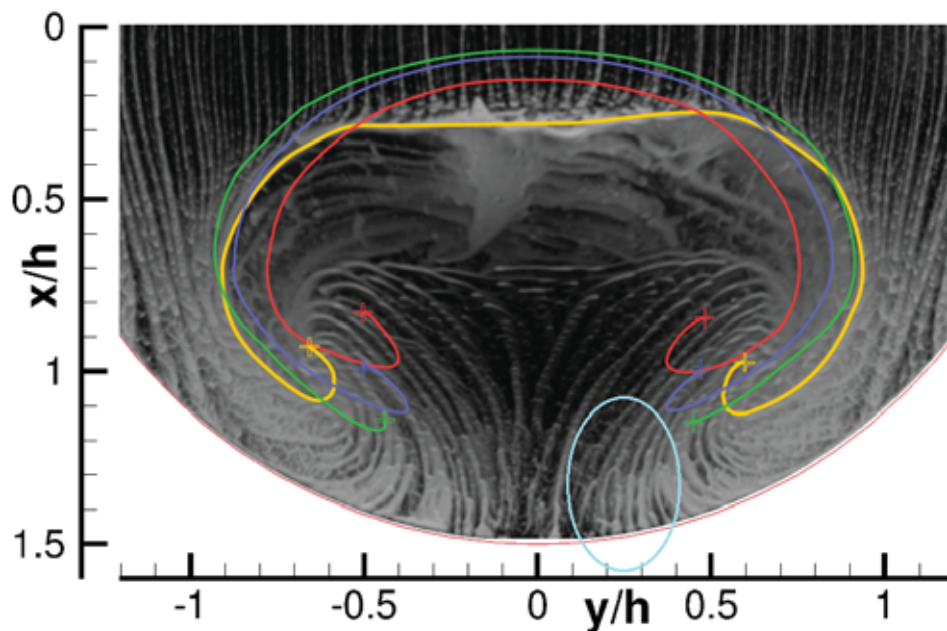


FIGURE 4.16: Fronts de décollement principaux superposés des simulations ZDES SST HV pour  $t_{\text{obs}}^* = 51,617$  (en vert), RANS SST (en bleu) et RANS SA (en rouge) avec les données de référence (bouillie et front de décollement surligné en jaune, cf. figure 4.3) de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016). Les croix aux extrémités des fronts de décollement symbolisent la position des foyers de décollement. Le cercle bleu cyan représente la zone (avec son image suivant le plan de symétrie  $y/h = 0$ ), en figure 4.17, où les lignes de frottement des simulations ZDES et RANS sont orthogonales.

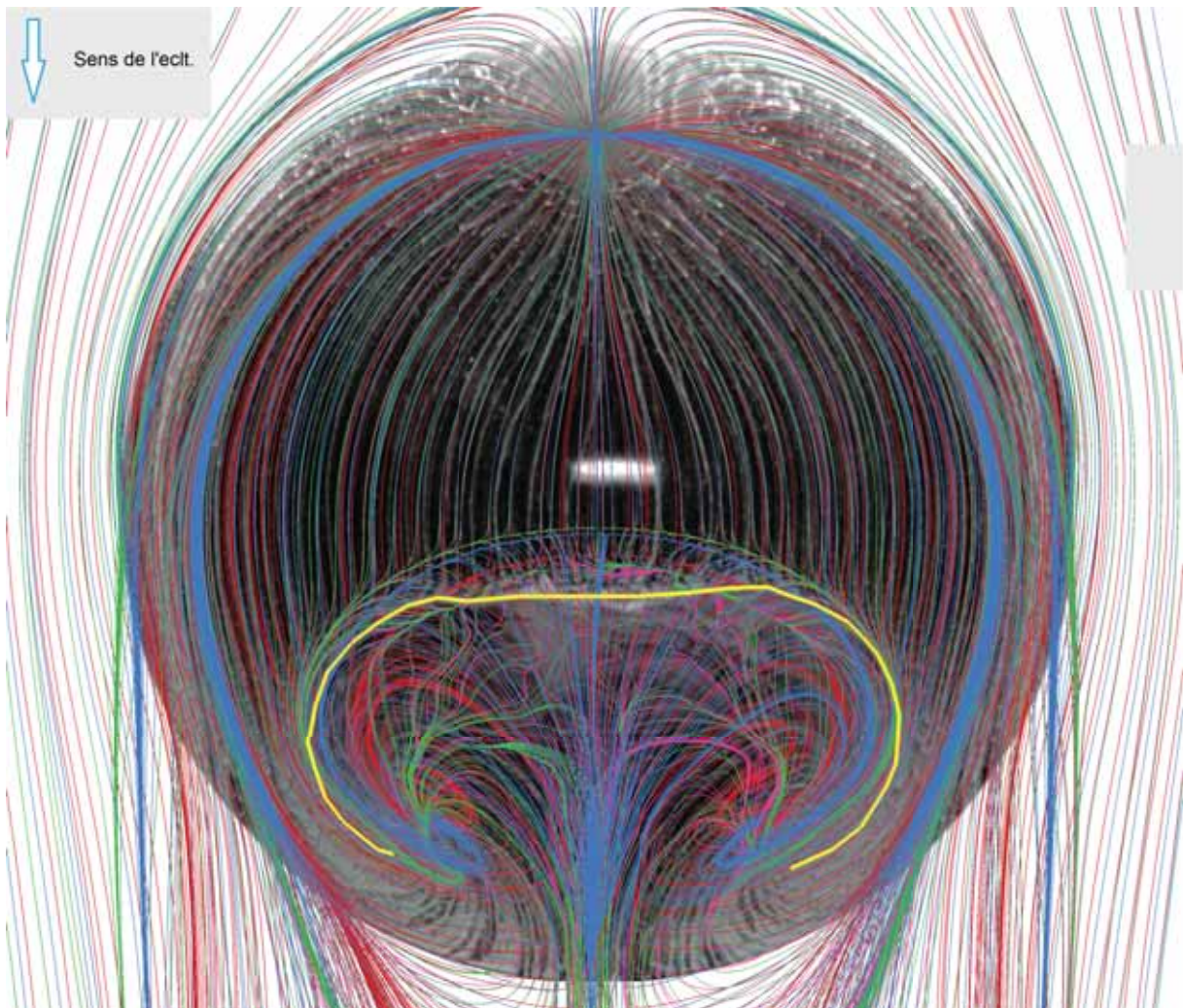


FIGURE 4.17: Spectres pariétaux moyens superposés des simulations ZDES SST HV pour  $t_{\text{obs}}^* = 51,617$  (en vert), ZDES SST HV pour  $t_{\text{obs}}^* = 31,891$  (en rose, masqué par le précédent), RANS SST (en bleu) et RANS SA (en rouge) avec les données de référence (bouillie et front de décollement surligné en jaune, cf. figure 4.3) de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016).

### 4.5.2 Comparaison aux données PIV

La sous-section 4.5.1 a mis en évidence le fait que la résolution de l'écoulement décollé en aval de la bosse en ZDES SST HV, par rapport à sa modélisation en RANS SST, n'est a priori pas suffisante pour améliorer par rétroaction la prévision du front de décollement. On souhaite ici vérifier si la simulation ZDES SST HV offre une résolution satisfaisante de l'écoulement décollé en aval de la bosse Ceci est effectué grâce à la comparaison des solutions moyennes des trois simulations dans le plan de symétrie  $y/h = 0$  vis-à-vis des mesures PIV (Bell et al. 2012 ; Bell et al. 2016) dans ce même plan.

Ces mesures PIV consistent en deux sets de données acquis avec deux systèmes PIV distincts à des dates différentes. Ils seront désignés "PIV 2Hz" et "PIV 1kHz" en référence à leur fréquence d'acquisition. Une présentation plus détaillée de ces derniers est disponible dans les papiers de références (Bell et al. 2012 ; Bell et al. 2016) (pour le set "PIV 2Hz"), dans la présentation de Long et al. (2011) et dans la base de données du site web *Turbulence Modeling Resource* (Rumsey 2015). Il peut être noté, sans que cela soit quantifié, que le set de données "PIV 1kHz", affiché en trait bleu, est statistiquement mieux convergé que le set de données "PIV 2Hz", affiché en trait rouge (Bell et al. 2012 ; Bell et al. 2016).

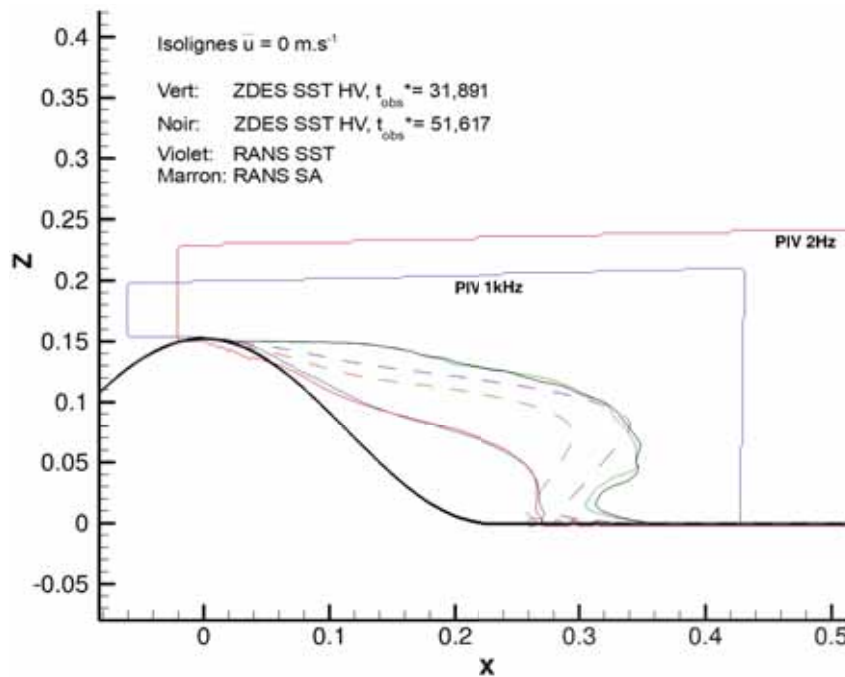


FIGURE 4.18: Isolignes de la vitesse longitudinale ( $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ ) dans le plan médian longitudinal  $y/h = 0$  pour les simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA. Les données de référence sont les deux sets de mesures PIV de Bell et al. (2012) ; Bell et al. (2016).

La délimitation de la recirculation en aval de la bosse dans le plan médian est exposée en figure 4.18 à l'aide de l'isoligne de la vitesse longitudinale (i.e. suivant  $x$ )  $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . La simulation ZDES SST HV, et dans une moindre mesure les simulations RANS SST et RANS SA, surestiment massivement la taille de cette recirculation. La prévision d'un front de décollement (cf. figure 4.16) plus large aboutit logiquement à une recirculation plus massive, ainsi la simulation ZDES SST HV est la plus éloignée des données de référence tandis que la simulation RANS SA en est la plus proche.

Ces écarts vont de pair avec un manque de déviation de l'écoulement vers le bas (i.e. vers les  $z$  décroissants) une fois la bosse franchie. Ceci est mis en évidence par la figure 4.19 à l'aide de l'isoligne de la vitesse verticale (i.e. suivant  $z$ )  $\bar{w} = -4 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans les simulations cette déviation est trop faible à proximité de la bosse et en particulier dans la région du décollement. Ici encore les simulations RANS, et en particulier l'approche RANS SA, font légèrement mieux que la simulation ZDES SST HV mais restent significativement éloignées des données de références.

Ces observations ont pour origine un décollement trop précoce de la couche limite turbulente de

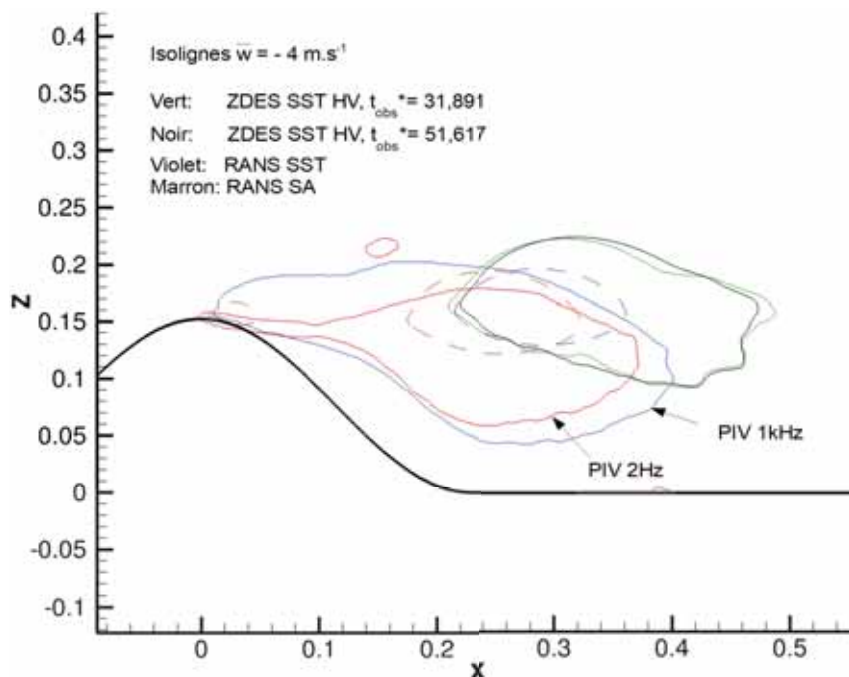


FIGURE 4.19: Isolignes de la vitesse verticale ( $\bar{w} = -4 \text{ m.s}^{-1}$ ) dans le plan médian longitudinal  $y/h = 0$  pour les simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA. Les données de référence sont les deux sets de mesures PIV de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016).

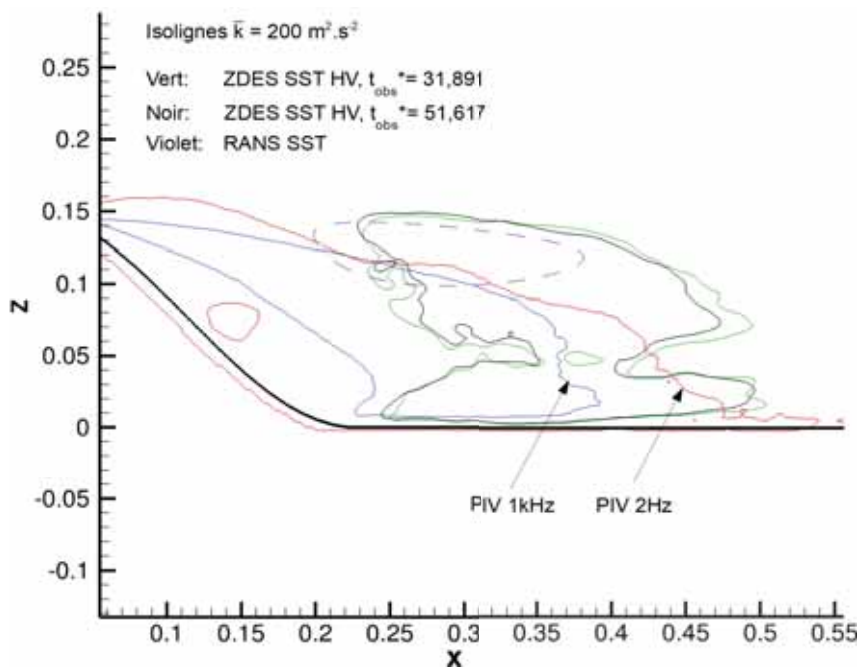


FIGURE 4.20: Isolignes de l'énergie cinétique moyenne des fluctuations turbulentes ( $\bar{k} = 200 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ ) dans le plan médian longitudinal  $y/h = 0$  pour les simulations ZDES SST HV et RANS SST. Les données de référence sont les deux sets de mesures PIV de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016).

la bosse (cf. figure 4.16) et une production insuffisante d'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) au sein de la couche de cisaillement résultant de ce décollement.

Un niveau élevé d'énergie cinétique turbulente accroît la diffusion turbulente. Celle-ci accélère l'homogénéisation de l'écoulement et donc l'énergisation des régions de faible vitesse ce qui contribue à réduire leur taille et ici à augmenter la déviation verticale de l'écoulement.

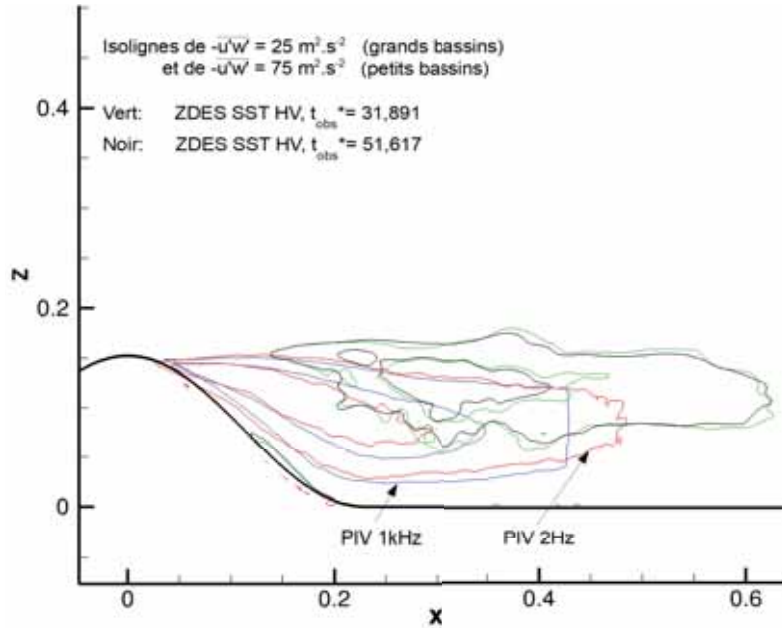


FIGURE 4.21: Isolignes du moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  ( $-\overline{u'w'} = 25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  et  $-\overline{u'w'} = 75 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) dans le plan médian longitudinal  $y/h = 0$  pour la simulation ZDES SST HV. Les données de référence sont les deux sets de mesures PIV de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016).

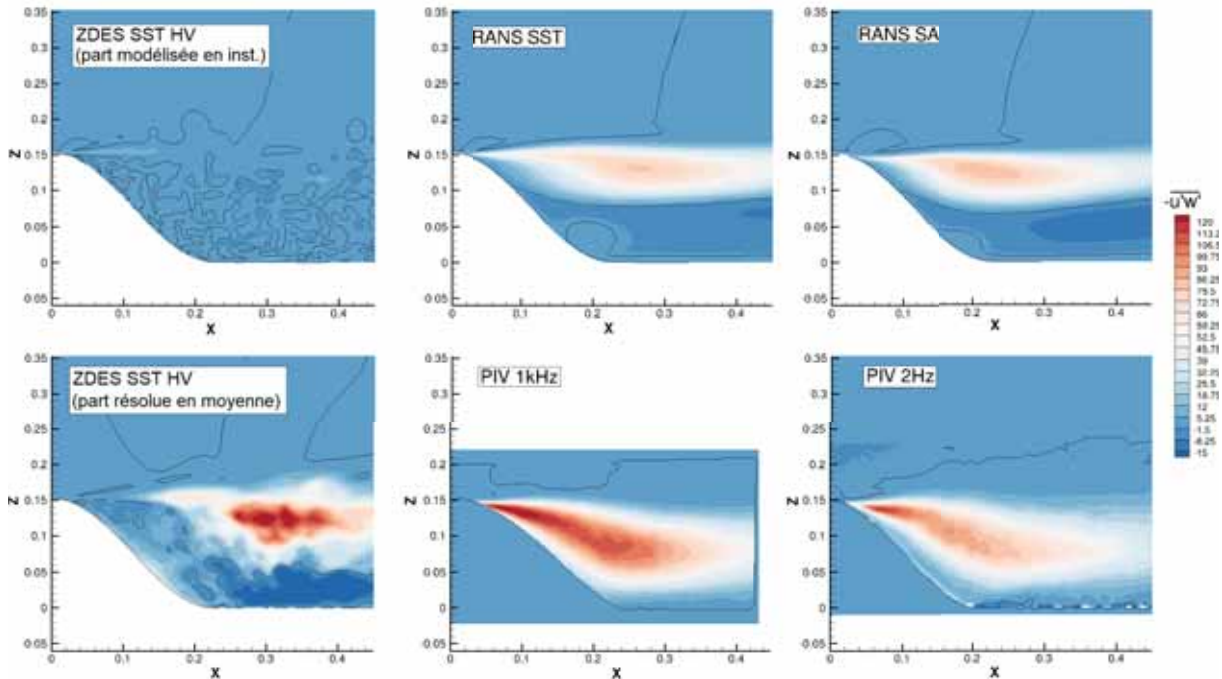


FIGURE 4.22: Contours du moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  dans le plan médian longitudinal  $y/h = 0$  pour les simulations ZDES SST HV ( $t_{\text{obs}}^* = 51,617$ ), RANS SST et RANS SA. Un instantané de la part modélisée de  $-\overline{u'w'}$  pour la simulation ZDES SST HV est également inclus. L'isoline  $-\overline{u'w'} = 0 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  est affichée en trait continu noir. Les données de référence sont les deux sets de mesures PIV de Bell et al. (2012); Bell et al. (2016).

La production insuffisante d'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) au sein de la couche de cisaillement tri-dimensionnelle est mise en évidence par la figure 4.20 via les isolignes  $\bar{k} = 200 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ . Il s'agit de l'énergie cinétique moyenne des fluctuations turbulentes résolues pour la simulation ZDES SST HV tandis qu'il s'agit de l'énergie cinétique turbulente moyenne modélisée pour la simulation RANS SST.



Malgré sa nature résolue la simulation ZDES SST HV reproduit le retard de la simulation RANS SST quant à l'apparition d'un contenu turbulent significatif.

Ce retard est également visible sur le champ moyen du moment d'ordre deux dominant,  $-\overline{u'w'}$ , comme en témoigne la figure 4.21 avec les isolignes de  $-\overline{u'w'} = 25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  et  $-\overline{u'w'} = 75 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ . Il s'agit ici de la part résolue de ce moment d'ordre deux pour la seule simulation ZDES SST HV.

Un aperçu instantané de sa part modélisée est visible en figure 4.22. Sur cette même figure sont présentés les contours de ce moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  pour les simulations ZDES SST HV, RANS SST et RANS SA ainsi que d'après les mesures PIV. Le niveau des maxima expérimentaux ( $-\overline{u'w'} \approx 120 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) est atteint par la résolution via l'approche ZDES SST HV au contraire des modélisations via les approches RANS SST et RANS SA ( $-\overline{u'w'} \approx 80 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ). Pour la simulation ZDES SST HV la part modélisée de  $-\overline{u'w'}$  est négligeable face à sa part résolue.

En revanche la topologie prédite par les trois simulations - dont la localisation des maxima - diffère sensiblement de celle mesurée expérimentalement : pour ces premières la région de  $-\overline{u'w'} > 0$  se développe de façon horizontale (i.e. suivant  $x$ ) autour de  $z = 0,12 \text{ m}$  (soit  $z/h = 0,8$ ) et est centrée en  $x \approx 0,22 \text{ m}$  (soit  $x/h \approx 1,44$ ) pour la RANS SA, en  $x \approx 0,26 \text{ m}$  (soit  $x/h \approx 1,7$ ) pour la RANS SST et en  $x \approx 0,3 \text{ m}$  (soit  $x/h \approx 2$ ) pour la ZDES SST HV. Ceci laisse la place au développement d'une région de  $-\overline{u'w'} < 0$  autour de  $z = 0,05 \text{ m}$  (soit  $z/h = 0,33$ ). À l'inverse les mesures PIV mettent en évidence une unique région où  $-\overline{u'w'} > 0$ , dont le développement s'effectue à la fois suivant les  $x$  croissant et les  $z$  décroissant et dont le maximum local est atteint peu après la naissance de la couche de cisaillement en  $x \approx 0,08 \text{ m}$  (soit  $x/h \approx 0,52$ ) et  $z \approx 0,14 \text{ m}$  (soit  $z/h \approx 0,92$ ).

Cette comparaison des simulations aux données PIV démontre que la simulation ZDES SST HV offre une résolution peu satisfaisante de l'écoulement décollé en aval de la bosse. Le champ moyen résultant de cette simulation ne constitue pas un progrès par rapport à ce qu'il pouvait déjà être obtenu avec une simulation RANS pour ce qui est du plan longitudinal médian. Ce constat est inverse à celui dressé vis-à-vis de la prévision du spectre pariétal moyen. Il découle d'un développement insuffisant du contenu turbulent au sein de la couche de cisaillement naissante. La question suivante reste donc ouverte : dans quelle mesure une résolution satisfaisante de l'écoulement en aval de la bosse en ZDES SST HV induit-elle une amélioration de la prévision du front de décollement par rapport à l'approche RANS SST? Le retard significatif à la naissance et au développement des fluctuations turbulentes à la suite du décollement de la couche limite turbulente de la bosse - autrement dit à la suite du passage depuis une région traitée suivant un comportement RANS vers une région traitée suivant un comportement LES (problématique (c)) - peut généralement s'expliquer par l'une ou plusieurs de ces trois causes :

- Des gradients moyens de vitesse trop faibles pour constituer une couche de cisaillement suffisamment instable pour dégénérer rapidement en turbulence.
- Un cadre numérique trop dissipatif, amortissant l'apparition des instabilités.
- Une discrétisation insuffisante de la couche de cisaillement naissante.

Aucune simulation supplémentaire n'a pu être menée dans les moyens impartis, ces hypothèses ne sont donc ni confirmées ni infirmées de manière formelle ici. Il peut cependant être discuté divers éléments :

- Il est vraisemblable que les gradients moyens de vitesse au sein d'une couche de cisaillement issue d'un décollement de couche limite dû à un gradient de pression adverse progressif, comme dans le cas ici étudié, soient significativement plus faibles que les gradients moyens de vitesse au sein d'une couche de cisaillement issue d'un décollement de couche limite du fait d'une singularité géométrique (e.g. figure 2.7(a)). La question de l'influence suffisante (ou insignifiante) de cette différence quant à la naissance et au développement des instabilités reste cependant ouverte car non évaluée.
- Le cas générique de barreau cylindrique (cf. section 2.5) a souligné l'importance de la dégradation de la résolubilité du cadre numérique utilisé sur un maillage déformé, problématique identifiée et

quantifiée par Maugars (2015). Le maillage ici utilisé présente par endroit des mailles modérément cisailées (cf. figures 4.7, 4.8 et 4.23).

- La nature structurée coïncidente et la topologie basique (maillage fusionnable en un seul bloc) de la discrétisation spatiale employée implique que le nombre de points total s'accroît rapidement (propagation d'un raffinement sur tout le domaine de calcul) et qu'il est difficile d'effectuer un raffinement localement non aligné avec les directions d'empilement des mailles  $(i, j, k)$  sans augmenter déraisonnablement ce nombre de point total. Il s'avère que la couche de cisaillement naissante est convectée suivant une direction formant un angle d'environ 45 deg avec les directions d'empilement des mailles dans le plan  $(x, z)$ . Ceci est mis en évidence par la figure 4.23. C'est pourquoi il n'a pas été possible de raffiner le maillage le long de ladite couche de cisaillement et que l'épaisseur de celle-ci n'est discrétisée au mieux que par une dizaine de points à l'endroit et en aval de l'extremum expérimental du champ du moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  (cf. figure 4.23). Cela est nettement insuffisant au regard des pratiques usuelles (cf. section 1.4).

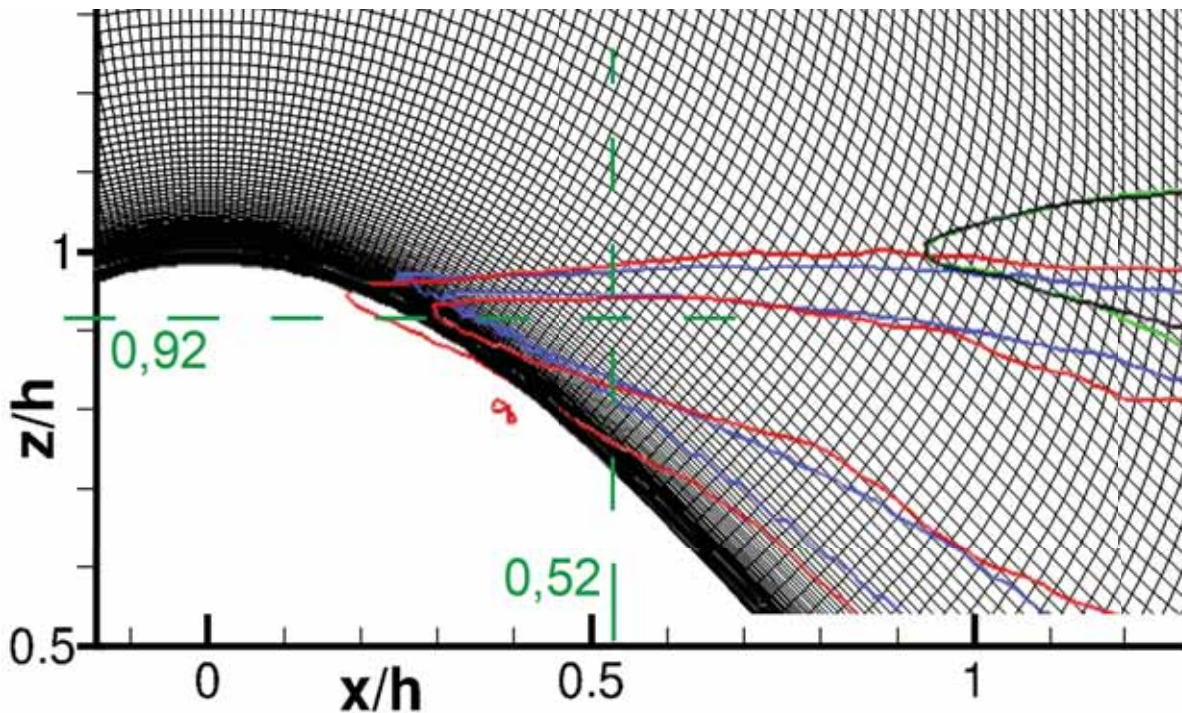


FIGURE 4.23: Isolignes du moment d'ordre deux  $-\overline{u'w'}$  de la figure 4.21 superposées au maillage dans le plan longitudinal médian  $y/h = 0$  (cf. figure 4.7). La position approximative de l'extremum local de  $-\overline{u'w'}$  d'après les mesures PIV est localisé à l'intersection des traits pointillés vert ( $x/h \approx 0,52$ ,  $z/h \approx 0,92$ ).

La discrétisation insuffisante de la couche de cisaillement naissante est donc identifiée comme la cause menant au constat défavorable précédent pour cette première simulation du cas FAITH Hill en ZDES. Il est également probable que cela limite la performance des approches RANS utilisées. Ceci appelle à l'adoption de stratégies alternatives pour la discrétisation du domaine de calcul qui seront évoqués plus loin.

## 4.6 Protection des couches limites en ZDES SST HV

L'analyse exposée en sous-sections 4.5.1 et 4.5.2 a été effectuée en postulant de la protection satisfaisante des couches limites par l'approche ZDES SST HV, c'est-à-dire en postulant de leur traitement suivant un comportement RANS dans leur entière épaisseur.

Les principaux scénarios de mise en défaut des fonctions de protections actuellement utilisées par les approches hybrides RANS/LES globales de type BLMLES telles que la ZDES mode 2 ont été présentés en sous-section 1.2.4. Le phénomène de rognage des couches limites conséquent à cette mise en défaut a été illustré par sa manifestation sur les cas génériques de couche de mélange (cf. section 2.3) et de marche descendante (cf. section 2.3).

Il s'avère que ce phénomène apparaît également dans la présente simulation ZDES SST HV du cas FAITH Hill. La figure 4.24 présente la comparaison des champs du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  dans les plans longitudinaux  $y/h = 0$  et  $y/h = 0,9$  des simulations RANS SST et ZDES SST HV. Des agrandissements détaillent le développement de la couche limite inférieure depuis la jonction mode 0 / mode 2 en  $x = -0,65$  m (soit  $x/h = -4,265$ ) jusqu'à son décollement en aval du sommet de la bosse. L'isoligne de la fonction de protection  $1 - F_F = 0,99$  est affichée en trait noir continu. Elle traduit de façon relative l'épaisseur de couche limite telle qu'évaluée par la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69), par opposition au champ du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  qui traduit l'épaisseur de couche limite telle que modélisée par le modèle de turbulence sous-jacent.

En amont de la bosse les couches limites telles que modélisées par les approches RANS SST et ZDES SST HV devraient idéalement être semblables, aux différences mineures près issues de l'effet potentiel propre à chaque représentation de l'écoulement décollé en aval de la bosse (majoritairement résolue en ZDES et modélisé en RANS). Il peut être observé que c'est bien le cas à la jonction mode 0 / mode 2 (cf. agrandissement 4.24(b)). Le champ du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  est supérieur à 50 en dessous de  $z = 0,023$  m (soit  $z/h = 0,151$ ). En revanche durant son développement jusqu'au pied de la bosse la couche limite modélisée par l'approche ZDES s'épaissit sensiblement moins que celle modélisée par l'approche RANS (cf. agrandissement 4.24(c)). Le champ du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  est supérieur à 50 en dessous de  $z = 0,035$  m (soit  $z/h = 0,23$ ) en RANS tandis que cela advient en dessous de  $z = 0,026$  m (soit  $z/h = 0,171$ ) en ZDES. Ceci est imputable au phénomène de rognage, la fonction de protection ne permettant pas la conservation d'un niveau de  $\mu_t/\mu$  suffisant en haut de la couche limite pour assurer sa bonne croissance par diffusion turbulente. Au regard de l'agrandissement 4.24(b) il peut être noté la position relativement basse de l'isoligne de  $1 - F_F = 0,99$  par rapport au niveaux de  $\mu_t/\mu$  en cette région de fort gradient de pression adverse. L'agrandissement 4.24(d), juste en aval du précédent, montre un net changement de comportement de la fonction de protection quant à l'évaluation de l'épaisseur de la couche limite. Cette dernière est nettement surévaluée à partir de  $x = -0,17$  m (soit  $x/h = -1,115$ ) par rapport à son estimation précédente. La discrétisation spatiale  $y$  variant tout aussi progressivement qu'ailleurs, ce changement est probablement dû à l'évolution du gradient de pression suivant la direction de l'écoulement local. Ce gradient de pression est en effet fortement défavorable en amont de la bosse, jusqu'à son pied (cf. le nœud d'attachement  $N_a1$  du spectre pariétal moyen analysé en sous-section 4.5.1), puis devient nettement favorable du fait de l'accélération de l'écoulement sur la face au vent de la bosse. Ceci aurait mérité une quantification qui n'a pu être produite dans les moyens impartis. Cette surévaluation de la protection est probablement suffisante pour que le phénomène de rognage n'impacte plus la couche limite modélisée gravissant la face au vent de la bosse et s'amincissant sous l'effet de l'accélération produite par le gradient de pression favorable (cf. agrandissement 4.24(e)). La couche limite modélisée par l'approche ZDES y reste cependant bien plus mince que la couche limite modélisée par l'approche RANS car elle hérite de son état amont dégradé. Ceci reste valable jusqu'à son décollement de la bosse en aval du sommet, comme visible sur l'agrandissement 4.24(f). Ce scénario n'est pas limité au plan de symétrie ( $y/h = 0$ ) mais se vérifie sur toute la surface de la bosse dont un second aperçu, cette fois sur le plan  $y/h = 0,9$ , est visible sur l'agrandissement 4.24(g).

Ses conséquences dans le plan de symétrie ( $y/h = 0$ ) sont illustrées par les figures 4.25 et 4.26. Les profils du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$ , de la norme de la vitesse  $||\underline{u}||$ , de la fonction de protection  $1 - F_F$

(1.69) et du gradient de vitesse  $\partial u/\partial z$  suivant  $z$  au sommet de la bosse ( $x/h = 0, y/h = 0$ ) y sont présentés pour les simulations RANS SST et ZDES SST HV. Cette dernière y est représentée pour deux instants différents : suite à l'évacuation de la viscosité turbulente héritée de la solution RANS de départ au moyen d'itérations en pas de temps local - il s'agit donc de l'instant initiant le transitoire en pas de temps global - et en fin de simulation. L'épaisseur de la couche limite ( $\delta$ ) y vaut environ 2,6 mm. Au regard de la couche limite RANS il peut y être constaté une réduction massive du niveau de  $\mu_t/\mu$  dans toute l'épaisseur de la couche limite ZDES à l'exception de la région proche paroi ( $z - h < 0,135\delta$ ). Le pic de  $\mu_t/\mu$  passe d'environ 56,5 à 20,5 soit une réduction de 64%. Les niveaux de vitesse sont réduits d'environ  $2 \text{ m.s}^{-1}$  (soit 4% de la vitesse de référence et 2,8% de la vitesse extérieure locale). Ceux du gradient de vitesse  $\partial u/\partial z$  sont à l'inverse impactés en pied de couche limite, dans les premiers 5% de  $\delta$ . À la paroi  $\partial u/\partial z$  est réduit d'environ 13%. C'est un déficit dans l'ordre de grandeur de la réduction du frottement pariétal généralement constatée (autour de 15%, cf. Sagaut et al. (2013), page 281) dans le cas d'une MSD (Model-Stress-Depletion), situation décrite en introduction de ce manuscrit. Sur une couche limite aussi dégradée la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) présente un profil fort éloigné de celui idéalement attendu (passage de 0 à 1 rapide et initié à proximité de  $z - h = \delta$ ).

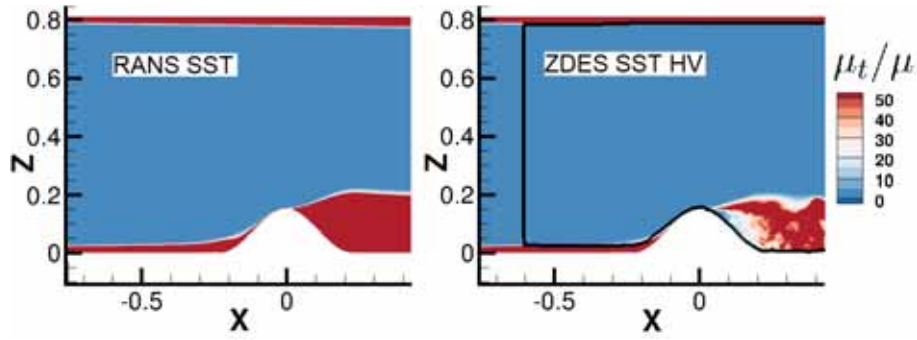
Cette dégradation de la couche limite en ZDES, résultat de l'historique de son développement, réduit la résistance de ladite couche limite aux gradients de pression adverse. Elle accélère donc ici son décollement de la bosse, ce qui va dans le sens d'une aggravation de l'écart entre les résultats de la ZDES et les données de référence.

La quantification de cette accélération de l'apparition du décollement nécessiterait une seconde simulation ZDES où la protection de la couche limite serait assurée, par exemple via l'utilisation du mode 0 jusqu'au sommet de la bosse. La comparaison des simulations effectuées permet cependant d'affirmer que le cumul (ou la compensation) de cette accélération de l'apparition du décollement avec les autres divergences entre RANS SST et ZDES SST mène à une modification du front de décollement qui reste du même ordre de grandeur voire est inférieure à la modification induite par l'utilisation de l'approche RANS SA au lieu de l'approche RANS SST (cf. figure 4.16).

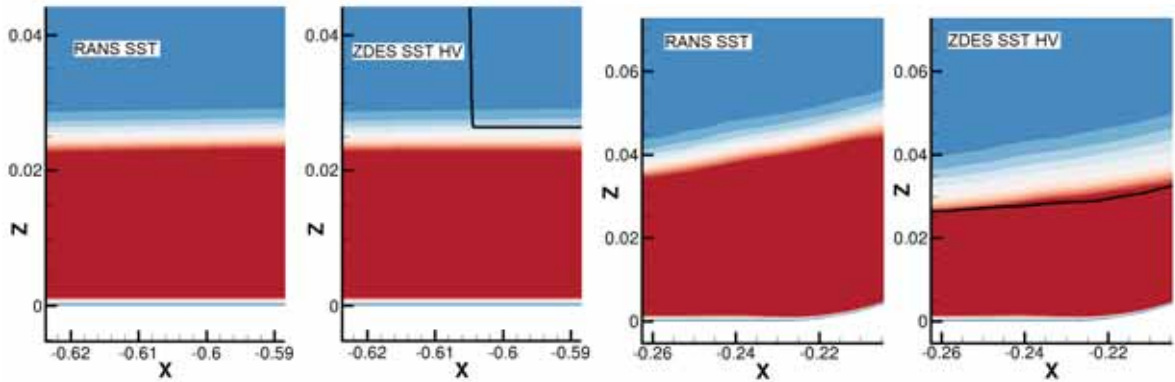
Les relations de cause à effet menant à une si grande influence du gradient de pression sur l'évaluation de l'épaisseur de couche limite par la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) n'ont pu être investiguées dans les moyens impartis.

L'observation du développement de la couche limite au plafond de la veine en figure 4.27 démontre la forte sensibilité de la fonction  $1 - F_F$  (1.69) à la discrétisation spatiale, à l'instar de la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65) comme évoqué en sous-section 1.2.4. Le raffinement significatif du maillage au voisinage de la bosse, propagé suivant les directions  $j$  et  $k$  respectivement alignées avec les directions  $y$  et  $z$ , provoque cycliquement la diminution de  $L_{LES}$  (1.29), la diminution de  $L_{DES}$  (1.62), la diminution du niveau de  $\mu_t$  dans la partie supérieure de la couche limite car la fonction  $1 - F_F$  (1.69) s'y écarte de 0, la réduction de l'épaisseur de couche limite évaluée par cette même fonction puis à nouveau une diminution du niveau de  $\mu_t$ , et ainsi de suite jusqu'à convergence vers un état stabilisé avec la distance à la paroi et l'évolution (i.e. la balance entre convection, production, destruction et diffusion) de  $\rho k$  et  $\rho \omega$ , et donc de  $\mu_t$ . C'est pourquoi le taux de croissance de la couche limite turbulente au plafond diminue, s'annule voire s'inverse suivant son épaisseur locale et la taille des mailles locales. Ce phénomène est commun à toutes les régions raffinées, c'est à dire ici à tout le périmètre de la veine, comme l'illustre la figure 4.28 via la comparaison des isolignes du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu = 50$  entre les simulations RANS SST et ZDES SST HV dans des plans normaux à l'écoulement.

Ce constat rejoint les études dédiées aux fonctions de protection (cf. sous-section 1.2.4) dans leur appel à la formulation d'une fonction de protection mieux à même de garantir le traitement suivant un comportement RANS des couches limites dans leur entière épaisseur (problématique (a)), indépendamment de la discrétisation spatiale et du gradient de pression, tout en ne retardant pas la naissance et la croissance de fluctuations turbulentes résolues lors du passage depuis une région traitée en RANS vers une région traitée en LES (problématique (c)).

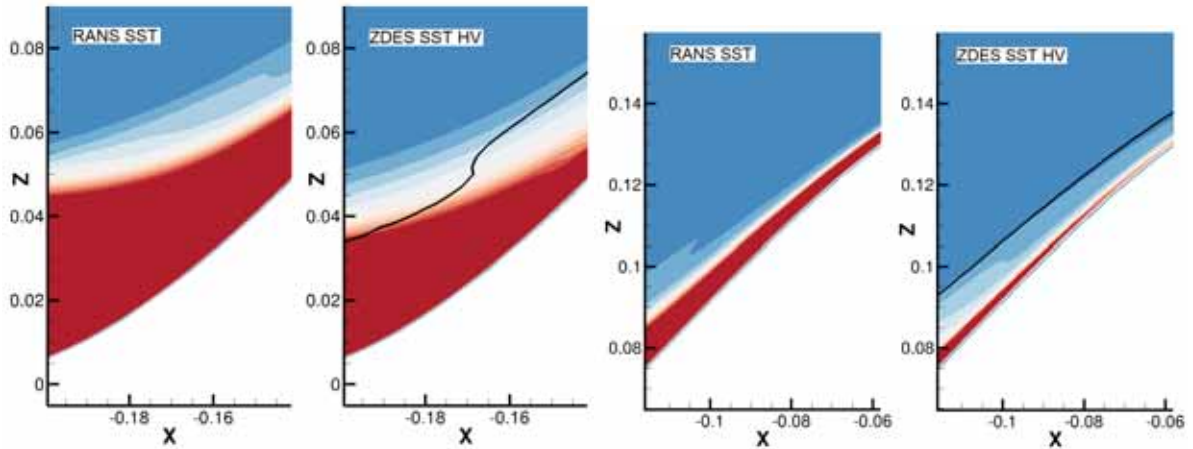


(a) Vue globale du plan médian longitudinal ( $y/h = 0$ )



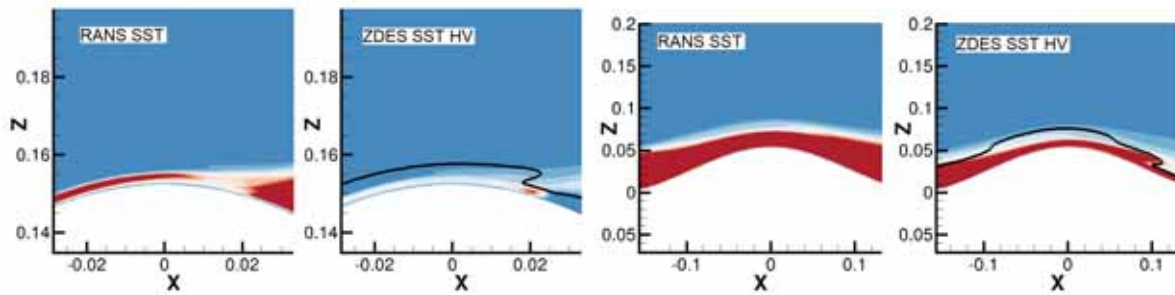
(b) Jonction mode 0 / mode 2 ( $y/h = 0$ )

(c) Pied de la bosse ( $y/h = 0$ )



(d) Inversion du gradient de pression ( $y/h = 0$ )

(e) Face au vent ( $y/h = 0$ )



(f) Sommet et décollement ( $y/h = 0$ )

(g) Décollement sur un plan non médian ( $y/h = 0,9$ )

FIGURE 4.24: Comparaison des simulations RANS SST et ZDES SST HV quant au développement de la couche limite turbulente inférieure et de sa protection via le champ du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  et l'isoligne de la fonction de protection  $1 - F_F = 0,99$  (1.69) dans les plans longitudinaux  $y/h = 0$  et  $y/h = 0,9$ .

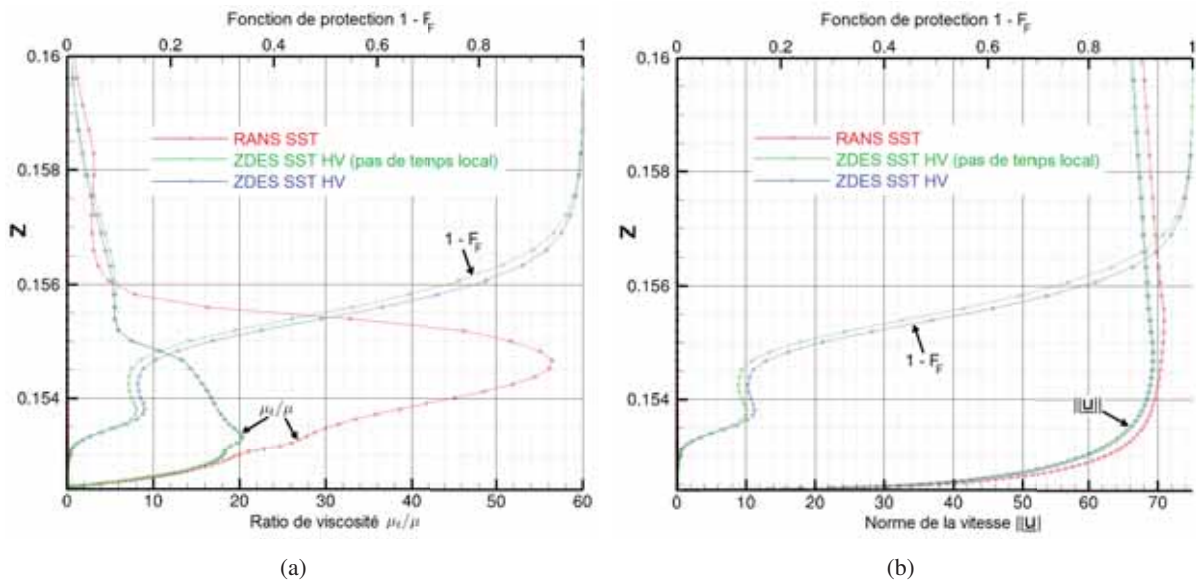


FIGURE 4.25: Comparaison des profils de couche limite au sommet de la bosse (ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$ , norme de la vitesse  $\|\underline{u}\|$  et fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69)) entre les simulations RANS SST et ZDES SST HV (au début du transitoire et en fin de simulation).

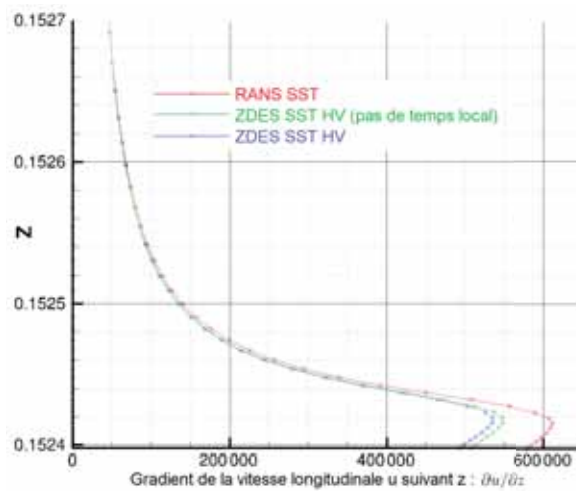


FIGURE 4.26: Comparaison des profils de couche limite au sommet de la bosse (gradient de vitesse  $\partial u/\partial z$ ) entre les simulations RANS SST et ZDES SST HV (au début du transitoire et en fin de simulation).

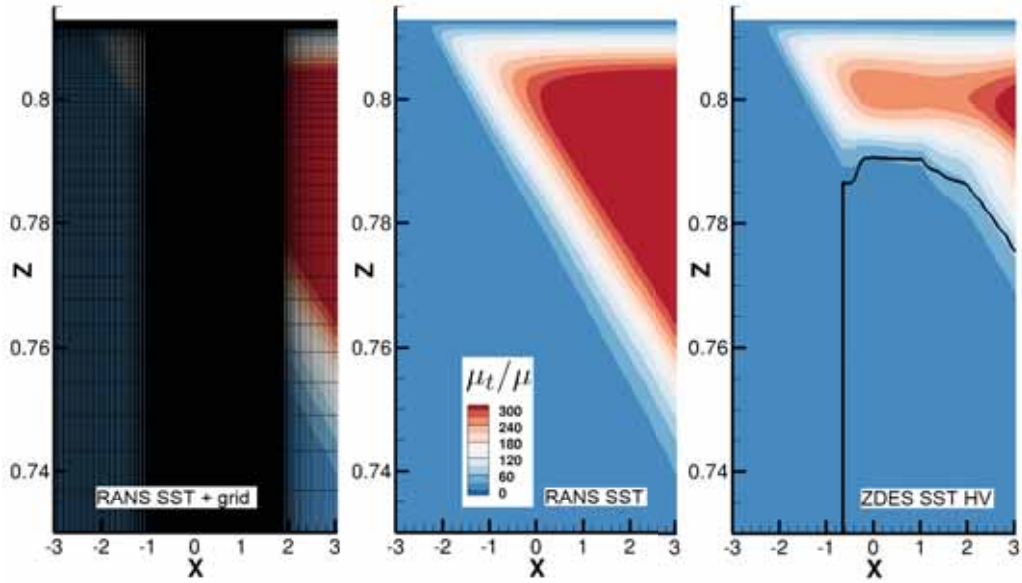


FIGURE 4.27: Comparaison des simulations RANS SST et ZDES SST HV quant au développement de la couche limite turbulente supérieure et de sa protection via le champ du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu$  et l'isoligne de la fonction de protection  $1 - F_F = 0,99$  (1.69) dans le plan longitudinal  $y/h = 2,85$ . Les axes  $x$  et  $z$  ne sont pas à la même échelle de sorte à visualiser la totalité de la longueur de la veine ( $-3,0\text{ m} \leq x \leq 3,048\text{ m}$ ) tout en affichant uniquement la hauteur de la couche limite supérieure ( $0,73\text{ m} \leq y \leq 0,8128\text{ m}$ ).

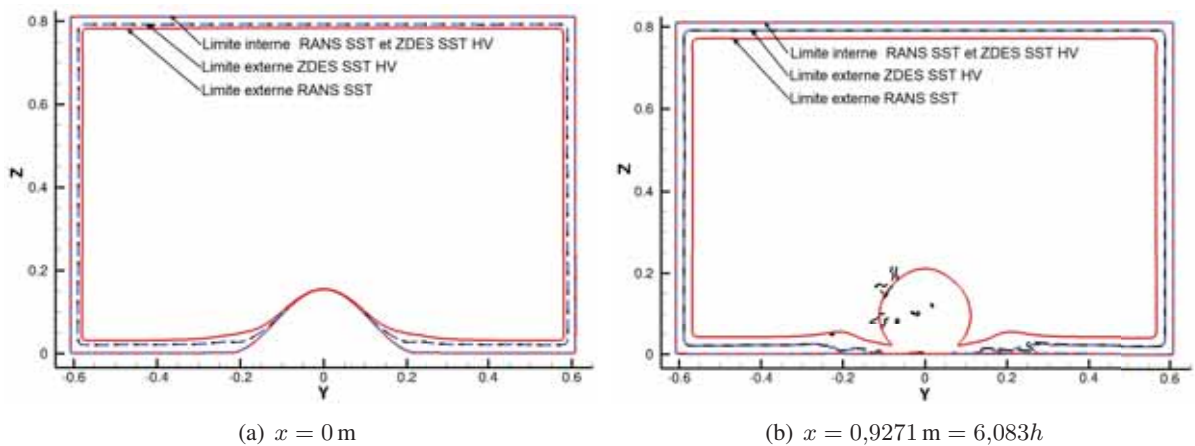


FIGURE 4.28: Comparaison des isolignes du ratio de viscosité  $\mu_t/\mu = 50$  entre les simulations RANS SST et ZDES SST HV dans des plans normaux à l'écoulement.

## 4.7 Conclusions

Dans ce chapitre sont présentées la sélection et une première utilisation du cas de bosse axisymétrique dit FAITH Hill en vue de quantifier l'apport d'une approche ZDES  $k - \omega$  mode 2 relativement à une approche RANS basée sur un même modèle de turbulence pour la prévision des décollements de couche limite turbulente dus à des gradients de pression adverses progressifs (problématique (f)).

Pour ce faire deux simulations ont été effectuées avec les approches ZDES SST HV et RANS SST, toutes deux basées sur le modèle de turbulence  $k - \omega$  de Menter (1994) avec la correction SST. À défaut d'avoir pu effectuer une simulation ZDES SA dans les moyens impartis, une simulation RANS SA est également incluse à cette évaluation. La confrontation de leur prévision du spectre pariétal moyen - dont le front de décollement sur la face sous le vent de la bosse - et de la topologie de l'écoulement décollé en aval de la bosse vis-à-vis d'une fraction restreinte des données de référence disponibles à mise en lumière les éléments suivants :

- L'approche ZDES SST HV mode 2 permet une prévision qualitativement plus fidèle du spectre pariétal se développant sur la bosse que les approches RANS SA et RANS SST au regard de la bouillie expérimentale. Pour autant aucune d'entre elles ne parvient à un accord quantitatif avec les données de référence, en particulier s'agissant de la forme du front de décollement tridimensionnel bien que le changement d'approche ait une influence significative sur la taille de ce dernier. A fortiori leur prévision de la topologie de l'écoulement décollé dans le plan de symétrie longitudinal s'avère fort éloignée des mesures PIV. Les simulations prévoient une recirculation bien trop massive en aval de la bosse, du fait d'un décollement trop précoce de la couche limite turbulente de la bosse et du trop faible niveau d'énergie cinétique turbulente produit au sein de la couche de cisaillement résultante.
- Ces performances défavorables sont causées par l'insuffisante discrétisation spatiale de cette couche de cisaillement. Celle-ci, malgré l'utilisation d'une centaine de millions de degrés de liberté dans l'ensemble du domaine de calcul, s'explique par la nature structuré et coïncidente du maillage employé, par sa topologie basique (fusionnable en un seul bloc) et par le désalignement de la direction de convection de la couche de cisaillement avec les directions d'empilement des mailles  $i$ ,  $j$  et  $k$ . Elle empêche la bonne résolution de la naissance et de la dégénérescence précoces des instabilités apparaissant au sein de la couche de cisaillement traitée suivant un comportement LES par l'approche ZDES. S'agissant des approches RANS elle en dégrade la modélisation de la croissance de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes et donc des effets de la diffusion turbulente.
- La simulation ZDES SST HV fait cependant la démonstration de la sensibilité de la fonction de protection  $1 - F_F$  (1.69) à la discrétisation spatiale, à l'instar de la fonction  $f_d(\nu_t)$  (1.65). L'influence significative du gradient de pression, suivant qu'il soit favorable ou adverse à l'écoulement, sur l'évaluation de l'épaisseur de couche limite par la fonction de protection apparaît fort probable.

Ainsi l'évaluation de l'approche ZDES  $k - \omega$  mode 2 vis-à-vis de la problématique (f) - la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique - n'a pu être menée à bien ici, bien que cette première utilisation du cas FAITH Hill ait démontré la difficulté de la prévision numérique de cet écoulement et donc sa capacité discriminatoire. Elle souligne également certaines faiblesses de l'approche ZDES actuelle, appelle à une utilisation exhaustive des données de référence disponibles pour le cas FAITH Hill, à une amélioration de la méthodologie utilisée et à de nouvelles investigations comme détaillé en perspectives de ce manuscrit.





# Conclusions

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans l'amélioration de l'approche hybride RANS/LES dite ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation (Deck 2012)), dans ses modes de fonctionnement 0, 1 et 2, en vue d'une meilleure prévision des décollements de couche limite turbulente, de l'instationnarité des écoulements décollés à grand nombre de Reynolds et, à plus long terme, des écoulements transitionnels, au sein des turbomachines.

En réponse à l'objectif principal d'une facilitation du couplage de l'actuelle approche ZDES, basée sur le modèle de turbulence à une équation de transport de Spalart et Allmaras (1994) (ZDES SA), avec d'autres modélisations physiques et en particulier avec des modèles de transition laminaire-turbulent, ces travaux ont consisté au développement et à l'évaluation d'approches ZDES sur la base du modèle de turbulence  $k - \omega$  SST de Menter (1994) (ZDES SST) à deux équations de transport en ne considérant ici que les écoulements pleinement turbulents.

L'étude bibliographique en introduction de ce manuscrit et au chapitre 1 a en effet montré la diversité des formulations possibles de la ZDES SST au regard des améliorations publiées portant sur les approches DES et DDES précédant l'approche ZDES. Une décomposition du comportement des approches hybrides RANS/LES de type BLMLES, telles que la ZDES modes 0 à 2, suivant sept problématiques élémentaires majeures y a été proposée. À chacune de ces problématiques ont été rapportées depuis la littérature scientifique ou ont été développées des variantes de l'approche ZDES SST y répondant. Une quinzaine de ces formulations ont été sélectionnées, s'attaquant principalement aux deux problématiques élémentaires que sont (i) la protection du traitement des couches limites turbulentes suivant un comportement RANS dans leur entière épaisseur et (ii) l'accélération de la naissance et du développement des fluctuations turbulentes résolues à la suite d'un passage depuis une région RANS vers une région LES d'un écoulement cisailé.

Elles ont fait l'objet d'une évaluation, présentée en chapitre 2, sur trois cas génériques d'écoulement permettant d'isoler au mieux les problématiques élémentaires.

Au moyen de simulations d'un cas de couche de mélange plane (cas n° 1) il a été démontré que ni le changement de modèle de turbulence sous-jacent (ZDES SA vs ZDES SST) ni le changement du mode de fonctionnement (modes 0 et 1 vs mode 2) n'induisent de régression ou d'amélioration quant à l'apparition et au développement d'un contenu turbulent résolu à la suite d'une interface RANS vers LES.

De même le comportement LES de l'approche ZDES dans les régions fortement turbulentes telles que les recirculations principales en aval d'une marche descendante (cas n° 2) et d'un barreau cylindrique (cas n° 3) n'est pas significativement impacté par ce changement de modèle de sous-maille (ZDES SA vs ZDES SST).

Il a en revanche été démontré que la formulation ZDES SST HV WALE, basée sur une proposition de Mockett et al. (2015), permet une accélération significative et souhaitable de l'apparition et du développement du contenu turbulent à la suite d'une interface RANS vers LES. Il en a été mis en évidence la cause, à savoir une suppression de l'extremum de tensions de Reynolds modélisées - apparaissant de façon très localisée au cœur de la couche de cisaillement considérée - grâce à l'évanouissement de la production d'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) de sous-maille du fait que cette formulation hérite du modèle de sous-maille WALE (Ducros et al. 1998).

Les couches limites turbulentes présentes dans les régions calmes de ces cas génériques ne sont pas d'un nombre de Reynolds suffisamment élevé ( $Re_\theta = 1200$  à  $2900$ ), ni soumises à des gradients de pression suffisamment forts ou ni discrétisées suffisamment finement pour mettre en défaut la protection de leur traitement suivant un comportement RANS dans leur entière épaisseur (réduction de l'ordre de 10% sur  $\delta$  et 5% sur  $C_f$ ) de façon à dégrader le développement de l'écoulement en aval. Reste une certaine disparité, les fonctions de protection évaluées ( $f_d(\nu_t)$ ,  $f_d(\tilde{\nu})$ ,  $1 - F_F$ ,  $1 - F_1$  et  $1 - F_2$ ) offrant comme attendu des degrés de protection proportionnels aux coefficients intervenants dans leur formulation. Seules les fonctions  $1 - F_2$  et  $f_d(\nu_t)$  avec des coefficients augmentés apportent une protection suffisante pour obtenir une solution semblable à une solution RANS.

En revanche dans les régions fortement perturbées par la présence d'un contenu turbulent résolu local ou avoisinant, ici en aval de la marche descendante considérée, la protection du traitement RANS des couches limites s'évanouit et ces dernières ne peuvent se redévelopper plus en aval. Seules les fonctions  $1 - F_2$  et  $f_d(\nu_t)$  avec des coefficients augmentés permettent d'assurer l'utilisation des équations RANS dans une épaisseur significative voire excessive. Pour autant il est démontré que l'utilisation de ces équations ne garantit pas un comportement effectivement RANS, mais aboutit à l'inverse à un comportement LES dont le modèle de sous-maille serait surdimensionné, les fluctuations turbulentes traversant l'interface RANS/LES sans résistance du fait du caractère global de l'approche ZDES.

Enfin la dégradation des performances des approches évaluées, quel que soit le modèle de turbulence sous-jacent, sous l'effet de maillage trop grossier et de méthodes numériques inadaptées aux cellules cisailées (Maugars 2015) a été illustrée sur le cas de barreau cylindrique.

La similitude remarquable des résultats des approches ZDES SA et ZDES SST constitue la conclusion majeure du chapitre 2. Elle s'explique par les conditions peu exigeantes subies par les modèles de turbulence sous-jacents au regard de la physique des cas génériques sélectionnés au sein des régions RANS (absence de géométrie tridimensionnelle ou de gradient de pression significatif). Elle ouvre la voie à l'évaluation de ces approches sur un cas d'intérêt industriel plus exigeant vis-à-vis du rôle du modèle de turbulence sous-jacent.

Ceci a été effectué au chapitre 3 sur un cas de type turbomachine : la simulation de l'écoulement au travers du premier rotor du compresseur axial H.P. de recherche CREATE en régime nominal (cas n° 4). Au regard des résultats de Riéra (2014) - créateur de la configuration numérique utilisée - obtenus avec l'approche ZDES SA, l'approche ZDES SST se révèle tout aussi capable de résoudre les écoulements secondaires fortement instationnaires tels que les tourbillons de jeu. La désactivation de la correction SST sur le modèle de turbulence sous-jacent (ZDES BSL) a pour effet de réduire le contenu turbulent résolu en retardant le passage vers un traitement LES. Cette divergence entre les trois approches ZDES apparaît cependant mineure face à celle concernant leur prévision du décollement de coin aux extrados des aubages du fait du rôle majeur qu'y joue le modèle de turbulence sous-jacent. Les approches ZDES SST et ZDES BSL en prévoient une extension radiale s'étendant sur toute la hauteur d'aube au contraire des approches ZDES SA mais également des approches RANS SA et RANS SST qui prévoient son extension radiale jusqu'à 50 à 60% de hauteur d'aube. Ces décollements plus massifs et précoces en ZDES SST et ZDES BSL, sans qu'il soit possible de juger de leur taille ou de leur existence à l'aide des données de référence disponibles, ont pour conséquences une accélération de la tridimensionalisation des sillages du rotor et une redistribution radiale importante du chargement des aubages. Cette dernière se traduit par des gradients radiaux des quantités aérodynamiques - telles que la pression totale - en aval du rotor en meilleur accord avec les données expérimentales.

La démonstration de cet avantage des approches ZDES SST et ZDES BSL, et donc de l'importance du modèle de turbulence sous-jacent, va cependant de pair avec la mise en évidence du manque de caractérisation expérimentale, du traitement insuffisant des données de références disponibles et de l'importance des simplifications géométriques concédées pour approfondir plus quantitativement cette analyse et discriminer - dans la mesure du possible - les causes de ces écarts.

Afin de remédier à la nécessité d'évaluer plus précisément les approches ZDES quant à la prévision

des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique, le chapitre 4 présente la sélection et une première utilisation du cas générique de bosse axisymétrique dit FAITH Hill (cas n° 5). Seule une simulation ZDES - à l'aide de l'une des formulations de l'approche ZDES SST - a pu être exécutée dans les moyens impartis. Celle-ci a été comparée à une fraction partielle des données de références et à des simulations RANS SA et RANS SST. Il a été démontré la difficulté - et donc le pouvoir discriminant - de la prévision (i) des lignes de frottements moyennes signant le décollement massif sur la face sous le vent de la bosse et (ii) de la topologie de l'écoulement moyen - dont ses moments statistiques d'ordre deux - dans le plan longitudinal médian au regard des mesures expérimentales. Pour autant la discrétisation spatiale employée, trop grossière le long de la couche de cisaillement, est suspectée comme la cause principale aboutissant à la performance défavorable de toutes les approches évaluées.

Si cette première utilisation appelle à une révision de la méthodologie employée pour remplir l'objectif visé, elle a également mis en évidence la forte sensibilité de la fonction de protection  $1 - F_F$  à la finesse de la discrétisation spatiale - à l'instar de la fonction  $f_d(\nu_t)$  - mais également au gradient de pression.

Ainsi ces travaux apportent la démonstration de la similarité des comportements des approches ZDES modes 0/1/2 basées sur les modèles de turbulence de Spalart et Allmaras (1994) et  $k - \omega$  SST de Menter (1994) lorsque ces modèles de turbulence sous-jacent ne sont sollicités que dans des conditions peu exigeantes au sein des régions RANS. Ils illustrent également l'avantage d'une approche ZDES basée sur le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST de Menter (1994) dans le cas d'un écoulement de type turbomachine autrement plus exigeant et analysent diverses améliorations apportées à sa formulation de base. Enfin ils enrichissent la démarche d'évaluation des approches ZDES d'un nouveau cas générique d'écoulement permettant d'isoler au mieux la problématique de la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique.



# Perspectives

Par leur nécessaire incomplétude, la démarche sous-jacente et les multiples problématiques auxquelles ils sont liées, ces travaux soulèvent plusieurs voies d'amélioration.

## Procédure d'évaluation des approches ZDES

Les bases de données utilisées seraient à exploiter de façon plus exhaustive. Ceci s'applique en particulier aux mesures de profils de moments statistiques d'ordre deux et de distributions spectrales de vitesse disponibles au sein des bases de données de Delville (1995) (couche de mélange) et de Parnaudeau et al. (2008) (cylindre circulaire). Les données de référence du compresseur CREATE seraient à post-traiter - en particulier s'agissant des mesures LDA et de leur contrepartie numérique - afin d'en améliorer le pouvoir discriminant. La majorité de la base de données de Bell et al. (2012) reste encore à exploiter.

Les cas d'écoulements utilisés pourraient être complétés ou remplacés par de nouveaux cas (e.g. le tableau 3 des cas d'écoulement génériques et le référencement des cas d'écoulement industriels de type turbomachine par Tucker (2014) (pages 223, 229 et 250)). Un exemple évident en est le remplacement sinon la complétion du cas de marche descendante de Moreau et al. (1987) par celui présenté par Arnault (2016) (pages 32 à 40) ayant pour avantages une géométrie quasi-bidimensionnelle, une paroi supérieure suffisamment éloignée de la paroi inférieure pour limiter l'importance des effets de pression relativement aux effets de la turbulence et des mesures PIV bi-composantes synchronisées avec des mesures de pression pariétale.

Une amélioration essentielle des comparaisons présentées serait d'en approfondir les trop peu nombreuses analyses fréquentielles (rangs 4 à 6 des niveaux de validation de Sagaut et Deck (2009)). De même il serait nécessaire de s'intéresser aux fractions modélisée et résolue des gradients des tensions de Reynolds (e.g.  $\partial - \overline{\rho u''v''} / \partial y$ ) plutôt qu'aux tensions de Reynolds elles-mêmes (e.g.  $-\overline{\rho u''v''}$ ) puisque ce sont ces premières dont la balance avec les autres termes des équations de Navier-Stokes dicte la dynamique de l'écoulement simulé. Leur observation en parallèle d'une extraction exacte - et non approchée - de la moyenne du senseur  $\lambda$  ( $\lambda = 0$  dans les régions traitées avec les équations RANS,  $\lambda = 1$  dans les régions traitées avec les équations LES) permettrait des analyses plus fines du comportement ambigu de l'approche ZDES au sein des zones grises ou des régions dites "RANS" et pourtant significativement instationnaires.

L'étude de ce comportement ambigu et de l'impossibilité de la conservation ou du redéveloppement d'une couche limite modélisée en ZDES mode 2 du fait d'un contenu turbulent incident ou avoisinant constitue l'une des perspectives importante de ces travaux. Elle fait le lien avec les problématiques liées à la ZDES mode 3 et aux approches à résolution variable. Elle est également connexe à la question du comportement de la ZDES mode 2 quant à la représentation des couches limites d'aubages ou de profils impactés par des sillages - éventuellement défilants - résolus (e.g. Zhang et al. (2018)).

L'usage des cas d'écoulements sélectionnés serait à compléter par une étude de la sensibilité des simulations aux conditions aux limites - à l'image de la démarche de Rumsey et al. (2017) - et aux simplifications concédées. À ce titre il peut être cité l'hypothèse d'une plaque plane séparatrice infiniment mince pour le cas de couche de mélange, l'absence de parois adhérentes latérales et/ou l'ajustement de la longueur de périodicité pour les trois premiers cas génériques ou encore l'absence d'un taux de turbulence résolue à l'extérieur des couches limites du cas de marche descendante. La montée en fidélité géométrique des simulations du cas du premier rotor du compresseur axial CREATE, par exemple par

l'ajout du premier stator et des jeux inter-plateformes au domaine de calcul, serait également une étude à mener.

La sensibilité des simulations à la discrétisation spatiale, à la discrétisation temporelle et aux méthodes numériques utilisées n'a pas été traitée durant ces travaux. Il s'agit pourtant d'un point conditionnant la qualité des résultats obtenus, permettant de mettre en lumière les limitations du cadre numérique et amplifiant les différences comportementales entre approches évaluées.

La dissipation et la dispersion provenant du cadre numérique utilisé ont des conséquences directes sur la performance des approches ZDES vis-à-vis de la résolution des phénomènes physiques (e.g. Marty et al. (2015), Gand et al. (2015) et Verrière et al. (2016)). À ce titre il peut être suggéré l'essai, initié par Maugars (2015) pour le solveur *e/sA*, de méthodes numériques d'ordre modéré conservé en maillage quelconque. De même la méthodologie employée pour la discrétisation du cas de bosse axisymétrique serait à enrichir de stratégies de réduction du nombre de point (e.g. recouvrement chimère, raccord non coïncident,...) voire de l'utilisation des récentes capacités d'*e/sA* à la prise en compte de maillages non-structurés afin de raffiner substantiellement les régions critiques telles que le front de décollement de la couche limite inférieure et le développement de la couche de cisaillement résultante.

Par ailleurs, du fait de sa simplicité, le cas de couche de mélange plane se prêterait aisément à une étude de sensibilité en maillage. L'intérêt d'y utiliser une discrétisation grossière pour amplifier les différences comportementales entre les approches évaluées a été démontré à travers le projet Go4Hybrid (Haase et al. 2017, page 224).

Enfin la cohérence entre le cadre numérique et l'approche ZDES utilisés, dont fait partie l'ajustement de la constante  $C_{DES}$ , pourrait être plus rigoureusement étudiée à l'aide de cas de turbulence isotrope en décroissance libre ou forcée à haut nombre de Reynolds.

## Formulations des approches ZDES

Comme démontré ou à nouveau illustré par ces travaux, la sensibilité des fonctions de protection - à ce jour disponibles - à la finesse de la discrétisation spatiale, au gradient de pression (cf. chapitre 4) et aux diverses améliorations portant sur l'accélération de la naissance des fluctuations turbulentes à la suite d'une interface RANS/LES est la raison principale empêchant l'utilisation de l'approche ZDES mode 2 sans risque de détérioration des couches limites turbulentes modélisées. La conception d'une fonction de protection idéalement capable de protéger le traitement RANS des couches limites dans leur entière épaisseur même dans le cas de maillage extrêmement fin tout en ne détériorant pas les transitions RANS/LES et utilisable avec n'importe quel modèle de turbulence sous-jacent constitue une perspective prioritaire.

La formulation de l'approche ZDES  $k - \omega$  basée sur une adaptation de la proposition de Mockett et al. (2015) - l'utilisation du senseur du modèle de sous-maille WALE (Nicoud et Ducros 1999) - étant apparue comme une amélioration substantielle (accélération de la naissance des fluctuations turbulentes à la suite d'une interface RANS/LES), il serait nécessaire d'évaluer et d'intégrer à la ZDES sa généralisation - l'utilisation du senseur du modèle de sous-maille  $\sigma$  (Nicoud et al. 2011) comme proposée par Mockett et al. (2015) et Fuchs et al. (2015).

Ces travaux ayant illustré le rôle primordial du modèle de turbulence sous-jacent à l'approche ZDES et par suite démontré l'intérêt de la ZDES SST vis-à-vis de la ZDES SA, il est naturel d'envisager de nouvelles formulations de la ZDES sur la base de modèles de turbulence spécifiquement adaptés aux applications visées, tels que le modèle  $k - l$  de Smith (1994) pour les compresseurs (Marty et al. 2008). À l'image des améliorations apportées aux approches à résolution variable (e.g. Didorally (2014), Jakirlić et Maduta (2015) et Bonnifet et al. (2017)) et à l'approche DDES (cf. tableau 1 en introduction), il serait intéressant d'évaluer l'apport d'une reformulation de la ZDES sur la base d'un modèle de turbulence de type non-linéaire (e.g. Spalart (2000)), EARSM (e.g. Bézard et Daris (2005)) ou RSM (e.g. Gerolymos et al. (2012) et Manceau (2015)). L'amélioration du modèle de sous-maille consécutive à ces formulations irait dans le sens d'une représentation plus avancée de l'anisotropie des tensions de sous-maille, comme

suggéré par Speziale (1998).

La présente évaluation de l'approche ZDES SST ayant démontré son comportement au moins aussi satisfaisant que celui de l'approche ZDES SA, il est opportun de profiter du couplage qu'elle permet avec les modèles de transition laminaire-turbulent, en réponse aux problématiques soulevées en introduction de ce manuscrit. Comme suggéré par Riéra (2014), une perspective évidente en est son couplage avec le modèle de transition  $\gamma - \overline{R_{\theta_t}}$  de Langtry et Menter (2009) récemment évalué par Minot (2016) en écoulement de turbine et ayant fait l'objet d'un couplage avec une approche hybride RANS/LES par Hodara (2016). Le comportement d'un tel couplage vis-à-vis du traitement des bulbes transitionnels d'une dimension proche ou supérieure à l'épaisseur de la couche limite d'une part, et vis-à-vis des sillages résolus incidents d'autre part serait à examiner. Le couplage de l'approche ZDES SST avec les autres catégories de modèle de transition telles que les critères locaux et non locaux (Arnal et al. 2011), la modélisation de l'énergie cinétique laminaire (Walters et Cokljat 2008 ; Jecker et al. 2017) et la méthode des paraboles (Perraud et al. 2009 ; Bégou et al. 2017) est d'un intérêt tout aussi important, suivant les scénarios de transition et les applications visés.

### Utilisations des approches ZDES

Les capacités de l'approche ZDES pourraient être mises à profit pour étudier de nouvelles physiques propres aux turbomachines telles que les interactions rotor - stator, les décollements tournants voire le phénomène de pompage. Son couplage à un modèle de transition laminaire-turbulent permettrait d'investiguer les effets des sillages sur les bulbes de transition en turbine basse pression (phénomène dit d'accalmie).

Enfin, l'utilisation de technique de raffinement de maillage automatique conjointement à l'utilisation de l'approche ZDES permettrait d'en faciliter l'utilisation. La construction d'un maillage à la fois abordable et cohérent avec la physique simulée est en effet, encore à jour, l'une des barrières majeures à la qualité des simulations entreprises (Slotnick et al. 2014). Ceci a mené à une multiplication des développements de telles procédures de raffinement de maillage automatique en vue de simulations LES (e.g. Benard et al. (2016) et Toosi et Larsson (2017)) et DDES (e.g. Reuß (2016), Limare et al. (2016) et Ge et al. (2018)) qui s'associeraient tout aussi favorablement avec l'approche ZDES.





# Annexe A

## Méthodes et outils numériques

Ce chapitre introduit les modèles physiques, les méthodes numériques et le solveur utilisés pour les simulations d'écoulements compressibles présentées. Des aperçus des publications scientifiques portant sur le cas FAITH Hill sont également apportés.

### Sommaire

---

A.1	Modèles physiques pour les écoulements compressibles . . . . .	<b>220</b>
A.1.1	Lois de conservation . . . . .	220
A.1.2	Lois d'état . . . . .	221
A.1.3	Lois de comportement . . . . .	222
A.1.4	Équations de Navier-Stokes moyennées . . . . .	223
A.1.4.1	Résolution des équations de Navier-Stokes . . . . .	223
A.1.4.2	Approche statistique . . . . .	223
A.1.4.3	Équations du champ moyen . . . . .	223
A.1.4.4	Équations de transport du tenseur de Reynolds . . . . .	225
A.1.4.5	Expression du système des équations du champ moyen sous forme conservative . . . . .	226
A.1.5	Modèles de fermeture au premier ordre . . . . .	227
A.1.6	Méthodes pour la discrétisation et la résolution numérique des modèles physiques considérés . . . . .	227
A.1.6.1	Discrétisation spatiale . . . . .	227
A.2	Le logiciel <i>e/sA</i> . . . . .	<b>230</b>
A.2.1	Capacités et diffusion . . . . .	230
A.2.2	Approches pour la modélisation et la résolution de la turbulence . . . . .	231
A.2.3	Modèles pour les scénarios de transition laminaire-turbulent . . . . .	232
A.3	Références sur le cas FAITH Hill . . . . .	<b>235</b>

---

## A.1 Modèles physiques pour les écoulements compressibles

Cette section décrit les modèles physiques considérés dans le cadre du logiciel *e/sA*. Il s'agit notamment des équations de Navier-Stokes (ou lois de conservations), supposées fournir une description macroscopique correcte de la dynamique et de la thermodynamique des écoulements compressibles sous l'hypothèse d'un milieu continu et au moyen des lois d'états et de comportement associées.

### A.1.1 Lois de conservation

Les équations de Navier-Stokes décrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un fluide visqueux et conducteur de chaleur. Pour *e/sA*, le fluide est considéré comme non réactif et mono-espèce. D'autre part la densité de ce fluide est supposée suffisamment basse pour que les effets de gravité puissent être négligés, seul certains écoulements gazeux sont donc admis. *e/sA* est capable de résoudre numériquement la formulation *ALE* (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) des équations résultantes, i.e. une formulation supportant des référentiels multiples aussi bien inertiels que non inertiels entre eux et variables au cours du temps (maillages mobiles et déformables). Par souci de concision une formulation différentielle plus simple est présentée ici. Les équations suivantes gouvernent l'écoulement instantané suivant une description eulérienne dont les grandeurs sont exprimées relativement à un référentiel inertiel commun définie par les coordonnées spatiales cartésiennes  $x_i \in \{x, y, z\}$  et la coordonnée temporelle  $t$  :

- l'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho \underline{u}) = 0 \quad (\text{A.1}) \quad \square$$

- l'équation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \text{div} (\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = -\underline{\text{grad}} p + \text{div} \underline{\underline{\sigma}} \quad (\text{A.2}) \quad \square$$

- l'équation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \text{div} (\rho \underline{u} E) = -\text{div} \underline{q} + \text{div} [(\underline{\underline{\sigma}} - p \underline{I}) \cdot \underline{u}] \quad (\text{A.3}) \quad \square$$

avec (les grandeurs et les unités S.I. des composantes des tenseurs sont indiquées entre parenthèse)

1.  $t$ , le temps ( $[T]$ ; s)
2.  $\rho$ , la masse volumique ( $[M][L]^{-3}$ ;  $\text{kg.m}^{-3}$ )
3.  $\underline{u}$ , le vecteur vitesse avec ses composantes  $u_i \in \{u, v, w\}$  ( $[L][T]^{-1}$ ;  $\text{m.s}^{-1}$ )
4.  $p$ , la pression ( $[M][L]^{-1}[T]^{-2}$ ; Pa soit  $\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-2}$ )
5.  $\underline{\underline{\sigma}}$ , le tenseur des contraintes visqueuses avec ses composantes  $\sigma_{ij}$  ( $[M][L]^{-1}[T]^{-2}$ ; Pa soit  $\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-2}$ )
6.  $E$ , l'énergie totale spécifique ( $[L]^2[T]^{-2}$ ;  $\text{J.kg}^{-1}$  soit  $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$ )
7.  $\underline{q}$ , le vecteur du flux de chaleur avec ses composantes  $q_i$  ( $[M][T]^{-3}$ ;  $\text{W.m}^{-2}$  soit  $\text{kg.s}^{-3}$ )
8.  $\underline{I}$ , la matrice identité (sans dimensions)

Dans l'équation de l'énergie, l'énergie totale spécifique  $E$  comprend l'énergie interne spécifique  $e$  et l'énergie cinétique par unité de masse :

$$E = e + \frac{1}{2} \|\underline{u}\|^2 \quad (\text{A.4}) \quad \square$$

Le système d'équations ainsi formé (équations (A.1), (A.2) et (A.3)) est ouvert, le nombre d'équations (5) étant inférieur au nombre d'inconnues (14), les inconnues étant la masse volumique, le vecteur vitesse, le tenseur des contraintes (6 termes), l'énergie totale et le vecteur du flux de chaleur.

Pour fermer le problème, il faut avoir recours à des informations sur les propriétés du fluide et sur son comportement.

### A.1.2 Lois d'état

Le fluide considéré dans ces travaux est de l'air supposé thermiquement et caloriquement parfait, bien qu'*elsA* puisse s'affranchir de cette dernière hypothèse. La pression peut alors s'exprimer en fonction d'autres variables thermodynamiques en utilisant l'équation (A.5).

$$p = \rho r_{gaz} T \quad (\text{A.5}) \quad \square$$

où  $r_{gaz}$  est la constante spécifique de l'air définie comme le rapport de la constante universelle des gaz parfaits ( $\mathcal{R} = 8,31446 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) à la masse molaire de l'air ( $\mathcal{M} = 0,02896489 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$ ). De plus, les chaleurs spécifiques à pression  $c_p$  et à volume constants  $c_v$  sont constantes. Ainsi l'énergie interne spécifique et l'enthalpie spécifique peuvent s'écrire :

$$e = c_v T \quad \hat{h} = c_p T \quad (\text{A.6}) \quad \square$$

Les chaleurs spécifiques sont définies à partir de la constante des gaz parfaits  $r_{gaz}$  et du rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma_{gaz} = \frac{c_p}{c_v}$  :

$$c_v = \frac{r_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1} \quad c_p = \frac{\gamma_{gaz} r_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1} \quad (\text{A.7}) \quad \square$$

L'énergie interne spécifique  $e$ , l'enthalpie spécifique  $\hat{h}$ , l'énergie totale spécifique  $E$  et l'enthalpie totale spécifique  $\hat{h}_i$  peuvent alors s'écrire :

$$\begin{aligned} e = c_v T = \frac{1}{\gamma_{gaz} - 1} \frac{p}{\rho} \quad \hat{h} = c_p T = \frac{\gamma_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1} \frac{p}{\rho} \quad E = \frac{1}{\gamma_{gaz} - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \|\underline{u}\|^2 \quad (\text{A.8}) \quad \square \\ \hat{h}_i = \hat{h} + \frac{1}{2} \|\underline{u}\|^2 = \frac{\gamma_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \|\underline{u}\|^2 = E + \frac{p}{\rho} \end{aligned}$$

tandis que la vitesse du son  $a$  permettant de calculer le nombre de Mach  $M$  à partir de la norme de la vitesse  $U$  ( $\equiv \|\underline{u}\|$ ) :

$$a = \sqrt{\gamma_{gaz} r_{gaz} T} = \sqrt{\gamma_{gaz} \frac{p}{\rho}} \quad M = \frac{U}{a} \quad (\text{A.9}) \quad \square$$

Parmi les autres grandeurs d'arrêt (confondue avec le qualificatif "total" car les effets de la gravité sont négligés), la pression totale  $p_i$  et la température totale  $T_i$  sont exprimées comme :

$$p_i = p \left( 1 + \frac{\gamma_{gaz} - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1}} \quad T_i = T \left( 1 + \frac{\gamma_{gaz} - 1}{2} M^2 \right) \quad (\text{A.10}) \quad \square$$

L'entropie spécifique  $s$  s'exprime alors comme :

$$s = s_{ref} + r_{gaz} \left( \frac{\gamma_{gaz}}{\gamma_{gaz} - 1} \ln(T/T_{ref}) - \ln(p/p_{ref}) \right) \quad (\text{A.11}) \quad \square$$

où les quantités indicées par "ref" sont relatives à un état de référence donné.

### A.1.3 Lois de comportement

La première loi de comportement concerne le tenseur des contraintes visqueuses. Pour un fluide newtonien, l'expression du tenseur est la suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \lambda (\text{div } \underline{u}) \underline{\underline{I}} + 2\mu \underline{\underline{S}} \quad (\text{A.12}) \quad \square$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide,  $\lambda$  le second coefficient de viscosité et  $\underline{\underline{S}}$  le tenseur des taux de déformation. Ce tenseur correspond à la partie symétrique du tenseur des gradients de vitesse. On définit également le tenseur des taux de rotation  $\underline{\underline{\Omega}}$  dans un repère entraîné par une vitesse de rotation de composante  $\Omega_m$ . Les composantes de ces tenseurs s'écrivent :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \varepsilon_{mji} \Omega_m \quad (\text{A.13}) \quad \square$$

En supposant valide l'hypothèse de Stokes qui lie la viscosité volumique à la viscosité dynamique :  $3\lambda + 2\mu = 0$ , l'équation (A.12) devient

$$\underline{\underline{\sigma}} = 2\mu \left[ \underline{\underline{S}} - \frac{1}{3} (\text{div } \underline{u}) \underline{\underline{I}} \right] \quad (\text{A.14}) \quad \square$$

La viscosité dynamique  $\mu$  est évaluée par la loi de Sutherland, valable pour un écoulement d'air.

$$\mu = \mu_{suth} \sqrt{\frac{T}{T_{suth}}} \frac{1 + \frac{S_{suth}}{T_{suth}}}{1 + \frac{S_{suth}}{T}} \quad (\text{A.15}) \quad \square$$

Le vecteur de chaleur  $\underline{q}$  est donné par la loi de Fourier :

$$\underline{q} = -K_T \underline{\text{grad}} T \quad (\text{A.16}) \quad \square$$

où  $K_T$  est le coefficient de conductivité thermique. En introduisant le nombre de Prandtl, ce coefficient peut s'exprimer en fonction de la viscosité dynamique et du coefficient de chaleur spécifique à pression constant  $c_p$  :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{K_T} \quad (\text{A.17}) \quad \square$$

Le nombre de Prandtl est supposé constant. Le tableau A.1 regroupe les différentes constantes présentes dans les lois de comportement et dans les lois d'état de l'air, ainsi que leur valeurs par défaut sauf mention contraire dans les chapitres concernés.

Constante	Valeur
$r_{gaz}$	287,053 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$\gamma_{gaz}$	1,4
$S_{suth}$	110,4 K
$T_{suth}$	288,15 K
$\mu_{suth}$	$1,78938 \times 10^{-5}$ kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$Pr$	0,72

Tableau A.1: Constantes des lois de comportement et des lois d'état pour l'air.

Compte tenu des lois d'état et des lois de comportement le système d'équations instantanées (équations (A.1), (A.2) et (A.3)) est fermé.

## A.1.4 Équations de Navier-Stokes moyennées

### A.1.4.1 Résolution des équations de Navier-Stokes

#### A.1.4.2 Approche statistique

La modélisation de la turbulence est prise en compte à l'aide d'une approche statistique de fermeture en un point qui décompose un champ  $f(x, t)$  en un champ moyen  $\bar{f}$  et un champ fluctuant  $f'$  avec  $f(x, t) = \bar{f} + f'$ . Cette décomposition a été proposée par Reynolds (1883). Il s'agit d'une moyenne d'ensemble i.e. une moyenne sur un grand nombre de réalisations indépendantes  $f_i$  :

$$\bar{f} = \lim_{N \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i \right) \quad (\text{A.18}) \quad \square$$

Pour un phénomène ergodique, une moyenne d'ensemble se réduit à une moyenne temporelle, le temps servant à établir la moyenne étant grand devant les échelles de temps caractéristiques de la turbulence. La moyenne temporelle est définie par :

$$\bar{f}(t) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{\tau} f(t + t) dt \quad (\text{A.19}) \quad \square$$

Les propriétés de la moyenne d'ensemble sont les suivantes.

$$\begin{aligned} \overline{f'} &= 0 & \overline{\bar{f}} &= \bar{f} & \overline{\frac{\partial f}{\partial x}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \\ \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} & \overline{\alpha f} &= \alpha \bar{f} \text{ avec } \alpha \text{ constant} & \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \\ \overline{f \cdot \bar{g}} &= \bar{f} \cdot \bar{g} & \overline{f \cdot g} &= \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} & & \end{aligned} \quad (\text{A.20}) \quad \square$$

Dans le cas d'un calcul turbomachine la moyenne d'ensemble doit être réalisée pour des positions des aubes fixées. On parle alors de moyenne de phase. En incompressible, on retrouve une forme analogue aux équations de Navier-Stokes. À l'inverse, en compressible, cette décomposition conduit à une forme très complexe des équations de Navier-Stokes du champ moyen. Pour l'éviter, on a recours à l'utilisation de la moyenne d'ensemble sur la pression et la masse volumique et de la moyenne pondérée par la masse sur les autres quantités. Cette moyenne pondérée a été développée par Reynolds (1895) et popularisée par Favre (1965) et sa définition est donnée par l'équation (A.21).

$$f = \tilde{f} + f'' \quad \tilde{f} = \frac{\rho f}{\bar{\rho}} \quad (\text{A.21}) \quad \square$$

La partie fluctuante  $f''$  n'est alors plus une fluctuation centrée i.e. de moyenne d'ensemble nulle mais  $\rho f''$  l'est :

$$\overline{f''} = -\frac{\overline{\rho' f'}}{\bar{\rho}} \neq 0 \quad \overline{\rho f''} = 0 \quad (\text{A.22}) \quad \square$$

Les équations de Navier-Stokes pour le champ instantané compressible sont alors décomposées en équations pour le champ moyen (avec la moyenne pondérée par la masse) et pour le champ fluctuant.

### A.1.4.3 Équations du champ moyen

L'application de la moyenne pondérée par la masse aux équations de Navier-Stokes instantanées (équations (A.1), (A.2) et (A.3)) conduit à des équations moyennées dont la forme est simple :

- l'équation de continuité

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\underline{u}}) = 0 \quad (\text{A.23}) \quad \square$$

- l'équation de quantité de mouvement

$$\underline{\rho} \frac{\partial \tilde{\underline{u}}}{\partial t} + \underline{\underline{\text{grad}}} \tilde{\underline{u}} \cdot \underline{\rho} \tilde{\underline{u}} = -\underline{\underline{\text{grad}}} \bar{p} + \underline{\text{div}} \left( \underline{\underline{\sigma}} - \overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \otimes \underline{u}''} \right) \quad (\text{A.24}) \square$$

- l'équation de l'énergie

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \underline{\text{div}} \left( \overline{\underline{\rho} \tilde{\underline{u}} \tilde{E}} \right) = -\underline{\text{div}} \bar{\underline{q}} + \underline{\text{div}} \left[ \underline{\underline{u}} \cdot \left( \underline{\underline{\sigma}} - \underline{p} \underline{I} \right) \right] + \underline{\text{div}} \left( -\overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \underline{E}''} \right) \quad (\text{A.25}) \square$$

La forme des équations est très similaire à celles de l'écoulement laminaire qui correspond aux équations du champ instantané (A.1), (A.2) et (A.3). L'expression du tenseur des contraintes (équation (A.14)) moyenné est la suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\mu \underline{\text{grad}} \underline{u}}} + \underline{\underline{\mu \underline{\text{grad}}^t \underline{u}}} - \frac{2}{3} \underline{\underline{\mu \underline{\text{div}} \underline{u} \underline{I}}} \quad (\text{A.26}) \square$$

Avec

$$\underline{\underline{\mu \underline{\text{grad}} \underline{u}}} = \underline{\underline{\bar{\mu} \underline{\text{grad}} \underline{u}}} + \underline{\underline{\mu' \underline{\text{grad}} \underline{u}'}} = \underline{\underline{\bar{\mu} \underline{\text{grad}} \left( \underline{u}'' - \frac{\overline{\rho' \underline{u}''}}{\bar{\rho}} \right)}} + \underline{\underline{\mu' \underline{\text{grad}} \underline{u}'}} \quad (\text{A.27}) \square$$

Les fluctuations de viscosité  $\mu'$  sont liées aux fluctuations de température  $T'$  et ainsi aux grandes échelles de la turbulence. Aupoix (2002) indique que le terme  $\underline{\underline{\text{grad}} \underline{u}'}$  est principalement lié aux petites échelles. La corrélation entre les deux termes est alors faible, ce qui permet de négliger le terme. Quant au terme  $\frac{\overline{\rho' \underline{u}''}}{\bar{\rho}}$ , Aupoix (2002) montre qu'il peut être négligé. Finalement, l'expression du tenseur des contraintes moyenné s'écrit :

$$\underline{\underline{\sigma}} \approx \bar{\mu} \left( \underline{\underline{\text{grad}} \tilde{\underline{u}}} + \underline{\underline{\text{grad}}^t \tilde{\underline{u}}} - \frac{2}{3} \underline{\underline{\text{div}} \tilde{\underline{u}} \underline{I}} \right) \quad (\text{A.28}) \square$$

Le même raisonnement peut être appliqué au flux de chaleur moyenné.

$$\bar{\underline{q}} \approx -\overline{K_T} \underline{\underline{\text{grad}}} \tilde{T} \quad (\text{A.29}) \square$$

Le second terme du membre de droite de l'équation (A.25) se décompose de la manière suivante :

$$\underline{\underline{u}} \cdot \left( \underline{\underline{\sigma}} - \underline{p} \underline{I} \right) = \underline{\underline{u}} \cdot \left( \underline{\underline{\sigma}} - \underline{\bar{p}} \underline{I} \right) + \underline{\underline{u}'} \cdot \underline{\underline{\sigma}'} - \underline{\underline{u}'} \underline{p}' \quad (\text{A.30}) \square$$

Il apparaît des termes de corrélations.

Quant à l'équation d'état (A.5), elle devient :

$$\bar{p} = \bar{\rho} r_{\text{gaz}} \tilde{T} \quad (\text{A.31}) \square$$

En comparant les équations de quantité de mouvement instantanées et moyennées, il apparaît un nouveau terme  $\overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \otimes \underline{u}''}$  provenant de la moyenne des termes non-linéaires instantanés. Il s'agit du tenseur des contraintes turbulentes, appelé tenseur de Reynolds. Il représente le flux de quantité de mouvement pour le champ de vitesse moyenne dû au mélange par le mouvement turbulent. Ce tenseur a la propriété d'être symétrique et sa trace est égale au double de l'énergie cinétique turbulente  $k = \frac{1}{2} \overline{\underline{u}'' \cdot \underline{u}''}$ . La comparaison des équations d'énergie totale montre qu'il apparaît également un nouveau terme  $\overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \underline{E}''}$  qui représente la diffusion d'énergie totale due au mouvement turbulent. Aupoix (2002) montre que ce terme est la somme de trois termes dont le premier est le flux de chaleur turbulent dû au mélange par la turbulence et le troisième est la diffusion turbulente des fluctuations moyennées de l'énergie cinétique.

$$-\overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \underline{E}''} = -\overline{\underline{\rho} \underline{u}'' e''} - \tilde{\underline{u}} \cdot \overline{\underline{\rho} \underline{u}'' \otimes \underline{u}''} - \frac{1}{2} \overline{\underline{\rho} \underline{u}'' (\underline{u}'' \cdot \underline{u}'')} \quad (\text{A.32}) \square$$

Compte tenu des différents termes additionnels et du nombre d'équations disponibles, le système formé par les équations de Navier-Stokes moyennées est ouvert. Il faut donc modéliser certains termes en faisant appel à des hypothèses de fermeture et en essayant de restituer autant que possible l'information perdue par passage à la moyenne.

#### A.1.4.4 Équations de transport du tenseur de Reynolds

La détermination des équations de transport du tenseur de Reynolds se base sur la définition :

$$\overline{\rho u_i u_j} = \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \overline{\rho u_i'' u_j''} \quad (\text{A.33}) \quad \square$$

La dérivée temporelle de la tension de Reynolds  $\overline{\rho u_i'' u_j''}$  s'écrit alors

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u_i'' u_j''} = \overline{\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} u_j} + \overline{\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} u_i} - \overline{\frac{\partial \rho}{\partial t} u_i u_j} - \left( \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} \tilde{u}_j + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial t} \tilde{u}_i - \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \right) \quad (\text{A.34}) \quad \square$$

En utilisant cette formulation et à partir des équations instantanées et moyennées, les équations de transport des tensions de Reynolds dans le repère entraîné s'écrit (Aupoix 2002) :

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial \overline{\rho u_i'' u_j''}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_k \overline{\rho u_i'' u_j''}}{\partial x_k}}_{\text{Advection } A_{ij}} &= \underbrace{-\overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k}}_{\text{Production } P_{ij}} \quad (\text{A.35}) \quad \square \\ &+ \underbrace{p' \left( \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)}_{\text{Corrélation pression-déformation } \Pi_{ij}} \\ &+ \underbrace{\tilde{u}_i'' \left( \frac{\partial \overline{\sigma_{jk}}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \right) + \tilde{u}_j'' \left( \frac{\partial \overline{\sigma_{ik}}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right)}_{\text{Effets directs des fluctuations de masse volumique } M_{ij}} \\ &- \underbrace{\overline{\sigma'_{ik} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} + \sigma'_{jk} \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}}}_{\text{Taux de dissipation } \bar{\rho} \varepsilon_{ij}} + \underbrace{\frac{\partial (\overline{\sigma'_{ik} u_j'} + \overline{\sigma'_{jk} u_i'})}}{\partial x_k}}_{\text{Diffusion visqueuse } \bar{\rho} D_{ij}^V} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial \left( -\overline{\rho u_i'' u_j'' u_k''} - p' (u_i' \delta_{jk} + u_j' \delta_{ik}) \right)}{\partial x_k}}_{\text{Diffusion turbulente } \bar{\rho} D_{ij}^t} \\ &+ \underbrace{\left( -2\bar{\rho} \mathcal{E}_{ilm} \Omega_l \overline{u_j'' u_m''} - 2\bar{\rho} \mathcal{E}_{jlm} \Omega_l \overline{u_i'' u_m''} \right)}_{\text{Terme de Coriolis } R_{ij}} \end{aligned}$$

où  $\underline{\Omega}$  représente le vecteur vitesse de rotation du repère entraîné. Les tensions de Reynolds sont des corrélations doubles sur la vitesse. Les équations de transport de ces tensions font apparaître des corrélations triples dans le terme de diffusion turbulente. Le problème reste toujours ouvert, l'écriture des équations de transport pour les nouveaux termes issus des équations de transport faisant apparaître encore d'autres termes inconnus. Dans les équations de transport des tensions de Reynolds, seuls les termes d'advection et de production sont exacts, les autres termes doivent être modélisés. Plusieurs stratégies sont envisageables pour fermer le système. La première est la fermeture au premier ordre qui modélise les tensions de Reynolds apparues dans les équations de Navier-Stokes moyennées. Elle est discutée à la section A.1.5. Des modèles de fermeture au premier ordre non-linéaires (modèles explicites algébriques aux tensions de Reynolds) sont également développés (e.g. Wilcox (2006)). Une autre stratégie peut être réalisée. Il s'agit non pas de modéliser les tensions de Reynolds mais de les résoudre à l'aide des équations de transport en modélisant les différents termes apparaissant dans les équations, exceptés les termes de convection et de production (cf. Eisfeld (2015)). Le choix de la modélisation dépend la complexité de l'écoulement à simuler et de la précision requise.



#### A.1.4.5 Expression du système des équations du champ moyen sous forme conservative

Afin de résoudre le système formé par les équations du champ moyen (A.23), (A.24) et (A.25) à l'aide de schémas numériques, celui-ci doit être écrit sous forme conservative. Dans le cas où la configuration traitée est celle de l'écoulement dans un compresseur, notamment dans le rotor, le système est résolu dans le repère entraîné (le maillage est lié au rotor) représenté par l'indice  $(\cdot)_{ent}$ . La formulation est basée sur les variables relatives, la vitesse relative dans le repère relatif  $\underline{u}_{r_{ent}}$  étant définie par  $\underline{u}_{r_{ent}} = \underline{u}_{a_{ent}} - \underline{s}_E$  avec la vitesse absolue  $\underline{u}_{a_{ent}}$  et  $\underline{s}_E$  la vitesse d'entraînement. On considère ainsi le domaine de calcul  $\Omega_{vol}$  de frontière  $\partial\Omega_{vol}$  de normale sortante unitaire  $\underline{n}$ . Dans un souci de clarté, les moyennes appliquées ne sont pas marquées dans les équations suivantes. Dans un repère entraîné, la formulation des équations de Navier-Stokes moyennées s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_{vol}(t)} \underline{W}_{ent} d\Omega_{vol} + \oint_{\partial\Omega_{vol}(t)} \left[ \underline{F}_C(\underline{W}, \underline{s}_E)_{ent} + \underline{F}_D(\underline{W}, \underline{\text{grad}} \underline{W})_{ent} \right] \cdot \underline{n} d\Sigma = \int_{\Omega_{vol}(t)} \underline{T}(\underline{W}, \underline{s}_E)_{ent} d\Omega_{vol} \quad (\text{A.36}) \square$$

Avec

- le vecteur des variables conservatives

$$\underline{W}_{ent} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \underline{u}_{r_{ent}} \\ \rho E_r^* \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad E_r^* = e + \frac{||\underline{u}||^2}{2} + k \quad (\text{A.37}) \square$$

- les flux convectifs

$$\underline{F}_C_{ent} = \begin{bmatrix} \rho \underline{u}_{r_{ent}}^t \\ \rho \underline{u}_{r_{ent}} \otimes \underline{u}_{r_{ent}}^t + p^* \underline{I} \\ (\rho E_{ent} \underline{u}_{r_{ent}} + p^* \underline{u}_{r_{ent}})^t \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad p^* = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (\text{A.38}) \square$$

- les flux diffusifs

$$\underline{F}_D_{ent} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\underline{\sigma}_{ent}^* \\ -(\underline{\sigma}_{ent}^* \underline{u}_{r_{ent}} - \underline{q}_{ent}^*)^t \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \underline{\sigma}_{ent}^* = \underline{\sigma}_{ent} + \left( \underline{\tau}_{ent} + \frac{2}{3} \rho k \underline{I} \right) \\ \underline{q}_{ent}^* = \underline{q}_{ent} + \underline{q}_{t_{ent}} \end{cases} \quad (\text{A.39}) \square$$

- les termes sources

$$\underline{T}_{ent} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \left( \underline{f}_{Cor_{ent}} + \underline{f}_{cen_{ent}} \right) \\ \rho \underline{u}_{r_{ent}}^t \underline{f}_{cen_{ent}} \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \underline{f}_{Cor_{ent}} = -2 \underline{\Omega}_{ent} \times \underline{u}_{r_{ent}} \\ \underline{f}_{cen_{ent}} = - \left[ \frac{\partial \underline{s}_E_{ent}}{\partial t} + \underline{\Omega}_{ent} \times \underline{s}_E_{ent} \right] \end{cases} \quad (\text{A.40}) \square$$

Où  $E_r$ ,  $e$ ,  $k$ ,  $\underline{\sigma}_{ent}$ ,  $\underline{\tau}_{ent}$ ,  $\underline{q}_{ent}$ ,  $\underline{q}_{t_{ent}}$ ,  $\underline{f}_{Cor}$ ,  $\underline{f}_{cen}$  et  $\underline{\Omega}_{ent}$  sont respectivement l'énergie totale spécifique relative, l'énergie interne spécifique, l'énergie cinétique turbulente, le tenseur des contraintes, le tenseur de Reynolds, le flux de chaleur, le flux de chaleur turbulent, la force de Coriolis, la force centrifuge et le vecteur vitesse de rotation. L'exposant  $t$  représente la transposée d'une matrice. Il faut noter que le terme  $\frac{2}{3} \rho k$  intervient dans les termes de pression et du tenseur des contraintes si le modèle de turbulence est basé sur l'hypothèse de Boussinesq ou est de type explicite algébrique aux tensions de Reynolds (EARSIM).

### A.1.5 Modèles de fermeture au premier ordre

Nous nous plaçons dans le cadre de l'hypothèse de Morkovin (1961) qui stipule que les effets des fluctuations de masse volumique sur la turbulence sont négligeables devant ceux de la masse volumique moyenne à condition que le nombre de Mach soit inférieur à 5. Ainsi, dans ces conditions, la turbulence conserve un comportement incompressible, ce qui explique que les modèles présentés par la suite ont été développés en incompressible. Dans un souci de clarté, les symboles de moyenne  $\bar{\cdot}$  et  $\tilde{\cdot}$  ne sont plus utilisés sur les grandeurs du champ moyen mais uniquement sur les tensions de Reynolds et sur les corrélations d'ordre supérieur.

Aupoix (2009) indique qu'un modèle de turbulence requiert une échelle de vitesse qui caractérise la force avec laquelle la turbulence mélange l'écoulement, une échelle de longueur qui caractérise la distance sur laquelle s'effectue ce mélange et une relation constitutive pour exprimer les tenseurs de Reynolds et de flux de chaleur turbulent. La première approche est le concept de viscosité turbulente proposé par Boussinesq (1877) et constitue la base des modèles de fermeture au premier ordre. Par analogie avec un fluide newtonien où la contrainte est proportionnelle à la déformation (équation (A.14)), Boussinesq exprime la tension de cisaillement  $\overline{u'v'}$  en fonction du cisaillement dans le cas d'un écoulement cisailé plan.

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{A.41}) \quad \square$$

Le concept de viscosité turbulente décrit l'effet global de la turbulence comme un effet uniquement diffusif (Manceau 2007). La turbulence est ainsi une agitation aléatoire qui augmente les effets de mélange. La dimension de la viscosité turbulente étant le produit d'une vitesse et d'une longueur, l'hypothèse de Boussinesq confirme la nécessité d'évaluer une échelle de vitesse et une échelle de longueur. La relation (A.41) a ensuite été étendue par Kolmogorov au tenseur de Reynolds qui est alors relié au tenseur des taux de déformation  $\underline{S}$ .

$$-\overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} = 2\nu_t S_{ij} \quad (\text{A.42}) \quad \square$$

Le terme  $\frac{2}{3}k$  peut se combiner au terme de pression des équations de quantité de mouvement, ce qui explique l'utilisation de la quantité  $p^*$  dans l'expression des flux convectifs (équation (A.38)). La connaissance de la viscosité turbulente suffit pour évaluer les vitesses moyennes.

Dans le cadre de cette étude, le modèle du flux de chaleur turbulent est toujours le même. Il relie le flux de chaleur turbulent au champ de température moyenne à l'aide d'un coefficient de conductivité thermique  $K_{T_t}$  dont la valeur est issue du nombre de Prandtl turbulent supposé constant ( $Pr_t = 0,9$ ).

$$\underline{q}_t = -K_{T_t} \underline{\text{grad}} T \quad \text{avec} \quad Pr_t = \frac{\mu_t c_p}{K_{T_t}} \quad \text{et} \quad \mu_t = \rho \nu_t \quad (\text{A.43}) \quad \square$$

### A.1.6 Méthodes pour la discrétisation et la résolution numérique des modèles physiques considérés

#### A.1.6.1 Discrétisation spatiale

Au sein d'*e/sA* les équations de Navier-Stokes compressibles sont résolues sous leur forme intégrale via une approche volume finis (Hirsch 1990) centrée aux centres des cellules. Les possibilités du cadre numérique vont de pair avec les modélisations énoncées précédemment.

Pour l'utilisation de l'approche RANS sur des écoulements à forte discontinuité ou sur des maillages fortement déformés, la discrétisation spatiale des flux convectifs peut s'effectuer au moyen du **schéma centré de Jameson (1983)** à viscosité artificielle. Comme tout schéma centré il s'écrit comme la somme d'une discrétisation spatiale centrée simple et d'un terme de dissipation numérique, la discrétisation centrée simple étant inconditionnellement instable. Issue d'une approche pragmatique, ce schéma est très

populaire dans le milieu industriel pour sa robustesse face aux écoulements choqués et aux maillages anisotrope. Celle ci découle de l'ajout des termes dissipatifs décentrés amonts d'ordre 2 et 4 proportionnels à un senseur de discontinuité généralement basé sur la dérivée seconde locale de la pression, à l'anisotropie des mailles locales (correction de Martinelli) et à des coefficients ajustable par l'utilisateur. Ces termes peuvent être formulés de façon scalaire mais aussi matricielle pour une dissipation adaptée à chaque variable conservative transportée.

**Le schéma décentré amont de Roe (1981) ; Roe (1986)** peut également être utilisé. Ce solveur approché de Riemann d'ordre un peut être étendue au deuxième et troisième ordre via la méthode MUSCL (Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Law) proposée par Leer (1979). Il a pour avantages de bonnes propriétés de capture de choc ainsi qu'une dissipation à caractère matriciel, ce qui en fait une solution populaire dans le milieu industriel. Ce schéma peut cependant mener à des solutions non physiques lorsque les vitesses des caractéristiques de la résolution du problème approché de Riemann ( $u$ ,  $u + a$ ,  $u - a$ ) tendent vers zéro, généralement aux chocs et aux points d'arrêt. La correction de Harten et Hyman (1983) permet d'outrepasser ce phénomène au prix d'une dissipation accrue dans les zones dominées par les effets visqueux et proportionnelle à une constante ajustée par l'utilisateur. Dans le cadre d'une résolution stationnaire d'un calcul où le pas de temps local n'est pas une grandeur physique mais un artifice de résolution numérique, différentes stratégies de pré-conditionnement permettent de s'affranchir dans une certaine mesure des problèmes de convergence et de précision au sein des zones de faible Mach.

*e/sA* propose également la famille des **schémas décentrés amonts AUSM** (Advection Upstream Splitting Method).

Le but du schéma AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*) (AUSM), introduit par Liou et Steffen (1993), est de combiner la précision des méthodes *Flux Difference Splitting* (FDS) avec la robustesse et l'efficacité des méthodes *Flux Vector Splitting* (FVS).

La version originale a été suivie de nombreuses variantes telles que l'AUSM+ (Liou 1996) qui introduit la notion de *vitesse du son commune* à l'interface de deux cellules contigus. Edwards et Liou (1997) développent ensuite la variante AUSM+(P) pour les régimes à faible nombre de Mach. Celle ci corrige l'un des défaut de la variante AUSM+, à savoir que dans les régions subsoniques la dissipation numérique est insatisfaisante, amenant à une perte de précision et de stabilité dans les simulations relativement au nombre de Mach de référence  $M_{ref}$  donné par l'utilisateur. Dans le cas de la variante AUSM+(P) la dissipation devient proportionnelle à la vitesse locale du fluide. Malheureusement ce schéma est significativement plus cher que l'original car il combine les propriétés nécessaires pour approximer le solveur de Riemann et celles d'un schéma bas Mach.

Le schéma AUSM+(P) MiLES a été introduit par Mary et Sagaut (2002) comme une simplification du schéma AUSM+(P) et a été initialement conçu pour être utilisé avec une approche MiLES (*Monotone-integrated Large Eddy Simulation*) ou avec une approche LES associés à un modèle de sous-maille SMSM (*Selective Mixed Scale Model*). Il a également été appliqué avec succès pour des simulation RANS d'écoulement compressible à faible vitesse. Sa formulation passe par l'abandon des propriétés de capture de choc de l'algorithme du schéma AUSM+ :

$$\mathbf{f}_{1/2}^{(c)} = \frac{U_{1/2}}{2} (\Phi_L + \Phi_R) - \frac{|U_{dis}|}{2} (\Phi_R - \Phi_L) \quad (\text{A.44}) \quad \square$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho h_i \end{pmatrix} \quad (\text{A.45}) \quad \square$$

avec  $U_{1/2}$ , la vitesse à l'interface,  $L/R$  les interpolations MUSCL (ordre trois) gauche et droite, le vecteur d'état  $\Phi$  (A.45) et  $p_{1/2} = \frac{p_L + p_R}{2}$ . Le symbole  $U_{dis}$ , qui correspond à une vitesse locale du fluide, caractérise la dissipation numérique agissant sur les composante de la vitesse. Pour appliquer le couplage pression/vitesse dans les régions bas Mach, un terme de stabilisation en pression est ajouté au

calcul de la vitesse du fluide à l'interface comme imaginé par Rhie et Chow (1983) pour les écoulements incompressibles :

$$U_{1/2} = \frac{1}{2}(u_L + u_R) - C_2(p_R - p_L) \quad (\text{A.46}) \square$$

où  $C_2$  est un paramètre constant. Le paramètre  $U_{dis}$  est défini comme suit :

$$U_{dis} = \Psi \max\left(\frac{1}{2}|U_{1/2}|, C_1\right) \quad (\text{A.47}) \square$$

où  $C_1$  est un paramètre constant et  $\Psi$  un senseur utilisé pour minimiser la dissipation numérique (il est forcé à 1 dans le cadres des approches MiLES et RANS). Pour des raisons de précision les valeurs de  $C_1$  et  $C_2$  doivent être aussi petite que possible pour minimiser la dissipation numérique. Elles sont calculé à partir d'un paramètre  $\alpha$  et des constantes arbitraires et dépendantes du cas simulé  $T_{ref}$ ,  $p_{ref}$  et  $M_{ref}$  fixées par l'utilisateur. Pour des raisons de stabilité le paramètre  $\alpha$  ne peut être inférieur à une valeur seuil de 0,04 qui a été déterminée par Mary (1999). Dans le même esprit que la modification du schéma de Jameson proposée par F. Ducros (communication privée, CERFACS, 2000), le présent senseur  $\Psi$  est une fonction binaire, qui dépend uniquement de l'évolution des variables primitives  $\mathbf{U}$ . Si aucunes oscillations parasites n'est détectées sur ces variables  $\mathbf{U}$  à la cellules  $i$ ,  $\Psi$  est égal à 0. Sinon  $\Psi$  est égal à 1 aux interfaces  $i + \frac{1}{2}$  et  $i - \frac{1}{2}$ . Pour détecter les oscillations parasites et définir exactement le senseur utilisé par ((A.47)), les fonctions suivantes sont introduites :

$$\Delta_f^i = \begin{cases} -1 & \text{si } (f_{i+2} - f_{i+1})(f_{i+1} - f_i) < 0 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.48}) \square$$

avec  $f$  un vecteur.

$$W_{U[k]} = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta_{U[k]}^i + \Delta_{U[k]}^{i+1} < 0 \text{ or } \Delta_{U[k]}^i + \Delta_{U[k]}^{i-1} < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.49}) \square$$

$$\Psi = \max_{k=1,5} (W_{U[k]}) \quad (\text{A.50}) \square$$

Le senseur est nul lorsque l'écoulement est continue, il vaut l'unité dans le cas contraire. Les constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont choisies telles que :

$$\begin{aligned} C_1 &= \alpha u_{ref} = \alpha M_{ref} \sqrt{\gamma_{gaz} \frac{p_{ref}}{\rho_{ref}}} = \alpha M_{ref} \sqrt{\gamma_{gaz} T_{ref} (\gamma_{gaz} - 1) c_v} \\ C_2 &= \frac{\alpha}{\rho_{ref} u_{ref}} \max\left(0, 1 - \frac{|\mathbf{U}_R| + |\mathbf{U}_L|}{a}\right) \\ &= \frac{\alpha}{M_{ref} p_{ref}} \sqrt{\frac{T_{ref} (\gamma_{gaz} - 1) c_v}{\gamma_{gaz}}} \max\left(0, 1 - \frac{|\mathbf{U}_R| + |\mathbf{U}_L|}{a}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.51}) \square$$

## A.2 Le logiciel *elsA*

Les développements et les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du logiciel *elsA* (ensemble logiciel de simulation en Aérodynamique) dont le champ d'applications et les performances sont données par Cambier et Gazaix (2002), Cambier et Veillot (2008) et Cambier et al. (2013).

Il s'agit d'un code de calcul en aérodynamique basé sur une structure orientée objet pour prendre en compte la complexité accrue des phénomènes à simuler et pour faciliter son évolution. Dans ce but il est principalement écrit en langage C++ tandis que les boucles élémentaires sont écrites en langage Fortran - pour des raisons historiques de performance - et l'interface utilisateur en langage Python. Il est dédié à la simulation numérique, stationnaire ou instationnaire, d'écoulements de fluides visqueux compressibles et turbulents sur des maillages tridimensionnels (ou bidimensionnel ou axisymétrique) structurés multi-blocs éventuellement recouvrant (technique *chimère*). Dans le but de faciliter la représentation des effets technologiques et des géométries complexes, notamment pour la simulation des écoulements internes en turbomachines, il fait l'objet d'une extension aux maillages hybrides (Llave Plata et al. 2013), i.e. aux maillages alliant des blocs structurés et des blocs non-structurés.

L'utilisation d'*elsA* est l'une des contraintes définies antérieurement aux travaux présentés. Ce choix s'explique par le fait qu'il est le seul code de calcul Navier-Stokes de l'ONERA (*Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales*) à répondre simultanément aux trois caractéristiques suivantes :

- La capacité validée et éprouvée d'effectuer des simulations stationnaire et instationnaire d'écoulement compressible aussi bien sur des configurations industrielles de type turbomachine que sur des configurations génériques, afin d'évaluer les approches hybrides ZDES sur ceux-ci.
- La capacité de mettre en œuvre de manière native (sans couplage) des modélisations des différents phénomènes transitionnels, afin de faciliter le couplage des approches ZDES avec un modèle de transition.
- Une diffusion significative dans les milieux de la recherche et de l'industrie, afin d'assurer la diffusion des approches ZDES étudiées.

Les sections suivantes proposent des aperçus synthétiques relatifs à ces caractéristiques. Les capacités et la diffusion du logiciel dans les milieux de la recherche et de l'industrie sont abordés en sous-section A.2.1. Les modèles physiques analytiques considérés (lois de conservation, lois d'état, lois de comportement et adimensionnement) et les méthodes utilisées pour leur résolution numérique (discrétisation spatiale, intégration en temps) sont respectivement présentés en section A.1 et sous-section A.1.6. Les approches pour la modélisation et la résolution de la turbulence ainsi que les modèles pour les scénarios de transition laminaire-turbulent sont présentés en sous-section A.2.2 et sous-section A.2.3.

### A.2.1 Capacités et diffusion

Le projet *elsA* a été lancé par l'ONERA en 1997. Depuis 2001, il existe un partenariat avec le laboratoire de recherche *CERFACS* (*Centre Européen de Recherche et de Formation Avancées en Calculs Scientifiques*) qui s'implique en particulier dans les stratégies de maillage, les méthodes numériques et l'efficacité CPU. D'autres laboratoires prennent part dans le développement et la validation d'*elsA*, tels que le *Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA)* de Lyon pour le développement des conditions aux limites complexes en turbomachine ou le laboratoire *DynFluid* des *Arts et Métiers ParisTech* pour les schémas numériques de haute précision.

Depuis 2015 son développement est effectué en collaboration avec le groupe *AIRBUS* (Société Européenne) et le groupe *SAFRAN* (Société Anonyme) dans le cadre de la structure *ONERA\_elsA* définie par un accord de coopération tri-annuel.

Le solveur *elsA* dispose d'une grande diversité de conditions aux limites et de fonctionnalités lui permettant d'être utilisé sur une large palette d'applications (avions, tilt-rotors, turbomachines, open-rotors, missiles, lanceurs spatiaux, etc...) et de problématiques (évaluation de la traînée ou de l'efficacité des surfaces de contrôle d'un aéronef, décrochage dynamique, largage d'emport, prévision du buffet, évaluation aéroacoustique, simulation de compresseur multi-étages, couplage aéro-thermo-élastique en turbomachine, contrôle d'écoulement, optimisation, etc...) comprenant des écoulements externes ou internes, depuis des régimes faiblement subsoniques à des régimes fortement hypersoniques (Cambier et al. 2011 ; Reneaux et al. 2011).

C'est pourquoi *elsA* est aujourd'hui intensivement utilisé en tant que outils de conception dans l'industrie aéronautique française et européenne. Il est l'un des deux solveurs CFD utilisés chez *AIRBUS* pour la prévision des performances et la conception de ses avions de lignes. Dans l'industrie des turbomachines *elsA* est utilisé dans les bureaux d'études et services de recherche du groupe *SAFRAN* (*Safran Tech*, *Safran Aircraft Engines*, *Safran Helicopter Engines* et *Safran Engineering Services* en France, *Safran Aero Boosters* en Belgique) et pour l'expertise des turbines à vapeur chez *EDF* (*Électricité de France*). D'autres partenaires industriels notables sont *Airbus Helicopters* pour les applications hélicoptère et *MBDA* (*Matra BAE Dynamics Alenia*) pour la conception de missiles.

## A.2.2 Approches pour la modélisation et la résolution de la turbulence

Pour la mise en œuvre de l'**approche RANS** (Reynolds Averaged Navier-Stokes) une large variété de **modèle de turbulence** (au nombre de 27, plus leurs variantes) est implémentée dans *elsA*.

Cet éventail inclut les modèles classiques constitués d'une ou de deux équations de transport et reposant sur l'hypothèse de Boussinesq (1877), hypothèse dont l'historique et la validité sont notamment commentés par Schmitt (2007). Il s'agit entre autres des modèles SA (Spalart et Allmaras 1992),  $k - \omega$  (Wilcox 1988),  $k - \omega$  (Menter 1994), TNT  $k - \omega$  (Kok 2000) et  $k - l$  (Smith 1994) qui y sont aujourd'hui les plus utilisés. *elsA* permet d'adapter ces modèles au problème considéré via, par exemple, l'ajout d'une correction SST (Shear-Stress Transport model) (Menter 1994) pour l'amélioration de la prévision des couches limites turbulentes en gradient de pression adverse, la prise en compte des effets de compressibilité sur la turbulence (Catris et Aupoix 2000), la prise en compte de la rugosité de paroi (Aupoix et Spalart 2003), la modélisation de riblet (Aupoix et al. 2012), la prise en compte de la rotation et de la courbure des lignes de courants (Hellsten 1998 ; Shur et al. 2000) ou encore l'ajout d'une correction QCR (Quadratic Constitutive Relation) (Spalart 2000 ; Mani et al. 2013) pour les écoulements de coin. Cet éventail contient aussi certaines contributions de l'ONERA, telles que le modèle à deux équations de transport  $k - kL$  (Bézar et Daris 2005) développé pour une meilleure prévision des décollements de couche limite turbulente en gradient de pression adverse.

Parmi les modèles de turbulences avancés - i.e. ne reposant pas sur l'hypothèse de Boussinesq (1877) - il peut être mentionné les extensions EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Models) (Wallin et Johansson 2000 ; Bézar et Daris 2005) des modèles  $k - \omega$  (Hellsten 1998) et  $k - kL$  (Bézar et Daris 2005) pour une meilleure prévision des écoulements libres fortement tridimensionnels. *elsA* dispose également de modèles à sept équations de transport de type RSM (differential full Reynolds Stress Models). On peut noter la présence des deux modèles populaires que sont le modèle SSG de Speziale et al. (1991) formulé pour les écoulements turbulents homogènes plans (simplification de la modélisation du terme de corrélation pression-vitesse basée sur des hypothèses d'équilibre des invariants  $II$  et  $III$  du tenseur d'anisotropie et du ratio  $P_k/D_k$ ) et le modèle LRR de Launder et al. (1975) qui offre un comportement plus cohérent en proche paroi en contrepartie d'une précision moindre sur les écoulements turbulents homogènes plans. La formulation du modèle SSG y est déclinée sur la base des échelles  $\varepsilon$  (Launder et Sharma 1974 ; Chien 1982) et  $\omega$  (Wilcox 1988 ; Menter 1994) tandis que le modèle LRR n'y est disponible que basé sur l'échelle  $\omega$  (Wilcox 1988). Ces deux modèles ont été couplé via la fonction  $F_1$  et l'échelle  $\omega$  de Menter (1994) par Einfeld (2004) pour donner le modèle SSG/LRR- $\omega$  (Haase et al. 2007) qui a récemment été implanté dans *elsA*. Le modèle SSG a également été retravaillé par l'ONERA dans le cadre du projet européen ATAAC (Schwamborn et Strelets 2012) sur la base de l'échelle  $\omega$  (Menter

1994) pour un meilleur comportement en proche paroi (SSG ATAAC). Les efforts pour l'évolution de la modélisation de la turbulence au sein d'*e/sA* se concentre aujourd'hui sur l'amélioration et l'intégration de modèle de turbulence de type RSM. La prévision des échanges de chaleur étant également une thématique de premier ordre et en étroite relation avec la modélisation de la turbulence, des efforts sont développés à l'ONERA et notamment au sein d'*e/sA* pour améliorer la modélisation des flux de chaleur turbulents et s'affranchir de l'hypothèse d'un nombre de Prandtl turbulent constant (Daris 2002 ; Dupland 2005).

Les **approches à résolutions d'échelles** sont également représentées dans *e/sA* ; un état de l'art succinct en est proposé en introduction de ce manuscrit. L'utilisateur y a la possibilité d'utiliser l'approche LES (Large Eddy Simulation) avec différents modèles de sous-maille et différentes méthodes numériques. Ces premiers vont du modèle fondateur de Smagorinsky (1963) au modèle à fonctions de structure filtrées (Métais et Lesieur 1992 ; Ducros et al. 1996) en passant par les modèles WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) (Nicoud et Ducros 1999) et à échelle de mélange (Sagaut et al. 1994 ; Raverdy 2004). La viscosité de sous-maille peut être corrigée par une fonction sélective (David 1993) évaluant l'existence d'une turbulence de sous-maille. L'utilisateur a aussi la possibilité d'employer l'approche SAS (Scale Adaptive Simulation) (Menter et al. 2003b ; Menter et Egorov 2004 ; Menter et Egorov 2005 ; Menter et Egorov 2010). Des évolutions de cette approche ont été proposé par Benyoucef (2013) et Didorally (2014) afin d'accélérer le développement des instabilités dans les couches de cisaillement (approche SAS- $\alpha L$ ) et d'améliorer la modélisation de la turbulence. Les approches DES (Spalart 1997), DDES (Spalart et al. 2006) et ZDES (Deck 2012) basées sur le modèle de Spalart et Allmaras (1992) y sont également disponibles et font l'objet d'une description détaillée au chapitre 1.

### A.2.3 Modèles pour les scénarios de transition laminaire-turbulent

*e/sA* propose de façon native plusieurs solutions (Arnal et Casalis 2000 ; Arnal et al. 2008 ; Peraud et al. 2014) quant à la problématique majeure qu'est la **modélisation de la transition laminaire-turbulente**. Ces solutions concernent aussi bien les scénarios pour la transition *naturelle* que ceux pour la transition *bypass*. Ces distinctions, les applications associées ainsi qu'un état de l'art de leur modélisation sont abondamment décrits dans la littérature (e.g. Dick et Kubacki (2017), Arnal et al. (2011)) et ne seront pas développés ici. Les solutions disponibles au sein d'*e/sA* ont toutes pour objectif l'évaluation de la fonction d'intermittence  $\gamma$  caractérisant la nature laminaire ( $\gamma = 0$ ), transitionnelle ( $\gamma > 0$ ) ou pleinement turbulente ( $\gamma = 1$ ) des couches limites. Cette fonction d'intermittence est utilisée pour pondérer le modèle de turbulence employé afin de le réveiller à partir du lieu géométrique de la transition et de manière à reproduire l'étendue spatiale du processus transitionnel. Il est important de noter que l'application de la fonction d'intermittence n'est pas triviale dans un environnement massivement parallèle car  $\gamma$  est définie en chaque face des parois adhérentes (champ 2D) mais est utilisée dans les cellules du volumes de calcul (champ 3D). Pour résoudre ce problème une information de connectivité non locale est nécessaire pour associer chaque cellule à une face pariétale. Pour outrepasser cette difficulté et certaines autres propres aux critères de transition, de nouvelles stratégies ont été implanté, basées sur des équations de transport pour disposer d'une fonction d'intermittence définie dans le volume (champ 3D). Les outils disponibles dans *e/sA* pour la modélisation de la transition peuvent être classé en deux catégories.

La première catégorie regroupe un large nombre de critères de transition. Ils reposent généralement sur des quantités issues d'une intégration suivant l'épaisseur locale  $\delta$  de la couche limite (épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$ , facteur de forme incompressible  $H_i$ , ...) ou sur des paramètres définies à la frontière locale de la couche limite (norme de la vitesse  $U_e$ , taux de turbulence  $Tu$ , ...). Le calcul de la quantité  $\delta$  et la détermination de la frontière locale de la couche limite ne sont qu'un seul et même problème requérant l'intégration des profils de vitesse le long de la normale à la paroi la plus proche. Cette opération est complexe a intégrer dans un code de calcul pour environnement massivement parallèle puisqu'elle implique que pour chaque cellule un calcul de la distance à la paroi la plus proche est

effectué et qu'une intégration est faite dans le repère local à cette paroi en mettant en jeu plusieurs blocs distribués sur différents CPU. De nombreux critères sont disponibles pour les scénarios *bypass*, dont notamment les corrélations empiriques d'Abu-Ghannam et Shaw (1980) et de Langtry et Menter (2009) que l'on retrouvera dans la seconde catégorie. Pour la prévision des scénarios de transition *naturelle* les plus notables sont les critères AHD (Arnal et al. 1984b) et C1 (Coustols 1983 ; Arnal et al. 1984a), le premier étant issue d'une étude de calculs de stabilité de profils auto-similaires de type Falkner-Skan, et le second étant l'une des quelques corrélations dédiées à la prévision de la transition *crossflow*. Pour le scénario de transition par bulbe court, qui se décompose en un décollement de couche limite laminaire, sa transition vers l'état turbulent, et son rattachement, le critère Gleyzes (Gleyzes et al. 1985) est disponible et particulièrement adapté aux écoulements basse vitesse bidimensionnels. L'application des critères AHD et Gleyzes impliquent une partition préalable des conditions de paroi adhérente du domaine de calcul en fonction de laquelle sera intégré le paramètre de Polhausen  $\Lambda_2$  le long des lignes de maillage, supposées correspondre aux lignes de courant à la frontière des couches limites :

$$\overline{\Lambda}_2 = \frac{1}{\xi - \xi_{cr}} \int_{\xi_{cr}}^{\xi} \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_e}{d\xi} d\xi = \frac{1}{\xi - \xi_{cr}} \int_{\xi_{cr}}^{\xi} \Lambda_2 d\xi \quad (\text{A.52}) \quad \square$$

L'historique de la couche limite laminaire suivant l'abscisse curviligne  $\xi$  depuis une position critique  $\xi_{cr}$  est ainsi pris en compte via le paramètre de Polhausen moyen  $\overline{\Lambda}_2$ , c'est pourquoi ces critères sont qualifiés de non-locaux au contraire du critère local C1 ou de la corrélation d'Abu-Ghannam et Shaw (1980). Dans le cas des géométries complexes la partition évoquée précédemment s'avère laborieuse pour l'utilisateur. Par conséquent une nouvelle stratégie consistant en l'utilisation d'équations de transport pour l'intégration automatique de ce paramètre et pour le transport de la fonction d'intermittence énoncée plus haut a récemment été mise en place (Pascal et Deniau 2016a ; Pascal et Deniau 2016b ; Pascal et Deniau 2017). Plusieurs de ces critères de transition peuvent être utilisés simultanément pour capturer différents scénarios de transition.

La seconde catégorie est représentée par l'approche de Menter et Langtry (Menter et al. 2006 ; Langtry et Menter 2009) implantée dans le cadre des travaux de Content (2011). Cette approche est basée sur deux équations de transport pour l'intermittence  $\gamma$  et le nombre de Reynolds de transition  $R_{\theta_t}$ . Son intérêt réside dans l'application de corrélations empiriques, telles que celles à la base des critères de transition, mais ici à partir de quantités strictement locales à la cellule courante. Son intégration dans un environnement massivement parallèle et son utilisation en sont simplifiés. Les corrélations empiriques disponibles (Abu-Ghannam et Shaw 1980 ; Mayle 1991 ; Langtry et Menter 2009), fournissant le nombre de Reynolds de transition  $R_{\theta_t}$  en fonction du taux de turbulence  $Tu$  et de l'accélération suivant la ligne de courant  $dU_e/d\xi$  à la frontière de la couche limite, sont calibrées en premier lieu pour la transition *bypass* ( $1\% < Tu$ ). La corrélation de Langtry et Menter (2009) est formulée pour conserver une certaine validité pour la transition longitudinale *naturelle* ( $0,03\% < Tu < 9\%$ ) comme vérifié a-posteriori par Langtry et Menter (2009) sur des cas de profils. Elle donne cependant des résultats différents des critères AHD et C1 sur un calcul de rotor d'hélicoptère (Richez et al. 2017). Cette approche a été évaluée par Benyahia (2012) sur des cas turbomachines dont l'étage de turbine haute pression CT3 (Dénos et al. 2000 ; De la Loma et al. 2008) comprenant un processus transitionnel en interaction instationnaire avec des sillages et des chocs défilants. Elle est utilisable avec les modèles de turbulence à deux équations  $k - \omega$  (Wilcox 1988),  $k - \omega$  (Menter 1994) et  $k - l$  (Smith 1994). Ces couplages ne sont pas sans effet sur le comportement de l'approche, c'est pourquoi certaines fonctions internes ont été recalibrées, en fonction du modèle de turbulence utilisé, sur des cas de turbine basse pression fortement chargée par Minot et al. (2016) ; Minot et al. (2016). Cette approche prend nativement en compte le scénario de transition par bulbe court, mais cette propriété apparaît dégradée (Minot et al. 2016b) lors de son utilisation avec le modèle  $k - l$  (Smith 1994). Elle a également été enrichie pour prendre en compte l'effet d'un type particulier de rugosité pariétale sur le scénario de transition *bypass* (Minot et al. 2017). Enfin les travaux de Grabe et al. (2016) ont été implantés et adaptés au solveur *elsA* pour étendre cette approche aux scénarios de transition *crossflow* (Perraud et Deniau 2017).

Les développements actuels introduiront des méthodes par équations de transport basées sur la théo-



rie de la stabilité linéaire telles que la méthode des paraboles (Perraud et al. 2009; Bégou et al. 2017) pour les scénarios de transition *naturelle* ou *crossflow* et sur la théorie de la croissance transitoire telles que la modélisation de l'énergie cinétique laminaire (Walters et Cokljat 2008; Jecker et al. 2017) pour les scénarios de transition *bypass*.

Enfin il est à noter que l'utilisateur a la possibilité d'imposer la position de la transition en fournissant le champ de la fonction d'intermittence. D'autre part *e/SA* propose des solutions pour la modélisation de la région d'intermittence, la modélisation de l'effet de divers défauts géométriques ou rugosités, la relaminarisation ou encore l'effet du taux de turbulence extérieur sur la couche limite laminaire.

### **A.3 Références sur le cas FAITH Hill**

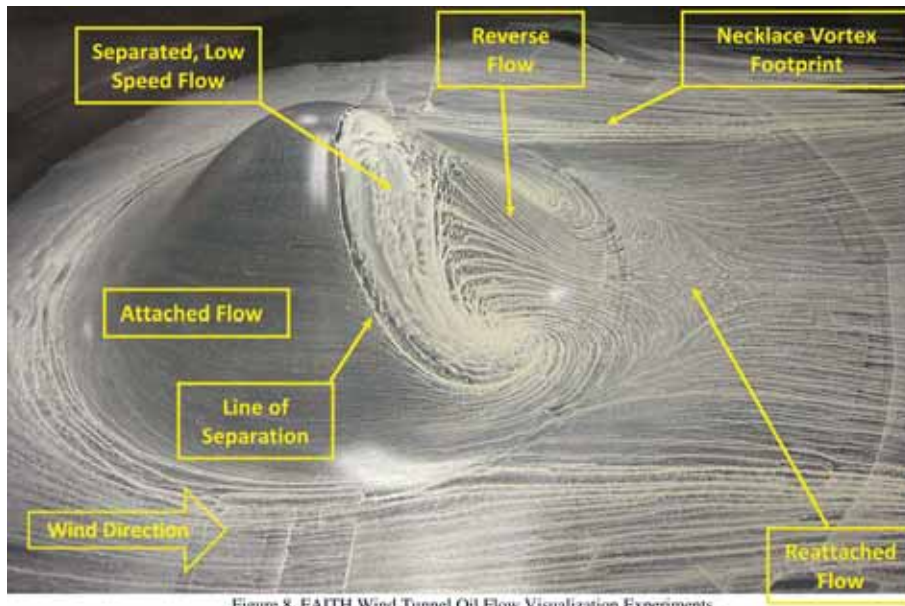


Figure 8. FAITH Wind Tunnel Oil Flow Visualization Experiments.

FIGURE A.1: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : spectre pariétal moyen d'après une bouillie. Image issue de Bell et al. (2012), figure 8 (voir également Long et al. (2011), slide 11, et Bell et al. (2016), figure 4-4).



FIGURE A.2: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : spectre pariétal moyen d'après une bouillie, face au vent de la bosse. Image issue de la base de données du site web *Turbulence Modeling Resource* (Rumsey 2015).

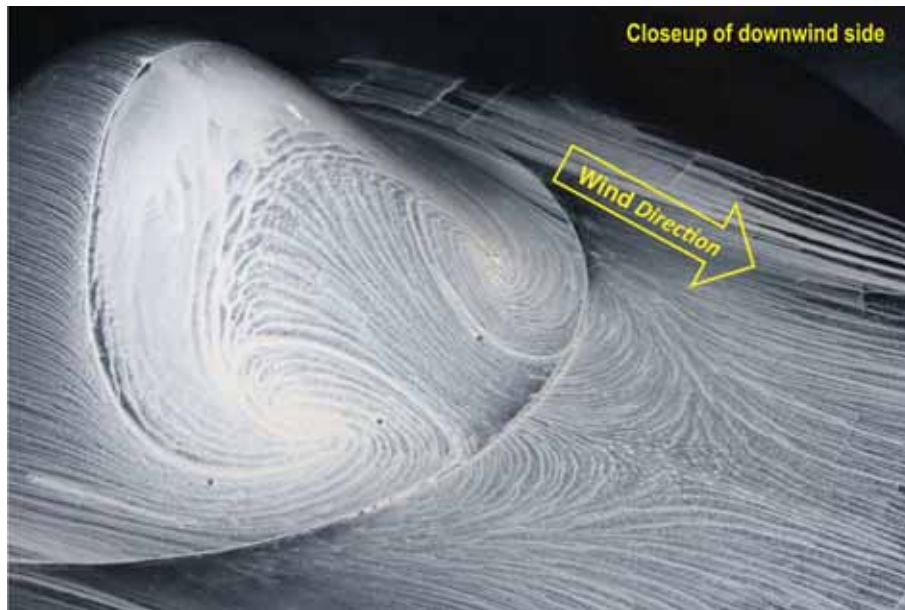


FIGURE A.3: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : spectre pariétal moyen d'après une bouillie, face sous le vent. Image issue de Long et al. (2011), slide 12.

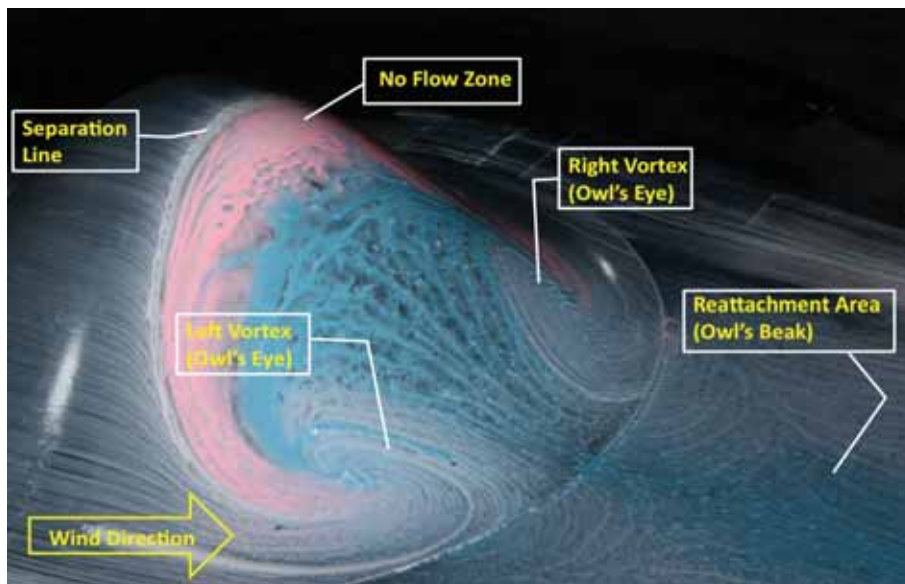
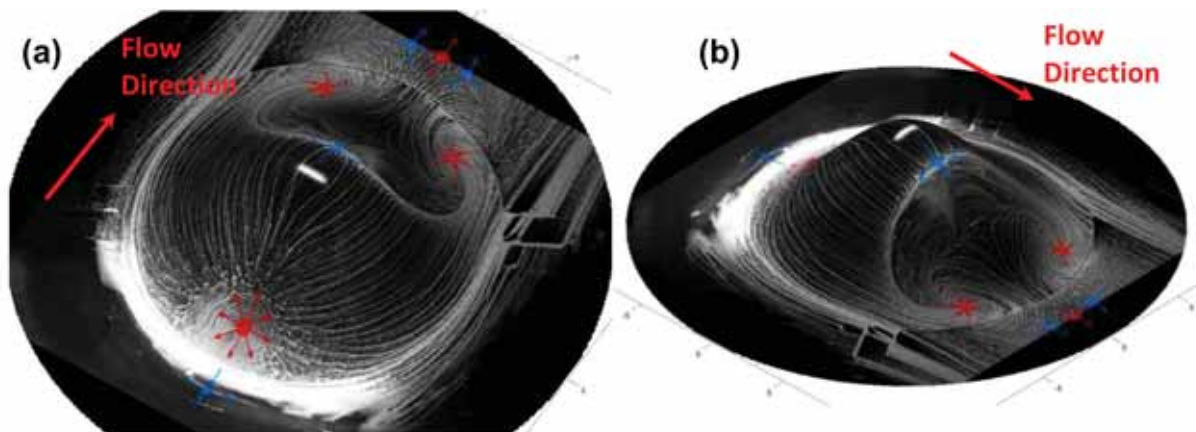


FIGURE A.4: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : spectre pariétal moyen d'après une bouillie usant de trois colorations différentes (blanc, bleu, rose), face sous le vent. Image issue de Rogers (2012), slide 22 (voir également Long et al. (2011), slide 13, Bell et al. (2012), figure 9 et Bell et al. (2016), figure 4-5).



**Figure 1-1: Surface oil flow views of a wall-mounted axisymmetric hill from upstream (a) and downstream (b). Topological features are marked including nodes (red) and saddle points (blue).**

FIGURE A.5: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : application de la théorie des points singuliers au spectre pariétal moyen d'après une bouillie, par Tobak et Long (2010). Image issue de Bell et al. (2016), figure 1-1.

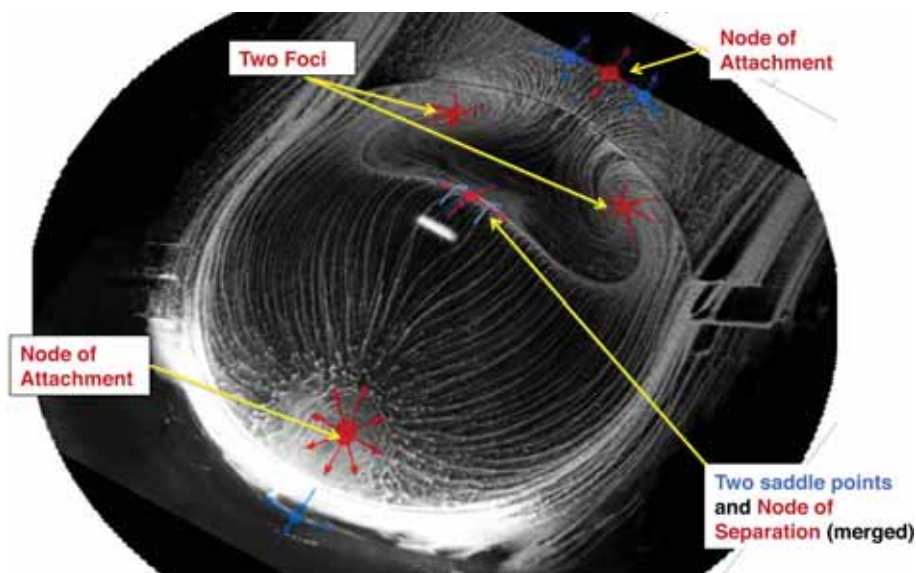


FIGURE A.6: Mesures expérimentales du cas FAITH Hill ( $Re_h = 500\,000$ ,  $M_{ref} = 0,147$ ,  $\delta \approx h/3$ ,  $Re_x \approx 4,982 \times 10^6$ ,  $Re_\theta \approx 8500$ ) : autre application de la théorie des points singuliers au spectre pariétal moyen d'après une bouillie, par Tobak et Long (2010). Image issue de Long et al. (2011), slide 57.

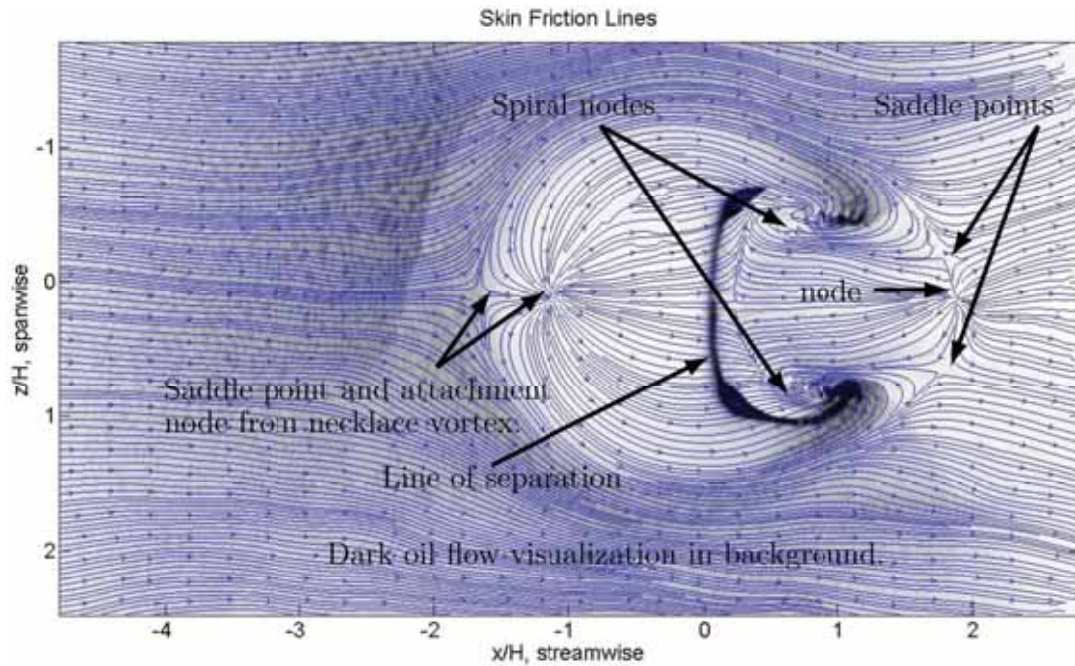


FIGURE A.7: Mesures expérimentales à bas Reynolds du cas FAITH Hill ( $Re_h = 133\,000$ ,  $M_{ref} \approx 0,11$ ,  $\delta > h/3$ ,  $Re_x \approx 1,3 \times 10^6$ ) : vue de dessus du spectre pariétal moyen d'après la méthode GLOFSFM (Global Luminescent Oil Film Skin Friction Meter). Image issue de Husen (2017), figure 5.3, page 63.

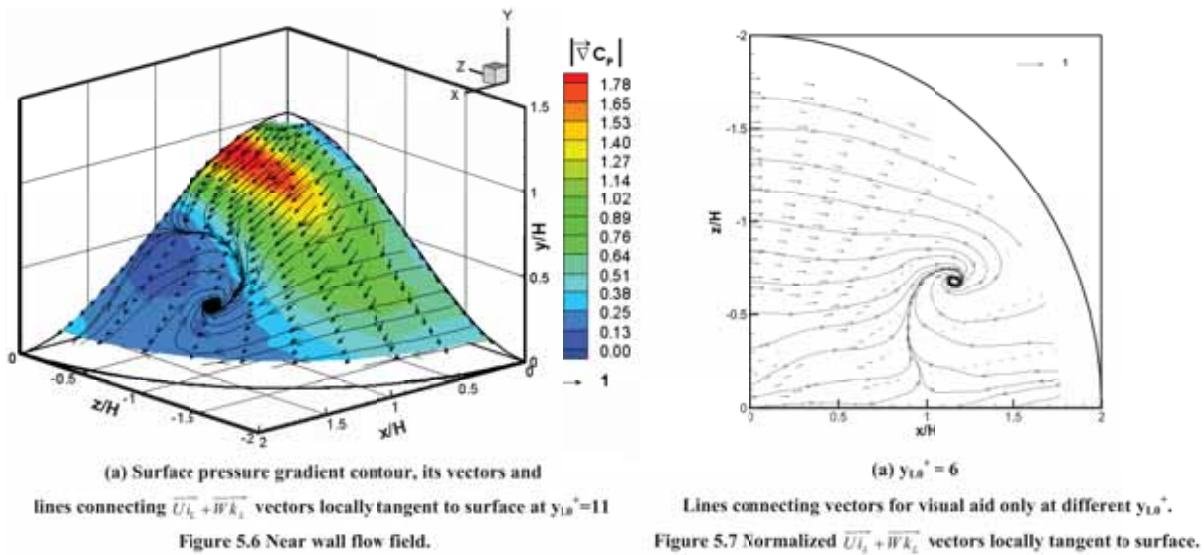


FIGURE A.8: Mesures expérimentales du cas de bosse axisymétrique de Byun (2005) ( $Re_h = 130\,000$ ,  $M_{ref} \approx 0,08$ ,  $\delta \approx h/2$ ,  $Re_\theta \approx 7300$ ) : lignes de courant moyenne en proche paroi d'après des mesures LDA. Images issue de Byun (2005), figures 5.6a et 5.7a, pages 158 et 159 (voir également Byun et Simpson (2006), figures 4a et 5a).

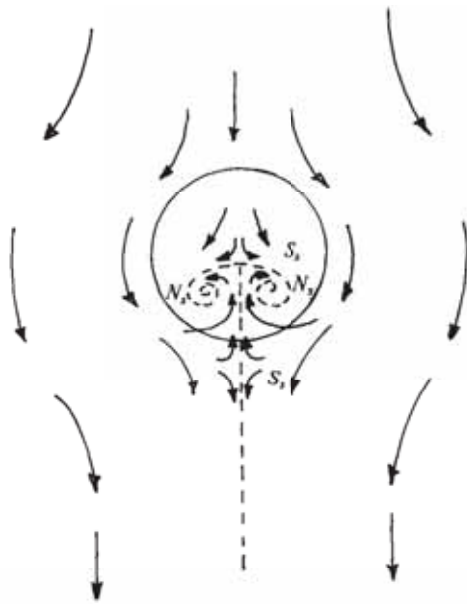


FIGURE 14. Shear-stress lines and zero-shear-stress points on the surface of an axisymmetric bell-shaped hump. Laminar flow;  $Re \approx 700$ ; maximum slope = 0.2.

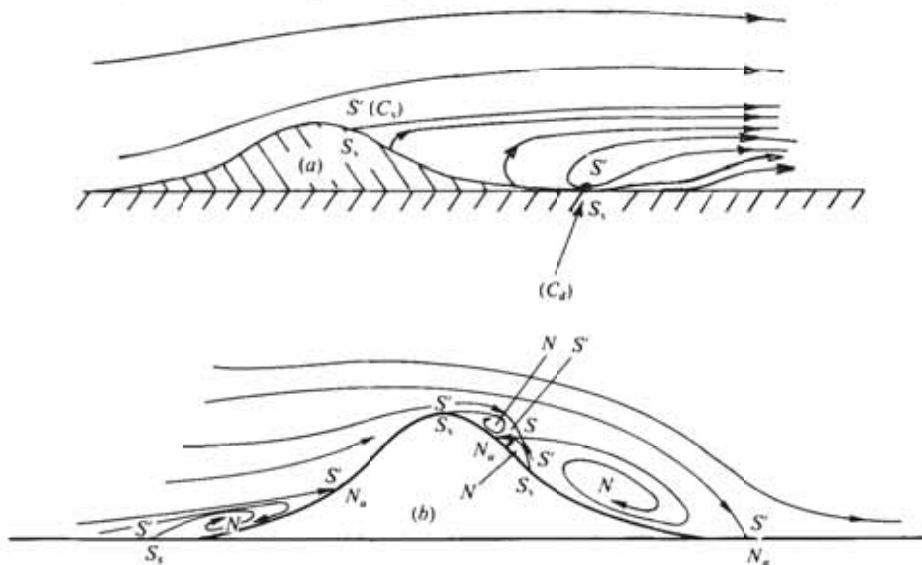


FIGURE 16. Mean streamlines and singular points on the centre-line plane of the flow over axisymmetric humps. (a) Laminar flow. (b) Turbulent flow.

$N$ , node of streamline pattern;  $S$ ,  $S'$ , saddles of streamline pattern; subscript  $s$ , separation; subscript  $a$ , attachment;  $N$ , surface node;  $S$ , surface saddle;  $C_s$ , centre-line separation point at rear of obstacle;  $C_d$ , downstream centre-line zero-stress point.

FIGURE A.9: Schématisation de l'application de la théorie des points singuliers aux écoulements laminaire et turbulent autour d'une bosse axisymétrique, par Hunt et al. (1978). Images issues de Hunt et al. (1978), figures 14 et 16.

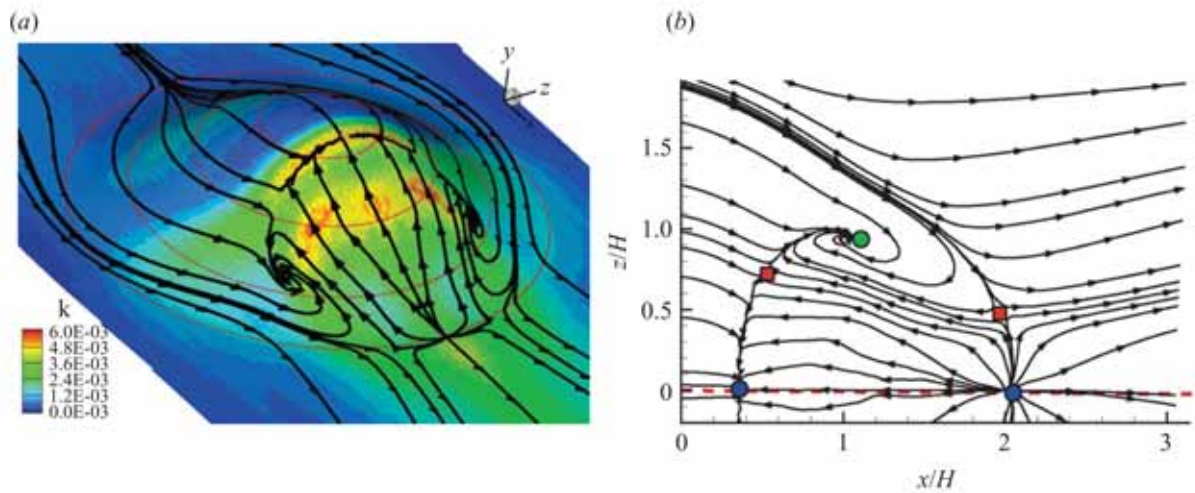
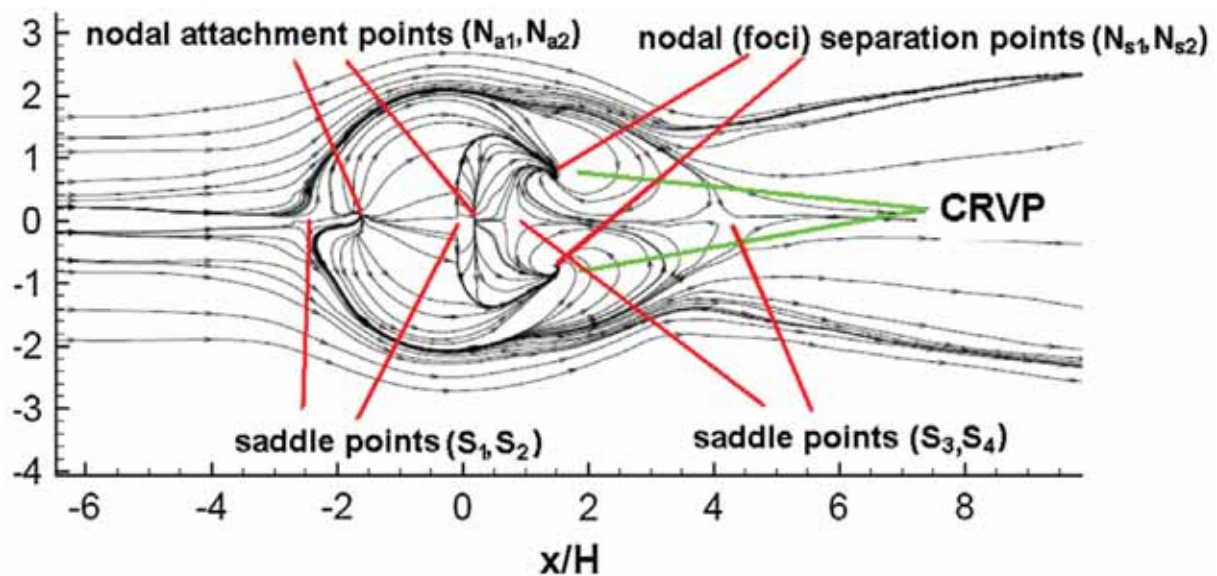


FIGURE 8. Streamlines of the mean flow projected onto the first grid surface from GVR. (a) Three-dimensional view, colour represents turbulent kinetic energy. (b) Two-dimensional view, the dashed red line indicates the symmetry plane.

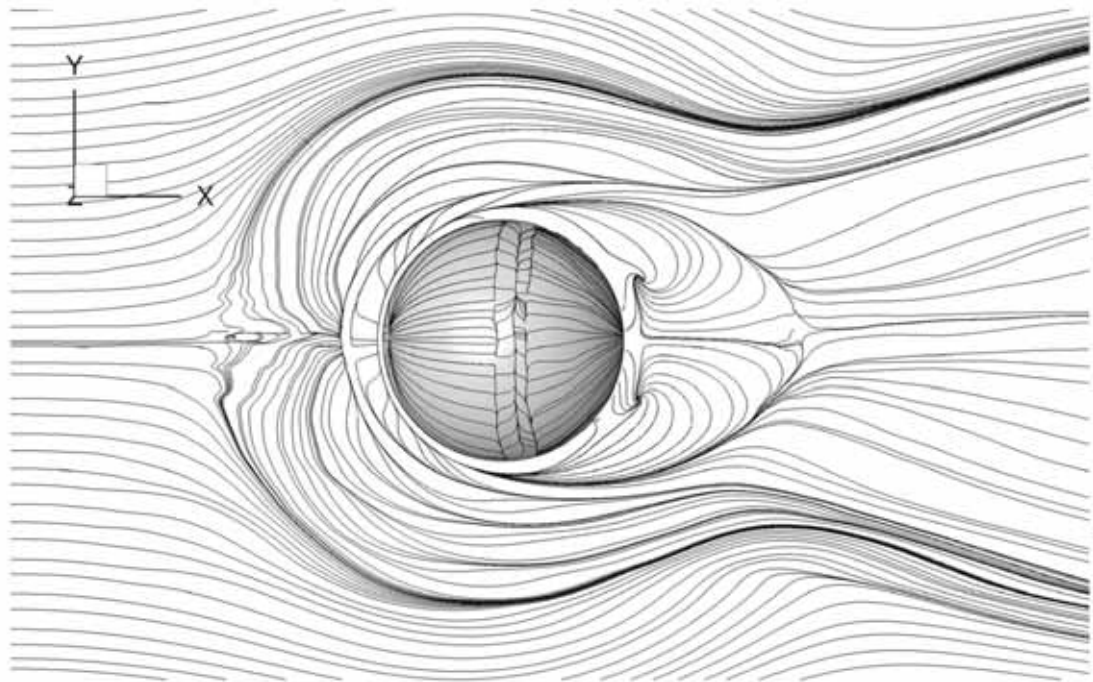
FIGURE A.10: Simulation numérique du cas de bosse axisymétrique de Byun (2005) ( $Re_h = 130\,000$ , eq. incomp.,  $\delta \approx h/2$ ,  $Re_\theta \approx 7300$ ) : lignes de courant moyennes en proche paroi ( $y^+ = 1$ ) issue d'une simulation LES incompressible de Garcia-villalba et al. (2009). Carré rouge : point selle, cercle vert : nœud foyer, cercle bleu : nœud de décollement ou de rattachement. Image issue de Garcia-villalba et al. (2009), figures 8.



**Fig. 8.** Flow topologies in the near wall at  $y^+ = 1.06$ .

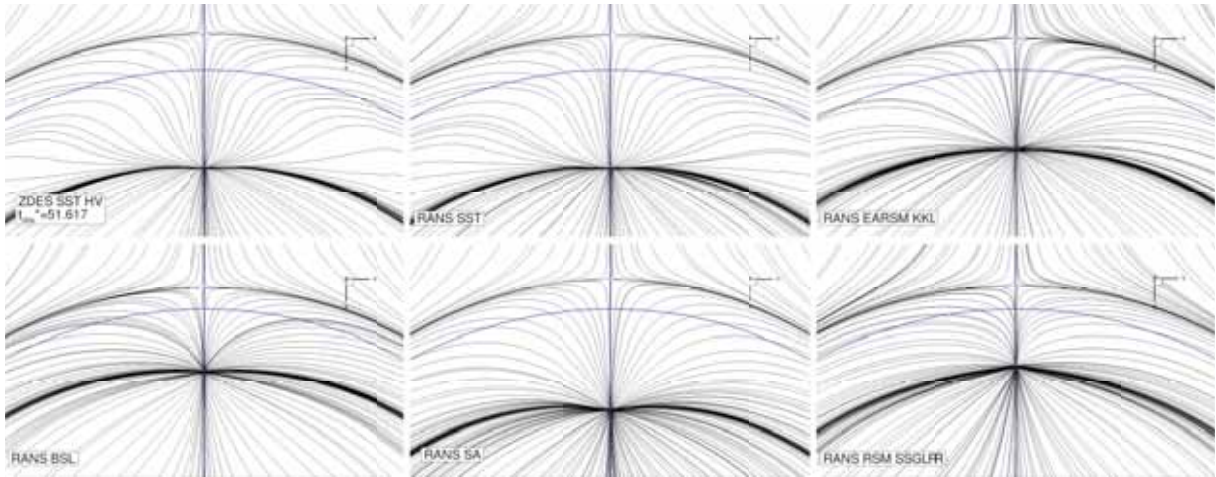
FIGURE A.11: Simulation numérique du cas de bosse axisymétrique de Byun (2005) à 5% des conditions expérimentales et à haut Mach ( $Re_h = 6500$ ,  $M_{ref} = 0,6$ ,  $\delta \approx h/2$ ,  $Re_\theta < 500$ ) : lignes de courant moyennes en proche paroi ( $y^+ = 1,06$ ) issue d'une simulation DNS de Castagna et al. (2014). CRVP signifie Counter-Rotating Vortex Pair. Image issue de Castagna et al. (2014), figures 8.



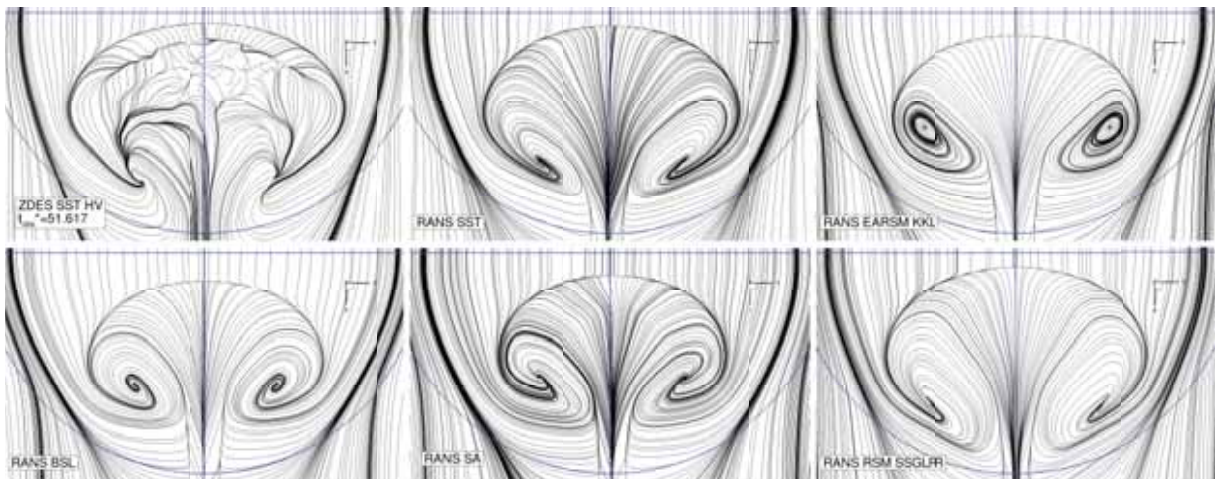


**Fig. 23** Time-averaged streamlines near the bottom wall and on the surface of the hemisphere

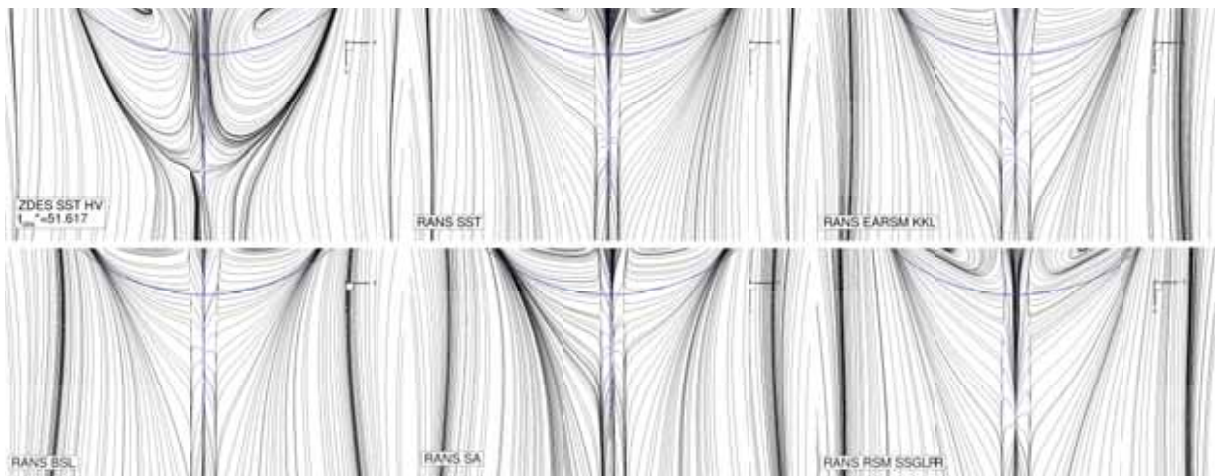
FIGURE A.12: Simulation numérique du cas d'hémisphère de Wood et al. (2016) ( $Re_h = 25\,000$ ,  $M_{ref} \approx 0,015$ ,  $\delta \approx h/2$ ,  $Re_\theta \approx 2500$ ) : lignes de courant moyennes en proche paroi issue d'une simulation LES de Wood et al. (2016). Image issue de Wood et al. (2016), figure 23.



(a)



(b)



(c)

FIGURE A.13: Simulations du cas FAITH Hill : Aperçus des spectres pariétaux moyens (ensembles des lignes de frottement moyennes) des simulations ZDES SST HV, RANS SST, RANS BSL, RANS SA, RANS EARSM KKL et RANS RSM SSGLRR. Les isolignes de  $y/h = 0$ ,  $y/h = 0$  et  $r = R$  sont représentées en bleu.

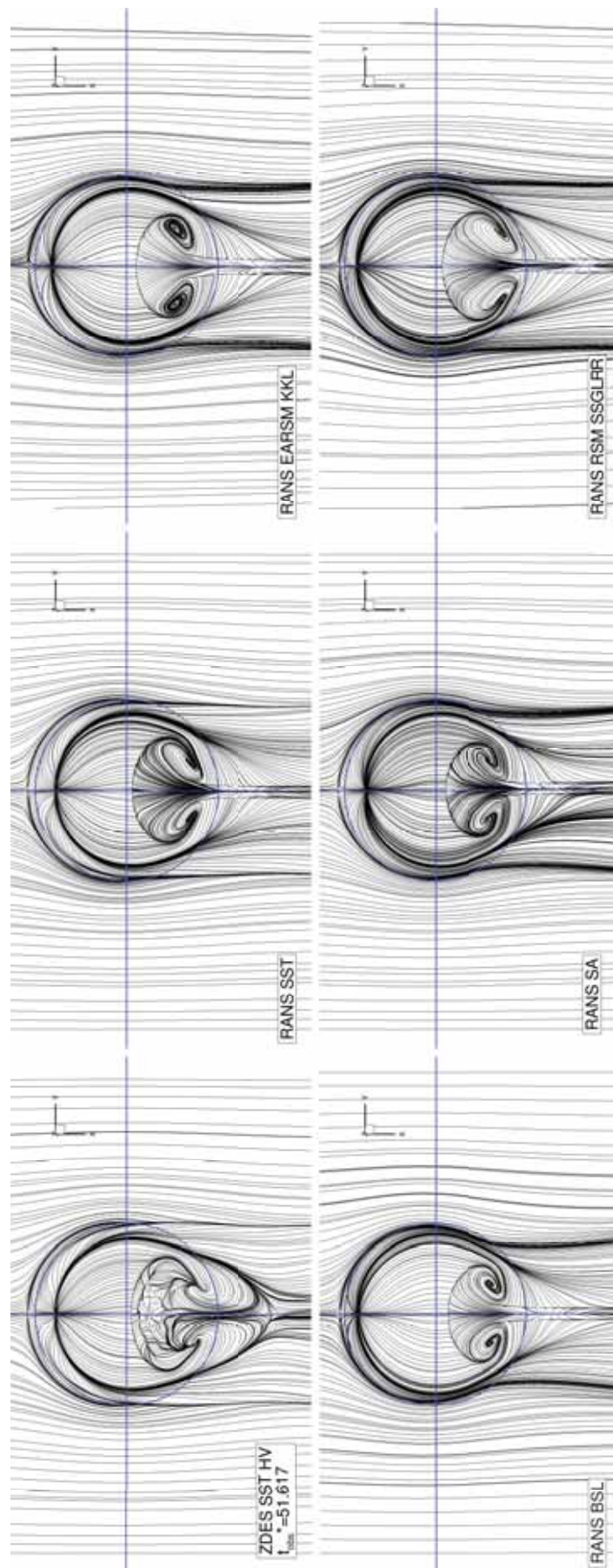


FIGURE A.14: Simulations du cas FAITH Hill : Spectres pariétaux moyens (ensembles des lignes de frottement moyennes) des simulations ZDES SST HV, RANS SST, RANS BSL, RANS SA, RANS EARSM KKL et RANS RSM SSGLRR. Les isolignes de  $y/h = 0$ ,  $y/h = 0$  et  $r = R$  sont représentées en bleu.

# Bibliographie

- Abbott, I.H. et Von Doenhoff, A.E. (1959). *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. ISBN 13: 9780486605869. Dover Publications (cf. p. 18).
- Abramovich, G.N., Girshovich, T., Krasheninnikov, S.I., Sekundov, A. et Smirnova, I. (1984). « The theory of turbulent jets ». *Moscow Izdatel Nauka* (cf. p. 83).
- Abu-Ghannam, B. et Shaw, R. (1980). « Natural transition of boundary layers. The effect of turbulence, pressure gradient, and flow history ». *Journal of Mechanical Engineering Science* **22.5**, p. 213-228 (cf. p. 233).
- Achenbach, E. (1968). « Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \times 10^6$  ». *Journal of Fluid Mechanics* **34** (04), p. 625-639 (cf. p. 18).
- Achenbach, E. (1972). « Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers ». *Journal of Fluid Mechanics* **54** (03), p. 565-575 (cf. p. 18).
- Ahmed, S., Ramm, G. et Falin, G. (1984). « Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake ». *SAE Transactions* (cf. p. 18).
- Alam, M.F., Walters, D.K. et Thompson, D.S. (2013). « A Transition-Sensitive Hybrid RANS/LES Modeling Methodology for CFD Applications ». *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas*. 2013-0995 (cf. p. 15).
- Albada, G.D. van, Leer, B. van et Roberts, W.W. (1997). « A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics ». *Upwind and High-Resolution Schemes*, p. 95-103 (cf. p. 58).
- Aljure, D., Lehmkuhl, O., Rodríguez, I. et Oliva, A. (2017). « Three dimensionality in the wake of the flow around a circular cylinder at Reynolds number 5000 ». *Computers & Fluids* **147**, p. 102-118 (cf. p. 118).
- Ameri, A.A. (2016). « Requirements for Large Eddy Simulation Computations of Variable-Speed Power Turbine Flows ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 4).
- Arakeri, V., Krothapalli, A., Siddavaram, V., Alkisar, M. et Lourenco, L. (2003). « On the use of microjets to suppress turbulence in a Mach 0.9 axisymmetric jet ». *Journal of Fluid Mechanics* **490**, p. 75-98 (cf. p. 18).
- Argyropoulos, C. et Markatos, N. (2015). « Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows ». *Applied Mathematical Modelling* **39.2**, p. 693-732 (cf. p. 4).
- Arina, R. et Ceresola, N. (2006). « Numerical simulation of the aerodynamic flow field and radiated noise of a transonic cavity ». *ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, September 5-8, 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands* (cf. p. 17).

- Arnaly, B.F., Durst, F., Pereira, J.C.F. et Schönung, B. (1983). « [Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **127**, p. 473-496 (cf. p. 64).
- Arnal, D. et Casalis, G. (2000). « [Laminar-turbulent transition prediction on three-dimensional flows](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **36.2**, p. 173-191 (cf. p. 232).
- Arnal, D., Coustols, E. et Juillen, J. (1984a). « Étude expérimentale et théorique de la transition sur une aile en flèche infinie ». *La Recherche Aéronautique* **4**, p. 275-290 (cf. p. 233).
- Arnal, D., Habiballah, M. et Coustols, E. (1984b). « Théorie de l'instabilité laminaire et critères de transition en écoulement bi et tridimensionnel ». *La Recherche Aéronautique* **2**, p. 125-143 (cf. p. 233).
- Arnal, D., Casalis, G. et Houdeville, R. (2008). « Practical transition prediction methods: subsonic and transonic flows ». *VKI Lectures Series Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling, NATO* (cf. p. 232).
- Arnal, D., Houdeville, R., Séraudie, A. et Vermeersch, O. (2011). « [Overview of laminar-turbulent transition investigations at ONERA Toulouse](#) ». *41st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. 2011-3074 (cf. p. 3, 217, 232).
- Arnault, A. (2016). « [Reconstruction of turbulent velocity fields from punctual measurements](#) ». Thèse de doct. École Centrale de Lille (cf. p. 65, 66, 88, 94, 96, 215).
- Arnott, A.D., Schneider, G., Neitzke, K.-P., Agocs, J., Schröder, A., Sammler, B. et Kompenhans, J. (2004). « [Detailed Characterisation, using PIV, of the Flow around an Airfoil in High-Lift Configuration](#) ». *Particle Image Velocimetry: Recent Improvements: Proceedings of the EUROPIV 2 Workshop held in Zaragoza, Spain, March 31 – April 1, 2003*, p. 31-42 (cf. p. 18, 48).
- Arroyo-Callejo, G., Laroche, E., Millan, P., Leglaye, F. et Chedevergne, F. (2016). « [Numerical Investigation of Compound Angle Effusion Cooling Using Differential Reynolds Stress Model and Zonal Detached Eddy Simulation Approaches](#) ». *Journal of Turbomachinery* (cf. p. 11, 17, 25, 36, 48).
- Ascher, U.M., Ruuth, S.J. et Spiteri, R.J. (1997). « [Implicit-explicit Runge-Kutta methods for time-dependent partial differential equations](#) ». *Applied Numerical Mathematics* **25.2**. Special Issue on Time Integration, p. 151-167 (cf. p. 57).
- Ashton, N. (2017). « [Recalibrating Detached-Eddy Simulation to eliminate modelled-stress depletion](#) ». *AIAA AVIATION Forum, 23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado* (cf. p. 49).
- Ashton, N., Prosser, R. et Revell, A. (2011). « [A hybrid numerical scheme for a new formulation of delayed detached-eddy simulation \(DDES\) based on elliptic relaxation](#) ». *Journal of Physics: Conference Series* **318** (cf. p. 17, 36, 53).
- Ashton, N. et Revell, A. (2015). « [Key factors in the use of DDES for the flow around a simplified car](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **54.0**, p. 236-249 (cf. p. 17).
- Ashton, N., West, A., Lardeau, S. et Revell, A. (2016a). « [Assessment of RANS and DES methods for realistic automotive models](#) ». *Computers & Fluids* **128**, p. 1-15 (cf. p. 27).
- Ashton, N., Revell, A., Prosser, R. et Uribe, J. (2013). « [Development of an alternative delayed detached-eddy simulation formulation based on elliptic relaxation](#) ». *AIAA Journal* **51.2**, p. 513-519 (cf. p. 17).
- Ashton, N., West, A. et Mendonça, F. (2016b). « [Flow Dynamics Past a 30P30N Three-Element Airfoil Using Improved Delayed Detached-Eddy Simulation](#) ». *AIAA Journal*, p. 1-10 (cf. p. 49).

- Attili, A., Cristancho, J.C. et Bisetti, F. (2014). « [Statistics of the turbulent/non-turbulent interface in a spatially developing mixing layer](#) ». *Journal of Turbulence* **15.9**, p. 555-568 (cf. p. 63).
- Aupoix, B. (2009). « Introduction to Statistical One-Point Closures ». Rapp. tech. école de Mécanique des Fluides Numérique (cf. p. 2, 43, 44, 47, 227).
- Aupoix, B. (2002). « Introduction to Turbulence Modelling for Compressible Flows ». *Introduction to the Modelling of Turbulence*. Sous la dir. de J. van Beeck et C. Benocci. von Kármán Institute for Fluid Dynamics – Lecture Series 2002-02 (cf. p. 224, 225).
- Aupoix, B. et Grenard, P. (2005). « [Explicit algebraic modelling for eddy viscosity models](#) ». *TSFP-4 : Turbulence and Shear Flow Phenomena, Williamsburg, Virginia, 27-29 June* (cf. p. 48).
- Aupoix, B. et Spalart, P. (2003). « [Extensions of the Spalart–Allmaras turbulence model to account for wall roughness](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **24.4**. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, p. 454-462 (cf. p. 231).
- Aupoix, B., Barricau, P., Egorov, Y., Geiler, C., Gilliot, A., Menter, F., Monnier, J., Pailhas, G., Perret, L., Stanislas, M. et al. (2008). « The DESider bump experiment ». *7th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence, Limassol, Chypre, Turquie 4-6 juin 2008*. T. 228 (cf. p. 18, 183).
- Aupoix, B., Pailhas, G. et Houdeville, R. (2012). « [Towards a general strategy to model riblet effects](#) ». *AIAA Journal* **50.3**, p. 708-716 (cf. p. 231).
- Balthazar, M., Gross, A. et Fasel, H.F. (2014). « [Experimental investigation of flows with three-dimensional separation](#) ». *52nd AIAA Aerospace Meeting-AIAA Science and Technology Forum and Exposition, SciTech 2014* (cf. p. 18).
- Bannier, A. (2016). « [Contrôle de la traînée de frottement d’une couche limite turbulente au moyen de revêtements rainurés de type riblets](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 56).
- Barri, M., El Khoury, G.K., Andersson, H.I. et Pettersen, B. (2010). « [DNS of backward-facing step flow with fully turbulent inflow](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **64.7**, p. 777-792 (cf. p. 64, 65).
- Batten, P., Spalart, P. et Terracol, M. (2007). « [Use of Hybrid RANS–LES for Acoustic Source Predictions](#) ». *Large-Eddy Simulation for Acoustics, 2007* (cf. p. 41).
- Beechook, A. (2015). « [Development and implementation of a new hybrid RANS/LES model for transitional boundary layers in OpenFOAM](#) ». Mém. de mast. Coventry University (cf. p. 26).
- Bégou, G., Deniau, H., Vermeersch, O. et Casalis, G. (2017). « [Database Approach for Laminar-Turbulent Transition Prediction: Navier–Stokes Compatible Reformulation](#) ». *AIAA Journal*, p. 1-13 (cf. p. 217, 234).
- Bell, J.H., Heineck, J.T., Zilliac, G., Mehta, R.D. et Long, K.R. (2012). « [Surface and Flow Field Measurements on the FAITH Hill Model](#) ». *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 9 - 12 January 2012, Nashville, Tennessee* (cf. p. 18, 177-180, 183, 185, 186, 190, 194, 197-201, 215, 236, 237).
- Bell, J.H., Heineck, J.T., Zilliac, G., Mehta, R.D. et Long, K.R. (2016). « [Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Boundary Layer Flow Over a Wall-Mounted Axisymmetric Hill](#) ». Rapp. tech. OTAN (cf. p. 178, 180, 181, 183, 186, 190, 194, 197-201, 236-238).

- Benard, N., Sujar-Garrido, P., Bonnet, J.-P. et Moreau, E. (2016a). « [Control of the coherent structure dynamics downstream of a backward facing step by DBD plasma actuator](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **61**. TSFP9 special issue, p. 158-173 (cf. p. 65).
- Benard, P., Balarac, G., Moureau, V., Dobrzynski, C., Lartigue, G. et D'Angelo, Y. (2016b). « [Mesh adaptation for large-eddy simulations in complex geometries](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **81**.12, p. 719-740 (cf. p. 55, 217).
- Benhamadouche, S. (2006). « [Large eddy simulation with the unstructured collocated arrangement](#) ». Thèse de doct. University of Manchester (cf. p. 34).
- Bentaleb, Y., Lardeau, S. et Leschziner, M.A. (2012). « [Large-eddy simulation of turbulent boundary layer separation from a rounded step](#) ». *Journal of Turbulence* (cf. p. 183).
- Benyahia, A. (2012). « [Mise en oeuvre et évaluation d'un modèle de transition à équations de transport pour la simulation d'écoulements en turbomachines](#) ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE-SUPAERO (cf. p. 14, 233).
- Benyoucef, F. (2013). « [Amélioration de la prévision des écoulements turbulents par une approche URANS avancée](#) ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE-SUPAERO (cf. p. 64, 232).
- Berens, T.M., Delot, A.-L., Tormalm, M., Ruiz-Calavera, L.-P., Funes-Sebastian, D.-E., Rein, M., Säterskog, M. et Ceresola, N. (2015). « [Numerical and experimental investigations on subsonic air intakes with serpentine ducts for UAV configurations](#) ». *5th CEAS Air & Space Conference, paper* (cf. p. 11).
- Beyhaghi, S. et Amano, R.S. (2017). « [Investigation of Flow Over an Airfoil Using a Hybrid Detached Eddy Simulation–Algebraic Stress Turbulence Model](#) ». *Journal of Energy Resources Technology* **139**.5, p. 051206 (cf. p. 17).
- Bézar, H. et Daris, T. (2005). « [Calibrating the Length Scale Equation with an Explicit Algebraic Reynolds Stress Constitutive Relation](#) ». *Sixth International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, May, 23-25*, p. 77-86 (cf. p. 14, 196, 216, 231).
- Blake, W.K. (1975). « [A statistical description of pressure and velocity fields at the trailing edges of a flat strut](#) ». Rapp. tech. DTIC Document (cf. p. 18).
- Boelens, O.J., Luckring, J.M., Breitsamter, C., Hövelmann, A., Knoth, F., Malloy, D.J. et Deck, S. (2015). « [Numerical and Theoretical Considerations for the Design of the AVT-183 Diamond-Wing Experimental Investigations \(Invited\)](#) ». *AIAA SciTech, 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 5-9 January 2015, Kissimmee, Florida* (cf. p. 11).
- Bonneau, V. (2016). « [Prévision du bruit d'interaction tonal et à large bande d'une soufflante de nouvelle génération en régime subsonique](#) ». Thèse de doct. École Nationale Supérieure des Ingénieurs de Poitiers (cf. p. 58).
- Bonneau, V., Polacsek, C., Castillon, L., Marty, J., Gervais, Y. et Moreau, S. (2016). « [Turbofan broadband noise predictions using a 3-D ZDES rotor blade approach](#) ». *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 30 May - 1 June, 2016, Lyon, France*, p. 2950 (cf. p. 11).
- Bonnifet, V., Gerolymos, G. et Vallet, I. (2017). « [Transonic Buffet Prediction using Partially Averaged Navier-Stokes](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3955 (cf. p. 5, 15, 216).
- Bordji, M.M.P. (2015). « [Physical analysis and advanced numerical simulations of junction flows](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 11).

- Borello, D., Delibra, G., Hanjalić, K. et Rispoli, F. (2009). « Large-eddy simulations of tip leakage and secondary flows in an axial compressor cascade using a near-wall turbulence model ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* **223**, p. 645-655 (cf. p. 11).
- Bose, S.T. et Park, G.I. (2018). « Wall-Modeled Large-Eddy Simulation for Complex Turbulent Flows ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **50.1** (cf. p. 6).
- Bourguet, R., Braza, M., Harran, G. et Akoury, R.E. (2008). « Anisotropic Organised Eddy Simulation for the prediction of non-equilibrium turbulent flows around bodies ». *Journal of Fluids and Structures* **24.8**. Unsteady Separated Flows and their Control, p. 1240-1251 (cf. p. 17).
- Boussinesq, M. (1877). « Essai sur la Théorie des Eaux Courantes ». *Mémoires Présentés par Divers Savants Étrangers à l'Académie des Sciences*. Gauthier-Villars, p. 1 (cf. p. 3, 124, 196, 227, 231).
- Bradshaw, P., Ferriss, D.H. et Atwell, N.P. (1967). « Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation ». *Journal of Fluid Mechanics* **28.3**, p. 593-616 (cf. p. 43, 44).
- Braza, M., Perrin, R. et Hoarau, Y. (2006). « Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers ». *Journal of Fluids and Structures* **22.6**, p. 757-771 (cf. p. 17).
- Breuer, M., Peller, N., Rapp, C. et Manhart, M. (2009). « Flow over periodic hills – Numerical and experimental study in a wide range of Reynolds numbers ». *Computers & Fluids* **38.2**, p. 433-457 (cf. p. 18).
- Breuer, M., Jovičić, N. et Mazaev, K. (2003). « Comparison of DES, RANS and LES for the separated flow around a flat plate at high incidence ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **41.4**, p. 357-388 (cf. p. 41, 42).
- Breuer, M., Jaffrézic, B. et Delgado, A. (2008). « Hybrid LES-RANS Method Based on an Explicit Algebraic Reynolds Stress Model ». *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 97. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, p. 45-54 (cf. p. 26, 28, 42, 62, 118, 126).
- Bridges, J. et Brown, C.A. (2004). « Parametric testing of chevrons on single flow hot jets ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 18).
- Bridges, J. et Wernet, M.P. (2010). « Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets ». *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 7-9 June 2010, Stockholm, Sweden*, p. 3751 (cf. p. 18).
- Brinckman, K.W., Calhoon, W.H. et Dash, S.M. (2007). « Scalar fluctuation modeling for high-speed aeropropulsive flows ». *AIAA Journal* **45.5**, p. 1036-1046 (cf. p. 17).
- Brunet, V. et Deck, S. (2008). « Zonal-Detached Eddy Simulation of Transonic Buffet on a Civil Aircraft Type Configuration ». *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers contributed to the 2007 Symposium of Hybrid RANS-LES Methods, Corfu, Greece, 17-18 June 2007*, p. 182-191 (cf. p. 11).
- Bunge, U., Mockett, C. et Thiele, F. (2007). « Guidelines for implementing Detached-Eddy Simulation using different models ». *Aerospace Science and Technology* **11.5**, p. 376-385 (cf. p. 17, 24, 29, 33-35, 48, 53).
- Bush, R. et Mani, M. (2001). « A two-equation large eddy stress model for high sub-grid shear ». *15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Anaheim, 11-14 June, 2001, CA, USA*. T. 2561, p. 2001 (cf. p. 15, 17, 29, 30, 38, 53, 111, 112).
- Byun, G. et Simpson, R. (2010). « Surface-pressure fluctuations from separated flow over an axisymmetric bump ». *AIAA Journal* **48.10**, p. 2397-2405 (cf. p. 18, 183, 190, 191).



- Byun, G. (2005). « [Structure of three-dimensional separated flow on symmetric bumps](#) ». Thèse de doct. Virginia Polytechnic Institute et State University (cf. p. 183, 239, 241).
- Byun, G. et Simpson, R.L. (2006). « [Structure of three-dimensional separated flow on an axisymmetric bump](#) ». *AIAA Journal* **44.5**, p. 999-1008 (cf. p. 18, 183, 239).
- Byun, G., Simpson, R.L. et Long, C. (2004). « [Study of vortical separation from three-dimensional symmetric bumps](#) ». *AIAA Journal* **42.4**, p. 754-765 (cf. p. 18, 183, 191, 195).
- Cahuzac, A. (2012). « [Aspects cinétiques et acoustiques en simulation numérique des grandes échelles, et application à l'étude du contrôle de l'écoulement de jeu en turbomachines](#) ». Thèse de doct. École Centrale de Lyon (cf. p. 13).
- Cambier, L. et Gazaix, M. (2002). « [elsA: an efficient object-oriented solution to CFD complexity](#) ». *AIAA 2002-0108, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV* (cf. p. 230).
- Cambier, L., Gazaix, M., Heib, S., Plot, S., Poinot, M., Veuillot, J.-P., Boussuge, J.-F. et Montagnac, M. (2011). « [An Overview of the Multi-Purpose elsA Flow Solver](#) ». *AerospaceLab Journal* **AL02**, p. 15 (cf. p. 231).
- Cambier, L., Heib, S. et Plot, S. (2013). « [The Onera elsA CFD software: input from research and feedback from industry](#) ». *Mechanics & Industry* **14** (03), p. 159-174 (cf. p. 25, 54, 230).
- Cambier, L. et Veuillot, J. (2008). « [Status of the elsA CFD Software for Flow Simulation and Multidisciplinary Applications](#) ». *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7 - 10 January 2008, Reno, Nevada*, p. 1-17 (cf. p. 230).
- Cantwell, B. et Coles, D. (1983). « [An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **136**, p. 321-374 (cf. p. 18, 48).
- Carlson, J.R. (1997). « [Applications of Algebraic Reynolds Stress Turbulence Models Part I: Incompressible Flat Plate](#) ». *Journal of Propulsion and Power* **13.5**, p. 610-619 (cf. p. 25).
- Carpaye, J.M.C., Roman, J. et Brenner, P. (2017). « [Design and analysis of a task-based parallelization over a runtime system of an explicit finite-volume CFD code with adaptive time stepping](#) ». *Journal of Computational Science* (cf. p. 57).
- Casarsa, L. et Giannattasio, P. (2008). « [Three-dimensional features of the turbulent flow through a planar sudden expansion](#) ». *Physics of Fluids* **20.1**, 015103 (cf. p. 65).
- Castagna, J., Yao, Y. et Yao, J. (2014). « [Direct numerical simulation of a turbulent flow over an axisymmetric hill](#) ». *Computers & Fluids* **95**.Supplement C, p. 116-126 (cf. p. 184, 195, 241).
- Catris, S. et Aupoix, B. (2000). « [Density corrections for turbulence models](#) ». *Aerospace Science and Technology* **4.1**, p. 1-11 (cf. p. 17, 231).
- Cécora, R.-D., Eisfeld, B., Probst, A., Crippa, S. et Radespiel, R. (2012). « [Differential Reynolds Stress Modeling for Aeronautics](#) ». *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 9 - 12 January 2012, Nashville, Tennessee*. T. 465 (cf. p. 17).
- Chalot, F., Dagrau, F., Mallet, M., Normand, P. et Yser, P. (2015). « [Higher-order RANS and DES in an Industrial Stabilized Finite Element Code](#) ». *IDIHOM: Industrialization of High-Order Methods-A Top-Down Approach*, p. 489-519 (cf. p. 11).

- Chalot, F., Marquez, B., Ravachol, M., Ducros, F. et Poinso, T. (1999). « [Large eddy simulation of a compressible mixing layer: Study of the mixing enhancement](#) ». *AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 14 th, Norfolk, VA* (cf. p. 18).
- Chalot, F., Levasseur, V., Mallet, M., Petit, G. et Reau, N. (2007). « [LES and DES simulations for aircraft design](#) ». *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8-11 January 2007, Reno, Nevada*. T. 723 (cf. p. 17, 36).
- Chalot, F., Mallet, M. et Ravachol, M. (1994). « [A comprehensive finite element Navier-Stokes solver for low-and high-speed aircraft design](#) ». *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno, AIAA, NV, U.S.A. T. 94, p. 0814* (cf. p. 17, 36).
- Chapman, D.K. (1979). « [Computational Aerodynamics Development and Outlook](#) ». *AIAA Journal* **17.12**, p. 1293-1313 (cf. p. 3, 12, 56).
- Charrier, L., Pont, G., Marié, S., Brenner, P. et Grasso, F. (2017). « [Simulation of a supersonic coaxial He/Air jet experiment with a hybrid RANS/LES variable turbulent Schmidt number model](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4280 (cf. p. 17).
- Chauvet, N., Deck, S. et Jacquin, L. (2007). « [Zonal Detached Eddy Simulation of a Controlled Propulsive Jet](#) ». *AIAA Journal* **45.10**, p. 2458-2473 (cf. p. 9, 11, 22, 40, 41, 49).
- Chedevergne, F. (2012). « [Implantation de la ZDES dans CEDRE](#) ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 24).
- Chen, H. et Patel, V. (1988). « [Near-wall turbulence models for complex flows including separation](#) ». *AIAA Journal* **26.6**, p. 641-648 (cf. p. 17).
- Cherry, E.M., Elkins, C.J. et Eaton, J.K. (2008). « [Geometric sensitivity of three-dimensional separated flows](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **29.3**. The Fifth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP5), p. 803-811 (cf. p. 18).
- Chien, K. (1982). « [Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model](#) ». *AIAA Journal* **20.1**, p. 33-38 (cf. p. 231).
- Choi, H. et Moin, P. (2012). « [Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman's estimates revisited](#) ». *Physics of Fluids* **24.1**, p. 011702 (cf. p. 56).
- Choquet, R. (1995). « [Etude de la methode de Newton-GMRES. Application aux equations de Navier-Stokes compressibles](#) ». Thèse de doct. Université de Rennes 1 (cf. p. 54).
- Chou, P.Y. (1945). « [On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulent fluctuation](#) ». *Quarterly of Applied Mathematics* **3.1**, p. 38-54 (cf. p. 3).
- Chovet, C., Lippert, M., Foucaut, J.-M. et Keirsbulck, L. (2017). « [Dynamical aspects of a backward-facing step flow at large Reynolds numbers](#) ». *Experiments in Fluids* **58.11**, p. 162 (cf. p. 65, 97).
- Chuangxin, H., Yingzheng, L. et Savas, Y. (2017). « [A dynamic delayed detached-eddy simulation model for turbulent flows](#) ». *Computers & Fluids* **146**, p. 174-189 (cf. p. 17, 29).
- Cinnella, P. (2012). « [Théorie de la couche limite, cours de Master 2 recherche MFFA](#) ». Rapp. tech. École nationale supérieure d'arts et métiers, UPMC (cf. p. 108).
- Coleman, G.N., Rumsey, C.L. et Spalart, P.R. (2018). « [Numerical study of turbulent separation bubbles with varying pressure gradient and Reynolds number](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **847**, p. 28-70 (cf. p. 184).

- Comte-Bellot, G. et Corrsin, S. (1971). « Simple Eulerian time correlation of full-and narrow-band velocity signals in grid-generated, 'isotropic' turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics* **48.02**, p. 273-337 (cf. p. 18, 22, 24, 32-35).
- Content, C. (2011). « Méthode innovante pour le calcul de la transition laminaire-turbulent dans les codes Navier-Stokes ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE-SUPAERO (cf. p. 233).
- Cooper, D., Jackson, D., Launder, B. et Liao, G. (1993). « Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **36.10**, p. 2675-2684 (cf. p. 18).
- Costes, M. et Moens, F. (2018). « Advanced prediction of iced airfoil aerodynamics ». *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, 8–12 January 2018, Kissimmee, Florida*, p. 0782 (cf. p. 11).
- Costes, M., Moens, F. et Brunet, V. (2016). « Prediction of iced airfoil aerodynamic characteristics ». *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 4-8 January 2016, San Diego, California, USA*, p. 1547 (cf. p. 11, 28, 58).
- Courtiade, N. (2012). « Experimental analysis of the unsteady flow and instabilities in a high-speed multistage compressor ». Thèse de doct. École Centrale de Lyon (cf. p. 129, 130, 132, 133, 138, 139, 145, 161-164, 173, 174).
- Courtois, R. (2005). « Simulation aux grandes échelles de l'écoulement dans une chambre de combustion en forme de marche descendante ». Thèse de doct. École Centrale Paris (cf. p. 64, 88).
- Coustols, E. (1983). « Stabilité et transition en écoulement tridimensionnel : cas des ailes en flèche ». Thèse de doct. École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace - ENSAE (cf. p. 233).
- Crevel, F., Goudrain, N. et Moreau, S. (2014). « Numerical Simulation of Aerodynamic Instabilities in a Multistage High-Speed High-Pressure Compressor on Its Test-Rig - Part I: Rotating Stall ». *Journal of Turbomachinery* **136**, p. 101003 (cf. p. 138).
- Cutler, A.D., Diskin, G.S., Drummond, J.P. et White, J.A. (2006). « Supersonic coaxial jet experiment for computational fluid dynamics code validation ». *AIAA Journal* **44.3**, p. 585 (cf. p. 18).
- D'Alessandro, V., Montelpare, S. et Ricci, R. (2016). « Detached-Eddy Simulations of the flow over a cylinder at using OpenFOAM ». *Computers & Fluids* **136**, p. 152-169 (cf. p. 17, 66).
- Daris, T. (2002). « Étude des modèles de turbulence à quatre équations de transport pour la prévision des écoulements turbulents faiblement chauffés ». Thèse de doct. École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace - ENSAE (cf. p. 232).
- Daude, F. (2007). « Méthode d'intégration temporelle implicite pour la simulation des grandes échelles: application à la réduction du bruit de cavité ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. 54, 58).
- Daude, F., Mary, I. et Comte, P. (2014). « Self-Adaptive Newton-based iteration strategy for the LES of turbulent multi-scale flows ». *Computers & Fluids* **100.0**, p. 278-290 (cf. p. 57).
- David, E. (1993). « Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques: une approche instationnaire ». Thèse de doct. Institut national polytechnique de Grenoble (cf. p. 232).
- De Brederode, V.A.S.L. et Bradshaw, P. (1972). « Three-dimensional Flow in Nominally Two-dimensional Separation Bubbles: Flow Behind a Rearward-facing Step. I. » *I.C. aero report 72-19* (cf. p. 64, 88).

- De la Loma, A., Paniagua, G., Verrastro, D. et Adami, P. (2008). « [Transonic turbine stage heat transfer investigation in presence of strong shocks](#) ». *Journal of Turbomachinery* **130**.3, p. 031019 (cf. p. 233).
- De La Puente Cerezo, F. (2017). « [Aeroacoustic simulations of landing gears with unstructured grids and a ZDES turbulence model](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 25, 41, 119).
- De La Puente, F., Sanders, L. et Vuillot, F. (2014). « [On LAGOON nose landing gear CFD/CAA computation over unstructured mesh using a ZDES approach](#) ». *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 16-20 June 2014, Atlanta, GA*. T. 16, p. 20 (cf. p. 11).
- De La Puente, F., Sanders, L., Vuillot, F. et Manoha, E. (2015). « [Nose landing gear flow and noise predictions on unstructured grid using a cell-centered Navier-Stokes code](#) ». *AIAA Aviation, 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 22-26 June 2015, Dallas, TX* (cf. p. 11).
- Deardorff, J.W. (1970). « [A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **41**.02, p. 453-480 (cf. p. 30, 40).
- Deck, S. (2005a). « [Zonal-Detached-Eddy Simulation of the Flow Around a High-Lift Configuration](#) ». *AIAA Journal* **43**, p. 2372-2384 (cf. p. 9, 10, 42).
- Deck, S. (2011). « Introduction aux méthodes hybrides RANS/LES ». Support de cours. Collège de Polytechnique – Mécanique des Fluides : Simulation des écoulements turbulents (cf. p. 56).
- Deck, S. (2012). « [Recent Improvements in the Zonal Detached Eddy Simulation \(ZDES\) Formulation.](#) » *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **26**, p. 523-550 (cf. p. 6, 9, 10, 12, 17, 20, 22, 24, 40-42, 50, 63, 64, 68-72, 79, 80, 82-88, 90, 115-117, 124, 126, 211, 232, XLVI).
- Deck, S. (2005b). « [Numerical simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil](#) ». *AIAA Journal* **43**, p. 1556-1566 (cf. p. 11, 17).
- Deck, S., Gand, F., Brunet, V. et Ben Khelil, S. (2014a). « [High-fidelity simulations of unsteady civil aircraft aerodynamics: stakes and perspectives. Application of zonal detached eddy simulation](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **372**.2022, p. 1-21 (cf. p. 4, 10).
- Deck, S. et Laraufie, R. (2013). « [Numerical investigation of the flow dynamics past a three-element aerofoil](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **732**, p. 401-444 (cf. p. 10, 11, 22).
- Deck, S. et Renard, N. (2017). « Etudes RGC 2016 de l'unité MHL ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 27).
- Deck, S., Renard, N., Laraufie, R. et Weiss, P.-E. (2014b). « [Large-scale contribution to mean wall shear stress in high-Reynolds-number flat-plate boundary layers up to  \$Re\_\theta = 13\,650\$](#)  ». *Journal of Fluid Mechanics* **743**, p. 202-248 (cf. p. 11).
- Deck, S., Weiss, P.-E., Pamiès, M. et Garnier, E. (2011). « [Zonal Detached Eddy Simulation of a Spatially Developing Flat Plate Turbulent Boundary Layer](#) ». *Computers & Fluids* **48**.1, p. 1-15 (cf. p. 10, 22).
- Deck, S., Renard, N., Laraufie, R. et Sagaut, P. (2014c). « [Zonal detached eddy simulation \(ZDES\) of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer over the Reynolds number range  \$3\,150 \leq Re\_\theta \leq 14\,000\$](#)  ». *Physics of Fluids* **26**.025116, p. 1-32 (cf. p. 6, 11, 23, 56).
- Deck, S. et Luckring, J.M. (2016). « [Zonal Detached Eddy Simulation \(ZDES\) of the flow around the AVT-183 diamond wing configuration](#) ». *Aerospace Science and Technology* (cf. p. 11).

- Délery, J. (2008). « Décollement en écoulement tridimensionnel et tourbillons ». Cours de Master Aérodynamique. Cours de master (cf. p. 194, 196).
- Délery, J.M. (2001). « Robert Legendre and Henri Werlé: Toward the Elucidation of Three-Dimensional Separation ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **33.1**, p. 129-154 (cf. p. 180).
- Delot, A.-L. et Garnier, E. (2015). « Calcul ZDES de l'écoulement dans une manche fortement coudée ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 45).
- Delot, A.-L., Berens, T.M., Tormalm, M., Säterskog, M. et Ceresola, N. (2014). « DES Computations for a Subsonic UAV Configuration with a Highly Integrated S-Shaped Inlet Duct ». *AIAA SciTech, 52nd Aerospace Sciences Meeting, 13-17 January 2014, National Harbor, Maryland* (cf. p. 11).
- Delville, J. (1995). « La décomposition orthogonale aux valeurs propres et l'analyse de l'organisation tridimensionnelle des écoulements turbulents cisailés libres ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. 18, 63, 67, 68, 70-72, 80, 215).
- Dénos, R., Arts, T., Paniagua, G., Michelassi, V. et Martelli, F. (2000). « Investigation of the unsteady rotor aerodynamics in a transonic turbine stage ». *ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air, V001T03A011-V001T03A011* (cf. p. 233).
- Denton, J. (1993). « Loss Mechanisms in Turbomachines ». *Journal of Turbomachinery* **115**, p. 621-656 (cf. p. 151).
- Deprés, D., Reijasse, P. et Dussauge, J. (2004). « Analysis of unsteadiness in afterbody transonic flows ». *AIAA Journal* **42.12**, p. 2541-2550 (cf. p. 18, 65).
- Dick, E. et Kubacki, S. (2017). « Transition models for turbomachinery boundary layer flows: a review ». *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* **2.2**, p. 4 (cf. p. 3, 232).
- Didorally, S. (2014). « Prediction of wall and turbulent heat fluxes by unsteady simulations in heated-turbulent flows ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE-SUPAERO (cf. p. 15, 216, 232).
- Diosady, L. et Murman, S. (2013). « Design of a variational multiscale method for turbulent compressible flows ». *21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 24-27 June, 2013, San Diego, CA*. T. 2870, p. 2013 (cf. p. 187).
- Disotell, K. et Rumsey, C. (2017a). « Development of an Axisymmetric Afterbody Test Case for Turbulent Flow Separation Validation ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 184).
- Disotell, K.J. et Rumsey, C.L. (2017b). « Design of an Axisymmetric Afterbody Test Case for CFD Validation ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3792 (cf. p. 184).
- Djeridi, H., Braza, M., Perrin, R., Harran, G., Cid, E. et Cazin, S. (2003). « Near-Wake Turbulence Properties around a Circular Cylinder at High Reynolds Number ». *Flow, Turbulence and Combustion* **71.1**, p. 19-34 (cf. p. 18).
- Dong, S., Karniadakis, G.E., Ekmekci, A. et Rockwell, D. (2006). « A combined direct numerical simulation–particle image velocimetry study of the turbulent near wake ». *Journal of Fluid Mechanics* **569**, p. 185-207 (cf. p. 66).
- Drain, L. et Martin, S. (1985). « Two-component velocity measurements of turbulent flow in a ribbed-wall flow channel ». *International conference on laser anemometry: advances and application, Dec. 16-18, 1985, Manchester, England*, p. 99-112 (cf. p. 18).

- Driver, D.M. et Seegmiller, H.L. (1985). « Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow ». *AIAA Journal* **23.2**, p. 163-171 (cf. p. 18, 64, 65).
- Driver, D.M., Seegmiller, H.L. et Marvin, J.G. (1987). « Time-dependent behavior of a reattaching shear layer ». *AIAA Journal* **25.7**, p. 914-919 (cf. p. 64).
- Dubief, Y. et Delcayre, F. (2000). « On coherent-vortex identification in turbulence ». *Journal of Turbulence* **1.1**, p. 011-011 (cf. p. 149).
- Ducros, F., Ferrand, V., Nicoud, F., Weber, C., Darracq, D., Gacherieu, C. et Poinso, T. (1999). « Large-Eddy Simulation of the Shock/Turbulence Interaction ». *Journal of Computational Physics* **152**, p. 517-549 (cf. p. 53).
- Ducros, F., Nicoud, F. et Poinso, T. (1998). « Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity models for simulations in complex geometries ». *ICFD*. Sous la dir. de B.M. J., p. 293-300 (cf. p. 211).
- Ducros, F., Comte, P. et Lesieur, M. (1996). « Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatially over a flat plate ». *Journal of Fluid Mechanics* **326**, p. 1-36 (cf. p. 3, 232).
- Dufour, G., Gourdain, N., Duchaine, F., Vermorel, O., Gicquel, L., Boussuge, J. et Poinso, T. (2009). « Numerical Investigations in Turbomachinery : A State of the Art, Large Eddy Simulation Applications ». Rapp. tech. CERFACS (cf. p. 4, 56).
- Dupland, L. (2005). « Modélisation de la turbulence thermique: modèles algébriques pour la prévision des flux de chaleur turbulents ». Thèse de doct. École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace - ENSAE (cf. p. 232).
- Duraisamy, K., Spalart, P.R. et Rumsey, C.L. (2017). « Status, Emerging Ideas and Future Directions of Turbulence Modeling Research in Aeronautics ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 3).
- Edwards, J. et Liou, M.-S. (1997). « Low diffusion flux-splitting methods for flows at all speeds ». *13th Computational Fluid Dynamics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, 29 June - 02 July, 1997, Snowmass Village, CO, USA*. T. 1862, p. 261-271 (cf. p. 54, 228).
- Edwards, J.R. et Chandra, S. (1996). « Comparison of eddy viscosity-transport turbulence models for three-dimensional, shock-separated flowfields ». *AIAA Journal* **34.4**, p. 756-763 (cf. p. 17, 28).
- Eisfeld, B. (2004). « Implementation of Reynolds stress models into the DLR-FLOWer code ». Rapp. tech. DLR (cf. p. 196, 231).
- Eisfeld, B., éd. (2015). *Differential Reynolds Stress Modeling for Separating Flows in Industrial Aerodynamics*. Springer (cf. p. 2, 225).
- El Akoury, R., Braza, M., Hoarau, Y., Vos, J., Harran, G. et Sevrain, A. (2009). « Unsteady flow around a NACA0021 airfoil beyond stall at 60° angle of attack ». *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, p. 405-415 (cf. p. 17, 24, 29).
- Eswaran, V. et Pope, S. (1988). « An examination of forcing in direct numerical simulations of turbulence ». *Computers & Fluids* **16.3**, p. 257-278 (cf. p. 18, 35, 36).
- Fadai-Ghotbi, A., Manceau, R. et Borée, J. (2008). « Revisiting URANS Computations of the Backward-facing Step Flow Using Second Moment Closures. Influence of the Numerics ». *Flow, Turbulence and Combustion* **81.3**, p. 395-414 (cf. p. 64).

- Fadai-Ghotbi, A., Friess, C., Manceau, R., Gatski, T.B. et Borée, J. (2010). « [Temporal filtering: A consistent formalism for seamless hybrid RANS–LES modeling in inhomogeneous turbulence](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **31.3**. Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, p. 378-389 (cf. p. 5).
- Fan, C.-C., Xiao, X., Edwards, J., Hassan, H. et Baurle, R. (2004). « [Hybrid Large-Eddy/Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation of Shock-Separated Flows](#) ». *Journal of Spacecraft and Rockets* **41.6**, p. 897-906 (cf. p. 24, 25, 48).
- Fauconnier, D. et Dick, E. (2014). « [Analytical and numerical study of resolution criteria in large-eddy simulation](#) ». *Physics of Fluids* **26.6**, p. 065104 (cf. p. 55).
- Favre, A. (1965). « Équations des gaz turbulents compressibles ». *Journal de Mécanique* **4**, p. 361-421 (cf. p. 223).
- Francois, D.G., Radespiel, R. et Probst, A. (2015). « [Forced Synthetic Turbulence Approach to Stimulate Resolved Turbulence Generation in Embedded LES](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 81-92 (cf. p. 49).
- François, D.G., Radespiel, R. et Probst, A. (2014). « [Airfoil Stall Simulations with Algebraic Delayed DES and Physically Based Synthetic Turbulence for RANS-LES Transition](#) ». *32nd AIAA Applied Aerodynamics Conference*, p. 80-120 (cf. p. 49).
- Friess, C., Manceau, R. et Gatski, T. (2015). « [Toward an equivalence criterion for Hybrid RANS/LES methods](#) ». *Computers & Fluids* (cf. p. 106).
- Froehlich, J. et Terzi, D. von (2008). « [Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **44.5**, p. 349-377 (cf. p. 4, 5).
- Fröhlich, J., Mellen, C.P., Rodi, W., Temmerman, L. et Leschziner, M.A. (2005). « [Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **526**, p. 19-66 (cf. p. 18).
- Fu, S., Haase, W., Peng, S.-H. et Schwamborn, D., éd. (2011). *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 117. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011 (cf. p. 4).
- Fu, S. et Wang, L. (2013). « [RANS modeling of high-speed aerodynamic flow transition with consideration of stability theory](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **58**, p. 36-59 (cf. p. 26).
- Fuchs, M., Mockett, C., Steger, M. et Thiele, F. (2014). « [A novel DES-based approach to improve transition from RANS to LES in free shear layers](#) ». *Proceedings of the 10th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements* (cf. p. 17, 63, 71).
- Fuchs, M., Sesterhenn, J., Thiele, F. et Mockett, C. (2015). « [Assessment of novel DES approach with enhanced SGS modelling for prediction of separated flow over a delta wing](#) ». *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 22-26 June 2015, Dallas, TX* (cf. p. 17, 35, 40, 63, 80, 125, 130, 216).
- Fureby, C. et Grinstein, F. (1999). « [Monotonically integrated large eddy simulation of free shear flows](#) ». *AIAA Journal* **37.5**, p. 544-556 (cf. p. 52).

- Furman, A. et Breitsamter, C. (2009). « Experimental investigations on the VFE-2 configuration at TU Munich, Germany ». *Understanding and Modeling Vortical Flows to Improve the Technology Readiness Level for Military Aircraft, NATO* (cf. p. 18).
- Gand, F. (2013). « Zonal Detached Eddy Simulation of a Civil Aircraft with a Deflected Spoiler ». *AIAA Journal* **51.3**, p. 697-706 (cf. p. 11).
- Gand, F. (2016). « PRF Jets L.2 : Sensibilités d'un jet rond basse vitesse aux conditions génératrices. Étude expérimentale et numérique. » Rapp. tech. RT 7/17563 DAAP. ONERA (cf. p. 59).
- Gand, F., Brunet, V. et Mancel, G. (2015). « Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) Using Turbulent Inflow and High Order Schemes: Application to Jet Flows ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modeling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 141-152 (cf. p. 11, 59, 216).
- Gand, F., Grenson, P., Mary, I., Deniau, H., Reulet, P. et Aupoix, B. (2016). « Experimental and numerical investigation of a heated impinging jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number ». *6th Symp. Hybrid RANS-LES Methods (HRLM6), Sep. 2016, Strasbourg, France* (cf. p. 11).
- Gand, F., Huet, M., Le Garrec, T. et Cléro, F. (2017). « Jet noise of a UHBR nozzle using ZDES: external boundary layer thickness and installation effects ». *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3526 (cf. p. 11).
- Gansel, P.P., Illi, S., Lutz, T. et Krämer, E. (2012). « Numerical simulation of low speed stall and analysis of turbulent wake spectra ». *15th International Conference on Fluid Flow Technologies, Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'12), Budapest, Hungary* (cf. p. 49).
- Garcia-villalba, M., Li, N., Rodi, W. et Leschziner, M.A. (2009). « Large-eddy simulation of separated flow over a three-dimensional axisymmetric hill ». *Journal of Fluid Mechanics* **627**, p. 55-96 (cf. p. 191, 195, 241).
- Garnier, E., Adams, N. et Sagaut, P. (2009). *Large eddy simulation for compressible flows*. Springer (cf. p. 3, 32).
- Gbadebo, S., Cumpsty, N. et Hynes, T. (2005). « Three-Dimensionnal Separations in Axial Compressor ». *Journal of Turbomachinery* **127**, p. 331-339 (cf. p. 11).
- Ge, X., Vasilyev, O.V. et Hussaini, M.Y. (2018). « Wavelet-based delayed detached eddy simulation method for compressible wall bounded turbulent flow modeling ». *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, 8-12 January 2018, Kissimmee, Florida*, p. 0592 (cf. p. 217).
- Gear, C. (1971). « Algorithm 407: DIFSUB for solution of ordinary differential equations ». *Communications of the ACM* **14**, p. 185-190 (cf. p. 54, 57, 70).
- Georgiadis, N., Rizzeta, D. et Fureby, C. (2010). « Large-Eddy Simulation: Current Capabilities, Recommended Practices, and Future Research ». *AIAA Journal* **48**, p. 1772-1784 (cf. p. 56).
- Germano, M. (2004). « Properties of the hybrid RANS/LES filter ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **17.4**, p. 225-231 (cf. p. 6, 27).
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W.H. (1991). « A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model ». *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* **3.7**, p. 1760-1765 (cf. p. 30, 31, 35).
- Gerolymos, G., Lo, C. et Vallet, I. (2012). « Term-by-Term Analysis of Near-Wall Second-Moment Closures ». *AIAA Journal* **50.12**, p. 2848-2865 (cf. p. 216).



- Gerolymos, G. et Vallet, I. (2014). « [Bypass Transition and Tripping in Reynolds-stress Model Computations](#) ». *AIAA Journal*, p. 17 (cf. p. 25).
- Ghosal, S. (1996). « [An Analysis of Numerical Errors in Large-Eddy Simulations of Turbulence](#) ». *Journal of Computational Physics* **125**.1, p. 187-206 (cf. p. 52).
- Girimaji, S.S. (2006). « [Partially-averaged Navier-Stokes model for turbulence: A Reynolds-averaged Navier-Stokes to direct numerical simulation bridging method](#) ». *Journal of Applied Mechanics* **73**.3, p. 413-421 (cf. p. 5).
- Girimaji, S., Haase, W., Peng, S.-H. et Schwamborn, D., éd. (2014). *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 130. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA (cf. p. 4).
- Gleyzes, C., Cousteix, J. et Bonnet, J. (1985). « [Theoretical and experimental study of low Reynolds number transitional separation bubbles](#) ». *Conference on low Reynolds number airfoil aerodynamics, June 16-18, Notre Dame, IN, 1985, UNDAS-CP-77B123* (cf. p. 233).
- Gleyzes, C. et Capbern, P. (2003). « [Experimental study of two AIRBUS/ONERA airfoils in near stall conditions. Part I: Boundary layers](#) ». *Aerospace Science and Technology* **7**.6, p. 439-449 (cf. p. 18, 48).
- Gmelin, C. et Thiele, F. (2013). « [Numerical Analysis of a High Speed Compressor Cascade](#) ». *Proceedings of the 21st ISABE Conference, Sep. 9-13th, Busan, Korea*. ISABE-2013-1115 (cf. p. 11).
- Goebel, S. et Dutton, J. (1991). « [An experimental study of turbulent compressible mixing layers](#) ». *AIAA Journal* **29**.4, p. 538-546 (cf. p. 63).
- Gomar, A. (2011). « [Propriétés spectrales des schémas temporels: Dual Time Stepping \(DTS\), GEAR, Runge-Kutta avec Implicit Residual Smoothing \(IRS\), Schéma d'Euler rétrograde \(UNS\) et enfin Time Spectral Method \(TSM\)](#) ». Rapp. tech. CERFACS (cf. p. 54).
- Goodhand, M.N. et Miller, R.J. (2012). « [The Impact of Real Geometries on Three-Dimensional Separations in Compressors](#) ». *Journal of Turbomachinery* **134**, p. 021007 (cf. p. 13).
- Gougeon, P. et Boum, G.N. (2015). « [Zonal Detached-Eddy Simulation Approach vs. URANS for the Prediction of the Flow Field Through a Low Pressure Vane Located Downstream of a Transonic High Pressure Turbine](#) ». *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, V02CT44A016-V02CT44A016* (cf. p. 11).
- Gourdain, N., Sicot, F., Duchaine, F. et Gicquel, L. (2014). « [Large eddy simulation of flows in industrial compressors: a path from 2015 to 2035](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **372**.2022, p. 1-18 (cf. p. 3, 56).
- Grabe, C., Shengyang, N. et Krumbein, A. (2016). « [Transition Transport Modeling for the Prediction of Crossflow Transition](#) ». *34th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, p. 3572 (cf. p. 233).
- Grant, I., Owens, E., Yan, Y.-.-Y. et Shen, X. (1992). « [Particle image velocimetry measurements of the separated flow behind a rearward facing step](#) ». *Experiments in Fluids* **12**.4, p. 238-244 (cf. p. 65).
- Greenblatt, D., Paschal, K.B., Yao, C.S., Harris, J., Schaeffler, N.W. et Washburn, A.E. (2006). « [Experimental investigation of separation control part 1: baseline and steady suction](#) ». *AIAA Journal* **44**.12, p. 2820-2830 (cf. p. 18, 53, 183).

- Greenblatt, D., Paschal, K.B., Yao, C.-S., Harris, J., Schaeffler, N.W. et Washburn, A.E. (2004). « [A separation control CFD validation test case, Part 1: baseline and steady suction](#) ». *2nd AIAA Flow Control Conference, 28 June -1 July 2004, Portland, Oregon*. T. 2220, p. 2004 (cf. p. 18, 53, 183).
- Gritskevich, M., Garbaruk, A. et Menter, F. (2013). « [Fine-tuning of DDES and IDDES formulations to the  \$k - \omega\$  shear stress transport model](#) ». *Progress in Flight Physics*. T. 5, p. 23-42 (cf. p. 48, 97).
- Gritskevich, M., Garbaruk, A., Schütze, J. et Menter, F. (2012). « [Development of DDES and IDDES Formulations for the  \$k - \omega\$  Shear Stress Transport Model](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **88.3**, p. 431-449 (cf. p. 17, 24, 36, 48, 97).
- Gross, A. et Fasel, H. (2015). « [Hybrid turbulence model simulations of hemisphere-cylinder geometry](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **54.0**, p. 28-38 (cf. p. 17).
- Grundestam, O., Wallin, S. et Johansson, A.V. (2008). « [Direct numerical simulations of rotating turbulent channel flow](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **598**, p. 177-199 (cf. p. 18).
- Guilmineau, E., Deng, G. et Wackers, J. (2011). « [Numerical simulation with a DES approach for automotive flows](#) ». *Journal of Fluids and Structures* **27.5-6**. IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations (BBVIV-6), p. 807-816 (cf. p. 24, 29).
- Guseva, E., Garbaruk, A. et Strelets, M.K. (2017). « [An automatic hybrid numerical scheme for global RANS-LES approaches](#) ». *18th International Conference Physica.SPb/2016, 1-3 November 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation*. T. 929, p. 012099 (cf. p. 53).
- Haase, W., Aupoix, B., Bunge, U. et Schwamborn, D., éd. (2007). *FLOMANIA – A European Initiative on Flow Physics Modelling*. T. 94. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Results of the European-Union funded project, 2002 - 2004 (cf. p. 4, 14, 17, 33, 196, 231).
- Haase, W., Braza, M. et Revell, A., éd. (2009). *DESider - A European Effort on Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 103. Springer Science & Business Media. Results of the European-Union Funded Project, 2004-2007 (cf. p. 4, 17, 18, 33-36, 48, 52, 183, 191).
- Haase, W., Mockett, C. et Schwamborn, D., éd. (2017). *Go4Hybrid: Grey Area Mitigation for Hybrid RANS-LES Methods*. Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design. Springer International Publishing. Results of the 7th Framework Research Project Go4Hybrid, Funded by the European Union, 2013-2015 (cf. p. 4, 9, 10, 27, 38-40, 46, 49, 54, 63, 71, 83, 183, 216).
- Hall, S.D., Behnia, M., Fletcher, C.A.J. et Morrison, G.L. (2003). « [Investigation of the secondary corner vortex in a benchmark turbulent backward-facing step using cross-correlation particle imaging velocimetry](#) ». *Experiments in Fluids* **35.2**, p. 139-151 (cf. p. 66, 87, 94, 96).
- Hamba, F. (2011). « [Analysis of filtered Navier–Stokes equation for hybrid RANS/LES simulation](#) ». *Physics of Fluids* **23.1**, p. 015108 (cf. p. 6, 27).
- Han, X. et Krajnović, S. (2013). « [Validation of a novel very large eddy simulation method for simulation of turbulent separated flow](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **73.5**, p. 436-461 (cf. p. 66).
- Han, Y., He, Y., Tian, Y., Zhong, F. et Le, J. (2017). « [Assessment of a hybrid RANS/LES simulation method and URANS method in depicting the unsteady motions of flow structures in a scramjet combustor](#) ». *Aerospace Science and Technology* (cf. p. 11).
- Hanjalić, K. (2005). « [Will RANS survive LES? A view of perspectives](#) ». *Journal of Fluids Engineering* **127.5**, p. 831-839 (cf. p. 3).

- Hanjalić, K. et Launder, B. (2011). *Modelling turbulence in engineering and the environment: second-moment routes to closure*. Cambridge university press (cf. p. 17).
- Harten, A. et Hyman, J.M. (1983). « Self adjusting grid methods for one-dimensional hyperbolic conservation laws ». *Journal of Computational Physics* **50.2**, p. 235-269 (cf. p. 228).
- Hashimoto, A., Ishida, T., Aoyama, T., Ohmichi, Y., Yamamoto, T. et Hayashi, K. (2018). « Current Progress in Unsteady Transonic Buffet Simulation with Unstructured Grid CFD Code ». *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, 8–12 January 2018, Kissimmee, Florida*, p. 0788 (cf. p. 11).
- Hellsten, A. (1998). « Some Improvements in Menter’s  $k - \omega$  SST Turbulence Model ». *29th AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, NM, June 15-18*. AIAA 98-2554 (cf. p. 231).
- Hellsten, A. (2005). « New Advanced  $k - \omega$  Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics ». *AIAA Journal* **43.9**, p. 1857-1869 (cf. p. 17).
- Henshaw, M. de (2000). « M219 cavity case: Verification and validation data for computational unsteady aerodynamics ». Rapp. tech. Tech. Rep. RTO-TR-26, AC/323 (AVT) TP/19, QinetiQ, UK (cf. p. 18).
- Herrin, J. et Dutton, J. (1994). « Supersonic base flow experiments in the near wake of a cylindrical afterbody ». *AIAA Journal* **32.1**, p. 77-83 (cf. p. 18).
- Hirsch, C. (2007). *Numerical Computation of Internal and External Flows - Vol. 1 : Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Second edition - Butterworth-Heinemann, Elsevier (cf. p. 55).
- Hirsch, C. (1990). *Numerical Computation of Internal and External Flows*. T. Volumes 1 et 2. John Wiley & sons (cf. p. 227).
- Hoang, N.T., Rediniotis, O.K. et Telionis, D.P. (1999). « Hemisphere cylinder at incidence at intermediate to high Reynolds numbers ». *AIAA Journal* **37.10**, p. 1240-1250 (cf. p. 18).
- Hoarau, Y., Peng, S.-H., Schwaborn, D. et Revell, A. (2018). *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 137. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Papers Contributed to the 6th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 26-28 September 2016, Strasbourg, France (cf. p. 4).
- Hodara, J. (2016). « Hybrid RANS-LES Closure for Separated Flows in the Transitional Regime ». Thèse de doct. Georgia Institute of Technology (cf. p. 217).
- Hodara, J. et Smith, M.J. (2017). « Hybrid Reynolds-Averaged Navier–Stokes/Large-Eddy Simulation Closure for Separated Transitional Flows ». *AIAA Journal* (cf. p. 26, 66).
- Hoerner, S.F. (1965). *Fluid-dynamic drag: practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance*. Hoerner Fluid Dynamics Midland Park, NJ (cf. p. 18).
- Hoyas, S. et Jiménez, J. (2006). « Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to  $Re_\tau = 2003$  ». *Physics of Fluids* **18.1**, 011702 (cf. p. 18).
- Hughes, T.J., Feijóo, G.R., Mazzei, L. et Quincy, J.-B. (1998). « The variational multiscale method—a paradigm for computational mechanics ». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **166.1**. Advances in Stabilized Methods in Computational Mechanics, p. 3-24 (cf. p. 31).
- Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A. et Woo, H. (1978). « Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization ». *Journal of Fluid Mechanics* **86.1**, p. 179-200 (cf. p. 196, 240).

- Hunt, J.C.R., Wray, A. et Moin, P. (1988). « Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows ». Rapp. tech. Center for Turbulence Research Report CTR-S88 (cf. p. 149).
- Husen, N.M. (2017). « Skin Friction Measurements Using Luminescent Oil Films ». Thèse de doct. Purdue University (cf. p. 182, 183, 239).
- Husen, N.M., Liu, T. et Sullivan, J. (2017). « The Luminescent Oil-Film Flow-Tagging (LOFFT) Skin-Friction Meter Applied to FAITH Hill ». *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 9 - 13 January 2017, Grapevine, Texas*, p. 0481 (cf. p. 182, 194).
- Jacquín, L., Molton, P., Deck, S., Maury, B. et Soulevant, D. (2009). « Experimental study of shock oscillation over a transonic supercritical profile ». *AIAA Journal* **47.9**, p. 1985-1994 (cf. p. 18).
- Jain, N., Lee, B. et Baeder, J.D. (2017). « Assessment of shielding parameters in conventional DDES method under the presence of alternative turbulence length scales ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4282 (cf. p. 49).
- Jakirlić, S. et Maduta, R. (2015). « Extending the bounds of ‘steady’ RANS closures: Toward an instability-sensitive Reynolds stress model ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **51**. Theme special issue celebrating the 75th birthdays of Brian Launder and Kemo Hanjalic, p. 175-194 (cf. p. 15, 216).
- Jakirlić, S. et Hanjalic, K. (2002). « A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation ». *Journal of Fluid Mechanics* **459**, p. 139-166 (cf. p. 17).
- Jameson, A. (1983). « Solution of the Euler Equations for Two Dimensional Transonic Flow by a Multi-grid Method ». *Applied Mathematics and Computation* **13.3**, p. 327-355 (cf. p. 227).
- Jameson, A., Schmidt, W. et Turkel, E. (1981). « Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes ». *14th Fluid and Plasma Dynamics Conference, AIAA, June 23-25, Palo Alto, CA, U.S.A.* AIAA 81-1259, 15p. (Cf. p. 59).
- Jameson, A. (1991). « Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings ». *10th Computational Fluid Dynamics Conference, AIAA, Honolulu, HI, U.S.A.* P. 1596 (cf. p. 54).
- Jecker, L., Vermeersch, O., Deniau, H., Casalis, G. et Croner, E. (2017). « A New Laminar Kinetic Energy Model for RANS Simulations of Bypass Transition ». *47th AIAA Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3457 (cf. p. 217, 234).
- Jee, S. et Shariff, K. (2014). « Detached-eddy simulation based on the  $v^2 - f$  model ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **46**, p. 84-101 (cf. p. 17, 18, 35, 36, 66).
- Jefferson-Loveday, R.J. et Tucker, P.G. (2011). « Wall-Resolved LES and Zonal LES of Round Jet Impingement Heat Transfer on a Flat Plate ». *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals* **59.3**, p. 190-208 (cf. p. 59).
- Jefferson-Loveday, R.J. (2008). « Numerical simulations of unsteady impinging jet flows ». Thèse de doct. Swansea University (cf. p. 59).
- Jenkins, L.N., Khorrami, M.R., Choudhari, M.M. et McGinley, C.B. (2005). « Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise ». *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), 23 - 25 May 2005, Monterey, California*. T. 2812, p. 2005 (cf. p. 18).

- Jenkins, L.N., Neuhart, D.H., McGinley, C.B., Choudhari, M.M. et Khorrami, M.R. (2006). « [Measurements of unsteady wake interference between tandem cylinders](#) ». *36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 5-8 June 2006, San Francisco, California*. T. 3202, p. 2006 (cf. p. 18).
- Jones, W. et Launder, B. (1972). « [The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **15**, p. 301-314 (cf. p. 111).
- Jovic, S. et Driver, D. (1995). « [Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward-facing step](#) ». *Experiments in Fluids* **18.6**, p. 464-467 (cf. p. 18).
- Kang, H.S., Chester, S. et Meneveau, C. (2003). « [Decaying turbulence in an active-grid-generated flow and comparisons with large-eddy simulation](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **480**, p. 129-160 (cf. p. 18, 33, 35).
- Kawamura, H., Abe, H. et Shingai, K. (2000). « [DNS of turbulence and heat transport in a channel flow with different Reynolds and Prandtl numbers and boundary conditions](#) ». *3rd Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer*. T. 3, p. 15-32 (cf. p. 18).
- Ke, F., Liu, Y.-z., Wang, W.-z. et Chen, H.-p. (2006). « [Wall pressure fluctuations of turbulent flow over backward-facing step with and without entrainment: microphone array measurement](#) ». *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* **18.4**, p. 393-396 (cf. p. 65).
- Kim, K., Lee, G.S., Johnson, B.E., Elliott, G.S. et Dutton, J.C. (2017). « [Stereoscopic PIV Measurements of a Turbulent Compressible Mixing Layer for CFD Validation](#) ». *47th AIAA Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4129 (cf. p. 63).
- Knopp, T. et Probst, A. (2013). « [An Algebraic Sensor for the RANS-LES Switch in Delayed Detached-Eddy Simulation](#) ». *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII, Contributions to the 17th STAB/DGLR Symposium Berlin, Germany 2010*. T. 121. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, p. 457-464 (cf. p. 48).
- Kok, J. (2000). « [Resolving the dependance on freestream values for the  \$k - \omega\$  turbulence model](#) ». *AIAA Journal* **38.7**, p. 1292-1295 (cf. p. 14, 17, 29, 36, 44, 50, 231).
- Kok, J. (2006). « [A symmetry and dispersion-relation preserving high-order scheme for aeroacoustics and aerodynamics](#) ». *ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, September 5-8, 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands* (cf. p. 53).
- Kok, J. (2009). « [A high-order low-dispersion symmetry-preserving finite-volume method for compressible flow on curvilinear grids](#) ». *Journal of Computational Physics* **228.18**, p. 6811-6832 (cf. p. 53).
- Kok, J. (2017). « [A Stochastic Backscatter Model for Grey-Area Mitigation in Detached Eddy Simulations](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion*, p. 1-32 (cf. p. 17, 38, 39, 63).
- Kok, J., Dol, H., Oskam, B. et Ven, H. van der (2004). « [Extra-Large Eddy Simulation of Massively Separated Flows](#) ». *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 5-8 January 2004, Reno, Nevada* (cf. p. 17, 29, 36, 53).
- Kok, J. et Ven, H. van der (2010). « [Destabilizing free shear layers in X-LES using a stochastic subgrid-scale model](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 3rd Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Gdansk, Poland, June 2009*, p. 179-189 (cf. p. 17, 63, 70, 71, 83).
- Kok, J. et Ven, H. van der (2012). « [Capturing free shear layers in hybrid RANS-LES simulations of separated flow](#) ». Rapp. tech. National Aerospace Laboratory NLR (cf. p. 17, 38, 53, 58, 63, 70, 71).

- Kopera, M.A. (2011). « [Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step](#) ». Thèse de doct. University of Warwick (cf. p. 65).
- Kornilov, V. (2017). « [Three-dimensional turbulent near-wall flows in streamwise corners: Current state and questions](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* (cf. p. 145).
- Krastev, V.K. et Bella, G. (2016). « [A Zonal Turbulence Modeling Approach for ICE Flow Simulation](#) ». *SAE International Journal of Engines* **9**.2016-01-0584, p. 1425-1436 (cf. p. 9).
- Kravchenko, A. et Moin, P. (1997). « [On the effect of numerical errors in large eddy simulations of turbulent flows](#) ». *Journal of Computational Physics* **131**, p. 310-322 (cf. p. 52).
- Kravchenko, A.G. et Moin, P. (2000). « [Numerical studies of flow over a circular cylinder at  \$Re\_D = 3900\$](#)  ». *Physics of Fluids* **12.2**, p. 403-417 (cf. p. 65).
- Kristoffersen, R. et Andersson, H.I. (1993). « [Direct simulations of low-Reynolds-number turbulent flow in a rotating channel](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **256**, p. 163-197 (cf. p. 18).
- Kroll, N., Hirsch, C., Bassi, F., Johnston, C. et Hillewaert, K., éd. (2015). *IDIHOM: Industrialization of High-Order Methods-A Top-Down Approach*. Springer International Publishing. Volume 128 of Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design (cf. p. 31, 52).
- Laizet, S., Lardeau, S. et Lamballais, E. (2010). « [Direct numerical simulation of a mixing layer downstream a thick splitter plate](#) ». *Physics of Fluids* **22.1**, p. 015104 (cf. p. 63, 68).
- Lakshminarayana, B., Davino, R. et Pouagare, M. (1982a). « [Three-Dimensional Flow Field in the Tip Region of a Compressor Rotor Passage - Part I: Mean Velocity Profiles and Annulus Wall Boundary Layer](#) ». *Journal of Engineering for Power* **104.4**, p. 760-771 (cf. p. 13).
- Lakshminarayana, B., Govindan, T. et Hah, C. (1982b). « [Experimental study of the boundary layer on a turbomachinery rotor blade](#) ». *Three-dimensional turbulent boundary layers; Proceedings of the Symposium; March 29-April 1, 1982; Berlin* (cf. p. 145).
- Lamballais, E. (2014). « [Direct numerical simulation of a turbulent flow in a rotating channel with a sudden expansion](#) ». *Journal of Fluid Mechanics*, p. 92-131 (cf. p. 65).
- Langtry, R. et Menter, F. (2009). « [Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes](#) ». *AIAA Journal* **47.12**, p. 2894-2906 (cf. p. 14, 26, 217, 233).
- Laraufie, R., Deck, S. et Sagaut, P. (2011). « [A dynamic forcing method for unsteady turbulent inflow conditions](#) ». *Journal of Computational Physics* **230.23**, p. 8647-8663 (cf. p. 10, 22).
- Laraufie, R., Deck, S. et Sagaut, P. (2012). « [A rapid switch from RANS to WMLES for spatially developing boundary layers](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011*, p. 147-156 (cf. p. 6).
- Laraufie, R. (2012). « [Advanced near wall turbulence simulations on high Reynolds, curvilinear applications by means of a hybrid RANS/LES approach](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 11, 183).
- Lardeau, S., Tessicini, F. et Leschziner, M.A. (2010). « [Analysis of cyclic events in turbulent flows using recurrence plots](#) ». *Journal of Turbulence* (cf. p. 190).
- Laroche, E., Fenot, M., Dorignac, E., Vuillerme, J.-J., Brizzi, L.E. et Larroya, J.C. (2018). « [A combined experimental and numerical investigation of the flow and heat transfer inside a turbine vane cooled by jet impingement](#) ». *Journal of Turbomachinery* **140.3**, p. 031002 (cf. p. 11).

- Larsson, J., Kawai, S., Bodart, J. et Bermejo-moreno, I. (2015). « [Large eddy simulation with modeled wall-stress: recent progress and future directions](#) ». *Mechanical Engineering Reviews*. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers (cf. p. 6, 7, 56).
- Lau, J.C. (1981). « [Effects of exit Mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **105**, p. 193-218 (cf. p. 18).
- Lau, J.C., Morris, P.J. et Fisher, M.J. (1979). « [Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **93** (01), p. 1-27 (cf. p. 18).
- Launder, B., Reece, G. et Rodi, W. (1975). « [Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **68.2**, p. 537-566 (cf. p. 17, 231).
- Launder, B. et Sharma, B. (1974). « [Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc](#) ». *Letters in Heat and Mass Transfer* **1.2**, p. 131-137 (cf. p. 231).
- Launder, B. et Spalding, D. (1974). « [The numerical computation of turbulent flows](#) ». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **3.2**, p. 269-289 (cf. p. 17, 36).
- Launder, B., Morse, A., Rodi, W. et Spalding, D. (1973). « [Prediction of free shear flows: a comparison of the performance of six turbulence models](#) ». NASA. Langley Res. Center Free Turbulent Shear Flows. T. 1 (cf. p. 17).
- Laurence, D., Uribe, J. et Utyuzhnikov, S. (2004). « [A robust formulation of the  \$v\_2\$ -f model](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **73.3-4**, p. 169-185 (cf. p. 17).
- Laverdant, A. (2008). « Synthèse des résultats obtenus sur les instabilités de combustion pour une installation de type marche (expérience du LAERTE - banc MICAEDI). » Rapp. tech. (cf. p. 88).
- Le Pape, A., Richez, F. et Deck, S. (2013). « [Zonal Detached-Eddy Simulation of an Airfoil in Poststall Condition](#) ». *AIAA Journal* **51**, p. 1919-1931 (cf. p. 11).
- Le Pape, A. et al. (2016). « Rapport d'activités sur ressources générales 2015 à DAAP/H2T ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 45, 47).
- Le Pape, A. et al. (2017). « Rapport d'activités sur ressources générales 2016 à DAAP/H2T ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 45).
- Le, H., Moin, P. et Kim, J. (1997). « [Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **330**, p. 349-374 (cf. p. 65).
- Lee, G.-S., Kim, K., Johnson, B.E., Elliott, G.S. et Dutton, J. (2016). « [A Compressible Mixing Layer Facility for CFD Validation Measurements](#) ». *32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, 13-17 June 2016, Washington, D.C.* P. 3982 (cf. p. 63).
- Lee, I., Ahn, S.K. et Sung, H.J. (2004). « [Three-dimensional coherent structure in a separated and reattaching flow over a backward-facing step](#) ». *Experiments in Fluids* **36.3**, p. 373-383 (cf. p. 65).
- Lee, I. et Sung, H.J. (2001a). « [Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step: Part I. Time-mean statistics and cross-spectral analyses](#) ». *Experiments in Fluids* **30.3**, p. 262-272 (cf. p. 65).
- Lee, I. et Sung, H.J. (2001b). « [Characteristics of wall pressure fluctuations in separated flows over a backward-facing step: Part II. Unsteady wavelet analysis](#) ». *Experiments in Fluids* **30.3**, p. 273-282 (cf. p. 65).

- Lee, M. et Moser, R.D. (2015). « Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau \approx 5200$  ». *Journal of Fluid Mechanics* **774**, p. 395-415 (cf. p. 57).
- Leer, B. van (1979). « Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second Order Sequel to Godunov's Method ». *Journal of Computational Physics* **32.1**, p. 101-136 (cf. p. 58, 228).
- Lehmkuhl, O., Rodríguez, I., Borrell, R. et Oliva, A. (2013). « Low-frequency unsteadiness in the vortex formation region of a circular cylinder ». *Physics of Fluids* **25.8**, p. 085109 (cf. p. 66, 122, 123).
- Lei, V., Spakovsky, Z. et Greitzer, E. (2008). « A Criterion for Axial Compressor Hub-Corner Stall ». *Journal of Turbomachinery* **130**, p. 031006 (cf. p. 11).
- Leschziner, M., Li, N. et Tessicini, F. (2009). « Simulating flow separation from continuous surfaces: routes to overcoming the Reynolds number barrier ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **367.1899**, p. 2885-2903 (cf. p. 4).
- Lesieur, M. et Metais, O. (1996). « New trends in large-eddy simulations of turbulence ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **28.1**, p. 45-82 (cf. p. 30).
- Letzgus, J., Gardner, A., Schwermer, T., Keßler, M. et Krämer, E. (2017). « Numerical investigations of Dynamic Stall on a Rotor with Cyclic Pitch Control ». *43rd European Rotorcraft Forum, September 2017* (cf. p. 49).
- Levy, Y., Degani, D. et Seginer, A. (1990). « Graphical visualization of vortical flows by means of helicity ». *AIAA Journal* **28**, p. 1347-1352 (cf. p. 149).
- Li, Y. et Naguib, A.M. (2005). « High-frequency oscillating-hot-wire sensor for near-wall diagnostics in separated flows ». *AIAA Journal* **43.3**, p. 520-529 (cf. p. 65).
- Liakos, A. et Malamataris, N.A. (2015). « Topological study of steady state, three dimensional flow over a backward facing step ». *Computers & Fluids* **118**, p. 1-18 (cf. p. 65).
- Lien, F., Kalitzin, G. et Durbin, P. (1998). « RANS modeling for compressible and transitional flows ». *Proceedings of the Stanford University Center for Turbulence Research Summer Program*, p. 267-286 (cf. p. 17, 36).
- Lien, F. et Leschziner, M. (1993). « Computational modelling of 3D turbulent flow in S-diffuser and transition ducts ». *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*. T. 2, p. 217-228 (cf. p. 17, 28, 48).
- Lienhart, H., Stoots, C. et Becker, S. (2002). « Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Modell) ». *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics III: Contributions to the 12th STAB/DGLR Symposium Stuttgart, Germany 2000*, p. 323-330 (cf. p. 18).
- Lilly, D. (1966). « On the application of the eddy viscosity concept in the inertial sub-range of turbulence ». Rapp. tech. National Center for Atmospheric Research (cf. p. 29).
- Lilly, D.K. (1992). « A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method ». *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* **4.3**, p. 633-635 (cf. p. 30, 31, 35).
- Limare, A., Brenner, P. et Borouchaki, H. (2016). « An adaptive remeshing strategy for unsteady aerodynamics applications ». *46th AIAA Fluid Dynamics Conference, 13-17 June 2016, Washington, D.C.* P. 3180 (cf. p. 55, 217).
- Liou, M.-S. (1996). « A sequel to AUSM: AUSM<sup>+</sup> ». *Journal of Computational Physics* **129.2**, p. 364-382 (cf. p. 228).



- Liou, M.-S. et Steffen Jr., C.J. (1993). « [A new flux splitting scheme](#) ». *Journal of Computational Physics* **107.1**, p. 23-39 (cf. p. 228).
- Liu, J., Kailasanath, K., Munday, D., Nick, H. et Gutmark, E. (2011). « [Large-eddy simulations of a supersonic heated jet](#) ». *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, Portland, Oregon (cf. p. 18).
- Llave Plata, M. de la, Couaillier, V., Le Pape, M.-C., Marmignon, C. et Gazaix, M. (2013). « [elsA-Hybrid: an all-in-one structured/unstructured solver for the simulation of internal and external flows. Application to turbomachinery](#) ». *Progress in Propulsion Physics*. T. 4, p. 417-444 (cf. p. 230).
- Long, K.R., Bell, J.H., Heineck, J., Zilliac, G.G. et Mehta, R.D. (2011). « [Surface and Flow Field Measurements on the FAITH Hill Model](#) ». *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Nashville, TN, January 9-13, 2011* (cf. p. 199, 236-238).
- Lourenco, L. et Shih, C. (1993). « Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder, a particle image velocimetry study ». *private communication* (cf. p. 18, 66).
- Löwe, J., Probst, A., Knopp, T. et Kessler, R. (2016). « [Low-Dissipation Low-Dispersion Second-Order Scheme for Unstructured Finite Volume Flow Solvers](#) ». *AIAA Journal*, p. 2961-2971 (cf. p. 53).
- Lübcke, H., Rung, T. et Thiele, F. (2002). « [Prediction of the spreading mechanism of 3D turbulent wall jets with explicit Reynolds–stress closures](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **24.4**, p. 434-443 (cf. p. 17, 28).
- Luo, D., Yan, C., Liu, H. et Zhao, R. (2014). « [Comparative assessment of PANS and DES for simulation of flow past a circular cylinder](#) ». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **134**, p. 65-77 (cf. p. 66).
- Ma, R. et Simpson, R. (2005). « [Characterization of turbulent flow downstream of a three-dimensional axisymmetric bump](#) ». *Proc. 4th Int. Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. Williamsburg, USA* (cf. p. 183).
- Ma, W., Ottavy, X., Lu, L. et Leboeuf, F. (2013). « [Intermittent corner separation in a linear compressor cascade](#) ». *Experiments in Fluids* **54.6**, 1546, p. 1-17 (cf. p. 11).
- Ma, X., Karamanos, G.-S. et Karniadakis, G.E. (2000). « [Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **410**, p. 29-65 (cf. p. 66).
- Ma, X., Geisler, R., Agocs, J. et Schröder, A. (2015). « [Investigation of coherent structures generated by acoustic tube in turbulent flow separation control](#) ». *Experiments in Fluids* **56.2**, p. 46 (cf. p. 65).
- Ma, X., Geisler, R. et Schröder, A. (2017). « [Experimental Investigation of Separated Shear Flow under Subharmonic Perturbations over a Backward-Facing Step](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **99.1**, p. 71-91 (cf. p. 65).
- Magagnato, F., Pritz, B. et Gabi, M. (2008). « [Comparison of DES and LES on the Transitional Flow of Turbine Blades](#) ». *Adv. in Hybrid RANS-LES Modelling, NNFM 97, 2008*, p. 212-221 (cf. p. 15).
- Manceau, R. (2007). *Modélisation statistique de la turbulence*. 10<sup>ème</sup> École de Mécanique des Fluides Numérique, Roscoff, France. 3-9 juin (cf. p. 227).
- Manceau, R. (2016). « [Progress in Hybrid Temporal LES](#) ». *6th Symp. Hybrid RANS-LES Methods (HRLM6)*, Sep. 2016, Strasbourg, France (cf. p. 106).

- Manceau, R. (2015). « [Recent progress in the development of the Elliptic Blending Reynolds-stress model](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **51**. Theme special issue celebrating the 75th birthdays of Brian Launder and Kemo Hanjalic, p. 195-220 (cf. p. 65, 216).
- Mani, M. (2004). « [Hybrid turbulence models for unsteady flow simulation](#) ». *Journal of Aircraft* **41.1**, p. 110-118 (cf. p. 41).
- Mani, M., Babcock, D., Winkler, C. et Spalart, P. (2013). « [Predictions of a Supersonic Turbulent Flow in a Square Duct](#) ». *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 07 - 10 January 2013, Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas*. T. 860 (cf. p. 231).
- Mankbadi, M.R., DeBonis, J.R. et Georgiadis, N.J. (2017). « [Large-Eddy Simulation of a Compressible Mixing Layer and the Significance of Inflow Turbulence](#) ». *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 9 - 13 January 2017, Grapevine, Texas*, p. 0316 (cf. p. 63, 83).
- Marty, J. (2014). « [Numerical investigations of separation-induced transition on high-lift low-pressure turbine using RANS and LES methods](#) ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* **228.8**, p. 924-952 (cf. p. 4).
- Marty, J. et Aupoix, B. (2012). « [Interaction of shrouded stator flow and main flow and its influence on performances of a three-stage high pressure compressor](#) ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* **226.A4**, 489-500 (cf. p. 14, 15, 139, 168).
- Marty, J., Aupoix, B., Schvallinger, M. et Sharma, V. (2008). « Effet de la modélisation de la turbulence en proche pompage dans un compresseur multi-étages ». *AAAF, 43ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Mar. 10-12, Poitiers, France* (cf. p. 14, 15, 154, 216).
- Marty, J., Cottin, G. et Aupoix, B. (2009). « Turbulence modelling and transition to turbulence effects for a high pressure multistage compressor ». *8th European Turbomachinery Conference - Euroturbo, Graz, Austria*, p. 163-172 (cf. p. 14, 15).
- Marty, J., Kulisa, P. et Barrier, R. (2013). « [Influence of Periodic Unsteady Effects on Flow and Performance Prediction on an Axial High Pressure Compressor](#) ». *International Review of Mechanical Engineering (IREME)* **7.7**, p. 1402-1412 (cf. p. 165).
- Marty, J., Lantos, N., Michel, B. et Bonneau, V. (2015). « [LES and Hybrid RANS/LES Simulations of Turbomachinery Flows Using High Order Methods](#) ». *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, June 15 – 19, 2015, Montréal, Canada*. GT2015-42134 (cf. p. 11, 58, 216).
- Mary, I. (1999). « [Méthode de Newton approchée pour le calcul d'écoulements instationnaires comportant des zones à très faibles nombres de Mach](#) ». Thèse de doct. Université Paris XI (cf. p. 229).
- Mary, I. et Sagaut, P. (2002). « [Large Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil Near Stall](#) ». *AIAA Journal* **40.6**, p. 1139-1145 (cf. p. 54, 58, 59, 70, 188, 228).
- Mary, I., Sagaut, P. et Deville, M. (2000). « [An algorithm for low mach number unsteady flows](#) ». *Computers & Fluids* **29**, p. 119-147 (cf. p. 54).
- Masi, A., Cui, J. et Tucker, P.G. (2017). « [Large-Eddy Simulation over a backward rounded ramp in presence of crossflow](#) ». *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 9 - 13 January 2017, Grapevine, Texas*, p. 1003 (cf. p. 184).

- Maugars, B. (2015). « Méthodes de volumes finis d'ordre élevé en maillages non coincidents pour les écoulements dans les turbomachines ». Thèse de doct. École nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM (cf. p. 59, 64, 66, 123, 126, 203, 212, 216).
- Mayle, R. (1991). « The 1991 IGTI Scholar Lecture: The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines ». *Journal of Turbomachinery* **113.4**, p. 509-536 (cf. p. 14, 233).
- McCroskey, W. (1987). « A critical assessment of wind tunnel results for the NACA 0012 airfoil ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 18).
- McCroskey, W., Mcalister, K.W., Carr, L. et Pucci, S. (1982). « An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections. Volume 1: Summary of the experiment ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 18).
- McDaniel, J., Fletcher, D., Hartfield Jr, R. et Hollo, S. (1991). « Transverse Injection Into Mach-2 Flow Behind a Rearward-Facing step: A 3-D Compressible Test Case for Hypersonic Combustor Code Validation ». *International aerospace planes conference, AIAA, Orlando, FL (United States), 3-5 Dec 1991*. T. 5071, p. 1991 (cf. p. 18).
- Meliga, P. et Reijasse, P. (2007). « Unsteady transonic flow behind an axisymmetric afterbody with two boosters ». *25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 25 - 28 June 2007, Miami, FL*, p. 4564 (cf. p. 18, 65).
- Mellen, C.P., Frölich, J. et Rodi, W. (2000). « Large Eddy Simulations of the flow over periodic hills ». *16th IMACS World Congress* (cf. p. 18).
- Menter, F. (2016). « Stress-Blended Eddy Simulation (SBES) - A new Paradigm in hybrid RANS-LES Modeling ». *6th Symp. Hybrid RANS-LES Methods (HRLM6), Sep. 2016, Strasbourg, France* (cf. p. 50).
- Menter, F. (1992). « Improved two-equation  $k - \omega$  turbulence models for aerodynamic flows ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 14, 15, 43, 47).
- Menter, F. (1993). « Zonal Two Equation  $k - \omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows ». *AIAA 93-2906. 24<sup>th</sup> Fluid Dynamics Conference, Orlando, Florida* (cf. p. 44, 48).
- Menter, F. (1994). « Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications ». *AIAA Journal* **32.8**, p. 1598-1605 (cf. p. 8, 14, 15, 17, 19, 20, 23-25, 28, 29, 36, 43, 44, 47, 50, 80, 108, 111, 129-131, 145, 147, 149, 154, 158, 173, 174, 178, 181, 209, 211, 213, 231, 233).
- Menter, F. (2015a). « Elements and Applications of Scale-Resolving Simulation Methods in Industrial CFD ». *Direct and Large-Eddy Simulation IX, Proceedings of the ninth International ERCOFTAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation held in Dresden, April 3-5, 2013*, p. 179-195 (cf. p. 53).
- Menter, F. et Egorov, Y. (2004). « Revisiting the Turbulent Scale Equation ». *IUTAM Symposium on One Hundred Years of Boundary Layer Research*, p. 279-290 (cf. p. 232).
- Menter, F. et Egorov, Y. (2005). « A Scale Adaptive Simulation Model using Two-Equation Models ». *43rd AIAA aerospace sciences meeting and exhibit*, p. 1095 (cf. p. 41, 232).
- Menter, F. et Egorov, Y. (2010). « The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description ». *Flow, Turbulence and Combustion* **85.1**, p. 113-138 (cf. p. 5, 232).
- Menter, F. et Kuntz, M. (2002). « Adaptation of Eddy-Viscosity Turbulence Models to Unsteady Separated Flow Behind Vehicles ». *The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains*. T. 19.

- Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics, p. 339-352 (cf. p. 8, 17, 24, 29, 36, 45, 47, 48, 50).
- Menter, F., Kuntz, M. et Langtry, R. (2003a). « Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model ». *Fourth International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, October 12-17, Antalya, Turkey* (cf. p. 44).
- Menter, F., Langtry, R., Likki, S., Suzen, Y., Huang, P. et Völker, S. (2006). « A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part I - Model Formulation ». *Journal of Turbomachinery* **128**, p. 413-422 (cf. p. 14, 233).
- Menter, F., Martin Kuntz, C. et Roland Bender, C. (2003b). « A Scale Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Predictions ». *41st Aerospace Science Meeting & Exhibit, 6-9 January 2003, Reno, Nevada*. T. 767 (cf. p. 5, 64, 232).
- Menter, F., Schütze, J. et Gritskevich, M. (2012). « Global vs. Zonal Approaches in hybrid RANS-LES Turbulence Modelling ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011*, p. 15-28 (cf. p. 4).
- Menter, F. (2015b). « Best practice: scale-resolving simulations in ANSYS CFD ». Rapp. tech. ANSYS Germany GmbH, p. 1-70 (cf. p. 50).
- Métais, O. et Lesieur, M. (1992). « Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics* **239**, p. 157-194 (cf. p. 232).
- Meyers, J., Geurts, B.J. et Baelmans, M. (2003). « Database analysis of errors in large-eddy simulation ». *Physics of Fluids* **15.9**, p. 2740-2755 (cf. p. 52).
- Michel, U., Eschricht, D., Greschner, B., Knacke, T., Mockett, C., Panek, L., Thiele, F. et Yan, J. (2007). « Simulation of the sound radiation of turbulent flows with DES ». *Proc. of the West-East High Speed Flow Field Conference*, p. 59-76 (cf. p. 29, 42).
- Michelassi, V., Wissink, J., Fröhlich, J. et Rodi, W. (2003). « Large-Eddy Simulation of Flow Around Low-Pressure Turbine Blade with Incoming Wakes ». *AIAA Journal* **41.11**, p. 2143-2156 (cf. p. 3).
- Minot, A., El-Din, I.S., Barrier, R., Boniface, J.-C. et Marty, J. (2016a). « Improvement of Laminar-Turbulent Transition Modeling Within a Low-Pressure Turbine ». *ASME Turbo Expo 2016, June 13-17, 2016, Seoul, Korea*. GT2016-57637 (cf. p. 233).
- Minot, A., Marty, J., Perraud, J. et Casalis, G. (2016b). « Adapting the  $\gamma-\widetilde{R}_{\theta_t}$  model to a  $k-l$  turbulence modeling framework ». *ERCOfTAC Bulletin 106* (cf. p. 14, 233).
- Minot, A. (2016). « Modeling of roughness-induced and separation-induced laminar-turbulent transition of boundary layer on turbomachinery blades ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - ISAE-SUPAERO (cf. p. 14, 15, 217).
- Minot, A., Marty, J., Perraud, J. et Casalis, G. (2017). « Implementation of a Surface Roughness-Based Transition Onset Correction in the  $\gamma - \widetilde{R}_{\theta_t}$  Transition Model ». *ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, V02BT41A006-V02BT41A006 (cf. p. 233).
- Mirzaei, M. et Sohankar, A. (2015). « The evaluation of a detached eddy simulation based on the  $k - \omega - \overline{v^2} - f$  model with three flow configurations ». *Aerospace Science and Technology* **43**.Supplement C, p. 199-212 (cf. p. 17, 36).

- Mirzaei, M., Davidson, L., Sohankar, A. et Inngs, F. (2013). « [The effect of corrugation on heat transfer and pressure drop in channel flow with different Prandtl numbers](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **66**.Supplement C, p. 164-176 (cf. p. 18).
- Mirzaei, M., Sohankar, A., Davidson, L. et Inngs, F. (2014). « [Large Eddy Simulation of the flow and heat transfer in a half-corrugated channel with various wave amplitudes](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **76**.Supplement C, p. 432-446 (cf. p. 18).
- Mochel, L. (2015). « [Assessment of technological effects with innovative numerical methods on launcher configurations](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 11).
- Mockett, C. (2009). « [A Comprehensive Study of Detached-Eddy Simulation](#) ». Thèse de doct. Technische Universität Berlin (cf. p. 4, 15, 17, 24, 27-29, 33-35, 42, 53).
- Mockett, C., Fuchs, M. et Thiele, F. (2012). « [Progress in DES for wall-modelled LES of complex internal flows](#) ». *Computers & Fluids* **65**. Sixth International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD6), p. 44-55 (cf. p. 58).
- Mockett, C., Bunge, U. et Thiele, F. (2005). « [Turbulence modelling in application to the vortex shedding of stalled airfoils](#) ». *Engineering Turbulence Modelling and Experiments* **6**, p. 617-626 (cf. p. 17).
- Mockett, C., Fuchs, M., Garbaruk, A., Shur, M., Spalart, P., Strelets, M., Thiele, F. et Travin, A. (2015a). « [Two non-zonal approaches to accelerate RANS to LES transition of free shear layers in DES](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 187-201 (cf. p. 8, 17, 26, 35, 38-41, 45, 46, 63, 125, 211, 216).
- Mockett, C., Haase, W. et Thiele, F. (2015b). « [Go4Hybrid: A European Initiative for Improved Hybrid RANS-LES Modelling](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 299-303 (cf. p. 4).
- Mockett, C., Knacke, T. et Thiele, F. (2010). « [Detection of initial transient and estimation of statistical error in time-resolved turbulent flow data](#) ». *8th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements (ETMM8), Marseille, France*, p. 9-11 (cf. p. 58).
- Moin, P. (1998). « [Numerical and physical issues in large eddy simulation of turbulent flows](#) ». *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* **41.2**, p. 454-463 (cf. p. 52).
- Moin, P., Bodart, J., Bose, S. et Park, G.I. (2016). « [Wall-Modeling in Complex Turbulent Flows](#) ». *Advances in Fluid-Structure Interaction: Updated contributions reflecting new findings presented at the ERCOFTAC Symposium on Unsteady Separation in Fluid-Structure Interaction, 17-21 June 2013, St John Resort, Mykonos, Greece*, p. 207-219 (cf. p. 6).
- Molina, E.S., Spode, C., Silva, R.G.A. da, Manosalvas-Kjono, D.E., Nimmagadda, S., Economon, T.D., Alonso, J.J. et Righi, M. (2017). « [Hybrid RANS/LES Calculations in SU2](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4284 (cf. p. 53, 70, 71).
- Mollicone, J.-P., Battista, F., Gualtieri, P. et Casciola, C.M. (2017). « [Effect of geometry and Reynolds number on the turbulent separated flow behind a bulge in a channel](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **823**, p. 100-133 (cf. p. 183).
- Moreau, P., Labbé, J., Dupoirieux, F. et Borghi, R. (1987). « [Experimental and Numerical Study of a Turbulent Recirculation Zone with Combustion](#) ». *Turbulent Shear Flows 5: Selected Papers from*

- the Fifth International Symposium on Turbulent Shear Flows, Cornell University, Ithaca, New York, USA, August 7–9, 1985, p. 337-346 (cf. p. 18, 63-66, 87-89, 105, 115, 116, 215).
- Moreland, K. (2009). « Diverging Color Maps for Scientific Visualization ». *Advances in Visual Computing: 5th International Symposium, ISVC 2009, Las Vegas, NV, USA, November 30-December 2, 2009. Proceedings, Part II*, p. 92-103 (cf. p. 73).
- Morkovin, M. (1961). « Effects of Compressibility on Turbulent Flows ». *Colloque International CNRS No 108, Mécanique de la Turbulence, Editions CNRS* (cf. p. 227).
- Moser, R.D., Kim, J. et Mansour, N.N. (1999). « Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 590$  ». *Physics of Fluids* **11.4**, p. 943-945 (cf. p. 18).
- Nadge, P.M. et Govardhan, R.N. (2014). « High Reynolds number flow over a backward-facing step: structure of the mean separation bubble ». *Experiments in Fluids* **55.1**, p. 1657 (cf. p. 65, 96, 100).
- Neuhart, D.H., Jenkins, L.N., Choudhari, M.M. et Khorrami, M.R. (2009). « Measurements of the flow-field interaction between tandem cylinders ». *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), 11 - 13 May, 2009, Miami, Florida*. T. 3275, p. 2009 (cf. p. 18).
- Nicoud, F. et Ducros, F. (1999). « Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor ». *Flow, Turbulence and Combustion* **62.3**, p. 183-200 (cf. p. 31, 38, 39, 216, 232).
- Nicoud, F., Toda, H.B., Cabrit, O., Bose, S. et Lee, J. (2011). « Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations ». *Physics of Fluids* **23.8**, p. 085106 (cf. p. 31, 38-40, 216).
- Nikitin, N., Nicoud, F., Wasistho, B., Squires, K. et Spalart, P. (2000). « An approach to wall modeling in large-eddy simulations ». *Physics of Fluids* **12.7**, p. 1629-1632 (cf. p. 6).
- Nini, M. (2016). « Analysis of a novel hybrid RANS/LES technique based on Reynolds stress tensor reconstruction ». Thèse de doct. Politecnico Milano (cf. p. 6, 27).
- Norberg, C. (1993). « Pressure Forces on a Circular Cylinder in Cross Flow ». *Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*. International Union of Theoretical and Applied Mechanics, p. 275-278 (cf. p. 18).
- Norberg, C. (1994). « An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio ». *Journal of Fluid Mechanics* **258**, p. 287-316 (cf. p. 118).
- Nunen, J. van (1972). « Steady and unsteady pressure and force measurements on a circular cylinder in a cross flow at high Reynolds numbers ». *Flow Induced Structural Vibrations, IUTAM/IAHR symposium, Karlsruhe, Germany, 14–16 August, 1972* (cf. p. 18).
- Ohlsson, J., Schlatter, P., Fischer, P.F. et Henningson, D.S. (2010). « Direct numerical simulation of separated flow in a three-dimensional diffuser ». *Journal of Fluid Mechanics* **650**, p. 307-318 (cf. p. 18).
- Olsen, M. et Dutton, J. (2003). « Planar velocity measurements in a weakly compressible mixing layer ». *Journal of Fluid Mechanics* **486**, p. 51-77 (cf. p. 63).
- Olsen, M.E., Lillard, R.P. et Murman, S.M. (2013). « Prediction of Large Separations with Reynolds Stress Models ». *21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 24-27 June, 2013, San Diego, CA*. T. 2720, p. 2013 (cf. p. 181, 183, 185, 187, 194, 195).
- Ong, L. et Wallace, J. (1996). « The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder ». *Experiments in Fluids* **20.6**, p. 441-453 (cf. p. 18, 66).

- Ottavy, X., Courtiade, N. et Gourdain, N. (2012). « [Experimental and Computational Methods for Flow Investigation in High-Speed Multistage Compressor](#) ». *Journal of Propulsion and Power* **28.6**, p. 1141-1155 (cf. p. 131, 132, 168).
- Pacciani, R., Marconcini, M., Arnone, A. et Bertini, F. (2013). « [Predicting High-Lift LP Turbine Cascades Flows using Transition-Sensitive Turbulence Closures](#) ». *Journal of Turbomachinery* **136.5**. GT2013-95605, p. 051007 (cf. p. 14).
- Pain, R., Weiss, P.-E. et Deck, S. (2014). « [Zonal Detached Eddy Simulation of the Flow Around a Simplified Launcher Afterbody](#) ». *AIAA Journal* **52.9**, p. 1967-1979 (cf. p. 11).
- Pamiès, M., Weiss, P., Garnier, E., Deck, S. et Sagaut, P. (2009). « [Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows](#) ». *Physics of Fluids* **21.4**, p. 045103 (cf. p. 10, 22).
- Pandya, M., Abdol-Hamid, K., Campbell, R. et Frink, N. (2006). « [Implementation of flow tripping capability in the USM3D unstructured flow solver](#) ». *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, p. 919 (cf. p. 25).
- Pantano, C. et Sarkar, S. (2002). « [A study of compressibility effects in the high-speed turbulent shear layer using direct simulation](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **451**, p. 329-371 (cf. p. 63).
- Parezanović, V. et al. (2015). « [Mixing Layer Manipulation Experiment](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **94.1**, p. 155-173 (cf. p. 63).
- Parnaudeau, P., Carlier, J., Heitz, D. et Lamballais, E. (2008). « [Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900](#) ». *Physics of Fluids* **20.8**, 085101, p. 085101 (cf. p. 18, 65, 118, 119, 121-123, 215).
- Pascal, L. et Deniau, H. (2016a). « Technical Note - elsAASO 2016 - AS-4.1a/AS-4.1b/AS-4.1c - Transport equation approach for criteria of transition prediction - General improvements and C1 criterion ». Rapp. tech. DMAE/ITAC ELSA/NI-16012. Onera (cf. p. 233).
- Pascal, L. et Deniau, H. (2016b). « Technical Note - Transport equation approach for criteria of transition prediction- Incompressible AHD criterion ». Rapp. tech. DMAE/ITAC ELSA/NI-15027. Onera (cf. p. 233).
- Pascal, L. et Deniau, H. (2017). « Technical Note - Minor corrections and developments of transport equations approach for transition prediction ». Rapp. tech. DMAE/ITAC ELSA/NI-17004. Onera (cf. p. 233).
- Peng, S.-H. et al. (2014). « [Scrutinizing Hybrid RANS - LES Methods for Aerodynamic Applications AD/AG49](#) ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 54, 63, 64, 71).
- Peng, S.-H. (2006). « [Towards detached eddy simulation modelling using a  \$k\$ -equation turbulence model](#) ». *ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, September 5-8, 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands* (cf. p. 17).
- Peng, S.-H. (2012). « [Hybrid RANS-LES modelling with an energy backscatter function incorporated in the LES mode](#) ». *THMT-12, Proceedings of the Seventh International Symposium On Turbulence, Heat and Mass Transfer Palermo, Italy, 24-27 September, 2012* (cf. p. 39).
- Peng, S.-H. (2017). « [Adaptation of LES Subgrid Scale to Grey-Area Mitigation in Hybrid RANS-LES Modelling](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4283 (cf. p. 39, 70).

- Peng, S.-H. et Davidson, L. (2009). « [Approximation of subgrid-scale stresses based on the Leonard expansion](#) ». *THMT-6. Proceedings of the Sixth International Symposium On Turbulence, Heat and Mass Transfer - Rome, Italy, 14-18 September, 2009* (cf. p. 39).
- Peng, S.-H., Doerffer, P. et Haase, W., éd. (2009). *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 111. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Papers Contributed to the 3rd Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Gdansk, Poland, June 2009 (cf. p. 4).
- Peng, S.-H. et Haase, W., éd. (2008). *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*. T. 97. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Springer. Papers contributed to the 2007 Symposium of Hybrid RANS-LES Methods (cf. p. 4).
- Pereira, F., Vaz, G. et Eça, L. (2015). « [An assessment of Scale-Resolving Simulation models for the flow around a circular cylinder](#) ». *THMT-15, Proceedings of the Eighth International Symposium On Turbulence, Heat and Mass Transfer, 15-18 September, 2015, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina* (cf. p. 66).
- Perot, J.B. et Gadebusch, J. (2007). « [A self-adapting turbulence model for flow simulation at any mesh resolution](#) ». *Physics of Fluids* **19**.115105, p. 1-19 (cf. p. 64).
- Perraud, J. et Deniau, H. (2017). « Technical Note - elsAASO 2016 - AS-4.2 - Crossflow transition prediction with the  $\gamma - Re_\theta$  transport equation approach ». Rapp. tech. DMAE/ITAC ELSA/NI-17008. Onera (cf. p. 233).
- Perraud, J., Arnal, D., Casalis, G., Archambaud, J.-P. et Donelli, R. (2009). « [Automatic transition predictions using simplified methods](#) ». *AIAA Journal* **47**.11, p. 2676 (cf. p. 217, 234).
- Perraud, J., Deniau, H. et Casalis, G. (2014). « [Overview of transition prediction tools in the elsA software](#) ». *ECCOMAS 2014: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics , July 20–25, 2014, Barcelona, Spain* (cf. p. 232).
- Perrin, R., Braza, M., Cid, E., Cazin, S., Barthet, A., Sevrain, A., Mockett, C. et Thiele, F. (2007a). « [Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD](#) ». *Experiments in Fluids* **43**.2, p. 341-355 (cf. p. 18).
- Perrin, R., Braza, M., Cid, E., Cazin, S., Chassaing, P., Mockett, C., Reimann, T. et Thiele, F. (2007b). « [Coherent and Turbulent Process Analysis in the Flow Past a Circular Cylinder at High Reynolds Number](#) ». *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control: Proceedings of the IUTAM Symposium "Unsteady Separated Flows and their Control", Corfu, Greece, 18–22 June 2007*, p. 15-25 (cf. p. 18).
- Piomelli, U. (2014). « [Large eddy simulations in 2030 and beyond](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **372**.2022, p. 1-13 (cf. p. 31).
- Piomelli, U. (2008). « [Wall-layer models for large-eddy simulations](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **44**, p. 437-446 (cf. p. 6, 7, 56).
- Piomelli, U. et Balaras, E. (2002). « [Wall-Layer Models For Large-Eddy Simulations](#) ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **34**, p. 349-374 (cf. p. 6, 56).
- Piomelli, U. (1993). « [High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model](#) ». *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* **5**.6, p. 1484-1490 (cf. p. 18).
- Pirozzoli, S., Bernardini, M., Marié, S. et Grasso, F. (2015). « [Early evolution of the compressible mixing layer issued from two turbulent streams](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **777**, p. 196-218 (cf. p. 63).



- Pont, G. (2015). « Self adaptive turbulence models for unsteady compressible flows (Modèles de turbulence auto-adaptatifs pour la simulation des écoulements compressibles instationnaires) ». Thèse de doct. École nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM (cf. p. 17, 65).
- Pont, G., Brenner, P., Cinnella, P., Maugars, B. et Robinet, J.-C. (2017). « Multiple-correction hybrid  $k$ -exact schemes for high-order compressible RANS-LES simulations on fully unstructured grids ». *Journal of Computational Physics* (cf. p. 31, 53, 54, 59, 123).
- Pont, G., Cinnella, P., Robinet, J. et Brenner, P. (2015). « Automatic Hybrid RANS/LES Strategy for Industrial CFD ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 305-317 (cf. p. 64).
- Pope, S.B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press (cf. p. 56, 85).
- Probst, A. et Radespiel, R. (2008). « Implementation and extension of a near-wall Reynolds-stress model for application to aerodynamic flows on unstructured meshes ». *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7 - 10 January 2008, Reno, Nevada*. T. 770, p. 2008 (cf. p. 17).
- Probst, A., Radespiel, R. et Knopp, T. (2011). « Detached-Eddy Simulation of Aerodynamic Flows Using a Reynolds-Stress Background Model and Algebraic RANS/LES Sensors ». *20th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 27 - 30 June 2011, Honolulu, Hawaii*, p. 3206 (cf. p. 17, 48-50).
- Probst, A., Radespiel, R., Wolf, C., Knopp, T. et Schwamborn, D. (2010). « A Comparison of Detached-Eddy Simulation and Reynolds-Stress Modelling Applied to the Flow over a Backward-facing Step and an Airfoil at Stall ». *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 4 - 7 January 2010, Orlando, Florida* (cf. p. 48-50).
- Probst, A., Schulze, S., Kähler, C.J. et Radespiel, R. (2012). « Reynolds-stress modeling of subsonic and transonic inlet stall compared to measurements ». *Third Symposium "Simulation of Wing and Nacelle Stall", 21st-22nd June* (cf. p. 17).
- Probst, A., Löwe, J., Reuss, S., Knopp, T. et Kessler, R. (2015). « Scale-Resolving Simulations with a Low-Dissipation Low-Dispersion Second-Order Scheme for Unstructured Finite-Volume Flow Solvers ». *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 5-9 January 2015, Kissimmee, Florida*, p. 0816 (cf. p. 53).
- Pruett (2001). « Toward the de-mystification of LES ». Rapp. tech. James Madison University (cf. p. 31).
- Puente Cerezo, F. de la, Sanders, L., Vuillot, F., Druault, P. et Manoha, E. (2017). « Zonal Detached Eddy Simulation of a simplified nose landing-gear for flow and noise predictions using an unstructured Navier-Stokes solver ». *Journal of Sound and Vibration* **405**, p. 86-111 (cf. p. 11).
- Qiao, L., Bai, J., Hua, J. et Wang, C. (2013). « Combination of DES and DDES with a Correlation Based Transition Model ». *Applied Mechanics and Materials* (cf. p. 15, 26).
- Quéméré, P. et Sagaut, P. (2002). « Zonal multi-domain RANS/LES simulations of turbulent flows ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **40.7**, p. 903-925 (cf. p. 5).
- Rajamani, B. et Kim, J. (2010). « A hybrid-filter approach to turbulence simulation ». *Flow, Turbulence and Combustion* **85.3-4**, p. 421-441 (cf. p. 6, 27).
- Rajasekaran, J. (2011). « On the flow characteristics behind a backward-facing step and the design of a new axisymmetric model for their study ». Thèse de doct. University of Toronto (cf. p. 64, 65, 87).

- Rapp, C. et Manhart, M. (2011). « [Flow over periodic hills: an experimental study](#) ». *Experiments in Fluids* **51.1**, p. 247-269 (cf. p. 18).
- Raverdy, B. (2004). « [Simulation des grandes échelles de l'écoulement se développant dans un étage complet de turbine basse pression](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 232).
- Reddy, K., Ryon, J. et Durbin, P. (2014). « [A DDES model with a Smagorinsky-type eddy viscosity formulation and log-layer mismatch correction](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **50**, p. 103-113 (cf. p. 15, 17, 24, 29, 30, 36, 38).
- Redonnet, S., Khelil, S.B., Bulté, J. et Cunha, G. (2017). « [Numerical characterization of landing gear aeroacoustics using advanced simulation and analysis techniques](#) ». *Journal of Sound and Vibration* **403**, p. 214-233 (cf. p. 11).
- Refloch, A. et al. (2011). « [CEDRE Software](#) ». *AerospaceLab Journal* **2**, p. 1-10 (cf. p. 25, 48, 102).
- Renard, N. et Deck, S. (2015). « [Improvements in Zonal Detached Eddy Simulation for Wall Modeled Large Eddy Simulation](#) ». *AIAA Journal* **53.11**, p. 3499-3504 (cf. p. 6, 11, 23).
- Renard, N. (2016). « [Advanced numerical simulations and physical analyses of turbulent boundary layers at high Reynolds number](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 7, 10, 11, 105).
- Reneaux, J., Beaumier, P. et Girodroux-Lavigne, P. (2011). « [Advanced Aerodynamic Applications with the elsA Software](#) ». *AerospaceLab Journal* **2.12**, p. 1-21 (cf. p. 231).
- Reuß, S., Knopp, T., Probst, A. et Orlt, M. (2015a). « [Assessment of local LES-resolution sensors for hybrid RANS/LES simulations](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 5th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, 19-21 March 2014, College Station, A&M University, Texas, USA*, p. 93-103 (cf. p. 55).
- Reuß, S. (2016). « [A Grid-Adaptive Algebraic Hybrid RANS/LES Method](#) ». Thèse de doct. Université de Göttingen (cf. p. 49, 217).
- Reuß, S., Probst, A., Knopp, T. et Wawrzinek, K.P. (2015b). « [Hybrid RANS/LES Study of the Development of an Airfoil-Generated Vortex](#) ». *Advances in Simulation of Wing and Nacelle Stall: Results of the Closing Symposium of the DFG Research Unit FOR 1066, December 1-2, 2014, Braunschweig, Germany*. T. 131, p. 41 (cf. p. 49).
- Reynolds, O. (1883). « [An experimental investigation of the circumstances whether the motion of water shall be direct and sinuous, and the law of resistance in parallel channels](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **174**, p. 935-982 (cf. p. 223).
- Reynolds, O. (1895). « [On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the criterion](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **186**, p. 123-164 (cf. p. 223).
- Rhie, C.M. et Chow, W.L. (1983). « [Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation](#) ». *AIAA Journal* **21** (11), p. 1525-1532 (cf. p. 229).
- Richez, F., Nazarians, A. et Lienard, C. (2017). « [Assessment of laminar-turbulent transition modeling methods for the prediction of helicopter rotor performance](#) ». *43rd European Rotorcraft Forum, Milano, France, September 12-15, 2017* (cf. p. 233).

- Richez, F., Le Pape, A. et Costes, M. (2015). « Zonal Detached-Eddy Simulation of Separated Flow Around a Finite-Span Wing ». *AIAA Journal* **53**.11, p. 3157-3166 (cf. p. 11).
- Riéra, W. (2014). « Evaluation of the ZDES method on an axial compressor: analysis of the effects of upstream wake and throttle on the tip-leakage flow. » Thèse de doct. École Centrale de Lyon (cf. p. 12-15, 129-131, 133-136, 138, 139, 149, 153, 157, 162, 163, 173, 174, 212, 217).
- Riéra, W., Castillon, L., Marty, J. et Leboeuf, F. (2014). « Inlet condition effects on the tip clearance flow with Zonal Detached Eddy Simulation ». *Journal of Turbomachinery* **136**(4).041018, p. 1-10 (cf. p. 11, 133).
- Riéra, W., Marty, J., Castillon, L. et Deck, S. (2016). « Zonal Detached-Eddy Simulation Applied to the Tip-Clearance Flow in an Axial Compressor ». *AIAA Journal* **54**.8, p. 1-15 (cf. p. 11, 13, 133).
- Riou, J. (2009). « Etude et contrôle du décrochage d'ailes et gouvernes de missile en régime transsonique ». Thèse de doct. Université Paris XIII (cf. p. 64, 87).
- Riou, J. (2011). « Tip-leakage-flow study using hybrid RANS/LES methods ». *46th Symposium for Applied Aerodynamics, 3AF, 28-30 March 2011, Orléans, France*, p. 1-10 (cf. p. 11, 12).
- Riou, J. et Garnier, E. (2011). « Control of Separated Flow over Swept Missile Fin Using Pitching Oscillations ». *AIAA Journal* **49**, p. 1819-1822 (cf. p. 11).
- Riou, J., Garnier, E., Deck, S. et Basdevant, C. (2009). « Improvement of Delayed-Detached Eddy Simulation Applied to Separated Flow Over Missile Fin ». *AIAA Journal* **47**, p. 345-360 (cf. p. 12, 42).
- Rodio, J., Patton, C., Xiao, X. et Hassan, H. (2014). « Simulation of the FAITH Hill Experiment using a Reynolds Stress Model ». *AIAA Aviation, 16-20 June 2014, Atlanta, GA, 44th AIAA Fluid Dynamics Conference* (cf. p. 181, 183, 185).
- Roe, P.L. (1986). « Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **18**.1, p. 337-365 (cf. p. 228).
- Roe, P. (1981). « Approximate Riemann solver, parameter vector and differences schemes ». *Journal of Computational Physics* **43**, p. 357-372 (cf. p. 53, 58, 228).
- Rogers, M.M. (2012). « Technical Challenges to Reducing Subsonic Transport Drag (new version) ». *AIAA Aerospace Sciences Meeting, January 9-12, 2012* (cf. p. 237).
- Roshko, A. (1961). « Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number ». *Journal of Fluid Mechanics* **10** (03), p. 345-356 (cf. p. 18).
- Rossmann, T. (2001). « An experimental investigation of high compressibility mixing layers ». Technical Report TSD-138. Thèse de doct. Stanford University (cf. p. 63).
- Rumsey, C.L. (2007). « Apparent transition behavior of widely-used turbulence models ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **28**.6, p. 1460-1471 (cf. p. 21, 25).
- Rumsey, C.L. et Spalart, P. (2009). « Turbulence Model Behavior in Low Reynolds Number Regions of Aerodynamic Flowfields ». *AIAA Journal* **47**.4, p. 982-993 (cf. p. 25, 119, 120).
- Rumsey, C.L. (2015). « Recent Developments on the Turbulence Modeling Resource Website ». *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 22-26 June 2015, Dallas, TX* (cf. p. 3, 179, 180, 199, 236).

- Rumsey, C.L., Carlson, J.-R., Hannon, J.A., Jenkins, L.N., Bartram, S.M., Pulliam, T.H. et Lee, H.C. (2017). « [Boundary Condition Study for the Juncture Flow Experiment in the NASA Langley 14x22-Foot Subsonic Wind Tunnel](#) ». *47th AIAA Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4126 (cf. p. 185, 215).
- Rumsey, C.L. et Gatski, T.B. (2001). « [Recent Turbulence Model Advances Applied to Multielement Airfoil Computations](#) ». *Journal of Aircraft* **38.5**, p. 904-910 (cf. p. 17).
- Rumsey, C.L., Smith, B.R. et Huang, G.P. (2010). « [Description of a Website Resource for Turbulence Modeling Verification and Validation](#) ». *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit Chicago, Illinois*. T. 4742. Voir <http://turbmodels.larc.nasa.gov>, p. 128 (cf. p. 3).
- Rung, T., Bunge, U., Schatz, M. et Thiele, F. (2003). « [Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation](#) ». *AIAA Journal* **41.7**, p. 1396-1399 (cf. p. 17, 28).
- Rung, T. et Thiele, F. (1996). « [Computational modelling of complex boundary-layer flows](#) ». *9th Int. Symp. on Transport Phenomena in Thermal-Fluid Engineering, Singapore* (cf. p. 17, 28).
- Sa, J.H. et Park, S.H. (2014). « [Low-Reynolds Number Flow Computation Over Eppler 387 Airfoil Using Hybrid DES/Transition Model](#) ». *Korean Society of Computational Fluids Engineering*, p. 265-269 (cf. p. 26).
- Sa, J., Park, S., Kim, C. et Park, J. (2015). « [Low-Reynolds number flow computation for eppler 387 wing using hybrid DES/transition model](#) ». *Journal of Mechanical Science and Technology* **29.5**, p. 1837-1847 (cf. p. 15).
- Sabin, C.M. (1965). « [An analytical and experimental study of the plane, incompressible, turbulent free-shear layer with arbitrary velocity ratio and pressure gradient](#) ». *Journal of Basic Engineering* **87.2**, p. 421-428 (cf. p. 83).
- Sagaut, P., Deck, S. et Terracol, M. (2006). *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. ISBN 1-86094-650-X. Imperial College Press (cf. p. 4).
- Sagaut, P., Deck, S. et Terracol, M. (2013). *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence LES, DES and Hybrid RANS/LES Methods: Applications and Guidelines (2nd Edition)*. ISBN 978-1-84816-986-9. Imperial College Press (cf. p. 4, 5, 9, 45, 46, 52, 55, 56, 205).
- Sagaut, P., Troff, B., Le, T. et Loc, T. (1994). « [Numerical simulation with subgrid scale models for separated flow](#) ». *First ERCOFTAC Workshop on Direct and Large Eddy Simulation* (cf. p. 232).
- Sagaut, P. (2006). *Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction*. Springer Science & Business Media (cf. p. 6, 58).
- Sagaut, P. et Deck, S. (2009). « [Large eddy simulation for aerodynamics: status and perspectives](#) ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **367**.1899, p. 2849-2860 (cf. p. 56, 58, 65, 86, 215).
- Sainte-Rose, B., Bertier, N. et Deck, S. (2010). « [Implantation et validation d'un modèle DDES  \$k - \omega\$  SST dans le code CEDRE](#) ». Rapp. tech. Onera (cf. p. 24).
- Sainte-Rose, B., Bertier, N., Deck, S. et Dupoirieux, F. (2008). « [Delayed Detached Eddy Simulation of a premixed methane-air flame behind a Backward-Facing Step](#) ». *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 21 - 23 July 2008, Hartford, CT*. T. 5134, p. 2008 (cf. p. 24, 25, 29).

- Sainte-Rose, B., Bertier, N., Deck, S. et Dupoirieux, F. (2009). « [A DES method applied to a Backward Facing Step reactive flow](#) ». *Comptes Rendus Mécanique* **337**.6–7. Combustion for aerospace propulsion, p. 340-351 (cf. p. 17, 36, 42, 64, 89, 92, 108-111, 113, 114).
- Sainte-Rose, B. (2010). « [Numerical simulations of separated reactive flow using an hybrid RANS-LES approach](#) ». Thèse de doct. École Centrale Paris (cf. p. 25, 48, 87, 88, 90, 94, 102, 106, 120).
- Sánchez-Rocha, M. et Menon, S. (2009). « [The compressible hybrid RANS/LES formulation using an additive operator](#) ». *Journal of Computational Physics* **228**.6, p. 2037-2062 (cf. p. 6, 27).
- Sanders, L., Lupoglazoff, N., Vuillot, F., Manoha, E., Luquet, D. et Puente, F. de la (2013). « [Further flow and noise predictions of the Gulfstream PDCC nose landing gear based on the CEDRE unstructured solver](#) ». *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, May 27-29, 2013, Berlin, Germany* (cf. p. 25).
- Sarkar, S., Erlebacher, G., Hussaini, M.Y. et Kreiss, H.O. (1991). « [The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **227**, p. 473-493 (cf. p. 2).
- Schafer, F., Breuer, M. et Durst, F. (2009). « [The dynamics of the transitional flow over a backward-facing step](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **623**, p. 85-119 (cf. p. 64, 65).
- Schewe, G. (1983). « [On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **133**, p. 265-285 (cf. p. 18).
- Schiestel, R. et Dejoan, A. (2005). « [Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations](#) ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **18**.6, p. 443-468 (cf. p. 5).
- Schlatter, P., Örlü, R., Li, Q., Brethouwer, G., Fransson, J.H., Johansson, A.V., Alfredsson, P.H. et Henningson, D.S. (2009). « [Turbulent boundary layers up to  \$Re\_\theta = 2500\$  studied through simulation and experiment](#) ». *Physics of Fluids* **21**.5, p. 051702 (cf. p. 57).
- Schmitt, F.G. (2007). « [About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity](#) ». *Comptes Rendus Mécanique* **335**.9, p. 617-627 (cf. p. 3, 231).
- Schwamborn, D. (2016). « [Results and Lessons Learned from the EU-Project ATAAC](#) ». *Advances in Fluid-Structure Interaction: Updated contributions reflecting new findings presented at the ERCOFTAC Symposium on Unsteady Separation in Fluid-Structure Interaction, 17-21 June 2013, St John Resort, Mykonos, Greece*, p. 221-233 (cf. p. 4, 52, 58, 183).
- Schwamborn, D. et Strelets, M. (2012). « [ATAAC—An EU-project dedicated to hybrid RANS/LES methods](#) ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011*, p. 59-75 (cf. p. 4, 183, 231).
- Scillitoe, A.D., Tucker, P.G. et Adami, P. (2015). « [Evaluation of RANS and ZDES Methods for the Prediction of Three-Dimensional Separation in Axial Flow Compressors](#) ». *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, June 15 – 19, 2015, Montréal, Canada, V02BT39A041-V02BT39A041* (cf. p. 11, 25, 36, 55).
- Senoo, Y. (1982). « [Three-dimensional boundary layers in turbomachines](#) ». *Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers*; p. 149-164 (cf. p. 145).
- Sharan, N. (2016). « [Time-stable high-order finite difference methods for overset grids](#) ». Thèse de doct. University of Illinois at Urbana-Champaign (cf. p. 182).

- Shi, K. et Fu, S. (2013). « [Study of shock/blade tip leakage vortex/boundary layer interaction in a transonic rotor with iddes method](#) ». *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition GT2013*. GT2013-95252 (cf. p. 11).
- Shih, T. et Lumley, J. (1985). « [Modeling of Pressure Correlation terms in Reynolds Stress and Scalar Flux Equations](#) ». Rapp. tech. Report FSDA-85-3. Sibley School of Mechanical et Aerospace Engineering (cf. p. 17).
- Shur, M., Spalart, P. et Strelets, M. (2005). « [Noise prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and tests](#) ». *International Journal of Aeroacoustics* **4.3**, p. 213-246 (cf. p. 37).
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M. et Travin, A. (1999). « [Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack](#) ». *Proceedings of the Fourth International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, 24-26 May*. T. 4, p. 669-678 (cf. p. 8, 22, 33, 35).
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M. et Travin, A. (2003). « [Modification of SA subgrid model in DES aimed to prevent activation of the low-Re terms in LES mode](#) ». *Proceedings of workshop on DES, St.-Petersburg*, p. 2-3 (cf. p. 42).
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M. et Travin, A. (2008). « [A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **29.6**, p. 1638-1649 (cf. p. 6, 10, 17, 49, 53).
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M. et Travin, A. (2014). « [Synthetic Turbulence Generators for RANS-LES Interfaces in Zonal Simulations of Aerodynamic and Aeroacoustic Problems](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **93.1**, p. 63-92 (cf. p. 5).
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M. et Travin, A. (2015). « [An Enhanced Version of DES with Rapid Transition from RANS to LES in Separated Flows](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **95.4**, p. 709-737 (cf. p. 17, 38, 50, 53, 63, 71).
- Shur, M., Strelets, M., Travin, A. et Spalart, P. (2000). « [Turbulence Modelling in Rotating and Curved Channels: Assessing the Spalart–Shur Correction Term](#) ». *AIAA Journal* **38.5**, p. 784-792 (cf. p. 231).
- Simmons, D.J., Thomas, F.O. et Corke, T.C. (2017). « [Benchmark Smooth Body Flow Separation Experiments](#) ». *47th AIAA Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4128 (cf. p. 184).
- Simmons, D.J., Thomas, F.O. et Corke, T.C. (2018). « [A Smooth Body, Large-Scale Flow Separation Experiment](#) ». *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, 8–12 January 2018, Kissimmee, Florida*, p. 0572 (cf. p. 184).
- Simon, F., Deck, S., Guillen, P., Cayzac, R. et Merlen, A. (2007). « [Zonal-Detached-Eddy Simulation of Projectiles in the Subsonic and Transonic Regimes](#) ». *AIAA Journal* **45.7**, p. 1606-1619 (cf. p. 11).
- Simonich, J., Narayanan, S., Barber, T. et Nishimura, M. (2001). « [Aeroacoustic characterization, noise reduction, and dimensional scaling effects of high subsonic jets](#) ». *AIAA Journal* **39.11**, p. 2062-2069 (cf. p. 18).
- Simpson, R.L., Long, C. et Byun, G. (2002). « [Study of vortical separation from an axisymmetric hill](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **23.5**, p. 582-591 (cf. p. 18, 183, 184).
- Sjunnesson, A., Nelsson, C. et Max, E. (1991). « [LDA measurements of velocities and turbulence in a bluff body stabilized flame](#) ». *Laser Anemometry* **3**, p. 83-90 (cf. p. 18).

- Skopek, M.G., Braza, M., Hoarau, Y. et Thiele, F. (2012). « Hybrid RANS-LES Modeling of a Strongly Detached Turbulent Flow around a Tandem Cylinders Configuration ». *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011*, p. 219-229 (cf. p. 17).
- Slimon, S. (2003). « Computation of Internal Separated Flows Using a Zonal Detached Eddy Simulation Approach ». *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, p. 423-433 (cf. p. 9).
- Slotnick, J., Khodadoust, A., Alonso, J., Darmofal, D., Gropp, W., Lurie, E. et Mavriplis, D. (2014). « CFD vision 2030 study: a path to revolutionary computational aerosciences ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 1, 7, 8, 217).
- Smagorinsky, J. (1963). « General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment ». *Monthly weather review* **91.3**, p. 99-164 (cf. p. 7, 21, 30-33, 39, 40, 232).
- Smith, B.R. (1994). « A near wall model for the  $k - l$  two equation turbulence model ». *AIAA, Fluid Dynamics Conference, 25 th, June 20-23, Colorado Springs, CO* (cf. p. 14, 172, 216, 231, 233).
- Son, J.S. et Hanratty, T.J. (1969). « Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from  $5 \times 10^3$  to  $10^5$  ». *Journal of Fluid Mechanics* **35.2**, p. 353-368 (cf. p. 66).
- Sorensen, N.N., Bechmann, A. et Zahle, F. (2011). « 3D CFD computations of transitional flows using DES and a correlation based transition model ». *Wind Energy* (cf. p. 15, 26).
- Spalart, P. (1997). « Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on Hybrid RANS/LES Approach ». *Proceedings of First AFOSR International Conference on DNS/LES, 1997* (cf. p. 7-9, 17, 21, 232).
- Spalart, P. (2000). « Strategies for turbulence modelling and simulations ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **21.3**, p. 252-263 (cf. p. 2, 3, 216, 231).
- Spalart, P. (2001). « Young-Person's Guide to Detached-Eddy Simulation Grids ». Rapp. tech. NASA (cf. p. 55, 58).
- Spalart, P. (2009). « Detached-Eddy Simulation ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **41**, p. 181-202 (cf. p. 7).
- Spalart, P. et Allmaras, S. (1992). « A one-equation turbulence model for aerodynamic flows ». *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, January 6-9 1992, Reno, NV*. T. 94 (cf. p. 8, 14, 15, 19-21, 38, 80, 108, 149, 154, 158, 178, 231, 232).
- Spalart, P. et Allmaras, S. (1994). « A one-equation turbulence model for aerodynamic flows ». *La Recherche Aéronautique* **1**, p. 5-21 (cf. p. 13, 17, 28, 129-131, 181, 211, 213).
- Spalart, P., Deck, S., Shur, M., Squires, K., Strelets, M. et Travin, A. (2006). « A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **20**, p. 181-195 (cf. p. 8, 9, 17, 21, 24, 27, 35, 39, 42, 45-48, 50, 64, 232).
- Spalart, P. et Venkatakrisnan, V. (2016). « On the role and challenges of CFD in the aerospace industry ». *The Aeronautical Journal* **120.1223**, p. 209-232 (cf. p. 2, 7, 10, 56).
- Speziale, C. (1998). « Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES: a review ». *AIAA Journal* **36.2**, p. 173-184 (cf. p. 5, 217).

- Speziale, C., Sarkar, S. et Gatski, T. (1991). « [Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: An Invariant Dynamical Systems Approach](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **227**, p. 245-272 (cf. p. 14, 17, 231).
- Steger, M., Rennings, R. van, Gmelin, C., Thiele, F., Huppertz, A. et Swoboda, M. (2011). « [Detached-eddy simulation of a highly loaded compressor cascade with laminar separation bubble](#) ». *European Turbomachinery Conference* (cf. p. 53).
- Strelets, M. (2001). « [Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows](#) ». *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 39 th, Reno, NV. 2001-078*, p. 1-18 (cf. p. 15, 17, 24, 27, 29, 32, 33, 36).
- Strelets, M., Shur, M., Travin, A. et Spalart, P. (2015). « [The Delay of RANS-to-LES Transition in Hybrid RANS-LES Approaches and Some Recently Proposed Remedies](#) ». *Advances in Simulation of Wing and Nacelle Stall: Results of the Closing Symposium of the DFG Research Unit FOR 1066, December 1-2, 2014, Braunschweig, Germany*. T. 131, p. 3 (cf. p. 17, 38, 63).
- Sujar-Garrido, P., Benard, N., Moreau, E. et Bonnet, J.P. (2015). « [Dielectric barrier discharge plasma actuator to control turbulent flow downstream of a backward-facing step](#) ». *Experiments in Fluids* **56.4**, p. 70 (cf. p. 65).
- Swalwell, K., Sheridan, J. et Melbourne, W. (2003). « [Frequency analysis of surface pressures on an air-foil after stall](#) ». *21st Applied Aerodynamics Conference, 23-26 June 2003, Orlando, Florida*. T. 3416, p. 2003 (cf. p. 18).
- Taha, O. (2004). « [Formulation, implementation and testing of  \$k - \omega - \overline{v^2} - f\$  model in an asymmetric plane diffuser](#) ». *Mém. de mast. Chalmers University of Technology* (cf. p. 17, 36).
- Tartousi, H., Kulisa, P., Leboeuf, F., Ngo Boum, G., Lefebvre, A. et Yammine, A. (2011). « [Numerical Investigation of a Turbocharger Centrifugal Compressor: Volute Influence on the Performance of The Compressor](#) ». *European Turbomachinery Conference, Istanbul, Turkey, March, 21-25*, p. 1-10 (cf. p. 134).
- Tavoularis, S., Jimenez, J. et Leuchter, O. (1997). « [A Selection of Test Cases for the Validation of Large-Eddy Simulations of Turbulent Flows, AGARD advisory report N. 345](#) ». *Rapp. tech. AGARD* (cf. p. 63, 68, 72, 83).
- Taylor, G.I. (1938). « [The spectrum of turbulence](#) ». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, p. 476-490 (cf. p. 34).
- Tenaud, C., Pellerin, S., Dulieu, A. et Phuoc, L.T. (2005). « [Large Eddy Simulations of a spatially developing incompressible 3D mixing layer using the  \$\overline{v^2}\omega\$  formulation](#) ». *Computers & Fluids* **34.1**, p. 67-96 (cf. p. 63, 69, 70, 83).
- Terracol, M., Manoha, E., Herrero, C., Labourasse, E., Redonnet, S. et Sagaut, P. (2005). « [Hybrid methods for airframe noise numerical prediction](#) ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **19.3**, p. 197-227 (cf. p. 5).
- Terracol, M., Manoha, E., Murayama, M. et Yamamoto, K. (2015). « [Aeroacoustic Calculations of the 30P30N High-lift Airfoil using Hybrid RANS/LES methods: Modeling and Grid Resolution Effects](#) ». *AIAA Aviation, 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 22-26 June 2015, Dallas, TX* (cf. p. 11).
- Tessicini, F., Temmerman, L. et Leschziner, M. (2006). « [Approximate near-wall treatments based on zonal and hybrid RANS-LES methods for LES at high Reynolds numbers](#) ». *International Journal*



- of Heat and Fluid Flow* **27.5**. Special issue of the 6th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM6, p. 789-799 (cf. p. 15).
- Tobak, M. et Long, K. (2010a). « [Topological Aspects of the FAITH Experiment \(new version\)](#) ». *AIAA Joint Working Group on Fluid Dynamics Challenges in Flight Dynamics January 7, 2010* (cf. p. 180, 190, 194, 238).
- Tobak, M. et Long, K. (2010b). « [Topological Aspects of the FAITH Experiment \(old version\)](#) ». *AIAA Joint Working Group on Fluid Dynamics Challenges in Flight Dynamics January 7, 2010* (cf. p. 194, 238).
- Toosi, S. et Larsson, J. (2017). « [Anisotropic grid-adaptation in large eddy simulations](#) ». *Computers & Fluids* **156**, p. 146-161 (cf. p. 55, 217).
- Touyeras, A. et Villain, M. (2004). « [Aerodynamic design and test result analysis of a three stage research compressor](#) ». *ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air; Vienna, Austria. GT2004-53940*, p. 1-9 (cf. p. 131).
- Travin, A., Shur, M., Spalart, P. et Strelets, M. (2006). « [Improvement of Delayed Detached-Eddy Simulation for LES with Wall Modelling](#) ». *ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, September 5-8, 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands* (cf. p. 6, 10, 17, 24, 29, 49).
- Travin, A., Shur, M., Strelets, M. et Spalart, P. (1999). « [Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **63**, p. 293-313 (cf. p. 8).
- Travin, A., Shur, M., Strelets, M. et Spalart, P. (2000). « [Physical and Numerical Upgrades in the Detached-Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows](#) ». *Advances in LES of Complex Flows*. T. 65, p. 239-254 (cf. p. 8, 17, 52, 53).
- Tremblay, F. (2002). « [Direct and large-eddy simulation of flow around a circular cylinder at subcritical Reynolds numbers](#) ». Thèse de doct. Technische Universität München (cf. p. 66).
- Tucker, P., Eastwood, S., Klostermeier, C., Xia, H., Ray, P., Tyacke, J. et Dawes, W. (2012). « [Hybrid LES Approach for Practical Turbomachinery Flows - Part I: Hierarchy and Example Simulations](#) ». *Journal of Turbomachinery* **134**, p. 1-10 (cf. p. 3).
- Tucker, P. (2011a). « [Computation of unsteady turbomachinery flows: Part 1 - Progress and challenges](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **47.7**, p. 522-545 (cf. p. 56).
- Tucker, P. (2011b). « [Computation of unsteady turbomachinery flows: Part 2 - LES and hybrids](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **47.7**, p. 546-569 (cf. p. 2, 3, 41).
- Tucker, P. (2013). « [Trends in turbomachinery turbulence treatments](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **63.0**, p. 1-32 (cf. p. 14).
- Tucker, P. et Davidson, L. (2004). « [Zonal  \$k-l\$  based large eddy simulations](#) ». *Computers & Fluids* (cf. p. 15).
- Tucker, P.G. et Tyacke, J.C. (2015). « [Eddy resolving simulations in aerospace – Invited paper \(Numerical Fluid 2014\)](#) ». *Applied Mathematics and Computation* (cf. p. 12, 41).
- Tucker, P. (2014). *Unsteady Computational Fluid Dynamics in Aeronautics*. Springer, p. 33-92 (cf. p. 15, 41, 56, 57, 59, 215).

- Tyacke, J. et Tucker, P. (2014). « [Future Use of Large Eddy Simulation in Aeroengines](#) ». *ASME Turbo Expo, June 16-20, Düsseldorf, Germany*. GT2014-25434 (cf. p. 4, 55, 56).
- Tyacke, J., Tucker, P.G., Jefferson-Loveday, R., Vadlamani, N.R., Watson, R., Naqavi, I. et Yang, X. (2013). « [Large Eddy Simulation for turbines: Methodologies, cost and future outlooks](#) ». *Journal of Turbomachinery* **136.6**, p. 061009 (cf. p. 10).
- Tyler, J. et Sofrin, T. (1962). « [Axial flow compressor noise studies](#) ». *Journal of Turbomachinery* **70**, p. 309-332 (cf. p. 157).
- Uribe, C., Marty, J. et Gerolymos, G. (2017a). « [Evaluation of Zonal Detached Eddy Simulation  \$k-\omega\$  and Scale Adaptive Simulation methods on a realistic rotor of a high-pressure compressor](#) ». *Proceedings of the CFM 2017, 28 Août au 1er Septembre 2017, Lille, France* (cf. p. 43).
- Uribe, C., Marty, J. et Gerolymos, G. (2017b). « [Zonal Detached Eddy Simulation extension to  \$k-\omega\$  models](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 4279 (cf. p. 17, 43).
- Vatsa, V.N., Lockard, D.P. et Spalart, P.R. (2017). « [Grid Sensitivity of SA-Based Delayed-Detached-Eddy-Simulation Model for Blunt-Body Flows](#) ». *AIAA Journal* (cf. p. 21).
- Verrière, J. (2016). « [ZDES simulations of propulsive jets : physical analysis and influence of upstream turbulence](#) ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. 58, 59).
- Verrière, J., Gand, F. et Deck, S. (2016). « [Zonal Detached-Eddy Simulations of a Dual-Stream Jet](#) ». *AIAA Journal*, p. 1-15 (cf. p. 59, 216).
- Verrière, J., Gand, F. et Deck, S. (2017). « [Zonal Detached Eddy Simulations of a Dual-Stream Jet: Turbulence Rate Sensitivity](#) ». *AIAA Journal* (cf. p. 11).
- Vieser, W., Esch, T. et Menter, F. (2002). « [Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models](#) ». Rapp. tech. CFX, p. 0602 (cf. p. 44).
- Viswanathan, K. (2004). « [Aeroacoustics of hot jets](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **516**, p. 39-82 (cf. p. 18).
- Vogel, J. et Eaton, J. (1985). « [Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step](#) ». *Journal of Heat Transfer* **107.4**, p. 922-929 (cf. p. 18, 48, 64, 65).
- Vreman, B., Geurts, B. et Kuerten, H. (1995). « [A priori tests of large eddy simulation of the compressible plane mixing layer](#) ». *Journal of Engineering Mathematics* **29.4**, p. 299-327 (cf. p. 32).
- Vuillot, F., De La Puente, F., Landier, S., Renaud, T., Benoît, C. et Sanders, L. (2017). « [New Unstructured Grid Strategies for Applications to Aeroacoustic Computations of the LAGOON, Landing Gear Model, Using the CEDRE Unstructured Flow Solver](#) ». *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3011 (cf. p. 11).
- Wadcock, A.J. (1978). « [Flying-hot-wire study of two-dimensional turbulent separation of an NACA 4412 airfoil at maximum lift](#) ». Thèse de doct. California Institute of Technology (cf. p. 18).
- Wallin, S. et Johansson, A. (2000). « [An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **403**, p. 89-132 (cf. p. 14, 17, 196, 231).
- Walters, D.K. et Cokljat, D. (2008). « [A three-equation eddy-viscosity model for Reynolds-averaged Navier–Stokes simulations of transitional flow](#) ». *Journal of Fluids Engineering* **130.12**, p. 121401 (cf. p. 14, 26, 217, 234).

- Walters, D., Bhushan, S., Alam, M. et Thompson, D. (2013). « Investigation of a Dynamic Hybrid RANS/LES Modelling Methodology for Finite-Volume CFD Simulations ». *Flow, Turbulence and Combustion* **91.3**, p. 643-667 (cf. p. 15).
- Wang, G., Yang, M., Liu, J., Xiao, Z. et Fu, S. (2017). « Numerical Simulations of Transition and Massive Separation past the Orion Capsule by DDES Based on the In-house Transition Model ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado* (cf. p. 26).
- Wang, M. et Moin, P. (2000). « Computation of trailing-edge flow and noise using large-eddy simulation ». *AIAA Journal* **38.12**, p. 2201-2209 (cf. p. 18).
- Wang, S., Ingham, D.B., Ma, L., Pourkashanian, M. et Tao, Z. (2012). « Turbulence modeling of deep dynamic stall at relatively low Reynolds number ». *Journal of Fluids and Structures* **33**, p. 191-209 (cf. p. 15).
- Wang, Z.J., Fidkowski, K., Abgrall, R., Bassi, F., Caraeni, D., Cary, A., Deconinck, H., Hartmann, R., Hillewaert, K., Huynh, H.T. et al. (2013). « High-order CFD methods: current status and perspective ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **72.8**, p. 811-845 (cf. p. 31, 52).
- Wang, Z. (2007). « High-order methods for the Euler and Navier–Stokes equations on unstructured grids ». *Progress in Aerospace Sciences* **43.1-3**, p. 1-41 (cf. p. 31, 52).
- Weihing, P., Younis, B. et Weigand, B. (2014). « Heat transfer enhancement in a ribbed channel: Development of turbulence closures ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **76**, p. 509-522 (cf. p. 18).
- Weinman, K.A., Ven, H. van der, Mockett, C.R., Knopp, T.A., Kok, J., Perrin, R.T. et Thiele, F.H. (2006). « A study of grid convergence issues for the simulation of the massively separated flow around a stalled airfoil using DES and related methods ». *ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, September 5-8, 2006, Egmond aan Zee, The Netherlands* (cf. p. 17).
- Weiss, P.-E. et Deck, S. (2011). « Control of the antisymmetric mode (m=1) for high Reynolds axisymmetric turbulent separating-reattaching flows ». *Physics of Fluids* **23.095102**, p. 1-19 (cf. p. 11).
- Weiss, P.-E. et Deck, S. (2017). « On the coupling of a zonal body-fitted/immersed boundary method with ZDES: Application to the interactions on a realistic space launcher afterbody flow ». *Computers & Fluids* (cf. p. 11).
- Welch, P. (1967). « The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms ». *IEEE Transactions on audio and electroacoustics* **2.AU-15**, p. 70-73 (cf. p. 157).
- Wellborn, S.R., Reichert, B.A. et Okiishi, T.H. (1992). « An experimental investigation of the flow in a diffusing S-duct ». *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA, Nashville, Tennessee, July 6-8, 1992* (cf. p. 18).
- Wilcox, D. (1988). « Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models ». *AIAA Journal* **26.11**, p. 1299-1310 (cf. p. 3, 14, 17, 29, 32, 35, 36, 44, 50, 111, 231, 233).
- Wilcox, D. (1993). *Turbulence Modelling for CFD*. ISBN-10: 0963605100. DCW Industries. La Cañada, California (cf. p. 17).
- Wilcox, D. (1998). *Turbulence Modelling for CFD*. ISBN-10: 0963605151. DCW Industries. La Cañada, California, 2<sup>nd</sup> edition (cf. p. 17).

- Wilcox, D. (2006). *Turbulence Modelling for CFD*. ISBN 10: 1928729088. DCW Industries. La Cañada, California, 3<sup>rd</sup> edition (cf. p. 15, 24, 44, 181, 225).
- Wilcox, D.C. (2008). « [Formulation of the  \$k - \omega\$  turbulence model revisited](#) ». *AIAA Journal* **46**.11, p. 2823-2838 (cf. p. 44).
- Wild, J., Pott-Pollenske, M. et Nagel, B. (2006). « [An integrated design approach for low noise exposing high-lift devices](#) ». *3rd AIAA Flow Control Conference* (cf. p. 18).
- Winkler, C., Dorgan, A. et Mani, M. (2012). « [A reduced dissipation approach for unsteady flows on unstructured grids](#) ». *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 9 - 12 January 2012, Nashville, Tennessee*, p. 570 (cf. p. 53).
- Wissink, J. et Rodi, W. (2006). « [Direct Numerical Simulations of Transitional Flow in Turbomachinery](#) ». *Journal of Turbomachinery* **128**.4, p. 668-678 (cf. p. 2).
- Witherden, F.D. et Jameson, A. (2017). « [Future Directions of Computational Fluid Dynamics](#) ». *23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 5-9 June 2017, Denver, Colorado*, p. 3791 (cf. p. 54).
- Wokoock, R., Krimmelbein, N., Ortmanns, J., Ciobaca, V., Radespiel, R. et Krumbein, A. (2006). « [RANS simulation and experiments on the stall behaviour of an airfoil with laminar separation bubbles](#) ». *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada* (cf. p. 18, 48).
- Wood, J.N., De Nayer, G., Schmidt, S. et Breuer, M. (2016). « [Experimental Investigation and Large-Eddy Simulation of the Turbulent Flow past a Smooth and Rigid Hemisphere](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **97**.1, p. 79-119 (cf. p. 195, 242).
- Woodruff, S. (2016). « [Model-Invariant Hybrid Computations of Separated Flows for RCA Standard Test Cases](#) ». *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 4-8 January 2016, San Diego, California, USA*, p. 1559 (cf. p. 181).
- Wray, A. (1997). « [Turbulence in Compressible Flows, AGARD REPORT 819](#) ». Rapp. tech. AGARD (cf. p. 18, 34-36).
- Wu, X. (2017). « [Inflow turbulence generation methods](#) ». *Annual Review of Fluid Mechanics* **49**, p. 23-49 (cf. p. 7).
- Xiao, H., Wang, J. et Jenny, P. (2014). « [Dynamic Evaluation of Mesh Resolution and Its Application in Hybrid LES/RANS Methods](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **93**.1, p. 141-170 (cf. p. 55).
- Xiao, Z., Liu, J., Huang, J. et Fu, S. (2012). « [Numerical dissipation effects on massive separation around tandem cylinders](#) ». *AIAA Journal* **50**.5, p. 1119-1136 (cf. p. 53).
- Xu, C.-y., Chen, L.-w. et Lu, X.-y. (2007). « [Large-Eddy and Detached-Eddy Simulations of the separated flow around a circular cylinder](#) ». *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* **19**.5, p. 559-563 (cf. p. 66).
- Yan, J., Mockett, C. et Thiele, F. (2005). « [Investigation of Alternative Length Scale Substitutions in Detached-Eddy Simulation](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* **74**.1, p. 85-102 (cf. p. 15, 17, 24, 29, 32, 35, 111).
- Yan, J., Tawackolian, K., Michel, U. et Thiele, F. (2007). « [Computation of jet noise using a hybrid approach](#) ». *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference), Rome, Italy*. T. 3621, p. 2007 (cf. p. 29, 35, 38).

- Yee, H., Sandham, N. et Djomehri, M. (1999). « [Low-Dissipative High-Order Shock-Capturing Methods Using Characteristic-Based Filters](#) ». *Journal of Computational Physics* **150.1**, p. 199-238 (cf. p. 53).
- Yin, Z., Reddy, K. et Durbin, P. (2015). « [On the dynamic computation of the model constant in delayed detached eddy simulation](#) ». *Physics of Fluids* **27.2**, 025105 (cf. p. 17, 29, 32, 35, 181, 187).
- Yin, Z. et Durbin, P. (2016). « [An adaptive DES smodel that allows wall-resolved eddy simulation](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* (cf. p. 17).
- Yoder, D., DeBonis, J. et Georgiadis, N. (2015). « [Modeling of turbulent free shear flows](#) ». *Computers & Fluids* **117**, p. 212-232 (cf. p. 63, 67, 68).
- Yoshizawa, A. (1984). « [Statistical analysis of the deviation of the Reynolds stress from its eddy-viscosity representation](#) ». *Physics of Fluids* **27.6**, p. 1377-1387 (cf. p. 31).
- Yoshizawa, A. et Horiuti, K. (1985). « [A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows](#) ». *Journal of the Physical Society of Japan* **54.8**, p. 2834-2839 (cf. p. 30, 31, 33).
- You, J.Y. et Kwon, O.J. (2013). « [Blending of SAS and correlation-based transition models for flow simulation at supercritical Reynolds numbers](#) ». *Computers & Fluids* **80**.Supplement C. Selected contributions of the 23rd International Conference on Parallel Fluid Dynamics ParCFD2011, p. 63-70 (cf. p. 5).
- Zdravkovich, M.M. (1997). *Flow around Circular Cylinders; Vol. 1: Fundamentals*. T. 1. ISBN: 9780198563969. Oxford university press (cf. p. 65, 118).
- Zhang, D., Cadel, D.R., Paterson, E.G. et Lowe, K.T. (2018). « [Numerical Study of Transitional Unsteady Boundary Layer on Wind Turbine Airfoil Using Hybrid RANS/LES Turbulence Model](#) ». *2018 Wind Energy Symposium*, p. 1497 (cf. p. 215).
- Zhang, L., Li, J., Mou, Y.F., Zhang, H., Shi, W.B. et Jin, J. (2017). « [Numerical Investigation of Flow Around a Multi-Element Airfoil with Hybrid RANS-LES Approaches Based on SST Model](#) ». *Journal of Mechanics*, p. 1-12 (cf. p. 11).
- Zhang, Y., Habashi, W.G. et Khurram, R.A. (2015a). « [Predicting wind-induced vibrations of high-rise buildings using unsteady CFD and modal analysis](#) ». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **136**, p. 165-179 (cf. p. 11).
- Zhang, Y., Habashi, W.G. et Khurram, R.A. (2015b). « [Zonal Detached-Eddy Simulation of Turbulent Unsteady Flow over Iced Airfoils](#) ». *Journal of Aircraft*, p. 1-14 (cf. p. 11).
- Zhao, R., Rong, J. et Li, X. (2014). « [Entropy and its application in turbulence modeling](#) ». *Chinese Science Bulletin* **59.31**, p. 4137-4141 (cf. p. 49, 50).
- Zhao, R., Yan, C., Li, X. et Kong, W. (2013). « [Towards an entropy-based detached-eddy simulation](#) ». *Science China Physics, Mechanics and Astronomy* **56.10**, p. 1970-1980 (cf. p. 49, 50).
- Zheng, X., Liao, C., Liu, C., Sung, C. et Huang, T. (1997). « [Multigrid Computation of Incompressible Flows using Two-Equation Turbulence Models: Part I – Numerical Method](#) ». *Journal of Fluids Engineering* **119**, p. 893-899 (cf. p. 43).
- Zheng, X., Liu, C., Liu, F. et Yang, C.-I. (1998). « [Turbulent transition simulation using the  \$k-\omega\$  model](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Engineering* **42.5**, p. 907-926 (cf. p. 43, 44).

- Zhiyin, Y. (2015). « Large-eddy simulation: Past, present and the future ». *Chinese Journal of Aeronautics* **28.1**, p. 11-24 (cf. p. 31).
- Zhou, L., Zhao, R. et Shi, X.-P. (2017). « An Entropy-Assisted Shielding Function in DDES Formulation for the SST Turbulence Model ». *Entropy* **19.3**, p. 93 (cf. p. 24, 29, 49).
- Zhuchkov, R.N. et Utkina, A.A. (2016). « Combining the SSG/LRR- $\omega$  differential reynolds stress model with the detached eddy and laminar-turbulent transition models ». *Fluid Dynamics* **51.6**, p. 733-744 (cf. p. 17).







## Développement d'une approche ZDES à deux équations de transport et application turbomachines

Afin d'améliorer les caractéristiques d'une turbomachine, il est capital de prévoir correctement les écoulements secondaires et/ou transitionnels s'y développant. Ces écoulements peuvent être à l'origine de la réduction de ses performances et de son domaine de fonctionnement. À titre d'exemple la présence de tourbillons de jeu ou de décollements de coin sur les aubages de compresseur H.P. engendre des pertes de pression totale favorisant l'apparition d'instabilités axiales (pompage). Les multiples processus de transition laminaire-turbulent modulent la charge thermique subie par les aubes de turbine et conditionnent donc leur durée de vie. La nature généralement fortement instationnaire, décollée et transitionnelle de ces écoulements rend leur prévision délicate voire imprécise avec les modélisations de la turbulence utilisées en conception (approche RANS). En réponse à ces défis une solution est l'approche hybride RANS/LES dite ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation (Deck 2012)) dans ses modes de fonctionnement 0, 1 et 2 : les couches limites sont traitées par une approche RANS dans leur entière épaisseur afin de s'y affranchir du coût excessif d'une approche LES (résolution des grandes échelles de la turbulence) qui est seulement utilisée - si nécessaire - sur le reste du domaine de calcul pour une prévision haute fidélité des écoulements décollés, l'interface entre les deux approches étant continue. Afin que cette approche soit compatible avec la majorité des modèles de transition laminaire-turbulent, en particulier en aérodynamique interne, ces travaux en proposent diverses variantes non plus basées sur le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras (approche ZDES SA) mais sur le modèle  $k - \omega$  SST de Menter (approche ZDES SST). Au regard d'une décomposition en problématiques majeures de leurs performances, ils démontrent la similitude comportementale de ces deux approches sur des cas d'écoulement génériques (couche de mélange, marche descendante, barreau cylindrique) peu exigeants vis-à-vis de leur modèle de turbulence sous-jacent au sein des régions RANS. Ils démontrent également l'avantage de la ZDES SST sur la ZDES SA sur un cas d'intérêt industriel (rotor de compresseur axial H.P.) autrement plus exigeant et évaluent diverses voies d'amélioration pour l'approche ZDES. Enfin ils enrichissent cette démarche d'évaluation d'un nouveau cas générique d'écoulement (bosse axisymétrique) permettant d'isoler la problématique de la prévision des décollements de couche limite turbulente en l'absence de singularité géométrique.

**Mots clés :** SIMULATION NUMÉRIQUE ; APPROCHE HYBRIDE RANS/LES ; ZONAL DETACHED EDDY SIMULATION ; MODÉLISATION DE LA TURBULENCE ; VALIDATION ; TURBOMACHINES

## Development of ZDES method based on two-equation turbulence and turbomachinery application

Accurate secondary and transitional flows predictions are essential to turbomachinery improvements. They cause additional losses and operating domain reduction. For example tip-leakage vortex flow or corner separation flow in H.P. compressor lead to total pressure losses and promote axial instabilities (surge). Various laminar-turbulent transition processes regulate turbine blade thermal load and thus turbine blades life. Usual CFD turbulence modellings (RANS method) fail to cope with such strongly fluctuating, separated and transitional flows. In response to these challenges, one solution relies in the hybrid RANS/LES method called ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation (Deck 2012)) in its operating modes 0, 1 and 2 : boundary layers are modelled following a RANS method in their whole thickness for avoiding their expensive resolution following an LES method (resolution of the large turbulence scales) which is only used - if needed - far from the wall for high fidelity prediction of separated flows thanks to continuous RANS/LES interfaces. In view to allow ZDES method to be compatible with the majority of laminar-turbulent transition models applied for internal flows, this work proposes numerous ZDES's variants no more based on Spalart et Allmaras turbulence model (ZDES SA method) but on Menter  $k - \omega$  SST turbulence model (ZDES SST method). With regards to a deconstruction of their performances in major issues, this work demonstrates the behavioral similarity of those two methods on common flow test cases (mixing layer, backward-facing step, circular cylinder) undemanding for their underlying turbulence model in RANS regions. This work also demonstrates the advantage of ZDES SST over ZDES SA for an industrial relevant test case (high-pressure axial compressor rotor) much more demanding. It assesses various ways of improvement for ZDES method. Finally, it supplements this validation process with a new common test case (axisymmetric hill) allowing to isolate the issue of turbulent boundary layer separation prediction in the absence of geometrical singularity.

**Keywords:** NUMERICAL SIMULATION ; HYBRID RANS/LES METHOD ; ZONAL DETACHED EDDY SIMULATION ; TURBULENCE MODELLING ; VALIDATION ; TURBOMACHINERY.